

Витебск

XLVI Международная
конференция

«Актуальные проблемы прочности»

15–17 октября 2007 года
Витебск, Беларусь



материалы конференции

Часть 2

Межгосударственный координационный совет по физике прочности и пластичности
материалов

Национальная академия наук Беларуси

Министерство Образования Республики Беларусь

Государственный комитет по науке и технологиям Республики Беларусь

Научный Совет РАН по физике конденсированных сред

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

Санкт-Петербургский государственный университет

Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований

УО “Витебский государственный технологический университет”

Институт технической акустики НАН Беларуси

XLVI Международная конференция

«Актуальные проблемы прочности»

15–17 октября 2007 года

Витебск, Беларусь

Посвящается Первому съезду учёных Республики Беларусь

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Часть 2

**Витебск, Беларусь
2007**

УДК 539.4
ББК 22.25
С-65

XLVI Международная конференция «Актуальные проблемы прочности», 15-17 октября 2007 года, Витебск, Беларусь: материалы конференции. Ч. 2. /УО «ВГТУ». – Витебск: УО «ВГТУ», 2007 – 320 с.

УДК 620.178.1:539.533

**АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК
ДЕФОРМАЦИИ, УПРУГОСТИ И ПРОЧНОСТИ НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ,
А ТАКЖЕ СТРУКТУРНЫХ И ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В НИХ
МЕТОДОМ ИНДЕНТИРОВАНИЯ**

Фирстов С. А., Горбань В. Ф., Печковский Э. П.

Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины, Киев
fsa@ipms.kiev.ua, epp@ipms.kiev.ua

На основании известных соотношений, используемых в методе автоматического индентирования, аналитически получено уравнение, которое отражает основные закономерности этого процесса и устанавливает непосредственную связь между показателями диаграммы индентирования, твердостью и модулем нормальной упругости. Определен физический смысл этого уравнения. Получено его экспериментальное подтверждение при индентировании материалов различного типа более 30 наименований. Установлены константы индентирования, которые отражают наличие принципиальной возможности существования предельных значений величин глубины внедрения индентора и твердости материала. Отмечены возможности научного и практического использования полученных соотношений.

В настоящее время продолжает оставаться актуальной проблема разработки новых и модернизации известных методов, позволяющих сравнительно быстро и без больших энергетических затрат устанавливать достоверные значения механических свойств современных материалов с особыми свойствами (наноматериалы, аморфные, градиентные, квазикристаллы, пленки и др.).

Данная работа посвящена решению одного из аспектов этой проблемы, а именно – определению характеристик упругости, прочности и деформации таких материалов методом автоматического индентирования.

Одной из важных характеристик материала является отношение его твердости H к модулю нормальной упругости E (модулю Юнга) – H/E [1, 2]. Величина H/E характеризует способность материала сопротивляться изменению размеров и формы в процессе деформации. Она отражает сложившиеся на основании стандартных механических испытаний материалов представления о соотношении их пластичности; также используется для характеристики способности материалов к износу при трении.

Для экспериментального вычисления величины отношения H/E возникает необходимость в достоверном и точном определении значений твердости и модуля Юнга. При этом весьма рационально определять модуль упругости и твердость непосредственно в одном эксперименте по индентированию материала.

Авторы [3], используя автоматически записанные диаграммы индентирования (рис. 1) (в частности, их ветви разгрузки), первыми применили этот метод для определения модуля Юнга. В основе их модели находится представление о том, что в случае упруго-пластической деформации материала под индентором, «если разгрузка осуществляется после прекращения процессов релаксации под отпечатком, то начальная стадия разгрузки является чисто упругой. На этом этапе нагружение и разгрузка – обратимые процессы и могут быть описаны методами теории упругости».

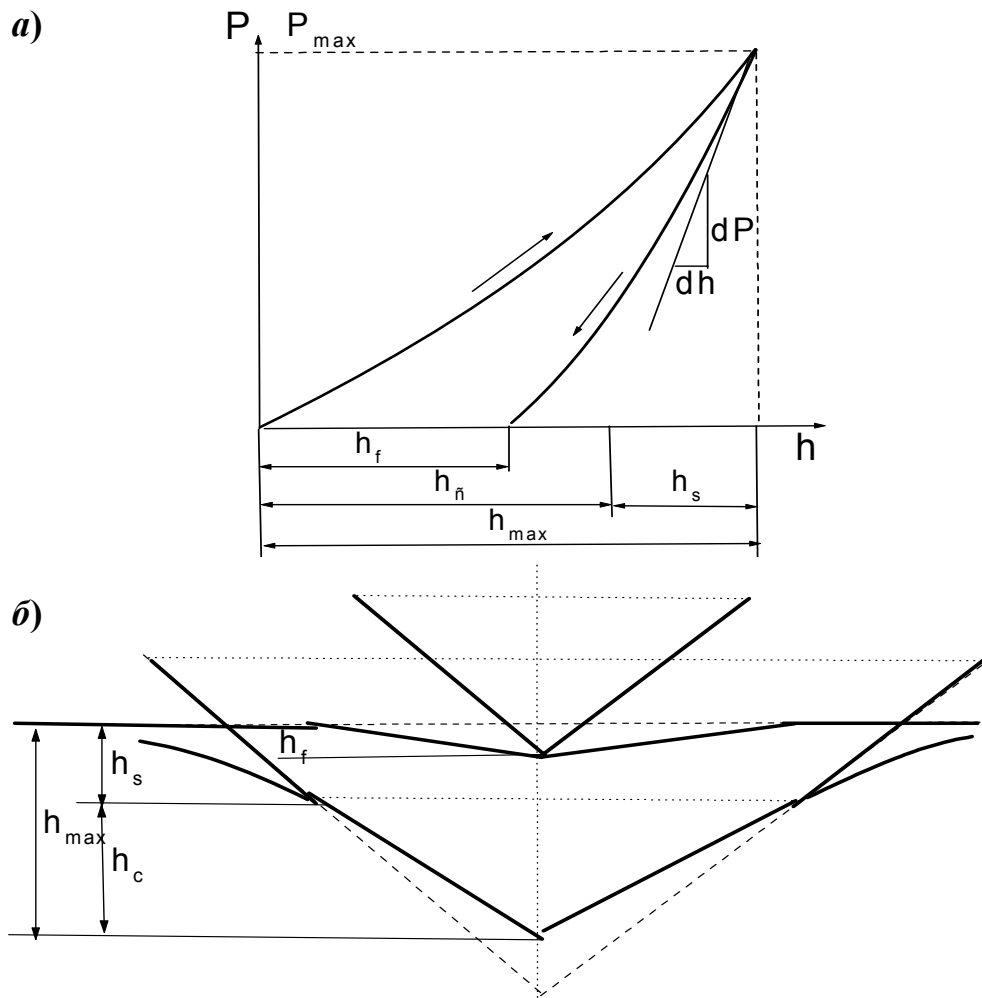


Рис. 1. Схемы диаграммы автоматического индентирования (а) и взаимодействия индентора с материалом (б). Пояснения см. в тексте

В результате было получено выражение, которое может быть представлено в следующем виде:

$$E^* = (dP/dh)_{h_{max}} \cdot \sqrt{\pi} / (2 \cdot \sqrt{F}), \quad (1)$$

где E^* – так называемый «эффективный» («контактный») модуль упругости, величина, учитывающая упругое взаимодействие материала с индентором:

$$1/E^* = (1 - \nu^2)/E + (1 - \nu_0^2)/E_0, \quad (2)$$

E – модуль Юнга материала, а индекс «0» относится к индентору. F – площадь проекции отпечатка. Величина $(dP/dh)_{h_{max}}$ характеризует наклон ветви разгрузки на начальном участке; определяется дифференцированием функции, связывающей нагрузку с глубиной внедрения в условиях упругой деформации.

В последующих работах [4, 5] представления авторов [3] были использованы, во-первых, для детализации методики определения модуля Юнга и, во-вторых, были направлены на получение достоверных значений твердости. Было обращено особое внимание на то, что глубина внедрения индентора, которая фиксируется на диаграмме индентирования, не совпадает с той глубиной отпечатка, на протяжении которой имеет место контакт между индентором и материалом.

В связи с этим, была введена [4, 5] величина h_c – глубина внедрения, на протяжении которой осуществляется контакт между индентором и материалом после полного

нагружения – до P_{\max} (рис. 1). В этой части отпечатка имеет место упруго-пластическая деформация и возможное разрушение материала, а также упругая деформация индентора. Часть глубины внедрения индентора, на протяжении которой контакт с материалом отсутствует в результате образовавшегося в материале углубления (sink-in) вокруг индентора, названа h_s . В этой части отпечатка имеет место полностью упругая деформация материала.

В работах [4, 5] на основании модели [3] и собственного экспериментального материала была предложена конкретная методика для определения величины h_c (рис. 1):

$$h_c = h_{\max} - 0,72 \cdot P_{\max} / (dP/dh)_{h_{\max}}, \quad (3)$$

$$h_s = 0,72 \cdot P_{\max} / (dP/dh)_{h_{\max}}. \quad (4)$$

Величина h_s вычисляется на начальном участке ветви разгрузки после окончания процесса релаксации напряжений в материале, т. е. при P_{\max} (h_{\max}). Число 0,72 – константа формы индентора [5]. Соответственно, площадь проекции «контактной» части отпечатка определяется как $F = 5,196 \cdot \text{tg}^2 \alpha \cdot h_c^2$, а величина твердости – с помощью выражения $H = \beta \cdot P_{\max} / h_c^2$, где β – коэффициент, учитывающий форму индентора.

В настоящей работе поставлена цель – установить функциональную связь отношения прочностных характеристик материала в виде H/E^* с показателями автоматически записанной диаграммы индентирования и возможности ее использования для определения характеристик деформации и упругости материалов с особыми свойствами.

Методика эксперимента

Микроиндентирование проводили на установке «Микрон-гамма» при комнатной температуре (нагрузка в пределах до $P = 3 \text{ Н}$) алмазной пирамидой Берковича ($\alpha = 65^\circ$) с автоматически выполняемым нагружением и разгрузением, а также записью диаграмм нагружения, выдержки и разгрузки в координатах $P-h$ (нагрузка – глубина внедрения индентора). Точность определения нагрузки P составляла 10^{-3} Н , глубины внедрения h индентора $\pm 2,5 \text{ нм}$. Значения характеристик P_{\max} , h_{\max} , h_f , h_c , h_s , H , E^* , E определялись, вычислялись и фиксировались автоматически с использованием соответствующих формул [4, 5] (так, твердость H определяли как отношение нагрузки к площади проекции отпечатка на глубине h_c : $H = 0,418 \cdot P_{\max} / h_c^2$).

Основные изученные материалы – металлы и сплавы с различным типом кристаллической решетки и в различных структурных состояниях (в том числе, и в наноструктурном); а также материалы в квазикристаллическом, аморфном и аморфно-нанокристаллическом состояниях: Al; Fe; Mg; Cr; Ti; Cu; W; Cu–20%Zr (деформированный); Ni–3%Al–12%Re; Zr (деформированный); Ti (деформированный); Ti–20%V; W–6%Co; Ti₃SiC₂ (наноламинат); W–8%Co; Al–40%Cu–18%Fe (квазикристалл); Cr–ZrCr₂ (эвтектика); Si – монокристалл (111); W–45%Ti–10%Co; Ti–25%Zr–10%Ni–10%Cu–5%Co (рентгеноаморфный); SiO₂ (аморфный); Ti–41%Zr–17%Ni (квазикристалл); TiN (пленка); Co–4%Fe–8%Si–3%B (аморфный); SiC; Si (аморфный).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В настоящей работе аналитическим путем получены соотношения между характеристиками напряжения и деформации материалов при индентировании. Используются выражения (1) и (4). Выразив каждое из них через величину $(dP/dh)_{h_{\max}}$, приравняем их между собой, а в полученном соотношении связь нагрузки P с площадью проекции отпечатка выражаем через твердость H и глубину внедрения h_c . В результате получается выражение:

$$H / E^* = K \cdot (h_s / h_c), \quad (5)$$

где $K = 0,687 \cdot \operatorname{ctg} \alpha$ – константа формы индентора.

Для используемого в работе индентора Берковича $K = 0,3206$; в результате уравнение (5) приобретает вид:

$$H / E^* = 0,3206 \cdot (h_s / h_c). \quad (6)$$

Принимая допущение, что перемещения индентора пропорциональны деформациям [1], можно сказать, что в уравнениях (5) и (6), в соответствии с рис. 1 и выражениями (3) и (4), величина отношения h_s / h_c характеризует долю полностью упругой деформации материала (в той части отпечатка материала, которая имеет место в углублении вокруг индентора – здесь происходит только упругая деформация материала) в упруго-пластической деформации системы материал – индентор (в той части отпечатка материала, которая находится в контакте с индентором – здесь материал деформируется упруго-пластически, индентор – упруго). Таким образом, величина отношения твердости к модулю упругости прямо пропорциональна величине, которая характеризует относительную полностью упругую («чисто» упругую) деформацию материала. Аналогичное соотношение, в котором рассматривается общая упругая деформация материала в системе материал–индентор, представлено в работе [1].

На рис. 2 представлены результаты обработки экспериментальных данных по индентированию изученных в работе материалов. Как видно, имеет место не только строго прямолинейная зависимость, отвечающая уравнению индентирования (5), но и совпадение константы пропорциональности, равной 0,32 для индентора Берковича, в соответствии с уравнением (6). Эта прямая линия является фактически тарировочной для данных условий индентирования материалов.

Как показал анализ экспериментальных данных, место расположения каждого материала на тарировочной прямой (рис. 2) находится в четком соответствии с его структурным состоянием (точнее, типом структурного состояния). В результате, представленные материалы могут быть сгруппированы по типу структурного состояния. Первая группа материалов – крупнокристаллические ($H/E^* < 0,04$); преимущественно эту группу представляют металлы и их сплавы. Вторая группа – мелкокристаллические и наноматериалы ($H/E^* \approx 0,05–0,09$); это – материалы, подвергнутые высоким степеням деформации, многофазные, керамика, покрытия, пленки. Третья группа – материалы в аморфном и аморфно-нанокристаллическом (квазикристаллическом) состояниях ($H/E^* \geq 0,1$). Для них получены наиболее высокие значения удельной твердости $H/E^* \approx 0,14–0,15$. Установление граничных значений величины H/E^* (или h_s/h_c) для различных структурных состояний облегчает идентификацию типа структурного состояния материала.

Анализ соотношений (3) и (4) показал, что величины h_s и h_c в дополнение к своей особенности сохранять постоянным их отношение при увеличении нагрузки (это отражено в выражении (5)), обладают свойством иметь предельные значения.

Действительно, в соответствии с [3], функция, описывающая ветвь разгрузки на начальном участке в предельном случае полностью упругой деформации, имеет такой же вид, как и ветвь нагружения, т. е. $P_{\max} = \lambda \cdot h_{\max}^2$ (ветви нагружения и разгрузки совпадают). Возможность существования такой ситуации подтверждена экспериментально, например, на алмазе [6], а также в нашей работе на кварце и аморфных материалах при использовании индентора с большими углами заточки. С другой стороны, дифференцирование величины $(dP/dh)_{h_{\max}}$ с учетом «предельной» функции ветви разгрузки приводит к соотношению $(dP/dh)_{h_{\max}} = 2 \cdot \lambda \cdot h_{\max}$. Заменяя в выражении (4) числитель и знаменатель на соответствующие им предельные величины, получаем максимальное предельное значение глубины внедрения h_s индентора (рис. 1):

$$h_s^{\max} = 0,36 \cdot h_{\max}. \quad (7)$$

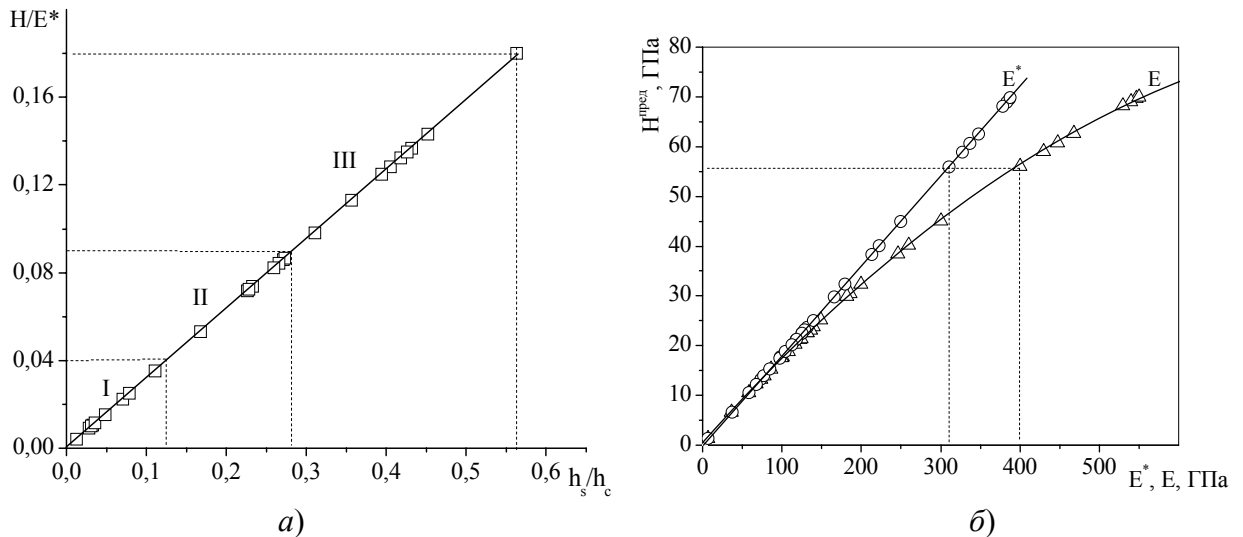


Рис. 2. Графическое представление уравнения индентирования (6): *a* – экспериментальная проверка и построение тарифовочной зависимости для индентора Берковича; I, II, III – области структурных состояний; *б* – зависимость предельной твердости $H^{\text{пред}}$ материала от модуля нормальной упругости. Пояснения см. в тексте

Так как величина h_s может иметь предельное максимальное значение (7), т. е. $h_s \leq 0,36 \cdot h_{\text{max}}$, следовательно, соответствующее ему значение величины h_c будет являться предельным минимальным (см. рис. 1). Подставив выражение (7) в (3), получаем выражение для минимального предельного значения глубины внедрения индентора $h_c^{\text{min}} = 0,64 \cdot h_{\text{max}}$, т. е. $h_c \geq 0,64 \cdot h_{\text{max}}$.

Отношение предельных значений величин h_s и h_c , как видно, равно

$$h_s^{\text{max}} / h_c^{\text{min}} = 0,5625. \quad (8)$$

Как следует из приведенных рассуждений, отношение (8) является предельной константой индентирования независимо от материала и условий индентирования. Действительно, она определяется только двумя числами: константой формы индентора, равной 0,72 [5], и показателем степени n в уравнении $P_{\text{max}} = \beta \cdot h_{\text{max}}^n$, описывающем ветвь нагружения. В условиях же соблюдения закона подобия отпечатка при индентировании всегда $n = 2$.

Подстановка константы индентирования (8) в уравнение индентирования (5) приводит его к виду, из которого следует принципиальная возможность существования предельного значения твердости $H^{\text{пред}}$ материала: $H^{\text{пред}} = 0,386 \cdot \text{ctg } \alpha \cdot E^*$. Как видно, оно определяется «эффективным» («контактным») модулем упругости E^* материала (прямо пропорционально) и углом α при вершине индентора (снижается с уменьшением общей деформации материала под индентором). Применительно к индентору Берковича (уравнение (6)), оно принимает вид:

$$H^{\text{пред}} / E^* = 0,1803 \quad \text{или} \quad H^{\text{пред}} = 0,1803 \cdot E^*. \quad (9)$$

Точка с «предельными» координатами $h_s^{\text{max}} / h_c^{\text{min}} = 0,5625$ и $H^{\text{пред}} / E^* = 0,1803$, нанесенная на зависимость рис. 2, располагается на продолжении тарифовочной прямой и находится в полном соответствии с экспериментальными данными.

Формула (9) позволяет определить предельное значение твердости $H^{\text{пред}}$ конкретного материала, используя величину «контактного» модуля нормальной упругости E^* . Если же воспользоваться модулем Юнга E , то необходимо, как следует из соотношения (2), использовать величину коэффициента Пуассона ν . В этом случае применительно к

индентору Берковича и принятому в работе коэффициенту Пуассона $\nu = 0,25$ (в случае, когда его значение для данного материала не было известно), получается выражение: $H^{\text{пред}} = 0,192 \cdot E / (1 + 0,00087 \cdot E)$.

Расчет показывает, что предельные значения твердости материалов могут достигать значительных величин. Например, при индентировании алмаза, для которого принимается значение модуля нормальной упругости $E = 1160$ ГПа, являющегося самым высоким из числа известных материалов, можно ожидать и самое высокое значение твердости. Действительно, использование алмазного индентора Берковича и коэффициента Пуассона $\nu = 0,07$ дает расчетное значение величины $H^{\text{пред}} = 105$ ГПа. Это значение с большой точностью совпадает с известными значениями [7–9].

Наличие уравнения индентирования (5) позволяет контролировать корректность выполнения эксперимента на предмет получения достоверных значений твердости (в том числе, и предельных), модуля нормальной упругости, а также характеристик упругой и упруго-пластической деформации. Таким контролирующим фактором является соответствие полученных данных уравнению (5), т. е. расположение экспериментальных точек на тарировочной прямой (рис. 2).

Таким образом, аналитически полученное и экспериментально подтвержденное уравнение (5) является фундаментальным уравнением индентирования, так как оно отражает закономерности процесса индентирования и непосредственно устанавливает связь прочностных характеристик материала (т. е. возникающих в нем напряжений) в области полностью упругой (E^*) и упруго-пластической (H) деформации с основными показателями автоматически записанной диаграммы индентирования (в первую очередь, величин глубины внедрения h_s и h_c).

Список литературы

1. Мильман Ю.В. Новые методики микромеханических испытаний материалов методом локального нагружения жестким индентором // Сучасне матеріалознавство XXI сторіччя. Київ: “Наукова думка”, 1998, с. 637-656.
2. Фирстов С.А., Роголь Т.Г. Теоретическая (предельная) твердость // Доповіді НАН України. – 2007. - № 4. – С. 110-114.
3. Булычев С. И., Алехин В. П., Шоршоров М. Х., Терновский А. П. Исследование механических свойств материалов с помощью кинетической диаграммы нагрузка – глубина отпечатка при микровдавливании // Проблемы прочности. – 1976. – № 9. – С. 79-83.
4. Doener M. F. and Nix W. D. Indentation problems // J. Mater. Res. – 1986. - 1. - P. 601-614.
5. Oliver W.C. and Pharr G.M. Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation: Advances in understanding and refinements to methodology // J. Mater. Res. – 2004. – 19. - P. 3-20.
6. McHargue C.J. Indentation testing of thin films and hard materials // Thin Solid Films. – 1988. – 162. – P. 363-375.
7. Musel J. Hard and superhard nanocomposite coatings // Surface and Coatings Technology. – 2000. – 125. – P. 322-330.
8. Григорьев О. Н. Исследование пластических и прочностных свойств сверхтвердых материалов методами микровдавливания // Порошковая металлургия. – 1982. - № 1. – С. 74-84.
9. Gielisse P. J.. Mechanical properties of dimond films and related materials // Proceedings of the Third International Symposium on Dimond Films. – St. Petersburg, Russia. June 16-19, 1996. – P. 281-295.

УДК 539.2.669.017.620.19.621.73

ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ СПЕЧЕННЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ТРОЙНЫХ СОЕДИНЕНИЙ – ТИТАНОВЫХ НАНОЛАМИНАТОВ

Фирстов С. А., Горбань В. Ф., Печковский Э. П.

Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины, Киев
fsa@ipms.kiev.ua, epp@ipms.kiev.ua

Методами индентирования, одноосного сжатия, а также растровой электронной микроскопии изучено поведение структуры и механических свойств одно- и двухфазных (in-situ композитов) титановых наноламинатов Ti_3SiC_2 , Ti_3AlC_2 и Ti_4AlN_3 , изготовленных методом реакционного спекания, в компактном и пористом состояниях. Установлены закономерности, особенности и механизмы процессов деформации и разрушения этих материалов в интервале температур 20–1300 °С. Определены температурно-деформационные и силовые границы их существования в пластичном состоянии. Выполнен сравнительный анализ механических свойств этих наноламинатов. Показано, что по увеличению прочностных характеристик и сопротивления деформации и ползучести при средних и высоких температурах наноламинаты располагаются в следующей последовательности: Ti_3AlC_2 – Ti_4AlN_3 – Ti_3SiC_2 . Предложено объяснение полученного соотношения высокотемпературных свойств титановых наноламинатов.

На протяжении последних десяти лет идет интенсивное изучение нового класса материалов – поликристаллических наноламинатов, которые представляют собой новый тип твердых тел – машинообрабатываемые материалы, пригодные для использования при высоких температурах [1–10].

Эти вещества представляют собой тройные соединения, которые отвечают формуле $M_{n+1}AX_n$, где М – переходный металл, А – элемент IIIA или IVA групп, X – углерод или азот, $n = 1; 2$ или 3 (их называют еще МАХ-соединениями). Они имеют гексагональную кристаллическую решетку. Уникальная отличительная особенность этих материалов состоит в слоистости строения их кристаллической решетки – закономерном расположении слоев атомов М и А элементов (отсюда название – наноламинаты), которые обладают пониженной энергией связи между собой. В результате, под действием приложенной силы они имеют возможность легко скользить относительно друг друга. Поэтому одним из основных механизмов релаксации напряжений, возникающих в наноламинатах при нагружении, является микрорасслоение [1, 2].

В данных соединениях сочетаются лучшие свойства металлов и керамики. Как металлы – они электро- и теплопроводны, легко обрабатываются резанием при комнатной температуре, хорошо противостоят распространению трещин, не чувствительны к термическому удару, пластичны при высоких температурах. Как керамика – они имеют низкую плотность, обладают высокими значениями характеристик упругости, стойки к ползучести, имеют высокую жаростойкость, сохраняют свою прочность до температур, превышающих те, при которых используются жаропрочные материалы на основе металлов, например, никелевые суперсплавы [1, 2].

Среди более 50-ти известных наноламинатов существуют 4 наноламината карбида титана (элементом X является углерод) – Ti_2AlC (4,11); Ti_3AlC_2 (4,5); Ti_3SiC_2 (4,52); Ti_2SC (4,62) и 2 наноламината нитрида титана (элементом X является азот) – Ti_2AlN (4,31); Ti_4AlN_3 (4,76). Они заслуживают внимания с точки зрения малой плотности,

экономичности изготовления и перспективности использования (в скобках указана их плотность, г/см³).

Перспективность использования пористых наноламинатов обусловлена тем, что в противовес неизбежному снижению прочностных характеристик, возможно увеличение удельных значений механических свойств и повышение экономической эффективности его изготовления и обработки [7–9].

Высокотемпературная термомеханическая обработка пористых наноламинатов позволяет дополнительно регулировать количество, форму и распределение пор в материале, что расширяет возможности получения заданных значений характеристик прочности, пластичности и разрушения, а также их сочетаний [7–9].

В работах [7–10] показана принципиальная возможность упрочнения спеченного титанокремнистого карбида Ti_3SiC_2 в низко- и высокопористом состояниях путем естественного введения частиц второй фазы TiC (образование *in-situ* композитов Ti_3SiC_2/TiC).

Достоинством такого *in-situ* композита является то, что образование карбида титана TiC является обязательным термодинамически обусловленным этапом формирования тройного соединения Ti_3SiC_2 в процессе реакционного спекания порошковой смеси [1–3]. Количество и размер частиц второй фазы TiC регулируются составом и соотношением исходных ингредиентов, а также режимом спекания. Повышение прочности композита Ti_3SiC_2/TiC происходит, благодаря присутствию частиц высокопрочной фазы TiC в менее прочной матрице Ti_3SiC_2 . Наличие частиц TiC не приводит к значительному снижению высокотемпературной пластичности, т. к. они являются не только дополнительными концентраторами напряжения, но и эффективным препятствием для распространения микротрещин, возникающих при нагружении, они затрудняют достижение микротрещинами критического размера за счет дополнительного межфазного микрорасслоения.

В настоящей работе на трех титановых наноламинатах Ti_3SiC_2 , Ti_3AlC_2 и Ti_4AlN_3 , изготовленных методом реакционного спекания порошковых смесей соответствующих двойных соединений TiH_2 , TiC, SiC, TiN и Al, выявлены закономерности, особенности и механизмы деформации и разрушения в интервале температур 20–1300 °C в различных условиях нагружения. Установлены физические основы одновременного повышения характеристик низкотемпературной пластичности, высокотемпературной прочности и сопротивления разрушению.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Идентифицирование. Для температурных зависимостей макротвердости рассматриваемых пористых наноламинатов общим признаком является наличие атермического участка, за которым происходит резкий спад твердости: у Ti_3SiC_2 в области 400 °C, у Ti_4AlN_3 – 600 °C и Ti_3AlC_2 – 700 °C (рис. 1, а).

Можно допустить, что более низкий уровень твердости наноламинатов, содержащих в качестве элемента А алюминий (Ti_3AlC_2 и Ti_4AlN_3), по сравнению с Ti_3SiC_2 , обусловлен меньшей энергией связи атомов алюминия между собой и со слоями атомов титана, чем у атомов кремния [1, 2]. Кроме того, они имеют более высокую относительную температуру испытания $T/T_{\text{распада}}$ и, следовательно, более активное протекание деформации по диффузионным механизмам [9].

Увеличение пористости титановых наноламинатов приводит к снижению абсолютных значений высокотемпературной кратковременной твердости, однако, не изменяет относительного соотношения их значений (рис. 1, б).

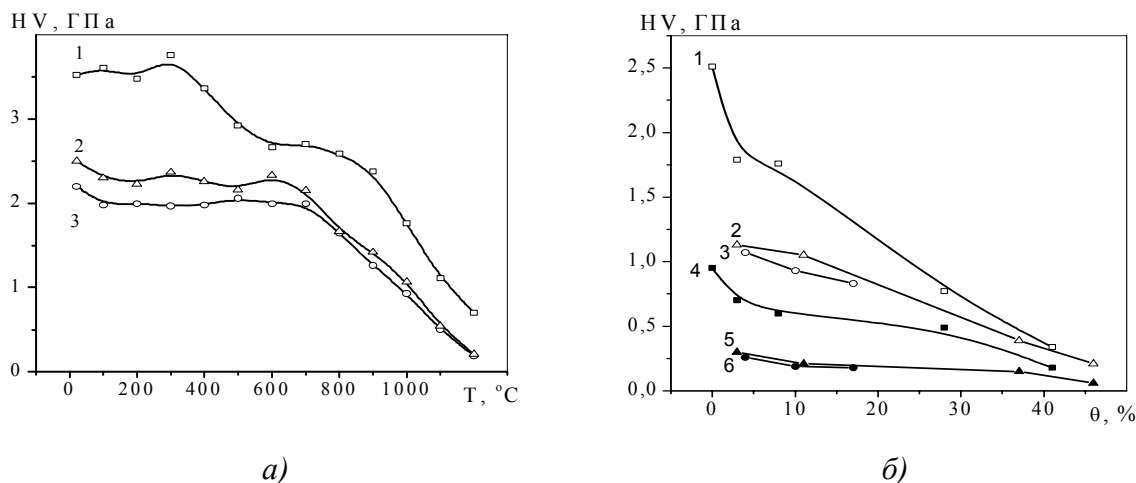


Рис. 1. Зависимости кратковременной твердости ($P = 10 \text{ Н}$, $t = 1 \text{ мин}$) трех наноламинатов от температуры (а) и пористости (б): 1, 4 – Ti_3SiC_2 ; 2, 5 – Ti_4AlN_3 ; 3, 6 – Ti_3AlC_2 . 1–3 – $T = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$; 4–6 – $T = 1200 \text{ }^\circ\text{C}$

Анализ кривых ползучести (увеличение глубины внедрения индентора при выдержке под постоянной нагрузкой) и одновременно происходящее снижение твердости (рис. 2) показали, что для исследуемых наноламинатов при $800 \text{ }^\circ\text{C}$ величина ползучести одинакова, а при повышении температуры индентирования в пределах $800\text{--}1200 \text{ }^\circ\text{C}$ она немонотонно возрастает. По увеличению склонности к высокотемпературной ползучести при индентировании наноламинаты располагаются в следующей последовательности: Ti_3SiC_2 – Ti_4AlN_3 – Ti_3AlC_2 .

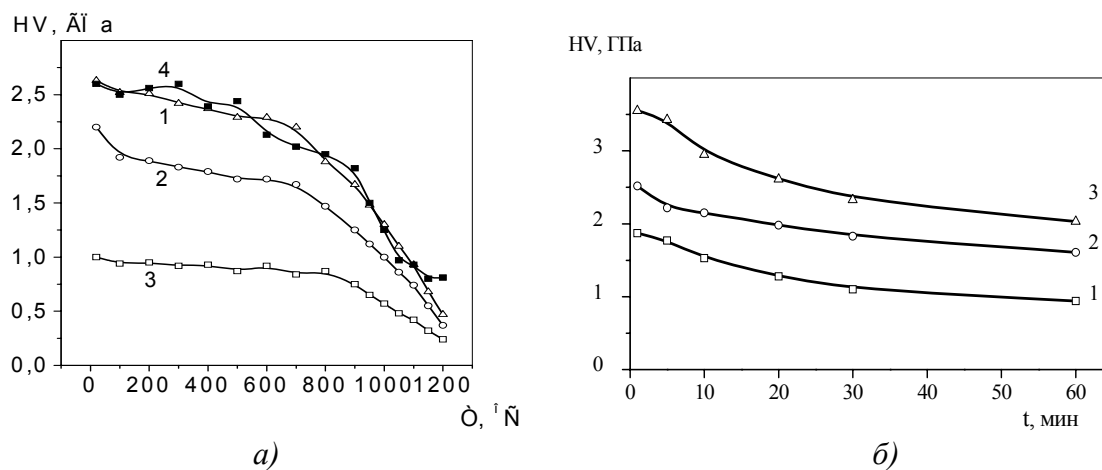


Рис. 2. Зависимость кратковременной твердости ($P = 10 \text{ Н}$, $t = 1 \text{ мин.}$) титано-кремнистого карбида Ti_3SiC_2 с различными сочетаниями пористости θ и содержания TiC от температуры (а): 1 – $\theta = 4 \%$, TiC = 12 %; 2 – $\theta = 13 \%$, TiC = 15 %; 3 – $\theta = 31 \%$, TiC = 10 %; 4 – $\theta = 24 \%$, TiC = 30 %. Зависимость длительной твердости ($T = 1100 \text{ }^\circ\text{C}$, $P = 10 \text{ Н}$, $t = 1\text{--}60 \text{ мин.}$) пористого титано-кремнистого карбида Ti_3SiC_2 ($\theta = 10 \%$) от содержания TiC, % (б): 1 – 0; 2 – 65; 3 – 80

Особенно резко ползучесть увеличивается при повышении температуры в пределах $1100\text{--}1200 \text{ }^\circ\text{C}$. Такой эффект может быть связан с интенсификацией одновременно действующих двух типов процессов динамического разупрочнения – внутризеренного

и межзеренного [10]. Увеличение пористости θ интенсифицирует процесс ползучести, причем наиболее сильно при $\theta > 30\%$.

Одноосное сжатие. Прочность пористых *in-situ* композитов. В условиях одноосного сжатия титано-кремнистого карбида Ti_3SiC_2 при 20–1300 °С температурные интервалы проявления термоактивируемых механизмов деформации сдвинуты в область более высоких температур, чем при кратковременном индентировании [6–8].

Наличие пористости в наноламине Ti_3SiC_2 ниже 10 % (так называемая «закрытая» пористость) приводит к незначительному снижению прочности (предела пропорциональности $\sigma_{пл}$) и незначительному повышению пластичности (деформация до разрушения ε) при температуре выше 1100 °С (рис. 3). Понижение критической температуры перехода, при которой за хрупким разрушением появляется остаточная деформация материала, незначительное. В случае наличия пор выше 20 % («открытая» пористость) имеют место резкое снижение прочности и существенное увеличение пластичности; критическая температура перехода снижается до 700–800 °С.

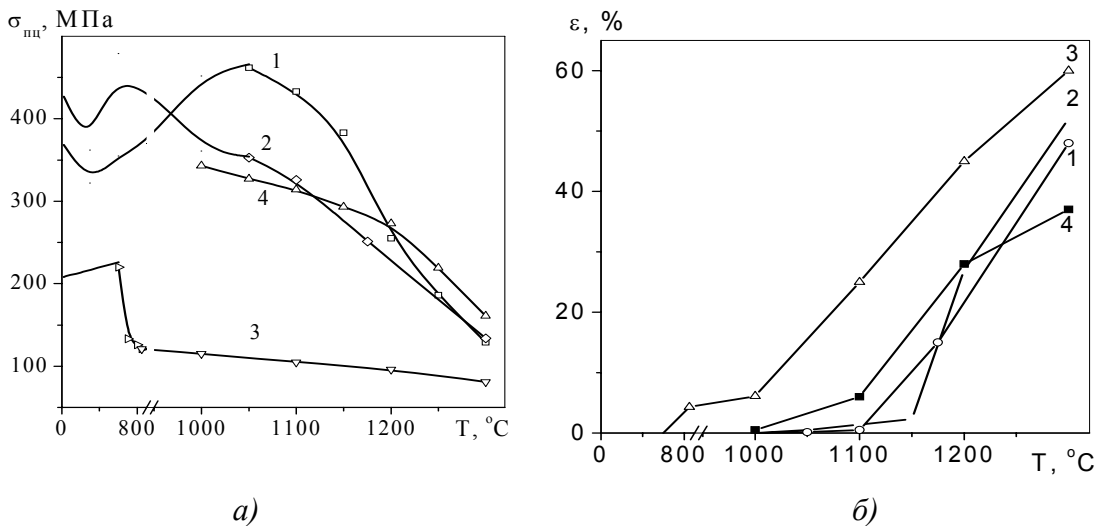


Рис. 3. Температурные зависимости прочности $\sigma_{пл}$ (а) и пластичности ε (б) при одноосном сжатии титанокремнистого карбида Ti_3SiC_2 с различной пористостью θ : 1 – 3 %; 2 – 8 %; 3 – 28 %; 4 – *in-situ* композит 70 Ti_3SiC_2 / 30 TiC, $\theta = 24\%$

Изучение влияния совокупного наличия пор и частиц карбида титана TiC в титано-кремнистом карбиде Ti_3SiC_2 (*in-situ* пористые композиты) на механические свойства показало следующее. При содержании TiC меньше 20 % (об.) решающим фактором, определяющим прочностные характеристики при сжатии (рис. 3) и индентировании (рис. 2), является пористость: ее увеличение приводит к снижению уровня прочности и повышению пластичности, особенно при высоких температурах. При содержании TiC в количестве 30 % (об.) и наличии открытой пористости $\theta = 24\%$ уровень прочности при высоких температурах выше, чем у компактного однофазного Ti_3SiC_2 .

Различие в значениях высокотемпературной удельной прочности $\sigma_{пл}/\rho$ для Ti_3SiC_2 при разных величинах пористости незначительное (рис. 4). При этом высокотемпературная удельная прочность пористого *in-situ* композита 70 Ti_3SiC_2 /30TiC ($\theta = 24\%$) существенно выше, чем пористых однофазных материалов, а также компактного материала. Соотношение прочности при одноосном сжатии исследуемых пористых наноламинатов остается таким же, как и при индентировании (рис. 4). При этом преимущество

пористого *in-situ* композита $70\text{Ti}_3\text{SiC}_2/30\text{TiC}$ ($\theta=24\%$) по сравнению с двумя другими наноламинатами по прочности $\sigma_{\text{пл}}$ и удельной прочности $\sigma_{\text{пл}}/\rho$ остается значительным.

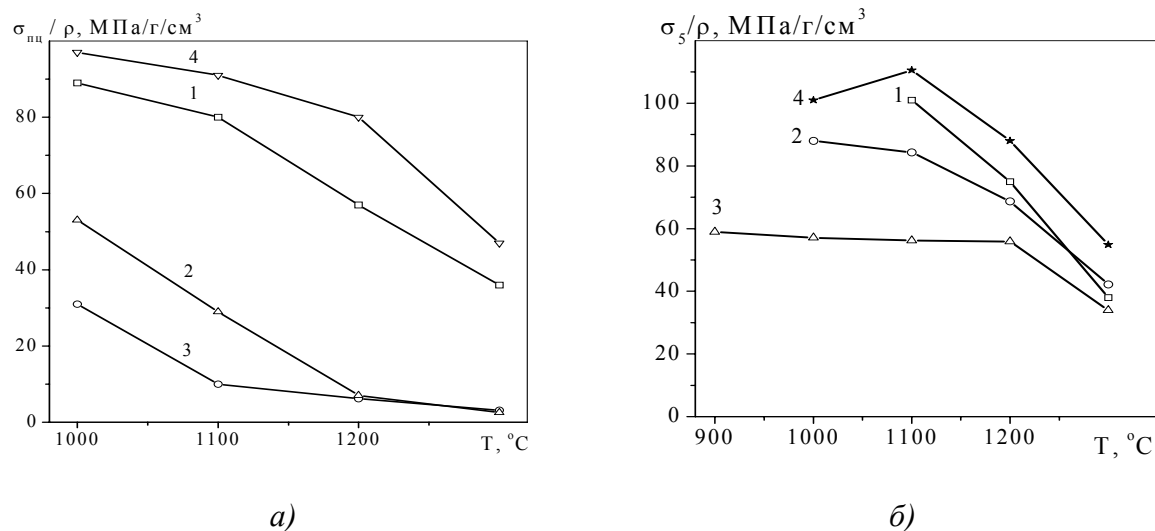


Рис. 4. Температурные зависимости удельной прочности $\sigma_{\text{пл}}/\rho$ наноламинатов с пористостью $\theta = 10\%$ (а): 1 – Ti_3SiC_2 ; 2 – Ti_4AlN_3 ; 3 – Ti_3AlC_2 ; 4 – *in-situ* композит $70\text{Ti}_3\text{SiC}_2/30\text{TiC}$, $\theta = 24\%$; и удельной прочности σ_5/ρ деформированного ($\varepsilon = 5\%$) титано-кремнистого карбида Ti_3SiC_2 с различной пористостью (б): 1 – 3%; 2 – 8%; 3 – 28%; 4 – *in-situ* композит $70\text{Ti}_3\text{SiC}_2/30\text{TiC}$, $\theta = 24\%$

Так же, как и при индентировании, титановые наноламинаты, содержащие в качестве элемента *A* алюминий (Ti_3AlC_2 и Ti_4AlN_3), имеют более низкие значения характеристик высокотемпературной прочности, чем соединение Ti_3SiC_2 , содержащее кремний.

Деформационное упрочнение пористых наноламинатов. Сопоставление эффекта высокотемпературного деформационного упрочнения однофазного Ti_3SiC_2 и *in-situ* пористого композита $70\text{Ti}_3\text{SiC}_2/30\text{TiC}$ ($\theta = 24\%$) между собой показало следующее (рис. 4, б).

Высокотемпературная деформация $\varepsilon = 5\%$ пористых материалов приводит к существенному повышению их прочности. При $T = 1200\text{--}1300\text{ °C}$ для Ti_3SiC_2 с пористостью $\theta = 8\%$ прочность σ_5 выше, а для $\theta = 28\%$ она приближается к таковой для компактного однофазного Ti_3SiC_2 . Относительная величина эффекта повышения прочности возрастает с увеличением пористости. Наличие карбида титана TiC в пористом Ti_3SiC_2 (*in-situ* композит $\theta = 24\%$, $\text{TiC} = 30\%$) дает еще больший эффект.

Особенно значительно эффект высокотемпературного деформационного упрочнения проявляется на температурной зависимости удельной прочности σ_5/ρ (рис. 4, б). Для материала с $\theta = 8\%$ значение этой характеристики выше такового для компактного материала уже при температуре 1250 °C . Величина σ_5/ρ даже для материала с $\theta = 28\%$ при 1300 °C практически такая же, как и для компактного. Удельная прочность композита $70\text{Ti}_3\text{SiC}_2/30\text{TiC}$ ($\theta = 24\%$) значительно выше, чем для компактного материала при всех высоких температурах.

Таким образом, изучение механических свойств титановых пористых МАХ-соединений (наноламинатов) Ti_3SiC_2 , Ti_3AlC_2 и Ti_4AlN_3 в условиях различных способов

нагружения в интервале температур 20–1300 °С показало, что по возрастанию характеристик твердости и жаропрочности, а также увеличению сопротивления деформации и ползучести они располагаются в следующей последовательности: Ti_3AlC_2 – Ti_4AlN_3 – Ti_3SiC_2 . При низких и средних температурах значения характеристик твердости и прочности наноламинатов, которые в качестве элемента А содержат алюминий (Ti_3AlC_2 и Ti_4AlN_3), значительно ниже, чем Ti_3SiC_2 , при высоких температурах (>1000 °С) они практически одинаковы и близки к Ti_3SiC_2 .

С учетом особенностей строения кристаллических решеток изученных титановых наноламинатов предложено объяснение установленных соотношений их высокотемпературных свойств. В соответствии с ним ответственными за более низкие значения механических характеристик наноламинатов, содержащих алюминий, являются два фактора: первый – более низкая энергия связи атомов алюминия между собой и с атомами титана в их кристаллических решетках; второй – более высокая относительная температура испытания $T/T_{\text{распада}}$ (за счет более низкой температуры распада $T_{\text{распада}}$), что обеспечивает повышенную активность протекания деформации по диффузионным механизмам.

Список литературы

1. Barsoum M. W. The $M_{N+1}AX_N$ Phases: A new class of solids; Thermodynamically stable nanolaminates // Prog. Solid St. Chem. – 2000. – **28**. – P. 201-281.
2. Barsoum M. W., El-Raghy T. and Radovic M. Ti_3SiC_2 : A layered machinable ductile carbide // Intereram. – 2000. – **49**, No. 4. – P. 226-233.
3. Yong Du, Julius C. Schuster, Hans J. Seifert, and Fritz Aldinger Experimental investigation and therodinamic calculation of the titanium-silicon-carbon system // J. Amer. Ceram. Soc. – 2000. – **83**, No. 1. – P. 197-203.
4. Li J.F., Pan W., Sato F., and Watanabe R. Mechanical properties of polycrystalline Ti_3SiC_2 at ambient and elevated temperatures // Acta Mater. – 2001. – **49**. – P. 937-945.
5. Kooi B. J., Poppen R. J., Carvalho N. J. M., et al. Ti_3SiC_2 : A damage tolerant ceramic studied with nano-indentations and transmission electron microscopy // Acta Mater. – 2003. – **51**. – P. 2859-2872.
6. Бродниковский Н. П., Печковский Э. П., Фирстов С. А. и др. Механическое поведение титано-кремнистого карбида Ti_3SiC_2 в зависимости от структурного состояния и условий деформирования // Металлофизика и новейшие технологии – 2003. – **25**, № 9. – С. 1179-1200.
7. Firstov S. A. and Pechkovsky E. P. Structure and mechanical properties of sintered compact and porous nanolaminates (Ti_3SiC_2) in the temperature range 20-1300 °С // 2004 Powder Metallurgy World Congress, 17-21 Oct. 2004. – Vienna. – 2004. – **4**. – P. 725-730.
8. Горбань В.Ф., Печковский Э.П., Фирстов С.А. и др. Микро- и макроиндентирование титано-кремнистого карбида Ti_3SiC_2 // Порошк. металлургия. – 2005. – №3/4. – С. 93-105.
9. Firstov S. A., Pechkovsky E. P., Ivanova I. I., Brodnikovsky N. P., Gorban' V. F., Demidik A. N. High-Temperature Mechanical Properties of Powder Metallurgy Porous Lightweight Titanium Nanolaminates // High Temperature Materials and Processes. – 2006. – V. 25, No. 1-2. P. 47-58.
10. Фирстов С.А., Горбань В.Ф., Печковский Э.П. Прочность и пластичность спеченных материалов на основе наноламната Ti_3SiC_2 // Успехи физики металлов. – 2006. – **7**. – С. 243-281.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ХИМИЧЕСКОГО И ФАЗОВОГО СОСТАВА НА ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ СИСТЕМЫ Ti–Ni–Nb

Попов Н. Н., Прокошкин С. Д.*, Сысоева Т. И., Ларькин В. Ф., Костылев И. В.

Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров Нижегородской обл.

popov@astra.vniief.ru

* *Московский государственный институт стали и сплавов, Москва*

Введение

Использование традиционных сплавов с памятью формы (СПФ) системы Ti–Ni–Fe для создания термомеханических муфт (ТММ), обеспечивающих термомеханическое соединение (ТМС) трубопроводов и деталей конструкций, ограничено [1–3]. В основном, это связано с тем, что технология его использования достаточно сложна, поскольку ТММ из сплава Ti–Ni–Fe необходимо деформировать, хранить и устанавливать при криогенных температурах. Вместе с тем, в последнее время было обнаружено, что температуру деформации, хранения и установки ТММ можно существенно повысить за счет дополнительного легирования никелида титана ниобием [4, 5]. При этом свойства сплава можно изменить таким образом, чтобы деформацию, наводящую ЭПФ, проводить при температурах от минус 50 °С до минус 90 °С, а восстановление формы (т.е. «срабатывание» муфты) – при нагреве выше комнатной температуры. Это открывает возможность создания муфт из СПФ, способных к длительному хранению при комнатных температурах до их использования.

В публикациях [5–12] описаны структура, свойства и применение СПФ Ti–Ni–Nb в качестве материала ТММ. Однако оптимизация составов указанных сплавов по свойствам до сих пор отсутствует, основные исследования проведены на практически случайно выбранных композициях 44Ti–47Ni–9Nb (ат. %) [5–11] и 45Ti–45Ni–10Nb (ат.%) [5]. В связи с этим, требуется проведение систематического исследования сплавов системы Ti–Ni–Nb с целью оптимизации их по функциональным свойствам для конкретных условий службы. Поэтому целью данной работы являлось проведение исследования по влиянию химического и фазового состава четырех сплавов системы Ti–Ni–Nb на функциональные и механические свойства, с целью дальнейшего использования их в качестве материала для создания надежных и легко разборных термомеханических соединений.

Материалы и методика исследований

Исследования проводились на четырех сплавах системы Ti–Ni–Nb разного состава (табл. 1).

Таблица 1. Химический состав сплавов системы Ti–Ni–Nb

№ сплава	Ti, ат.%	Ni, ат.%	Nb, ат.%
1	45,0	45,0	10,0
2	44,0	47,0	9,0
3	44,0	44,5	11,5
4	43,5	47,0	9,5

Сначала литые заготовки сплавов в виде дисков нагревали в электропечи при 850 °С (~30 мин) и прокатывали с обжатием ~0,4 и последующим охлаждением на воздухе для рекристаллизации и измельчения зерна аустенита. Далее образцы охлаждали в жидком азоте для реализации мартенситного превращения, после чего проводили закалку от 800 °С (выдержка ~30 минут) в воду для одной партии образцов и высокотемпературную механическую обработку (ВТМО) с деформационной прокаткой при 800 °С с обжатием ~ 0,3 и немедленным охлаждением в воде для другой. Термомеханическую обработку использовали с целью улучшения комплекса функциональных и механических свойств.

Рентгеноструктурные исследования проводили на рентгеновском дифрактометре в излучении, генерируемом медным анодом. Исследование по влиянию химического состава материала на механические свойства сплавов, а также измерение температур возникновения и окончания интенсивного роста реактивных напряжений и определение их максимального значения проводили на испытательной машине UTS-100К.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Фазовый состав и температуры фазовых переходов. В результате рентгенофазового анализа сплавов системы Ti–Ni–Nb, было установлено, что фазовый состав всех сплавов одинаков: при комнатной температуре основной структурной составляющей является никелид титана NiTi (B2–аустенит, имеющий решетку, упорядоченную по типу CsCl) (см. Рис.). Другая фаза, присутствующая в значительном количестве – ниобий Nb, имеющий ОЦК решетку. Кроме линий основных фаз на рентгенограммах присутствует слабая линия {511} “паразитной” фазы Ti₂Ni (ГЦК решетка). Эта фаза образуется в условиях неравновесной плавки и мало изменяется при дальнейшей обработке. Проведение термомеханической термообработки не вызывает изменения фазового состава.

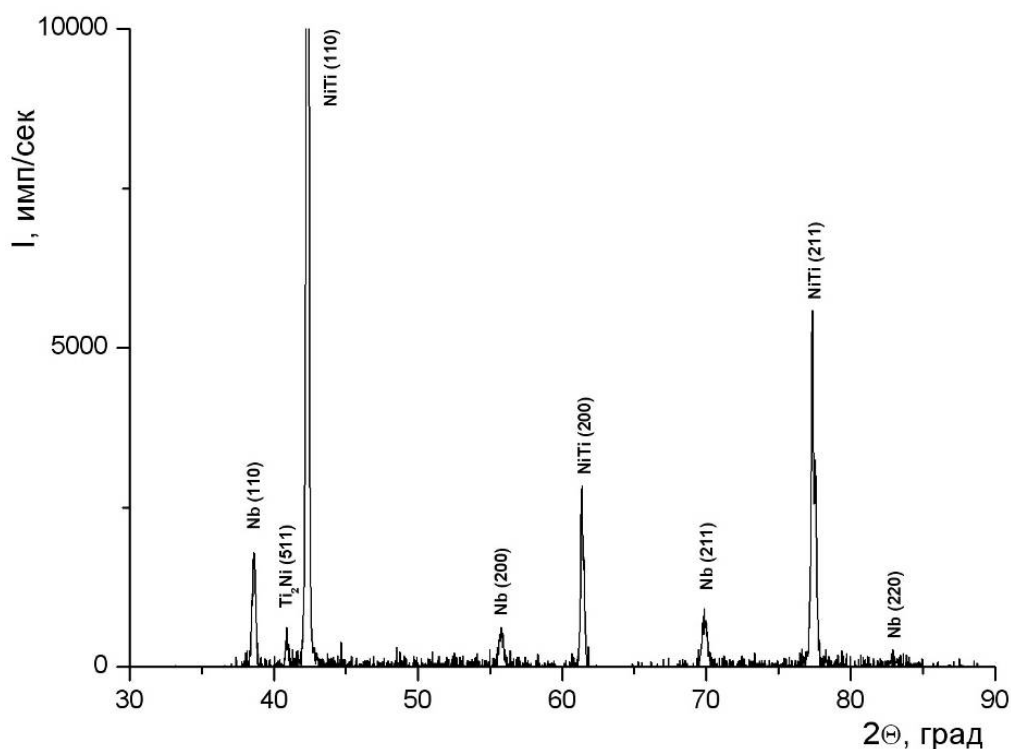


Рис. Типичная дифрактограмма сплавов №1–4 системы Ti–Ni–Nb при температуре 20°С.

При охлаждении образцов в результате происходящего мартенситного превращения картина меняется. При этом аустенит (B2) почти полностью переходит в мартенсит (B19'). Также замечено, что в интервале превращения отсутствует и промежуточная R-фаза (с ромбоэдрической решеткой). Таким образом, в сплавах №1–4 при охлаждении происходит одностадийное мартенситное превращение по типу B2→B19', что согласуется с результатами работы [4]. При нагреве от температур ниже конца прямого мартенситного превращения в сплаве развивается обратное мартенситное превращение. Зарегистрированные методом рентгеноструктурного анализа температуры фазовых переходов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Температуры фазовых переходов образцов сплавов №1–4 системы Ti–Ni–Nb в зависимости от состава и вида обработки

№ сплава	Обработка	Температуры фазовых переходов, °C			
		M_s	M_f	A_s	A_f
1	Исходное состояние	–50	–125	–50	+10
	Закалка 800 °C, 30 мин, вода	–30	–80	–25	+20
	ВТМО	–30	–85	–30	+20
2	Исходное состояние	< –196	–	–	–
	Закалка 800 °C, 30 мин, вода	< –170	–	–	–
	ВТМО	< –196	–	–	–
3	Исходное состояние	< –196	–	–	–
	Закалка 800 °C, 30 мин, вода	–115	–160	–100	–42
	ВТМО	–130	< –170	–110	–40
4	Исходное состояние	< –196	–	–	–
	Закалка 800 °C, 30 мин, вода	< –170	–	–	–
	ВТМО	< –196	–	–	–

В результате проведения экспериментов по определению характеристических температур мартенситных превращений замечено, что обработка сплавов №1 и №3 по режимам закалки и ВТМО сдвигает температурный интервал прямого мартенситного превращения $M_s - M_f$ в сторону положительных температур (особенно при закалке). При этом в сплаве №3 температуры M_s и M_f гораздо ниже, чем в сплаве №1. Интервалы обратного превращения $A_s - A_f$ после закалки и ВТМО близки. Сплавы №2 и №4, имеющие повышенное содержание никеля относительно титана, практически не проявляют мартенситного превращения при охлаждении вплоть до температуры жидкого азота, как в исходном состоянии, так и после закалки и тем более после ВТМО. Это делает данные сплавы неперспективными с точки зрения наведения в них деформации для последующего проявления эффекта памяти формы.

Методом полуколичественного фазового анализа было определено количественное содержание фаз в исследуемых сплавах № 1–4 (табл. 3). Установлено, что повышение содержания никеля в сплавах приводит к увеличению образования паразитной фазы Ti_2Ni . Так, в сплавах №2 и №4 количество фазы Ti_2Ni в 2–2,2 раза выше, чем в сплавах №1 и №3.

Таблица 3. Процентное соотношение фаз в сплавах №1–4 системы Ti–Ni–Nb

№ сплава	NiTi, вес %	Nb, вес %	Ti_2Ni , вес %
1	86,4	11,3	2,3
2	85,2	10,2	4,6
3	85,1	12,5	2,4
4	84,1	10,6	5,3

Термомеханические характеристики. Функциональные характеристики восстановления формы исследуемых сплавов № 1–4, такие как температуры начала A_s ЭПФ и окончания A_f ЭПФ восстановления формы определяли, варьируя величину наведенной деформации изгиба ε_i при температурах, лежащих в области температур M_s .

По мере увеличения деформации ε_i , наведенной в сплаве № 1 при температуре -50 °С, интервал температур восстановления формы $A_s - A_f$, который в отсутствии наводящей ЭПФ деформации лежал ниже комнатной температуры, смещается в сторону положительных температур (см. табл. 4). Это явление наблюдается после всех исходных обработок (закалка, ВТМО), но обеспечивает формовосстановление в различных интервалах температур $A_s - A_f$. В сплавах №2 и №4, как это и предполагалось, не удалось навести деформацию ЭПФ. В ходе наводящей ЭПФ деформации при максимально низкой температуре -95 °С образцы преждевременно разрушались. В закаленном сплаве №3 обратимую деформацию удалось навести при температуре -90 °С. Однако в этом сплаве не удалось получить высокотемпературный ЭПФ, и восстановление формы происходит ниже комнатной температуры. Попытки повысить температурный интервал восстановления формы за счет увеличения наведенной деформации приводят к разрушению образцов.

Таблица 4. Зависимость характеристических температур формовосстановления A_s и A_f от величины наведенной деформации изгиба для сплавов №1 и №3

№ сплава	Вид обработки	Величина наведенной деформации ε_i , %	Характеристические температуры формовосстановления, °С	
			A_s	A_f
1	Закалка	4,5	-20	+30
		6	+10	+35
		9,5	+20	+45
		15	+25	+70
	ВТМО	5,1	-5	+25
		9,2	+10	+40
3	Закалка	1	-90	-35
		5,5	-80	-25

Результаты, полученные при восстановлении формы после деформации, наведенной растяжением закаленных образцов сплава №1 (табл. 5), выявляют такую же тенденцию изменения критических точек температур с ростом величины наведенной деформации ε_i .

Таблица 5. Зависимость характеристических температур формовосстановления A_s и A_f от величины наведенной деформации растяжения для сплава №1

№ сплава	Вид обработки	Величина наведенной деформации ε_i , %	Характеристические температуры формовосстановления, °С	
			A_s	A_f
1	Закалка	3	12	30
		4	13	35
		8	43	73

Механические характеристики. Исследование по влиянию химического состава материала на механические характеристики проводили на микрообразцах (рабочий диаметр равен 2 мм) сплавов №1–4, подвергнутых закалке. Образцы сплава №1 деформировали при температуре $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$, а сплавов № 2 – 4 – при температуре $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$. Скорость деформации равнялась $1,2 \times 10^{-3}\text{ с}^{-1}$. Результаты исследований показали (см. табл. 6), что механические свойства материалов сильно зависят от их химического состава. Величина относительного удлинения в сплаве №2 на 25%, а в сплаве №4 на 45% ниже, чем в сплавах №1 и №3. Это вызвано тем, что в сплавах №2 и №4, близких по химическому составу, количество частиц фазы Ti_2Ni , в 2–2,2 раза выше, чем в сплавах №1 и №3. Частицы фазы Ti_2Ni не испытывают мартенситного превращения, что вызывает снижение пластических свойств. В свою очередь, снижение пластичности приводит к уменьшению величины максимально наводимой деформации, от которой зависят значения реактивных напряжений [3], обратимая деформация, степень восстановления формы и температурный интервал формовосстановления [13]. Причем, чем больше величина наведенной деформации, тем выше уровень перечисленных характеристик. Таким образом, увеличение количества фазы Ti_2Ni в сплавах №2 и №4 приводит к ухудшению комплекса функциональных свойств.

Таблица 6. Влияние химического состава на значения основных механических характеристик образцов сплавов №1–4 системы Ti–Ni–Nb

№ сплава	Кол-во образцов	σ_{ϕ} , МПа	$\sigma_T^{МПФ}$, МПа	σ_B , МПа	$\delta_{ост}$, %
1	3	150	570	650	8,0
2	3	*	410	570	6,0
3	3	170	720	820	8,0
4	3	*	370	570	4,5

* – для данных сплавов фазовый предел текучести не проявляется; σ_{ϕ} – фазовый предел текучести; $\sigma_T^{МПФ}$ – предел текучести материала с памятью формы (на 2 участке пластического течения); σ_B – предел прочности; $\delta_{ост}$ – относительное остаточное удлинение.

Реактивные напряжения. Влияние химического состава на развитие реактивных напряжений проводили на сплавах №1–4, отличающихся содержанием Ni и Ti, и Nb (см. табл. 1). Закаленные образцы сплава №1 деформировали при температуре $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$, а сплавов №2–4 – при температуре $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$. Скорость деформации равнялась $1,2 \cdot 10^{-3}\text{ с}^{-1}$. Начальную деформацию для образцов исследуемых сплавов выбирали по результатам механических испытаний, и она была на 2% меньше деформации, соответствующей разрушению образцов. Анализ полученных данных показал зависимость значений реактивных напряжений и температур их роста от химического состава материалов (см. табл. 7).

Таблица 7. Влияние химического состава на средние значения максимальных реактивных напряжений и температуры их роста в сплавах №1–4 системы Ti–Ni–Nb

№ сплава	Кол-во образцов	ε , %	A_s^r , $^{\circ}\text{C}$	A_f^r , $^{\circ}\text{C}$	σ_r^{\max} , МПа
1	3	8	30	130	550
2	3	4,5	-155	-70	400
3	3	7,5	-80	0	540
4	3	4	-160	-80	370

При сравнении показателей табл. 1 и 7 следует, что увеличение количества никеля в сплавах №2 и №4 приводит к резкому снижению показателя максимального реактивного напряжения. Кроме того, характеристические температуры развития термомеханических напряжений у образцов сплавов №2, №3 и №4 находятся в области отрицательных температур. Это связано с тем, что в сплавах данного состава (согласно [13]) даже при температуре $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ содержится большая доля остаточного аустенита ($>50\%$), поэтому при нагреве реактивные напряжения начинают генерироваться уже в области отрицательных температур. При сравнении данных табл. 6 и 7 видно, что снижение предела текучести в сплавах №2 и №4 вызывает понижение уровня максимального реактивного напряжения.

Выводы

1. Показано, что сплавы №1–4 системы Ti–Ni–Nb разного химического состава имеют одинаковый фазовый состав, который состоит из трех фаз: никелид титана NiTi, ниобий Nb и “паразитная” фаза Ti_2Ni , при этом количественное содержание перечисленных фаз не одинаково.

2. Выявлено, что с увеличением величины наводимой деформации, интервал температур обратного мартенситного превращения сплава №1 смещается в сторону более высоких температур и лежит, в основном, выше комнатной температуры. В сплавах №2 и №4 не удалось навести деформацию для последующего проявления ЭПФ. В сплаве №3 высокотемпературный ЭПФ не достигается, и восстановление формы происходит ниже комнатной температуры.

3. Установлено, что увеличение количества никеля в сплавах №2 и №4 приводит к резкому снижению показателей пластичности, а также величины максимального реактивного напряжения.

4. Проведенное исследование показало, что состав сплава №1 является самым перспективным, с точки зрения использования его в качестве материала термомеханических муфт, так как его срабатывание происходит при нагреве выше комнатной температуры, а показатели механических свойств и реактивных напряжений достигают достаточно высоких значений.

Список литературы

1. Попов Н.Н., Ларькин В.Ф., Кудрявцев А.В., Суворова Е.Б. Разработка опытных технологий неразборного и разборного термомеханического соединения трубопроводов муфтами из никелида титана // Сб. ст. VI межд. науч.-техн. конференции “Кибернетика и высокие технологии XXI века”. Воронеж. Россия. 2005. С.651-661.
2. Shape Memory Materials. Ed. K. Otsuka, C.M. Wayman. Cambridge, 1999, 284 p.
3. Shape Memory Alloys: Fundamentals, Modeling and Applications. Ed. V. Brailovski, S. Prokoshkin, P. Terriault, F. Trochu. Montreal, 2003, 851 p.
4. Лихачев В.А., Шиманский С.Р. Влияние композиции TiNiNb на ее свойства и работоспособность // Деп. Статья №7865-84. ВИНТИ, 1984. 17 с.
5. V.A. Udovenko, P.L. Potapov, S.L. Prokoshrin et. al. Proc. Int. Symp. ISSMA’ 99, Quebec City, 1999, p. 503-510.
6. Engineering Aspects of Shape Memory Alloys. Ed. T.W. Duering, K.N. Melton, D. Stockel, C.M. Wayman. London, 1990, 498 p.
7. C.S. Zhang, L.C. Zhao, T.W. Duering, C.M. Wayman. Scripta Met. et Mater., 1990, v.24, p. 1807-1812.
8. L.S. Zhao, C.S. Zhang. Proc. Int. Conf. ICOMAT-92, Monterey, 1992, p. 947-952.
9. H. Horikawa, Y. Suzuki, A. Horie et al. Proc. Int. Conf. ICOMAT-92, Monterey, 1993, p. 1271-1276.

10. T. Onda, M. Piao, J. Bando, K. Otsuka. Advanced Materials' 93, V/B, Trans. Mat. Res. Soc. Jap., 1994, v. 18B, p. 1089-1092.
11. P.A. Besselink, R.C.L. Sachdeva. Journ. De Physique 4, 1995, v.5, p. 11-116.
12. W.Cai, J.F. Zheng, C.S. Zhang, L.C. Zhao. Proc. Int. Conf. SMST-97, Pasific Grove, 1994, p. 95-100.
13. Абрамов В.Я., Александрова Н.М., Боровков Д.В., Макушев С.Ю., и др. Структура и функциональные свойства термически обработанных сплавов на основе Ti-Ni-Nb с широким мартенситным гистерезисом // ФММ. 2006. т.101. №4 С. 436-446.

УДК (539.25+539.533):669.5

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И МИКРОТВЕРДОСТИ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ ФОЛЬГ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ЦИНКА ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ

Лозенко В. В., Шепелевич В. Г.

Белорусский государственный университет, Минск

vera_loz@mail.ru

Цинковые сплавы имеют широкое применение в различных областях техники, благодаря хорошим литейным свойствам, коррозионной устойчивости и высокой прочности [1]. Известно, что упрочнение металла вызывается теми факторами, которые обуславливают повышение сопротивления движению дислокаций. К основным факторам относятся: образование твердого раствора, наличие зеренной структуры, выделение частиц второй фазы, увеличение плотности дислокаций [2].

Применение технологии сверхбыстрой закалки из расплава приводит к улучшению стандартных механических и эксплуатационных свойств цинковых сплавов, что вызвано более однородным распределением легирующих элементов, повышением их растворимости в твердом растворе, уменьшением размера частиц выделений второй фазы и зерна [3]. Однако создаваемые таким образом структуры в металлах являются термодинамически неравновесными и должны изменяться в процессе термической обработки. Следовательно, исследование закономерностей изменения структуры и свойств быстрозатвердевших фольг сплавов на основе цинка в результате отжига имеет научный и практический интерес. В работе представлены результаты исследования влияния термической обработки на структуру и микротвердость фольг бинарных сплавов на основе цинка, содержащих кадмий, медь, германий и индий.

Фольги исследуемых материалов получены кристаллизацией капли расплава (~0,2 г) на внутренней поверхности быстровращающегося медного цилиндра с частотой 25 об/с. Скорость охлаждения расплава при этом была не менее 10^6 K/c [4]. Толщина исследуемых фольг изменялась от 30 до 80 мкм. Изучение поверхностной структуры образцов проводилось с помощью растрового электронного микроскопа LEO 1445 VP. Металлографический анализ был проведен с помощью инверсионного микроскопа OLYMPUS IX70. Составы используемых травителей: №1 – 10 г хромового ангидрида, 1 мл соляной кислоты, 100 мл воды; №2 – 15 мл серной кислоты, 1 мл плавиковой кислоты, 100 мл воды. Микротвердость H_u по Виккерсу измерялась с помощью прибора ПМТ-3 с относительной погрешностью измерения не более 5 %. Исследования проводились при нагрузке 20 г для всех образцов, время выдержки нагрузки 15 с. Изохронный отжиг исследуемых фольг проводился последовательно от комнатной температуры с интервалом в 20 °С и выдержкой 20 мин для каждой температуры.

Электронномикроскопические исследования показали, что с повышением температуры и времени отжига происходит увеличение среднего размера частиц второй фазы (рис. 1).

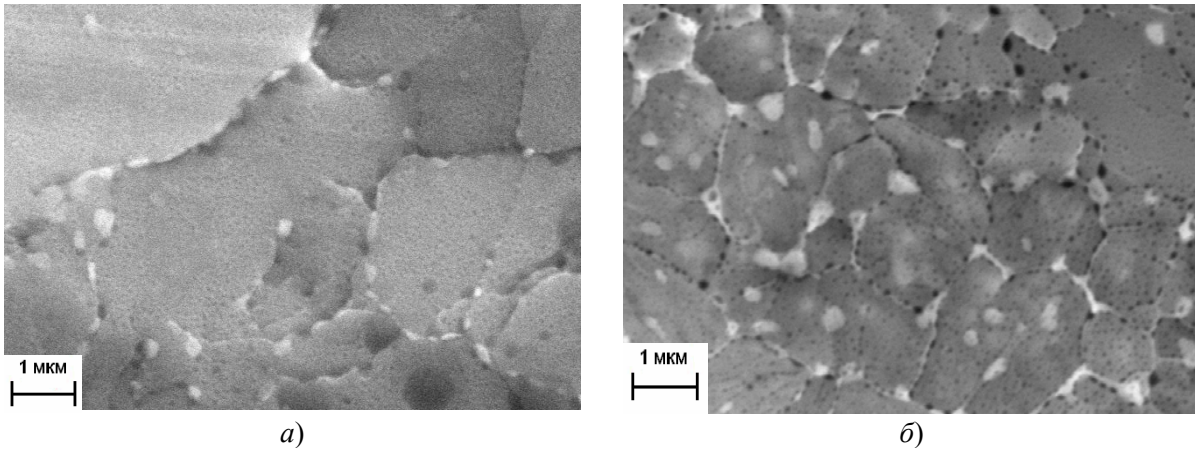


Рис. 1. Выделения частиц второй фазы на свободной поверхности отожженных при 120 °С быстротвердевших фольг сплава Zn–4 ат.% Cd. а) – 30 мин; б) – 120 мин

Гистограммы распределения частиц второй фазы по размерным группам в отожженных фольгах бинарных сплавов основе цинка представлены на рисунке 2. В фольгах сплава Zn–1 ат.% Cd в исходном состоянии наибольшая доля частиц имеют размер, не превышающий 0,2 мкм (рис. 2 а). После отжига при 120 °С в течение 30 мин максимум в распределении приходится уже на размерную группу 0,2–0,4 мкм, а после 240 мин отжига – на 0,4 – 0,6 мкм. В результате, средний размер выделившихся частиц кадмия увеличивается с 0,2 мкм для исходных фольг до 0,5 мкм после 240 мин отжига. Число частиц в единице объема уменьшается с 14 мкм^{-3} до 2 мкм^{-3} , соответственно.

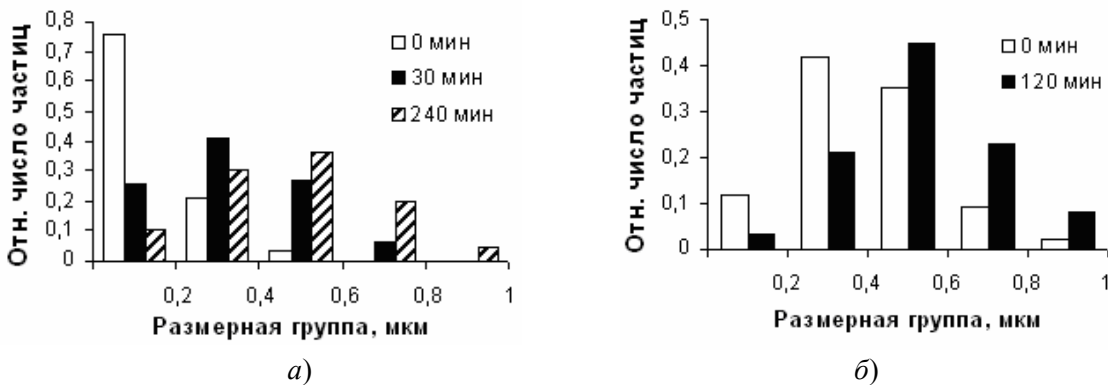


Рис. 2. Распределение выделений второй фазы по размерным группам в фольгах на основе цинка после отжига. а) – Zn–1 ат.% Cd, 120 °С; б) – Zn–4 ат.% Cu, 90 °С

Наибольшее число частиц ϵ -фазы в фольгах сплава Zn–4 ат.% Cu после отжига при 90 °С в течение 120 мин имеют размеры, не превышающие 0,6 мкм, тогда как в исходном состоянии максимальная доля частиц принадлежит размерной группе 0,2–0,4 мкм (рис. 2 б).

Данные изменения среднего размера выделений и их количества свидетельствует о протекании в них коалесценции. Известно, что рост крупных частиц выделений при коалесценции происходит за счет растворения мелкодисперсных. Данный процесс может контролироваться объемной диффузией в кристалле, переходом атомов через межфазную поверхность раздела и ростом выделений на межзеренных границах. Зависимость среднего размера частиц \bar{d} от времени отжига t при этом выражается различными закономерностями: $\bar{d}^3 \sim t$, $\bar{d}^2 \sim t$ и $\bar{d}^4 \sim t$, соответственно [5].

Для установления механизма, контролирующего процесс коалесценции в фольгах сплавов систем Zn–Cd и Zn–In, были построены графики зависимости среднего размера частиц кадмия и индия от времени отжига (рис. 3). Как видно, зависимость $\bar{d}^n \sim t$ для фольг сплава Zn–1 ат.% Cd имеет вид $\bar{d}^3 \sim t$ (рис. 3 а). Данный факт свидетельствует о том, что процесс коалесценции в них контролируется объемной диффузией. Для фольг Zn–2 ат.% In зависимость среднего размера частиц индия от времени отжига имеет вид $\bar{d}^2 \sim t$ (рис. 3 б). Отсюда следует, что фактором, контролирующим процесс коалесценции в фольгах цинка с индием, является переход атомов через межфазную поверхность раздела.

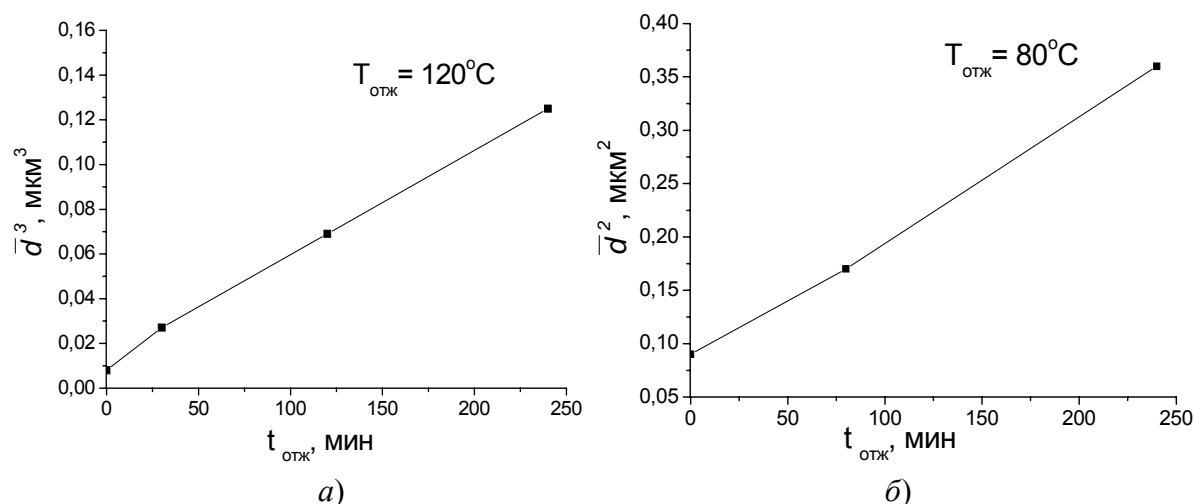


Рис. 3. Зависимость размера второй фазы от времени отжига.
а) – Zn–1 ат.% Cd; б) – Zn–2 ат.% In

В сплавах системы Zn–Cd выделениями второй фазы являются частицы твердого раствора на основе кадмия, кристаллическая структура которых, как и у цинка, – гексагональная. Следовательно, переход атомов кадмия через межфазную границу осуществляется достаточно быстро, и определяющим фактором роста частиц выделений является объемная диффузия. В сплавах системы Zn–In частицы индия имеют тетрагональную кристаллическую решетку, поэтому наиболее медленной стадией процесса роста является перенос атомов через поверхность раздела матрица-выделение, который и контролирует процесс коалесценции.

Металлографические исследования отожженных фольг бинарных сплавов, содержащих 1 ат.% Ge, Cu и Cd, показали, что укрупнение зёрненной структуры происходит при температурах выше 120 °С, тогда как в фольгах чистого цинка рекристаллизационные процессы проявляются уже при 100 °С [6].

Гистограмма распределения максимальных хорд сечений зёрен по размерным группам в отожженных фольгах сплавов Zn–1 ат.% Cu и Zn–1 ат.% Cd, представлена на рис. 4.

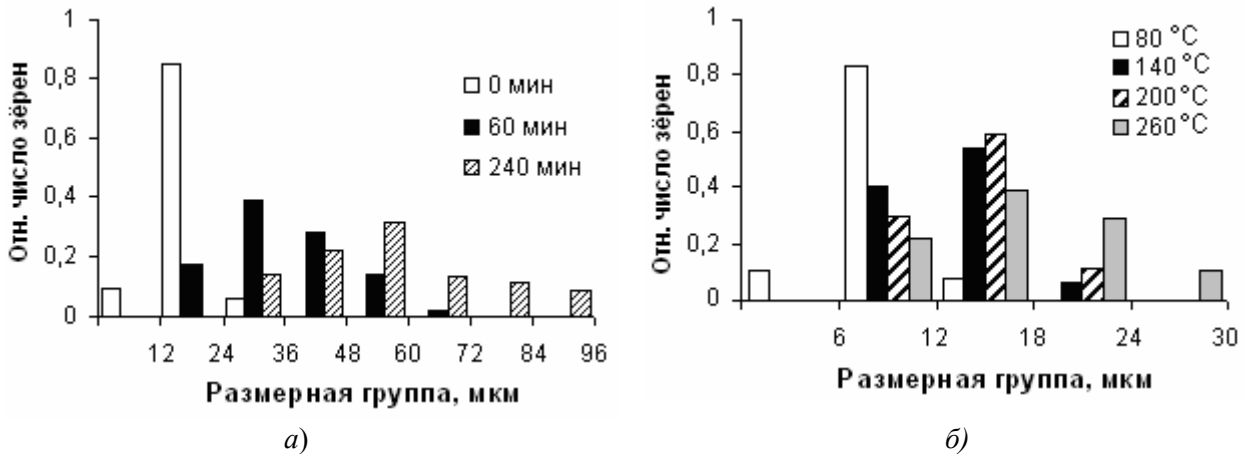


Рис. 4. Распределение максимальных хорд сечений зерен фольг по размерным группам при изотермическом отжиге при 120 °С (а) и изохронном отжиге с интервалом в 40 мин при различных температурах (б).

а) – Zn–1 ат.% Cu; б) – Zn–1 ат.% Cd

Данные распределения характеризуются наличием одного максимума, положение которого смещается в сторону больших значений размера зерна с увеличением времени и температуры отжига. Наблюдаемое явление указывает на протекание собирательной рекристаллизации при отжиге фольг [5, 7], при которой рост одних зерен происходит за счет соседних, то есть имеет место миграция межзеренных границ.

Исследовано влияние длительности отжига на средний размер зерна. Из графиков зависимости $\ln(D_t^2 - D_0^2)$ от $\ln(t)$, представленных на рис. 5, следует, что изменение среднего размера зерна от времени отжига в фольгах сплава Zn–2 ат.% Ge происходит по закону $D_t \sim t^{0,4}$, а в фольгах сплава Zn–1 ат.% Cu – $D_t \sim t^{0,5}$. Величина показателя 0,4 отличается от теоретического значения 0,5 [7]. Различие в величинах показателя может быть обусловлено наличием текстуры, а также тем, что размер зерен становится сравнимым с толщиной фольги.

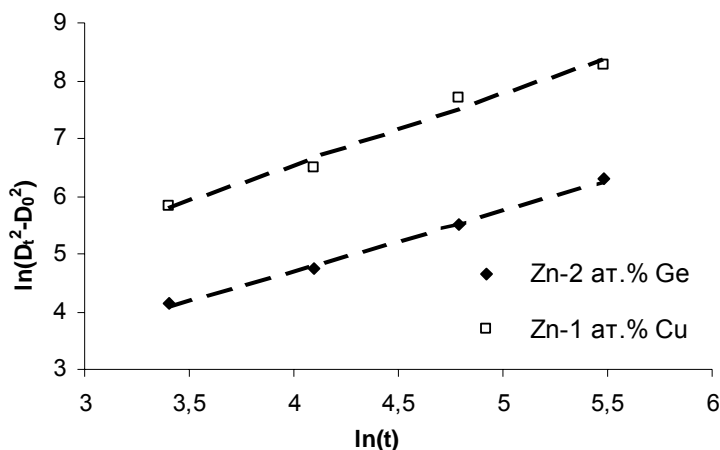


Рис. 5. Логарифмическая зависимость $D_t^2 - D_0^2$ (в $\mu\text{м}^2$) для фольг сплавов на основе цинка от времени изотермического отжига t (мин) при температуре 260 °С

Измерение структуры металла при отжиге приводит к изменению его прочностных свойств. На рис. 6 представлены кривые изменения микротвердости сплавов при изохронном отжиге.

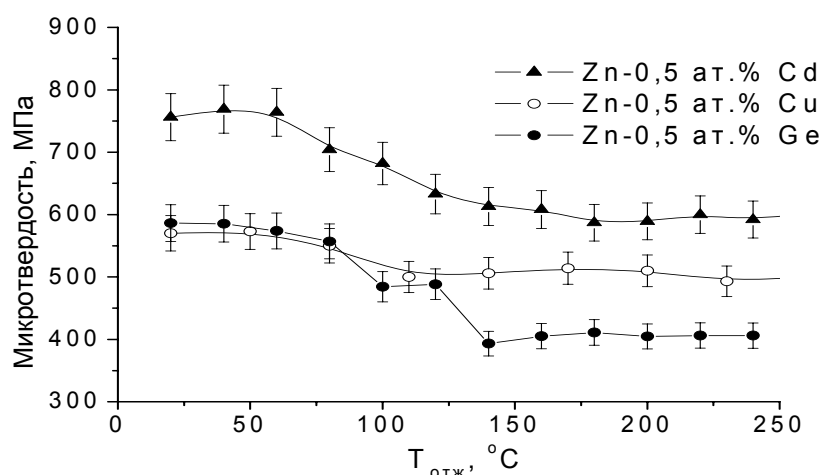


Рис. 6. Изменение микротвердости фольг бинарных сплавов на основе цинка при изохронном отжиге

Как видно, отжиг фольг бинарных сплавов на основе цинка, содержащих кадмий, германий и медь до температуры 60 °С практически не оказывает влияния на их микротвёрдость. Уменьшение микротвердости фольг при нагреве выше указанной температуры в интервале температур 60–120 °С происходит вследствие распада пересыщенного твердого раствора и коалесценции частиц второй фазы. При температурах отжига выше 120 °С уменьшение величины H_{μ} вызывается протеканием собирательной рекристаллизации, при которой происходит увеличение среднего размера зерна и уменьшение удельной поверхности межзеренных границ.

Таким образом, исследования фазовых превращений и изменения зеренной структуры в быстрозатвердевших фольгах на основе цинка в процессе термической обработки показали, что отжиг приводит к коалесценции частиц включений второй фазы и протеканию процесса собирательной рекристаллизации, вследствие чего величина микротвердости фольг уменьшается.

Список литературы

1. Мальцев М.В. Металлография промышленных цветных металлов и сплавов. –М: Металлургия, 1970. – 364 с.
2. Гольдштейн М.И., Литвинов В.С., Бронфин Б.М. Металлофизика высокопрочных сплавов. – М.: Металлургия, 1986. – 312 с.
3. Васильев В.А., Митин Б.С, Пашков И.Н., Серов М.М., Скуридин А.А., Лукин А.А., Яковлев В.Б. Высокоскоростное затвердевание расплава / Под ред. Б.С. Митина. – М.: СП интермет инжиниринг, 1998. – 400 с.
4. Мирошниченко И.С. Закалка из жидкого состояния. – М.: Металлургия, 1982. – 168 с.
5. Мартин Дж., Доэрти Р. Стабильность микроструктуры металлических систем. – М.: Атомиздат, 1978. – 208 с.
6. Лозенко В.В., Шепелевич В.Г. Отжиг быстрозатвердевших фольг цинка // Быстрозакаленные материалы и покрытия: материалы 3-ей Всероссийской науч.-техн. конф., Москва, 23–24 ноября 2004 г. / “МАТИ” – РГТУ им. К. Э. Циолковского.– Москва, 2004. – С. 14–17.
7. Новиков И.И. Теория термической обработки металлов. – М: Металлургия, 1974. – 400 с.

**SHAPE MEMORY EFFECT IN PULSE DISCHARGE SINTERED
Ni_{2.18}Mn_{0.82}Ga**

**Khovaylo V. V.^{1,2}, Koledov V. V.¹, Shavrov V. G.¹, Rychkova O. V.²,
Takagi T.³, Abe T.³**

¹ *Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow*

² *Moscow State Mining University, Moscow*

³ *Institute of Fluid Science, Tohoku University, Sendai, Japan*

In the studied PDS materials a two-way shape memory behavior can be induced by a load - unload cycle performed in the martensitic state, i. e. essentially without special training. These samples show significant enhancement in the magnitude of strain induced by a magnetic field.

Introduction

Beginning from 1996 when Ullakko and co-worker [1] reported on magnetic-field-induced strain of about 0.2% in a non-stoichiometric Ni–Mn–Ga single crystal, the research in this field has attracted considerable attention due to a great technological potential of this effect. Later this phenomenon was found in other compounds exhibiting shape memory effect when in the ferromagnetic state, such as Fe–Pd and Fe–Pt [2, 3]. Whereas Fe–Pt and Fe–Pd show magnetic-field-induced strains not exceeding 1%, in Ni–Mn–Ga single crystals the values of magnetic-field-induced strains can be as large as 6% [4]. The mechanism of this phenomenon is believed to be a redistribution of different twin variants under action of a magnetic field [5]. Since these giant magnetostrains are obtained by means of application of comparatively low magnetic fields (less than 1.5 T), they are easily suppressed by an external stress. For instance, the 6% field-induced strain was completely blocked by a compressive stress of order 2 MPa [4]. This suggests that the giant magnetostrains arising from the process of twin-boundary motion might be useful for large stroke/small force applications.

Another way to obtain a large magnetic-field-induced strain in ferromagnetic shape memory materials is a shift of the martensitic transition temperature caused by a magnetic field [6, 7]. However, in this case the magnitude of the applied field must be large in order to overcome the temperature hysteresis of martensitic transformation. From general consideration, it can be expected that the maximum achievable strain in this case is equal to the striction of the transition or even more if material is trained for a two-way shape memory effect. The work output has to be large (as in conventional shape memory alloys), which can be useful for mediate stroke/large force applications.

From the point of view of widespread use of magnetic-field-induced strain (MFIS) observed in ferromagnetic shape memory alloys, there is a need to investigate polycrystalline materials. For this purpose we have studied Ni_{2.18}Mn_{0.82}Ga alloy prepared by a Pulse Discharge Sintering (PDS) process.

Samples preparation and measurements

Ingots of Ni_{2.18}Mn_{0.82}Ga were prepared by arc-melting of high-purity initial elements. The ingots were annealed at 1100 K for 9 days and quenched in ice water. A part of the arc-melted ingots was used to fabricate PDS samples. For this the arc-melted ingots initially were crushed into particles and ground into fine powder with a particle size less than 53 μm.

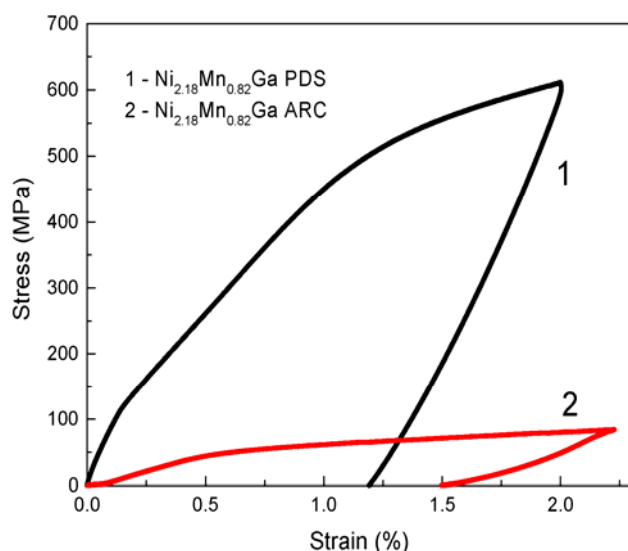


Fig. 1. Curves of compression test for a PDS sample (curve 1) and arc-melted sample (curve 2).

magnetic field dependencies of strain were measured by a strain gage technique. Stress-strain measurements were done at room temperature by an Instron machine. X-ray diffraction measurements performed in a wide temperature range showed that a high-temperature austenitic structure has a cubic modification whereas the low-temperature martensitic phase has a complex tetragonally based crystal structure.

Results and discussion

The results of compression tests for $\text{Ni}_{2.18}\text{Mn}_{0.82}\text{Ga}$ prepared by the PDS method and by a conventional arc-melting technique are shown in Fig. 1. The compression tests were done at room temperature with the same speed of compression for both samples. The comparison of these curves clearly indicates that the PDS material shows higher yield strength than the arc-melted one. This characteristic is of importance for practical applications, and it makes the PDS materials more attractive in this sense.

Figure 2 shows temperature dependencies of strain measured in a $\text{Ni}_{2.18}\text{Mn}_{0.82}\text{Ga}$ PDS sample at cooling and heating in zero and 5 T magnetic fields. In zero magnetic field the sample length monotonously increases upon heating up to the onset of the reverse martensitic transformation, $A_S = 343$ K. The martensite – austenite transformation is accompanied by a rapid increase in the sample length, which flattens out at austenite finish temperature $A_F = 357$ K. Subsequent cooling results in the direct martensitic transformation at $M_S = 342$ K, which is accompanied by a shortening of the sample. As evident from Fig. 2, the striction of the transition is approximately 0.18%.

The temperature dependencies of strain measured in a 5 T magnetic field revealed that the striction of the transition remains essentially the same as in the case of the measurements without magnetic field. Comparison of the measurements performed in zero and 5 T magnetic fields leads to a conclusion that the application of the magnetic field results in an upward shift of the characteristic temperatures of the martensitic transition with a rate of about 1 K/T.

This value agrees very well with the results reported for polycrystalline $\text{Ni}_{2+\chi}\text{Mn}_{1-\chi}\text{Ga}$ prepared by arc-melting [7]. An interesting feature of the PDS samples is that the two-way shape memory behavior can be induced in these materials by a simple loading – unloading cycle. This feature is presented in Fig. 3. Indeed, the increase in the length of the sample caused by the martensitic transition is approximately 0.18% in the case of a sample which was not subjected to compression. Another sample cut from the same ingot was compressed for

Meshed powder was filled in a graphite die with two graphite punches. The die was set in a pulse discharge system (Sodick Co., Ltd).

The pulse discharge system was evacuated to a vacuum of 3 Pa prior to the sintering process. At the beginning of the sintering, a pulse current of 800 A was charged for 30 s and then the dc and load were applied by a temperature and pressure control program. Maximum pressure and temperature during the PDS process were equal to 80 MPa and 1173 K, respectively. Disc-shaped billets with thickness of 6 mm were sintered. Samples with dimensions of 3×3×6 mm were spark-cut from the billets. Temperature and

2% at room temperature in the martensitic state. After unloading the residual deformation was approximately 1.2% (Fig. 1). The sample restored approximately 75% of its initial length upon the first heating, showing shape memory effect. The subsequent cooling – heating process revealed that the change in the length associated with the martensitic transformation increased in two times as compared with uncompressed one and reached 0.4%. It is also seen from Fig. 3 that the change in slope of the curves at the characteristic temperatures of martensitic transformation in the compressed sample becomes less pronounced than in the compression-free sample. Further thermocyclings demonstrated that this compression-induced two-way shape memory effect (TWSME) does not degrade and the 0.4% change in the length of the sample is very well reproducible at least up to the tenth heating – cooling cycle. It is worth noting that a well-defined two-way shape memory effect has been also found recently in Ni-Mn-Ga thin films [8].

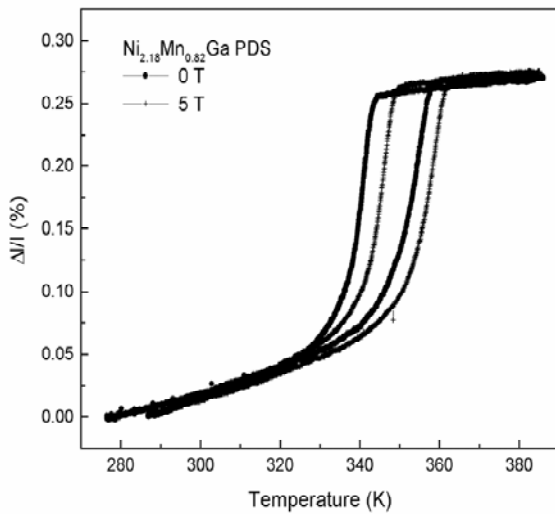


Fig. 2. Temperature dependencies of strain in a $\text{Ni}_{2.18}\text{Mn}_{0.82}\text{Ga}$ PDS sample measured in zero and 5 T magnetic fields.

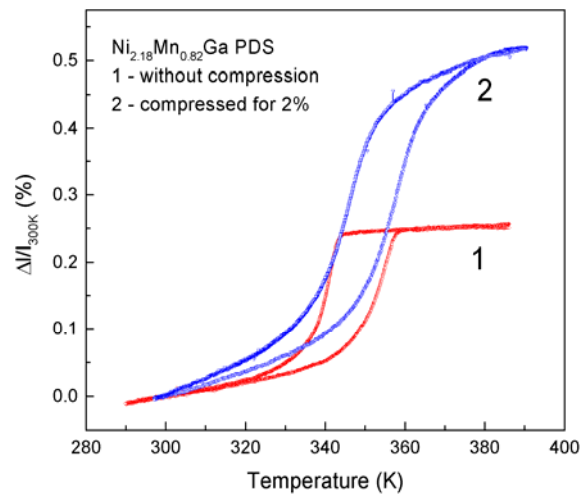


Fig. 3. Compression-induced two-way shape memory effect in a $\text{Ni}_{2.18}\text{Mn}_{0.82}\text{Ga}$ PDS sample (curve 2). Curve 1 represents temperature dependencies of strain for a stress-free sample

To study this compression-induced two-way shape memory behavior in more detail, several $\text{Ni}_{2.18}\text{Mn}_{0.82}\text{Ga}$ PDS samples were compressed for values of strain from 1 to 6 %. After unloading the residual deformation in these samples was from 0.4 to 4%, respectively. The behavior of the samples upon the first heating process was found to be dependent on the value of the residual strain. Thus, the sample with 0.4% residual strain showed a perfect shape memory effect whereas the sample with the largest residual strain did not exhibit shape memory effect which means that the residual deformation in this sample was essentially plastic one. The TWSME was found only in the samples compressed for 2 and 3%. Together with the observation that the sample compressed for 2 and 3% did not revert the original shape completely after the first heating, this fact evidences that the TWSME appears when applied stress exceeds some critical limit which is enough for occurrence of irreversible slip. It can be suggested that it arises from a strain field of dislocations induced during compression.

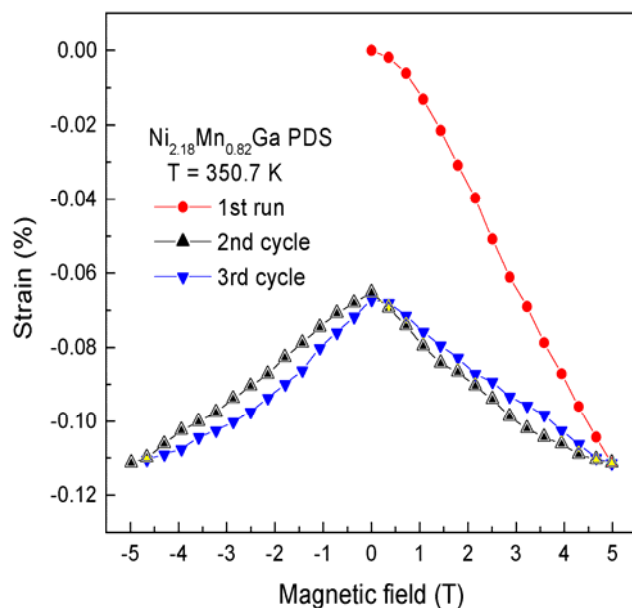


Fig. 4. Strain induced by a magnetic field in the temperature interval of the direct martensitic transformation in a sample, exhibiting two-way shape memory effect.

field. The magnitude of MFIS is proportional to the relative change in the dimension of the sample per 1 K and this characteristic is much better in the samples with TWSME. It can be suggested that an appropriate training procedure of the PDS material will result in enhancement of the magnitude of the observed TWSME, leading to an increase in the value of MFIS.

It should be noted, however, that the strain of about 0.12% is not perfectly recovered. Fig. 4 shows that when we remove magnetic field and change its polarity, the reversible MFIS is equal to 0.06%. This value of MFIS is reversible for many cycles of application and removal of the magnetic field.

Conclusion

In conclusion, the most interesting findings of this study are that the two-way shape memory effect can be induced in PDS materials by an ordinary compression of the materials being in the martensitic state. The samples with TWSME show a significant enhancement in the magnitude of MFIS observed in the temperature interval of martensitic transformation.

Acknowledgements

This work was supported by the Russian Found for Basic Research (project Nos 05-02-19935, 05-0850341, 06-02-16266, and 06-02-39030), and by a grant from the President of the Russian Federation (NSh-8269.2006.2).

References

1. K. Ullakko, J. K. Huang, C. Kantner, R. C. O'Handley, and V. V. Kokorin, *Appl. Phys. Lett.* 69, 1966 (1996).
2. R. D. James and M. Wuttig, *Phyl. Mag. A* 77, 1273 (1998).
3. T. Kakeshita, T. Takeuchi, T. Fukuda, M. Tsujiguchi, T. Saburi, R. Oshima, and S. Muto, *Appl. Phys. Lett.* 77, 1502 (2001).

The measurements of magnetic-field-induced strain in a temperature interval of the martensitic transformation in the PDS-sintered $\text{Ni}_{2.18}\text{Mn}_{0.82}\text{Ga}$ samples showed that this material exhibits rather small values of MFIS even in high (up to 5 T) magnetic fields. For instance, in the compression-free $\text{Ni}_{2.18}\text{Mn}_{0.82}\text{Ga}$ sample this value is equal to 0.02% in a 5 T magnetic field. However, in the case of the samples which demonstrate the compression-induced two-way shape memory behavior the value of MFIS is increased in 6 times as compared to the samples without TWSME. In fact, such a tendency could be expected, since in this case the MFIS is due to the shift of the martensitic transition temperature caused by the applied magnetic

4. S. J. Murray, M. Marioni, S. M. Allen, R. C. O'Handley, and T. A. Lograsso, Appl. Phys. Lett. 77, 886 (2000).
5. R. C. O'Handley, J. Appl. Phys. 83, 3263 (1998).
6. A.A. Cherechukin, I.E. Dikshtein, D.I. Ermakov, A.V. Glebov, V.V. Koledov, D.A. Kosolapov, V.G. Shavrov, A.A. Tulaikova, E.P. Krasnoperov, and T. Takagi, Phys. Lett. A 291, 175 (2001).
7. I. E. Dikshtein, D. I. Ermakov, V. V. Koledov, L. V. Koledov, T. Takagi, A. A. Tulaikova, A. A. Cherechukin, and V. G. Shavrov, JETP Lett. 72, 373 (2000).
8. M. Ohtsuka, M. Matsumoto, and K. Itagaki, Trans. Mat. Res. Soc. Japan 26, 201 (2001).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАСТИНЧАТЫХ И СТЕРЖНЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ БОРТОВОЙ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

Рощин К. В.

Кубанский государственный технологический университет, Краснодар

К разрабатываемой в настоящее время бортовой радиоэлектронной аппаратуре (РЭА) (самолетной, бронетанковой, автомобильной) предъявляются высокие требования по времени эксплуатации аппаратуры, в течение которого она должна сохранять работоспособность.

Для обеспечения длительной работоспособности радиоэлементов (РЭ) требуется предварительный анализ механических характеристик конструкций блока и печатного узла (ПУ), представленных в виде совокупности пластинчатых и стержневых элементов, с целью определения параметров вибрационных воздействий на РЭ, а затем анализ механических характеристик РЭ с целью определения времени до усталостного разрушения выводов, что, в конечном итоге, нужно для принятия решения о необходимости обеспечения длительной работоспособности РЭ при вибрационных воздействиях.

Таким образом, в настоящее время весьма актуальна задача математического моделирования РЭ в составе блоков бортовой РЭА для анализа длительной работоспособности РЭ при вибрационных воздействиях.

Используемые в настоящее время методы и модели для анализа механических характеристик конструкций РЭА, пакеты прикладных программ, созданные на их основе, а также методики для анализа и обеспечения механических характеристик конструкций РЭА применять для оценки длительной работоспособности РЭ в составе блоков РЭА при вибрационных воздействиях практически невозможно. В них предусмотрен только расчет механических напряжений в выводах отдельных конструкций РЭ, но отсутствует возможность для оценки времени до усталостного разрушения выводов РЭ.

Отсутствуют расчетные модели РЭ, позволяющие провести оценку времени до усталостного разрушения выводов РЭ, которые зависят от варианта установки, материала, геометрических размеров и формовки выводов. Отсутствуют необходимые расчетные модели блоков, позволяющие с достаточной для инженерных расчетов точностью получить параметры вибрационных воздействий на ПУ и РЭ, установленные на стенках блока, не проводя полного анализа блока.

В связи с вышеизложенным, в моей работе сформулирована и решается актуальная научная задача моделирования пластинчатых и стержневых элементов конструкций бортовой РЭА для оценки времени до усталостного разрушения выводов РЭ в составе блоков бортовой РЭА при вибрационных воздействиях.

УДК 669.419: 539.4.01

ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СУБСТРУКТУР ПРИ МАЛО- И МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ СТАЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ КЛАССОВ

Громова А. В., Иванов Ю. Ф.*, Козлов Э. В.*, Коновалов С. В.

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

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

Знание путей эволюции дислокаций и их субструктур (ДСС) и структурно-фазовых состояний при деформации лежит в основе установления физической природы прочности, пластичности и разрушения сталей и сплавов. Такие закономерности установлены для большинства известных материалов при обычных видах деформации в широком диапазоне скоростей и температур (активное нагружение сжатием, растяжением, ползучесть и т.д.).

Данные же по количественному анализу изменения типов ДСС в процессе усталостного нагружения в сталях различных структурных классов практически отсутствуют. Однако именно изменения ДСС позволяют оценить приближение наступления критической стадии разрушения при знакопеременном нагружении и предсказать его. Это особенно важно, поскольку эксплуатация многих ответственных деталей, конструкций и машин осуществляется в режимах усталостных нагрузок, что неотвратимо ведет к накоплению повреждений, исчерпанию ресурса и разрушению.

Цель работы: установление путей и закономерностей эволюции дислокационных субструктур в сталях различных структурных классов при мало и много цикловых усталостных испытаниях до разрушения. В работе выполнен сравнительный количественный анализ эволюции ДСС при мало и много цикловой усталости до разрушения в зоне усталостного роста трещин сталей аустенитного (08X18H10T, 45Г17103), феррито-перлитного (60ГС2 отожженная) и мартенситного (60ГС2 закаленная) классов.

Усталостные испытания были проведены на образцах с концентратором напряжений по схеме несимметричного консольного изгиба с параметрами, приведенными в табл.1. Значение промежуточного числа циклов нагружения N_1 , определялось ультразвуковым методом. Измерение зеренной и тонкой структуры стали проводили методом металлографии травленного шлифа (микроскоп МИМ(10) и просвечивающей электронной микроскопии (микроскоп ЭМ 125к).

Таблица 1. **Параметры усталостного нагружения**

Марка стали \ Параметр	τ , МПа	f , Гц	$N_1, 10^4$	$N_2, 10^4$
08X18H10T (малоцикл.)	80	8	0,8	1,3
08X18H10T (многоцикл.)	20	20	10	17
45Г17103	20	20	7	10,2
60ГС2(отож.)	15	10	5	7,1
60ГС2(зак.)	20	20	12	14,6

τ – напряжение циклической нагрузки, f – частота, N_2 – число циклов до разрушения, N_1 – промежуточное число циклов нагружения.

Изображения тонкой структуры материалов были использованы для классификации морфологической структуры определения типов ДСС, их объемной доли, скалярной и избыточной плотности дислокаций, амплитуды кривизны кручения кристаллической решетки [1–3].

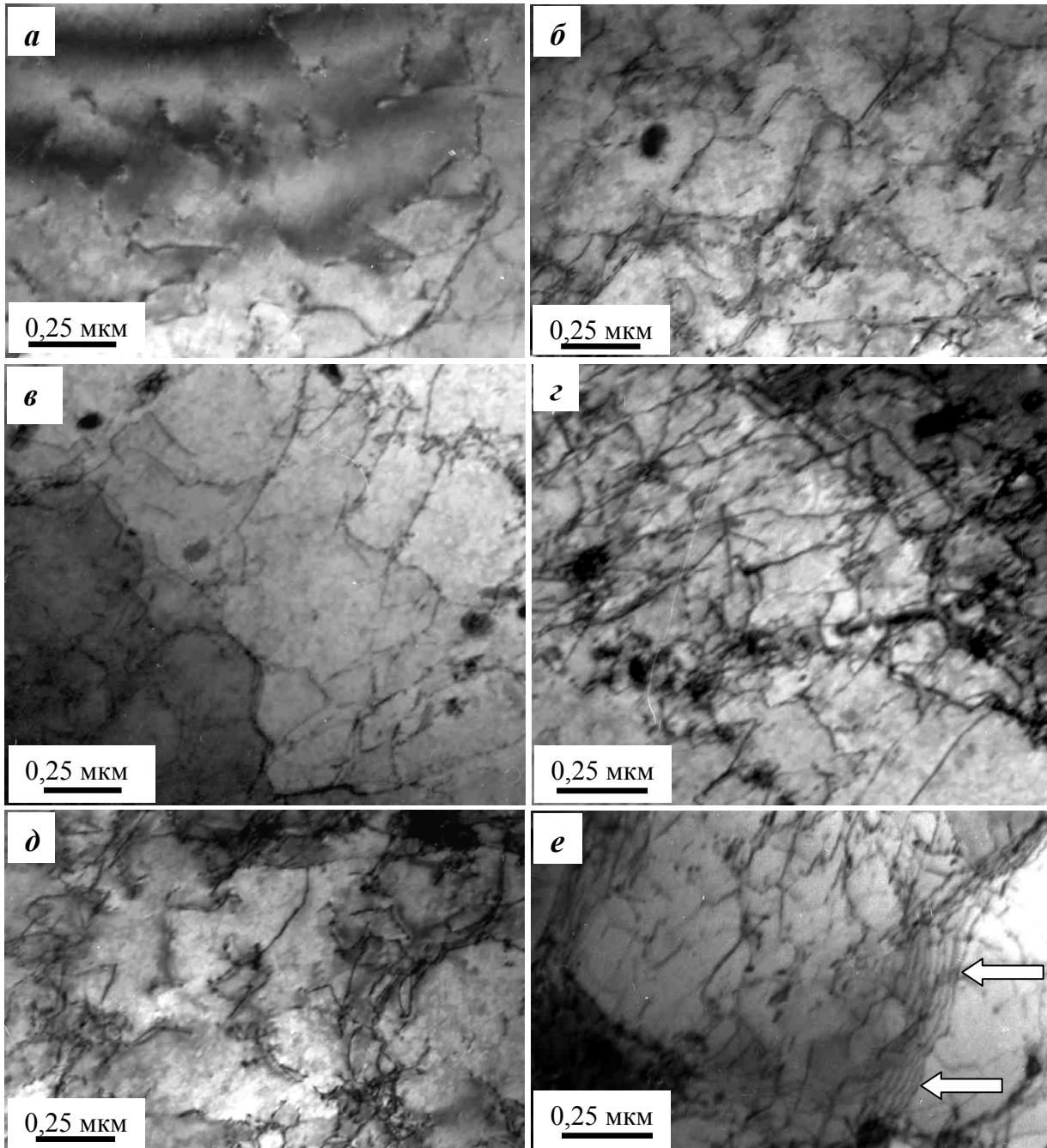


Рис.1. Электронно-микроскопические изображения дислокационной субструктуры стали 08X18N10T в исходном состоянии; *a* – дислокационный хаос, *б* – начальная стадия формирования сетчатой ДСС, *в* – продолжение формирования сетчатой ДСС, *г* – сетчатая ДСС, *д* – клубковая ДСС, *е* – дислокационная стенка (субграница), указана стрелками

В исходном состоянии после предварительной обработки (прокатки) стали 08X18N10T основным типом ДСС (0,75 объема) является хаотическая, присутствует сетчатая и ячеистая (рис.1).

При N_1 циклов нагружения объемная доля хаоса снижается до 0,35, а сетчатая, ячеистая и фрагментированная составляют 0,25; 0,25 и 0,15, соответственно.

Исследования дислокационной субструктуры показали, что в процессе усталостных испытаний до N_2 в области материала, примыкающей к поверхности разрушения, формируются ячеистая и фрагментированная субструктуры. Объемная доля фрагментированной субструктуры составляет 0,55 при значении плотности дислокаций в ней $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Объемная доля ячеистой субструктуры – 0,45, при $\rho = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Средняя плотность дислокаций в образце – $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Очевидно, что на начальных циклах испытания формируется ячеистая субструктура, которая позже превращается во фрагментированную.

Плотность свободных дислокаций во фрагментированной субструктуре оказывается ниже, поскольку часть дислокаций уходит на формирование субграниц. По границам ячеек и, особенно, разориентированных фрагментов могут образовываться и распространяться микротрещины. Межфазные границы γ -матрица – ϵ -мартенсит также являются местом зарождения микротрещин.

При многоцикловом усталостном нагружении до $N_1 = 10^5$ циклов формируется хаотическая (0,12), сетчатая (0,67), клубково-сетчатая (0,15) и ячеисто-сетчатая (0,06) ДСС со средней скалярной плотностью дислокаций $2,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. При усталостном разрушении ($N_2 = 1,7 \cdot 10^5$ циклов) преобладающим типом является сетчатая ДСС с небольшой объемной долей разновидностей клубково-сетчатой и ячеисто-сетчатой. Скалярная плотность дислокаций распределена: $4,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в сетчатой, $4,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в клубковой и $2,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в ячеистой. Фрагментированной ДСС, лежащей в основе формирования субмикротрещин, не образуется. Причина их зарождения – границы TiC – γ -матрица, аустенит – ϵ -мартенсит. Таким образом, при более интенсивном малоцикловом усталостном нагружении, по сравнению с многоцикловым, фрагментированная ДСС успевает образоваться и внести свой вклад в разрушение [3].

В исходном состоянии аустенитной высокомарганцевой стали 45Г17Ю3 с другой величиной энергии дефекта упаковки по сравнению со сталью 08Х18Н10Т присутствуют хаос (0,1), сетки (0,2) и фрагменты (0,7) со значениями скалярной плотности дислокаций $0,65 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $1,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $0,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, соответственно. При усталостных испытаниях стали ($N_1 = 7 \cdot 10^4$ циклов) субструктура дислокационного хаоса преобразуется

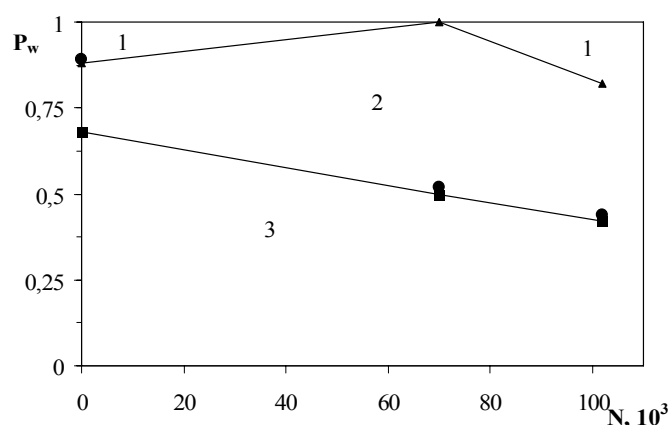


Рис. 2. Диаграмма дислокационных субструктур в стали 45Г17Ю3 при усталостных испытаниях (1 – хаос, 2 – сетчатая, 3 – фрагментированная ДСС)

в сетчатую дислокационную субструктуру. Объемная доля фрагментированной субструктуры при этом падает. Деформирование стали сопровождается увеличением скалярной плотности дислокаций до $1,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в сетчатой субструктуре, до $1,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ – во фрагментированной (рис. 2).

В зоне усталостного роста трещин при разрушении ($N_2 = 10,2 \cdot 10^4$ циклов) относительное содержание типов субструктур таково: дислокационный хаос занимает $\sim 0,18$ объема фольги, сетчатая субструктура $\sim 0,42$ и фрагментированная $\sim 0,40$ (рис. 2). Анализ количественных параметров ДСС позволяет утверждать, что усталостное нагружение сопровождается следующей схемой превращения: дислокационный хаос \Rightarrow сетчатая \Rightarrow

фрагментированная \Rightarrow хаос.

фрагментированная. При усталостном нагружении в материале формируется деформационный ϵ -мартенсит и вместо развития микротрещин по разориентированным границам деформационного происхождения (типичным для разрушения материалов без двойников и ϵ -мартенсита) более выгодным является развитие микротрещин по межфазным γ - ϵ границам.

В исходном состоянии стали 60ГС2 с феррито-перлитной структурой наблюдается дислокационная субструктура в виде хаоса (0,75) и сеток (0,25). Средняя скалярная плотность дислокаций не превышает 10^9 см^{-2} в ферритной составляющей перлитных колоний и $7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ – в зернах свободного феррита. При нагружении до $N_1 = 50000$ циклов усталостные испытания привели к повышению скалярной плотности дислокаций: в зернах феррита она составила $\sim 1,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в ферритной составляющей перлита $\sim 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [1].

ДСС эволюционирует от хаоса и сеток до клубково-сетчатой и ячеистой. В разрушенном ($N_2 = 71000$) материале скалярная плотность дислокаций возрастает до $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Эволюция ДСС завершается на промежуточной стадии и практически не участвует в разрушении стали (рис. 3). На границах зерен обнаружено присутствие карбидных частиц, именно в этих областях формируются микропоры и микротрещины и образуется магистральная трещина.

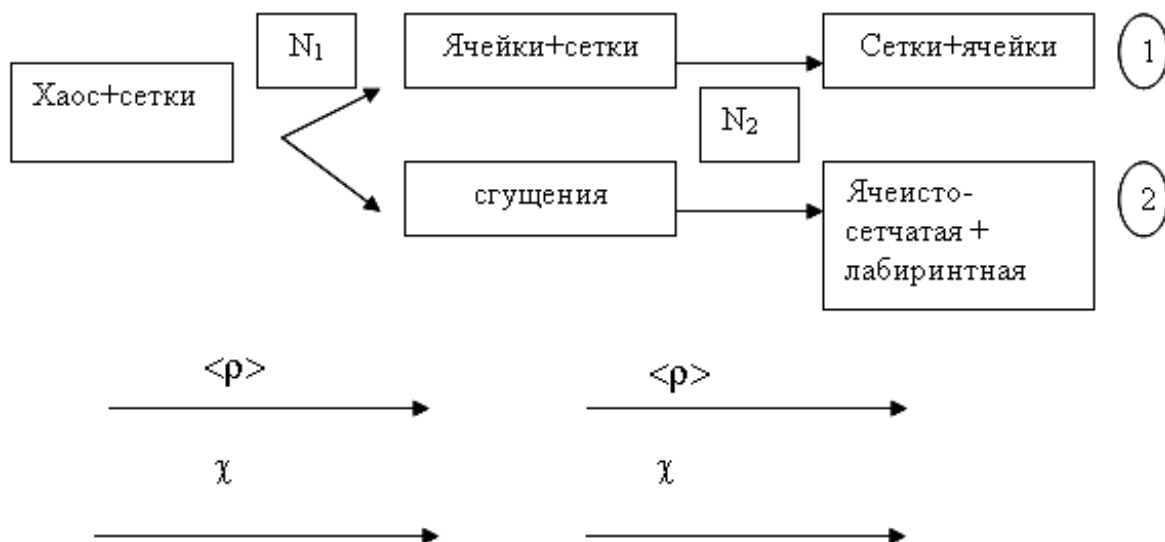


Рис. 3. Цепочка дислокационных превращений стали 60ГС2 при усталости.
1 – ферритные зерна, 2 – перлитные зерна

В закаленной от температуры аустенизации стали 60ГС2 формируется структура пакетного и пластинчатого мартенсита. Основной тип ДСС сетки. Эволюция ДСС в стали с мартенситной структурой при многоциклового усталости во многом определяется структурно-фазовыми превращениями в мартенситной и карбидной подсистемах [1].

Скалярная плотность дислокаций и амплитуда кривизны-кручения кристаллической решетки немонотонно, но коррелированно возрастают до $5,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $0,75 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, соответственно, в разрушенном состоянии. Тип ДСС практически не изменяется и в разрушении не участвует.

Список литературы

1. Соснин О.В., Грачев В.В., Громова А.В. и др. Закономерности формирования и эволюции дислокационных субструктур в углеродистой стали при усталости в отожженном и закаленном состояниях // Известия вузов. Физика. 2004. №11. С.32-37.
2. Соснин О.В., Громова А.В., Козлов Э.В. и др. Закономерности эволюции дислокационных субструктур при усталости // Деформация и разрушение материалов 2005. №2. С.14-18.
3. Воробьев С.В., Иванов Ю.Ф., Громова А.В. и др. Эволюция дислокационных субструктур в стали 08X18H10T при многоцикловой усталости // Известия вузов. Черная металлургия. 2005. №4. С.32-34.

УДК 669.112: 227.322

СТРУКТУРНО-ФАЗОВАЯ МОДИФИКАЦИЯ УГЛЕРОДИСТОЙ НОРМАЛИЗОВАННОЙ СТАЛИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

Иванов Ю. Ф., Громова А. В.* , Коваленко В. В.* , Целлермаер И. Б.*

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

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

Успехи в области физики генерации высоких плотностей энергии привели к новым методам управления фазовым составом, дефектной субструктурой и, следовательно, физико-механическими, триботехническими, электрофизическими и т.д. свойствами неорганических материалов, основанным на применении концентрированных потоков энергии. Характерной особенностью воздействия концентрированных потоков энергии являются сверхвысокие (10^8 – 10^{10} К/с) скорости нагрева и весьма малые (10^{-6} – 10^{-3} с) времена воздействия высоких температур (вплоть до температуры плавления и испарения материала). Исключительно гибкими источниками, позволяющими реализовать высокоскоростной ввод энергии в тонкие поверхностные слои материала, являются интенсивные импульсные электронные пучки.

Цель работы: выявление закономерностей эволюции на различных структурно-масштабных уровнях фазового состава и дефектной субструктуры стали 65Г, находящейся в феррито-перлитном состоянии, в условиях высокоскоростного нагрева и охлаждения, инициированных облучением низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком (НСЭП) микросекундной длительности.

В качестве материала исследования выбрана широко используемая в промышленности углеродистая сталь 65Г. Аустенитизацию стали осуществляли при температуре 850 °С (2,5 час) с последующим охлаждением с печью.

Электронно-пучковую обработку стали осуществляли НСЭП с параметрами: плотность энергии пучка электроном $E_S = 20$ – 25 Дж/см², длительность импульсов $\tau = 2,5$ мкс, количество импульсов облучения $N = 5$, временной промежуток между импульсами $t = 10$ с.

Исследование фазового состава и дефектной субструктуры облученной электронным пучком стали осуществляли методами просвечивающей дифракционной электронной микроскопии (микроскоп ЭМ-125). Анализировали структурно-фазовое состояние стали на различных расстояниях от поверхности облучения (в зоне термического влияния, в зоне твердофазного $\alpha \Rightarrow \gamma \Rightarrow \alpha$ превращения, на дне ванны расплава и в поверхностном слое, формирующемся из расплавленного состояния) и на различных струк-

турно-масштабных уровнях (макроуровне – уровне зеренного ансамбля, мезоуровне – уровне нескольких зерен, микроуровне – уровне внутриверной структуры и атомарном (наноуровне) – уровне состояния кристаллической решетки твердого раствора α - и γ -железа).

В зоне термического влияния изменение структурно-фазового состояния стали проявляется преимущественно на мезо- и микро- и наноструктурных уровнях, связанных с состоянием дефектной субструктуры. Это относится и к зернам перлита (пластинам феррита и пластинам цементита), и к зернам структурно свободного феррита и выражается в увеличении скалярной и избыточной плотности дислокаций, росте числа источников кривизны-кручения кристаллической решетки и амплитуды дальнедействующих полей напряжений по сравнению со структурой исходного материала. Установлено, что после электронно-пучковой обработки источником изгиба-кручения кристаллической решетки, наряду с границами и стыками границ зерен, становятся пластины цементита, и, в особенности, торцы пластин (рис.1а). Выполненные оценки позволяют утверждать, что наиболее напряженными участками зерен перлита исследуемой зоны стали, облученной электронным пучком, являются межфазные границы раздела пластин цементита и феррита.

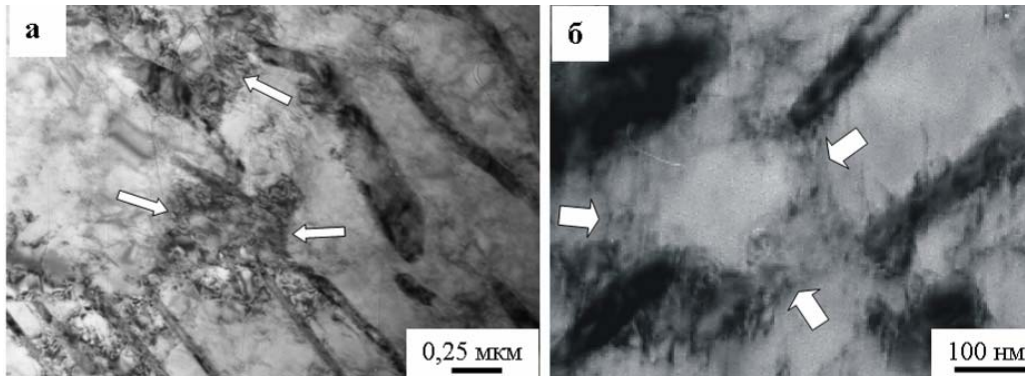


Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение структуры пластинчатого перлита зоны термического влияния в стали 65Г, обработанной электронным пучком. Стрелками указаны: на (а) изгибные экстинкционные контуры; на (б) – области изменения контраста на изображении структуры ферритных прослоек перлитной колонии.

Показано, что основной причиной увеличения скалярной плотности дислокаций перлитных колоний (в 2–2,5 раза) является несовместность деформации цементита и феррита в поле действия термоупругих напряжений; источником дислокаций являются границы раздела пластин цементита и феррита.

Детальный анализ дефектной субструктуры колоний перлита позволил выявить вблизи торцов пластин цементита областей измененного контраста в виде полос, соединяющих расположенные рядом пластины (рис.2 б). Высказано предположение, что подобное изменение контраста может быть обусловлено, во-первых, изменением химического состава феррита в торцах пластин цементита за счет выхода атомов углерода, что могло повлечь за собой изменение условий полирования данных микрообластей стали; во-вторых, изменением условий взаимодействия зондирующего пучка электронов электронного микроскопа с данными объемами стали. Последнее могло быть связано с изменением состояния кристаллической решетки железа, а также атмосфер Коттрелла и ядер дислокаций, обусловленного увеличением в них концентрации углерода, покинувшего кристаллическую решетку цементита.

В зоне твердофазного превращения выявлено существенное различие структурно-фазового состояния различных областей фольги, заключающееся в наличии, во-первых,

зерен перлита с практически сохранившейся структурой пластин цементита; во-вторых, зерен перлита, преобразование структуры которых состояло во фрагментации пластин цементита и изменении дефектной субструктуры феррита. Продукты полиморфного $\alpha \Rightarrow \gamma \Rightarrow \alpha$ превращения в объеме данных зерен перлита не выявляются. В-третьих, зерен перлита, в которых фиксировались различные стадии растворения пластин цементита с образованием многофазной структуры, состоящей из кристаллов пакетного мартенсита, пластинчатого низкотемпературного мартенсита, островков либо прослоек остаточного аустенита и частиц цементита (рис. 2).

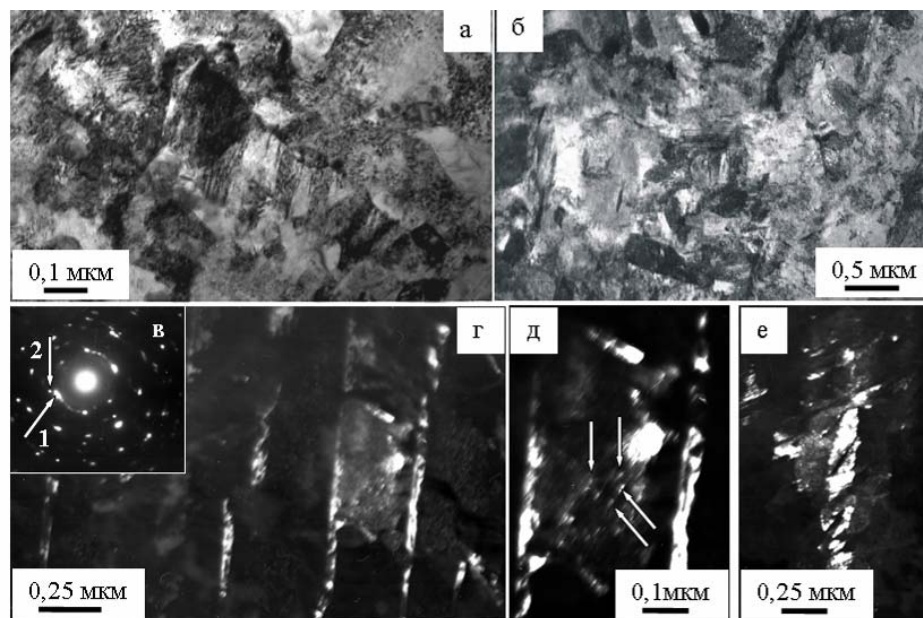


Рис.2. Электронно-микроскопическое изображение структуры, формирующейся в результате импульсной обработки электронным пучком стали 65Г; *a, б* – светлые поля; *г–e* – темные поля, полученные в рефлексах $[002]\gamma\text{-Fe} + [122]\text{Fe}_3\text{C}$ (*г, д*) и $[110]\alpha\text{-Fe}$ (*e*); *в* – микроэлектроннограмма к (*a*) (рефлексы темного поля указаны стрелками: 1 – для (*e*), 2 – для (*г, д*)).

Установлено, что продольные размеры кристаллов мартенсита ограничены величиной межпластинчатого расстояния колонии перлита; поперечные размеры кристаллов – очередностью их формирования при $\gamma \Rightarrow \alpha$ превращении и изменяются в пределах от 20 до 70 нм. В случае разрушения морфологии пластинчатого перлита образующиеся кристаллы мартенсита имеют более внушительные размеры: продольные размеры могут достигать единицы микрометра, поперечные – 0,1–0,15 мкм. Показано, что в объеме бывших колоний перлита, претерпевших полиморфное превращение с образованием кристаллов мартенсита, изгибные экстинкционные контуры практически не наблюдаются. Последнее свидетельствует о том, что релаксация полей напряжений, формирующихся в стали в условиях электронно-пучковой обработки, осуществляется путем взаимной аккомодации полей напряжений, формирующихся при образовании кристаллов мартенсита.

Обнаружено, что растворение пластин цементита, имеющее место на данной глубине образца, не приводит к развитию процесса диффузии атомов углерода через границу раздела зерен феррита и перлита. Об этом свидетельствует отсутствие продуктов полиморфного $\alpha \Rightarrow \gamma \Rightarrow \alpha$ превращения в зернах структурно свободного феррита. Причиной этому являются высокие скорости нагрева и охлаждения стали в условиях электронно-пучковой обработки и, следовательно, малые времена термического воздействия [1–3].

Выполнены исследования структуры, образующейся при электронно-пучковой обработке в поверхностном слое образца (слое толщиной $\sim 0,5$ мкм, включающем и поверхность обработки). Методами электронной микроскопии выявлены два типа зерен α -фазы. К первому типу были отнесены зерна, размеры которых изменяются в пределах 10–20 мкм (далее по тексту – микронные зерна); ко второму типу – зерна, размеры которых составляют единицы микрометров (далее по тексту – субмикронные зерна). Показано, что в обоих типах зерен высокоскоростное охлаждение стали привело к формированию мартенситной структуры, морфология и средние размеры кристаллитов которой существенным образом зависят от размера зерен, в которых они сформировались. По морфологическому признаку выделены кристаллы пакетного мартенсита, кристаллы пластинчатого низкотемпературного мартенсита и кристаллиты зеренного типа с четко выраженной огранкой (рис. 3).

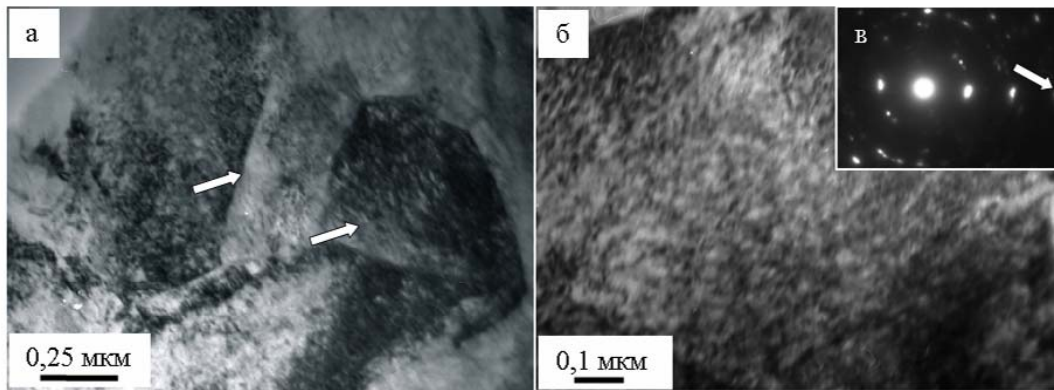


Рис.3. Электронно-микроскопическое изображение структуры, формирующейся в стали 65Г при высокоскоростной кристаллизации; *а, б* – светлые поля; *в* – микроэлектронграмма к (*б*) (стрелкой указан расщепленный рефлекс типа $\langle 330 \rangle \alpha\text{-Fe}$).

Средние размеры данных кристаллитов составляют ~ 1 мкм. В объеме кристаллитов наблюдается сетчатая дислокационная субструктура, скалярная плотность дислокаций которой $\sim 10^{11}$ см⁻². Показано, что кристаллическая решетка данных кристаллитов имеет тетрагональные искажения, обусловленные наличием в твердом растворе высокой концентрации углерода ($p = 0,42$ вес.%). Совокупность полученных результатов – ярко выраженная огранка, высокая плотность дислокаций и характерный тип дислокационной субструктуры, формирование пересыщенного твердого раствора углерода в α -фазе позволяют предположить, что кристаллиты, электронно-микроскопические изображения которых представлены на рис. 3, сформировались по мартенситному механизму в результате высокоскоростного преобразования структуры стали 65Г, инициированного импульсной электронно-пучковой обработкой.

Список литературы

1. Целлермаер И.Б., Коновалов С.В., Громов В.Е. и др. Электронно-пучковая модификация перлитной стали. Зона твердофазного преобразования // Заготовительные производства в машиностроении. – 2006. - №7. – С.32-36.
2. Целлермаер И.Б., Коновалов С.В., Громов В.Е. и др. Электронно-пучковая модификация перлитной стали. Зона жидкофазного преобразования (продолжение) // Заготовительные производства в машиностроении. – 2006. - №8. – С.43-47
3. Иванов Ю.Ф., Целлермаер И.Б., Ротштейн В.П. и др. Электронно-пучковая модификация закаленной стали // Физическая мезомеханика. – 2006. – Т.9, №5. – С. 107-114.

УДК 669.046: 539.3: 548.736

МАСШТАБНЫЕ УРОВНИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ ТЕРМОУПРОЧНЕННОЙ АРМАТУРЫ

Иванов Ю. Ф., Ефимов О. Ю.*, Морозов М. М.*, Громова А. В.*, Коновалов С. В.*,
Козлов Э. В.

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

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

Для повышения уровня эксплуатационных свойств арматуры из малоуглеродистых сталей в последнее время все чаще используют термомеханическое упрочнение [1–3]. Однако технологический процесс термоупрочнения арматуры является сложным из-за влияния многих факторов (скорость прокатки, марка стали, диаметр и температура арматуры, технологическая схема упрочнения и т.п.). Для целенаправленного управления им необходимо знание количественных закономерностей структурно-фазовых превращений в процессе термоупрочнения для каждой марки стали, диаметра заготовки и технологических параметров процесса. Анализ процесса термомеханической обработки стали проводится без учета структурных и масштабных уровней деформации, что не позволяет сформировать целостную физическую картину преобразований в дефектной подсистеме материалов. Все вышеизложенное подчеркивает актуальность и своевременность настоящей работы.

Цель работы: выявление закономерностей и механизмов эволюции фазового состава и дефектной субструктуры углеродистой стали марки СтЗпс на различных масштабных уровнях для повышения эффективности технологии упрочнения арматуры различного диаметра в линии прокатного стана по режиму прерванной закалки [1–3].

Материалом исследований являлась стержневая арматура номинальным диаметром 12, 20, 25 мм из стали марки СтЗпс по ГОСТ 380 «Сталь углеродистая обыкновенного качества». Прокатка арматуры проводилась на мелкосортных станах 250-1 (арматура №12) и 250-2 (арматура №20, №25). После выхода из чистой клетки стержни в линии стана подвергались принудительному охлаждению до температур 500–600°C, а затем доохлаждались на спокойном воздухе и резались на мерные длины. Термическое упрочнение проводилось по режиму прерванной закалки, технологические параметры которой варьировались изменением скорости прокатки и температуры раскатов на выходе из последней клетки. Структурно-фазовое состояние термоупрочненной арматуры на микро и мезоуровнях анализировалось методами дифракционной микроскопии тонких фольг.

В результате исследования фазового состава арматурных стержней стали марки СтЗпс, выполненного методами микродифракционного анализа тонких фольг, выявлено присутствие α -фазы (ОЦК кристаллическая решетка на основе железа, феррит), карбида железа (цементит, орторомбическая кристаллическая решетка, Fe_3C) и, в весьма незначительном количестве, γ -фазы (ГЦК кристаллическая решетка на основе железа, остаточный аустенит). Данные фазы находятся в определенном сочетании и формируют мартенситную (мартенсит отпуска) и бейнитную структуры, зерна структурно свободного феррита и пластины видманштеттова феррита, зерна перлита и «псевдоперлита» (зерна феррита, содержащие некоторое количество частиц цементита глобулярной и/или игольчатой (пластинчатой) морфологий). Данные структуры определенным обра-

зом расположены в объеме арматурного прутка, формируя его служебные характеристики. На рис.1 приведены диаграммы, демонстрирующие изменение относительного содержания в стали представленных выше структур, в зависимости от расстояния до поверхности обработки в прутках различного диаметра. Отчетливо видно, что, независимо от диаметра прутка, поверхностный слой, обладающий максимальной микротвердостью, имеет структуру мартенсита отпуска. Второй максимум микротвердости, обнаруживаемый во втором переходном слое, связан с формированием бейнитно-мартенситной структуры. В образцах №12 и №25 относительное содержание данных структур заметно выше, чем в образце №20.

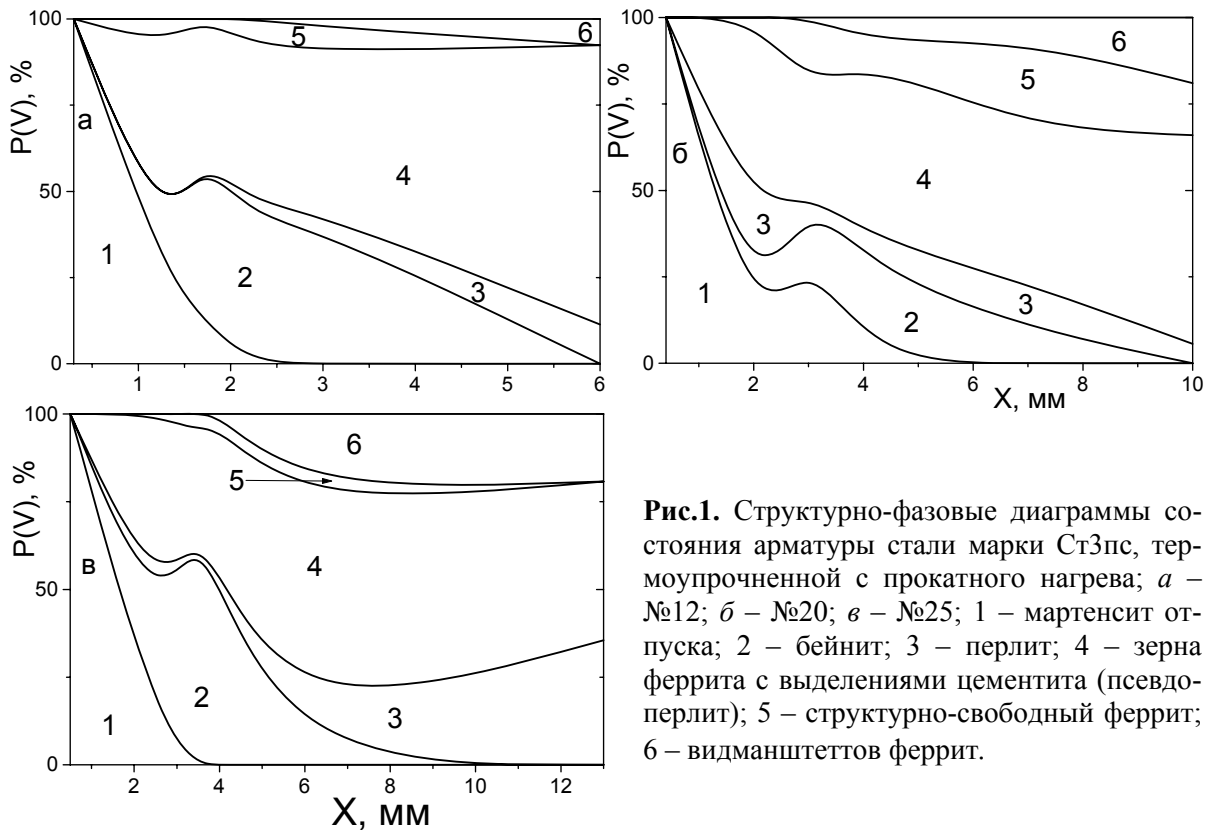


Рис.1. Структурно-фазовые диаграммы состояния арматуры стали марки СтЗпс, термоупрочненной с прокатного нагрева; *a* – №12; *б* – №20; *в* – №25; 1 – мартенсит отпуска; 2 – бейнит; 3 – перлит; 4 – зерна феррита с выделениями цементита (псевдоперлит); 5 – структурно-свободный феррит; 6 – видманштеттов феррит.

Электронно-микроскопический дифракционный анализ термоупрочненной арматуры показывает, что практически во всех выявленных структурно-фазовых составляющих стали обнаруживаются изгибные экстинкционные контуры. Присутствие изгибных экстинкционных контуров на электронно-микроскопических изображениях структуры образца, полученных при анализе тонких фольг, указывает на наличие в материале дальнедействующих полей напряжений, одной из характеристик которых является кривизна-кручение кристаллической решетки. Установлено, что величина кривизны-кручения кристаллической решетки, а также амплитуда дальнедействующих полей напряжений определяются формирующейся структурой. Результаты данного анализа приведены в табл. 1.

Величина средних дальнедействующих полей напряжений максимальна в кристаллах бейнита; минимальна – в зернах структурно свободного феррита. Однако следует отметить, что данные средние величины не всегда правильно отражают реальную картину полей напряжений в материале. Отчетливо видно, что максимальные величины поля напряжений обнаруживаются в кристаллах мартенсита и в зернах феррита, сформировавшихся в результате динамической рекристаллизации мартенситной структуры стали.

Таблица 1. Кривизна-кручение кристаллической решетки (χ) и амплитуда дальнедействующих полей напряжений (σ) в структурных составляющих стали

Тип структуры	$\langle\chi\rangle, 10^3, \text{см}^{-1}$	$\langle\sigma\rangle, \text{МПа}$	$\sigma_{\text{max}}, \text{МПа}$
Зерна феррита	0,87	392	401
Зерна феррита рекристаллизации	2,03	594	785
Пластины видманштеттова феррита	1,34	486	513
Пластинчатый перлит	1,37	492	556
«Псевдоперлит»	0,97	414	471
Кристаллы мартенсита отпуска	1,59	530	664
Кристаллы бейнита	2,33	641	653

Дислокационный ансамбль, в котором формируются различные типы дислокационной субструктуры, относится к подуровню дислокационного ансамбля. Этот же структурный уровень включает в себя и различные формирования, образующиеся в дислокационном ансамбле – сетки, сгущения, ячейки, фрагменты, микрополосы, субграницы и т.д. Характеристики данных типов дислокационной субструктуры и расположение их относительно структурно-фазовых составляющих стали в обобщенном виде приведены в табл.2.

Таблица 2. Характеристики дислокационной субструктуры арматурного прутка стали СтЗпс

Тип структуры	хаос		сетки		Ячейки-сетки		ячейки	
	$\langle\rho\rangle, 10^{10} \text{см}^{-2}$	$\delta, \%$	$\langle\rho\rangle, 10^{10} \text{см}^{-2}$	$\delta, \%$	$\langle\rho\rangle, 10^{10} \text{см}^{-2}$	$\delta, \%$	$\langle\rho\rangle, 10^{10} \text{см}^{-2}$	$\delta, \%$
Зерна феррита	1,2	16	2,5	48	4,0	36		нет
Зерна феррита рекристаллизации	1,0	100		нет		нет		нет
Видманштеттов феррит		нет	2,7	100		нет		нет
Пластинчатый перлит	1,2	50	1,8	50		нет		нет
«Псевдоперлит»	1,6	37,5	2,5	50		нет	4,1	12,5
Мартенсит отпуска	1,5	12,5	2,9	62,5	3,2	12,5	3,2	12,5
Бейнит		нет	2,7	100		нет		нет

В таблице: $\langle\rho\rangle$ – скалярная плотность дислокаций в данном типе субструктуры; δ – относительное содержание данного типа дислокационной субструктуры.

Анализируя результаты, представленные в табл.2, можно отметить, что, независимо от структурно-фазовой составляющей стали, наиболее распространенным типом дислокационной субструктуры является сетчатая, содержащая, как отмечалось выше, дислокационные клубки и сгущения; наименее распространенной является ячеистая дислокационная субструктура. Наиболее высокая плотность дислокаций отмечается в ячеистой и ячеисто-сетчатой субструктуре, наименьшая – в субструктуре дислокационного хаоса.

Дислокационная субструктура исследуемой стали весьма тесно связана с карбидной фазой. Термоупрочнение стали посредством прерванной закалки в потоке быстрого стана сопровождается последовательным протеканием процесса закалки и следующего за ней отпуска арматуры под действием тепла объема прутка. Отогрев зака-

ленной стали сопровождается одновременным протеканием целого ряда процессов, основными из которых являются перераспределение атомов углерода между кристаллической решеткой и дефектами, распад твердого раствора с образованием частиц карбидной фазы, перераспределение дислокаций, их аннигиляция, выход на границы зерен, пакетов, кристаллов мартенсита и бейнита, протекание процесса динамической рекристаллизации. Образующиеся в процессе отпуска стали частицы карбидной фазы и частицы, сформировавшиеся непосредственно в процессе закалки, играют определяющую роль в стабилизации дислокационной субструктуры, препятствуя перемещению отдельных дислокаций, дислокационных образований, субграниц фрагментов и субзерен и границ кристаллов мартенсита, бейнита и пакетов мартенсита. Значимую роль в эффективности стабилизирующих свойств играют форма и размеры частиц, плотность их расположения, места формирования. Анализируя структуру стали можно выделить целый ряд дислокационных субструктур, сформировавшихся при взаимодействии с частицами карбидной фазы. А именно, структура дислокационного хаоса; клубки и сгущения дислокаций; сетчатая дислокационная субструктура и ячеисто-сетчатая дислокационная субструктура.

Список литературы

1. Иванов Ю.Ф. Многоуровневая градиентная структура в стержне низкоуглеродистой стали малого диаметра, термоупрочненной с горячего проката / Ю.Ф.Иванов, А.Б.Юрьев, М.М. Морозов [и др.] // Физическая мезомеханика. - 2005. - Т.8. - №2. - С.61-68.
2. Юрьев А.Б. Закономерности формирования фазового состава, дефектной субструктуры и механических свойств арматуры при термическом упрочнении // А.Б. Юрьев, Ю.Ф. Иванов, М.М. Морозов [и др.] // Известия ВУЗов. Черная металлургия. – 2005. - № 6. - С.39-44.
3. Иванов Ю.Ф. Формирование градиентных структурно-фазовых состояний в арматуре из малоуглеродистой стали / Ю.Ф. Иванов, А.Б. Юрьев, М.М. Морозов [и др.] // Известия ВУЗов. Черная металлургия. - 2005. - № 8. - С.23-26.

УДК 669.046: 539.3: 548.736

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ ГОРЯЧЕКАТАНОЙ АРМАТУРЫ В ПРОЦЕССЕ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Иванов Ю. Ф., Микрюков В. Р.*, Громов В. Е.*, Коновалов С. В.*

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

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

Установление механизмов изменения структурно-фазовых состояний арматуры при длительной эксплуатации, несомненно, актуально, так как позволяет управлять этими процессами, предотвращать разрушение конструкций, более обоснованно подходить к проблеме прогнозирования долговечности в процессе проектирования, строительства и эксплуатации конструкций и сооружений [1–4].

Цель работы: исследование физической природы и закономерностей деградации структурно-фазовых состояний арматуры из стали 35ГС при длительной эксплуатации в каркасе фундаментов промышленных зданий и сооружений.

Измерение зеренной субзеренной структуры стали, поведение вторых фаз, анализ строения поверхности разрушения проводили методами металлографии травленого шлифа (SEM 515 «Philips»), сканирующей электронной микроскопии («Эпиквант» с промышленной системой анализа из изображений SIAMS 600) и электронной дифракционной микроскопии (ЭМ-125 и ЭМ125к). Для идентификации фаз, присутствующих в материале, применялся дифракционный анализ с использованием темнопольной методики. Изображения тонкой структуры материала были использованы для классификации структуры по морфологическим признакам; определения размеров, объёмной доли и мест локализации вторичных фаз и выделений; скалярной и избыточной плотности дислокаций; амплитуды кривизны-кручения кристаллической решетки.

Горячекатаная сталь в состоянии текущего производства является поликристаллическим агрегатом, состоящим из зерен структурно-свободного феррита и зерен перлита. По границам и в стыках зерен феррита выявлены частицы цементита. В объеме зерен феррита частиц второй фазы не обнаружено. Параметрами, характеризующими структурно-фазовое состояние стали, являются тип и относительное содержание дислокационной субструктуры, величина скалярной плотности дислокаций и кривизны-кручения кристаллической решетки феррита, амплитуда дальнедействующих полей напряжений, средние размеры и морфология частиц карбидной фазы.

Установлено, что в процессе эксплуатации горячекатаная арматура подвергается деформированию, сопровождающемуся, во-первых, увеличением скалярной плотности дислокаций (рис.1, кривые 1 и 2), во-вторых, увеличением линейной плотности источников кривизны-кручения кристаллической решетки феррита (рис.1, кривые 3 и 4) с

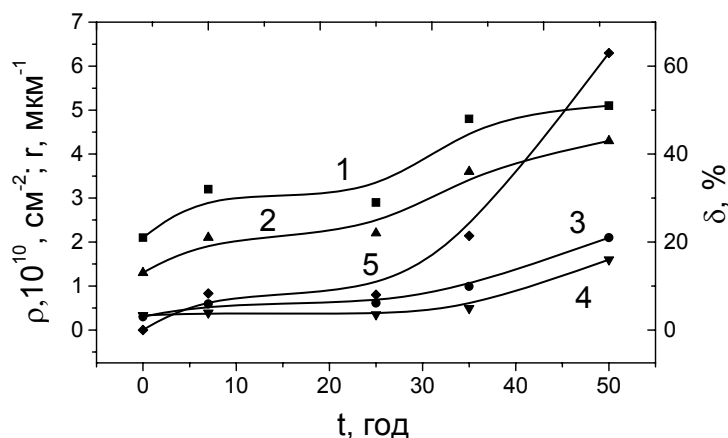


Рис.1. Зависимость величины скалярной плотности дислокаций ρ (кривые 1 и 2), линейной плотности изгибных экстинкционных контуров γ (кривые 3 и 4) и относительной доли объема материала, содержащего микротрещины δ (кривая 5), от времени эксплуатации арматуры. Кривые 1 и 3 характеризуют состояние зерен феррита, 2 и 4 – ферритной составляющей зерен перлита, кривая 5 – общее состояние стали.

одновременным пропорциональным ростом амплитуды дальнедействующих полей напряжений, в третьих, образованием микротрещин, относительное содержание которых увеличивается с ростом времени эксплуатации стали (рис.1, кривая 5). Рост скалярной плотности дислокаций сопровождается изменением типа дислокационной субструктуры (ДСС) в сторону появления упорядоченных субструктур.

В зернах структурно-свободного феррита в исходном состоянии преобладающим типом ДСС являлись структуры, дислокации в которых квазиравномерно распределены по объему зерна, – хаотическая и сетчатая (рис. 2а); с увеличением времени эксплуатации стали (с ростом скалярной плотности дислокаций) структура дислокационного хаоса уступает место сетчатой ДСС. Одновременно с этим протекает процесс образования упорядоченных ДСС, в которых важную роль играют дислокационные субграницы, поглощающие свободно распределенные дислокации и, тем самым, способствующие снижению величины скалярной плотности дислокаций (см. рис. 2, кривая 1), – формируются и получают развитие фрагментированная и субзеренная субструктуры.

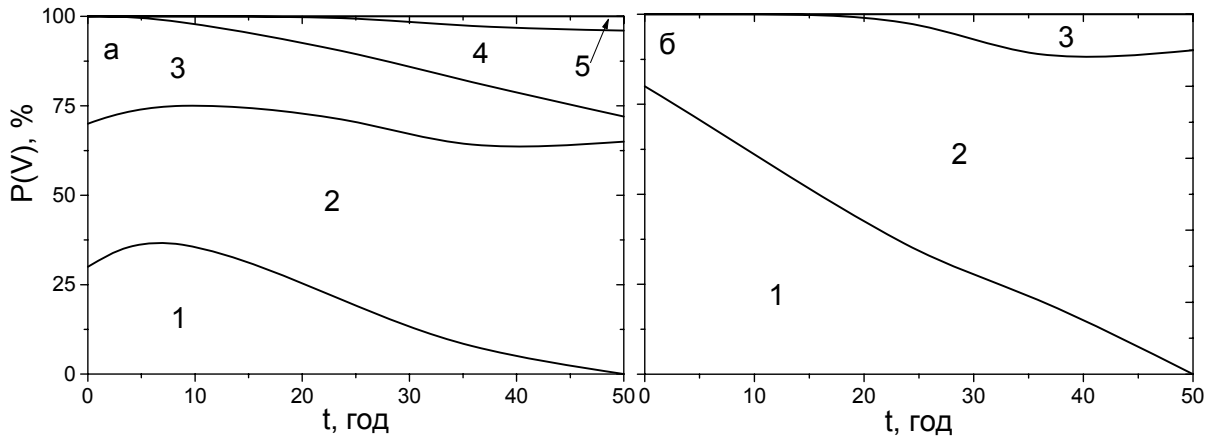


Рис. 2. Диаграмма дислокационных субструктур, формирующихся в зернах феррита (а) и перлита (б) в процессе эксплуатации арматуры стали 35ГС. 1 – дислокационный хаос; 2 – сетчатая; 3 – ячеисто-сетчатая и 4 – фрагментированная ДСС; 5 – субзерна

Развитие дислокационной субструктуры ферритной составляющей перлитных зерен с увеличением времени эксплуатации сопровождается замещением дислокационного хаоса сетчатой ДСС, которая при больших временах эксплуатации становится преобладающей (рис. 2б). После 35 лет эксплуатации в структуре феррита перлитных зерен начинает формироваться ячеистая ДСС, однако ее относительное содержание весьма мало. Выявленная тенденция развития дефектной субструктуры стали показывает, что эволюция дислокационного ансамбля зерен феррита и зерен перлита не приводит на анализируемом временном интервале к формированию критической субструктуры, способной инициировать процесс трещинообразования в исследуемой стали [1–4].

Эксплуатация горячекатаной стали приводит к разрушению пластин цементита перлитных колоний. Выявлены два механизма протекания данного процесса – механизм ухода атомов углерода из кристаллической решетки цементита при опутывании последних подвижными дислокациями и механизм перерезания пластин цементита движущимися дислокациями. Установлено, что одновременно с разрушением пластин цементита наблюдается выделением наноразмерных частиц карбидной фазы на окружающих пластину дислокациях. В предельном варианте разрушение пластин цементита путем их перерезания и растворения приводит к образованию структуры, подобной глобулярному перлиту.

Установлено, что эксплуатации стали приводит к формированию в приповерхностном слое арматуры микротрещин, особенно ярко проявляющихся после 35 лет службы. Местами расположения микротрещин являются внутрифазные границы раздела зерен феррита и перлита, пакетов и кристаллов мартенсита, а также межфазные границы раздела карбид / матрица. Показано, что образование микротрещин приводит, во-первых, к сильному изгибу-кручению кристаллической решетки окружающего объема материала, имеющему градиентный характер; во-вторых, к существенному увеличению линейной плотности изгибных экстинкционных контуров; в-третьих, к ускоренному (по сравнению с объемом стали) формированию элементов разориентированной дислокационной субструктуры (рис.3).

Обнаружено, что одной из основных причин трещинообразования, имеющего место в приповерхностном слое арматуры, является формирование частиц фазы внедрения, в том числе, окисной фазы. Методами дифракционной электронной микроскопии экстрактных угольных реплик проведены исследования химического состава, морфологии, гранулометрии и кинетики формирования частиц окисной фазы. Показано, что включениями вторых фаз в исследуемых сталях являются окислы железа, марганца, их

совместный окисел, а также оксикарбид железа. С увеличением срока эксплуатации прослеживается тенденция к повышению разнообразия фазового и химического состава окислов (табл. 1).

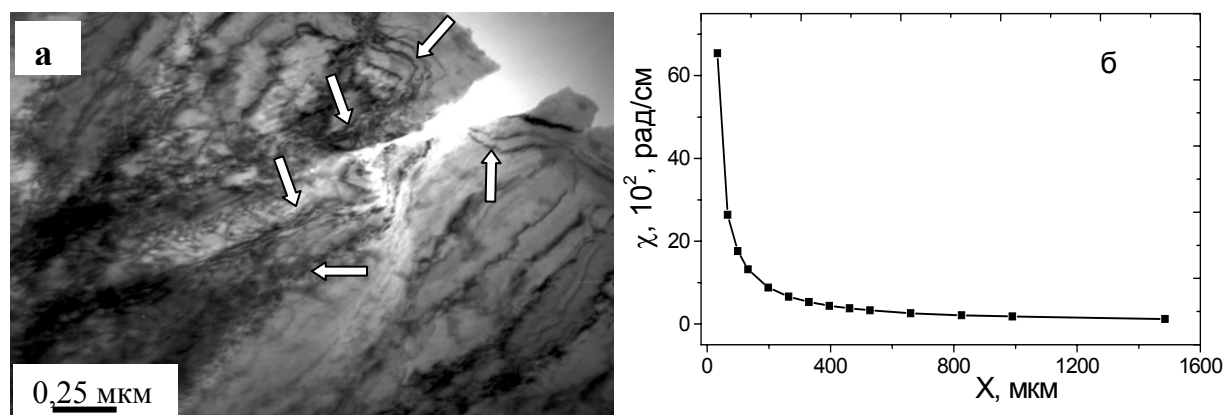


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение структуры, формирующейся вблизи микротрещины в стали после эксплуатации ~50 лет (*а*). Профиль величины кривизны-кручения кристаллической решетки феррита, формируемого данной трещиной (*б*).

Таблица 1. Характеристики оксидной и оксикарбидной фаз, формирующихся в горячекатаной арматуре в процессе эксплуатации

Время эксплуатации, год	Фаза					Размеры частиц, нм	
	Химический состав	Кристаллическая решетка					
		Тип решетки	Параметры, нм				
			<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>D</i>	<i>d</i>
7	$\xi\text{-Fe}_3\text{O}_4$	Fd3m	0,8396			180-200	120-130
	$(\text{Mn, Fe})_2\text{O}_3$	Ia3	0,9384			625	50-120
25	$\xi\text{-Fe}_3\text{O}_4$	Fd3m	0,8396			375-390	12-15
	FeCO_3	R3c	0,5796			500	100-125
	$(\text{Mn, Fe})_2\text{O}_3$	Ia3	0,9384			620	100-125
	MnO_2	Pbnm	0,4533	0,927	0,2866	250-300	
	$\gamma\text{-Mn}_3\text{O}_4$	$14_1/\text{amd}$	0,575		0,942	700-750	
35	FeO	Fm3m	0,4296			185-250	38-62,5
	$(\text{Mn, Fe})_2\text{O}_3$	Ia3	0,9384			500	12,5
	$\gamma\text{-Mn}_3\text{O}_4$	$14_1/\text{amd}$	0,575		0,942	300-750	50-120
50	Fe_2O_3	Pbnm	0,459	0,497	0,668	~800	100-120
	$(\text{Mn, Fe})_2\text{O}_3$	Ia3	0,9384			~1000	65-100
	$\gamma\text{-Mn}_3\text{O}_4$	$14_1/\text{amd}$	0,575		0,942	~300	~80

Независимо от способа формирования структуры стали (горячекатаная и термупрочненная арматура), морфология и средние размеры включений определяются структурным дефектом, на котором расположен окисел. А именно: наиболее крупные включения (единицы микрометра) окисной фазы состава $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, $(\text{Mn, Fe})_2\text{O}_3$, $\xi\text{-Fe}_3\text{O}_4$, MnFe_2O_4 формируются в стыках и вдоль границ зерен (рис. 4). Сравнительно менее крупные включения (доли микрометра) состава FeO формируются на границах субзерен (рис. 4 \bar{z}). Дислокационная субструктура является местом формирования частиц окислов, размеры которых даже после длительной эксплуатации составляют единицы нанометров.

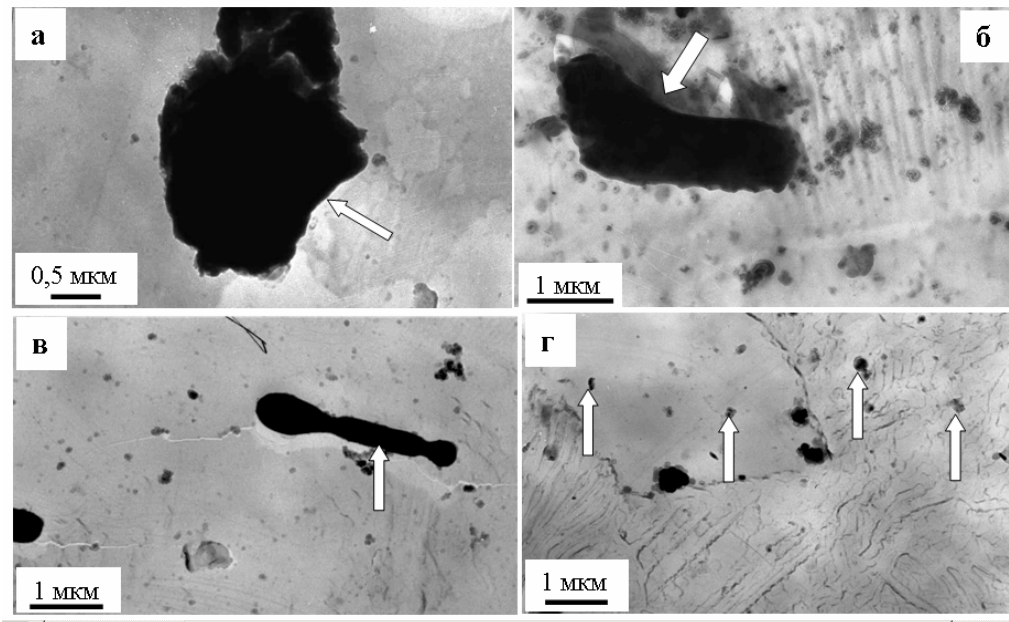


Рис.4. Электронно-микроскопическое изображение включений второй фазы, расположенных в стыках границ зерен (*а, б*), на границах зерен (*в, з*) и в объеме зерен (*з*). Включения указаны стрелками. Метод экстрактных угольных реплик.

Методами темнопольного анализа установлено, что частицы окислов марганца являются монокристаллическими образованиями; частицы окислов на основе железа в большинстве случаев имеют поликристаллическую структуру и по величине средних размеров кристаллитов могут быть отнесены к нанокристаллическим образованиям.

Список литературы

1. Микрюков В.Р. Охрупчивание и механизмы разрушения арматуры с разными сроками длительной эксплуатации / В.Р. Микрюков, А.Б. Юрьев, А.П. Семин [и др.] // Известия вузов. Черная металлургия. - 2006. - №8. - С. 60-62.
2. Микрюков В.Р. Структурные и масштабные уровни эволюции состояния арматуры в процессе длительной эксплуатации / В.Р. Микрюков, А.Б. Юрьев, Ю.Ф. Иванов [и др.] // Физическая мезомеханика. - 2006. - Т.9, №4. - С. 107-112.
3. Микрюков В.Р. Исследование причин разрушения арматуры с различным сроком эксплуатации / В.Р. Микрюков, А.Б. Юрьев, Ю.Ф. Иванов [и др.] // Деформация и разрушение материалов. - 2006. - №7. - С.44-47.
4. Юрьев А.Б. Сравнительный анализ образования оксидной фазы при эксплуатации горячекатаной и термоупрочнённой арматуры / А.Б. Юрьев, В.Р. Микрюков, Ю.Ф. Иванов [и др.] // Известие вузов. Черная металлургия. - 2006. - №10. - С.27-31.
5. Микрюков В.Р. Физическая природа временной прочности стальной арматуры / В.Р. Микрюков, А.Б. Юрьев, Ю.Ф. Иванов [и др.] // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. - 2006. - №1. - С.29-31.
6. Микрюков В.Р. Structure and hot-rolled reinforcement rods properties evolution in the process of long service life / В.Р. Микрюков, А.П. Семин, С.В. Коновалов [и др.] // Materials science and engineering. - 2006. - А 430. - P. 125-131.
7. Юрьев А.Б. Эволюция свойств и структуры горячекатанной арматуры в процессе эксплуатации в строительных конструкциях / А.Б. Юрьев, В.Р. Микрюков, Ю.Ф. Иванов [и др.] // Материаловедение. - 2006. №9. - С.44-48.

УДК 539.389.2

ОЦЕНКА ВКЛАДОВ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ В УПРОЧНЕНИЕ НИТРОЦЕМЕНТОВАННОЙ СТАЛИ

Малиновская В. А.*, Попова Н. А., Козлов Э. В.

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

**Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк,*
Malina_30@mail.ru

Повышение надежности и увеличение долговечности деталей машин, инструментов и конструкций выражают количественными показателями механических свойств металлических сплавов. Типичными характеристиками, применяющимися для этих изделий, являются: предел текучести, деформационное упрочнение, напряжение разрушения и др.

Нитроцементация, а также последующая термическая обработка стали связана с перераспределением атомов углерода и азота в твердом растворе, в карбидной и карбонитридной фазах и расположением их на дислокациях. Интенсивность упрочнения и охрупчивания стали при прочих равных условиях должна зависеть от количества атомов С и N, способных к указанному перераспределению. Углерод и азот увеличивают твердорастворное упрочнение, закрепляют дислокации. При всех этих превращениях изменяется субструктура, плотность дислокаций, внутренние напряжения, плотность границ.

Проведенные количественные исследования параметров структуры исследуемой конструкционной стали мартенситного класса 20Х2Н4А, прошедшей процесс поверхностного насыщения азотом и углеродом (нитроцементация) и последующие этапы термической обработки, позволяют проследить за процессом перераспределения атомов (С+N), перераспределением плотности дислокаций, субструктуры и выполнить оценку предела текучести различных слоев в данной стали в зависимости от расстояния до нитроцементированной поверхности образца.

К настоящему времени установлено, что высокая прочность стали с мартенситной структурой определяется многими факторами, основными из которых являются: наличие атомов углерода и легирующих элементов, находящиеся в твердом растворе; высокая плотность дислокаций, образующихся при мартенситном превращении; наличие в стали зон предвыделений и частиц карбонитридных фаз; наличие границ зерен, пакетов и кристаллов мартенсита [1–4]. На основании многочисленных теоретических и экспериментальных исследований получен целый ряд соотношений, позволяющих установить количественную связь параметров тонкой структуры стали с её механическими свойствами [5]. В некоторых работах, выполненных в данной области, приводится рассмотрение лишь отдельных структурных факторов, участвующих в упрочнении стали [1, 6]. Однако существуют работы, в которых проведен более полный анализ параметров тонкой структуры и механизмов упрочнения стали [2–4, 7].

В настоящей работе, согласно известным представлениям [2–7], расчет предела текучести проводился по формуле (1), где квадратично складывались вклады упрочнения дислокациями «леса» и упругих полей, остальные вклады складывались аддитивно:

$$\sigma = \Delta\sigma_n + \Delta\sigma_{me} + \Delta\sigma_s + \Delta\sigma_c + \Delta\sigma_{op} + \sqrt{(\Delta\sigma_d^2 + \Delta\sigma_a^2)}. \quad (1)$$

Формула (1) охватывает практически все вклады сопротивлению деформирования. В этой формуле $\Delta\sigma_n$ – напряжение трения дислокаций в кристаллической решетке α -железа; $\Delta\sigma_{me}$ – упрочнение твердого раствора на основе феррита атомами легирующих элементов; $\Delta\sigma_l$ – упрочнение дислокациями «леса», которые перерезают скользящие дислокации; $\Delta\sigma_c$ – субструктурное упрочнение, связанное с торможениями сдвигов на границах реек; $\Delta\sigma_d$ – упрочнение дальнедействующими полями напряжений; $\Delta\sigma_{op}$ – упрочнение материала некогерентными частицами при обходе их дислокациями по механизму Орована; $\Delta\sigma_z$ – упрочнение за счет границ зерен.

Матрица стали состоит из α - и γ -фаз. Морфологически структура α -фазы представлена отпущенным мартенситом (пакетным и пластинчатым низко- и высокотемпературным) и верхним бейнитом; γ -фаза – зернами аустенита. Поэтому предел текучести стали после нитроцементации определялся по формуле:

$$\sigma = P_V^\alpha \cdot \sigma_\alpha + P_V^\gamma \cdot \sigma_\gamma, \quad (2)$$

где P_V^α и σ_α – соответственно, объемная доля и предел текучести α -матрицы стали, а P_V^γ и σ_γ – γ -матрицы.

Используя количественные данные, полученные в работе, такие как скалярная плотность дислокаций, кривизна-кручение кристаллической решетки, размеры и плотность распределения вторичных фаз, размеры мартенситных кристаллов и зерен, а также формулы (1) и (2), была проведена оценка предела текучести различных слоев стали 20X2H4A в исходном состоянии, после нитроцементации и после последующего цикла термических обработок. Оказалось, что после нитроцементации на поверхности α -фаза

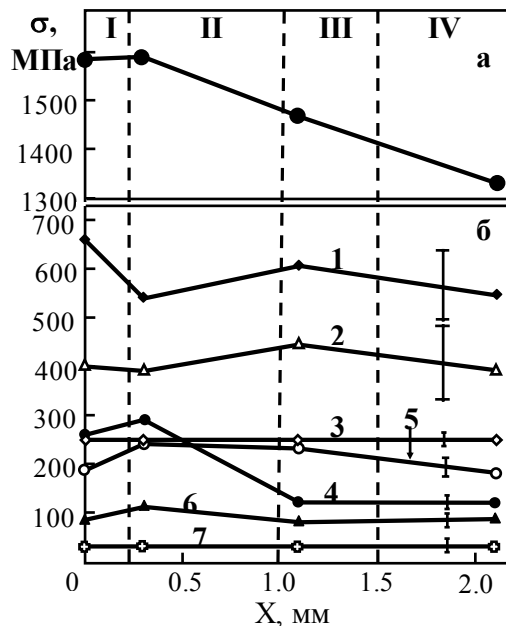


Рис. 1. Изменение предела текучести σ (а) и различных вкладов его составляющих (б) по мере удаления от поверхности нитроцементованного и затем термообработанного слоя (X) в стали 20X2H4A: 1 – упрочнение дислокациями «леса»; 2 – дальнедействующие поля напряжений; 3 – упрочнение некогерентными частицами; 4 – твердорастворное упрочнение; 5 – зернограничное упрочнение; 6 – субструктурное упрочнение; 7 – напряжение трения дислокаций в кристаллической решетке α - Fe

упрочнена более, чем в 1,5 раза. γ -фаза, отсутствовавшая до нитроцементации стали, теперь представляет из себя важную упрочняющую фазу. В целом, сталь на поверхности образца упрочнена, благодаря нитроцементации, в 2 раза. Это свидетельствует о высокой эффективности такой обработки. Помимо увеличения предела текучести в поверхностном слое, нитроцементация упрочняет материал и по глубине. Помимо увеличения предела текучести в поверхностном слое, нитроцементация упрочняет материал по глубине. В зоне основного металла α -фаза оказывается упрочненной, по крайней мере, в 1,5 раза.

Проведенный цикл термической обработки нитроцементованной стали не снизил значения суммарного предела текучести во всех слоях материала (рис.1). Как видно из рис.1, наиболее упрочненными оказываются поверхностный и подповерхностный слои (зоны I и II) материала, суммарное значение вкладов в предел текучести различаются в пределах ошибки эксперимента. Благодаря выполненной химико-термической обработке, лидирующим вкладом упрочнения явля-

ется дислокационная структура, а именно высокая скалярная плотность дислокаций «леса» (рис.1 б, кр.1). Вклад этого механизма является самым большим на всех глубинах от нитроцементованной поверхности. Второй по значимости – дальнедействующие поля напряжений (рис.1 б, кр.2). Основными источниками полей напряжений, согласно выполненным в настоящей работе исследованиям, являются крупные частицы вторых фаз, неравновесные границы зерен, стыки и границы мартенситных пакетов и пластин и дислокационный ансамбль. В поверхностных слоях значителен вклад твердорастворного упрочнения. Он убывает по мере удаления от поверхности. Торможение дисперсными частицами (рис.1 б, кр.3) оказалось постоянным на любых расстояниях от поверхности упрочнения. Такой неожиданный результат обусловлен одновременным изменением плотности частиц и их размера, а также доли крупных частиц. Значителен вклад зернограницного упрочнения (рис.1 б, кр.5). Он изменяется по глубине вследствие изменения размера зерен. Субструктурное упрочнение (рис.1 б, кр.6) играет серьезную роль лишь в зоне II нитроцементованного слоя. Но и там этот вклад меньше большинства отдельных вкладов.

Таким образом, наибольший вклад в упрочнение при нитроцементации вносят упрочнение дислокациями «леса» и дальнедействующие поля напряжений. При этом дислокационная структура поляризована, или, по-другому можно сказать – «заряжена», т.к. скалярная плотность дислокаций соизмерима с избыточной: $\rho \approx \rho_{\pm}$. Это новый результат в физике упрочнения путем нитроцементации, и он означает важную роль дислокационного вклада в упрочнение после термообработки. Наряду с этим, важную роль в физике упрочнения путем нитроцементации играют упрочнения дисперсными частицами, твердорастворное, упрочнение мартенситными кристаллами и зернограницное.

Как отмечалось выше, параметры градиентной структуры в нитроцементованной и затем термообработанной стали сохраняются. При этом сохраняется и закономерность изменения величины предела текучести стали: при удалении от поверхности в глубь материала на поверхности (в зоне I) $\sigma = 1580$ МПа, в зоне IV (в зоне основного металла) – 1330 МПа. Благодаря нитроцементации, сталь мартенситного класса 20X2H4A достаточно упрочнена. При этом она не теряет пластичности.

Список литературы

1. Бернштейн М.Л., Спектор Я.И., Дягтерев В.Н. Влияние температуры аустенизации и горячей деформации на структуру и механические свойства стали 40XH2MA // ФММ. - 1982. - Т.53, №1. - С.68-75.
2. Козлов Э.В., Попова Н.А., Григорьева Н.А. и др. Стадии пластической деформации, эволюция субструктуры и картина скольжения в сплавах с дисперсным упрочнением // Изв. вузов. Физика. - 1991. - №3. - С.112-128.
3. Козлов Э.В., Теплякова Л.А., Конева Н.А. и др. Роль твердорастворного упрочнения и взаимодействий в дислокационном ансамбле в формировании напряжения течения азото-содержащей аустенитной стали // Изв. вузов. Физика. – 1996 - №3. - С.33-56.
4. Гольдштейн М.И., Фарбер В.М. Дисперсионное упрочнение стали. - М.: Металлургия, 1979. - 208с.
5. Пикеринг Ф.Б. Физическое металловедение и разработка сталей. – М.: Металлургия, 1982. - 179с.
6. Прнак Т. Количественные соотношения между параметрами дисперсных выделений и механическими свойствами сталей // МиТОМ. – 1975. – №7. – С.3-8.
7. Иванов Ю.Ф., Гладышев С.А., Козлов Э.В. Структурные оценки предела текучести высокопрочной конструкционной стали // Пластическая деформация сплавов. – Томск: ТГУ, 1986. – С.152-163.

FEATURES OF MECHANICAL AND MICROSTRUCTURAL BEHAVIOR IN ECA PRESSED NANOSTRUCTURAL AL-LI ALLOYS UNDER HIGH STRAIN RATE SUPERPLASTICITY

Myshlyaev M. M.

*Baikov Institute of Metallurgy and Material Science, RAS, Moscow,
Institute of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka,
myshlyae@issp.ac.ru*

The structure of rods subjected to the equal-channel angular (ECA) pressing under different conditions have been studied by X-ray diffraction analysis, transmission electron microscopy, scanning electron microscopy, including back electron scattering diffraction and orientation image microscopy, technique. A fine-grained structure has been shown to form in the process of pressing, finer grains forming at lower pressing temperatures. A largest number of grains demonstrate the formation of a dislocation substructure involving subgrains bounded by dislocation boundaries. A most developed substructure forms under pressing at elevated temperatures when coarser grains form.

A mechanical behavior has been studied for ECA pressed samples having different structural states. Temperature and strain rate conditions to attain ultimate strains to failure have been defined for samples of each structural state. It has been shown that samples with a developed substructure are subject to a superplastic (SP) straining. Contrary to the expectations the ductility of finest-grained samples turned out low. It has been found that the ultimate SP straining to failure is characteristic of samples subjected to 10-pass ECA pressing at 370°C. It complies with the strain rate of 10^{-2} s^{-1} at 370°C. Its greatest value was about 2000%.

Mechanical behaviour of the alloy has been studied in SP straining conditions. Multi-stage high strain rate of SP strain has been shown. Dependencies of the true strain rate on temperature, the true stress and true strain for the straining during hardening stage and softening stage have been established. The activation energies and the coefficients of strain rate sensitivity of stress (m), which characterize these stages, have been determined. It has been shown that the strain up to ~2000% corresponds to this alloy and $m \approx 0.45$ for both stages. These parameters really correspond to SP flow.

It has been established that the hardening stage deformation has the strain rate $\sim 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ and is controlled by volume self-diffusion. This is typical for SP deformation by intra-grain sliding. Dynamical recrystallization on sub-grain level corresponds to this stage. It has been established, that during the softening stage the strain rate is $\sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ and is controlled by grain boundaries self-diffusion. This is typical for SP deformation of fine-grain materials, which is caused by grain boundary sliding. Structural behavior by SP straining conditions has been studied. The data showing intra-grain sliding during the hardening stage and dynamic recrystallization with participation of grain boundary sliding and migration during the softening stage have been obtained.

The support from the RFBR (Project 07-08-00308) is appreciated.

УДК 669.15: 539.12.04: 620.186

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ЭВОЛЮЦИЮ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ЛИТОЙ СРЕДНЕЛЕГИРОВАННОЙ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ

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

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

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

Основными параметрами, влияющими на механические свойства, являются структура твердого раствора, карбидные выделения, дислокационная структура, типы и расположение различного рода границ в стали. Хотя механические свойства литых сталей много исследованы, тем не менее, структурные основы прочности этих сталей изучены мало. В связи с этим, актуальным являются изучение структуры и измерение объемных долей морфологических составляющих матрицы литых сталей, измерение количественных параметров тонкой структуры и сопоставление их с катанymi сталями. Это исследование должно проводиться в связи с видоизменениями структуры в процессе термической обработки [1–3].

Внутренние напряжения определяют формоизменение материала при отжиге и могут повлечь за собой остаточные деформации. Особенно опасны концентраторы напряжений в локальных участках материала. Изучение внутренних полей напряжений в настоящей работе проводилось методом рентгеноструктурного анализа по размытию дифракционных линий и методом дифракционной электронной микроскопии по параметрам изгибных экстинкционных контуров [1–3].

Закалка стали, прежде всего, сопровождается формированием дальнедействующих полей напряжений. В сложной структуре стали, созданной $\gamma \rightarrow \alpha$ превращением в результате закалки, присутствует ряд источников полей напряжений. Во-первых, $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение в ходе закалки приводит к значительной бейновской деформации, величина которой достигает значений $\varepsilon = 0,13-0,20$. Такая значительная упругая деформация приводит к пластической деформации и, соответственно, к созданию в материале больших полей напряжений. Несовместность бейновской деформации в различно ориентированных мартенситных пакетах приводит к возникновению дополнительных полей напряжений в их стыках. Генерация дислокаций и развивающаяся дислокационная структура частично ослабляют упругие поля напряжений, а фрагментация дислокационной структуры снижает внутренние напряжения еще значительно. Во-вторых, закалка стали приводит к накоплению в ней высокой скалярной плотности дислокаций, организованных в субструктуру, которые дают вклад в поле напряжений. Незаряженный дислокационный ансамбль, т.е. ансамбль без избыточных дислокаций, генерирует напряжение сдвига, заряженный – моментные напряжения. Закалка исследуемой стали приводит к накоплению в ней высокой скалярной плотности дислокаций, достигающей значения $\sim 1,5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Последующий отпуск снижает её величину почти в 2 раза. Такая дислокационная структура, в свою очередь, формирует большие внутренние напряжения. Эти напряжения частично компенсируют упругие напряжения, возникшие при бейновской деформации, а частично – их усиливают. В-третьих, формирующаяся в термообработанной стали дислокационная структура наряду со скалярной плотностью дислокаций характеризуется высоким значением избыточной плотности дислокаций.

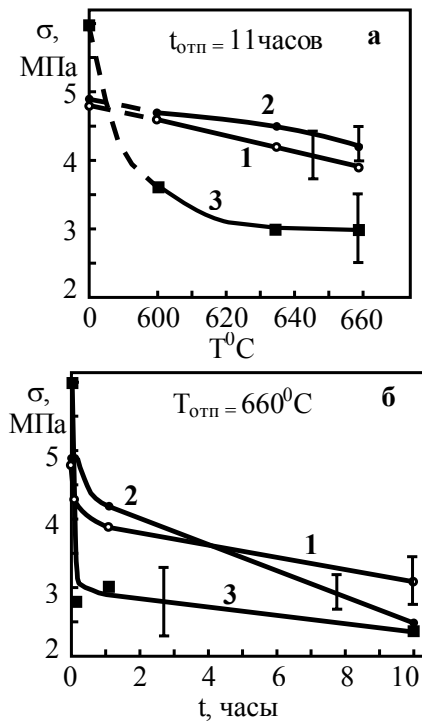


Рис. 1. Влияние температуры (а) и продолжительности (б) отпуска на амплитуду напряжения сдвига (1), амплитуду моментных напряжений (2) и амплитуду напряжений растяжения-сжатия (3) в литой стали 30XN3MFA

компенсируют (или экранируют) друг друга локальные источники и дислокационная структура.

Таким образом:

1. Закалка литой стали приводит к большой бейновской деформации, достигающей величины $\epsilon = 0,13-0,20$. Релаксация упругих бейновских напряжений приводит к генерации дислокаций, достигающих высокой скалярной плотности величиной $\sim 1,5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. При этом самого высокого значения ($\sim 1,6 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$) она достигает в пакетном мартенсите, самого низкого ($\sim 1,4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$) – в пакетном бейните.
2. Закалка литой стали приводит к высокой избыточной плотности дислокаций ($\sim 0,6 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$), вызывающей высокие внутренние поля напряжений, релаксация которых приводит к формированию первично фрагментированной субструктуры уже в процессе закалки. Установлено, что первичная фрагментация возникает только в пакетном мартенсите и только в мелких пакетах.
3. Отпуск стали приводит к снижению внутренних напряжений, причем действие температуры отпуска менее выражено, чем действие продолжительности отпуска. Количественно показано, что отпуск приводит вначале к взаимному экранированию локальных источников напряжений и образованной в материале дислокационной структуры, а затем к спаданию напряжений от локальных источников и дислокационной структуры. Установлено, что остаточные напряжения после длительного (~ 100 часов) отпуска имеют величину ~ 300 МПа, что составляет $\sim 1/3 \sigma_{0,2}$. Таким образом, длительный отпуск привел к упрочнению стали.

Последняя также вызывает высокие внутренние поля напряжений (моментные напряжения). В четвертых, вклад во внутренние поля создается дисклинациями, которые расположены в стыках пакетов и стыках пакетов и пластин. В этих местах стыковые дисклинации являются источниками полей напряжений.

Таким образом, основными источниками внутренних полей напряжений уже после закалки исследуемой стали являются: 1) скалярная плотность дислокаций; 2) поляризация дислокационной структуры и избыточная плотность дислокаций; 3) сохранившаяся частично упругая несовместность деформации превращения; 4) стыковые дисклинации.

Отпуск стали приводит к снижению внутренних напряжений (рис.1). Данные рис.1 свидетельствуют, что амплитуды всех типов напряжений при любых параметрах отпуска близки. Кроме того, рис.1 наглядно демонстрирует различное поведение этих напряжений, указывающее на то, как происходит релаксация напряжений при отпуске. А именно: кр.1 (сдвиговые напряжения) демонстрирует, что дислокационная структура все время постепенно перестраивается, чтобы релаксировать поля напряжений; кр.2 (моментные напряжения) свидетельствует об уменьшении роли локальных полей напряжений; кр.3 показывает, как взаимно

Список литературы

1. Козлов Э.В., Попова Н.А., Климашин С.И. и др. Влияние закалки на структуру и фазовый состав литой конструкционной стали 30ХНЗМФА // Ползуновский вестник. – 2005. - №2. – С.153-158.
2. Козлов Э.В., Попова Н.А., Климашин С.И. и др. Влияние отпуска на субструктуру и скалярную плотность дислокаций литой конструкционной среднелегированной стали // Изв. вузов. Физика. – 2006. - №1. – С.44-50.
3. Климашин С.И., Козлов Э.В., Попова Н.А. и др. Природа полей внутренних напряжений в закаленной стали 30ХНЗМФА // Изв. вузов. Черная металлургия. – 2006. - №4. – С.27-29.

УДК 669.295.69:621.793

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ЖЕЛЕЗА И НИКЕЛЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ

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

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

Развитие производства расширяет требования к современным конструкционным и инструментальным материалам в отношении их характеристик прочности, надежности и долговечности. В связи с этим, в настоящее время опережающими темпами разрабатываются и используются в условиях производства новые способы упрочнения и защиты поверхности металлов и сплавов с использованием концентрированных потоков энергии. По оценкам экспертов эта тенденция сохранится на ближайшие годы. Одним из таких способов обработки является электровзрывное легирование (ЭВЛ). Его суть состоит в импульсном оплавлении и насыщении поверхностных слоев материалов продуктами электрического взрыва проводников с последующей самозакалкой. Известны работы по электровзрывному науглероживанию, алитированию, никелированию металлов и сплавов. Расширяя технологические возможности способа, в области взрыва размещают порошковую навеску того или иного вещества, которая, частично переходя в плазменное состояние, переносится на облучаемую поверхность. Этим способом были реализованы такие виды легирования, как карбоборирование, бороалитирование и боротитанирование металлов.

Результаты электровзрывной обработки определяются совокупностью сопровождающих ее взаимосвязанных тепловых, силовых, гидродинамических и физико-химических процессов. Анализ особенностей влияния этих процессов на формирование поверхностных слоев является актуальной задачей развития как самого способа ЭВЛ, так и всего направления развития научных исследований и практических разработок в области обработки поверхности с использованием концентрированных потоков энергии.

Целью настоящей работы явилось изучение особенностей формирования строения, структуры, фазового состава и свойств поверхностных слоев модельных металлов при новых видах одно- и двухкомпонентного ЭВЛ – меднении и боромеднения железа и никеля, алитировании и бороалитировании железа. С целью определения возможностей практического использования способа проводили двухкомпонентное алитирова-

ние промышленной инструментальной стали X12 с использованием порошковой навески ультрадисперсного порошка карбида кремния.

Выбор железа и никеля как модельных материалов был обусловлен тем, что они являются основой большинства промышленных сталей и сплавов. Выбор видов легирования проводили на основе анализа результатов традиционной химико-термической обработки. Все они используются на практике.

Для обработки использовали лабораторную электровзрывную установку, которая включает в себя емкостный накопитель энергии и плазменный ускоритель, состоящий из коаксиально-торцевых электродов с размещенным на них взрываемым проводником, разрядной камеры, локализирующей продукты взрыва, и формирующего сопла, по которому они истекают в вакуумированную технологическую камеру с остаточным давлением 100 Па. В строении формируемой импульсной многофазной струи продуктов взрыва можно выделить сверхзвуковой плазменный фронт и относительно медленный тыл, содержащий конденсированные частицы продуктов разрушения проводника и частицы порошковых навесок. Натекание струи на облучаемую поверхность сопровождается образованием вблизи нее ударно-сжатого слоя с высокими значениями температуры и давления, что, собственно, и делает возможным оплавление и легирование поверхностных слоев за малое время воздействия.

Использование для описания процесса обработки модели нагрева поверхности плоским тепловым источником постоянной интенсивности позволяет определить эффективные значения поглощаемой плотности мощности. В нашем случае для времени импульса 100 мкс, равного одному периоду разрядного тока, оно составляло $6,0 \text{ ГВт/м}^2$. При этом давление в ударно-сжатом слое достигало 14,2 МПа. Такой режим обработки ранее был классифицирован как высокоинтенсивный. Его отличительной особенностью является сильное влияние на поверхность, приводящее к радиальному течению расплава от центра зоны легирования к периферии и даже выплеску. Вместе с этим, при таких режимах обработки достигается максимальная глубина зоны легирования и степень насыщения ее легирующими добавками. Это определяет повышенный интерес к ним с точки зрения практического использования ЭВЛ.

Изучение поверхности обработки методами световой и растровой электронной микроскопии показало, что на ней формировалось несплошное покрытие. Оно было образовано конденсированными частицами продуктов разрушения электрически взрываемых фольг или композиционными частицами, образовавшимися при их взаимодействии с частицами порошковых навесок. Доля поверхности, свободной от покрытия, зависела от материала взрываемого проводника и всегда была меньше в случае двухкомпонентного легирования. Так, при алитировании и бороалитировании железа она составляла 0,73 и 0,59, соответственно, при меднении железа и никеля – 0,5, а при боромеднении железа и никеля – 0,17 и 0,06, соответственно. Частицы, формирующие покрытие, частично осыпались с поверхности при механической полировке. Это свидетельствовало о том, что они достигали ее на стадии охлаждения и кристаллизации и поэтому были плохо связаны с поверхностью.

Изучение участков поверхности зоны легирования, свободных от покрытия, позволило выделить в ее строении три области – центральную, которая располагалась непосредственно под соплом; промежуточную со следами радиального течения в виде характерных “языков” застывшего расплава; и периферийную со следами выплеска. Сопоставление результатов одно- и двухкомпонентного легирования с использованием порошковой навески показало, что во втором случае происходило увеличение диаметра центральной области (примерно от 20 до 30 мм). При этом следы радиального течения в промежуточной области и выплеска в периферийной области почти не различались.

Изучение шлифов зоны легирования показало, что при однокомпонентном легировании радиальное течение расплава распространялось на всю глубину зоны легиро-

вания и приводило, условно говоря, к “гидродинамическим” возмущениям ее границы с зоной термического влияния. В случае же использования порошковой навески граница зоны легирования была ровной. Подавление радиального течения наблюдалось и при армировании стали X12 ультрадисперсным порошком карбида кремния.

Выявленные особенности строения поверхности зоны легирования и состояния ее границы с зоной термического влияния можно связать с тем, что при двухкомпонентном легировании повышалась плотность и давление плазмы на срезе сопла и соответственно увеличивался радиус струи, истекающей в технологическую камеру, в которой располагался образец. В этом случае уменьшался градиент давления на поверхность со стороны ударно-сжатого слоя. Это и приводило к подавлению радиального течения и выплеска расплава. Таким образом, можно заключить, что обработка в высокоинтенсивных режимах не обязательно сопровождается выплеском и связанным с ним ухудшением качества поверхности и может применяться в технологических целях.

Ранее при изучении результатов электровзрывного науглероживания и карбоборирования металлов было обнаружено слоистое строение зоны легирования по глубине. В настоящей работе, выполненной с использованием послойного анализа методом просвечивающей электронной дифракционной микроскопии тонких фольг, эти результаты нашли свое подтверждение. Оказалось, что в общем случае зона легирования состоит из тонкого (порядка 1 мкм) приповерхностного нанокompозитного слоя синтезированных фаз, промежуточного слоя с ячеистой кристаллизацией, приграничного слоя с зеренной структурой и тонкого (толщиной 1–2 мкм) нанокристаллического слоя, разделяющего зоны легирования и термического влияния. Общая толщина слоев при обработке железа составляла около 20, а при обработке никеля – 30 мкм. Это различие было обусловлено тем, что эти металлы обладают различными теплофизическими свойствами.

Изменения, вызванные обработкой, происходили и в зоне термического влияния, располагающейся ниже зоны легирования. В ней наблюдалась повышенная плотность дислокаций. Она достигала величины порядка 10^{10} см⁻² и уменьшалась с глубиной. Формирование дислокационной субструктуры было обусловлено действием термических (а в случае обработки железа, по-видимому, – и фазовых) напряжений, вызванных импульсным характером плазменного воздействия на поверхность. В зависимости от ориентации зерен по отношению к действующим напряжениям, в общем случае в них наблюдалось формирование дислокационного хаоса, сетчатой, ячеисто-сетчатой и фрагментированной субструктур.

Формирование той или иной системы сопровождалось некоторыми особенностями. Так, в случае алитирования железа не удалось наблюдать приповерхностный нанокompозитный слой, также как и слой с ячеистой кристаллизацией. Основным по объему в этом случае являлся слой с зеренной структурой. Это свидетельствовало о высокой степени перемешивания расплава в процессе обработки и коррелировало с тем, что поверхность зоны легирования при формировании этой системы была почти свободна от частиц несплошного покрытия. (Причина этого может быть связана с тем, что увеличение концентрации алюминия в железе почти в 2 раза уменьшает вязкость сплава и его температуру ликвидус). А при бороалитировании железа с использованием порошка бора, приводящего к подавлению течения расплава, наблюдалось формирование приповерхностного нанокompозитного слоя, а основным по объему являлся слой с ячеистой кристаллизацией.

Сопоставляя результаты, полученные при формировании различных систем, можно отметить, что в случае однокомпонентного легирования основным по объему являлся слой с зеренной структурой, а в случае двухкомпонентного легирования – слой с ячеистой кристаллизацией. С увеличением расстояния от поверхности поперечный размер ячеек, которые в основном были образованы твердыми растворами легирующих

элементов в металле основы, увеличивался, а разделяющих их прослоек, состоящих в основном из нанокристаллических фаз боридов, оксидов, – уменьшался. В случае боромеднения железа на глубине прослойки между ячейками исчезали, а наноразмерные частицы боридов железа и других фаз располагались внутри них. Все это свидетельствовало об уменьшении степени легирования расплава с глубиной.

Особенности, связанные с формированием слоя с ячеистой кристаллизацией можно объяснить, исходя из уже отмеченного подавления радиального течения расплава от центра зоны легирования к периферии при использовании порошковой навески. Поскольку известно, что конвективное течение расплава разрушает структуры ячеистой и дендритной кристаллизации, можно предположить, что и в нашем случае подавление течения создавало благоприятные условия для роста ячеек.

С другой стороны, во всех случаях систем, в которых наблюдалась структура ячеистой кристаллизации, диаграммы состояния имели участки с положительным наклоном линии ликвидус. Это является необходимым условием образования ячеек. Действительно, когда концентрация расплава соответствовала этой линии и на движущейся от границы зоны легирования с основой вверх плоской поверхности фронта кристаллизации случайно возникали выступы, они попадали в область более высоких концентраций с более высокой температурой ликвидус, т.е. оказывались устойчивыми. Так, по-видимому, при бороалитировании железа основной структурообразующей примесью являлся бор, диаграмма сплава которого с железом содержит соответствующий участок эвтектической кристаллизации. В противном случае образующиеся выступы расплавляются. Очевидно, так и было при алитировании железа, поскольку на диаграмме состояния этой системы с ростом концентрации алюминия температура линии ликвидус уменьшается.

Помимо силового и химического факторов на особенности кристаллизации зоны легирования оказывал и температурный фактор. Оценки показали, что в условиях высокоинтенсивной обработки, использованной в настоящей работе, расплав перегревался относительно температуры кипения при давлении в технологической камере. Это приводило к тому, что после окончания импульса происходило пузырьковое вскипание расплава. Оно обнаруживалось при изучении рельефа поверхности на различных структурных уровнях по следам кипения в виде пор. При этом тепловой поток, связанный с испарением, сразу после окончания импульса на порядки величины превышал тепловой поток в объем образца за счет теплопроводности. Это приводило к тому, что охлаждение зоны легирования происходило существенно быстрее, чем ее нагрев, и могло явиться причиной формирования на поверхности слоя с наноразмерными фазами. С другой стороны, быстрое охлаждение расплава определяло малое время нахождения зоны термического влияния железа в области температур выше температуры полиморфного α - γ -превращения. Это могло подавлять как само это превращение, имеющего диффузионный характер и требующего времени для своего осуществления, так и процессы рекристаллизации на стадии охлаждения, приводящие в аналогичных случаях, например, при лазерной обработке, к измельчению зерен, которое в нашем случае не наблюдалось.

Определение микротвердости легированных слоев показало, что однокомпонентное легирование приводило к увеличению микротвердости от двух до пяти раз, а в случае двухкомпонентного легирования с использованием порошка бора еще в 2 раза. Наибольших значений микротвердость достигала на поверхности после двухкомпонентного легирования – 1200, 1000 и 700 HV после бороалитирования и боромеднения железа и боромеднения никеля, соответственно. Распределение микротвердости по глубине отражало уменьшение степени легирования и увеличение размера структурных составляющих.

Изучение результатов армирования поверхностных слоев стали X12 показало, что обработка привела к увеличению микротвердости поверхности в 2,8 раза по отношению к стали в состоянии поставки. При этом износостойкость против абразивного изнашивания возросла в 8 раз, а жаростойкость в атмосфере воздуха – в 9, 3,5 и 2 раза при температуре испытаний 800, 850 и 900 °С, соответственно. Как видно, с ростом температуры эффект повышения жаростойкости после этого вида ЭВЛ сказывался все слабее и слабее. Повышение свойств материалов после ЭВЛ показывает перспективность практического использования этого способа упрочнения и защиты поверхности материалов.

Основные результаты по работе можно резюмировать следующим образом.

1. Определены особенности строения зоны одно- и двухкомпонентного ЭВЛ, осуществляемого в высокоинтенсивном режиме. Показано, что вдоль радиуса зоны легирования можно выделить три области с различной степенью легирования расплава. При этом по ее глубине закономерным образом располагается ряд слоев, отличающихся друг от друга по степени легирования, фазовому составу и особенностям структуры (размерам и формой кристаллитов, плотностью дислокаций и др.).

2. Степень легирования уменьшается, а размеры структурных составляющих (ячеек кристаллизации, равноосных зерен твердого раствора) увеличиваются с расстоянием от поверхности зоны легирования.

3. Особенности рельефа поверхности металлов, изученные на различных структурных уровнях, состоят в том, что, с одной стороны, при двухкомпонентном легировании с использованием порошка аморфного бора, подавляется радиальное течение расплава, а с другой – увеличивается доля областей с развитым рельефом, образованных частицами конденсированной фазы струи, закрепившимися на облучаемой поверхности. Аналогичное влияние на радиальное течение расплава при обработке стали X12 оказывает и использование навески порошка ультрадисперсного карбида кремния. На поверхности обнаруживаются поры, свидетельствующие о вскипании расплава после плазменного воздействия.

4. Сопоставлены особенности формирования структуры поверхностных слоев при различных видах одно- и двухкомпонентного легирования. Установлено, что в случае однокомпонентного алитирования железа приповерхностный слой не обнаруживается, а в случае двухкомпонентного легирования с использованием порошка аморфного бора промежуточный слой с ячеистой кристаллизацией является основным по протяженности. При этом приповерхностный слой синтезированных фаз также является более толстым.

5. Объяснение этого может заключаться в том, что внесение порошковых частиц в струю изменяет характеристики ее взаимодействия с основой. Это, в частности, проявляется в том, что резко уменьшается радиальное течение расплава под действием неоднородного давления струи на поверхность. Вследствие этого уменьшается конвективное перемешивание расплава и степень его легирования. В случае двухкомпонентного легирования основной структурообразующей примесью является бор, концентрация которого достигает заэвтектической, что, согласно теории концентрационной неустойчивости фронта кристаллизации, является необходимым условием образования ячеистой структуры.

6. Анализ термо-силового воздействия струи продуктов взрыва на поверхность показал, что при обработке в высокоинтенсивных режимах достигается перегрев расплава и его последующее вскипание, которое сопровождается интенсивным охлаждением, связанным с испарением, и способствует формированию нанокompозитных структур. С другой стороны, высокая скорость охлаждения подавляет процессы рекристаллизации в зоне термического влияния.

7. Модифицированные слои обладают повышенными значениями микротвердости, износо- и жаростойкости.

ДИССИПАТИВНЫЕ СВОЙСТВА КАК ИНСТРУМЕНТ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ДЕГРАДАЦИИ И ДЕСТРУКЦИИ СТАЛЕЙ

Чуканов А. Н., Левин Д. М.

Тульский государственный университет, Тула,
chukan@uic.tula.ru

Описаны возможности метода внутреннего трения (ВТ) для оценки деградации и деструкции углеродистых сталей посредством контроля состояния микрообъемов материала в локальных зонах концентрации напряжений. Дан алгоритм анализа, а также методы моделирования поведения материала (теоретическое, структурное) при наличии распределенных очагов концентрации напряжений, формируемых внешними деструктивными воздействиями.

Введение

Макроскопическое разрушение, как следствие эксплуатационных воздействий, предваряют: деградация материала [1–4] («концептуальная деградация» [5]), переход в предельное состояние (ПС) и локальное разрушение (деструкция или «деструктивная деградация» [5]).

В соответствии с [1–7], под деградацией сплава понимали изменение концентрации основного твердого раствора, состава и морфологии фазовых включений, под деструкцией – образование и развитие субмикро-, микро- и макронесплошностей. Именно эти процессы контролируют создание и перераспределение мощных полей микронапряжений, достаточных для возникновения и развития катастрофического разрушения. Они формируются в ходе диффузионного массопереноса и взаимодействия дефектов кристаллической структуры. Наиболее эффективным и теоретически обоснованным методом исследования перечисленных процессов является оценка характеристик неупругости материала или внутреннего трения (ВТ) [8, 9].

Сложность оценки степени деградации материала на стадии рассеянного (нелокализованного) повреждения состоит в том, что на протяжении всего периода нагружения в материале совместно присутствуют разные типы микроструктуры, а также зоны, которые не подвергались изменениям [10]. Параметры режима нагружения и условия окружающей среды влияют на степень локализации пластической деформации в разных микрообъемах материала, а поэтому перспективными считаются методы исследования рассеянного повреждения, учитывающие статистичность микрохарактеристик материала [11]. Метод ВТ оптимально подходит для исследования повреждаемости материалов как интегральное свойство, отражающее постоянное влияние большого количества структурных дефектов и несплошностей различного масштабного уровня.

В подтверждение этого, из всех методов нелокализованного усталостного повреждения материалов наиболее обоснованным считают метод измерения циклической неупругости, характеризуемый, как и ВТ, неупругой циклической деформацией и энергией неупругого деформирования за цикл [12–15]. Основываясь на литературных данных [16] можно заключить, что неупругая деформация за цикл, при использовании её в качестве критерия числа циклов до разрушения дает возможность построить зависимости более инвариантные к некоторым структурным и технологическим факторам, чем при использовании в качестве такого критерия, напряжения.

Итак, метод ВТ имеет хорошо развитую теоретическую и аппаратную базы. Он оптимально подходит для анализа развития повреждаемости материалов. Однако до

настоящего времени характеристики собственно ВТ, а также их температурные и амплитудные зависимости как инструменты изучения деградации и деструкции широко не применялись.

Целью данной статьи является представление основных результатов, полученных ранее, а также пропаганда возможностей метода ВТ для наблюдения, количественного описания и прогнозирования в сплавах на базе α -Fe как процессов, деградиционных, подготавливающих переход в ПС, так и деструктивных, отражающих зарождение и развитие несплошностей (субмикротрещин) в локальных зонах концентрации напряжений.

Материал и методики эксперимента. Пиковые напряжения у структурных дефектов и дефектов поврежденности являются основным показателем аккомодационных возможностей материала. В ходе измерений ВТ низкоамплитудные (10^{-6} – 10^{-7} отн. ед.) колебания модулируют пайерлсовский рельеф, активизируя релаксационные процессы в зонах концентрации напряжений. Изменяющиеся в этих зонах параметры динамики междислокационного и дислокационно-примесного взаимодействия являются чувствительнейшими релаксационными критериями, деформационно-напряженного состояния материала [17, 18].

Далее приведен анализ результатов, полученных при низко- (обратный крутильный маятник, $f \sim 1 \text{ с}^{-1}$) и среднечастотных (резонансные изгибные колебания $f \sim 1 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$) измерениях амплитудных и температурных зависимостей ВТ.

Изучение деформационной деградации. Распространенным видом внешнего воздействия, приводящего к разрушению, является силовое воздействие, деформирование. Изучали температурные зависимости ВТ (ТЗВТ) деформированных сплавов системы Fe–C. На ТЗВТ идентифицировали неупругие эффекты (деструкционный, Снука, Снука–Кэ–Кестера, зернограничный). Оценка их количественных параметров проводили, используя компьютерную обработку. Сложные пики разделяли на унимодальные и определяли их термоактивационные параметры (Q_m^1 , T_m , Q_f^1 , ΔH). Исследовали динамику изменения этих параметров от степени предварительной деформации [19].

Деградация. Анализ результатов эксперимента. Совместный анализ параметров неупругих эффектов (деструкционного, Снука, Кестера) позволил впервые физически обоснованно описать этапы развития деградации малоуглеродистых сталей в ходе их деформирования в диапазоне 0 до 25 %: 1) деформация со степенями 0–3 % ведет к уменьшению концентрации атомов C и N в твердом растворе в 3 раза (от $9 \cdot 10^{-4}$ до $2,7 \cdot 10^{-4}$ мас. %); 2) деформация со степенями от 3 до $6 \div 8$ % ускоряет рост количества подвижных дислокаций и приводит к превалированию этого процесса над процессом блокировки дислокаций примесными атомами; 3) увеличение деформации до степеней $8 \div 10$ и далее до 13 % формирует заблокированные дислокационные группы. Растущая в 4 раза энергия связи дислокаций в группах с атомами внедрения ($E_{св.}$ от $2 \cdot 10^{-19}$ до $8 \cdot 10^{-19}$ Дж) свидетельствует об ужесточающейся блокировке. Дислокационные скопления, в ходе силового воздействия, становятся зонами концентраций внутренних напряжений, стимулирующих развитие микротрещин. Итогом указанной последовательности процессов является переход в ПС, а затем микро-и макроскопическое разрушение образцов [20].

Таким образом, исследования и анализ релаксационного спектра ВТ позволили количественно описать субструктурные изменения в ходе деградации. Это является основой для ускоренных испытаний, имитирующих эксплуатационные воздействия, с четко определенным уровнем развития деградации. Параметры указанных неупругих

эффектов могут служить критериями эквивалентной поврежденности при сравнении материалов с разными уровнями поврежденности.

Деструкция. Следующим этапом применения метода ВТ являлось изучение перехода деградировавшего материала в предельное состояние (ПС) и начала деструкции. Считали что, переход в ПС и разрушение активизируются в локализованных зонах концентрации внутренних напряжений (ЛЗКН) у структурных дефектов и дефектов поврежденности. Под ПС понимали состояние материала, в котором рост (перераспределение) микроискажений вблизи дефектов поврежденности, обеспечивая изменение их геометрии и количества, ведет к локальному разрушению (ЛР) и необратимому изменению физико-механических свойств материала.

С позиций физики прочности предельность состояния материала при внешнем воздействии отражает способность к релаксации внутренних пиковых напряжений посредством микропластической деформации. Наблюдение за параметрами таких релаксационных процессов позволяет контролировать наступление ПС и начало локального разрушения.

Наиболее перспективным методом измерения релаксационных эффектов является метод внутреннего трения (ВТ). Известный своей чувствительностью и избирательностью к конкретным релаксационным процессам, метод ВТ позволяет не только идентифицировать механизм, формирующий релаксационный эффект, но и с высокой точностью оценить его энергетические характеристики [9].

Несмотря на широкое распространение метода ВТ в России и за рубежом, сведения о связи его спектра с наличием структурных дефектов крайне ограничены. Механизмы фиксируемых при локальном разрушении неупругих эффектов не были разработаны и, как правило, идейно не связывались с развитием разрушения.

Деструкция. Теория. Критический анализ литературы позволил предположить существование специфического неупругого эффекта, обусловленного изменением дислокационной динамики в локальных зонах концентрации напряжений (ЛЗКН). За механизм, формирующий подобный эффект в деформированных металлах, приняли термофлуктуационное образование и взаимодействие дислокационных перегибов. На основе представлений П. Бордони, А. Зегера, Г. Донта, Брайлсфорда и др. применительно к модели трещины А.Х. Коттрелла в трактовке В.И. Владимирова и Ш.Х. Ханнанова был теоретически обоснован механизм поведения дислокаций именно в ЛЗКН (индуцированного микронапряжениями изменения их динамики) [21].

Деструкция. Результаты эксперимента. На основе разработанной модели, а также на базе анализа экспериментальных результатов ВТ поврежденных сплавов системы Fe–C были сформулированы представления о релаксационных критериях локального ПС.

Исследования ВТ поврежденных образцов проводились на модельных сплавах, промышленных мало-, средне- и высокоуглеродистых сталях, экономно легированных строительных и трубных сталях, подвергнутых деформационному, коррозионному и коррозионно-силовому воздействиям.

Цикл «деструкционных» исследований включал в себя: а) теоретическое моделирование динамики дислокаций в микрообъемах локальной концентрации напряжений у дефектов поврежденности; б) структурное моделирование в среде с распределенными ЛЗКН у дефектов поврежденности заданной геометрии; в) экспериментальную проверку теоретической модели; г) разработку релаксационных критериев предельного состояния; д) апробацию указанных критериев на образцах, поврежденных различными воздействиями; е) создание прогнозных моделей, связывающих релаксационные критерии

рии ЛПС и интенсивность внешних воздействий; ж) испытания релаксационных критериев на промышленных объектах; з) разработку вероятностных моделей, связывающих релаксационные критерии ЛПС и интенсивность эксплуатационных воздействий.

В соответствии с модельными представлениями, для ОЦК–решетки рассчитали характеристики ожидаемого неупругого эффекта: величину ВТ и время релаксации субмикротрещины, осциллирующей в поле периодических напряжений в вершине концентратора. Определили энергию активации данного процесса и прогнозируемый температурно-частотный диапазон его развития.

Эксперименты, в инфразвуковом и среднечастотном интервалах подтвердили работоспособность модели.

Для структурного моделирования использовали серые чугуны с различной формой графитных включений, имитирующих дефекты поврежденности. Это гарантировало присутствие структурных дефектов известного типа и геометрии.

Анализ ВТ чугунов полностью подтвердил работоспособность теоретической модели, включая четкую связь параметров деструкционного неупругого эффекта с уровнем микронапряжений и интенсивностью внешнего воздействия [22].

В качестве релаксационных критериев ЛПС использовали количественные характеристики деструкционного эффекта: высоту максимума, его температурное положение, фоновое значение ВТ.

Завершающим этапом разработки была апробация релаксационных критериев на промышленных сталях, подвергнутых силовому, коррозионному и комплексному коррозионно-силовому воздействиям.

Измерения ВТ углеродистых сталей после различных видов деформирования подтвердило действенность релаксационных критериев и однозначно связало их изменение с переходом материала в ПС.

Экспериментально выявили прогнозируемую моделью сложную структуру релаксационного процесса. Фиксация парциальных пиков, формирующих деструкционный максимум, подтвердила заложенную в модели возможность выявления вкладов отдельных механизмов в общий релаксационный процесс. Впервые экспериментально было доказано существование внутренней структуры диссипативного процесса, отражающего переход материала в ПС в ходе деформации. Были выявлены критические уровни действующего фактора (степени предварительной деформации), разделяющие переход в ПС и начало ЛР.

Несмотря на различную природу внешних воздействий, предполагали универсальность разработанного НЭ в отображении развития как деформационной, так и коррозионной поврежденности.

Результаты анализа ВТ наводороженных опытных сплавов и промышленных сталей подтвердили действенность модельных представлений [21]. Релаксационные критерии были четко связаны с длительностью воздействия, количеством и геометрией коррозионных трещин.

Таким образом, был показан универсальный характер механизма рассеяния энергии (ВТ) в сплавах системы Fe–C при их переходе в ПС и развитии локального разрушения вне зависимости от природы внешнего воздействия. Несмотря на специфику протекания деградационных и деструктивных процессов, сопровождающих переход материала в ПС и его развитие, специфику кинетики этих процессов – механизмы диссипации энергии имеют сходную природу, что проявляется в формировании типичных неупругих эффектов.

Комплексное коррозионно-силовое воздействие привело к аналогичному результату. Диапазон развития деструкционного неупругого эффекта, связь локальных критериев с интенсивностью воздействия (степенью предварительной деформации и дли-

тельностью наводороживания) отражали переход материала в ПС и начало локального разрушения.

Впервые выявили превалирующее влияние одного из совместно действующих факторов (пластическая деформация и длительность наводороживания) на параметры комплексного релаксационного процесса. Это позволяет оценить индивидуальное влияние различных по природе деструктивных процессов на механизм рассеяния.

В тоже время, дефекты поврежденности, вне зависимости от своей природы, являясь результатом локализации и последующей релаксации внутренних напряжений, сохраняют между собой некую общность в качестве элементов единой диссипативной системы. Этот вывод служит фундаментом дальнейшего использования разработанного инструментария и всей методологии для обоснования более сложных синергетических моделей, описывающих сложные системы наноразмерных объектов.

Полученные результаты подтвердили возможность использования параметров деструкционного эффекта ВТ в качестве релаксационных критериев локального ПС и начала микроразрушения. На этой основе были разработаны вероятностные модели, изменения релаксационных критериев ПС от величины внешнего действующего фактора [17].

Для подтверждения работоспособности релаксационных критериев параллельно независимыми методами анализировали изменения дислокационной динамики в ходе активного нагружения. Комплексно оценивали стадийность деформационного упрочнения, деформационную поврежденность, изменения параметров тонкой структуры и релаксационных критериев от внешнего действующего фактора [22–25]. Подтверждением работоспособности релаксационных критериев являлось полное совпадение критических значений деформации для всех перечисленных параметров.

Указанная проверка действенности релаксационных критериев для оценки деформационной поврежденности в ходе нагружения выявила параллельное развитие двух процессов: деформационного упрочнения и повреждаемости.

Заключительным этапом исследований была промышленная апробация релаксационных критериев. Их использовали для изучения эксплуатационной поврежденности промышленных объектов (труб продуктопроводов, тяжело нагруженных деталей кранового оборудования).

Выявили, что ведущим процессом развития поврежденности продуктопроводов является деформация от силового действия на стенки трубы движущихся масс нефтепродуктов. Дополнительный вклад в деструкцию вносит коррозионное растрескивание при эксплуатационном наводороживании. Таким образом, подтвердили возможность дифференцирования вкладов от внешнего воздействия различной природы. Полученные результаты позволили разработать для изученных трубных сталей вероятностные модели, учитывающие изменение релаксационных критериев, характеристик механических свойств от длительности эксплуатации [26].

Выводы

1. Показана возможность наблюдения, количественного описания и прогнозирования методом ВТ деградации и деструкции поврежденных различными способами сплавов системы железо-углерод.

2. Получены физически обоснованные описания процессов, контролирующих субструктурные изменения в ходе деградации и деструкции.

3. На основе представлений релаксационного ВТ создана модель изменения дислокационной динамики, в локальных зонах концентрации напряжений у дефектов поврежденности.

4. Разработаны, экспериментально и промышленно апробированы релаксационные критерии перехода металла в локальное ПС (ЛПС) в условиях деформационного, коррозионного и комплексного воздействий.

5. Показан универсальный (независимо от природы воздействия) характер процесса рассеяния энергии при переходе изученных сплавов в ЛПС.

6. Выявлена возможность и с помощью ВТ проведена оценка превалирующего влияния одного из совместно действующих деструктивных факторов (определение ведущего процесса).

7. Разработанные вероятностные модели, изменения релаксационных критериев ЛПС от интенсивности внешнего воздействия, служат основой прогнозирования деградации и деструкции промышленных объектов.

8. Предложенный метод может быть использован для экспертизы состояния материала и разработки критериев эквивалентной поврежденности при ускоренных испытаниях.

Список литературы

1. Блантер М.Е. Теория термической обработки. - М.: Металлургия, 1984. -328 с.
2. Куманин В.И., Соколова М.Л., Лунева С.В. Развитие повреждаемости в металлических материалах // МиТОМ. – 1995. – №4. – С. 2-6.
3. Одинг И.А., Либеров Ю.М. Накопление дефектов и образование субмикротрещин при статическом растяжении армко-железа // Изв. АН СССР. Металлургия и горное дело.- 1964.- № 1.- С. 113-116.
4. Одинг И.А., Либеров Ю.М. Появление субмикроскопических трещин в статически деформируемых пластичных материалах // Металлургия и горное дело.- 1964.- № 2.-С. 85-91.
5. Одесский П.Д. О деградации свойств сталей для металлических конструкций//Заводская лаборатория. Диагностика материалов.-2003.-Т.69.-№10.-С. 41-49.
6. Рыбакова Л.М. Деструкция металла при объемном и поверхностном пластическом деформировании // МиТОМ.- 1980.- № 8.- С.17-22.
7. Черемской П.Г., Слезов В.В., Бетехтин В.И. Поры в твердом теле. – М.: Энергоатомиздат, 1990.-376 с.
8. Криштал М.А., Головин С.А. Внутреннее трение и структура металлов. – М.: Металлургия.- 1976. – 376 с.
9. Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях. // Справ. изд. / Блантер М.С., Пигузов Ю.В., Ашмарин Г.М. и др. - М.: Металлургия, 1991. - 248 с.
10. Яковлева Т.Ю. Локальная пластическая деформация и усталость металлов. - Киев: Наук. думка.-2003.-236 с.
11. Горынин И.В., Тимофеев Б.Т., Сорокин А.А. Вероятностный анализ механических свойств материалов корпусов реакторов ВВЭР-1000// Пробл. прочности.-2006.-№2.-С.15-28.
12. Трощенко В.Т. Нелокализованное усталостное повреждение металлов и сплавов.- //Deformation & Fracture of Materials -DFM2006/Book of articles – Moscow: Interkontakt Nauka, 2006, P. 5-13.
13. Klesnil M., Lukas P. Fatigue of metallic materials. Prague: Academia, 1980.-239 p.
14. Трощенко В.Т. Усталость и неупругость металлов. - Киев: Наук. думка, 1971.-267 с.
15. Трощенко В.Т. Деформирование и разрушение металлов при многоцикловом нагружении. - Киев: Наук. думка, 1981.-343 с.
16. Tanaka K., Nishijima S., Matsuo T., Abe T., Kouzu F., Low- and high-cycle fatigue properties of various steels specified in JIS for Machine structural use // Fatigue of Eng. Mat. and Str.- Vol. 4 (1981).-№ 1.-P. 97-108.
17. Чуканов А.Н., Левин Д.М., Муравлева Л.В. Внутреннее трение как мера локальной поврежденности металлических материалов//Известия РАН. Серия Физическая. - 2000.- Т.64 - № 9.- С. 1714 - 1717.

18. Чуканов А. Н. Оценка состояния материала путем комплексного анализа неупругих эффектов в спектре внутреннего трения // Конденсированные среды и межфазные границы.- Воронеж, - 2006 - Т. 7 - № 4 .- С. 450-453.
19. Левин Д.М., Чуканов А.Н. Влияние локализованных напряжений, создаваемых структурными дефектами, на динамику дислокационных скоплений// Известия РАН. Серия физическая.-2005.-Т.69 -. № 8 .- С. 1201 – 1205.
20. Левин Д.М., Чуканов А.Н., Муравлева Л.В. Спектр внутреннего трения чугунов//Изв. Тульского государственного университета. Серия Физика. Вып. 1, - ТулГУ. Тула.- 1998.-С. 72-75.
21. Левин Д.М., Чуканов А.Н., Муравлева Л.В. Исследование неупругих свойств материалов, содержащих дефекты водородной поврежденности// Известия ТулГУ. Материаловедение. - 2000. -вып. 1. -С. 48 - 51.
22. Чуканов А.Н., Левин Д.М. Влияние деформационной поврежденности на параметры тонкой структуры и механическое состояние сталей//Конденсированные среды и межфазные границы.-Воронеж, 2003. -Т.5 - Вып. 3. - С. 328 - 332.
23. Чуканов А.Н., Солдатова Е.И. Аналитическое описание диаграмм деформации и накопление повреждаемости малоуглеродистой стали//Известия ТулГУ. Материаловедение. - 2000. - вып. 1. –С. 151 - 155.
24. Чуканов А.Н. Деформационная восстановительная обработка сортового проката углеродистых сталей//Известия ТулГУ. Серия: Материаловедение.-2002.-вып. №.2 - С. 68-71.
25. Левин Д.М., Чуканов А.Н, Муравлева Л.В. Релаксационные критерии в прогнозировании остаточного ресурса промышленных объектов//Вестник Тамбовского государственного университета. Сер. Естественные и технические науки.-Тамбов, 2003.-Т 8.-Вып. 4.- С. 634 - 637.
26. Чуканов А.Н., Левин Д.М. Описание локального предельного состояния металлов на основе параметров неупругих эффектов// Deformation & Fracture of Materials -DFM2006/Book of articles – Moscow: Interkontakt Nauka, 2006, P. 747-750.

УДК 541.34:669.28

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ОХЛАЖДЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТАЛЕЙ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ УПРОЧНЯЮЩЕЙ ОБРАБОТКЕ

Лесюк Е. А.

Московский государственный индустриальный университет

lesyuk@elsite.ru

Ультразвуковая упрочняющая обработка (УЗО) является весьма напряженным в тепловом отношении методом обработки металлов и сплавов. Для предотвращения рекристаллизационных процессов в нано- и микроструктурах предложены высокоэффективные системы охлаждения. Проведено экспериментальное исследование влияния разных видов охлаждения при УЗО на структуру и прочностные характеристики поверхности обработанных деталей.

Для процесса ультразвуковой обработки требуется ультразвуковой генератор, магнитострикционный или пьезострикционный преобразователь, станок и приспособление, фиксирующее преобразователь на суппорте станка. Вид установки для применения данного вида обработки приведен на рис. 1.



Рис. 1. Внешний вид установки для ультразвуковой импульсной упрочняющей обработки поверхности плоских деталей на фрезерном станке.

Принцип действия установки следующий. На обмотку преобразователя от источника питания по кабелю через штуцер подается напряжение. Под воздействием магнитного поля за счет магнитострикционного эффекта преобразователь изменяет свои линейные размеры с частотой, равной частоте переменного тока возбуждения. В концентраторе возникают продольные механические колебания, которые передаются волноводу и далее ультразвуковому излучателю. Излучатель, вступивший в контактное взаимодействие с обрабатываемой деталью, при определенном статическом усилии передает ультразвуковую энергию в ее поверхностные слои. По-

верхность детали пластически деформируется и упрочняется.

Разработанная технология поверхностной упрочняющей ультразвуковой обработки массивных деталей из закалённых конструкционных и инструментальных сталей позволяет получать высокую твёрдость и прочность за счёт создания нанокристаллических структур с размером зерна 5–10 нм на глубине 15–20 мкм от поверхности и субмикроструктуры на глубине 250–300 мкм от поверхности. При этом наблюдается возрастание твёрдости с исходного уровня 44–46 до 54–56, а в ряде случаев – до 68–70 HRC. Величина шероховатости снижается до 0,05–0,08 мкм, понижая коэффициент трения более чем в 2 раза.

В поверхностных слоях на глубинах до 150–200 мкм возникают остаточные напряжения сжатия, резко повышающие предел хрупкой и усталостной прочности. Рентгеновским методом исследован характер распределения внутренних остаточных напряжений от поверхности в глубину обработанных УЗО материалов. Уровень внутренних сжимающих напряжений составляет 800–850 МПа на глубине до 150 мкм от обработанной УЗО поверхности. Далее он постепенно спадает, но сохраняет величину порядка 200–400 МПа до глубины 250–300 мкм.

Методом горячей микротвёрдости показано, что порог термической стабильности, полученной после УЗО нано- и субмикроструктуры составляет 450–500 °С.

При ультразвуковом упрочнении материал подвергается многократным интенсивным пластическим деформациям, которые связаны с развиваемым теплом: до 80–90% затраченной работы переходит в тепло, и лишь 20–10 % остается в теле в виде остаточных напряжений. Выделившееся тепло повышает температуру металла в очаге пластической деформации до 800–1000 °С и, благодаря высокой теплопроводности, быстро распределяется по объему тела. Это приводит к большей или меньшей эволюции наноструктуры, сопровождаясь изменением физических, химических, механических и других свойств. В связи с этим для УЗО предложены и исследованы высокоэффективные системы охлаждения, обеспечивающие такие условия теплообмена с окружающей средой, при которых температура обрабатываемой поверхности металла не превосходила бы порога термической стабильности нано- и субмикроструктур.

Анализ характеристик существующих установок, перспективных возможностей и тенденций развития циклов, схем и методов охлаждения позволяет сделать ряд общих

рекомендаций по выбору холодильных систем, которые могут использоваться при УЗО. К основным показателям, по которым осуществляется выбор, относятся: температура охлаждения, холодопроизводительность, эксергетический КПД, масса и ресурс работы системы. Первые два из этих показателей являются основными; важность других диктуется конкретными условиями работы системы. При УЗО можно рекомендовать применение жидкостных и комбинированных холодильных систем ввиду их высокой эффективности, а также вихревой трубы из-за простоты ее изготовления и применения в технологическом процессе.

Проведено экспериментальное исследование влияния охлаждения при УЗО на свойства обрабатываемых сталей. Исследован широкий диапазон сталей: от Ст3 до P18. Обработка экспериментальных плоских образцов производилась на универсальном фрезерном станке, на суппорте которого фиксировался ультразвуковой инструмент. В процессе эксперимента при неизменной амплитуде колебаний, линейной скорости, величине подачи и диаметре сферы рабочего инструмента менялись статическая нагрузка и вид охлаждения (естественное воздушное, естественное жидкостное, комбинированное).

Естественное воздушное охлаждение осуществляется без дополнительных затрат энергии и является наиболее простым, надежным и дешевым. Но использование этого способа возможно лишь при небольших тепловыделениях при обработке детали. Естественное жидкостное охлаждение обрабатываемой поверхности и рабочего инструмента заключается в частичном их погружении в ванну с керосином. Съем теплоты осуществляется в процессе кипения керосина на охлаждаемой поверхности. Движение теплоносителя осуществляется за счет разности плотностей. В комбинированной системе охлаждения применялось сочетание воздушного, жидкостного, испарительного охлаждения. Самой простой разновидностью комбинированной системы охлаждения является оросительное охлаждение (СОЖ). В такой системе поток жидкости орошает нагретую поверхность. Охлаждение производится за счет испарения жидкости, конвективного теплообмена между охлаждаемой поверхностью, стекающей пленкой жидкости и воздуха. Такая система охлаждения более эффективна, чем воздушная, но менее эффективна, чем жидкостная.

На рис. 1 приведена структура поверхностного слоя после УЗО. При использовании жидкостного охлаждения получаем более диспергированную структуру.

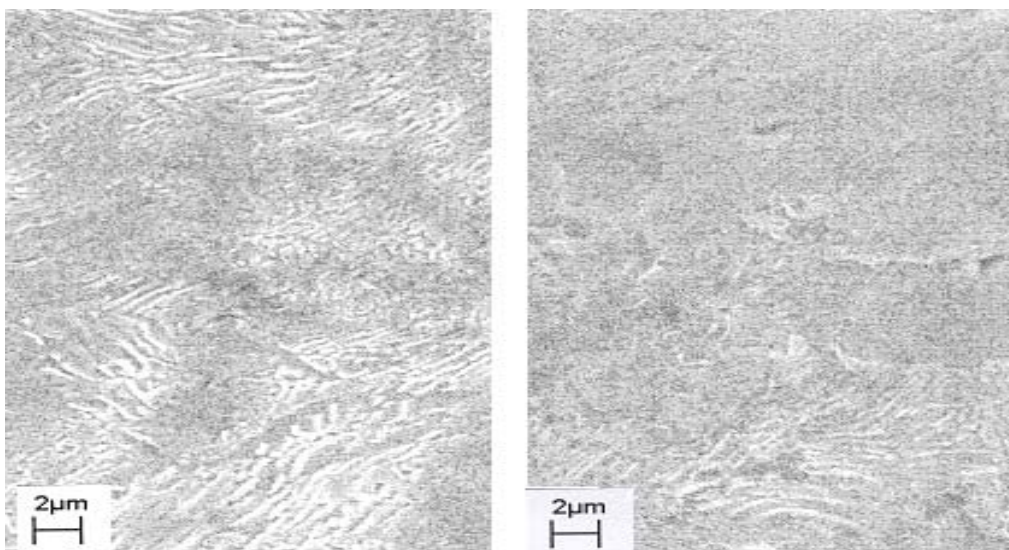


Рис. 1. Структура поверхностного слоя Ст45 после обработки УЗО с охлаждением СОЖ (слева) и с охлаждением в ванне с керосином (справа).

Результаты экспериментов показали, что вид охлаждения при УЗО существенно влияет на прочностные характеристики обработанной поверхности. Микротвердость растет тем значительнее, чем эффективнее способ охлаждения (рис. 2–4). На рисунках представлены данные для процесса УЗО со следующими технологическими параметрами: амплитуда ультразвукового инструмента $2A = 20$ мкм, линейная скорость $V = 0,3$ м/мин, подача $S = 0,15$ мм, диаметр шарика инструмента $D = 10$ мм. Например, из рис. 2 видно, что для стали 9ХС микротвердость возрастет с 39 HRC с воздушным охлаждением до 52 HRC – с жидкостным. Для разных видов сталей рост прочностных характеристик при переходе от воздушного к комбинированному виду охлаждения составляет в среднем 20%. Замена же воздушного охлаждения жидкостным позволяет улучшить прочностные показатели в среднем на 35%.

Установлено, что при жидкостном охлаждении керосином по сравнению с использованием СОЖ, глубина проникновения упрочненного слоя возрастает на 20%. Применение в технологической схеме УЗО жидкостного охлаждения позволяет увеличить слой тонкой нанокристаллической структуры на деталях любых размеров и любой геометрии до 20–25 мкм.

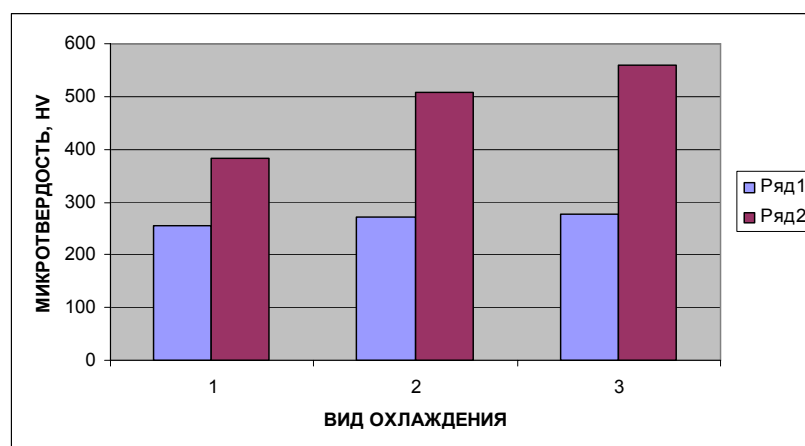


Рис. 2. Зависимость микротвердости стали Ст3 (ряд1) и 9ХС (ряд2) от вида охлаждения. Виды охлаждения: 1 – воздушное, 2 – СОЖ, 3 – жидкостное. Статическая нагрузка 15 кгс.

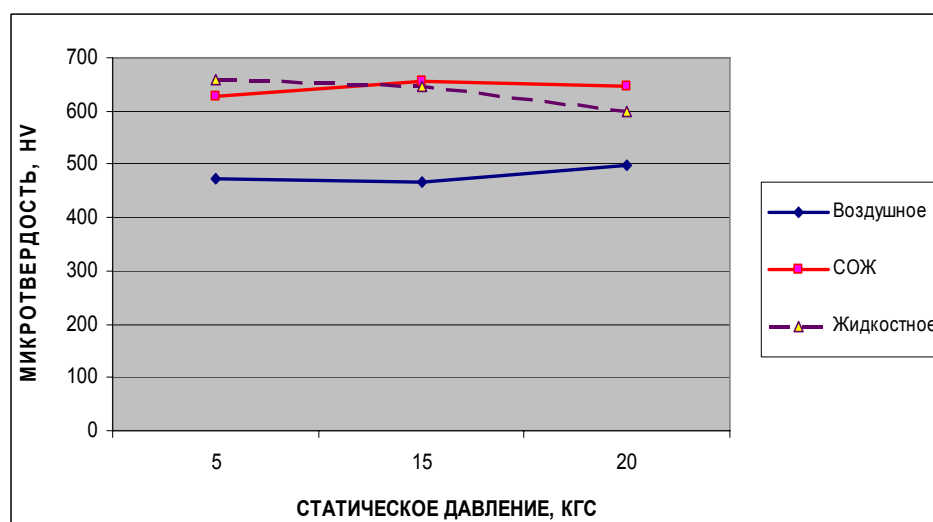


Рис. 3. Зависимость микротвердости стали Ст45 от статической нагрузки и вида охлаждения.

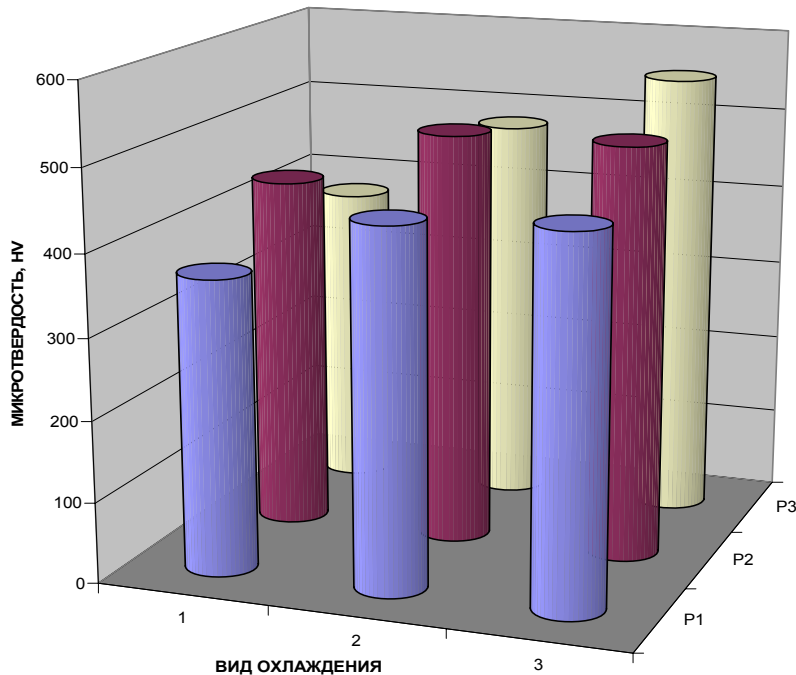


Рис. 4. Зависимость микротвердости стали P18 от вида охлаждения и статической нагрузки. Виды охлаждения: 1 – воздушное, 2 – СОЖ, 3 – жидкостное. Статическая нагрузка: $P_1 = 5$ кГс, $P_2 = 15$ кГс, $P_3 = 20$ кГс.

При изменении технологических параметров УЗО в сторону увеличения числа ударов на единицу поверхности естественное воздушное охлаждение не дает нужного результата. Появляются цвета побежалости, металл разупрочняется. Сказывается влияние повышенных температур, а также появление эффекта переупрочнения и контактной усталости. Заметим, что все вышесказанное относится к охлаждению рабочей пары ультразвуковой инструмент – деталь до температур окружающей среды ($18-25^{\circ}\text{C}$). Охлаждение до более низких температур не только не улучшает результатов УЗО, а в ряде случаев может привести к обратному эффекту. Это показали исследования процесса УЗО с охлаждением обрабатываемой поверхности парами азота.

Выводы

Разработана технология поверхностной упрочняющей ультразвуковой обработки (УЗО) массивных деталей из закалённых конструкционных и инструментальных сталей для получения высокой твёрдости и прочности за счёт создания нанокристаллических структур с размером зерна $5-10$ нм на глубине $15-20$ мкм от поверхности и субмикрорекристаллической структуры на глубине $250-300$ мкм от поверхности. При этом наблюдается возрастание твёрдости с исходного уровня $44-46$ до $54-56$, а в ряде случаев – до $68-70$ НРС. Учитывая, что до настоящего времени проблема получения нанокристаллических структур с соответствующим повышением физико-механических свойств на массивных деталях еще не решена, полученные результаты являются весьма нетривиальными. Они дают возможность получения очень тонкой нанокристаллической структуры на деталях любых размеров и любой геометрии на глубинах $15-20$ мкм.

Проведенный анализ теплофизических процессов при УЗО и экспериментальные исследования показали, что УЗО является весьма напряженным в тепловом отношении

методом обработки материалов. Температура в зоне контакта ультразвукового инструмента и обрабатываемой детали в момент удара повышается до 800–1000⁰С. В то время, как порог термической стабильности полученных нано- и субмикроструктур не превосходит 450–500⁰С. Для решения вопроса быстрого локального теплоотвода от пятна контакта инструмента и обрабатываемой детали при УЗО рекомендовано применение жидкостных и комбинированных систем ввиду их высокой эффективности, а также вихревой трубы из-за простоты ее изготовления и применения в технологическом процессе.

Показано, что охлаждение при УЗО существенно влияет структуру и прочностные характеристики обработанного материала. Микротвердость обработанной поверхности после УЗО с охлаждением растет тем значительнее, чем эффективнее способ охлаждения.

Установлено, что при жидкостном охлаждении по сравнению с использованием СОЖ, глубина проникновения упрочненного слоя возрастает на 20%. Применение в технологической схеме УЗО жидкостного охлаждения позволяет увеличить слой тонкой нанокристаллической структуры на деталях любых размеров и любой геометрии до 20–25 мкм.

УДК 541.34:669.28

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО НИКЕЛИДА ТИТАНА МЕТОДОМ ПРОДОЛЬНОЙ ПРОКАТКИ

Алехин В. П., Лесюк Е. А., Галкина Е. Г.

Московский государственный индустриальный университет
lesyuk@elsite.ru

Проблема получения высокопрочного никелида титана решается за счет многократных интенсивных деформаций и диспергирования структуры вплоть до нанокристаллических размеров с использованием продольной прокатки полосы никелида титана в валках прокатного стана. Представлена эволюция структуры никелида титана в процессе пластической деформации

В настоящее время основными технологическими приемами получения наноматериалов являются: порошковая технология, технология пленок и покрытий, контролируемая кристаллизация из аморфного состояния, интенсивная пластическая деформация. Каждый метод имеет свои преимущества и недостатки. Нами предлагается технология получения высокопрочного никелида титана за счет многократных интенсивных деформаций и диспергирования структуры вплоть до нанокристаллических размеров с использованием продольной прокатки полосы никелида титана в валках прокатного стана. Разработанная технология позволяет получать массивные образцы никелида титана с нанокристаллической структурой и может осуществляться на обычном, используемом в производстве оборудовании.

Никелид титана представляет значительный научный интерес в связи с тем, что у него в довольно узком интервале концентраций вблизи эквипомного состава наблюдается ряд структурных фазовых переходов, определяющих широкий спектр физико-механических свойств. Эффекты и явления, наблюдаемые на этом соединении, во многом присущи всему классу материалов, в которых возможно мартенситное превращение.

Технология получения ленты из никелида титана прокаткой включает в себя следующие этапы: выплавка стехиометрического состава в вакуумной печи с тройным переплавом; обточка резцом и резка на части; нагрев образцов в печи до температуры 1123–1173 К и горячая прокатка на двухвалковом стане до толщины 1,5–2,0 мм; частные обжаты не более 20–25%; скорость деформации не более 10 с^{-1} ; температура окончания прокатки не ниже 1023 К; теплая прокатка на четырех валковом стане при температуре 773 К обжатыми не более 15%; отжиг образцов в вакуумной печи при температуре 723 К в течение 1 часа и травление; холодная прокатка ленты на четырех валковом стане с обжатыми 5–8% до толщины 0,2 мм. После обжаты на 20–25% промежуточные отжиги при температуре 723 К в течение 1 часа; отжиг и травление; холодная прокатка ленты на двадцати валковом стане до требуемой толщины. При этом частные обжаты 5–8%. Общая степень деформации составляла 10–90%.

Анализ рентгенодифракционных спектров и электронно-микроскопические исследования образцов после воздействия высокого давления показал, что деформация прокаткой на 10–40% приводит к незначительным изменениям в структуре, т. е. происходит деформация внутри структурных фрагментов. При этом четкие границы между макрофрагментами сохраняются (рис. 1).



Рис. 1. Структура никелида титана после деформации прокаткой на 25% $\times 75000$.

При степени деформации прокаткой более 50% происходит интенсивное дробление структуры никелида титана. Она диспергирована настолько, что при просмотре в светлом поле создается впечатление монолитного материала, не имеющего границ раздела (рис. 2). Характерными особенностями данного структурного состояния являются высокая степень дисперсности и наличие двух фазовых состояний никелида титана – мартенситного (В 19) и аустенитного (В 2).

Пластическая деформация со степенью деформации 80–90% приводит к формированию структуры, в которой частицы моноклинного мартенсита 5–15 нм вкраплены в высокодисперсную аустенитную матрицу, состоящую из элементов структуры размером около 3 нм (рис. 3). Кристаллографическое строение матрицы соответствует высокотемпературному состоянию никелида титана (ОЦК-фаза с периодом 0,3013 нм).



Рис. 2. Структура никелида титана после деформации на 50% $\times 130000$.



Рис. 3. Структура никелида титана после деформации прокаткой до 90% $\times 500000$.

Выводы

Разработана технология получения высокопрочного никелида титана, которая позволяет получать его в аморфно-кристаллическом состоянии путем интенсивной пластической деформации в валках прокатного стана. Предложено альтернативное порошковой металлургии технологическое решение получения материала с ультрадисперсной структурой, минуя стадию непосредственно получения порошков и их компактирования. В отличие от порошкового варианта, разработанная технология позволяет получать массивные образцы с высокой термической стабильностью. Кроме этого, предлагаемая технология не требует дорогостоящего оборудования и может осуществляться на используемом в производстве оборудовании.

Анализ рентгенодифракционных спектров и электронно-микроскопические исследования образцов показали, что пластическая деформация прокаткой приводит к резкому диспергированию структуры TiNi. При этом формируется гетерогенная структура, состоящая из областей ультрадисперсного и рентгеноаморфного материала. Частицы моноклинного мартенсита размером 5–15 нм вкраплены в высокодисперсную матрицу, состоящую из элементов структуры размером около 3 нм.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ДВУХФАЗНЫХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ**Ивашко В. В.***Физико-технический институт НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Титановые сплавы, обладая высокой удельной прочностью, коррозионной стойкостью и жаропрочностью, уже сейчас в ряде отраслей промышленности могут конкурировать с лучшими марками сталей. Тенденция повышения эксплуатационных характеристик требует изыскания эффективных методов упрочнения. Тем не менее, большинство двухфазных титановых сплавов до настоящего времени используется в отожженном состоянии, далеко не полностью исчерпав резерв прочности [1–3].

Современная технология и опыт промышленного производства имеют в своем арсенале большой выбор разнообразных приемов, позволяющих в значительной мере управлять структурой и свойствами сплавов титана. Применение термической, термо-механической обработок, как каждой в отдельности, так и в комплексе, позволяют решать задачи повышения механических свойств [4–5]. Однако имеется ряд деталей, условия работы которых требуют одновременного повышения сопротивляемости предельно высоким механическим и ударным нагрузкам. В этой связи, в настоящей работе целесообразно:

- Оценить влияние режимов нагрева на структуру, фазовый состав и механические характеристики титановых сплавов и выбрать подходящую марку сплава, в наибольшей степени удовлетворяющей предъявляемым требованиям.
- Разработать режимы термического упрочнения выбранного сплава, изучить кинетику роста зерен и оценить влияние размера зерен на механические характеристики.

Образцы сплавов ВТ6, ВТ3-1, ВТ23, ВТ22 и ВТ15, вырезанные из горячекатаных прутков или листов, нагревали в печи до температур 750–1100⁰С и охлаждали в воде. По мере увеличения температуры закалки сплавов ВТ6 и ВТ3-1 наблюдается непрерывное повышение прочности от 1000 до 1150–1200 МПа, а в интервале температур 800–900⁰С – снижение предела текучести до 700 МПа. Изменение механических свойств обусловлено фазовыми превращениями, происходящими при нагреве и охлаждении.

С повышением температуры в двухфазной области α -фаза превращается в β -фазу. Увеличение содержания β -фазы при нагреве сопровождается обеднением ее β -легирующими элементами и увеличением межплоскостного расстояния, поскольку атомы молибдена ванадия и хрома, преимущественно растворяющиеся в β -фазе, имеют меньший атомный радиус, чем атомы титана. Если после нагрева концентрация β -стабилизирующих элементов в β -фазе уменьшается до критического содержания, то при закалке в β -объемах фиксируется метастабильная α' -мартенситная фаза, имеющая орторомбическую решетку. Сплавы, содержащие в своем составе α' -фазу, при испытании на растяжение имеют низкий предел текучести. В сплаве ВТ6 такое снижение наблюдается в интервале температур 800–850⁰С, а в сплаве ВТ3-1 – в интервале 850–900⁰С. С повышением температуры закалки до 1000⁰С твердый раствор данных сплавов обедняется настолько, что после закалки фиксируется α' -мартенсит. С появлением α' -мартенсита и увеличением его объемного содержания предел прочности и предел текучести непрерывно возрастают. Закалкой из β -области фиксируют 100% α' -мартенсита, а следовательно, и максимальную прочность сплавов непосредственно после закалки. Наиболее высокий уровень временного сопротивления на разрыв $\sigma_b = 1450$ МПа на-

блюдается у сплава ВТЗ-1. Сплав ВТ6, закаленный из β -области, упрочняется до 1200 МПа. Однако во всех случаях с нагревом в β -область происходит интенсивный рост β -зерен, а после закалки в воде и фиксирования α' -мартенсита наблюдается снижение пластичности от $\delta = 12\%$, $\psi = 42\%$ в исходном состоянии и до $\delta = 2-5\%$, $\psi = 12\%$ – в закаленном из β -области состоянии. Старение сплавов, закаливающихся на α' -мартенсит, приводит к повышению временного сопротивления на разрыв во всем диапазоне температур закалки на 100–150 МПа и снижению пластичности. Временное сопротивление на разрыв титановых сплавов после закалки, закалки и старения после печного и скоростного нагрева приведены на рис. 1.

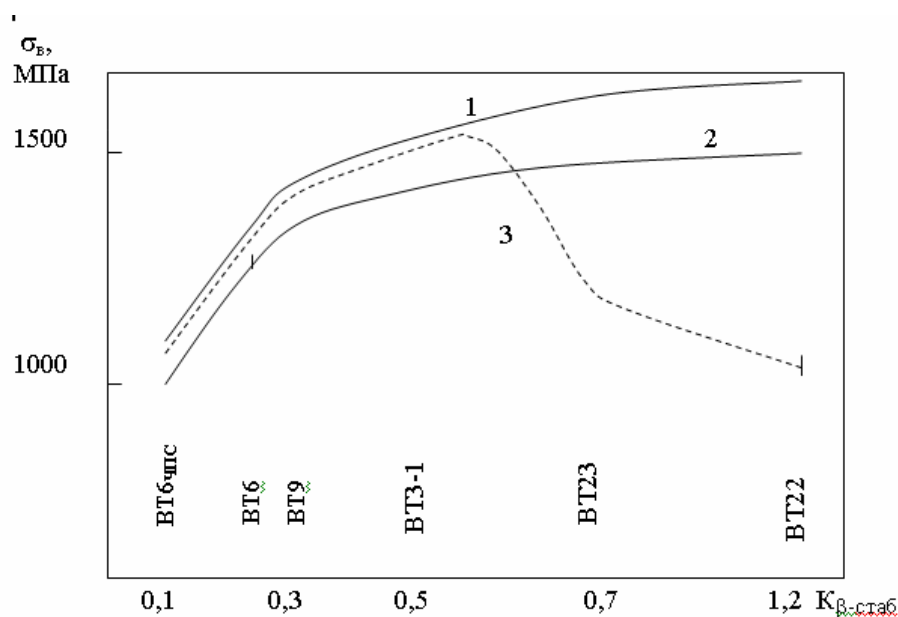


Рис. 1. Механические свойства промышленных титановых сплавов. 1 – скоростной нагрев в β -область, закалка, старение; 2 – печной нагрев в $\alpha+\beta$ -область, закалка, старение; 3 – скоростной нагрев в β -область, закалка

Закалка сплава ВТ23 после печного нагрева в интервале температур 750–900⁰С приводит к повышению предела прочности от 1000 до 1100 МПа и снижению предела текучести от 950 до 700 МПа. Снижение предела текучести связано с появлением в структуре сплава α'' -мартенсита. Распад α'' -мартенсита при старении 500⁰С, 6 часов приводит к весьма эффективному повышению предела прочности и предела текучести. Так, после закалки с температур 780–900⁰С и старения предел прочности возрастает на 350–400 МПа и составляет 1450–1500 МПа. Предел текучести в данном случае на 50–60 МПа ниже предела прочности во всем диапазоне температур.

Сплавы ВТ22 и ВТ15 относятся к высоколегированным сплавам критического и закритического состава. После закалки из β -области временное сопротивление на разрыв снижается до 900 МПа по сравнению с 1000–1100 МПа в исходном отожженном состоянии. Снижение прочностных характеристик обусловлено фиксацией при закалке однородного метастабильного β -твердого раствора. Пластичность сплавов, закаленных на метастабильную β -фазу, высокая ($\delta > 15\%$, $\psi > 60\%$) и практически не зависит от температуры закалки из β -области. После старения при температурах 450–500⁰С предел прочности сплава ВТ22 достигает 1550 МПа, а ВТ15 – 1300 МПа. С увеличением размера зерен пластичность закаленных и состаренных β -сплавов стремится к нулю.

Анализируя полученные данные, было установлено, что высокий уровень прочности может быть получен на сплавах ВТЗ-1, ВТ23 и ВТ22. Однако для эффективного применения данных сплавов необходимо было стремиться в процессе предварительной пластической деформации к максимальному измельчению зеренной структуры. Из ранее проведенных исследований было установлено, что эффективное измельчение зерен достигается в результате деформации в $\alpha + \beta$ -области, причем степень деформации не должна быть ниже 60%. Исходя из требований к исходной структуре, технологических требований, рекомендуемых температур нагрева под прокатку и стоимости сплавов, для дальнейших исследований был выбран сплав ВТ23, причем для повышения технологической пластичности листов содержание алюминия в сплаве было снижено с 5,6 до 4,6%. Для исследований механических характеристик образцы с исходной мелкозернистой структурой ($D_3 = 3-8$ мкм), вырезанные из листов толщиной 6,5 мм после печного

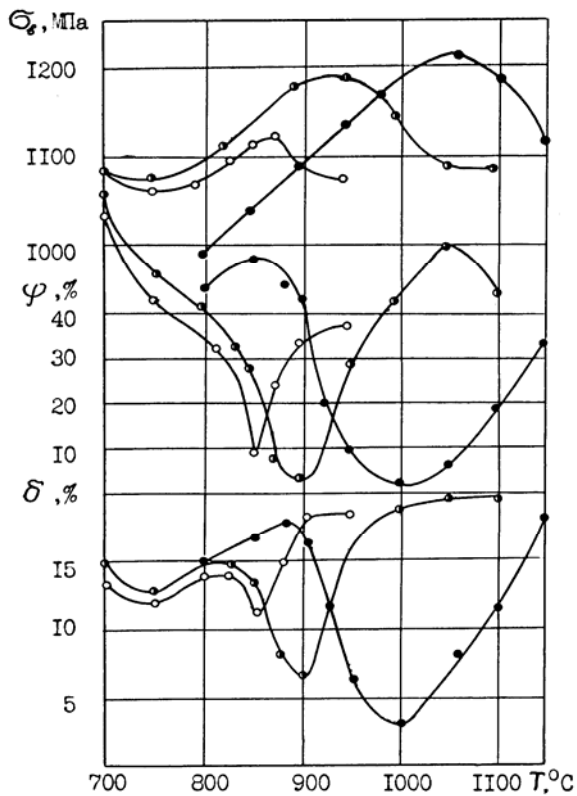


Рис. 2. Влияние температуры и скорости нагрева под закалку на механические свойства листов сплава ВТ23. \bullet — нагрев печной, 30 мин; \circ — нагрев скоростью, $V_n = 100^\circ\text{C}/\text{с}$; \blacklozenge — отжиг 850°C + нагрев скоростью, $V_n = 100^\circ\text{C}/\text{с}$

$100^\circ\text{C}/\text{с}$) температурный интервал, в котором наблюдается резкое снижение пластических характеристик, смещается до $875-925^\circ\text{C}$ и повышение временного сопротивления на разрыв — до 1180 МПа. Следует отметить, что в интервале температур $900-1100^\circ\text{C}$ резко повышаются относительное удлинение (до 20%), относительное сужение (до 50–60%) и угол загиба (до 60°C). Изменение механических характеристик связано с фазовыми превращениями, протекающими в процессе нагрева и охлаждения. Можно предположить, что температурный интервал охрупчивания сплава $850-900^\circ\text{C}$, как при печном, так и при скоростном нагревах обусловлен выделением мелкодисперсной ω -фазы в β -объемах в процессе охлаждения. Высокое содержание дефектов в горячекатаном и

и скоростного нагрева до температур $750-1100^\circ\text{C}$ охлаждали в воде. Закаленные образцы размером $60 \times 10 \times 6,5$ мм подвергали испытаниям на растяжение, изгиб, и срез. Испытание на изгиб закаленных образцов размером $6,5 \times 10 \times 60$ мм и $10 \times 10 \times 60$ мм по радиусу 10 мм проводили до появления первых трещин. Результаты исследований представлены на рис. 2.

В исходном отожженном состоянии сплав имеет следующие механические свойства $\sigma_b = 1100-1150$ МПа, $\delta = 12-16\%$, $\psi = 52-56\%$, $\tau_{ср} = 690-720$ МПа, $\sigma_{из} = 2500$ МПа, угол загиба 50° . После печного нагрева и закалки с температур $700-800^\circ\text{C}$ $\sigma_b = 1050$ МПа, $\delta = 12-14\%$, относительное сужение снижается от 60 до 35%, $\tau_{ср} = 620-650$ МПа, а угол загиба снижается до 35° . Повышение температуры закалки до 850°C сопровождается резким снижением относительного сужения до 10%, напряжения изгиба до 2100–2200 МПа, угол загиба до 20° .

После закалки с температур $900-920^\circ\text{C}$ повышается относительное удлинение до 17–19%, относительное сужение до 32–36%. Угол загиба при этом остается низким: 20–25°.

При скоростном нагреве ($V_n = 100^\circ\text{C}/\text{с}$) температурный интервал, в котором наблюдается резкое снижение пластических характеристик, смещается до $875-925^\circ\text{C}$ и повышение временного сопротивления на разрыв — до 1180 МПа. Следует отметить, что в интервале температур $900-1100^\circ\text{C}$ резко повышаются относительное удлинение (до 20%), относительное сужение (до 50–60%) и угол загиба (до 60°C). Изменение механических характеристик связано с фазовыми превращениями, протекающими в процессе нагрева и охлаждения. Можно предположить, что температурный интервал охрупчивания сплава $850-900^\circ\text{C}$, как при печном, так и при скоростном нагревах обусловлен выделением мелкодисперсной ω -фазы в β -объемах в процессе охлаждения. Высокое содержание дефектов в горячекатаном и

полигонизованном состоянии способствует ускоренному распаду β -фазы и выделению мелкодисперсных ω -частиц, вызывающих охрупчивание сплава в закаленном состоянии. Дальнейшее повышение температуры способствует обеднению β -твердого раствора его гомогенизации и рекристаллизации, а при закалке фиксируется α'' -мартенсит и повышаются пластические свойства.

Для исследования кинетики упрочнения в процессе старения, образцы сплава ВТ23, закаленные с температуры $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($V_n = 100\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{c}$), нагревали в течение 15, 30 минут, 1, 3 и 6 часов при температурах $350\text{--}650\text{ }^{\circ}\text{C}$, а затем измеряли твердость. Результаты исследований представлены на рис. 3.

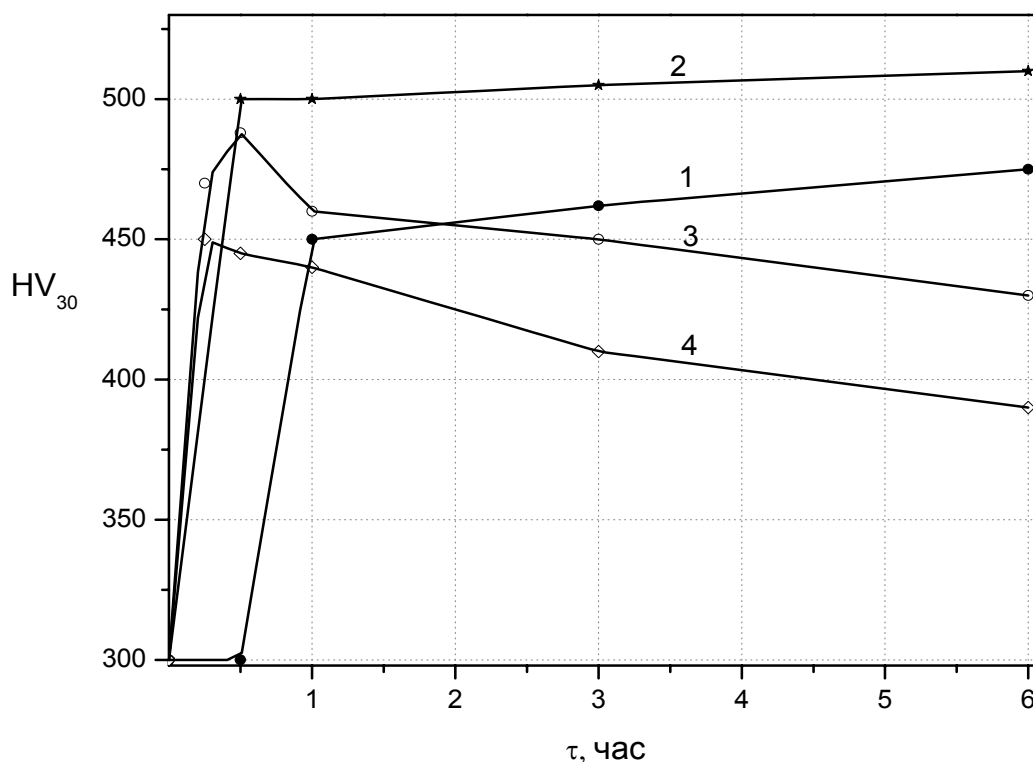


Рис. 3. Кинетика старения сплава. Исходное состояние: $V_n = 100\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{c}$, $T = 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$.
Температура старения: 350 (1); 450 (2); 550 (3) и 650 $^{\circ}\text{C}$ (4)

Структура, зафиксированная закалкой с $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$, достаточно стабильна при нагреве до $300\text{ }^{\circ}\text{C}$. Эффективное упрочнение от 330 до 450 HV наблюдается при нагреве до температуры $350\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение первого часа. Предельное упрочнение закаленного сплава до 500–520 HV (50–52 HRC) зарегистрировано при нагреве до температуры $450\text{ }^{\circ}\text{C}$. Упрочнение обусловлено распадом α'' -мартенсита с выделением мелкодисперсной β -фазы в $\alpha(\alpha')$ -матрице. Следует отметить, что при нагреве до температур $450\text{--}600\text{ }^{\circ}\text{C}$ эффективное упрочнение сплава протекает в течение первых 30–60 минут. Нагрев до температур $550\text{--}650\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 3–6 часов приводит к коагуляции мелкодисперсных β -частиц и разупрочнению сплава до 420 и 400 HV, соответственно.

Для оценки влияния температуры нагрева на механические свойства сплава в состаренном состоянии закаленные образцы подвергали нагреву при температуре 550 в течение 30 минут (рис. 4). После печного нагрева, закалки с температуры $750\text{ }^{\circ}\text{C}$ и старения $550\text{ }^{\circ}\text{C}$ 30 мин механические свойства сплава следующие: $\sigma_b = 1200\text{--}1250$ МПа, $\delta = 10\text{--}12\%$, $\psi = 50\text{--}55\%$. Повышение температуры нагрева до $850\text{ }^{\circ}\text{C}$ сопровождается повышением прочности до 1500–1550 МПа и снижением пластичности до $\delta = 2\text{--}3\%$, $\psi = 10\text{--}15\%$. Установлено, что повышение температуры старения от 550 до $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ при-

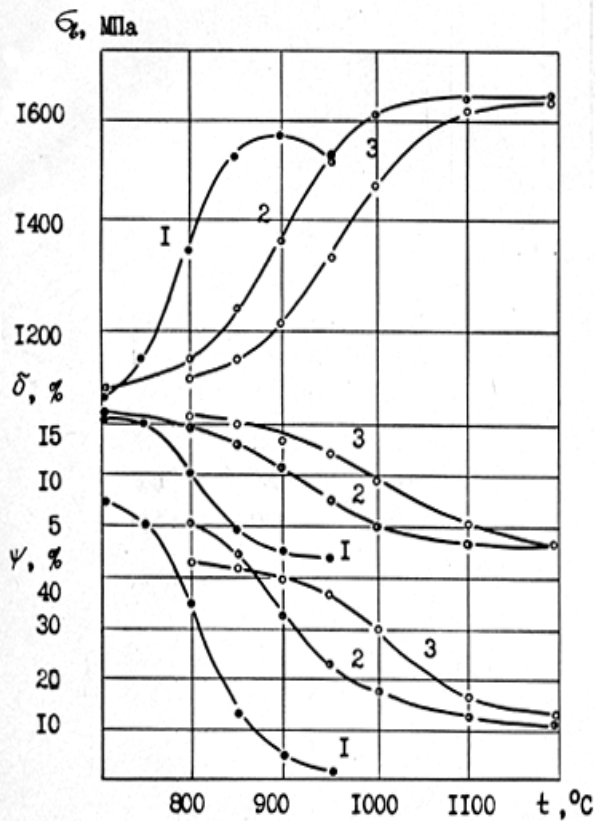


Рис. 4. Механические свойства сплава ВТ23 в закаленном и состаренном (при $550\text{ }^{\circ}\text{C}$, 4 ч) состоянии. Исходное состояние: отжиг $850\text{ }^{\circ}\text{C}$, 1 ч (1, 3), горячекатаное (2). 1 – печь, 0,5 ч; 2, 3 – $V_n = 100\text{ }^{\circ}\text{C/s}$.

высокий уровень относительного сужения. Электронно-микроскопический анализ структуры образцов, претерпевших разрушение, показал, что при печном нагреве до $750\text{ }^{\circ}\text{C}$ морфология α - и β -фаз соответствует структуре листов в исходном состоянии, объемное содержание которых составляет 51 и 49% соответственно. С повышением температуры нагрева до $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ α -фаза превращается в β -фазу, содержание которой увеличивается до 54%. Наиболее интенсивное растворение α -фазы протекает в интервале температур $800\text{--}850\text{ }^{\circ}\text{C}$. При температуре нагрева $825\text{ }^{\circ}\text{C}$ объемное содержание α -фазы составляет 31%, а при $850\text{ }^{\circ}\text{C}$ – 12%.

При быстром нагреве наиболее интенсивное развитие $\alpha \rightarrow \beta$ -превращения протекает в интервале температур $800\text{--}875\text{ }^{\circ}\text{C}$. Количество α -фазы уменьшается от 46% при $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ до 8% при $875\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Наряду с достоинствами быстрого нагрева был выявлен существенный недостаток при испытании образцов на срез. Если при печном нагреве максимальные значения напряжения на срез могут достигать $800\text{--}825\text{ МПа}$, то после скоростного нагрева напряжения при испытании на срез снижаются от 720 до $605\text{--}660\text{ МПа}$. Было установлено, что с целью повышения напряжения на срез после скоростного нагрева перед закалкой необходимо осуществлять изотермическую выдержку в течение 2–5 сек.

Скоростной нагрев с последующей изотермической выдержкой позволяет повысить напряжение на срез термически упрочненных образцов до $780\text{--}820\text{ МПа}$. Обобщенные данные по механическим испытаниям на ударную вязкость и срез в зависимости от уровня прочности представлены и на рис. 5.

водит к снижению временного сопротивления на разрыв на 100 МПа и повышению относительного удлинения на 2–5% и относительного сужения на 10% в интервале закалочных температур $750\text{--}850\text{ }^{\circ}\text{C}$. Закалка с температур, превышающих $850\text{ }^{\circ}\text{C}$, вызывает полное охрупчивание сплава. После скоростного нагрева под закалку и последующего старения кривая температурной зависимости прочности близка к зависимости, полученной при печном нагреве. Вместе с тем наблюдаются следующие особенности:

1. Кривая температурной зависимости прочности при скоростном нагреве ($V_n = 100\text{ }^{\circ}\text{C/s}$) смещается вверх по температурной шкале на $100\text{--}150\text{ }^{\circ}\text{C}$ по отношению к кривой, полученной после печного нагрева под закалку.

2. Эффективность термического упрочнения при быстром нагреве значительно выше, чем при печном. После скоростного нагрева под закалку максимальный уровень прочности листов составляет $1650\text{--}1700\text{ МПа}$ вместо $1500\text{--}1550\text{ МПа}$ – при печном нагреве.

Можно отметить, что при одинаковой прочности у образцов, закаленных после скоростного нагрева более

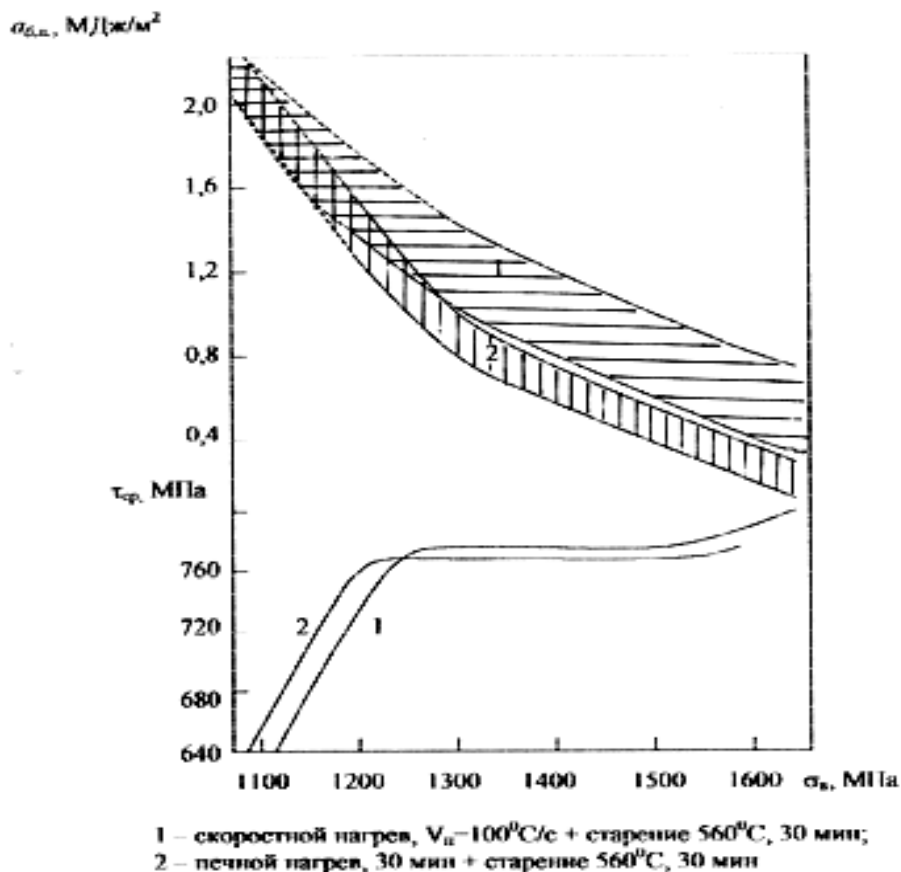


Рис. 5. Зависимость ударной вязкости и напряжения при испытании на срез от уровня прочности. 1 – скоростной нагрев $V_n = 100^{\circ}\text{C}/\text{с}$ + старение 560°C , 30 мин; 2 – печной нагрев 30 мин + старение 560°C , 30 мин

Из представленных данных видно, что с повышением уровня временного сопротивления на разрыв от 1100 до 1300 МПа напряжение при испытании на срез как при печном, так и при скоростном нагревах возрастает от 650 до 780 МПа. Дальнейшее повышение прочности до 1500 МПа практически не оказывает влияние на напряжение при срезе. Повышение напряжения на срез до 800 МПа отмечено при уровне прочности образцов 1650 МПа.

Испытания на ударную вязкость проводили на термически упрочненных образцах размером $6,6 \times 10 \times 56$ мм без надреза. Как следует из рис. 5 с повышением временного сопротивления на разрыв от 1100 до 1600 МПа ударная вязкость образцов после печного нагрева, закалки и старения плавно снижается от 2 до 0,3–0,4 МДж/м². Применение скоростного нагрева под закалку повышает вязкость разрушения по всему диапазону (от 1200 до 1600 МПа) на 0,4 МДж/м².

Исследование кинетики роста зерен проводили в условиях непрерывного нагрева со скоростями 10, 25, 100 и $300^{\circ}\text{C}/\text{с}$ до температур $900\text{--}1200^{\circ}\text{C}$. Анализ данных показал, что размер β -зерен связан с температурой нагрева следующей эмпирической зависимостью: $D = 2,6 \cdot 10^5 / 0,24 V_n \cdot \exp(-10500/T)$, мкм, где D – средний размер β -зерен в мкм; V_n – скорость нагрева, $^{\circ}\text{C}/\text{с}$; T – температура нагрева, К. Исходя из полученной зависимости были нагреты образцы по режимам, обеспечивающим получение β -зерен размером 20, 40, 60, 90 мкм. Для обеспечения равновесного фазового состава образцы отжигали в печи при температуре 825°C . Отожженные образцы нагревали со скоро-

стью $50^{\circ}\text{C}/\text{с}$ до температур $800\text{--}925^{\circ}\text{C}$, закаливали в воде и подвергали старению при температуре 560°C в течение 0,5 часа.

Если полученные результаты представить в координатах временное сопротивление на разрыв – логарифм среднего размера зерен (рисунок 6), то при условии одинаковых значений относительного удлинения и относительного сужения получаем линейную зависимость временного сопротивления на разрыв от логарифма среднего размера зерен. Исходя из полученных зависимостей, можно сформулировать требования к исходной структуре и режимам термической обработки титанового сплава ВТ23.

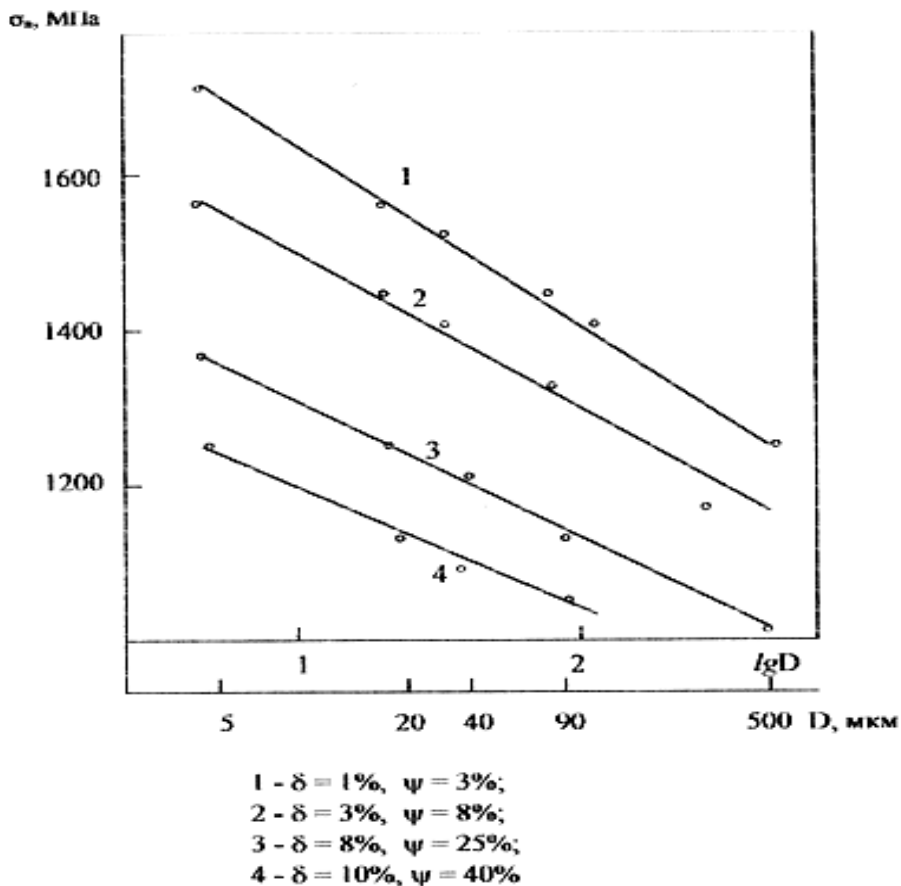


Рис. 6. Зависимость предельных значений временного сопротивления на разрыв от размера β -зерен при заданных значениях пластичности.

Список литературы

1. Б.А. Калачев, В.А. Ливанов, А.А. Буханова. Механические свойства титана и его сплавов. М., "Металлургия", 1974, 543 с.
2. J. Albrecht, G. Lutjering. Mikrostruktur und Mechanical Properties of Titanium Alloys. Titanium 99: Science and Technology. St. Petersburg, 1999, v.1, s.363-382.
3. J.R. Wood. Recent Titanium Developments in the USA. Titanium 2003: Science and Technology. Hamburg, 2003, v.1, s.1-11.
4. А.И. Гордиенко, А.А. Шипко. Структурные и фазовые превращения в титановых сплавах при быстром нагреве. Мн., "Наука и техника", 1983, с.335.
5. А.А. Ильин. Механизм и кинетика фазовых и структурных превращений в титановых сплавах. М., "Наука", 1994, с.304.

УДК: 669.715:539.374

ФАЗОВЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ

Брюховецкий В. В., Кузнецова Р. И., Пойда А. В., Пойда В. П.

*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины
Харьков, Украина,*

**Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
Харьков, Украина,*

Введение

Проблема сверхпластичности была и остается одной из наиболее актуальных проблем физики прочности и пластичности твердых тел. Физическая природа сверхпластичности еще пока до конца не раскрыта. Это связано с высокой чувствительностью этого эффекта к целому ряду внешних и внутренних условий его проявления – температуре и скорости деформации, структурному состоянию на разных структурных уровнях, возможности протекания фазовых и структурных превращений в ходе деформации и взаимозависимостью этих условий.

Еще в начале 90-х годов прошлого столетия считалось, что эффект сверхпластичности материалы проявляют, хотя и при повышенных температурах $T \geq 0,5T_{пл}$ ($T_{пл}$ – температура плавления), но находясь только в твердом состоянии. Такие представления были связаны с проявлением горячеломкости, склонности материалов к хрупкому разрушению при наличии жидкой фазы на границах зерен. Однако позже появились сведения о том, что наличие жидкой фазы на границах зерен может вызывать не только охрупчивание – резкое снижение пластичности материала, но и сверхпластичность – способность материалов деформироваться без разрушения на сотни и тысячи процентов [1–5]. В связи с этим возникла необходимость системного изучения особенностей проявления материалами сверхпластичности при наличии в их структуре включений жидкой фазы, а также структурных изменений и фазовых превращений, приводящих к появлению в материалах, сверхпластично деформируемых в области высоких гомологических температур, локальных включений жидкой фазы.

Целью этого сообщения является установление особенностей протекания фазовых и структурных превращений, имеющих место в условиях высокотемпературной сверхпластичности, и определение феноменологических и структурных признаков, свидетельствующих о проявлении этого эффекта. Анализ выполнен на основании экспериментальных и теоретических исследований ряда сплавов на основе алюминия, а именно промышленных сплавов типа «авиаль», АМг-6, АК4-1, 1420, 1421, 1450 и модельного сплава Al–4мас.%Ge.

Результаты и их обсуждение

При анализе химического состава сплавов на основе алюминия, исследованных в настоящей работе, и литературных данных о высокотемпературной сверхпластичности подобных материалов обращает на себя внимание тот факт, что для алюминиевых сплавов, проявляющих высокотемпературную сверхпластичность, характерно то, что основными легирующими элементами в них являются Mg, Cu, Si, Li, Zn и Ge, которые образуют с Al в алюминиевом угле эвтектические диаграммы состояния. Все исследо-

ванные в этой работе сплавы имеют матричную структуру, где матрицей является твердый раствор на основе алюминия, а частицами – различные возможные интерметаллидные фазы, которые могут образоваться в них в процессе литья и в результате последующей термомеханической обработки, предшествующей испытанию сверхпластичности. Во всех исследованных сплавах легирующие элементы содержатся в количестве, не превышающем их предельной растворимости в α -твердом растворе на основе алюминия при температурах испытания сверхпластичности. Сплавы проявляют сверхпластичность при температурах, когда, согласно равновесным диаграммам состояния, основные легирующие элементы должны находиться в растворенном состоянии.

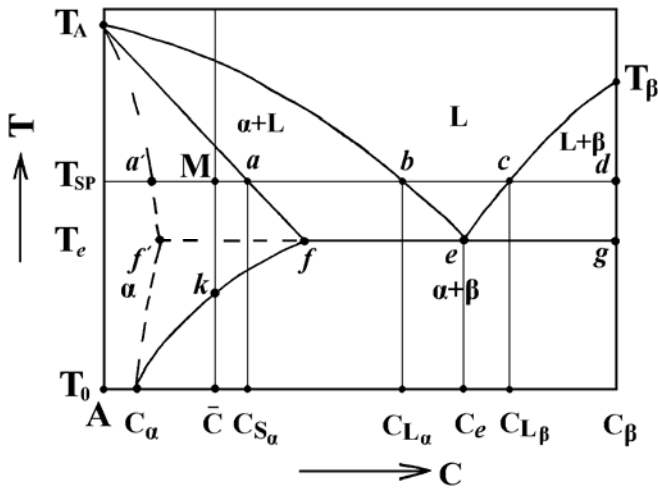


Рис. 1. Диаграмма состояния двойной системы А-В.

картину развития фазовых превращений, происходящих в сплавах при их нагревании до температуры испытания и в ходе развития сверхпластической деформации при этой температуре. Рассмотрим случай, когда со стороны основного компонента А имеется растворимость компонента В в фазе α – твердом растворе на основе А, значительно изменяющаяся с температурой, а со стороны фазы β растворимость компонента А в этой фазе практически отсутствует. Именно такой случай чаще всего и реализуется для матричных сплавов. Для простоты примем, что в исходном состоянии при температуре T_0 сплав концентрации \bar{C} находится в равновесном состоянии, то есть содержит основную матричную фазу α концентрации C_α и включения β - фазы концентрации C_β . При температуре T_{SP} , являющейся оптимальной для проявления сверхпластичности, равновесное состояние сплава должно было бы определяться точкой М, лежащей в однофазной области α . Таким образом, нагревание сплава до температуры T_{SP} и протекание сверхпластической деформации при этой температуре должно сопровождаться изменением фазового состава от двухфазного $\alpha+\beta$ до однофазного α . Эти изменения могут произойти двумя путями.

В первом случае, если нагревание сплава происходит так медленно, что в процессе нагрева успевает установиться равновесие в системе, концентрация твердого раствора α будет изменяться в соответствии с равновесной кривой предельной растворимости компонента В в α -фазе, то есть по кривой $C_\alpha f$ вплоть до точки k , до достижения которой сплав будет находиться ещё в двухфазном состоянии. Затем с дальнейшим повышением температуры сплав будет уже однофазным, представляющим собой твердый раствор α концентрации \bar{C} вплоть до точки М. Фазовое превращение, которое при этом происходит в сплаве, описывается реакцией

То что происходит с фазовым составом сплавов при их нагревании до температуры испытаний (T_{SP}) и в ходе сверхпластической деформации, можно проследить, анализируя равновесную диаграмму состояния, схематически представленную на рис. 1. Известно, что эффект сверхпластичности проявляется в матричных сплавах при температурах близких к температуре солидус, если они быстро нагреты до этой температуры, то есть в состоянии, еще далеком от состояния равновесия. Однако диаграмма состояния, соответствующая полному равновесию в системе (сплошные линии на рис.1), позволяет проследить кинетическую

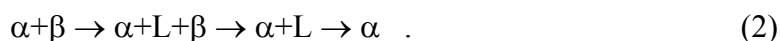


а сплав и в ходе нагревания, и в ходе испытания находится в твердом состоянии.

Во втором случае, если сплав нагревается до температуры T_{SP} быстро, как это и имеет место при сверхпластичных испытаниях, фазовое равновесие не будет успевать устанавливаться к моменту начала деформирования. Из-за недостатка времени для осуществления полной гомогенизации сплава изменение средней концентрации α -фазы с повышением температуры будет происходить по кривой $C_{\alpha f'}$ (пунктирная кривая). До достижения эвтектической температуры T_e сплав будет еще двухфазным и находиться в твердом состоянии.

Когда будет достигнута температура T_e , в сплаве начнут происходить фазовые изменения. Если принять во внимание принцип локального термодинамического равновесия, то в ещё в целом неравновесном сплаве при температуре T_e , в соответствии с равновесной диаграммой состояния и правилом фаз Гиббса, на межфазных границах α - β должно начаться контактное плавление [6], и появится третья, жидкая фаза L эвтектического состава C_e за счет материала, прилегающего к этим границам как со стороны α -фазы, так и со стороны β -фазы. При дальнейшем нагревании сплава до температуры T_{SP} и его испытании при этой температуре будет происходить дальнейшее растворение твердых фаз α и β в жидкой фазе L. При этом на новых межфазных границах α -L и L- β будут сохраняться концентрации фаз, строго соответствующие равновесной диаграмме состояния, то есть описываемые равновесными кривыми ликвидус (be и ec) и солидус (af и dg) (см. рис.1). Для температуры T_{SP} это будут концентрации $C_{S\alpha}$ и C_{β} для приграничных областей твердых фаз α и β , $C_{L\alpha}$ и $C_{L\beta}$ для жидкой фазы в зоне контакта с твердыми фазами α и β , соответственно.

В обобщенной форме кинетика фазовых превращений, протекающих в случае быстрого нагревания матричного сплава до температуры проявления сверхпластичности и в ходе сверхпластической деформации, может быть представлена в виде реакций



В сплавах, имеющих матричную структуру, где включения различных фаз вкраплены в матрицу и, преимущественно, по границам зерен, жидкая фаза, возникающая на межфазных границах α и β фаз будет распространяться по границам зерен матричной фазы и способствовать развитию зернограничного проскальзывания.

Время присутствия жидкой фазы в структуре материала будет зависеть от скорости протекания кинетических процессов в сплаве, приближающих сплав к равновесному структурному состоянию, а именно, от скорости растворения α - и β -фазы в жидкой фазе L, скорости диффузии компонентов A и B в фазе L и скорости диффузии в твердой α -фазе. Последняя является наименьшей и контролирующей весь процесс в целом. Она сопоставима со скоростью гомогенизации сплавов при температуре выше эвтектической в присутствии жидкой фазы. Время, необходимое для такой гомогенизации, зачастую существенно больше, чем время деформирования сверхпластичного материала в оптимальных условиях до разрушения. А это то время, за которое в сверхпластически деформируемых объектах достигаются деформации в сотни и тысячи процентов.

О возможных причинах возникновения жидкой фазы при температурах реализации сверхпластичности можно судить на основе данных дифференциального термического анализа с привлечением литературных данных о возможных фазовых реакциях. Ниже приведены результаты дифференциального термического анализа ряда сплавов, проявивших высокотемпературные сверхпластичные свойства, в сопоставлении с данными об удлинении до разрушения в оптимальных условиях сверхпластичности при разных температурах.

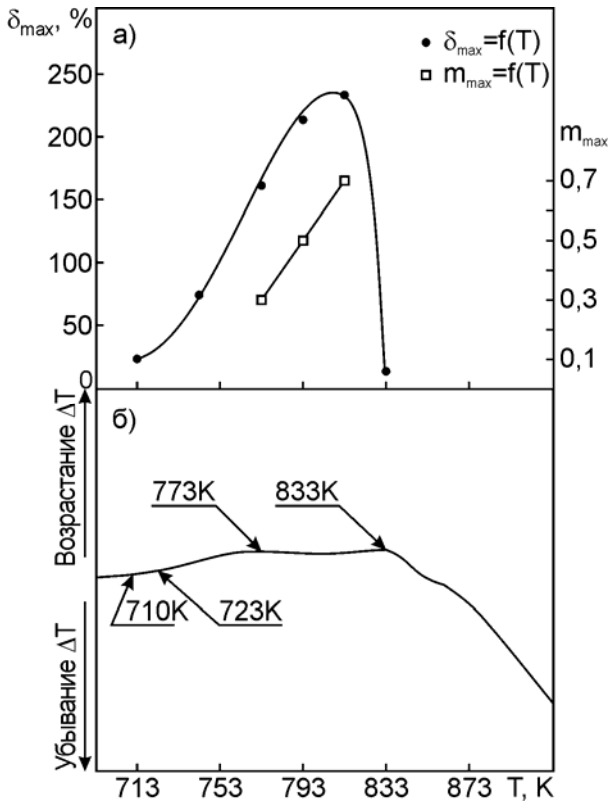


Рис. 2. Зависимость δ_{\max} и m_{\max} от T (а), фрагмент кривой дифференциального термического анализа (б) для образцов сплава АМг6.

ведущие к образованию жидкой фазы: плавление тройной эвтектики по реакции $\text{Ж} \rightleftharpoons \alpha_{\text{Al}} + \text{Al}_3\text{Mg}_2 + \text{Al}_6\text{Mn}$ при температуре $T = 710$ К и плавление двойной эвтектики по реакции $\text{Ж} \rightleftharpoons \alpha_{\text{Al}} + \text{Al}_3\text{Mg}_2$ при $T = 723$ К. При несколько более высокой температуре $T = 724,5$ К расплавятся выделения β -фазы (Al_3Mg_2). При температурах более высоких, начиная с $T = 773$ К, следует ожидать осуществления частичного плавления локальных участков границ зерен, которые могут содержать повышенную концентрацию атомов магния из-за наличия внутрикристаллитной ликвации, характерной для промышленных полуфабрикатов сплава АМг6. При $T = 833$ К начинается плавление матричной фазы и наступает высокотемпературная хрупкость.

Аналогичные закономерности прослеживаются и для других исследованных сплавов. Так, для сплава типа «авиаль» ($\text{Al}-1,0\%\text{Mg}-1,0\%\text{Cu}-0,6\%\text{Si}-0,3\%\text{Mn}-0,1\%\text{Zr}$, % массовые) ход кривой дифференциального термического анализа указывает на протекание эндотермических реакций $\text{Ж} \rightleftharpoons \alpha_{\text{Al}} + \text{Al}_3\text{Mg}_2$ при $T = 723$ К и $\text{Ж} \rightleftharpoons \alpha_{\text{Al}} + \text{Al}_2\text{Cu}$ при $T = 821$ К. Возможны в этой системе в этой области температур и тройные и четверные реакции. С этими реакциями связано появление жидкой фазы в структуре сплава и проявление им высокотемпературной сверхпластичности.

В сложных системах, которыми являются промышленные алюминиевые сплавы, строго идентифицировать, какая из эндотермических реакций является определяющей, затруднительно. Поэтому наличие такой связи между проявлением высокотемпературной сверхпластичности и появлением жидкой фазы в структуре сплава лучше проследить на простой двойной системе, к какой относится сплав $\text{Al}-4\%\text{Ge}$. На рис. 3 приведены зависимость максимального удлинения до разрушения в оптимальных условиях сверхпластического течения от температуры (а) и кривая дифференциального термиче-

На рис. 2 такое сопоставление проведено для сплава АМг6 ($\text{Al}-6,8\%\text{Mg}-0,8\%\text{Mn}$, % массовые), проявившего сверхпластичные свойства в интервале температур $T = 743 \div 813$ К [7]. Рис. 2, а показывает построенную на основе данных работы [7] зависимость максимального удлинения до разрушения δ_{\max} , реализующегося в оптимальных условиях сверхпластического течения для каждой из температур, от температуры испытания T . На рис. 2, б приведен фрагмент кривой дифференциального термического анализа для этого сплава в таком же масштабе по температурной шкале, как и для рис. 2, а. Видно, что в температурном интервале, где сплав проявляет сверхпластичные свойства, в нем происходят фазовые превращения, в результате которых поглощается тепло, то есть, судя по всему, может осуществляться частичное плавление сплава. Анализ литературных данных [8] показывает, что в области температур, где начинают проявляться сверхпластичные свойства сплава АМг6, могут осуществляться следующие превращения, приво-

ского анализа (б). Видно, что наибольших удлинений до разрушения образцы достигают при температурах, более высоких, чем температура эвтектики ($T_e = 697$ К). Результаты дифференциального термического анализа сплава Al-4мас.%Ge (рис. 3, б) и микроструктурные исследования могут говорить о том, что в этом сплаве жидкая фаза зарождается по механизму контактного плавления [9]. Из рис. 3, б видно, что в ходе нагревания в сплаве после прохождения эвтектической температуры на кривой дифференциального термического анализа начинается продолжительный эндотермический пик. Именно при этой температуре удлинения до разрушения также начинают резко возрастать, достигая наибольшего значения при $T = 773$ К. При температуре $T = 847$ К, когда начинается плавление основной фазы сплава – твердого раствора на основе алюминия, удлинения до разрушения падают, и проявляется высокотемпературная хрупкость. Присутствие жидкой фазы в сверхпластически деформируемых объектах отражается на микроструктурных характеристиках образцов. Ярким свидетельством наличия жидкой фазы в сверхпластично продеформированных алюминиевых сплавах является наличие внутри пор и трещин продеформированных образцов волокнистых образований (рис 4).

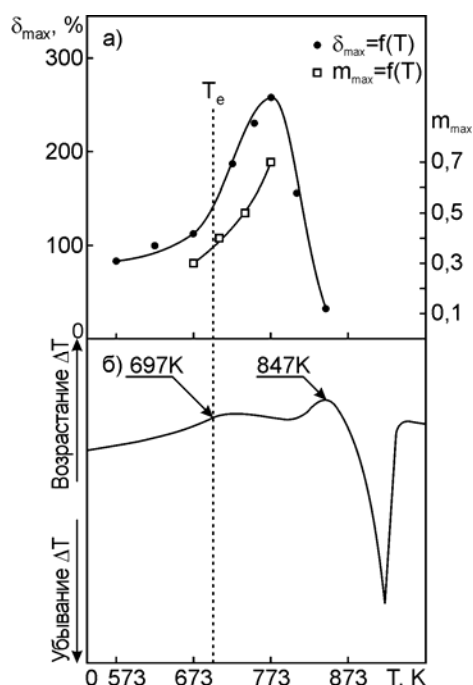


Рис. 3. Зависимость δ_{\max} и m_{\max} от T (а), фрагмент кривой дифференциального термического анализа (б) для образцов сплава Al-4мас.%Ge.

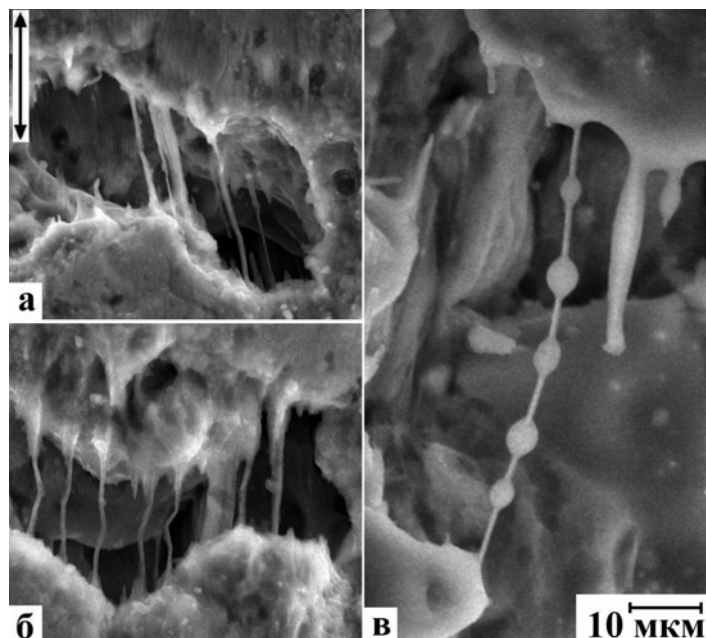


Рис. 4. Вид волокнистых образований, развивающихся в ходе сверхпластической деформации сплава AlMg6: а, б – $\epsilon = 40\%$, в – $\epsilon = 235\%$.

Морфология волокнистых образований в различных сплавах имеет много общего, но имеются и различия. Волокна обнаруживаются в открывающихся приповерхностных порах и трещинах уже при степени деформации образцов $20 \div 50\%$. Средний диаметр волокон составляет $1 \div 2$ мкм, а длина большинства из них коррелирует с линейным размером трещин и пор в направлении оси растяжения образца. В порах и трещинах волокна ориентированы параллельно направлению оси растяжения образцов и обоими концами закреплены за их внутренние поверхности, образовавшиеся в ходе зернограничного проскальзывания при разделении зерен по границам, приблизительно пер-

пендикулярным направлению растяжения. Количество волокон в порах различно. Присутствуют волокна, имеющие множественные каплевидные образования, соединенные тонкими волокнами-перемычками, а также волокна, похожие по виду на сталактиты (рис. 4, в).

Что касается химического состава волокнистых образований, то можно выделить, прежде всего, два характерных признака. Во-первых, в волокнах повышена, по сравнению со средней в сплаве, концентрация легирующих элементов, а, во-вторых, волокна в процессе своего развития окисляются. Морфология волокон и их элементный состав показывают, что они представляют собой застывшие струйки жидкости, обогащенные легирующими элементами, по сравнению со средним составом сплава до концентрации, близкой к концентрации равновесной ликвидус. Феноменологические характеристики ползучести сплавов в условиях высокотемпературной сверхпластичности также отзываются на наличие жидкости в структуре деформируемого материала. Как видно из рис. 2,а и рис. 3,а показатель скоростной чувствительности напряжения течения m резко возрастает с увеличением температуры вместе с возрастанием δ_{\max} , что может свидетельствовать об увеличении вязкой составляющей в механизмах сверхпластического течения с появлением жидкости на границах зерен и возрастанием ее количества с повышением температуры. Если концентрация легирующих элементов невелика (как в сплаве типа «авиаль»), то истощение жидкости на границах зерен за счет диффузии в матрицу может привести к переходу от сверхпластического течения (первая стадия) к обычному пластическому (вторая стадия) (рис. 5). Подобные закономерности наблюдались и для сплава АК4-1 [10].

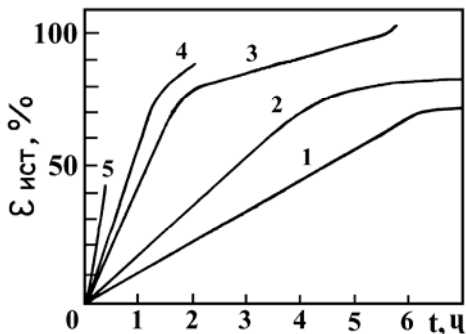


Рис. 5. Истинные кривые ползучести образцов сплава типа «авиаль» при $T = 833$ К и σ , МПа: 3,0 (1), 3,5 (2), 4,0 (3), 4,5 (4), 5,0 (5).

Такого рода элемент вязкого течения жидкости. Исчезновение зернограничной жидкой фазы в процессе высокотемпературной сверхпластической деформации приводит к выходу материала из состояния сверхпластичности.

Список литературы

1. Y. Takayama, T. Tozawa, H. Kato, *Acta Mater.*, 47, N4, 1263 (1999).
2. H.G. Jeong, K. Hiraga, M. Mabuchi, K. Higashi, *Scr. Mater.*, 42, N5, 479 (2000).
3. C.L. Chen, M.J. Tan, *Mater. Sci. and Eng.*, A338, 243 (2002).
4. В.В. Брюховецкий, *ФММ.*, 98, №3. 99 (2004).
5. M. Mabuchi, K. Higashi *Acta Mater.*, 47, N6. 1915 (1999).
6. Залкин В.М. Природа эвтектических сплавов и эффект контактного плавления. М.: Металлургия, 1987.

7. А.В. Пойда, В.В. Брюховецкий, Д.Л. Воронов и др., *Металлофиз. новейшие технол.* 27, № 3., 319 (2005).
8. Мондольфо Л.Ф. Структура и свойства алюминиевых сплавов. Пер. с англ. М.: Metallurgia, 1979.
9. V.V. Bryukhovetsky, R.I. Kuznetsova, et al. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 202, N.9. 1740 (2005).
10. Р.И. Кузнецова, Т.А. Малярова, В.П. Пойда и др. // *ФММ.*, 52, вып.2. 371, (1981).

УДК 629.4.023

РАСЧЕТ УЗЛА КРЕПЛЕНИЯ КОТЛА НА РАМЕ ВАГОНА-ЦИСТЕРНЫ С УЧЕТОМ ЗОН ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Путято А. В.

Белорусский государственный университет транспорта, Гомель, Беларусь
putiato@belsut.gomel.by

При эксплуатации железнодорожных цистерн под действием различных динамических факторов в их деталях возникают значительные напряжения. Статистические данные, собранные на различных участках сети железных дорог, показывают, что наиболее «опасными» являются: зоны крепления котла к раме, места расположения опор на тележку (пятник, надпятниковая коробка), упор автосцепки и зоны у соединения днища с цилиндрической частью оболочки котла.

Исследованиям прочности элементов конструкций железнодорожных цистерн различными методами посвящено значительное количество работ. Для определения напряженно-деформированного состояния (НДС) котла успешно используется теория подкрепленных оболочек, значительный вес в развитие которой внес В. Н. Котуранов [5]. Определению НДС котла от внутреннего давления с применением аналитических методов посвящены работы [3, 7]. С развитием ЭВМ для прочностных расчетов широкое практическое применение получил метод конечных элементов (МКЭ). Статьи Г. Ф. Чугунова, С. В. Беспалько [12] посвящены расчетам МКЭ котла железнодорожной цистерны при различных видах нагружения. Анализ НДС рамы цистерны при нормативных режимах нагружения выполнен В. М. Долматовым [4]. Расчетам прочности конструкции цистерн с использованием специализированных программных комплексов, реализующих МКЭ, посвящена работа М. Н. Овечникова [9]. Вопросы моделирования различных видов динамического нагружения цистерн рассматривались в работах Р. Донга и Д. Милитару [13], С. В. Киркпатрика и Р. В. Клоппа [14]. Результаты экспериментального исследования напряженно-деформированного состояния конструкции цистерны представлены в работе А. А. Долматова [1].

Однако почти все работы посвящены расчету конструкции цистерны под действием нормативной нагрузки [6, 8]. При этом расчетная схема цистерны оказывается симметричной относительно продольной вертикальной плоскости симметрии. В то же время, при движении по кривым, либо при переходе на боковой путь, сопровождающийся изменением скорости поезда, происходит существенное перераспределение сил, действующих на котел цистерны со стороны перетекающей в нем жидкости. Это приводит к возникновению значительных напряжений в местах присоединения котла цистерны к раме, и, в конечном счете, к изменению напряженного состояния элементов конструкции. Разработанные в последние годы методы расчета динамики систем «цис-

терна – колеблющаяся жидкость» [13, 16], дают возможность уточненного учета влияния перетекания жидкости на прочность элементов цистерн при переходных режимах движения.

Целью работы является создание уточненной конечно-элементной модели четырехосной железнодорожной цистерны для обеспечения возможности нахождения ее НДС под действием несимметричных нагрузок, а также с целью учета различных случайных воздействий на нее с учетом возможности определения значений остаточных деформаций и напряжений. Реализация поставленной задачи осуществлялась моделированием элементов конструкции цистерны в программном комплексе конечно-элементного анализа ANSYS.

Процесс формирования, разработанный авторами конечно-элементной модели включает следующие этапы:

- построение геометрической модели;
- создание сетки конечных элементов;
- моделирование внешних связей;
- приложение силовых факторов;
- применение методов подмоделей и подконструкций при необходимости локализации модели и ускорения расчетов.

Котел железнодорожной цистерны представляет собой тонкостенную сварную конструкцию, к особенностям которой относятся наличие элементов с различными радиусами кривизны, а также присутствие люка, предназначенного для загрузки перевозимого продукта. С целью учета описанных особенностей конструкции котла его объем был разделен на составные части со сходными геометрическими характеристиками.

Рама цистерны представляет собой сложную металлоконструкцию, состоящую из ряда сваренных между собой стандартных профилей и специально разработанных деталей конструкции достаточно сложной геометрической формы. В модель рамы включены хребтовая балка, составленная из двух швеллеров перекрытых сверху и снизу накладками, шкворневые балки коробчатого сечения, концевые балки, надпятниковые коробки, упоры автосцепки и пятники. Геометрическая модель рамы также была разбита на составные части с целью качественного разбиения на конечные элементы.

При разработке модели цистерны предусмотрено, что крепление котла к раме в средней части представляет собой жесткое соединение с помощью фасонных лап, по консоли имеются дополнительные опоры на деревянные бруски. Учтено наличие стяжных хомутов, предназначенных для предотвращения перемещения котла в местах консольных опор в вертикальной плоскости. Разделение на конечные элементы производилось путем нанесения регулярной сетки с учетом особенностей геометрии каждой составной части.

Для проведения расчетов несущей способности кузова железнодорожной цистерны разработана его расчетная схема. На рис. 1 представлена геометрическая модель цистерны 15-1443.

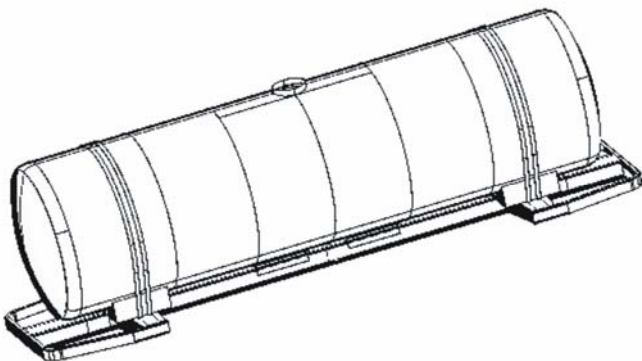


Рис. 1. Геометрическая модель железнодорожной цистерны

Конечно-элементная модель представлена 8-ми, 10-ти и 20-ти узловыми пространственными конечными элементами. Общее число элементов 127984. Приложение нагрузок для полной модели соответствовало I расчетному режиму, согласно рекомендациям действующих «Норм для расчета и проектирования вагонов железных дорог МПС колеи 1520 мм (несамоходных)» [8], за исключением приложения давления от жидкого груза, осуществленного согласно методике, разработанной в [11]. Следует отметить, что при проведении нормативных расчетов зафиксировано, что значения напряжений в наиболее нагруженных областях (узел крепления котла к раме, места консольного опирания, области крепления упора автосцепного устройства) хорошо коррелируют с результатами, приведенными в работах [4, 9].

Результаты комплекса прочностных расчетов железнодорожной цистерны с учетом перетекания жидкости в котле показали, что в ряде областей элементов конструкции имеет место высокий уровень напряжений вследствие воздействия системы сил, соответствующей I расчетному режиму нагружения. К такой области относится узел крепления котла к раме в средней части, в частности, зона приварки рамной лапы к верхнему листу хребтовой балки.

Эквивалентные напряжения в указанной области при нормативном наливе котла цистерны составляют порядка 350–400 МПа, что указывает на возможное появление пластических деформаций и неприменимость линейной теории деформирования материала в рамках действия закона Гука.

Метод конечных элементов может быть использован при учете как геометрической, так и физической нелинейности. Учет любого из этих двух типов нелинейности приводит к получению разрешающей системы уравнений, содержащей нелинейные составляющие, относительно определяемых основных неизвестных членов. Присутствие в уравнениях нелинейных членов не позволяет получить их решение в замкнутом виде подобно тому, как это выполняется в случае расчета линейных систем. Здесь приходится использовать различные процедуры последовательных приближений [10].

При учете физической нелинейности связь между вектором напряжений $\{\sigma\}$ и вектором деформаций $\{\varepsilon\}$ может быть выражена формулой

$$\{\sigma\} = [E_\varepsilon(\varepsilon)] \{\varepsilon\},$$

где матрица $[E_\varepsilon(\varepsilon)]$ зависит от подлежащего определению деформированного состояния $\{\varepsilon\}$, которое, как известно, в методе конечных элементов является однозначной функцией узловых перемещений $\{u\}$.

В общем случае каждый элемент матрицы $[E_\sigma(u)]$ можно представить в виде степенного полинома от компонентов вектора $\{u\}$.

Учет геометрической нелинейности приводит к тому, что зависимость между $\{\varepsilon\}$ и $\{u\}$ перестает быть линейной. В результате получается, что матрица жесткости зависит не только от жесткостных параметров конструкции, но и от ее напряженно-деформированного состояния, выраженного через узловые перемещения. Именно это обстоятельство и приводит к тому, что система алгебраических уравнений

$$[K] \{u\} = \{P\} \Rightarrow [K(u)] \{u\} = \{P\}$$

оказывается нелинейной. Ее решение может быть получено с помощью итерационных методов.

К основным методам решения нелинейных задач следует отнести [10]:

- метод последовательных приближений;
- метод упругих решений;

- метод шагового нагружения;
- модифицированный метод Ньютона–Рафсона.

Несмотря на то, что приведенные выше методы процедурно различны, их объединяет общее стремление ликвидировать невязку, которая служит оценкой отклонения положения системы от ее действительного равновесного состояния. К наиболее распространенным и эффективным методам решения нелинейных задач относится метод Ньютона–Рафсона [2], который применен для решения поставленной задачи.

При расчете с учетом зон пластических деформаций элементов креплений котла к раме была использована диаграмма деформирования, приведенная в работе [2].

С использованием разработанных математических моделей кузова цистерны выполнены расчеты по определению напряженно-деформированного состояния с учетом свойств пластичности материала элементов крепления котла на раме. Для интенсификации расчетов и уточненной дискретизации узла крепления указанный узел крепления представлен подмоделью (рис. 2). Метод подмоделей основывается на принципе Сен-Венана, предполагающем, что эффекты концентрации напряжений ограничены вблизи концентратора, поэтому, если границы подмодели достаточно далеки от концентратора напряжений, в подмодели могут быть рассчитаны достаточно точные значения напряжений.

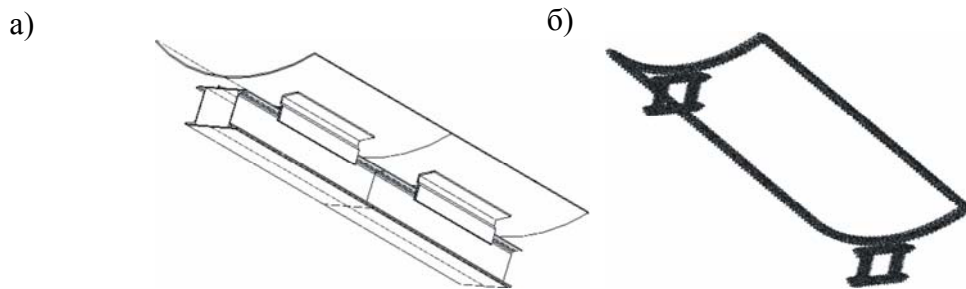


Рис. 2. Подмодель среднего крепления котла к раме:
а – геометрия подмодели; *б* – граничные условия от основной модели

На рис. 3 приведена зависимость, характеризующая расхождение в результатах определения эквивалентных напряжений при указанных расчетах по длине участка крепления рамной лапы к верхнему листу хребтовой балки. Из графика видно, что погрешность расчета, вызванная пренебрежением свойств пластичности материала, достигает 30 % в зоне крепления рамной лапы со стороны соударения вагонов.

С целью определения значений остаточных деформаций и напряжений расчеты выполнены в несколько этапов. На первом этапе проведен расчет напряженно-деформированного состояния кузова при статическом состоянии вагона от действия массы тары, на втором этапе элементы конструкции нагружались системой сил, соответствующей ударному взаимодействию вагонов при нормативном заполнении котла жидким грузом. Третий этап соответствует первому этапу, четвертый и пятый – второму и первому соответственно. Таким образом, рассматривались два цикла нагружения.

На рис. 4 приведена диаграмма, характеризующая накопление остаточных деформаций ($\epsilon_{ост}$) и напряжений ($\sigma_{ост}$) в двух описанных циклах нагружения. Значение остаточных напряжений можно определить следующим образом:

$$\sigma_{ост} = \sigma_3 - \sigma_1,$$

где σ_1, σ_3 – эквивалентные напряжения, соответствующие первому и третьему этапам нагружения.

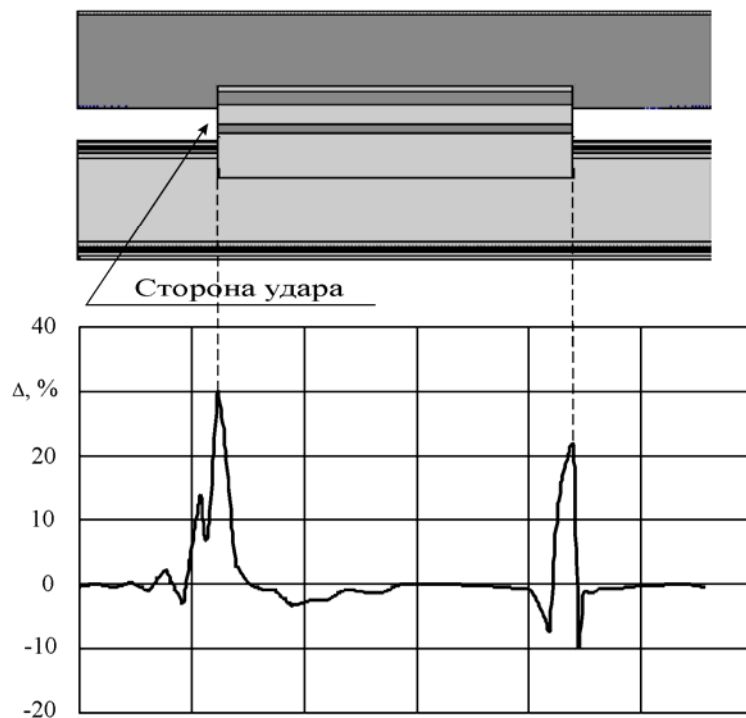


Рис. 3. Расхождение значений эквивалентных напряжений при использовании линейной зависимости $\sigma(\varepsilon)$ и с учетом пластичности материала

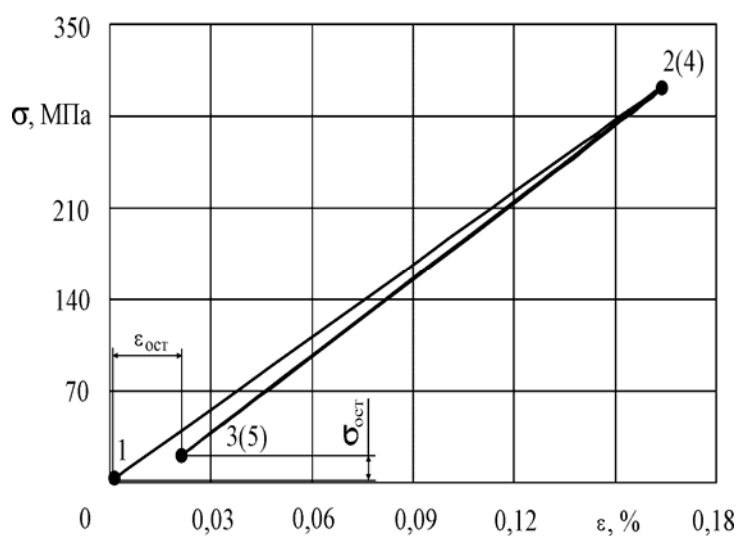


Рис. 4. Накопление остаточных напряжений и деформаций в двух циклах нагружения: 1, 3, 5 – масса тары вагона; 2, 4 – нагружение, согласно I расчетному режиму (нормативный налив)

В результате значения остаточных напряжений в узле крепления котла к раме в средней части после воздействия нагрузок, соответствующих столкновению вагонов, составляют 18,8 МПа. Следует отметить, что при рассмотрении последующих циклов нагружения значения остаточных напряжений $\sigma_{\text{ост}}$ и пластических деформаций $\varepsilon_{\text{ост}}$ остаются практически на том же уровне, т. е.

$$\sigma_{i\text{ост}} = \sigma_{i+2} - \sigma_i \rightarrow 0; \quad \varepsilon_{i\text{ост}} = \varepsilon_{i+2} - \varepsilon_i \rightarrow 0,$$

где $i \geq 3$.

Таким образом, при рассмотрении напряженно-деформированного состояния элементов конструкции с учетом особенностей, связанных с конструктивными нерегулярностями, а также при существенных внешних силовых факторах следует вести расчеты с учетом возможного проявления свойств пластичности материала. Результаты

исследований показали, что рассмотрение задач прочности элементов вагонных конструкций только в упругой постановке может привести к появлению существенной погрешности при определении их прочностных характеристик. Учет появления пластических деформаций позволил определить значения остаточных напряжений, возникающих в области крепления котла к раме в средней части.

Список литературы

1. Долматов, А. А. Динамика и прочность четырехосных железнодорожных цистерн / А. А. Долматов, Н. Н. Кудрявцев. – М.: Трансжелдориздат, 1963. – 123 с.
2. Битюцкий, А. А. Разработка комплексного метода проектирования, расчета и испытания грузовых вагонов: дис. на соиск. уч. степ. докт. техн. наук / А. А. Битюцкий; ПГУПС. – СПб., 1995. – 359 с.
3. Бруякин, И. В. Особенности напряженно-деформированного состояния элементов котлов железнодорожных цистерн при внутреннем давлении: автореф. дис. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук / И. В. Бруякин; МИИТ. – М., 1990. – 22 с.
4. Долматов, В. М. Анализ напряженно-деформированного состояния и частот колебаний рам цистерн: дис. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук / В. М. Долматов; УрГУПС. – Екатеринбург, 1999. – 131 с.
5. Котуранов, В. Н. Анализ напряженного состояния котла цистерны: автореф. дис. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук / В. Н. Котуранов; МИИТ. – М., 1965. – 24 с.
6. Конструирование и расчет вагонов: учеб. для вузов ж.-д. трансп. / В. В. Лукин [и др.]; под ред. В. В. Лукина. – М.: УМК МПС России, 2000. – 731 с.
7. Мышков, В. Г. Разработка методов оценки динамической нагруженности котла цистерны с учетом влияния жидкости: дис. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук / В. Г. Мышков; МИИТ. – М., 1984. – 133 с.
8. Нормы для расчета и проектирования вагонов железных дорог МПС колеи 1520 мм (несамоходных) / ГосНИИВ-ВНИИЖТ. – М., 1996. – 319 с.
9. Овечников, М. Н. Решение проблемы снижения повреждаемости котлов и рам железнодорожных цистерн для перевозки нефтепродуктов с использованием современных программных средств моделирования и расчета конструкции: автореф. дис. на соиск. уч. степ. докт. техн. наук / М. Н. Овечников; МИИТ – МГУПС. – М., 2001. – 47 с.
10. Постнов, В. А. Строительная механика корабля и теория упругости: учеб. для вузов. В 2 т. Т. 1 / В. А. Постнов, В. П. Суслов. – Л.: Судостроение, 1987. – 288 с.
11. Сенько, В. И. Прочность кузова железнодорожной цистерны с учетом перемещения перевозимого жидкого груза: [монография] / В. И. Сенько, А. В. Путято, А. О. Шимановский. – Гомель: УО «БелГУТ», 2006. – 210 с.
12. Чугунов, Г. Ф. Особенности расчета котлов железнодорожных цистерн на совместное действие внутреннего давления и локальных нагрузок / Г. Ф. Чугунов, С. В. Беспалько // Вестник ВНИИЖТа. – 1992. – № 3. – С. 14 – 19.
13. Шимановский, А. О. Математическая модель и расчет динамики цистерн, частично заполненных жидкостью / А. О. Шимановский // Актуальные проблемы динамики и прочности в теоретической и прикладной механике: сб. науч. тр. – Мн., 2001. – С. 506 – 510.
14. Dong, R. Dynamic structural characterization of stub-sill tank cars utilizing ADAMS and ANSYS simulation models / R. Dong, D. Militaru // ADAMS user conference papers, 1997 [Электрон. ресурс] Режим доступа: <http://support.adams.com/userconf-/pdfs/uc970024.pdf>. – 11 с.
15. Kirkpatrick, S.W. Assessment for Pressure Tank Cars Involved in Accidents / S. W. Kirkpatrick, R. W. Klopp // Proceedings of the International Crashworthiness Conference. – London, 2000. – pp. 223 – 235.
16. Rumold, W. Modeling and Simulation of Vehicles Carrying Liquid Cargo / W. Rumold // Multi-body System Dynamics. – 2001. – № 5. – pp. 351 – 374.

УДК 669.419:539.4

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ДЕФЕКТНУЮ СТРУКТУРУ И ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Володин Т. В., Володин В. Л., Зуев Л. Б., Коньков Ю. Д., Громов В. Е.

Характерной особенностью современной технологии изготовления изделий и инструмента является то, что она должна обеспечивать не только требуемую долговечность в эксплуатации, но и высокую точность, производительность и технологичность. В связи с этим, благодаря большим достижениям в развитии квантовой электроники (лазеры), электронно- и ионно-лучевых, электрогидро-импульсных процессов, ультразвука, взрыва, на практике все шире применяются новые импульсные методы обработки металлов и сплавов. Эти методы характеризуются приложением высокой удельной энергии, импульсным ее воздействием на относительно малые объемы твердого тела и последующим охлаждением с большими скоростями, что приводит к формированию на поверхностях материалов специфических структур с особыми физико-механическими свойствами, так называемых «белых слоев» (БС).

В настоящей работе представлены исследования по влиянию магнитно-импульсного воздействия на структуру и свойства ряда металлических и биметаллических сплавов, широко применяемых в современном производстве, технике и промышленности. Физическая суть исследований заключается в создании условий сверхбыстрых разогревов поверхностных слоев металлических материалов (вплоть до плавления) за счет протекания импульсных токов и последующего охлаждения с большими скоростями металла в изменяющемся магнитном поле.

Магнитно-импульсное упрочнение (МИУ) достигалось электрическим высокоэнергетическим разрядом батареи импульсных конденсаторов на поверхности образцов и изделий, помещенных в переменное магнитное поле индукторов [1–3].

В качестве объектов исследования были выбраны стали различного класса и практического применения: инструментальные стали Р18 и Р6М5, широко применяемые в современном производстве для изготовления инструмента, а также стали 40Х и 45. Исследовали свойства высокомарганцовистой стали 110Г13Л, широко используемой в технике и промышленности в качестве износостойкого материала для деталей, работающих в условиях динамического контактного нагружения.

В современном судостроении широко применяется наплавка деталей (валов, баллеров) из сталей перлитного класса материалами аустенитного и аустенитно-ферритного классов. Для оценки надежности таких соединений необходимо учитывать механические свойства составляющих наплавленных композиций, их склонность к хрупкому разрушению [4].

В настоящей работе исследовали механические свойства и склонность к хрупкому разрушению сталей 38ХНЗМФА и 40ХНМА, наплавленных проволоками марок Св-07Х25Н12Г2Т и Св-08Х19Н9Ф2С2.

БС стали Р6М5 и Р18 после воздействия МИУ имеет структуру мелкоигольчатого мартенсита, остаточного аустенита (до 6%) и очень дисперсных карбидов. Повышенное содержание аустенита в БС, по сравнению со структурой обычной закалки, кроме повышенного содержания в нем углерода и других элементов, замедляющих скорость распада аустенита при закалке, объясняется высокой скоростью нагрева, охлаждения и пластическим деформированием стали при импульсном воздействии.

Сталь P18 после МИУ имеет наиболее однородную структуру по карбидам, причем после МИУ наблюдается значительное снижение как среднего диаметра карбида и расстояния между ними, но и повышение площади межфазной поверхности карбид-матрица.

Влияние пластической деформации аустенита в процессе сверхбыстрых разогревов и охлаждений материалов сказывается на морфологии и структуре мартенсита, кристаллы которого меньше, чем после обычной закалки (в пределах $2,5 \times 10^{-4} - 10^{-6}$ мм, балл 1–3, в среднем, на 2–3 балла меньше по сравнению с кристаллами после обычной закалки). Количество мартенсита увеличивается не за счет величины его кристаллов, а за счет увеличения их количества. В упрочненных инструментальных сталях наблюдается дробление зерна остаточного аустенита до 3 мкм (12–14 балл), что на два порядка ниже зерна аустенита структуры исходной стали.

Рентгеноструктурный и металлографический анализ зоны повышенной травимости упрочненного слоя (после БС) сталей 40X и 45 показывает, что эти области материалов имеют аустенитно-мартенситную структуру с некоторым количеством карбидной фазы. В поверхностном упрочненном слое (БС) стали происходит образование малоуглеродистого мартенсита мелкоигольчатой формы, причем линии (011) α - и (110) α -мартенсита разделены на рентгенограммах не четко. Это говорит о закалке неоднородного по углероду аустенита, что вызвано науглероживанием поверхностных слоев стали после МИУ, что приводит, в свою очередь, к повышению твердости материалов. Это подтверждается данными некоторого снижения параметра кристаллической решетки аустенита d в БС толщиной до 50 мкм с 0,3625 нм до 0,3618 нм ($0,3625 \pm 0,00005$ нм соответствует параметру решетки аустенита в стали в исходном состоянии). Уменьшение параметра кристаллической решетки может быть следствием выхода части углерода из γ -твердого раствора при импульсном воздействии в результате изменения объемно-напряженного состояния, а также развитием процессов пластического динамического старения аустенита. Снижение d можно объяснить также действием сжимающих напряжений, вызванных дополнительно протекающими мартенситными превращениями.

Ширина дифракционной линии с поверхности стали P18 изменяется незначительно и остается равной 14×10^{-3} рад на расстоянии 200 мкм от поверхности. Это свидетельствует о том, что в результате МИУ упрочнение распространяется на большую глубину, что подтверждается данными измерения твердости и микротвердости. Это подтверждается увеличением дефектности кристаллического строения - резко увеличивается плотность дислокаций в БС. Исследование изменений в структуре упрочненного слоя стали 110Г13Л показали снижение среднего значения величины зерна: с 480 до 180 мкм после магнито-импульсного воздействия. На поверхности упрочненного слоя наблюдаются многочисленные двойники деформации, что подтверждается характерной картиной, полученной на интерферометре Линника и увеличением плотности дислокаций ρ до $2,5 \cdot 10^{11}$ см⁻² по сравнению со сталью без импульсного воздействия - $\rho \approx 0,8 \cdot 10^{11}$ см⁻². С помощью стереометрического способа с применением методики Арановича–Любарского (установка «*Epigunt*») найдено, что в поверхностном слое (до 60 мкм) в случае импульсного воздействия объемная концентрация карбидной фазы повышается с 4,9 до 8,0%, средний размер карбидов снижается с 12,7 до 4,17 мкмк, соответственно, наблюдается дробление блока структуры до 10 нм, а доля блочной структуры возрастает с 25 до 70% (слой до 200 мкм).

Распределение легирующих элементов, твердости и микротвердости в упрочненной зоне более равномерное в биметаллах после импульсной обработки (МИУ) по сравнению с биметаллами после обычной наплавки, что приводит к исчезновению зоны термического влияния (ЗТВ), характеризующейся низкими значениями твердости и наиболее опасной точки зрения трещиностойкости. В упрочненной зоне со стороны наплавляемого металла наблюдается дробление зерна аустенита до 20 мкм, участки обра-

зования двойников деформации и малоуглеродистого мартенсита. В переходной зоне со стороны основных металлов после МИУ не наблюдается зон обезуглероживания, что подтверждается более равномерным распределением твердости и микротвердости. В наплавляемых металлах формируется феррит игольчатой формы по сравнению с ферритом дендритообразной или капельной формы после обычной наплавки, кроме этого наблюдается резкое снижение зон перегрева с крупнозернистой структурой в ЗТВ после наплавки [4].

Эти изменения в структуре исследуемых сталей оказывают благоприятное влияние на их прочность при различных видах нагружения. Для сталей Р6М5 и Р18 после магнитно-импульсной обработки кроме повышения теплостойкости наблюдается повышение сопротивления материалов контактному малоцикловому разрушению и износу в условиях масляно-абразивных сред. Сверла и фрезы из этих сталей после МИУ характеризуются наиболее высокими эксплуатационными характеристиками по сравнению с инструментами после фрикционно-упрочняющей и механоультразвуковой обработок, а также после лазерной, плазменной обработок и дробеструйного упрочнения. Сталь 110Г13Л после МИУ характеризуется более высокими параметрами прочности и пластичности, значениями вязкости разрушения, критического раскрытия трещины, а также повышенным сопротивлением износу в условиях сухого трения, контактного динамического разрушения и гидроабразивного износа.

Стали 40ХНМА и 38ХН3МФА после магнитно-импульсной обработки имеют более высокие параметры KCV и KCT и характеризуются более высоким сопротивлением разрушению в условиях много- и малоциклового нагружения и коррозионного растрескивания под напряжением по сравнению с характеристиками прочности сталей после воздействия вышеуказанными видами поверхностного воздействия и материалами в исходном состоянии. МИУ приводит к повышению эксплуатационных свойств биметаллов – повышается их приведенная вязкость разрушения [5]. Это приводит к повышению циклической долговечности биметаллических валов (баллеров) и росту сопротивления электрокоррозии в агрессивных средах (морской воде) аноднополяризуемых поверхностей наплавляемых покрытий.

Список литературы

1. Володин В.Л. Исследования влияния импульсных высокоэнергетических воздействий на прочностные и эксплуатационные свойства инструментальных сталей и инструмента. Известия ВУЗов. Черная металлургия, 2004, № 6, с.61-64.
2. Володин В.Л., Зуев Л.Б. Влияние импульсных воздействий на поверхностные свойства металлургических сплавов. Проблемы машиностроения и надежности машин, 2005, № 2, с.62-66.
3. Володин В.Л., Володин Т.В. Исследование влияния импульсных поверхностных воздействий на структуру и свойства стали Р6М5. Фундаментальные проблемы современного материаловедения, 2005, № 3, том 2, с.78-80.
4. Коньков Ю.Д., Володин В.Л. Механические свойства и стойкость против хрупкого разрушения биметаллов, полученных методом наплавки. Технология судостроения, № 3, 1992, с.41-50.
5. Алюшин Ю.А., Володин В.Л. Оценка сопротивления хрупкому разрушению композиционных материалов. Проблемы машиностроения и надежности машин, 2005, № 4, с.49-53.

УПРУГОПЛАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА КОНТАКТНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

Котенева Н. В.

Алтайский государственный технический университет, Барнаул

Контактное нагружение является одним из наиболее распространенных случаев силового взаимодействия деталей машин и конструкций. Оно возникает в процессе совместной работы сопряженных элементов машин и механизмов (например, в соединениях с натягом, болтовых соединениях, в подшипниках скольжения, направляющих, фрикционных муфтах сцепления и в ряде других случаев).

Чаще всего в зоне силового контакта тел возникает местная упругопластическая деформация. Сопротивление материала упругопластической контактной деформации является одним из важнейших факторов, определяющих условия трения и изнашивания деталей машин, контактную жесткость элементов машиностроительных конструкций, их прочность и эксплуатационную надежность и т.д. Однако строгая математическая теория, позволяющая решать задачи, связанные с упругопластической контактной деформацией при динамическом нагружении, аналогичные тем, которые описаны применительно к упругому контакту, еще не создана. Этим, в частности, определяется необходимость и целесообразность исследования контактных задач упругопластичности как при статическом, так и динамическом взаимодействии.

Наиболее хорошо изученным и часто используемым в практических применениях является случай контакта сферического индентора радиуса R с упругим полупространством под действием статической силы P , так называемый герцевский контакт или герцевское нагружение (рис.1).

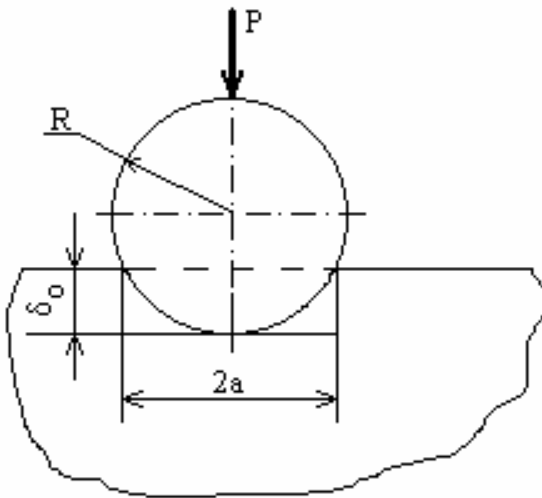


Рис.1. Внедрение сферического индентора в упругое полупространство (контакт Герца)

В соответствии с теорией Герца сближение тел δ_0 является степенной функцией контактной нагрузки P [1], т.е.

$$\delta_0 = k P^{2/3}$$

где $k = 2 \frac{(1-\mu^2)}{E}$, E, μ – упругая постоянная, нормальный модуль упругости и коэффициент Пуассона соответственно

С возрастанием контактной нагрузки P впервые возникает пластическая деформация, которая затем постепенно распространяется как на глубину, так и к поверхности контртела. При некоторой величине нагрузки на поверхности контртела зависимость Герца нарушается. После снятия нагрузки происходит упругое восстановление материала контртела и общее сближение, умень-

шившись на величину δ_0 контртела, становится равной $\delta_{r\bar{e}}$ (рис. 2).

С появлением на поверхности контакта остаточной вмятины упругие деформации продолжают, как известно, подчиняться зависимостям теории упругости, однако, очевидно, что при этом обычные «упругие» формулы должны быть скорректированы в соответствии с новыми условиями контакта. Принципиальное отличие этих условий от условий чисто упругого контакта тел состоит в том, что при наличии остаточной вмятины сфера радиусом R находится в контакте не в точке, а с поверхностью остаточной вмятины, радиус кривизны которой равен R_1 (рис. 2).

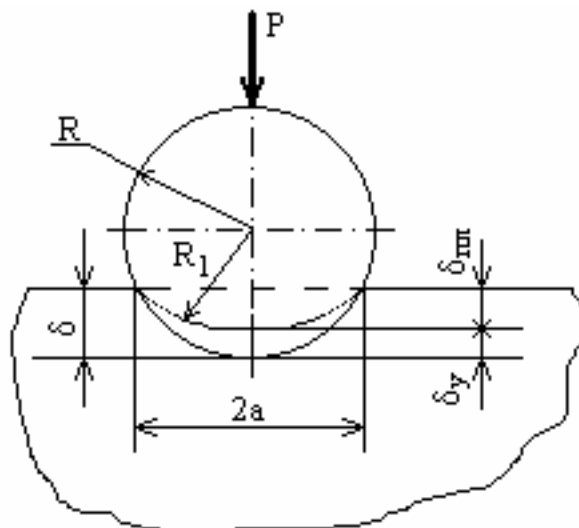


Рис. 2. Схема внедрения жесткого шара в плоскую границу упругопластического контртела

Для определения величины R_1 примем следующие допущения:

- 1) со снятием нагрузки сферический контур отпечатка не изменяется;
- 2) профиль вмятины под нагрузкой и после разгрузки в плоскостях ее главных кривизн очерчен окружностью радиусом R_1 ;
- 3) поверхность контртела вне контакта не деформируется.

С учетом вышесказанного поправка к формуле Герца, учитывающая влияние пластической деформации контртела в зоне контакта на величину упругого сближения, может быть рассчитана по формуле [2]:

$$\Omega = \left(1 + \frac{\delta_{nl}}{\delta_y} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (1)$$

где δ_y – упругая составляющая полного сближения; δ_{nl} – пластическая составляющая полного сближения.

Окончательно имеем

$$\delta_y = \frac{\delta_0}{\Omega},$$

или с учетом формулы (1)

$$\delta_y = k^{\frac{3}{2}} (R\pi RH)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

Сближение, соответствующее зарождению и наличию пластической деформации можно рассчитать по формуле [3]:

$$\delta_{nl} = \frac{R}{2\pi RH}, \quad (3)$$

Полное сближение в упругопластическом контакте сферы с контртелом состоит из двух слагаемых, остаточного сближения δ_{ie} , равного глубине остаточного отпечатка, и упругого сближения δ_0 , исчезающего со снятием нагрузки вследствие упругого восстановления контртела. Таким образом,

$$\delta = \delta_o + \delta_{ie}. \quad (4)$$

Подставляя в уравнение (4) значения упругого и остаточного сближений из формул (2) и (3), соответственно, получаем:

$$\delta = \alpha R + \beta (\gamma R)^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{1}{2\pi RH}; \quad \beta = k^{\frac{3}{2}}; \quad \gamma = \pi RH$$

Приведенные выше формулы позволяют рассчитать полное сближение в упруго-пластическом контакте при статическом нагружении. В ряде случаев контактирование твердых тел происходит при динамическом, в частности, ударном, нагружении. Динамичность нагружения характеризуется либо скоростью удара или скоростью деформации, либо скоростью напряжения, которая зависит от скорости приложения нагрузки. При упругопластическом контактировании материалов в условиях динамического нагружения появляется дополнительное сближение, что может привести к изменению механических свойств поверхности. Упругий контакт при первоначальном соударении твердых тел осуществляется редко, особенно для металлов. Анализ напряженного состояния материала при динамическом упругопластическом внедрении в него жестких инденторов представляет собой очень сложную задачу, и исследования в этом направлении еще продолжаются. Отсутствие общих методов построения тонких решений нелинейных задач динамики приводит к необходимости разработки эффективных приближенных численно-аналитических методов.

Во многих механических системах движение описывается нелинейными дифференциальными уравнениями. Рассматриваемая в работе модель контактного взаимодействия является нелинейной, поэтому дифференциальное уравнение движения в условиях свободных колебаний имеет вид:

$$m\ddot{x} + P(x) = 0;$$

где $x = \delta$, а $P(x)$ выражается из формулы (5). С учетом сказанного дифференциальное уравнение движения жесткой, гладкой сферы по упругопластическому полупространству при ударе будет иметь вид:

$$m\ddot{x} + a_1 \sqrt{x} + a_2 x = 0; \quad (6)$$

$$\text{где } a_1 = -\frac{\beta \gamma^{\frac{1}{2}}}{\alpha^{\frac{3}{2}}}; \quad a_2 = \frac{1}{\alpha}.$$

Считая, что в начальный момент соударения $\frac{dx}{dt} = v_0$, после первого интегрирования можно найти скорость сближения в виде

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{v_0^2 - \left(\frac{4a_1 x^{\frac{3}{2}}}{3m} + \frac{a_2 x^2}{m} \right)}; \quad (7)$$

Решая уравнение (7), можно рассчитать величину динамического сближения, максимальную силу удара и максимальное давление в центре контакта. Для вычисления продолжительности удара производится разделение переменных в уравнении (7), а затем интегрирование от начала удара до момента максимального сближения

$$t = \pm \int_0^{x_{\max}} \frac{dx}{\sqrt{v_0^2 - \left(\frac{4a_1 x^{\frac{3}{2}}}{3m} + \frac{a_2 x^2}{m} \right)}}. \quad (8)$$

Если принять значение начальной скорости равным нулю ($v_0 = 0$), то можно рассчитать статическое упругопластическое значение сближения. Решение имеет вид:

$$x = \left(\frac{2a_1}{3a_2} \left[\sin \left(\frac{t\sqrt{a_2}}{2\sqrt{m}} - \frac{\pi}{2} \right) + 1 \right] \right)^2. \quad (9)$$

Значения, рассчитанные по формуле (9), аналогичны значениям, рассчитанным по формуле (5).

Численное решение дифференциального уравнения (6) приводит его к виду эллиптического интеграла, решение которого весьма затруднительно и громоздко.

Поскольку данная механическая система является нелинейной и обладает диссипацией энергии, то решение также можно получить разложением уравнения (6) в степенные ряды Тейлора в окрестностях точек статического равновесия. Период движения состоит из четырех этапов (рис. 3).

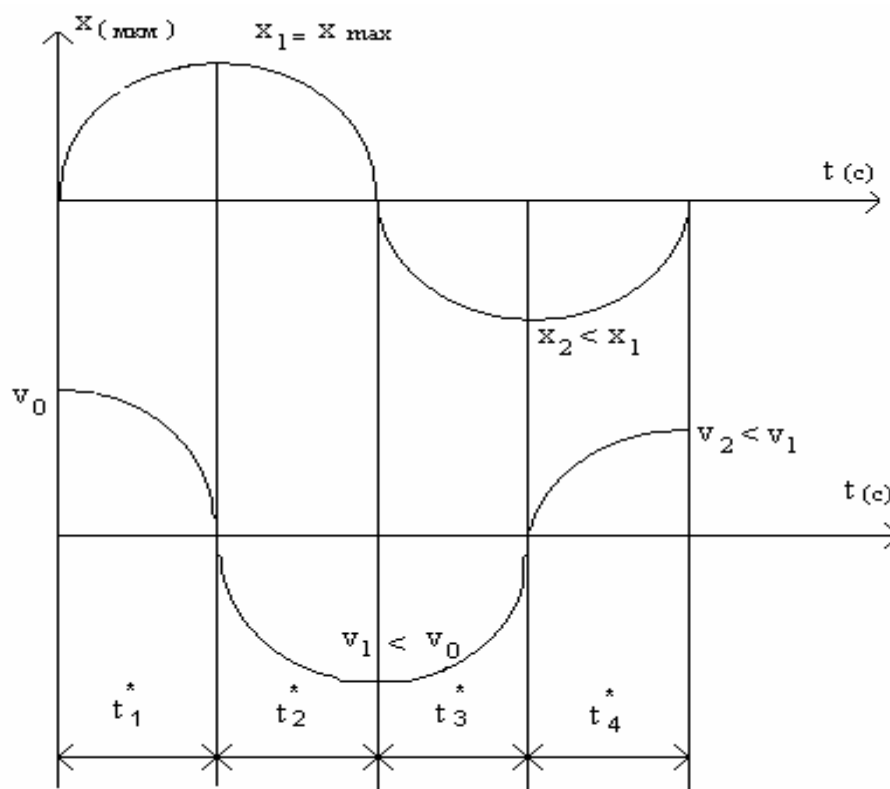


Рис. 3. Графики изменения сближения и скорости от времени процесса

Первый и четвертый – этапы нагрузки, второй и третий – этапы разгрузки. Для определения сближения на каждом этапе можно ограничиться суммой первых пяти значащих членов ряда, поскольку последующие, ввиду их малости, не вносят существенных изменений в конечный результат.

Решение уравнения(6) имеет вид

$$x = \begin{cases} C_0 + C_1 t_1 + C_2 t_1^2 + C_3 t_1^3 + C_4 t_1^4, & 0 \leq t_1 \leq t_1^*; \\ B_0 + B_1 t_2 + B_2 t_2^2 + B_3 t_2^3 + B_4 t_2^4, & 0 \leq t_2 \leq t_2^*; \\ C_0 + C_1 t_3 + C_2 t_3^2 + C_3 t_3^3 + C_4 t_3^4, & 0 \leq t_3 \leq t_3^*; \\ B_0 + B_1 t_4 + B_2 t_4^2 + B_3 t_4^3 + B_4 t_4^4, & 0 \leq t_4 \leq t_4^*, \end{cases} \quad (10)$$

где $t_1^* \dots t_4^*$ – длительность движения на каждом этапе, а C_i, B_i – коэффициенты, определяемые по рекуррентным формулам. Начальные условия на первом этапе $x_0|_{t=0} = C_0 = \delta; v_0|_{t=0} = v$ – начальная скорость в нормальном направлении.

Для определения скорости на каждом этапе необходимо взять первую производную от выражения смещения (10). Наибольшего значения величина сближения достигается в тот момент, когда $\frac{dx}{dt} = 0$.

В заключение следует отметить, что данный численно-аналитический метод дает возможность рассчитать параметры контактной жесткости и прочности как в условиях статического, так и условиях динамического нагружения. Использование этого алгоритма расчета позволит дать оценку влияния упругопластических деформаций на контактную прочность для случая удара жесткого гладкого шара о гладкое упругопластическое полупространство. Однако, предлагаемый численно-аналитический метод расчета может быть использован и для расчета упругопластического контактного взаимодействия шероховатых тел. Для этого в формуле (5) необходимо учесть параметры микрогеометрии контактирующих тел.

Список литературы

1. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. – М.: Наука, 1975. – 567 с.
2. Дрозд М.С., Матлин М.М., Сидяхин Ю.И. Инженерные расчеты упругопластической контактной деформации. – М.: Машиностроение, 1986. – 220 с.
3. Котенева Н.В. Упругопластический контакт гладкой сферы с плоской поверхностью при динамическом нагружении // Изв. ТПУ. -2005. -Т.308. - № 2. -С.114-116.

УДК 548.33; 538.913

УПРАВЛЯЮЩИЙ ВОЛНОВОЙ ПРОЦЕСС И МАТЕРИАЛЬНЫЕ ОРИЕНТАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Кащенко М. П., Чащина В. Г.

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург,
mpk46@mail.ru

Мартенситные превращения (МП) в кристаллических твердых телах представляют собой варианты реализации полиморфизма, особенностью которых является кооперативный характер смещений атомов. В большинстве случаев МП протекают как фазовые переходы первого рода, что предполагает гетерогенный характер зарождения. Для определенности рассматриваются реконструктивные МП, при которых симметрии исходной и конечной фаз не связаны отношением соподчинения. С позиций динамики кристаллической решетки при описании таких МП концепция «мягкой моды» непосредственно не применима. Рост кристаллов осуществляется за счет распространения управляющего процесса, несущего пороговую деформацию. Морфологические признаки, характерные для отдельных мартенситных кристаллов, позволяют в большинстве случаев реконструировать основные черты кристалло-динамики мартенситной реакции и идентифицировать центры зарождения.

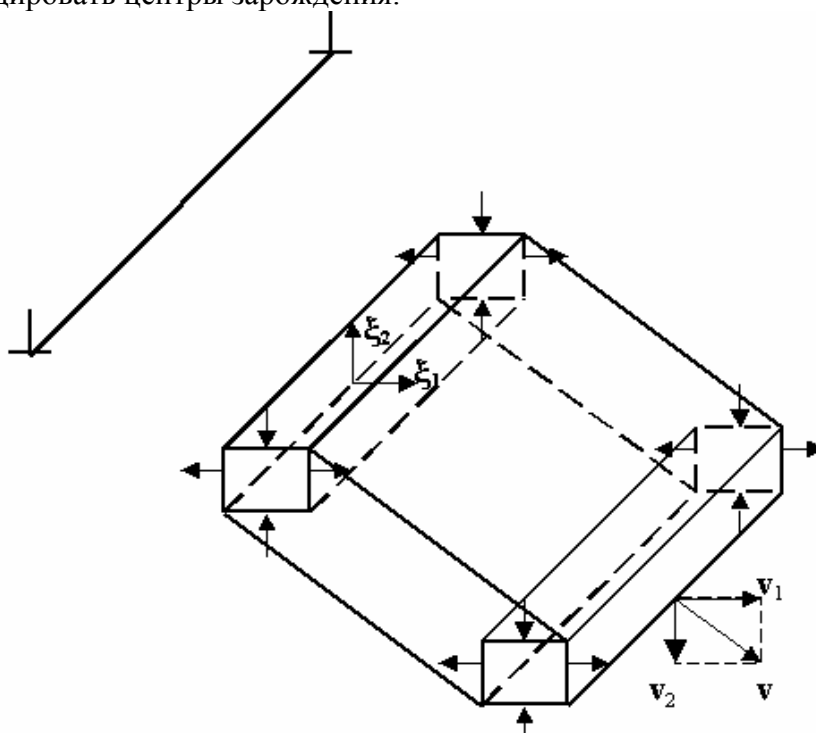


Рис. 1. Волновая модель управления ростом мартенситного кристалла

Для самоорганизующейся (при достижении температуры начала МП) мартенситной реакции достаточно универсальной является модель управляющего волнового процесса (УВП), в которой однородная (на мезомасштабе порядка толщины кристалла) пороговая деформация близка к плоской (типа растяжения сжатия в ортогональных направле-

ниях). Именно УВП задает пластинчатую форму кристаллов и ориентацию их габитусной плоскости, наследуя и перенося информацию об ориентации главных осей тензора деформации упругого поля дефекта в области зарождения. Этот процесс (см. рис.1.) применительно к ГЦК-ОЦК превращению подробно анализируется в [1], [2].

Роль объемного элемента, в котором осуществляется переход коллектива атомов через энергетический барьер (с выделением энергии и возбуждением колебаний), играет трехмерная ячейка в форме вытянутого прямоугольного параллелепипеда. Его грани попарно колеблются в противофазе, стимулируя пороговую деформацию типа растяжение – сжатие во взаимно ортогональных направлениях, совпадающих с направлениями распространения волновых пучков, излучаемых колеблющимся параллелепипедом. Решетка последовательно теряет устойчивость, образуя пластинообразную область там, где налагаются волновые пучки с благоприятным для реализации пороговой деформации полем смещений атомов. Формирование пластинчатого прообраза мартенситного кристалла естественно интерпретировать как перемещение параллелепипеда со скоростью V , являющейся векторной суммой скоростей V_1 и V_2 волновых пучков. Начальное возбужденное состояние в форме колеблющегося параллелепипеда, представляющее собой критическую флуктуацию поля смещений атомов, возникает в упругих полях, создаваемых дефектами. Расчеты упругих полей позволяют идентифицировать дефекты как вполне определенные дислокации (на рис. 1 отрезок, ограниченный символами \perp , соответствует линии дислокации). Ребра параллелепипеда совпадают с выделенными (главными) направлениями ξ_i упругого поля дефекта в области, наиболее благоприятной для зарождения и последующего быстрого роста. Таким образом, направления распространения волновых пучков, а значит, и направление роста кристалла генетически связаны с особенностями упругого поля дефекта в области зарождения. Принципиально важно при этом выполнение кинематического и динамического согласования, позволяющего выразить отношение пороговых деформаций через отношение скоростей упругих волн:

$$\alpha = |V_2 / V_1| = k = \frac{1 - |\varepsilon_2|}{1 + \varepsilon_1} \left(\frac{\varepsilon_1 (2 + \varepsilon_1)}{|\varepsilon_2| (2 - |\varepsilon_2|)} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1)$$

Учитывая, что при пороговой деформации $\varepsilon_1, |\varepsilon_2| \ll 1$, в (1) можно полагать $k \approx \sqrt{|\varepsilon_1 \varepsilon_2|}^{-1}$. Подчеркнем, например, что из (1) следует: при положительном объемном эффекте, когда $\varepsilon_1 > |\varepsilon_2|$, деформацию растяжения несет волна, имеющая меньшую скорость.

Материал может обладать подсистемой, позволяющей реализовать механизм трансформации выделяющейся в ходе превращения энергии для поддержания УВП, тогда рост кристалла мартенсита имеет непрерывный характер. Если же такая подсистема отсутствует или не эффективна для поддержания УВП, то формируются мартенситные кристаллы реечного типа. Один из размеров таких кристаллов лимитируется расстоянием, на которое распространяется управляющий процесс за время превышения начальными амплитудами колебаний (в области зарождения) пороговых значений. В результате процесс формирования мартенсита даже в изотермических условиях будет представлять собой последовательность актов быстрого (атермического) скачкообразного роста, разделенных промежутками времени, длительность которых по порядку величины превышает интервалы времени образования отдельных кристаллов – «реек».

Характерные для наномасштаба черты кристаллодинамики, обусловленные коротковолновыми смещениями, отвечают как за формирование тонкой внутренней двойниковой структуры кристаллов (см. [3], [4]), так и за спектр перетасовочных сме-

щений, меняющих последовательность чередования наиболее плотноупакованных кристаллических плоскостей, а значит, и симметрию кристаллической решетки. Согласованное с УВП действие перетасовочных смещений заключается в том, что при наличии фазы растяжения на мезомасштабе в направлении, ортогональном к направлению перетасовочного (существенно неоднородного) сдвига, понижается сопротивление к сдвигу за счет увеличения расстояния между плотноупакованными плоскостями, смена последовательности чередования которых задает новую симметрию решетки. Важно, что при этом самопроизвольное смягчение поперечных мод не является обязательным, оно «индуцируется» конечными продольными смещениями. Следует отметить, что механизм стимуляции коротковолновых перетасовок деформацией растяжения может реализоваться не только за счет воздействия УВП указанного выше типа.

В случае ОЦК-ГПУ мартенситного превращения предпочтение естественно отдать УВП, стимулирующему наиболее быструю трансформацию плоскостей $\{110\}_c$ кубической решетки в плотноупакованные плоскости $\{0001\}_h$ гексагональной решетки [5]. Это достигается, если волновой процесс несет деформацию сжатия вдоль направления $\langle 001 \rangle_c$ и растяжения вдоль $\langle 110 \rangle_c$. Уместно подчеркнуть, что развивающаяся (после потери устойчивости исходной ОЦК решетки) однородная (на мезомасштабе порядка толщины кристалла) деформация, меняет атомный потенциальный рельеф, индуцируя статическую неустойчивость к сдвигу каждой второй перестраиваемой плоскости $(110)_c$ в направлении, коллинеарном $[1\bar{1}0]_c$ исходной ОЦК решетки. Этот релаксационный сдвиг (для краткости, его часто также называют "перетасовочным") и завершает формирование ГПУ решетки.

Для динамического анализа самоорганизующейся мартенситной реакции, ключевой, на наш взгляд, является еще одна идея. А именно: высокая скорость превращения и его динамический характер позволяют ожидать, что потерявшая устойчивость пластинчатая область решетки, стремясь в стесненных условиях к новой симметрии расположения атомов, сохраняет неизменным отношение главных деформаций, заданное УВП. Тогда при пороговых деформациях порядка предела упругости, как следует из (1), это отношение равно α^2 . В результате, все стандартные морфологические признаки (габитусная плоскость, макросдвиг, межфазные ориентационные соотношения), а также относительное изменение объема (и даже параметр решетки мартенсита) нетрудно выразить, рассчитав предварительно направления ξ_i , через один и тот же параметр α . Детальный анализ ОЦК-ГПУ превращения на примере титана этот вывод подтверждает.

Проиллюстрируем сказанное на примере ориентационных соотношений (ОС) для ОЦК-ГПУ перестройки, полагая, что УВП несет деформацию сжатия вдоль направления $\langle 001 \rangle_c$ и растяжения вдоль $\langle 110 \rangle_c$. Кроме выполнения (1) существенно также условие трансформации плоскости, с распределением атомов той же симметрии, что и в $(110)_c$, в плоскость с симметрией расположения атомов, характерной для плотнейшей упаковки:

$$(1 - |\varepsilon_2|) \sqrt{3} = (1 + \varepsilon_1) \sqrt{2}. \quad (2)$$

Количественные оценки проводились с использованием значений (в ГПа) упругих модулей для ОЦК – титана: $C_{11}=134$, $C_{12}=110$, $C_{44}=36$. При ориентации волновых нормалей вдоль осей симметрии, то есть при $\mathbf{n}_1 \parallel [110]_c$ и $\mathbf{n}_2 \parallel [001]_c$, для отношения пороговых деформаций $(\varepsilon_1 / |\varepsilon_2|)_{th}$ из (1) имеем:

$$(\varepsilon_1 / |\varepsilon_2|)_{th} \approx \alpha^2 = (2C_{11}) / (C_{11} + C_{12} + 2C_{44}), \quad (3)$$

откуда для титана получаем $(\varepsilon_1 / |\varepsilon_2|)_{th} \approx 0,8481$.

Обычно ОС задают, указывая параллельные плоскости исходной и конечной фаз (как правило, с наибольшей плотностью упаковки атомов) и, дополнительно, направления в этих плоскостях, составляющие между собой наименьший угол (как правило, направления атомных рядов с плотнейшей упаковкой). В рассматриваемом случае естественно считать, что в ОС входит плоскость, испытавшая наиболее быструю перестройку:

$$\{110\}_c \parallel \{0001\}_h. \quad (4)$$

Остается найти соответствие между кристаллографическими направлениями, лежащими в плоскостях. Для этого достаточно рассчитать угол поворота репера из ортогональных осей $\langle \bar{2}110 \rangle_h$, $\langle 01\bar{1}0 \rangle_h$, лежащих в $\{0001\}_h$, относительно положения репера ортогональных осей $\langle 001 \rangle_c$, $\langle 110 \rangle_c$, лежащих в $\{110\}_c$. Если бы рассматриваемая плоская деформация протекала в нестесненных условиях, то угол поворота равнялся бы нулю. Однако превращающийся материал фактически оказывается в плоском “канале” из аустенита, не потерявшего устойчивость, то есть, вынужден завершать формирование новой симметрии решетки в стесненных условиях без нарушения макроскопической сплошности, что с неизбежностью приводит к развороту решетки. Значит, в условиях быстрого роста трансформация репера $\langle 001 \rangle_c$, $\langle 110 \rangle_c$ в конечный репер ГПУ решетки носит непрерывный характер, обусловленный особенностью развития деформации теряющей устойчивость решетки ОЦК фазы в пространственной пластинообразной области, формируемой УВП, и угол разориентации решеток не равен нулю.

На рис. 2 затемненная область соответствует устойчивому состоянию аустенита. Плоскость рисунка совпадает с плоскостью $(1\bar{1}0)_c$. Оси главных деформаций соответствуют вертикальному и горизонтальному направлениям. Прямоугольник со стрелками соответствует мгновенному (в некоторый момент t_0) положению сечения прямоугольного параллелепипеда, образующего при распространении пластинообразную область (светлая область на рис. 2), играющую роль плоского “канала” в аустените в пороговом режиме (при уровнях деформаций $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$).

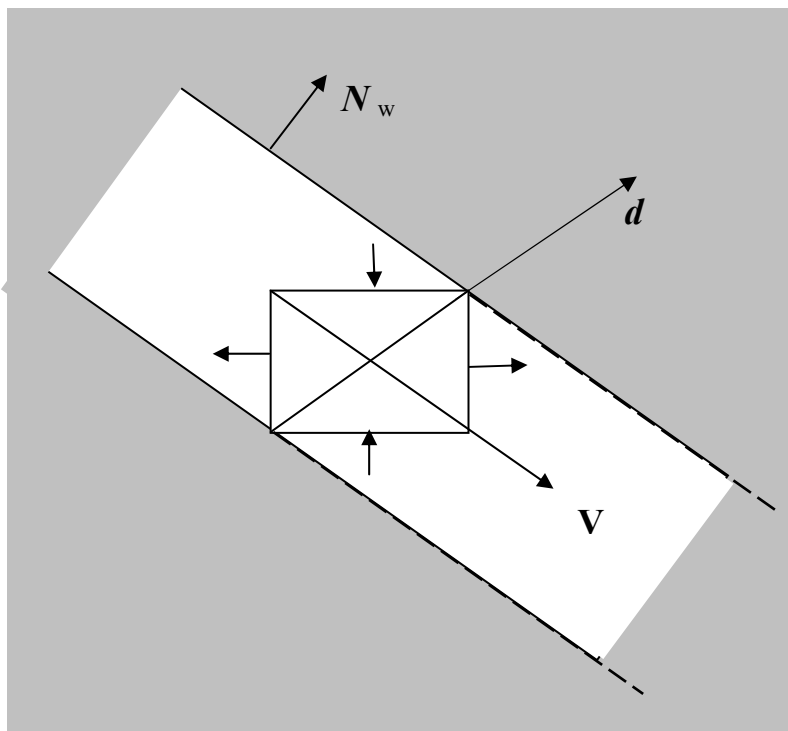


Рис. 2. Формирование канала мартенситной реакции пороговыми деформациями.

Из рис. 2 очевидно, что сечение “канала” последовательно “заметается” диагональю (коллинеарной вектору d) прямоугольника, касающейся обеих стенок «канала». Сам факт касания указывает, что деформация на стенке является пороговой и, в силу малости, не может быть графически отражена при выбранном на рисунке масштабе. Нормаль к габитусной плоскости N задается УВП (см. [1]):

$$N \parallel N_w \parallel \mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1 \text{ а.} \quad (5)$$

На рис. 3 приведен увеличенный фрагмент рис. 2, с областью материала, содержащей диагональ в момент t_0 (штриховая линия) и в момент $t_0 + \Delta t$ (сплошная линия, коллинеарная вектору d'), соответствующий завершению процесса сжатия – расширения превращающегося материала. Перемещения $\Delta S_{1,2}$ в ходе деформации граничных точек диагонали представлены как результирующие конечных смещений вдоль главных осей деформации. Очевидно, что новое положение диагонали с измененной длиной соответствует повороту в стесненных условиях на угол φ вокруг оси $[1 \bar{1} 0]_c$. Пунктирные линии, параллельные исходным границам “канала”, показывают конечные положения границ (при условии $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$).

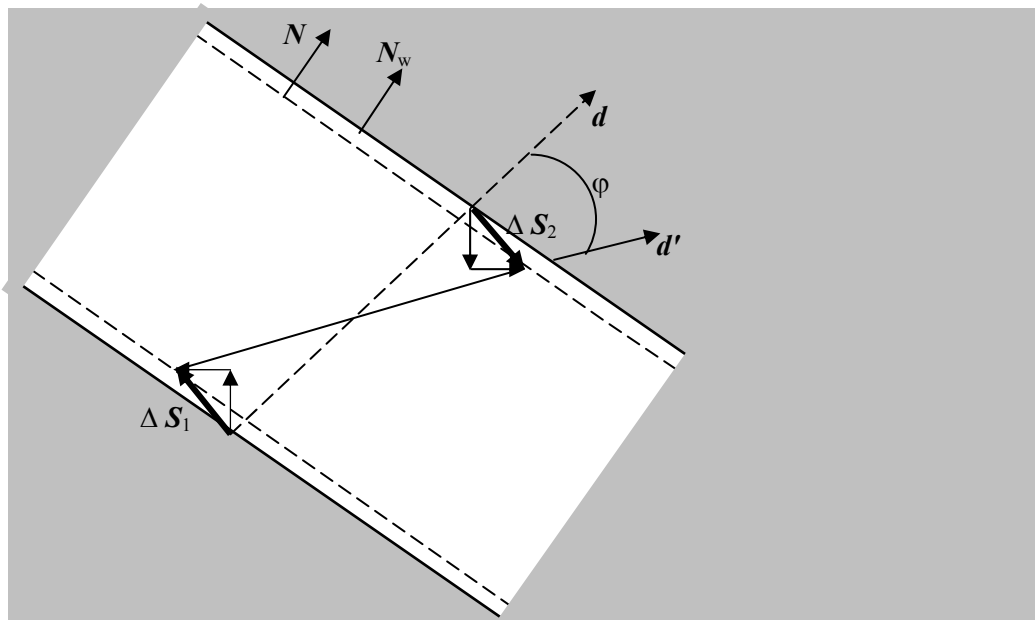


Рис. 3. Угол поворота превращающейся решетки при конечных деформациях

Для нахождения значения угла поворота вычисляется

$$\cos \varphi = \frac{(d, d')}{d d'}, \quad (6)$$

где $(,)$ – символ скалярного произведения векторов, при учете соотношений:

$$d \parallel \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 = \mathbf{n}_1 v_1 - \mathbf{n}_2 v_2, \quad (7)$$

$$d' \parallel \mathbf{v}_1(1 + \varepsilon_1) - \mathbf{v}_2(1 - |\varepsilon_2|) = \mathbf{n}_1 v_1(1 + \varepsilon_1) - \mathbf{n}_2 v_2(1 - |\varepsilon_2|). \quad (8)$$

Подставляя (8) и (7) в (6) и учитывая (2), для идеальной ОЦК – ГПУ мартенситной перестройки окончательно получаем:

$$\cos \varphi(\alpha) = \frac{\sqrt{\frac{3}{2} + \alpha^2}}{\sqrt{(\frac{3}{2} + \alpha^2)(\alpha^2 + 1)}}. \quad (9)$$

Таким образом, из динамической модели роста мартенситного кристалла, управляемого волновым процессом, вытекает ориентационное соотношение, в котором впервые, насколько известно авторам, получена аналитическая зависимость ОС от упругих свойств материала, отражаемая параметром α (1):

$$\{110\}_c \parallel \{0001\}_h, \quad \langle 001 \rangle_c \wedge \langle \bar{2} 110 \rangle_h = \langle 110 \rangle_c \wedge \langle 0 1 \bar{1} 0 \rangle_h = \varphi(\alpha) = \arccos \frac{\sqrt{\frac{3}{2} + \alpha^2}}{\sqrt{(\frac{3}{2} + \alpha^2)(\alpha^2 + 1)}}. \quad (10)$$

Связь угла φ , задающего разворот ортогональных реперов, с углом между ближайшими (и одновременно наиболее плотными) направлениями рядов атомов в плоскостях (4) при выполнении идеального соотношения (10) имеет вид:

$$\{110\}_c \parallel \{0001\}_h, \quad [11 \bar{1}]_c \wedge [11 \bar{2} 0]_h = \varphi(\alpha) - \varphi_0, \quad \varphi_0 = \arccos \frac{1 + \sqrt{6}}{2\sqrt{3}} \approx 5.26439^\circ. \quad (11)$$

При $\varphi(\alpha) - \varphi_0 = 0$ соотношения (11) называют ОС Бюргера, которое, согласно (10) и (11), выполняется лишь при $\alpha^{-2} = 2$. Используя данные для титана, находим: $\varphi(\alpha) - \varphi_0 \approx 0.43827^\circ$. Учитывая, что в ОС (10) и (11) явно входят упругие свойства материала, на наш взгляд, эти ОС уместно назвать как “материальные ориентационные соотношения”.

Проведенное рассмотрение показывает, что впервые на основе динамического подхода в теории мартенситных превращений установлен алгоритм описания ОС (аналогичные заключения можно сделать для всех морфологических характеристик) в виде аналитических зависимостей от упругих свойств исходной фазы. Реально продемонстрировано, как управляющий волновой процесс, задавая наибо́льшие пути мартенситной перестройки, предопределяет конечные характеристики, охватывая по глубине управления несколько порядков по деформации.

Список литературы

1. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа. - Екатеринбург.: УИФ “Наука”, 1993.- 224 с.
2. Kashchenko M.P. The wave model of martensite growth for the FCC-BCC transformation of iron-based alloys. arXiv: cond-mat/0601569 v3 4 Feb 2006.
3. Чашина В.Г. Динамические модели формирования двойников превращения и полос неоктаэдрического сдвига // дисс. на соискание уч. ст. к. ф.-м. н., Екатеринбург 2000г. – 139 с.
4. Кащенко М. П., Чашина В.Г., Вихарев С.В., Иванов С.В. // XVII Петербургские чтения по проблемам прочности. Санкт-Петербург, 10-12 апреля 2007г.: сборник материалов. Ч. II. – СПб., 2007. С. 278-280.
5. Кащенко М. П., Чашина В.Г. // XVII Петербургские чтения по проблемам прочности. Санкт-Петербург, 10-12 апреля 2007г.: сборник материалов. Ч. II. – СПб., 2007. С. 281.

УДК 534.52

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ, ЗАДАЮЩИХ УПРАВЛЯЮЩИЙ ВОЛНОВОЙ ПРОЦЕСС ПРИ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Кашенко М. П., Чашина В. Г., Вихарев С. В.

Уральский государственный лесотехнический университет, Екатеринбург,
mpk46@mail.ru

Центральную роль в волновой модели роста мартенсита при реконструктивных мартенситных превращениях играет модель управляющего волнового процесса (УВП), несущего близкую к плоской пороговую деформацию типа «растяжение-сжатие» [1]. Фактически речь идет о распространении возбужденного состояния, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда, вытянутого в $\vec{\xi}_3$ направлении, противолежащие пары граней которого в $\vec{\xi}_1$ и $\vec{\xi}_2$ направлениях ($\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\xi}_3$ попарно ортогональны) колеблются в противофазе. Для определенности считается, что в $\vec{\xi}_1$ направлении реализуется деформация растяжения $\varepsilon_1 > 0$, а в $\vec{\xi}_2$ направлении – деформация сжатия $\varepsilon_2 < 0$. Распространение подобного возбужденного состояния «замедляет» пластинообразную область, являющуюся прообразом мартенситного кристалла. Поскольку величины пороговых деформаций ε_{n1} и $|\varepsilon_{n2}|$ порядка предела упругости, скорость \vec{c} распространения УВП можно рассматривать как сумму векторов скоростей \vec{c}_1 и \vec{c}_2 упругих волн, бегущих в $\vec{\xi}_1$ и $\vec{\xi}_2$ направлениях. Реконструктивные мартенситные превращения протекают как превращения первого рода, имея гетерогенный характер зарождения.

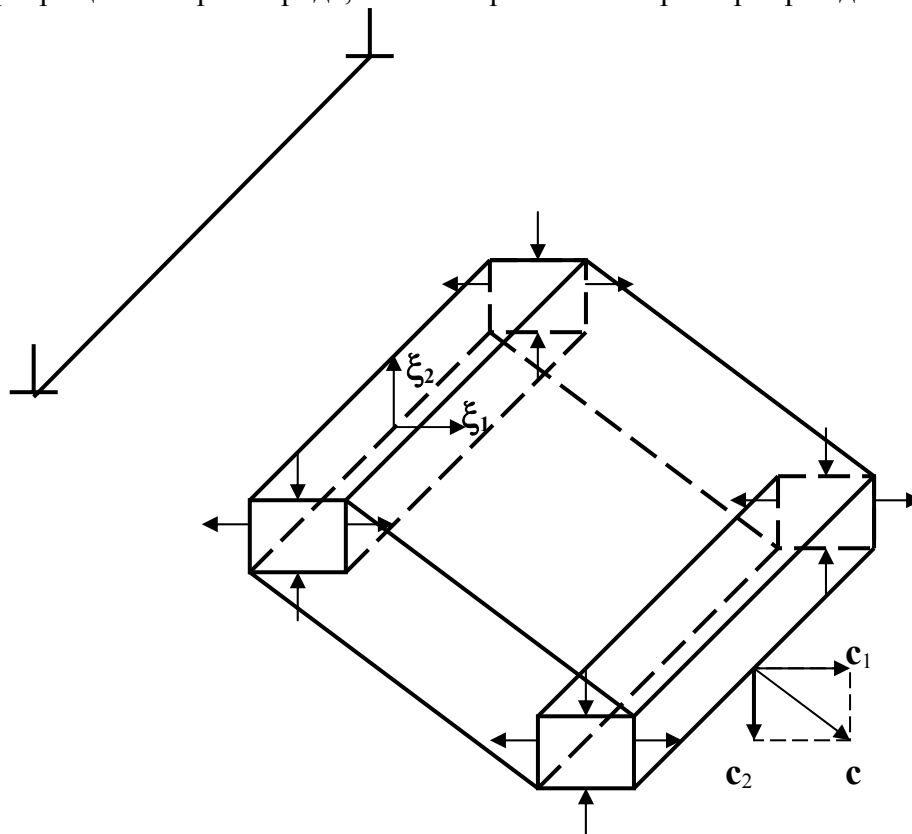


Рис. 1. Волновая схема управления ростом мартенситного кристалла

В связи с этим, направления $\vec{\xi}_1$ совпадают с ориентацией главных осей тензора деформации упругого поля дефекта в области, благоприятной для зарождения. Сказанное отражает рис. 1. Дислокационная линия символизирует дефект, создающий упругое поле.

Несмотря на геометрическую простоту и наглядность этой физической картины, полезно сформулировать адекватную ей математическую модель, что и является основной целью настоящей работы.

Будем считать, в соответствии с анализом, выполненным в [1], что в области решетки, теряющей устойчивость под действием УВП, неравновесная электронная подсистема обеспечивает сохранения высокого уровня амплитуд колебаний и соответствующих деформаций. Тогда, оставляя «за кадром» микроскопический механизм генерации (усиления) волн, можно полагать, что в области наложения деформаций растяжения и сжатия происходит компенсация затухания управляющих волн. Возьмем за основу пару простейших волновых уравнений, бегущих в ортогональных $\vec{\xi}_1$ и $\vec{\xi}_2$ направлениях, которые без ограничения общности можно принять в качестве x и y направлений:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_1}{\partial t} + c_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + b_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2) u_1 = 0 \\ \frac{\partial u_2}{\partial t} + c_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} + b_2(\varepsilon_1, \varepsilon_2) u_2 = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

где $u_{1,2}$ – смещения от положений равновесия, $c_{1,2}$ – модули скоростей продольных (квазипродольных) упругих волн, а $b_{1,2}$ – коэффициенты, учитывающие «эффективные» затухания ($b_{1,2}$ в общем случае могут менять знак, в частности, обращаться в нуль) волн соответственно в x и y направлениях.

Следует иметь в виду, что параметры $b_{1,2}$ в отсутствие механизма усиления положительны и удовлетворяют требованию $b_{1,2} \leq 0$ при выполнении условий генерации волн в области наложения управляющих волн с деформациями $\varepsilon_1 > 0$ и $\varepsilon_2 < 0$. Очевидно, что простейший случай компенсации усиления и потерь соответствует $b_{1,2} = 0$. В реальности компенсация затухания будет лишь в области выделения энергии, поэтому взаимодействие волн отражается в системе (1) через зависимости коэффициентов $b_{1,2}$ от деформаций $\varepsilon_{1,2}$. В простейшем случае эти зависимости удобно представить в виде:

$$b_i(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = \chi_i [1 - \Theta(\varepsilon_1 - \varepsilon_{n1}) \Theta(\varepsilon_2 - \varepsilon_{n2})], \quad (2)$$

где $i = 1, 2$ и деформации $\varepsilon_1 = \frac{\partial u_1}{\partial x}$, $\varepsilon_2 = \frac{\partial u_2}{\partial y}$,

В (2) параметры $\chi_i > 0$ задают затухания волн в отсутствии механизмов усиления, а $\Theta(\varepsilon)$ – ступенчатая функция Хевисайда: $\Theta(\varepsilon) = \begin{cases} 0, & \text{при } \varepsilon < 0 \\ 1, & \text{при } \varepsilon > 0 \end{cases}$. Пренебрегая зависимостью b_i от пространственных координат, берем производные по x и по y и представляем систему (1) в виде:

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_1 + c_1 \varepsilon'_1 + b_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \varepsilon_1 = 0 \\ \dot{\varepsilon}_2 + c_2 \varepsilon'_2 + b_2(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \varepsilon_2 = 0 \end{cases}, \quad (3)$$

где $\dot{\varepsilon}_{1,2} \equiv \frac{\partial \varepsilon_{1,2}}{\partial t}$, $\varepsilon'_1 = \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x}$, $\varepsilon'_2 = \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial y}$.

Поскольку при рассмотрении пороговых деформаций приемлемым считается упругое описание среды, для оценок поперечных размеров $d_{1,2}$ области возбужденного состояния (в форме параллелепипеда), уместно использовать гармоническое описание для смещений и деформаций:

$$u_1(x, t) = (u_1)_{\max} \cos(\omega_1 t - k_1 x), \quad \varepsilon_1 = (u_1)_{\max} k_1 \sin(\omega_1 t - k_1 x), \quad (4)$$

$$u_2(x, t) = (u_2)_{\max} \cos(\omega_2 t - k_2 x), \quad \varepsilon_2 = (u_2)_{\max} k_2 \sin(\omega_2 t - k_2 x), \quad (5)$$

где $(u_{1,2})_{\max}$ – амплитуды, а $\omega_{1,2}$ частоты колебаний, связанные с волновыми числами $k_{1,2}$ стандартным соотношением $\omega_{1,2} = c_{1,2} k_{1,2}$.

Чтобы оценить значения $d_{1,2}$, естественно начать с рассмотрения области возбужденного состояния с поперечными размерами равными $\frac{1}{2} \lambda_{1,2}$, где $\lambda_{1,2}$ – длины соответствующих волн, т.е. фактически выделяя прямоугольную ячейку. Из (4),(5) очевидно, что в начальный момент времени ($t = 0$) деформации достигают максимальных значений $(\varepsilon_{1,2})_{\max} = (u_{1,2})_{\max} k_{1,2}$ в центре ячейки, выбранном за начало отсчета x и y координат. Отметим, что $\varepsilon_1 = 0$ при $x = \pm \frac{\lambda_1}{2}$ и $\varepsilon_2 = 0$ при $y = \pm \frac{\lambda_2}{2}$. Следовательно, величины $d_{1,2}$ удовлетворяют неравенству $d_{1,2} < \frac{\lambda_{1,2}}{2}$.

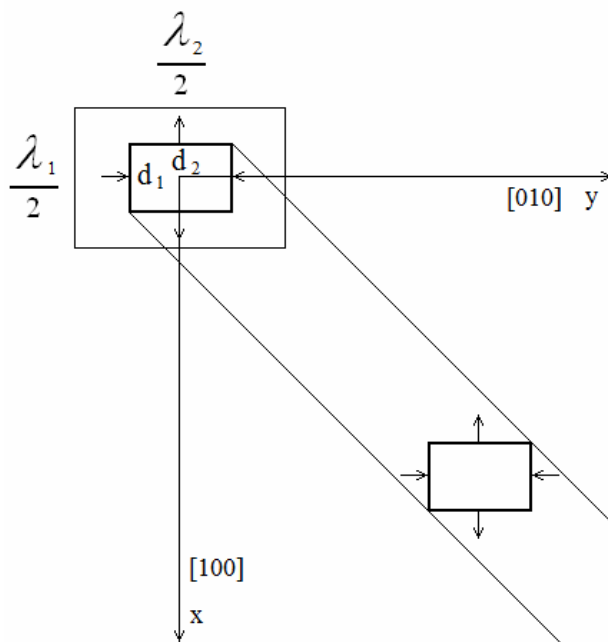


Рис. 2. Формирование пластинообразной области, теряющей устойчивость при распространении пороговой деформации.

Представляется разумным выбор значений $d_{1,2}$ близкими к $\lambda_{1,2}/4$, при этом, как легко убедиться, на границах такой эффективной ячейки, отстоящих от центра на $\lambda_{1,2}/8$, уровень деформации снизится по сравнению с центральной точкой приблизительно на 11%. При описании деформаций начального возбужденного состояния в области зарождения естественно считать, что пороговая деформация реализуется уже на

границах эффективной ячейки, внутри которой выполняются неравенства: $\varepsilon_1 > \varepsilon_{1п}$, $|\varepsilon_2| > |\varepsilon_{2п}|$. Таким образом, начальные условия для деформации принимают вид:

$$\begin{cases} (\varepsilon_1)_{\max} \cos(k_1 x) \geq \varepsilon_{1п} & \text{при } -\frac{\lambda_1}{4} \leq x \leq \frac{\lambda_1}{4} \\ |(\varepsilon_2)_{\max}| \cos(k_2 y) \geq \varepsilon_{2п} & \text{при } -\frac{\lambda_2}{4} \leq y \leq \frac{\lambda_2}{4} \end{cases} \quad (6)$$

Легко убедиться, что в области наложения деформаций сжатия и растяжения, для которой следует считать $b_{1,2}$ равными нулю, из (3) с учетом начальных условий (6) следует:

$$\begin{cases} \varepsilon_1(\zeta_1, \zeta_2) = (\varepsilon_1)_{\max} \cos(k_1 \zeta_1) \varphi(\zeta_1, \zeta_2) \\ \varepsilon_2(\zeta_1, \zeta_2) = (\varepsilon_2)_{\max} \cos(k_2 \zeta_2) \varphi(\zeta_1, \zeta_2) \end{cases} \quad (7)$$

где $2\zeta_1 = x - c_1 t$, $\zeta_2 = y - c_1 t$, а функция

$$\varphi(\zeta_1, \zeta_2) = \left[\Theta\left(\zeta_1 - \frac{d_1}{2}\right) - \Theta\left(\zeta_1 + \frac{d_1}{2}\right) \right] \left[\Theta\left(\zeta_2 - \frac{d_2}{2}\right) - \Theta\left(\zeta_2 + \frac{d_2}{2}\right) \right] \quad (8)$$

описывает движение возбужденной области со скоростью $\vec{c} = \vec{c}_1 + \vec{c}_2$, в соответствии с картиной, представленной на рис. 1 и рис. 2.

Сделаем несколько замечаний.

1. Максимального упрощения можно достичь, заменив в (7) множители $(\varepsilon_{1,2})_{\max} \cos(k_{1,2} \zeta_{1,2})$ на константы ε_{10} и ε_{20} такие, что $\varepsilon_{10} > \varepsilon_{1п}$, $\varepsilon_{20} > |\varepsilon_{2п}|$. Такая замена соответствует введению однородных деформаций в ортогональных x и y направлениях в объеме движущегося возбужденного состояния в форме прямоугольного параллелепипеда. В частности, для x направления на рис. 3 этой замене соответствует переход от четвертьволнового косинусоидального деформационного профиля на рис. 3 а) к прямоугольному профилю на рис. 3 б).

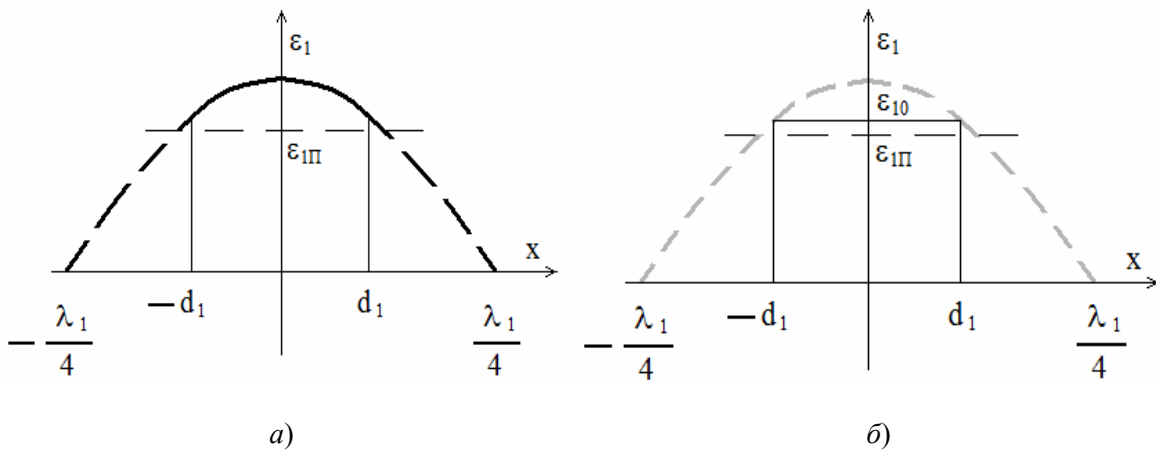


Рис. 3. Одномерный деформационный профиль начального возбужденного состояния: а) четвертьволновой косинусоидальный импульс; б) прямоугольный импульс.

2. Выражение для эффективного затухания (2) легко обобщить:

$$b_i(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = -\chi_i \left[1 - \frac{\sigma_0}{\sigma_n} \Theta(\varepsilon_1 - \varepsilon_{n1}) \Theta(\varepsilon_2 - \varepsilon_{n2}) \right],$$

где σ_0 и σ_n – значения начальной и пороговой инверсных населенностей (см. [1]). Ясно, что при $\sigma_0 < \sigma_n$ в области наложения волновых пучков происходит лишь частичная компенсация потерь так, что $-\chi_i < b_i = -\chi_i \left(1 - \frac{\sigma_0}{\sigma_n} \right) < 0$. При $\sigma_0 > \sigma_n$ реализуется про-

цесс генерации волн, и $b_i = -\chi_i \left(1 - \frac{\sigma_0}{\sigma_n} \right) > 0$, так что в этом режиме УВП характеризуется деформациями, несколько превышающими начальные значения. Строго говоря, в этом случае, для полноты описания в системе (1) необходимо добавить и нелинейную по $u_{1,2}$ составляющую, отражающую вклад отрицательных обратных связей, стабилизирующих уровень амплитуд. Рассмотренный выше случай, очевидно, соответствует равенству σ_0 и σ_n .

3. Распространение УВП должно сопровождаться излучением затухающих волновых пучков в x и y направлениях, поскольку, согласно (2), вне области наложения волновых пучков, несущих деформацию сжатия-растяжения, параметры $b_{1,2} = -\chi_{1,2} < 0$.

4. Следует отметить, что формирование двойникованных мартенситных кристаллов можно рассматривать как согласованное распространение пар длинноволновых и коротковолновых смещений [2], каждая из которых может быть описана уравнениями рассмотренного типа.

5. При записи системы (1) использованы волновые уравнения первого порядка, описывающие распространение УВП в направлении, принадлежащем одному квадранту ($x > 0, y > 0$). Очевидно, что использование классического волнового уравнения второго порядка приведет к появлению возможности распространению УВП из начального возбужденного состояния во всех квадрантах. Вырождение фактически будет сниматься упругими полями дефектов в области зарождения.

6. Дальнейшее развитие математического описания, направленное на повышение реалистичности моделирования физических процессов, на наш взгляд, может быть достигнуто путем учета «размытия» области наложения четвертьволновых пучков, описываемой комбинацией (8) функций Хевисайда, с помощью вейвлет-аппарата (см. например, [3]).

Список литературы

1. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа. - Екатеринбург.: УИФ «Наука», 1993. - 224 с.
2. Кащенко М.П., Чашина В.Г., Вихарев С.В., Иванов С.В. // XVII Петербургские чтения по проблемам прочности. Санкт-Петербург, 10 – 12 апреля 2007 г.: сборник материалов. – Ч. II. – СПб., 2007. – С. 278-280.
3. Дьяконов В.П. От теории к практике. Вейвлеты. М.: СОЛОН-Р, 2002.

СВЯЗЬ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ С ОТКОЛЬНОЙ ПРОЧНОСТЬЮ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬЮ ОБРАЗЦОВ

Барахтин Б. К., Савенков Г. Г.*

ГУП ЦНИИ КМ «Прометей», С.-Петербург,
* ФГУП НИИ «Поиск», С.-Петербург,

Можно считать надежно установленным, что динамическое откольное разрушение материалов является многостадийным кинетическим процессом, основу которого определяет эволюция дефектов кристаллического строения на субмикро-, микро-, мезо- и макроскопическом масштабных уровнях. Продолжительность и характеристики реорганизации ансамблей дефектов различны на каждом из структурных уровней. Поэтому проблема описания процессов деформации и разрушения с построением адекватной математической модели становится трудно разрешимой.

В решении задач физической кинетики использование концепции самоподобия и принципов фрактальной механики [1] позволяет связать дискретность структурного строения материала, рельеф поверхности разрушения и прочностные параметры среды [2]. Например, в опытах высокоскоростного нагружения мишеней, изготовленных из сталей типа 40Х, СП28, 12Х18Н10Т плоское соударение с бойком при скоростях 200 – 600 м/с неоднократно приводило к образованию тарелочки откола с фрактальным профилем наподобие фигур Коха [3, 4].

Целью данной работы является построение математической модели, связывающей геометрические характеристики поверхности разрушения, которая образуется в условиях высокоскоростного удара, с динамическими параметрами материала мишени: откольной прочностью и долговечностью.

Систематические исследования профилей трещин откола показали, что по характеристическим размерам участки сдвига и отрыва группируются в пределах следующих масштабных уровней:

- микроуровень, где реализуются структурные перестройки, предшествующие возникновению зародышевых микротрещин размером менее $2 \cdot 10^{-1}$ мкм;
- мезоуровень 1 – область $\sim 2 \cdot (10^{-1} \div 10^1)$ мкм), в которой формируются и накапливаются зародышевые микротрещины;
- мезоуровень 2, где размеры трещин укладываются в интервал $2 \cdot (10^1 \div 10^3)$ мкм);
- макроуровень, когда длина трещин уже сопоставима с размерами мишени.

При ударном нагружении зародышевые микротрещины образуются в волне растяжения с высокой скоростью, сопоставимой со скоростью продольных звуковых волн [5]. Время, необходимое для их раскрытия, мало – около 0,02 нс. Поэтому на этапе действия волны растяжения вкладом раскрывающихся трещин в долговечность образца можно пренебречь. Следовательно, продолжительность жизненного цикла образца определится ансамблями дефектов кристаллического строения, которые генерируют микротрещины и соответствуют мезоскопическим масштабным уровням 1 и 2. Тогда полная метрическая длина l контура трещины откола составит: $l = \Delta l N$, где Δl – минимальный выбранный размер (масштаб, например, 0,1 мкм) мезодефектов числом N [2]. Вводя в рассмотрение макроскопическую топологическую длину трещины l_1 и ее пространственную размерность D , можем записать: $l = (l_1 / \Delta l)^D \Delta l$. Здесь l_1 – размер трещины, измеренный вдоль прямой между ее крайними точками, D – величина размерности, которая может быть дробной (фрактальной) и определяется посредством соотношения:

$$D = [\lg(l/\Delta l)] / [\lg(l_1/\Delta l)].$$

С помощью приведенных выражений можно получить оценку долговечности t_p образца в волне растяжения:

$$t_p = \alpha(\Delta l / V_{\text{тр}}) N,$$

где $V_{\text{тр}}$ – скорость роста мезодефекта, которая по величине близка к скорости рэлеевских волн c_R [6], α – коэффициент, величина которого находится в интервале (0,5–1). Меньшее значение α соответствует откольному разрушению металлов.

Приведенное соотношение для долговечности t_p говорит о том, что разрушение в условиях откола сопровождается дискретным накоплением мезодефектов, для которых минимальный «квантовый» скачок Δt определяется выбранным масштабом Δl :

$$\Delta t = \Delta l / V_{\text{тр}} = \Delta l / c_R.$$

Далее можно предположить, что продолжительность «квантового» скачка трещины является «структурным» временем t_C , необходимым для реализации акта разрушения со скоростью звука c [7]:

$$t_C = d / c = 2K_1^2 / \pi \sigma c.$$

Здесь K_1 – критический коэффициент интенсивности напряжений, σ – прочность на разрыв бездефектного образца из данного материала, d – линейный размер элементарного объема разрушения.

Поскольку длина магистральной трещины определяется масштабом, числом и пространственной размерностью мезодефектов как:

$$l = \lambda (\Delta l)^D, \quad N = \lambda (\Delta l)^{D-1},$$

то долговечность образца определится формулой вида:

$$t_p = \alpha(\Delta l / c_R) \lambda (\Delta l)^{D-1}.$$

Для исключения из полученного выражения постоянной λ воспользуемся определением длины

$$l = \Delta l (l_1 / \Delta l)^D.$$

Отсюда $\lambda = l_1^D / \Delta l^{2D-1}$. Тогда в окончательном виде долговечность образца определится через масштаб мезотрещин:

$$t_p = \alpha(\Delta l / c_R) (l_1 / \Delta l)^D.$$

Полученное выражение говорит о том, что чем выше значение размерности D , тем больше времени должно быть затрачено на разрушение в волне растяжения.

Известно [8], что без учета упруго-пластических свойств в первом приближении откольная прочность материала σ_p как мера критических напряжений при отрыве в условиях одноосной деформации определяется через параметры движения свободной поверхности:

$$\sigma_p = \rho c_0 (V_0 - V_m) / 2,$$

где ρ – начальная плотность материала, c_0 – объемная скорость звука, V_0 – максимальная скорость свободной поверхности, V_m – скорость свободной поверхности в первом экстремуме в зависимости $V(t)$, t – время. Приведенная формула пригодна для идеального материала без дефектов. С целью учета особенностей во внутреннем строении реального тела с дефектами будем полагать, что под действием ударного импульса нагрузки в процессе полимасштабных перестроек структуры на микроскопическом масштабном уровне к моменту формирования дефектов мезоструктурного масштаба упру-

гие параметры мишени преобразуются. Учет суммарной протяженности формирующихся несплошностей введем следующим образом [9]:

$$E_{\text{eff}} = E [1 - \beta \Delta l^{D-1} \langle l \rangle^2] - \text{модуль упругости Юнга,}$$

$$\nu_{\text{eff}} = \nu [1 - \beta \Delta l^{D-1} \langle l \rangle^2] - \text{коэффициент Пуассона,}$$

$$K_{\text{eff}} = E_{\text{eff}} / 3(1 - 2 \nu_{\text{eff}}) - \text{эффективный модуль объемного сжатия.}$$

Здесь β – константа, $\langle l \rangle$ – средний размер мезодефектов в материале.

Полагаем, что полимасштабные перестройки структуры вызывают в материале изменение объема ∂W : $\partial W = \partial W_e + \partial W_d \pm \partial W_p$, где ∂W_e – вклад упругой деформации, ∂W_d – влияние дефектов микро-, мезо- и макроскопического масштаба, ∂W_p – изменения, вызванные процессами релаксации напряжений вследствие пластической деформации. Благодаря малости вкладов от первого и третьего слагаемых, величина ∂W может быть принята близкой к ∂W_d , т.е. $\partial W \sim \partial W_d$. Следовательно, под действием импульса растяжения эффекты дилатации обусловлены, в основном, результатом формирования шероховатой поверхности откола. Тогда, используя связь между средним размером мезодефекта и фрактальной размерностью образующейся поверхности разрушения, можно записать:

$$\partial W \sim \partial W_d = S_p (\mu \eta^{1-D} - 0,3) \langle l \rangle,$$

где μ – константа, η – масштаб наблюдения, $S_p = (\pi/4) l_1^2$ – макроскопическая топологическая площадь поверхности разрушения. При этом эффективное значение плотности материала в волне растяжения будет характеризоваться соотношением:

$$\rho_{\text{eff}} = \rho / (1 + \gamma \eta^{1-D}).$$

Здесь $\gamma = \langle l \rangle \mu / H$, H – толщина образца.

С учетом приведенных формул может быть определена эффективная объемная скорость звука как:

$$c_{\text{eff}} = c \{ (1 - \beta \Delta l^{D-1} \langle l \rangle) (1 + \gamma \eta^{1-D}) / 3[1 - 2\nu(1 - \beta \Delta l^{D-1} \langle l \rangle^2)] \}^{0,5}.$$

Отсюда следует выражение для оценки откольной прочности:

$$\sigma_p = 0,5 \rho c (V_0 - V_m) \{ (1 - \beta \Delta l^{D-1} \langle l \rangle) / 3[1 - 2\nu(1 - \beta \Delta l^{D-1} \langle l \rangle^2)] (1 + \gamma \eta^{1-D}) \}^{0,5}.$$

Соотношения, выведенные для долговечности и откольной прочности образца, связывают динамические параметры материала с геометрическими характеристиками поверхности разрушения, которая образуется в условиях высокоскоростного взаимодействия. В них констатируется положительная корреляция между t_p , σ_p и D , которая многократно фиксировалась в экспериментах.

Список литературы

1. Олемской А.И., Флат А.Я. Использование концепции фрактала в физике конденсированной среды // Успехи физических наук, 1993.- т.163, №12.- с.1-50.
2. Иванова В.С. Синергетика: Прочность и разрушение металлических материалов.- М.: Наука, 1992.- 260 с.
3. Барахтин Б.К., Мещеряков Ю.И., Савенков Г.Г. Динамические и фрактальные свойства стали в условиях высокоскоростного нагружения // Журнал технической физики, 1998.- т.68, №10.- с.43-49.
4. Савенков Г.Г. Фрактально-кластерная модель откольного разрушения // Журнал технической физики, 2002.- т.72, №12.- с.44-48.
5. Аптуков В.Н. Две стадии откола // Физика горения и взрыва, 1985.- №5.- с.122-127.
6. Партон В.З., Борисковский В.Г. Динамика хрупкого разрушения.- М.: Машиностроение, 1988.- 350 с.

7. Морозов Н.Ф., Петров Ю.В. О концепции структурного времени в теории динамического разрушения // Докл. АН СССР, 1992.- т.324,вып.5.- с.964-967.
8. Разрушение разномасштабных объектов при взрыве / ред. Иванов А.Г.- Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001.- 540 с.
9. Салганик Р.Л. Механика тел с большим числом трещин // Механика твердого тела, 1973.- №4.- с.149-158.

УДК 621.7.01

НАСЛЕДОВАНИЕ И ЦИКЛИЧНОСТЬ ИЗМЕНЕНИЙ В СТРУКТУРЕ МЕДИ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Барахтин Б. К., Лебедева Н. В.

ФГУП ЦНИИ КМ «Прометей», С-Петербург

Известно [1], что при горячей обработке давлением в металлических материалах одновременно развиваются процессы динамического возврата¹ и динамической рекристаллизации². Особенности кристаллографического скольжения, а точнее, энергия дефектов упаковки, определяют доминирующий процесс и вид образующейся структуры зерен. Например, в металлах с низкой энергией дефектов упаковки (Cu, Ni, γ -Fe и др.) поперечное скольжение и переползание дислокаций – основные механизмы динамического возврата, – затруднены. Поэтому сравнительно легко достигается критическая плотность дислокаций, необходимая для начала динамической рекристаллизации. В результате, в деформированном металле возникают колонии, состоящие из большого числа недеформированных зерен малого размера. Во многом благодаря этому, делается возможным реализация эффекта сверхпластичности, когда металл способен деформироваться на сотни процентов без нарушения сплошности. В стремлении выявить условия проявления динамической рекристаллизации и использовать возможности «сверхпластичного» состояния металла состоит практический интерес экспериментов, связанных с процессами горячей деформации. Поскольку динамическая рекристаллизация зависит от технологических параметров – скорости и температуры деформирования, целью проведенной работы с количественной оценкой структуры зерен явилось нахождение условий горячей пластической деформации при сжатии поликристаллической меди, когда доминирует механизм динамической рекристаллизации.

Методика

В работе использованы цилиндрические образцы диаметром $D_0 = 8$ мм и высотой $h_0 = 10$ мм, изготовленные из технической чистой меди марки М0. Образцы пластически деформировались одноосным сжатием до значений $\varepsilon = 0,4$ ($\varepsilon_z = \ln(h/h_0)$) в установке «Имаш-56» при температуре 900°C в интервале скоростей деформации $\dot{\varepsilon}$ ($10^{-3} \div 10^2 \text{ c}^{-1}$). Указанные параметры горячей деформации отвечают условиям установившегося пластического течения многих металлов и типичны при их производственной обработке давлением.

¹ Динамический возврат – процесс восстановления структурного состояния, приводящий к установившемуся пластическому течению металла при постоянных напряжениях.

² Динамическая рекристаллизация – процесс, характеризующийся неоднородным строением зерен и их границ с возникновением колоний из новых зерен.

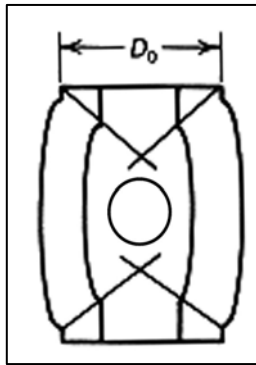


Рис. 1. Эскиз деформированного образца, где место вырезки аналитической пробы указано кольцом между пересекающимися лучами.

Выбор меди в качестве образцов вызван тем, что при охлаждении в ней не происходит полиморфных фазовых превращений, и, следовательно, фиксируемая структура отвечает реальному состоянию металла, являясь, по сути, модельной.

Для проведения структурных исследований из центральных объемов образцов, где пластическое формоизменение в наибольшей степени отвечало условию однородности течения, были подготовлены аналитические пробы с металлографическими шлифами (рис. 1).

Структурные исследования выполнены методами количественной световой металлографии с применением микроскопа «Аксиоверт» и программных средств измерений «Эксперт Про». С целью минимизации возможных артефактов, возникающих на этапе пробоподготовки, после механической шлифовки и полировки образцов в установке «Сапфир 350 Е», использовалась электролитическая полировка в электрохимической ячейке «Кристалл 620» с последующим химическим выявлением структуры зерен в спиртовом растворе хлорного железа.

Результаты экспериментов

Как и ожидалось, в центре образцов, где деформация происходила в условиях наибольшего стеснения, сформировалась разноразмерная структура из почти равноосных зерен с полимодальным распределением по размерам (рис. 2, 3). В самом центре шлифа залегало крупное кристаллизованное зерно диаметром до 500 мкм, а вокруг него располагалось множество мелких (~20 мкм) зерен. Данный факт свидетельствовал о том, что в центральных объемах образцов активно протекали процессы собирательной рекристаллизации.

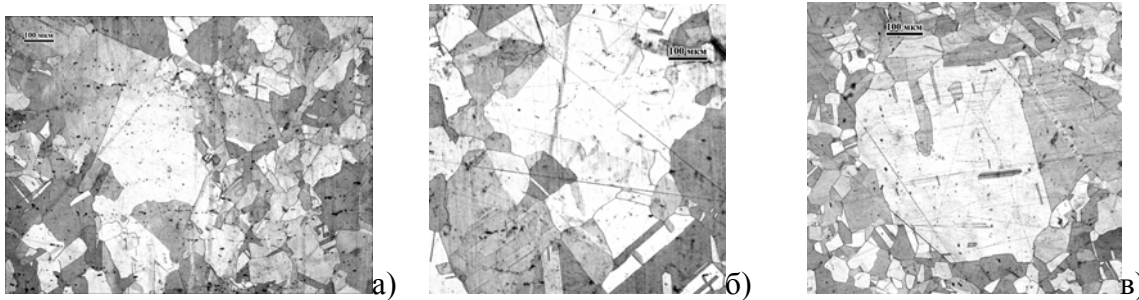


Рис. 2. Общий вид зеренного строения в центре образцов, деформированных при 900°С со скоростями 10^{-3} –а), 10^{-1} –б) и 10^2 –в), $[\dot{\epsilon}] = \text{с}^{-1}$.

При количественной обработке изображений структур было замечено, что в полученных распределениях зерен по размерам положения отдельных максимумов зависят от скорости деформации. Например, максимумы, характеризующие крупные зерна, смещались в сторону увеличения размеров от 250 ± 50 мкм при $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ до 425 ± 50 мкм при $\dot{\epsilon} = 10^2 \text{ с}^{-1}$, что явилось результатом собирательной рекристаллизации. Зерна, величина которых попала в интервал 125–150 мкм, соответствовали исходному (недеформированному) состоянию образцов. Рядом с максимумом исходных зерен был обнаружен сателлит – пик, положение которого соответствовало интервалу 80 ± 20 мкм. С вариацией скорости деформации положение сателлита оставалось неизменным, но менялась его высота.

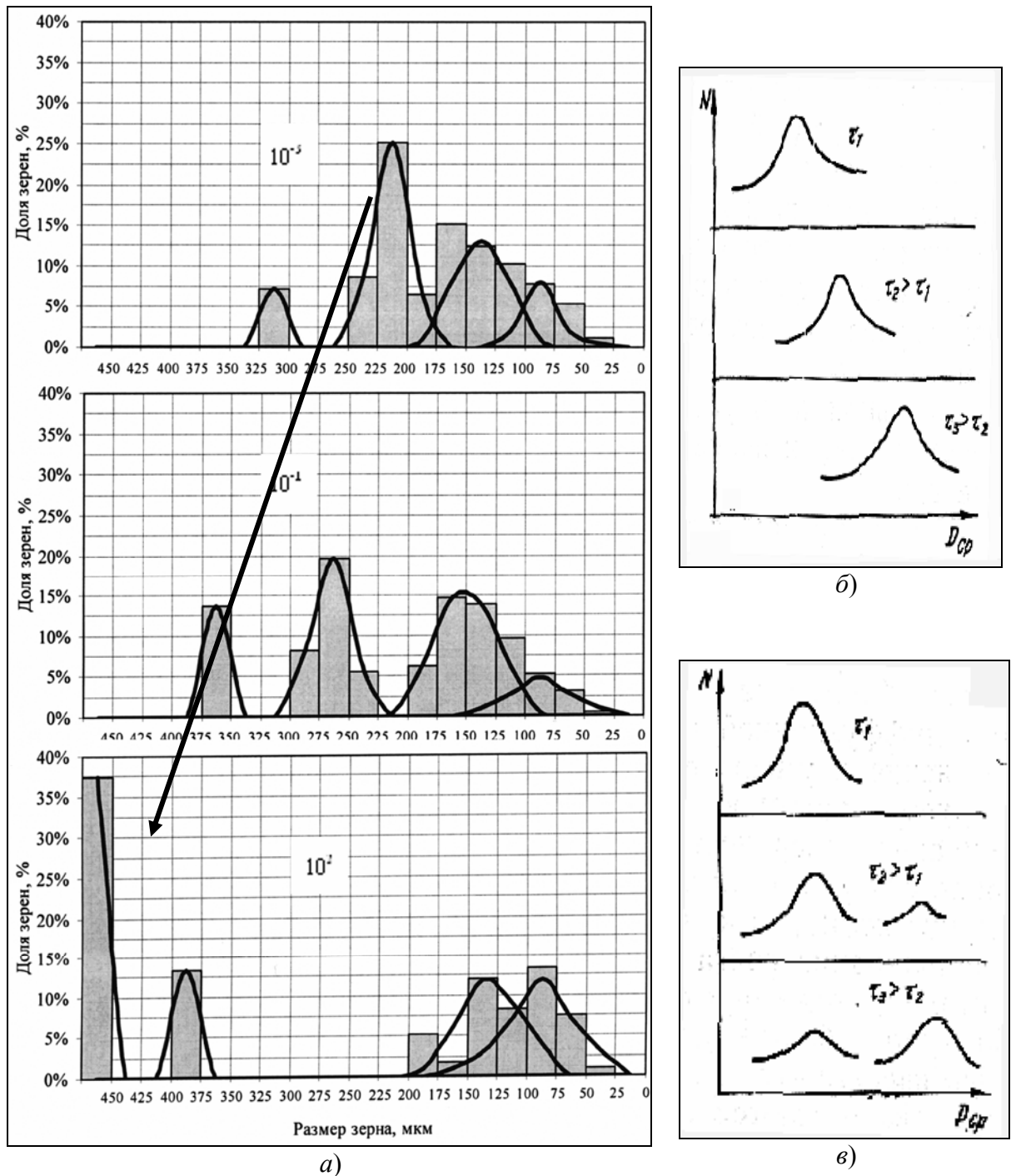


Рис. 3. Вид полимодальных распределений зерен по размерам (а). Скорость деформации указана на поле изображения. Стрелка показывает направление смещения максимумов в результате собирательной рекристаллизации.

Схемы изменений функций распределения при собирательной рекристаллизации (б) и динамической рекристаллизации (в); τ_i – различные моменты времени; D_{cp} – средний размер зерна; N – удельное число зерен данного размера.

Изучение структурных изменений, произошедших механизмом собирательной рекристаллизации, не отвечало цели исследования. Поэтому были рассмотрены только те участки функций распределений по размерам, которые характеризовали зерна малых размеров в диапазоне масштабов 50–150 мкм. Именно там находились максимумы, ко-

торые соответствовали зернам исходного состояния – M_0 , и расположенные рядом пики – сателлиты – S . Косвенным признаком правильности выбора масштабного диапазона для последующего анализа явилось «перераспределение» высот пиков M_0 и S : снижение одного из них сопровождалось увеличением другого, что типично для процессов динамической рекристаллизации.

Параметры распределений (высоты и полуширины пиков) показывали, что в назначенном интервале режимов горячего сжатия пластическая деформация при 900°C и скорости $\dot{\epsilon} = 10^2 \text{ c}^{-1}$ в наибольшей степени приближена к условию «сверхпластичности», поскольку в соответствующем образце меди доля мелких зерен была наибольшая – 13%.

Практически во всех деформированных образцах центральные наиболее стесненные объемы были «заняты» крупными зернами. Поэтому представляло интерес определить места формирования динамически рекристаллизованных зерен малого размера, как потенциальные очаги зарождения эффекта «сверхпластичности».

При рассмотрении электролитически полированных шлифов зафиксировано (рис.4), что на изображениях их макро- и мезорельефа проявляются упорядоченно расположенные растравы в виде отдельных кластеров или цепочек, составленных из них, которые в свою очередь ориентированы в направлении пластической деформации. Средний размер кластеров оценен как $9 \pm 2 \text{ мкм}$, хотя диаметр отдельных достигал 30 мкм .

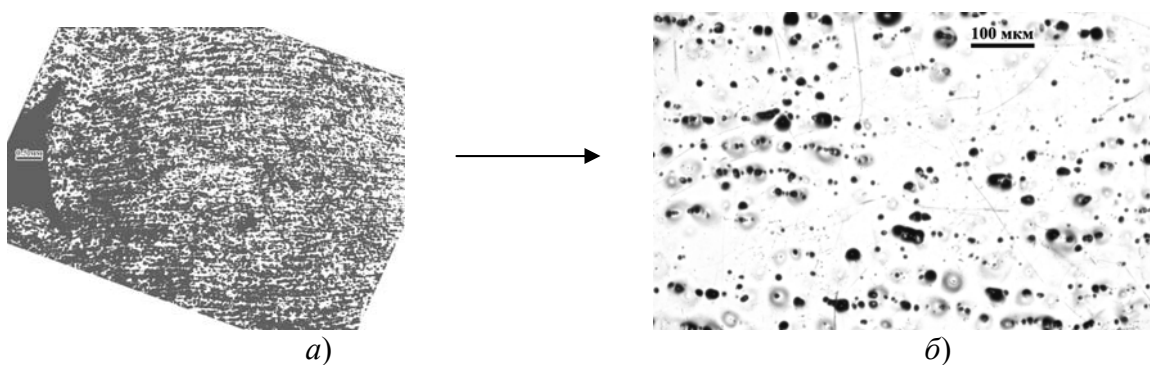


Рис. 4. Примеры изображений электролитически полированного шлифа с макро- (а) и мезомасштабными (б) фигурами растравов в виде кластеров и цепочек после сжатия образца при $T = 900^{\circ}\text{C}$ и $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ c}^{-1}$. Направление деформации показано стрелкой.

В пределах полей зрения микроскопа доля площади S , занятая растравами, менялась со скоростью деформации. Так, после $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ c}^{-1}$, 10^{-1} и 10^2 величина S была определена с точностью 3% как 25, 22 и 30% соответственно. Обнаруженные особенности говорили о том, что выявленные дефекты имеют связь с пластической деформацией образцов. На правомочность данного предположения указывала устойчивая положительная корреляция между долями площадей S кластеров и высотами P пиков сателлита для зерен малого диаметра, образованных механизмом динамической рекристаллизации (рис.5). Уравнение корреляции, найденное методом наименьших квадратов, имеет вид:

$$S = 0,9 P + 18.$$

Оно говорит о том, что в исходном состоянии, когда процессы динамической рекристаллизации еще не активированы ($P = 0$), в структуре металла уже существуют потенциальные очаги – зародыши будущей динамической реорганизации ($S = 18\%$).

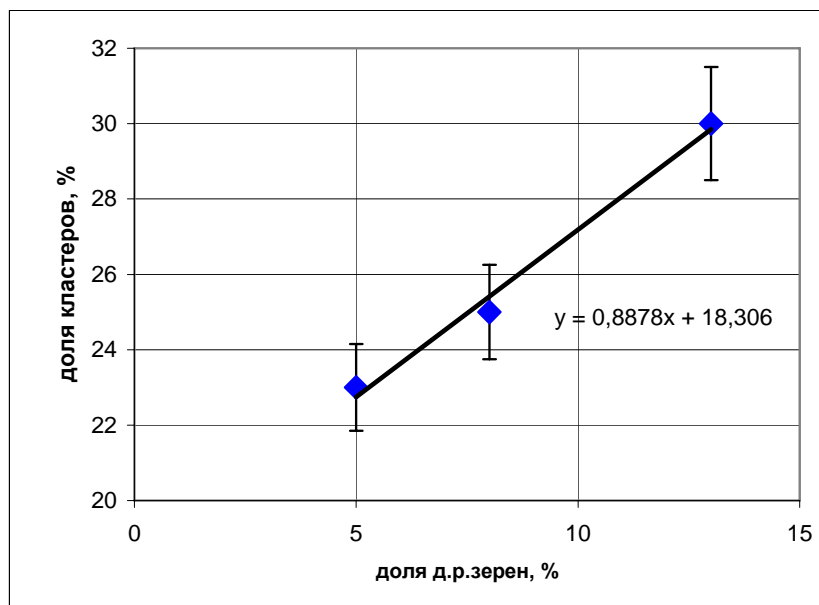


Рис. 5. Корреляция доли площади S , занятой кластерами травления, с высотой пика P в распределении зерен малого размера.

Справедливости ради, заметим, что образцы изготовлены из технической чистой меди, в которой могли присутствовать примеси, способные вызвать локальные коррозионные поражения. Однако статистически равномерно распределенные примеси не обнаружили бы выявленной «скоростной чувствительности» площади пораженных участков. С другой стороны ориентированность растратов в направлении пластической деформации и наличие положительной корреляции с высотой пика-сателлита явно указывают на связь кластеров травления с кристаллографической ориентацией и процессами активной пластической деформации. Похожий эффект описан в работе [2], где изучалось ориентационное травление кристаллов NiAl.

Поэтому в качестве физической первопричины возникновения упорядоченно и ориентированно расположенных фигур травления была выбрана латентная (скрытая) энергия, величина которой предположительно определяется суммой двух слагаемых. Первое слагаемое отвечает энергии, накопленной несовершенствами структуры, образованными на более ранних этапах технологического передела ($S = 18\%$). Эта «наследованная» часть латентной энергии самостоятельно проявила себя в форме ориентированных каналов пластической деформации как очагов зарождения новых зерен. Второе «активное» слагаемое соответствует вкладу энергии ($\sim 0,9P$), обусловленному генерацией, накоплением и самоорганизацией дефектов кристаллического строения в результате кристаллографической и аккомодационной микропластической деформации.

На правомочность высказанного предположения указывали результаты рассмотрения совмещенных изображений цепочек кластеров, видимых на полированных шлифах, и структуры зерен, выявленной травлением (рис.6). Установлено, что траектории ориентированных растратов лишь частично совпадали с контурами границ зерен металла, что характерно для структур динамической рекристаллизации [3]. При этом, крупные локализованные растравы располагались вблизи стыков границ зерен.

Многokrратно зафиксировано (рис.7 а-в), что форма и, следовательно, строение отдельно взятого кластера обладает сферической симметрией. Как правило, центральная часть кластера менее растравлена, чем его граница G . Данный факт свидетельствует о повышенном уровне латентной энергии в границе G кластера и особой структуре его сердцевины, стойкой против воздействия травящего раствора. В химически однород-

ном материале локальная коррозионная стойкость матрицы может быть достигнута вследствие аморфизации структуры, наиболее вероятной в поле напряжений дисклинации при ее расщеплении. Поэтому можно предположить, что крупные кластеры являются результатом травления в местах залегания стыковых дисклинаций, а мелкие растравы, организованные в цепочки, – следствие расщепления дисклинаций, расположенных в границах или каналах деформации (рис. 7 *г-ж*).

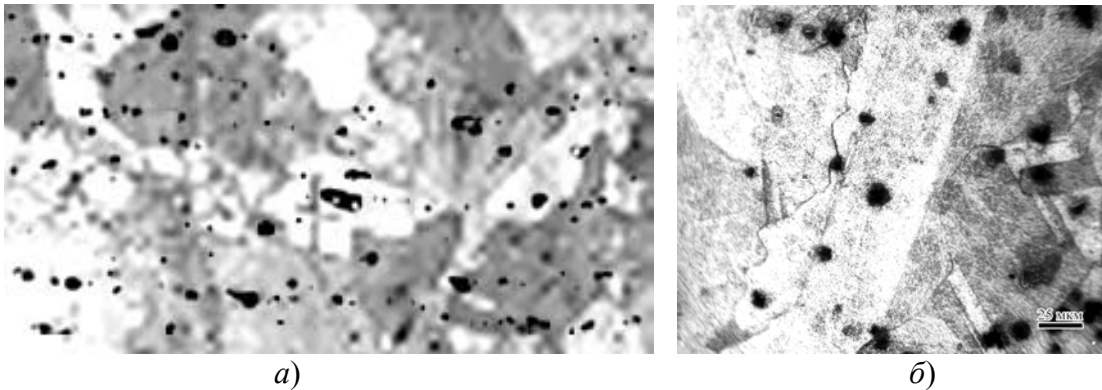


Рис. 6. Результаты совмещения изображений, полученных при оптических увеличениях $\times 100$ (*а*) и $\times 400$ (*б*) от нетравленного и травленного шлифа образца, деформированного с $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ при $T = 900^\circ\text{C}$.

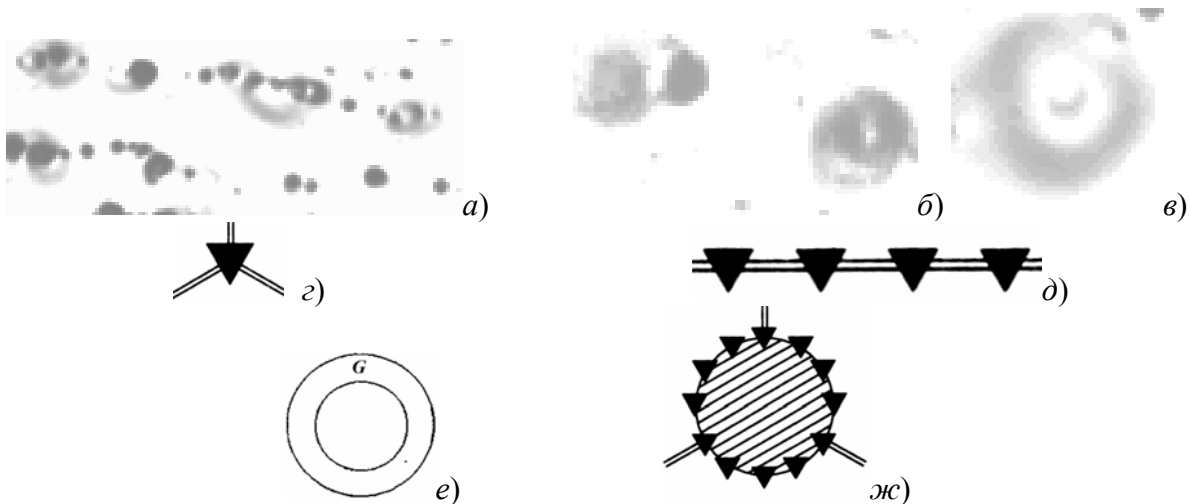


Рис. 7. Увеличенные изображения отдельных кластеров диаметром до 50 мкм на нетравленных шлифах образцов после деформации со скоростями 10^{-3} (*а*), 10^{-1} (*б*), 10^2 с^{-1} (*в*); дисклинация в тройном стыке (*г*); возможный вариант линейного расщепления дисклинации, находящейся в границе раздела зерен или в канале деформации (*д*); схема наличия в кластере «оконтуривающей» границы *G* (*е*) и вариант расщепления стыковой дисклинации на ансамбль дисклинаций меньшей мощности с образованием области аморфизации в центре (*ж*).

Если при горячей деформации структурные изменения происходят с расщеплением стыковых дисклинаций и локальной аморфизацией структуры, то в процессе продолжающейся пластической деформации аморфизованные объемы должны укрупниться и вновь приобрести свойства кристалличности. Впоследствии, находясь в канале пластической деформации, объемы будут вторично фрагментированы новыми дислокационно-дисклинационными ансамблями, и процесс перестройки повторится. Описанный модельный сценарий структурных перестроек иллюстрирован трехмерной реконструкцией (3D) изображений кластеров и цепочек растравов (рис. 8).

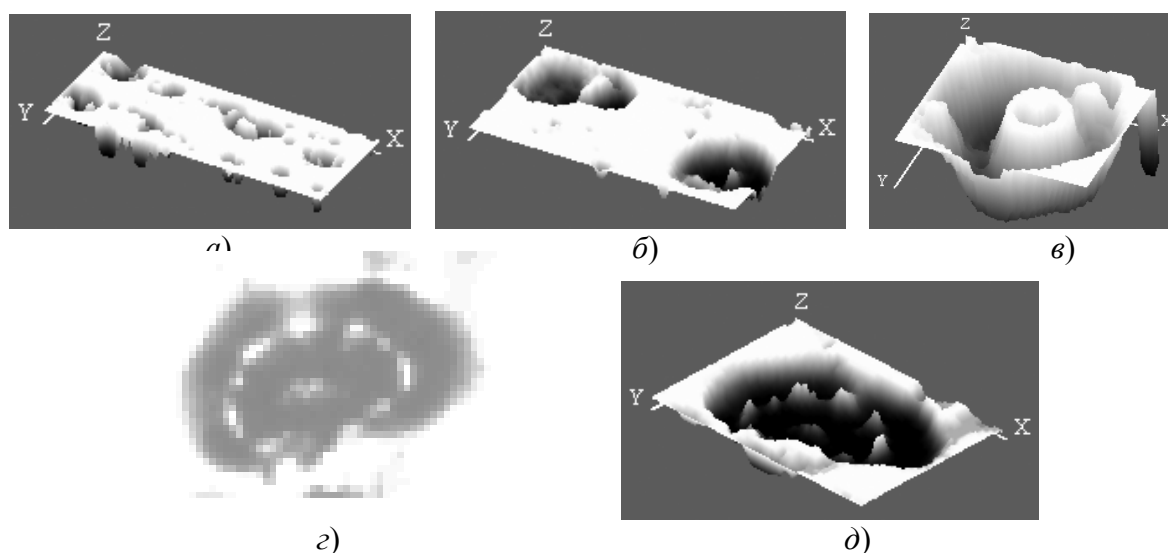


Рис. 8. Трехмерная реконструкция участков изображений с кластерами, выявленными на полированных шлифах образцов после деформации при $T = 900^{\circ}\text{C}$ и $\dot{\epsilon} = 10^{-3}$ (а), 10^{-1} (б), 10^2 c^{-1} (в). Отдельный кластер диаметром 50 мкм (з) и его 3D реконструкция (д).

Изображения в 3D исполнении показывают, что структурные изменения, зафиксированные в цепочках растратов, отдельных кластерах и их границах, реализовались по циклической схеме. Последовательное чередование участков активного травления и пассивации металла обнаруживается в диаметрах и форме концентрически расположенных растратов. Предложенная модель не противоречит известным данным о природе динамической рекристаллизации, реализуемой механизмом колебательных перестроек с участием активных дислокаций [4]. Данные, полученные методом количественной металлографии, обнаружили возможное влияние наследованных несовершенств как места активации последующих динамических процессов.

Выводы

1. Сжатие поликристаллов технической меди М0 при 900°C сопровождается процессами собирательной и динамической рекристаллизации. В интервале скоростей деформации $10^{-3} - 10^2 \text{ c}^{-1}$ вклад динамической рекристаллизации наибольший при $\dot{\epsilon} = 10^2 \text{ c}^{-1}$.
2. Обнаружены признаки наследования структурных несовершенств, возникших на ранних технологических этапах обработки полуфабриката. Наряду с дефектами кристаллического строения, которые генерируются, накапливаются и самоорганизуются в процессе активной пластической деформации, наследованные несовершенства также являются центрами зарождения новых зерен.
3. В местах залегания наследованных несовершенств образование динамически рекристаллизованных зерен реализуется циклически.

Список литературы

1. Драпкин Б.М., Кононенко В.К., Безъязычный В.Ф. Свойства сплавов в экстремальном состоянии.- М.: Машиностроение, 2004.- 256с.
2. Баранова Г.К. Ориентационное травление кристаллов *NiAl* // Заводская лаборатория, 2001.- т.67, №7.- с.36-37.
3. Новиков И.И. Теория термической обработки металлов.- М.: Металлургия, 1978.- 392 с.
4. Штремель М.А. Прочность сплавов. Часть 2. Деформация.- М.: МИСИС, 1997.- 527с.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СВОЙСТВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ, УЧИТЫВАЮЩИЕ ПРОЧНОСТЬ И ДЕМПФИРОВАНИЕ

Скворцов А. И., Кондратов В. М.

Вятский государственный университет, Киров

Одним из методов снижения нежелательных шумов и вибраций в технических изделиях является применение демпфирующих материалов. При использовании демпфирующих материалов важен правильный подход к использованию характеристик демпфирующей способности, критериев физико-механических свойств материала, учитывающих демпфирование, прочность. Такие характеристики могут быть использованы в качестве расчетных при конструировании изделий с низкой виброшумовой активностью [1–3]. Это предполагает их анализ, систематизацию.

Комплексные характеристики, учитывающие прочность и демпфирующую способность материалов, можно разделить на две группы [1, 4]. К первой группе относятся характеристики демпфирующей способности, соответствующие гомологическому напряжению, например, $\psi_{0,1\sigma_b}$ (ψ – удельная энергия затухания, удельная демпфирующая способность). Ко второй группе относятся показатели, дополнительно содержащие характеристику прочности, например: $\psi_{0,1\sigma_{0,2}\sigma_b}$, $\delta_{\Delta\varepsilon}\varepsilon_y$ ($\delta_{\Delta\varepsilon}$ – среднее значение логарифмического декремента в интервале амплитуд деформаций $\Delta\varepsilon$, ε_y – параметр деформации, соответствующий пределу упругости при циклической деформации [5]).

В работах [4, 5] показано, что комплексные характеристики первой группы имеют тот недостаток, что не учитывают особенности амплитудной зависимости внутреннего трения материала. Если между значениями параметров внутреннего трения δ_m (параметр внутреннего трения, являющийся максимумом на амплитудной зависимости внутреннего трения) и $\delta_{\Delta\varepsilon}$ существует прямая связь, то между этими параметрами и параметром $\delta_{0,1\tau_{пч}}$ закономерной связи нет. Величина $\delta_{0,1\tau_{пч}}$ может быть меньше, совпадать с δ_m , находиться между δ_m и δ_{τ_y} . Это является следствием того, что значение $0,1\tau_{пч}$ в зависимости от материала «блуждает» в окрестности амплитуды напряжения τ_m , соответствующей максимуму внутреннего трения на его амплитудной зависимости.

Если речь идет не о конструкции, а о материале, то, в общем случае, комплексные характеристики второй группы по признаку увеличения предпочтительности образуют ряд от предела прочности до допускаемого напряжения. Исходя из этих соображений, известные из литературы комплексные характеристики, учитывающие демпфирование, можно расположить в порядке снижения предпочтительности следующим образом: 1) $\delta_{\varepsilon_n-[\varepsilon]}[\varepsilon]$ ($\varepsilon_n-[\varepsilon]$ – интервал усреднения логарифмического декремента от амплитуды деформации, соответствующей низкоамплитудному внутреннему трению, до амплитуды допускаемой деформации, соответствующей допускаемому напряжению); 2) $\delta_{\varepsilon_n-\varepsilon_y}\varepsilon_y$; 3) $\delta_l = \delta_{\varepsilon_l}\varepsilon_l$, где ε_l – критический предел чувствительности материала к циклической деформации (ниже него демпфирующая способность не меняется или слабо меняется при увеличении числа циклов колебаний [3]); 4) $\delta_b = \delta_{\varepsilon_1}\varepsilon_1$ – критерий вибропрочности (ε_1 – амплитуда деформации, соответствующая пределу выносливости [6]); 5) $\delta_m\sigma_{0,2}$ или $\delta_{0,1\sigma_{0,2}}\sigma_{0,2}$, если на амплитудной зависимости внутреннего трения отсутствует максимум, [4] (в общем случае обозначение параметра – $\delta\sigma_{0,2}$); 6) $\psi_{0,1\sigma_{0,2}}\sigma_b$ (параметр Сугимото [7]).

При выборе подходящей комплексной характеристики второй группы надо учитывать трудоемкость их определения. Из перечисленных показателей меньшей трудо-

емкостью определения обладают $\delta_{\Delta \varepsilon \varepsilon_y}$, $\delta\sigma_{0,2}$, $\psi_{0,1}\sigma_{0,2}\sigma_b$. Сравнение двух последних критериев показывает предпочтительность критерия $\delta\sigma_{0,2}$ по двум причинам. Во-первых, характеристика δ более адекватно отражает скорость снижения амплитуды колебаний, чем характеристика ψ , в случае, когда речь идет о высокодемпфирующих материалах [8]. Во-вторых, предел текучести в большей мере отражает несущую способность материала по сравнению с пределом прочности. Поэтому использование $\sigma_{0,2}$ для характеристики достаточно пластичных демпфирующих материалов, каковыми являются большинство демпфирующих сплавов, более предпочтительно. Для некоторых материалов (например, для серых чугунов) $\sigma_{0,2}$ не достигается вплоть до σ_b . Несущую способность в этом случае определяет предел прочности. Поэтому для них можно использовать критерий $\delta\sigma_b$.

Для сравнения материалов различного типа (например, сплавов на различной металлической основе) критерии $\delta\sigma_{0,2}$ или $\delta\sigma_b$ целесообразно дополнить такими важными характеристиками материала, как модуль упругости E , плотность ρ : $\delta\sigma_{0,2}E/\rho$ или $\delta\sigma_{0,2}E/\rho^2$. Известно, что эти характеристики входят в состав других комплексных характеристик свойств, например: 1) в модуль потерь ηE (η – коэффициент потерь), который характеризует виброшумопоглощающую способность и упругодеформационную стабильность материала, 2) в показатель $\sigma_{0,2}E/\rho^2$, используемый при конструировании [9]. Из структуры предложенных характеристик $\delta\sigma_{0,2}E/\rho$ и $\delta\sigma_{0,2}E/\rho^2$ видно, что первая, по сути, является произведением модуля потерь на удельную прочность, а вторая – произведением удельной прочности на удельную жесткость и на характеристику демпфирующей способности.

В таблице приведены значения комплексных характеристик физико-механических свойств, учитывающих прочность и демпфирование, для новых и используемых в технике демпфирующих металлических материалов.

Таблица. Комплексные характеристики физико-механических свойств демпфирующих металлических материалов

Основа сплава, сплав	$\delta\sigma_{0,2}$, МПа	$\delta\sigma_{0,2}E/\rho$, (МН) ² /кг·см	$\delta\sigma_{0,2}E/\rho^2$, (МН·см/кг) ²	$\psi\sigma_b$, МПа	ηE , ГПа	Лит. источ.
Fe: СЧ25	18,5	2,6	0,36	36	2,4	[10-13] [4]
типа Silentalloy	60-75	14-17	1,9-2,3	100-175	10-14	
Fe–Cr–V	150-230	40-60	5,1-7,6	230-310	40-80	
40X	0,5	0,13	0,024	1,9	0,13	
Mn–Cu: Sonoston, Incramute	82-94	8,7-10,1	1,2-1,3	200-225	6,5-7,5	[12, 13]
Ni–43%Ti	37-45	4-4,8	0,62-0,74	280-320	4,7-5,6	[12, 13]
Mg горячепрес.	7,2-9	1,8-2,3	1,0-1,3	30-36	1,1-1,4	[14]
Zn–Al: ЦА26	12-16	2,4-2,7	0,45-0,51	29-32	1,5-1,7	
Co–Ni: Nivco-10	46	10,7	1,24	134	3,8	[13, 15]
Al: АК7Ц9 (АЛ11)	0,06-0,09	0,013-0,02	0,0042-0,0064	0,2-0,3	0,008-0,012	

1. Характеристики демпфирующей способности δ , ψ , η взяты при напряжениях: а) σ_m – для сплавов Silentalloy, Vacrosil 010, Nivco-10, Fe–Cr–V; б) при $\tau = 26$ МПа < $[\tau] = 27-43$ МПа – для СЧ25; в) равных 0,1 предела текучести – для остальных сплавов.

2. Для СЧ25 условно принято $\sigma_{0,2} \approx \sigma_b$.

3. Из указанных литературных источников взяты значения демпфирующей способности материалов и использованы данные для подсчета комплексных характеристик.

Для сравнения взяты традиционные для технических изделий сталь 40X и литейный сплав алюминия АК7Ц9. Анализ таблицы показывает, что характеристика $\delta\sigma_{0,2}E/\rho^2$ по сравнению с характеристикой $\delta\sigma_{0,2}E/\rho$ и другими характеристиками предпочтительнее там, где предъявляются повышенные требования к весу материала (сравни, например, сплавы Sonoston, Incramute с Mg). Необходимо также отметить, что логичный порядок в чередовании сплавов по значениям комплексных характеристик заметно нарушается лишь для характеристики $\psi\sigma_v$ (сравни, например, сплавы Ni-43%Ti и Silentalloy). Поэтому эту характеристику для сравнения материалов, для использования в расчетах применять надо осторожно.

Список литературы

1. Скворцов А. И. Характеристики физико-механических свойств машиностроительных материалов, учитывающие демпфирование // Вестник машиностроения. 2004. № 4. С. 16-19.
2. Борьба с шумом на производстве: Справочник. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
3. Lazan B. J. Energy dissipation mechanisms in structures, with particular reference to material damping // Structural Damping. Oxford: Pergamon Press, 1960. P. 1-34.
4. Скворцов А. И. Создание высокодемпфирующих сплавов железа, цинк-алюминий и основ технологии их термической обработки: Автореферат дисс. на соиск. уч. ст. док. техн. наук. Екатеринбург: УГТУ, 1995. 38 с.
5. Скворцов А. И., Кондратов В. М. О характеристиках демпфирующей способности сталей // Материаловедение. Воронеж: ВПИ, 1977. С. 43-50.
6. Цобкалло С. О., Никитин М. Д., Челноков В. А., Тимофеева В. И., Вальтер И. Г., Привалов Л. А. Изучение в жаропрочных сплавах при высоких температурах рассеяния энергии колебаний (внутреннего трения) как резерва прочности // Структура и свойства жаропрочных металлических материалов. М.: Наука, 1967. С. 115-120.
7. Сугимото К. Современные достижения в производстве высокодемпфирующих сплавов // Тэцу то хагане. 1974. Т. 60, № 14. С. 127-144. (Пер. ВЦП № Ц-96700. М.: 1976. 62 с.)
8. Скворцов А. И. Демпфирующие сплавы на основе железа и цинк-алюминий // Техническая акустика. 1993. Т. 2, № 4 (6). С. 40-44.
9. Орлов П. И. Основы конструирования: Справочно-методическое пособие. Кн. 1. М.: Машиностроение, 1988. 560 с.
10. Новый сплав «Сайлентэллой» с высокой демпфирующей способностью (для снижения шума и вибрации): Проспект фирмы Метл Продактс дивижн (Тосиба-Токио сибатура илектрик Ко), Япония. (Пер. ВЦП с англ. № 9804. М.: 1977. 21 с.)
11. Vacrosil 010, eine Dampfungsliegierung // Drant. 1980. В. 31, № 10. S. 743-744.
12. Schetky L. M., Perkins J. The «quiet» alloys // Machine Desigt. 1978. V. 50, № 8. P. 202-206.
13. Warlimont H. Zur Bedeutung des Gefuges hochdampfender Legierungen // Radex-Rundschau. 1980. Н. 1/2. S. 108-114.
14. Свойства элементов: Справочник / Под ред. Дрица М. Е. М.: Металлургия, 1985. 672 с.
15. Кочард А. Магнитомеханическое затухание // Магнитные свойства металлов и сплавов. М.: Изд. иностр. лит., 1961. С. 328-363.

УДК 539.21: 536.42

ПОВЕДЕНИЕ ИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ДЕФЕКТНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

Карпенко С. В.

НИИ прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН, Нальчик
sv_karpenko@mail.ru

Структурные фазовые переходы, в том числе, и В1–В2 типа (структура типа NaCl → структура типа CsCl), являются предметом многочисленных как экспериментальных, так и теоретических исследований [1–4]. Следует особо отметить важность изучения свойств полиморфных превращений в малых кристаллических частицах в связи с активным развитием физики ультрадисперсных систем [5, 6] и широким применением в технике подобных материалов. Размерные эффекты в ультрадисперсных системах (УДС) привлекают большое внимание, так как они приводят к новым, необычным для однородных макроскопических тел, свойствам, важным с точки зрения практического применения. Например, снижение температуры плавления в таких системах [7] используется для получения припоев; применение ультрадисперсных порошков в качестве добавок при технологических процессах порошковой металлургии резко снижает энергию активации (в частности, спекания) и приводит к увеличению прочности материалов [7]. Причем, важным оказывается вопрос исследования зависимости концентрации таких дефектов в УДС от размера частичек [8]. Строгий теоретический анализ фазовых превращений в малых частицах целесообразно проводить в рамках термодинамики малых систем (метод Хилла) [9, 10], так как термодинамика макроскопических систем Гиббса [11] не позволяет провести корректный учет вкладов в энергию системы поверхностной энергии и энергии дефектов.

Предлагаемая работа посвящена изучению свойств структурных фазовых переходов в щелочно-галоидных кристаллах малых размеров в экстремальных условиях высоких давлений. Особое внимание уделяется расчету давления В1–В2 превращения в зависимости от размера кристалла. Проведено сравнение результатов, полученных при учете поверхностного вклада в термодинамический потенциал системы в рамках подходов Гиббса [11] и Хилла [9].

Многочисленные экспериментальные данные [12] показывают, что давления полиморфных превращений в малых кристаллических частицах отличаются от значений в массивных образцах. Эти особенности связаны с увеличением роли поверхностной энергии при уменьшении размера частиц [13, 14]. В ряде работ [7, 8, 12, 13] сделана попытка объяснения изменения давления или температуры полиморфных превращений, уменьшения параметра решетки, увеличения сжимаемости повышением концентрации вакансий в малых частицах и увеличение ее с уменьшением размера частицы.

В работах [15, 16] было проведено рассмотрение полиморфных превращений типа В1–В2 в щелочно-галоидных кристаллах бесконечного размера. В частности, были получены значения давлений перехода p_0 для 12 соединений типа M^+X . При давлении $p = p_0$ термодинамические потенциалы G_i В1- и В2-структур равны, что позволяет определить значение p_0 из уравнения

$$G_{B1} = G_{B2}. \quad (1)$$

В случае кристалла конечных размеров в термодинамический потенциал G_i добавляется слагаемое, описывающее поверхностную энергию частицы. Рассмотрим сначала под-

ход Гиббса [11] к построению зависимости термодинамического потенциала от размера кристалла.

Термодинамический потенциал кристалла, находящегося в условиях всестороннего сжатия, может быть представлен в виде

$$G_{B1} = \sum_{k=1}^7 N_k^{(i)} U_k^{(i)} \left(a_k^{(i)} R^{(i)} \right) - V^{(i)} \frac{\partial}{\partial V^{(i)}} \left[\sum_{k=1}^7 N_k^{(i)} U_k^{(i)} \left(a_k^{(i)} R^{(i)} \right) \right] - \frac{\alpha_\mu^{(i)}}{R^{(i)}} + 4\pi r^2 k \sigma^{(i)}, \quad (2)$$

где $U^{(i)}$ – потенциал парного взаимодействия ионов, полученные самосогласованным образом в рамках теории неоднородного электронного газа [17]; $N^{(i)}$ – координационное число; $a_k^{(i)} = \frac{R_k^{(i)}}{R_1^{(i)}}$ – отношение радиусов k -й и 1-й координационных сфер; $V^{(i)}$ –

объем элементарной ячейки; α_μ – постоянная Маделунга; r – радиус «кристаллического зерна»; $\sigma^{(i)}$ – удельная поверхностная энергия; κ – коэффициент, учитывающий отклонение формы кристалла от сферической (для идеального сферического зерна $\kappa = 1$); индекс i нумерует обе фазы (B1 или B2). Поверхностная энергия σ определяется в рамках гиббсовского подхода [11, 18] следующим образом (для случая $T = 0$ К)

$$\sigma(hkl) = \sum_i \sum_{j=0}^{\infty} (W_j^{(i)} - W_\infty^{(i)}) n_j(hkl), \quad (3)$$

$W_j^{(i)}$ – энергия одной частицы в j -м слое, обусловленная i -м типом сил межионного взаимодействия; $W_\infty^{(i)}$ – то же, но в объеме кристалла; $n_j(hkl)$ – число частиц в j -й плоскости на единицу площади. Ограничиваясь нулевым приближением, то есть не учитывая поверхностные искажения кристаллической решетки, получим

$$\sigma(hkl) = n_0(hkl) \sum_i (W_0^{(i)} - W_\infty^{(i)}). \quad (4)$$

Рассмотрим плоскую сетку внутри бесконечного кристалла. Для неискаженного кристалла

$$W_\infty^{(i)} = W_S^{(i)} + 2W_{v/2}^{(i)}, \quad (5)$$

где $W_S^{(i)}$ – энергия одной частицы на сетке, обусловленная i -м типом сил взаимодействия данной частицы со всеми остальными частицами данной плоскости; $W_{v/2}^{(i)}$ – энергия этой же частицы, определяемая взаимодействием со всеми частицами на всех плоскостях, лежащих выше или ниже данной. Таким образом, энергия одной частицы на поверхностной плоскости неискаженного кристалла

$$W_0^{(i)} = W_S^{(i)} + W_{v/2}^{(i)}. \quad (6)$$

Исключая из (5) и (6) $W_{v/2}^{(i)}$, и подставляя в (4) получим

$$\sigma(hkl) = \frac{1}{2} n_0(hkl) \sum_i (W_S^{(i)} - W_\infty^{(i)}). \quad (7)$$

Вводя обозначение $\beta^{(i)} = \frac{W_S^{(i)}}{W_\infty^{(i)}}$ – отношение сумм по бесконечной плоской сетке и бесконечной решетке для i -го типа сил взаимодействия ионов, перепишем (7) в виде

$$\sigma(hkl) = \frac{1}{2} n_0(hkl) \sum_i (\beta^{(i)} - 1) W_\infty^{(i)}. \quad (8)$$

Далее, после определения поверхностной составляющей термодинамического потенциала (12), расчет давления В1-В2 перехода проводился по описанной в [16] схеме: давление перехода p_0 в зависимости от радиуса кристалла r определяется в результате численного решения на ЭВМ уравнения (1). В таблице 1 приведены значения давления В1 – В2 перехода для щелочно-галогидных кристаллов конечных размеров. Данные таблицы убедительно свидетельствуют о четкой зависимости давления полиморфного превращения от размера кристалла. То есть, можно говорить о размерном эффекте при В1 – В2 переходе в ионных кристаллах.

Таблица 1. Давление В1 – В2 перехода для щелочно-галогидных соединений в зависимости от размера кристалла

Кристалл	$R_0, \text{Å}$								Бесконечный кристалл [16]
	25		75		125		250		
	a	b	a	b	a	b	a	b	
LiF	151	130	221	210	236	229	264	261	302
LiCl	220	201	182	170	172	161	169	167	149
LiBr	158	143	130	116	119	108	113	112	100
NaF	296	265	219	191	182	167	160	158	154
NaCl	174	159	144	143	142,8	141	142	140,2	138
NaBr	61	58	48	47	45	45,5	44	44,4	45
KF	134	119	110	106	106	102	100	99,4	89
KCl	43	38	36	33	33,5	32,4	32	31,7	29
KBr	46	41	38	34	36	32,5	34	31,5	29
RbF	48	43	41	37	38	36,1	37	35,2	34
RbCl	25	22	22	20,3	20,8	19,5	20,3	19	17
RbBr	20	17	18	16	17	15,6	16	15,1	14

Примечание: a – расчет в рамках подхода Гиббса; b – расчет в рамках термодинамики малых систем.

Анализ данных табл. 1 показывает, что для всех щелочно-галогидных кристаллов, за исключением фторида лития, давление полиморфного превращения возрастает при уменьшении размера кристалла. Причем, для несферического кристалла ($\kappa = 2$) давление перехода оказывается в среднем на 8 – 10 % выше, чем для идеального сферического кристалла ($\kappa = 1$). Для кристалла фторида лития ситуация прямо противоположная: при уменьшении размера кристалла давление В1–В2 перехода уменьшается. Такое аномальное поведение кристалла LiF связано с различием энергии когезии кристаллической решетки: для фторида лития когезионная энергия значительно больше, чем для остальных представителей галогидного ряда. Этот факт, в свою очередь, приводит к более высокому значению давления полиморфного превращения для кристалла LiF бесконечно большого размера. Как показывают расчеты [19], поверхностная энергия кристалла фторида лития при таких условиях в фазе со структурой типа CsCl (В2) меньше, чем в фазе со структурой типа NaCl (В1), поэтому поверхностный вклад $G^{(поверх)}$ в термодинамический потенциал «ускоряет» фазовый переход, снижая давление полиморфного превращения.

Однако, в рамках термодинамики Гиббса [11] возникает ряд принципиальных трудностей при изучении свойств малых систем, что обусловлено существенностью вклада поверхности и дефектов структуры в энергетическое состояние системы. Подобная ситуация приводит к нарушению аддитивности термодинамического потенциала системы, лишая его определенного смысла. Кроме того, макроскопическая термодинамика не позволяет провести корректный учет дефектности структуры [14, 20], а дан-

ный вопрос является принципиально важным при анализе полиморфных превращений при высоких давлениях в малых кристаллических частицах. В работах [10, 14, 20, 21] для устранения описанных противоречий впервые на примере анализа кластеризованного состояния расплавов был использован подход термодинамики малых систем – метод Хилла [9]. В данном подходе термодинамические параметры системы есть статистические средние по ансамблю «малая система – внешняя среда». Таким параметром, в частности, является избыточная поверхностная энергия частицы. В гиббсовском подходе изменение термодинамического потенциала, необходимое для образования и роста зародыша новой фазы при полиморфном превращении, определяется выражением [11]

$$\Delta f_n = \frac{\Delta F_n}{kT} = -\alpha n + \beta n^{2/3}, \quad (9)$$

где $\alpha = \frac{\Delta\mu + \varepsilon}{kT}$; $\Delta\mu$ – разность химических потенциалов в двух фазах; ε – параметр, характеризующий затрату энергии на деформацию исходной фазы в области зародыша; n – число атомов в зародыше; $\beta = \frac{\alpha_0 \sigma v_a^2}{kT}$; α_0 – коэффициент формы зародыша; σ – поверхностное натяжение на границе раздела фаз; v_a – объем зародыша в расчете на один атом. Сложность анализа малых систем связана также с тем, что флуктуации термодинамических величин сравнимы со значениями самих величин, что не позволяет считать их макроскопическими. Поэтому выражение (9) не применимо к частицам микроскопических размеров. Поэтому в данную формулу вводится слагаемое, зависящее от размера объекта [14]

$$\Delta f_n = -\alpha n + \beta n^{2/3} - \gamma n^{1/2}, \quad (10)$$

где для кластеров в расплаве или в твердом теле $\gamma = \frac{H(\chi/v_a)^{1/2}}{kT}$; H – энтальпия в расчете на атом; χ – сжимаемость; n – число атомов в кластере. Причем величина поверхностного натяжения σ в (10) должна вычисляться с учетом размера частиц и коэффициента формы α_0 .

Как уже упоминалось ранее, учет дефектности структуры оказывается принципиально важным при рассмотрении полиморфных превращений в малых кристаллических частицах, причем при В1–В2 переходе наиболее велика роль вакансий [7, 8, 12]. Из вышеизложенного с очевидностью следует, что корректный учет вкладов дефектов в энергию системы в рамках макроскопической термодинамики Гиббса невозможен [14, 20, 21], поэтому воспользуемся подходом метода Хилла [9, 10] к построению термодинамического потенциала кристалла конечных размеров.

Термодинамический потенциал ансамбля дисперсных частиц без вакансий может быть представлен в виде

$$G(T, p, r) = Nn \left[\mu_0 \left(T, p + \frac{2\sigma}{r} \right) + \frac{\sigma v_0}{r} \right], \quad (11)$$

где $n = \frac{4\pi r^3}{3v_0}$ – число атомов в частице; N – число частиц. Выражение в квадратных скобках в (11)

$$\hat{\mu}_r(T, p) = \mu_0 \left(T, p + \frac{2\sigma}{r} \right) + \frac{\sigma v_0}{r}$$

носит название «интегрального» химического потенциала ансамбля малых систем [9] в отличие от «дифференциального» химического потенциала, определяемого как производная от термодинамического потенциала $G(T, p, r)$ по числу частиц

$$\mu_r(T, p) = \mu_0 \left(T, p + \frac{2\sigma}{r} \right).$$

Воспользуемся квазихимическим подходом [22], в котором в соответствующие формулы входят интегральные, а не дифференциальные химические потенциалы подсистем. При $T = \text{const}$ и $p = \text{const}$ равновесная концентрация вакансий в кристалле определяется термодинамическим потенциалом образования вакансии $g_v(T, p)$, который равен изменению термодинамического потенциала системы при образовании одной вакансии [8]

$$C(T, p) = \exp(-g_v/kT) = \exp(S_v/k - (\varepsilon_v + p\nu_v)/kT), \quad (12)$$

$$S_v = - \left(\frac{\partial g_v}{\partial T} \right)_p, \quad \nu_v = \left(\frac{\partial g_v}{\partial p} \right)_T, \quad (13)$$

где ε_v – энергия образования вакансии; S_v , ν_v – колебательная энтропия и объем вакансии. Для малой кристаллической частицы сферической формы (12) принимает вид

$$C(T, p) = \exp \left(S_v/k - \left(\varepsilon_v + p\nu_v + \frac{2\sigma\nu_v}{r} \right) / kT \right), \quad (14)$$

где σ – удельная поверхностная энергия, усредненная по различным кристаллографическим поверхностям. Для простоты модели будем считать, что в фазе В1 кристалл имеет огранку (100), а в В2-фазе – (110), так как при нулевом внешнем давлении именно эти грани обладают минимальной поверхностной энергией [3].

Рассматривая вещество как слабый раствор вакансий, термодинамический потенциал бинарного твердого раствора можно представить в виде [8]

$$G(T, p, N_A, N_B) = N_A \mu_{AA} + N_B \mu_{BB} + N_{AB} \mu_{AB} - TS_{-}, \quad (15)$$

где N_A , N_B – число атомов компонент; N_{AB} – число пар ближайших соседей из частиц разных сортов; Z – координационное число; $\mu_{ij}(T, p) \equiv \mu[U_{ij}]$ – химические потенциалы чистых подсистем; $U_{ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ – потенциалы парного взаимодействия [17]. При $i = j$ чистая подсистема совпадает с чистой компонентой А или В, а чистая АВ - подсистема представляет собой однокомпонентную систему, атомы которой взаимодействуют с парным потенциалом U_{AB} . Если одной из компонент являются вакансии: $B \rightarrow \nu$, $N_\nu \ll N_A$, $p_{A\nu} \approx ZN_\nu$ и выражение (15) записывается в стандартном для кристалла с вакансиями (слабого раствора) виде

$$G = G_0(T, p, N_A) + N_\nu g_\nu - kT \ln \left(\frac{(N_A + N_\nu)!}{N_A! N_\nu!} \right), \quad (16)$$

где $G_0 = N_A \mu_{AA}(T, p) = N_A \mu_0(T, p)$ – термодинамический потенциал идеального кристалла (без вакансий), а g_ν определяется, в силу (15), следующим образом

$$g_\nu = 2\mu_{A\nu} - \mu_{AA}. \quad (17)$$

Величина $\mu_{A\nu}$ определяется из условия $g_\nu \rightarrow 0$ при $\Phi_{AA} \rightarrow 0$ [12]. Тогда

$$g_v = -[f_0(T, v_0) - f_k(T, v_0)] + kT + p(dv_0 - v_0), \quad (18)$$

$$d \approx 1 + \frac{v_0}{v_0}, \quad (19)$$

где $v_0 = \left(\frac{\partial \mu_0}{\partial p} \right)_T$ – атомный объем идеального кристалла; f_k – кинетическая часть свободной энергии кристалла в расчете на атом; $f_0 = \mu_0 - pv_0$; d – параметр, определяющий отклонение формы кристалла от сферической. Поскольку $U_{Av} \equiv 0$, то поверхностная энергия в Av – подсистеме равна нулю, но по смыслу квазихимического приближения она находится под тем же давлением $p + \frac{2\sigma}{r}$, что и чистая (дисперсная) компонента. Следовательно

$$g_v(T, p, r) \approx g_v(T, p) + \frac{2\sigma}{r} \left(v_v - \frac{1}{2} v_0 \right). \quad (20)$$

После определения зависимости термодинамического потенциала кристалла с вакансиями от давления, из уравнения (1) при его численном решении определяется значение давления полиморфного В1 - В2 превращения; соответствующие результаты приведены в таблице 1. Анализ приведенных в таблице 1 результатов позволяет сделать вывод о том, что учет вакансионных вкладов приводит к снижению значений давления полиморфного превращения по сравнению с результатами, полученными в рамках гиббсовского подхода для идеальных кристаллов.

Список литературы

1. Структурные фазовые переходы в кристаллах под воздействием высокого давления. / под ред. Александрова К.С. Новосибирск: Наука. 1982. 140 с.
2. Rezai-Ford A.R., Anwar J., Clarr S.M. // Mater. Sci. Forum. 1996. V. 228. Part.1. p. 375.
3. Ухов В.Ф., Кобелева Р.М., Дедков Г.В., Темроков А.И. Электронно-статистическая теория металлов и ионных кристаллов. М.: Наука. 1982. 160 с.
4. Burakovsky L., Preston D.L., Silbar R.R. // Phys. Rev. B. 2000. v. 61. N. 22. p. 15011.
5. Иванов А.С., Любов Б.Я. // Поверхность. 1983. № 9. С. 104.
6. Alymov M.I., Shorshorov M.Kh. // Nanostructured Materials. 1999. v. 12. p. 365.
7. Морохов И.Д., Петин В.И., Трусов Л.И., Петрунин В.Ф. // УФН. 1981. Т. 133. Вып. 4. с. 653.
8. Морохов И.Д., Зубов В.И., Федоров В.Б. // ДАН СССР. 1983. Т. 269. № 1. С. 101.
9. Hill T.L. Thermodynamic of small system. N.: Benjamin inc. Part 1. 1963; Part 2. 1964. 370 p.
10. Шоршоров М.Х., Манохин А.И. Теория неравновесной кристаллизации плоского слитка. М.: Наука. 1992. 112 с.
11. Гиббс Д.В. Термодинамические работы. М.: Иностран. лит-ра. 1950. 492 с.
12. Морохов И.Д., Трусов Л.И., Чижик Л.П. Ультрадисперсные металлические среды. М.: Атомиздат. 1977. 262 с.
13. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. М.: Атомиздат. 1979. 312 с.
14. Шоршоров М.Х. // Материаловедение. 2000. № 5. с. 6.
15. Карпенко С.В., Кяров А.Х., Темроков А.И. // ТВТ. 2000. Т. 38. № 5. с. 748.
16. Карпенко С.В., Винокурский Д.Л., Темроков А.И. // Материаловедение. 2001. № 5. с. 8.
17. Кяров А.Х., Темроков А.И. // Известия ВУЗов. Физика. 1994. № 5. с. 3.
18. Дедков Г.В., Темроков А.И. // Известия ВУЗов. Физика. 1979. № 2. с. 19.
19. Szasz L. // Ztchr. Naturforsch. 1977. Bd. 32a. s. 252.
20. Шоршоров М.Х. // Материаловедение. 2001. № 2. с. 2.
21. Шоршоров М.Х. // ДАН. Т. 377. № 2. с. 190.
22. Алымов М.И., Шоршоров М.Х. // Металлы. 1999. № 2. с. 29.

УДК 539.19: 536.42

**МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ ПРОЗРАЧНЫХ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ
ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ****Мамчуев М. О., Карпенко С. В.***НИИ прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН, Нальчик*
sv_karpenko@mail.ru

Развитие лазерной техники, в частности, техники генерирования мощных световых потоков, сдерживается тем, что под действием лазерного излучения большой интенсивности в оптических элементах лазеров происходят необратимые изменения, обусловленные оптическим пробоем. Интерес к явлению оптического пробоя в прозрачных диэлектриках прежде всего обусловлен практическими потребностями лазерной техники, так как решение проблемы фокусировки и передачи мощных лазерных импульсов невозможно без выяснения механизмов лазерного разрушения диэлектриков. Лазерное разрушение имеет и самостоятельный научный интерес как один из фундаментальных вопросов физики взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения с веществом.

В данной работе предлагается механизм оптического пробоя твердых предельно чистых диэлектриков, связанный со скачкообразным сужением запрещенной зоны, то есть «металлизацией» диэлектрика в интенсивном поле световой волны лазерного излучения. При этом теория металлизации рассматривается в формализме функционала электронной плотности.

Теоретические аспекты механизма собственного оптического пробоя базируются на известных экспериментальных фактах [1–5]. Считается, что взаимодействие лазерного излучения с матрицей вещества ведет к возникновению интенсивной туннельной, ударной или многофотонной ионизации матрицы материала [5–8], приводящей к нелинейному накоплению свободных зарядов, что, в свою очередь, вызывает рост поглощения, возникновение плазмы в фокальном объеме и последующее разрушение образца в мощных световых полях.

Однако предлагаемые механизмы оптического пробоя не объясняют всей совокупности экспериментальных данных. Так, известные механизмы собственного оптического пробоя рассматривают допороговую ионизацию матрицы, то есть предполагают появление свободных электронов при допороговом возбуждении. Однако имеются экспериментальные работы [1, 7, 8], в которых показано, что, например, для силикатных стекол и кварца, когда пороги пробоя очень высоки (около 10^{13} Вт/см²), при энергиях кванта излучения, меньших $(1/2)E_{gv}$ (E_{gv} – ширина запрещенной зоны диэлектрика в объеме), не наблюдается образование центров окраски и собственной люминесценции даже при облучении лазерным излучением с мощностью 0.95 – 0.98 от пороговой. Такие результаты невозможно объяснить в рамках лавинной и многофотонной ионизации. В частности, трудно в рамках этой теории объяснить экспериментальный факт несущественной зависимости порога оптического пробоя от частоты падающего света, так как вероятность n – фотонного процесса ($\omega^{(n)}$) степенным образом зависит от интенсивности падающего излучения (I) [9]: $\omega^{(n)} \sim I^n$.

Авторы работ [1, 7, 8] предложили механизм собственного оптического пробоя диэлектриков, связанный со скачкообразным изменением оптических параметров среды, в частности, скачкообразным возникновением спектра электронных состояний, соответствующих обобществлению валентных электронов, то есть «металлизацией» ма-

териала при достижении пробивной напряженности электрического поля лазерного излучения. Подобное превращение в некотором смысле аналогично переходу Мотта [10, 11] диэлектрик–металл, но охватывает только электронную подсистему, с другой стороны, оно может рассматриваться как предельный случай эффекта Франца–Келдыша [12], когда происходит скачкообразное сужение запрещенной зоны в поле световой волны. В результате в центре каустики фокусирующего объектива образуется “металлический” зародыш, поглощение лазерного излучения в котором и приводит к возникновению плазменного облака в фокальном объеме и последующему разрушению образца.

Согласно экспериментальным данным [6], под влиянием мощного лазерного излучения в диэлектрике можно создавать мегабарные давления. Оценим теперь давление

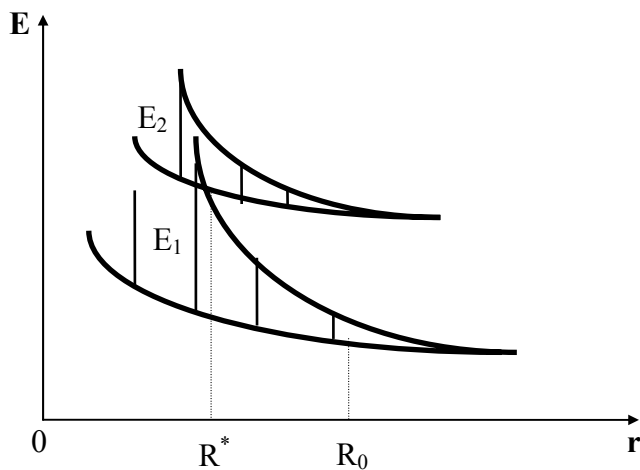


Рис. 1. Схематическое поведение энергетических зон кристалла при сжатии.

всестороннего сжатия, при котором должно происходить “схлопывание” запрещенной зоны диэлектрика (“металлизация”) [13]. Обратимся к щелочно-галогидным кристаллам, для которых пороги пробоя лазерным излучением имеют тот же порядок величин, что и у силикатных стекол [14]. Схематическое поведение энергетических зон при сжатии кристалла изображено на рис. 1. Используемые на рисунке обозначения имеют следующий смысл: E_1 , E_2 – уровни энергии электрона в занятой и свободной зонах соответственно; R_0 – равновесное межчастичное расстояние при нормальном давлении, соответствующее минимуму термодинамического потенциала кристалла; R^* – расстояние между атомами в кристалле в момент пересечения энергетических зон. При сжатии кристалла зоны поднимаются вверх не в одинаковой степени. Часто некоторые уровни нижних зон растут быстрее уровней верхних свободных зон. При пересечении верхнего уровня занятой зоны с нижним уровнем свободной зоны электроны смогут беспрепятственно занимать энергетические уровни обеих зон. Начиная с этого момента, не будет запрета на получение электроном кристалла кинетической энергии от внешнего электрического поля. Кристалл становится проводником – переходит в металлизированное состояние. В данной работе для расчета давления всестороннего сжатия, при котором должна происходить “металлизация” диэлектрика, используется электронно-статистическая модель в формализме метода функционала плотности [15].

В наших расчетах обратимся к ионным кристаллам с решеткой типа NaCl (B1-структура). Эти кристаллы при давлениях десятки и сотни кбар (что гораздо меньше давления металлизации) совершают полиморфный переход в B2-структуру [15, 16]. Поэтому далее при описании термодинамики фазы ионного кристалла будем исходить из модели идеальной кристаллической решетки, имеющей B2-структуру (типа CsCl), состоящей из точечных зарядов разного знака [16]. Температуру будем считать равной абсолютному нулю. Термодинамический потенциал ионной решетки имеет вид [16]:

$$G_{B2}(R) = \sum_{j=1}^7 N_j U_j(a_j R) - \frac{\alpha_\mu}{R} - V \frac{\partial}{\partial V} \left[\sum_{j=1}^7 N_j U_j(a_j R) \right], \quad (1)$$

где $\alpha_\mu = 1,76268$ – постоянная Маделунга В2-структуры; $U_{B2}(R) = \sum_{j=1}^7 N_j U_j(a_j R)$ – потенциал парного взаимодействия ионов, рассчитанный самосогласованным образом в рамках теории неоднородного электронного газа [15], $a_j = R_j / R_1$ – отношение радиусов j -й и первой координационных сфер, N_j – число ближайших соседей в j -й координационной сфере.

В выражение для термодинамического потенциала (1) необходимо добавить член, описывающий поверхностную энергию кристалла [16]:

$$G_{B2}^{(поверх)} = 4\pi r^2 K \sigma, \quad (2)$$

где σ – удельная свободная поверхностная энергия (далее – поверхностная энергия); r – радиус «кристаллического зерна»; K – численный коэффициент, учитывающий отклонение формы кристалла от идеальной сферической (в случае идеального сферического кристалла $K = 1$). Для расчета поверхностной энергии использовался метод суммирования по плоским сеткам внутри полубесконечного кристалла. В используемом в предлагаемой работе нулевом приближении [16]

$$\sigma(nkl) = \frac{1}{2} n_0(nkl) \sum_i (\beta^{(i)} - 1) W_\infty^{(i)}, \quad (3)$$

где $\beta^{(i)} = \frac{W_S^{(i)}}{W_\infty^{(i)}}$ – отношение сумм по бесконечной плоской сетке и бесконечной решетке для i -го типа сил взаимодействия ионов; n_0 – число частиц на единицу площади сетки; n, k, l – индексы Миллера; $W_S^{(i)}$ и $W_\infty^{(i)}$ – энергия частицы на сетке и в объеме кристалла соответственно, обусловленная i -м типом сил взаимодействия.

Итак, термодинамический потенциал диэлектрической фазы ионного кристалла записывается в виде:

$$G_{B2} = \sum_{j=1}^7 N_j U_j(a_j R) - V \frac{\partial}{\partial V} \left[\sum_{j=1}^7 N_j U_j(a_j R) \right] - \frac{\alpha_\mu}{R} + 2\pi r^2 K n_0(nkl) \sum_i (\beta^{(i)} - 1) W_\infty^{(i)}. \quad (4)$$

В дальнейшем, говоря о фазе (I), будем иметь в виду диэлектрическую фазу со структурой типа CsCl, а под фазой (II) будем понимать металлизированное состояние кристалла. В расчетах считалось, что для фазы (I) огранка поверхности осуществляется гранью (110), имеющей минимальное значение поверхностной энергии. Расчет ее термодинамического потенциала проводился по формуле (4) для случая $T = 0$ К.

Для расчета термодинамического потенциала металлизированной фазы использовалась (для объемной части) модель Гомбоша [17], удовлетворительно описывающая свойства щелочных металлов, а также модель "желе" [18] (для расчета поверхностного вклада в потенциал). Модель Гомбоша позволяет записать энергию решетки металла (отнесенную к паре атомов) в виде

$$U_m = -0.0772Z - \frac{0.9Z^2 + 0.516Z^{4/3}}{R_m} + \frac{1.105Z^{5/3}}{R_m^2} + \frac{3Z(Zr_0^2/6 - 5r_0^2/32\pi)}{R_m^3} + \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} C_a r_0^3 \frac{Z^{4/3}}{R_m}, \quad (5)$$

где Z – состояние окисления металла; R_m – расстояние между ближайшими соседями, r_0 – граничный радиус иона в металле; $C_a = 0.738$ константа в модели Гомбоша. Для определения состояния окисления металлизированной фазы рассмотрим соединение NaCl, когда зона проводимости образуется при однократной (двукратной) ионизации отрицательно заряженных ионов галогенов. Поскольку потенциал ионизации иона Na^+ высок (47.25 эВ), маловероятно, чтобы этот ион также мог потерять электрон. Оказалось, что в данной модели энергетически выгоднее металл с $Z = 1/2$, так как потенциал ионизации атома Cl также довольно высок (13 эВ), и тот выигрыш в энергии, который появляется при переходе в фазу (II), компенсируется энергией, необходимой для образования ионов Na^+ . Таким образом, решетка металлизированной фазы состоит из ионов Na^+ и атомов Cl, а на объем V_m решетки, соответствующей паре этих атомов, приходится один валентный электрон.

Объемная часть термодинамического потенциала фазы (II) при отличном от нуля внешнем давлении записывается в виде:

$$G_{mv} = N(U_m - \frac{\partial U_m}{\partial V_m} V_m), \quad (6)$$

где N – число пар ионов разного знака в исходном кристалле.

Поверхностная энергия металлизированной фазы рассчитывалась по формуле, полученной в модели "желе" [18] без учета вклада ионной подрешетки и дискретности ионов:

$$\sigma_m = -\frac{C}{\beta^3} - \frac{B}{\beta} + A\beta, \quad (7)$$

где

$$A = 9.67 \cdot 10^{-3} n_+,$$

$$B = -5.266 C_a n_+^{4/3} - 2.289 C_a n_+^{4/3} + \frac{0.22 n_+}{\beta (1 + 0.079 n_+^{4/3})} +$$

$$+ 0.084 n_+ \left(\frac{1}{3} - \frac{\alpha}{2} + \alpha^2 + \alpha^3 \ln \frac{\alpha}{1 + \alpha} \right),$$

$$C = -1.5 \pi n_+^2,$$

причем $\alpha = 0.079 \left(\frac{2}{n_+} \right)^{1/3}$, $\beta = 2.18$ [18]. Величина n_+ – плотность валентных электронов,

связана с расстоянием R_m фазы (II) соотношением:

$$n_+ = \frac{3\sqrt{3}}{8} R_m^{-3}. \quad (8)$$

Для полного термодинамического потенциала кристалла кубической формы, с учетом (6) и (7), получим следующее выражение:

$$G_{II} = G_{mv} + AN + 6d_m^2 \sigma_m N, \quad (9)$$

где A – потенциал сродства электрона к хлору, d_m – сторона куба кристалла в фазе (II).

Для упрощения расчетов принималось, что зависимость параметра β от "плотности желе" n_+ , изменяющейся с ростом давления, незначительна. Это оправдывается тем обстоятельством, что значение этого параметра для металлов с отличающимися на порядок значениями n_+ весьма близки [18]. Таким образом, давление металлизации можно определить из условия равенства термодинамических потенциалов фаз (I) и (II):

$$G_I = G_{II} . \quad (10)$$

Результаты наших расчетов давления металлизации для массивных образцов представлены в табл. 1, по которой также можно сравнить результаты авторов с данными ряда других работ, посвященных расчету давления металлизации ионных кристаллов [19–21]. Кроме того, в таблице 1 приведены, для сравнения, рассчитанные авторами значения давлений полиморфного В1 – В2 перехода, который тоже осуществляется при всестороннем сжатии кристалла [16].

Как и в случае полиморфного превращения [16], для всех исследованных кристаллов наблюдается значительное возрастание давления металлизации при уменьшении размера образца.

Таблица 1. Давления "металлизации" и полиморфного (В1–В2) перехода массивных образцов щелочно-галогидных кристаллов

Кристалл	$p_{\text{мет}}$, Мбар				$p(\text{В1–В2})$, кбар
	Авторы	[19]	[20]	[21]	
LiF	27	-	-	-	300
LiCl	20	-	14	-	149
LiBr	18	-	-	-	100
NaF	22	-	-	-	154
NaCl	15	1,3	11	13	138
NaBr	12	1,7	16	-	45
KF	9	0,8	-	17	89
KCl	6	0,5	4	10	29
KBr	5	-	-	-	29
RbF	2	-	-	-	34
RbCl	2	-	-	-	17
RbBr	1,5	-	-	-	14

При этом интересен следующий факт. В работе [16] было обнаружено anomальное поведение фторида лития: в отличие от остальных щелочно-галогидных кристаллов, для кристалла LiF при уменьшении его размера давление полиморфного превращения убывает, а не возрастает. (Этот факт объясняется тем, что данное соединение в В2-структуре имеет поверхностную энергию меньшую, чем в В1-структуре, поэтому учет поверхностного вклада в термодинамический потенциал кристалла «ускоряет» фазовый переход, снижая значение давления полиморфного превращения.) Однако в процессе перехода «диэлектрик – металл» кристалл LiF ведет себя аналогично остальным исследованным в работе щелочно-галогидным соединениям, то есть величина давления металлизации возрастает при уменьшении размера образца. Проведенный в рамках метода функционала плотности расчет показывает, что поверхностная энергия металлизированной фазы фторида лития на 15–20 % больше данной величины для диэлектрической фазы со структурой типа CsCl. Следовательно, закономерно ожидать увеличения давления металлизации для образцов малых размеров, что и подтверждают наши расчеты.

Необходимо заметить, что значения давлений металлизации, рассчитанные нами, в целом, неплохо согласуются с результатами других авторов за исключением резуль-

татов [19], где данные явно занижены. С другой стороны, необходим более строгий учет электронных эффектов, не учитываемых нашей моделью. В частности, нуждаются в дополнительном исследовании эффекты, связанные с деформацией электронных оболочек атомов при сжатии кристалла, существенным может оказаться вклад оболочечных эффектов.

Итак, результаты расчета давлений, при которых осуществляется фазовый переход «диэлектрик–металл», проведенных в рамках метода функционала электронной плотности, свидетельствуют, что порядок давления, создаваемого в диэлектриках, в частности, в щелочно-галогидных кристаллах, при оптическом пробое под влиянием мощного лазерного импульса, совпадает с давлением всестороннего сжатия, при котором происходит "металлизация" вещества. Вследствие этого оптический пробой прозрачных предельно чистых диэлектриков может являться следствием скачкообразного сужения запрещенной зоны в интенсивном поле световой волны за счет высоких давлений.

Список литературы

1. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Либенсон М.Н., Петровский Г.Т. // ДАН СССР. 1986. Т. 287. № 5. С. 1114.
2. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. // Труды ФИАН. 1978. т. 101. с.31.
3. Маненков А.А., Прохоров А.М. // УФН. 1986. Т. 148. № 1. С. 179.
4. Satpathy S., Christensen N.E., Jepsen O. // Phys. Rev. B. 1985. v. 32. p. 6793.
5. Горшков Б.Г., Епифанов А.С., Маненков А.А. // ЖТФ. 1979. Т. 76. № 2. С. 617.
6. Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортон В.Е. // УФН. 1984. т. 142. вып.3. с. 395.
7. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Петровский Г.Т. // Квантовая электроника, 1983. т. 10. № 3. с. 1490.
8. Глебов Л.Б., Ефимов О.М. // Известия АН СССР. сер. Физическая. 1985. т. 49. № 6. с. 1140.
9. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2001. 312 с.
10. Мотт Н.Ф. Переходы металл – изолятор. М.: Наука. 1979. 342 с.
11. Бабушкин А.Н., Волкова А.Ю. // Физика экстремальных состояний вещества – 2002. Труды XVII Межд. конф. «Уравнения состояния вещества». Черноголовка: ИПХФ РАН. 2002 с. 30.
12. Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1958. т. 34. с. 1138.
13. Savintsev A.P., Temrokov A.I. // Ext. abs. 6-th Int. Workshop Electronic Properties of Metal / Non-Metal Microsystems. Prague. Czech Republic. 1997. p. 53.
14. Башарин А.Ю., Савинцев А.П. // Тезисы XVII Межд. конф. «Уравнения состояния вещества». Черноголовка: ИПХФ РАН. 2002. с. 109.
15. Ухов В.Ф., Кобелева Р.М., Дедков Г.В., Темроков А.И. Электронно – статистическая теория металлов и ионных кристаллов. М.: Наука. 1982. 104 с.
16. Винокурский Д.Л., Карпенко С.В., Кяров А.Х., Темроков А.И.// ДАН. 2001. т. 381. № 6. С. 756.
17. Гомбаш П. Статистическая теория атома и ее применение. М.: Иностран. лит. 1951. 270 с.
18. Кобелева Р.М., Гельчинский Г.Р., Ухов В.Ф. // ФММ. 1978. Т. 45. № 1. С. 25.
19. Жданов В.А., Кучин В.А., Поляков В.В.//Известия ВУЗов. Физика. 1973. №3. с.57.
20. Feldman J.L., Klein B.M., Mehl M.J. // Phys. Rev. B. 1990. v. 42. p. 2752.
21. McMahan A.K. // Phys. Rev. B. 1984. v. 29. p. 5982.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЧНОСТИ БЕТОНА МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ

Мацулевич О. В., Крень А. П.

Институт прикладной физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь

В настоящее время объемы неразрушающего контроля прочности бетонных и железобетонных конструкций значительно возросли. Неразрушающие методы используются как при производстве конструкций, так и при возведении, диагностике и мониторинге состояния зданий и сооружений, находящихся в длительной эксплуатации, оценке поврежденности после воздействия природных и техногенных факторов (пожаров, наводнений и др.). Значение неразрушающих методов также возросло после того, как ряд предприятий ввели систему менеджмента качества по ИСО 9001, которая требует проведения контроля производства. Применение неразрушающих методов базируется на двух нормативных документах [1, 2]: ГОСТ 17624-87, ГОСТ 22690-88, а сами методы можно разделить на три основные группы:

- основанные на локальном разрушении фрагмента изделия, не приводящем к потере работоспособности конструкции, например, отрыв со скалыванием;
- упруго-деформационные механические методы;
- ультразвуковые методы.

Рассмотрим более подробно упруго-деформационные методы. Их в свою очередь можно разбить на следующие группы:

- метод пластической деформации, основанный на зависимости диаметра отпечатка, образующегося при ударном взаимодействии бойка и материала (приборы типа молоток Кашкарова, молоток Физделя) от твердости (прочности) материала;
- метод упругого отскока, использующий зависимость высоты отскока от прочностных параметров бетона;
- метод ударного импульса, базирующийся на взаимосвязи величины dP/dT (где P – максимальное контактное усилие, T – время ударного взаимодействия) и прочности бетона.

Указанные методы сравнительно просты и удобны в эксплуатации. Однако можно выделить и целый ряд недостатков. Это, во-первых, неточное определение диаметра отпечатка в зависимости от шероховатости поверхности и применяемой измерительной техники для метода пластической деформации. Для метода упругого отскока это – снижение чувствительности, рост погрешности измерений и влияние пространственной ориентации приборов на результаты измерений после сравнительно недолгой эксплуатации вследствие изменения параметров пружины растяжения [3]. Влияние самой пружины на процесс соударения (удар является стесненным), что затрудняет и усложняет использование положений теории удара при расчетах. При использовании в приборах, реализующих метод ударного импульса, акселерометра измерение ускорений (контактной силы P) можно производить лишь в относительно узком диапазоне их изменения, зависящем от чувствительности акселерометра, что не позволяет производить контроль широкого класса материалов.

В этой связи, ставилась задача разработать новый метод контроля, который давал бы возможности отстроиться от мешающих факторов и уменьшить погрешность измерений. Расширение возможностей ударных методов может быть достигнуто за счет регистрации всей кривой процесса вдавливания индентора (бойка) в испытуемый материал. Именно такими возможностями обладает метод динамического индентирования, разработанный в ИПФ НАН Беларуси. Метод заключается в нанесении локального

удара по испытываемому материалу и регистрации кривой текущей скорости перемещения индентора, которая представляет собой исходную информацию о материале.

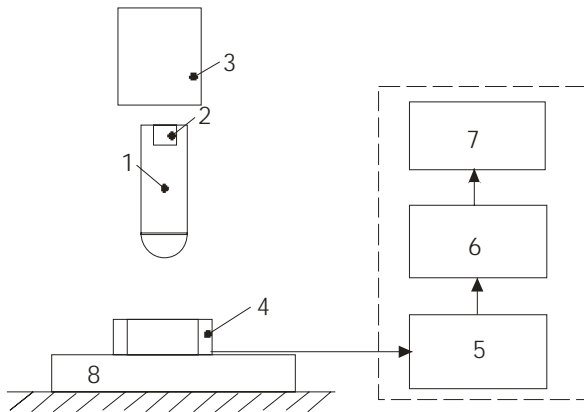


Рис. 1. Структурная схема установки для испытания строительных материалов.

На рис.1 представлена структурная схема установки для контроля строительных материалов, включающая индентор 1, который, разгоняясь под действием устройства разгона 3, может наносить удар по испытываемому материалу 8. К индентору прикреплен постоянный магнит 2, который при движении индентора наводит ЭДС в катушке индуктивности 4, прикрепленной к корпусу установки. Далее этот сигнал усиливается в усилителе 5 и через блок синхронизации 6 поступает в блок аналогового цифрового преобразования сигнала 7 (АЦП) и затем передается в устройство обработки сигнала для вычисления механических характеристик.

Исходной информацией о свойствах материала в предложенном методе является аналоговый сигнал, наводимый в катушке индуктивности. Величина этого сигнала пропорциональна текущей скорости перемещения индентора $V(t)$ во время его контакта с материалом (рис. 2а).

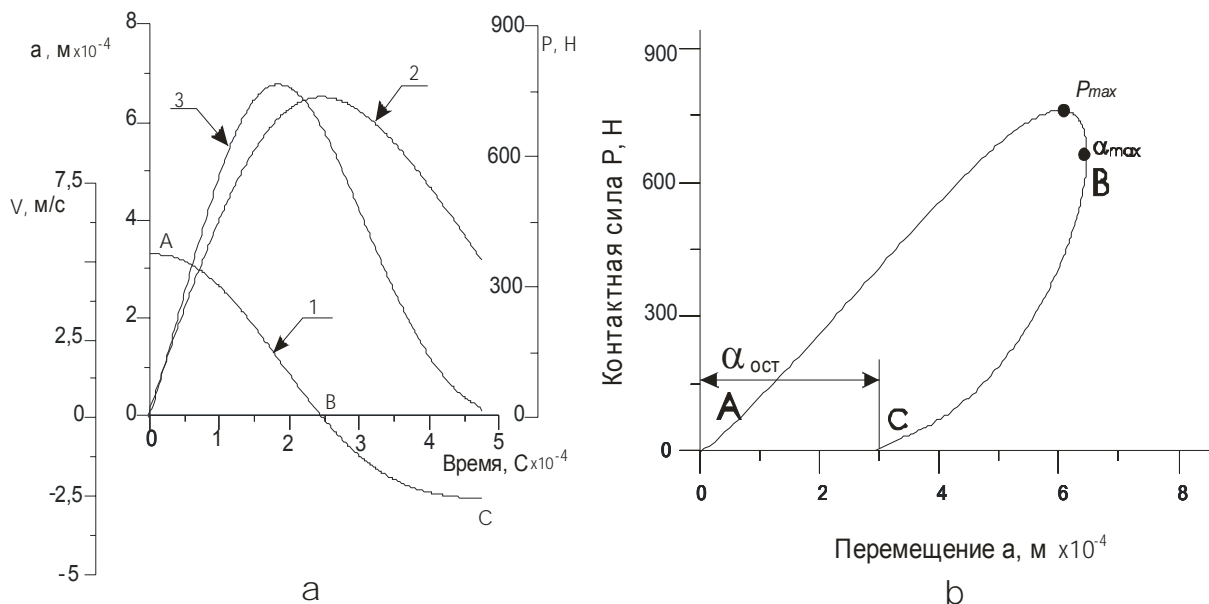


Рис. 2. Типичные кривые изменения скорости $V(t)$ (кривая 1), глубины внедрения $\alpha(t)$ (кривая 2) и контактной силы $P(t)$ (кривая 3) индентора в процессе испытательного удара (а). Зависимость «контактная сила – перемещение» (b).

На этом рисунке точка А соответствует моменту касания индентором испытываемого материала, где скорость индентора равна V_0 . Начиная с момента касания скорость индентора резко замедляется и в точке В становится равной нулю. Временной отрезок АВ соответствует длительности активного этапа удара τ_a . После этого за счет восстановления упругих деформаций испытываемого материала индентор начинает обратное

бетона были взяты значения коэффициента $K = f(P_{max}, \alpha_{max})$, являющегося функцией модуля упругости и твердости бетона [5]. Соответствие оценок прочности бетона на сжатие $R_{сж}$ методом динамического индентирования и испытаний на прессе показано на рис. 4.

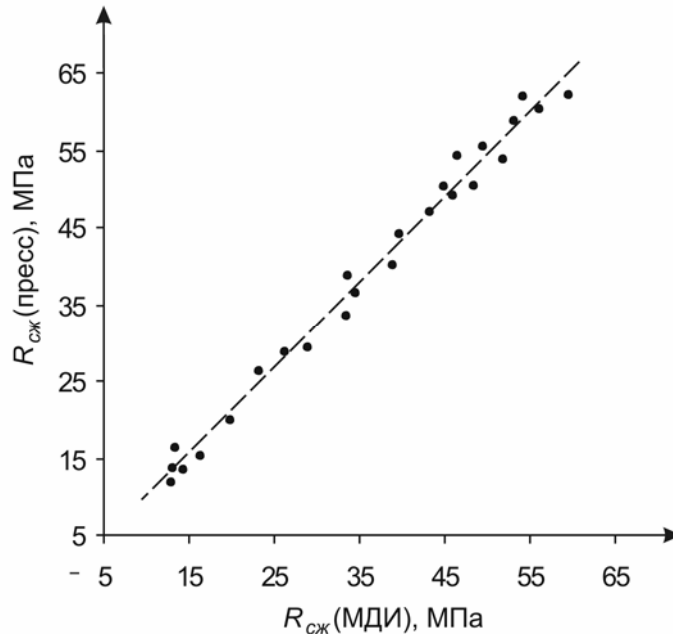


Рис. 4. Соответствие оценок прочности бетона на сжатие $R_{сж}$ методом динамического индентирования (МДИ) и испытаний на прессе для образцов из бетона класса В.

Заключение:

- 1) проанализированы существующие методы неразрушающего контроля прочности бетона, показаны их недостатки и пути совершенствования;
- 2) предложен метод динамического индентирования для контроля бетона по параметрам ударного импульса;
- 3) показаны пути повышения точности и снижения погрешности при контроле;
- 4) разработана конструкция ударного преобразователя, позволяющая производить измерения при произвольной ориентации прибора в пространстве;
- 5) получена экспериментальная зависимость прочности от параметров ударного импульса.

Список литературы

1. ГОСТ 17624-87 Бетоны. Ультразвуковой метод определения прочности. М. Изд-во стандартов, 1989 — 24 с.
2. ГОСТ 22690-88 Бетоны. Определение прочности механическими методами неразрушающего контроля. — М.: Изд-во стандартов, 1987.—19 с.
3. Джонс Р. Испытание бетона без разрушения. — М. Стройиздат, 1964 —139 с.
4. Джонсон К. Механика контактного взаимодействия: Пер. с англ.—М.: Мир, 1989.— 510 с.
5. Рудницкий В.А. Контроль физико-механических характеристик материалов и изделий по параметрам динамического контактного деформирования: Дисс. ...д-ра техн. наук: 05.11.13. —Минск, 1992. —370 с.

УДК 539.4:678.5

**КИНЕТИКА РАЗРУШЕНИЯ И ПРОЧНОСТЬ ТЕРМОПЛАСТОВ,
ХАОТИЧЕСКИ АРМИРОВАННЫХ СТЕКЛОВОЛОКНОМ****Ставров В. П., Наркевич А. Л.**

*Белорусский государственный технологический университет,
Минск, Республика Беларусь
vpstavrov@user.unibel.by*

Введение

Термопластичные полимеры, армированные стеклянными волокнами, находят все более широкое применение в нагруженных конструкциях, в частности, транспортных средств [1–3]. Для получения наибольшего армирующего эффекта стремятся получить материалы с длинными волокнами. Такие материалы получают, в частности, путем пропитки стеклоровинга расплавом матричного термопластичного полимера [3]. Однонаправленно армированный элемент является основным элементом структуры данного материала.

Жесткость и прочность материала в изделиях зависит от ориентации однонаправленно армированных элементов, которая, в свою очередь, существенно зависит от геометрии изделия и технологии его изготовления. Ввиду различной степени анизотропии структуры, получаемой при формообразовании изделий, показатели упругих свойств и прочности материалов, получаемые при испытаниях стандартных образцов и приводимые обычно без указания степени анизотропии материала, недостаточны для оценки жесткости и прочности изделий. В связи с этим, возникает необходимость прогнозирования жесткости и прочности термопластов, армированных стеклянными волокнами, с учетом структуры материала в изделиях.

Показатели прочности композиционных материалов, однонаправленно армированных волокнами, оценивают, используя методы микромеханики композитов [4]. При этом обычно не учитывают неоднородность элементов структуры и обусловленный этим процесс перераспределения нагрузки при нагружении. В то же время ввиду хаотической ориентации однонаправленных элементов структуры в изделиях из армированных термопластов повреждения наблюдаются уже на ранних стадиях нагружения. Полное разрушение происходит после достижения некоторого предельного уровня поврежденности элементов структуры. Для адекватной оценки прочности армированных термопластов необходимы модели, учитывающие кинетику разрушения [5].

Цель данной работы – оценить уровень предельной поврежденности и разрушающие напряжения при растяжении термопластичного полимера, хаотически армированного длинными стеклянными волокнами, в зависимости от степени анизотропии структуры по характеристикам упругости и прочности однонаправленных элементов и распределения углов, задающих ориентацию этих элементов, на основе модели, учитывающей накопление повреждений.

Модель структуры. Рассматривается материал, содержащий однонаправленно армированные (трансверсально изотропные) элементы, хаотически ориентированные в пространстве. В плоских изделиях, которые чаще всего изготавливают из термопластов, армированных длинными стеклянными волокнами, однонаправленные элементы имеют преимущественную ориентацию в плоскости (рис. 1).

Главные оси симметрии однонаправленных элементов структуры x'_i (ось x'_3 направлена вдоль волокон, а оси x'_1 x'_2 лежат в трансверсальной плоскости) стохастиче-

ски ориентированы относительно осей координат x_i , связанных с изделием. Ориентация элемента задана углами сферической системы координат φ и θ (рис. 2). Предположим, что эти углы статистически независимы. Тогда при преимущественной ориентации элементов в направлении оси x_1 плотность совместного распределения углов φ и θ в материале плоского изделия может быть представлена в виде:

$$f_{\varphi,\theta}(x, z) = f_{\varphi}(x)f_{\theta}(z), \quad (1)$$

где

$$f_{\varphi}(x) = a_{\varphi} \cos^k k_{\varphi} x \text{ и } f_{\theta}(z) = a_{\theta} \sin^k k_{\theta} z \quad (2)$$

– плотности распределения углов φ и θ соответственно; a_{φ} и a_{θ} – параметры, определяемые из условий нормировки; k_{φ} и k_{θ} – параметры, характеризующие степень анизотропии структуры и разориентацию элементов относительно оси x_1 и плоскости $x_1 x_2$ соответственно, поскольку от их значений зависят средние квадратические отклонения углов s_{φ} и s_{θ} .

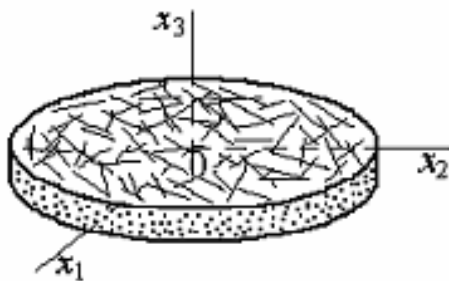


Рис. 1. Модель материала

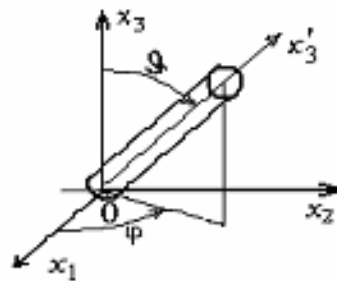


Рис. 2. Ориентация элемента структуры

Представление плотностей распределения углов в форме (2) дает широкие возможности аппроксимации экспериментальных данных и варьирования типа структуры при расчетах (табл. 1).

Таблица 1. Параметры структуры

Тип структуры	k_{φ}	k_{θ}	a	s_{φ}, s_{θ}
Однонаправленная (по оси x_3)	0	∞	$a_{11} = a_{22} = 0$ $a_{33} = 1$	$s_{\theta} = 0$
Хаотическая (равномерная) в пространстве	0	1	$a_{11} = a_{22} = a_{33} = 1/3$	$s_{\varphi} = 52^{\circ}$ $s_{\theta} = 39^{\circ}$
Хаотическая (равномерная) в плоскости ($x_1 x_2$)	0	0	$a_{11} = a_{22} = 1/2$ $a_{33} = 0$	$s_{\varphi} = 39^{\circ}$ $s_{\theta} = 0$
Преимущественная ориентация в плоскости ($x_1 x_2$)	> 1	> 50	$a_{11} = 0,5-0,9$ $a_{33} \ll 1$	$s_{\varphi} = 8-39^{\circ}$ $s_{\theta} < 10^{\circ}$

Ориентация элементов структуры относительно осей координат x_i задана также косинусами углов единичного вектора оси x'_3 :

$$p_1 = \cos \varphi \sin \theta ; p_2 = \sin \varphi \sin \theta ; p_3 = \cos \theta. \quad (3)$$

Математические ожидания произведений косинусов называют тензорами ориентации. Компоненты тензора ориентации второго ранга равны

$$a_{ij} = \int_0^{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} p_i p_j f_{\phi, \theta}(x, z) dx dz. \quad (4)$$

Значения диагональных компонентов этого тензора наряду с параметрами плотности распределения и средними квадратическими отклонениями углов ϕ и θ можно рассматривать как степени армирования в соответствующих направлениях (см. табл. 1). Их свертка $a_{11} + a_{22} + a_{33} = 1$, а соотношения между компонентами характеризуют степень анизотропии структуры.

Свойства элементов структуры. Постоянные упругости трансверсально изотропного элемента заданы в системе координат x'_i модулями Юнга E'_1 и E'_3 , модулями сдвига G'_{12} и G'_{13} и коэффициентом Пуассона μ'_{13} . Прочность элемента в главных осях x'_i характеризуется семью величинами – разрушающими напряжениями при растяжении (индекс «+») σ^+_1 и σ^+_3 , при сжатии (индекс «-») σ^-_1 и σ^-_3 , а также разрушающими напряжениями при сдвиге в плоскости расположения волокон τ^+_{13} , τ^-_{13} и τ^*_{13} [6]. Предполагается, что длина элементов больше эффективной, определяемой из условий разрыва волокон, поэтому эффекты, обусловленные длиной волокон, в дальнейшем не учитываются.

Показатели упругих свойств и прочности однонаправленного элемента в главных осях x'_i могут быть найдены по экспериментальным данным или приближенно оценены по свойствам компонентов и объемной волокон P_a и связующего $P_c = 1 - P_a$ на основе методов микромеханики композитов [4].

В координатах x_i , связанных с изделием и повернутых относительно координат x'_i , постоянные упругости (компоненты тензоров четвертого ранга модулей упругости и упругих податливостей) задаются формулами преобразования.

Разрушающее напряжение при растяжении под углом ϕ к направлению армирования рассчитываются с использованием предельной поверхности, представленной в виде полинома второй степени [6]

$$\sigma_{\phi}^+ = \{R_{33} \cos^2 \phi + R_{11} \sin^2 \phi + [(R_{3333} \cos^4 \phi + 2(R_{1133} - 2R_{1313}) \sin^2 \phi \cos^2 \phi + R_{1111} \sin^4 \phi)]^{0.5}\}^{-1}, \quad (4)$$

где R_{11} ; R_{33} ; R_{1111} ; R_{3333} ; R_{1133} ; R_{1313} – компоненты тензоров прочности, вычисляемые по значениям показателей прочности однонаправленно армированного элемента.

Модель разрушения. Рассмотрим растяжение вдоль главных осей симметрии структуры в плоскости $x_1 x_2$. Разрушающее напряжение каждого элемента зависит от угла ϕ и определяется по формуле (5). Предположим также, что деформации элементов одинаковы.

Доля разрушенных элементов Q равна вероятности того, что $\phi^* < \phi < \pi/2$, где ϕ^* – угол, задающий ориентацию элементов, прочность которых меньше действующих в них напряжений, т.е.

$$Q(\phi^*) = 2 \int_{\phi^*}^{\pi/2} f_{\phi}(x) dx. \quad (6)$$

Среднее напряжение в неразрушенных элементах после достижения поврежденности Q равно

$$\bar{\sigma} = \sigma / (1 - Q). \quad (7)$$

В результате разрушения части элементов модуль Юнга материала уменьшается. Из условия равенства деформаций элементов следует:

$$\bar{E}_1(\varphi^*) = \int_0^{\varphi^*} E_1(x) f_\varphi(x) dx, \quad (8)$$

где $E_1(x)$ – модуль Юнга элемента в направлении оси x_1 как функция φ .

Пусть σ_φ^+ – прочность элемента при растяжении под углом φ , тогда из условия равенства деформаций элементов имеем для напряжений

$$\sigma(\varphi) = \sigma_\varphi^+ \bar{E}_1(\varphi) / E_1(\varphi). \quad (9)$$

Отношение $\sigma_\varphi^+ / E_1(\varphi) = \varepsilon_\varphi^+$ представляет собой предельную деформацию однонаправленного элемента при растяжении под углом φ .

Зависимость между поврежденностью $Q(\varphi^*)$, приобретенной материалом после разрушения части элементов, и действующим при этом напряжением $\sigma(\varphi^*)$ дает диаграмму поврежденности материала. По ней находятся разрушающее напряжение как $\sigma_1^+ = \max \sigma(Q)$, и уровень поврежденности Q^* , накопление которой предшествует полному разрушению материала. По значениям $\sigma(\varphi^*)$ и $\varepsilon(\varphi^*) = \sigma(\varphi^*) / \bar{E}_1(\varphi^*)$ строится диаграмма деформирования материала вплоть до разрушения.

Результаты расчета и их обсуждение

Расчеты выполнены для стеклонаполненного полипропилена. Экспериментальные данные получены для полипропилена (каплен), армированного стеклоровингом ЕС13-2400. Однонаправленный материал с объемной степенью наполнения 0,16 изготавливали в виде лент толщиной до 1 мм путем пултрузионной пропитки стеклоровинга [3], а хаотически армированные материалы – путем сплавления под давлением отрезков однонаправленных лент длиной 20 мм. Параметры распределения угла φ , задающего ориентацию элементов, определяли после выжигания матричного полимера. Отклонение элементов от плоскости $x_1 x_2$ характеризует $\text{tg } \theta \sim h/L$, где h – толщина, L – длина элемента. Ввиду малости этого отношения отклонением угла θ пренебрегали (принимали $s_\theta = 0$ и $a_{33} = 0$).

Расчетные зависимости модулей Юнга и разрушающих напряжений однонаправленного материала, растягиваемого под углом к направлению армирования, как функции угла между направлением волокон и направлением растяжения, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (рис. 3).

Диаграммы деформирования хаотически армированных материалов, рассчитанные с учетом накопления повреждений в процессе нагружения (рис. 4), зависят от структуры материала: с увеличением степени разориентации армирующих элементов, характеризуемой средним квадратичным отклонением угла φ , они приобретают все большую нелинейность, свидетельствующую о возрастании доли поврежденных элементов. Правда, нелинейность экспериментально построенных диаграмм деформирования связана не только с накоплением повреждений элементов структуры, но и с нелинейной деформацией матричного полимера. Этим обусловлено некоторое различие диаграмм деформирования модельного и реального материалов.

Рис. 5 иллюстрирует зависимость поврежденности, накопленной до разрушения материала, от ориентации элементов. Доля поврежденных элементов, соответствующая полному разрушению материала, при равновероятной в плоскости ориентации ($s_\varphi = 52^\circ$) составляет около 0,5, с увеличением степени ориентации элементов в направлении растяжения она убывает (рис. 6) и уже при $s_\varphi = 20^\circ$ составляет всего лишь 0,01. Данный

вывод в равной мере относится как к направлению преимущественной ориентации элементов, так и перпендикулярному ему направлению.

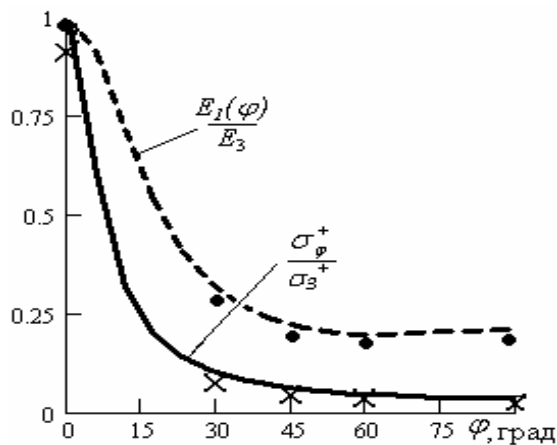


Рис. 3. Зависимость модуля Юнга и разрушающего напряжения от угла между направлениями армирования и растяжения

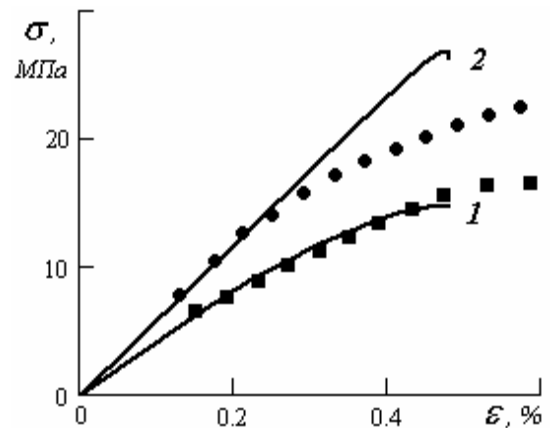


Рис. 4. Диаграммы деформирования при среднем квадратичном угле отклонения элементов: 1 – $s_\varphi = 52^\circ$; 2 – $s_\varphi = 32^\circ$

Расчетная зависимость разрушающего напряжения от степени разориентации армирующих элементов удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента. Снижение предельной поврежденности характерно как при растяжении в направлении преимущественного армирования, так и в перпендикулярном ему направлении.

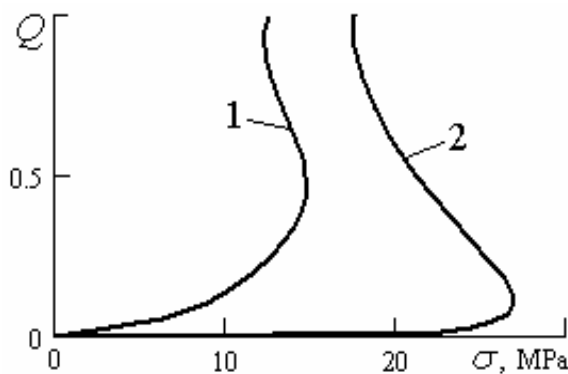


Рис. 5. Диаграммы поврежденности материала при среднем квадратичном угле отклонения элементов: 1 – $s_\varphi = 52^\circ$; 2 – $s_\varphi = 32^\circ$

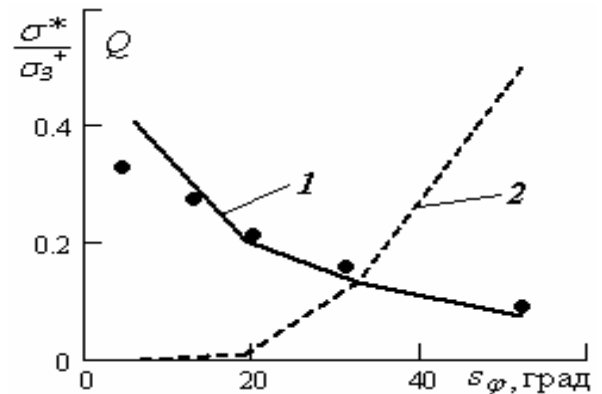


Рис. 6. Зависимость разрушающего напряжения (1) и накопленной поврежденности (2) материала от среднего квадратичного угла отклонения элементов

Изменение модулей упругости и разрушающих напряжений при растяжении в главных направлениях x_1 и x_2 с увеличением степени ориентации однонаправленных элементов структуры в направлении оси x_1 показано на рис. 7. Как и следовало ожидать, характер изменения показателей жесткости и прочности по мере возрастания степени анизотропии в плоскости армирования идентичен, однако степень анизотропии прочности заметно выше, чем степень анизотропии упругих свойств (рис. 8).

Изложенный метод оценки показателей прочности и поврежденности применим и в случае более сложной структуры композита. При этом для вычисления модулей упру-

гости, показателей прочности и поврежденности вместо функций угла φ в формулу (5)– (9) достаточно записать соответствующие функции углов ориентации элемента согласно формулам (3). Точность оценки зависит от качества исходных данных о свойствах компонентов и параметрах структуры материала.

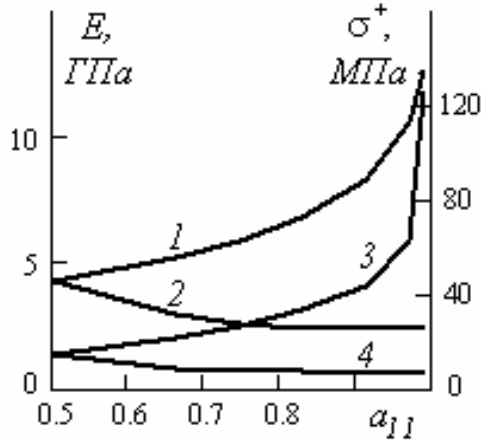


Рис. 7. Зависимость модулей Юнга по осям x_1 (1) и x_2 (2) и разрушающих напряжений (3) и (4) соответственно от степени армирования по оси x_1

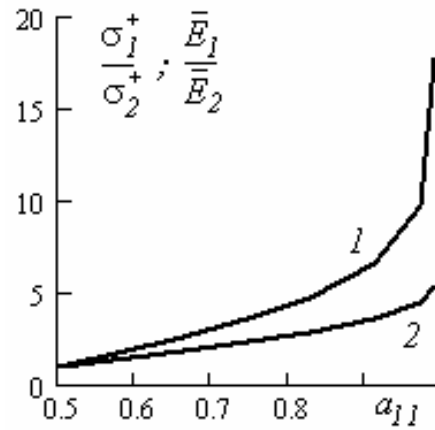


Рис. 8. Зависимость степени анизотропии прочности (1) и модуля Юнга (2) от степени анизотропии структуры

Выводы

Статистическая модель разрушения материалов, основанная на предположении о накоплении повреждений, предшествующих разрушению, дает количественные характеристики процесса деформирования и прочности термопластичных полимеров, хаотически армированных волокнами.

Предлагаемая методика может быть использована для прогнозирования прочности термопластов, армированных длинными волокнами, и оптимизации структуры материала в изделиях.

Список литературы

1. Comprehensive composite materials. Vol. 2. Polymer matrix composites. Oxford: Elsevier, 2000. - 759 p.
2. Henning F., Ernst H., Brüssel R. LFTs for automotive applications // Reinforced Plastics, 2005, Vol. 49, No 2, S. 24–33.
3. Ставров В.П. Формообразование изделий из композиционных материалов. Минск: БГТУ, 2006. – 482 с.
4. Gibson R.F. Micromechanics/Composite Engineering Handbook. New York: M. Dekker Inc., 1997, pp. 167–202.
5. Болотин В.В. Механика разрушения композитов / Композиционные материалы: Справочник. М.: Машиностроение, 1990. – С. 158–188.
6. Гольденблат И.И., Копнов В.А. Прочность стеклопластиков при сложном напряженном состоянии // Механика полимеров, 1968, № 2, с. 70–78.

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ТВЭЛОВ ИЗ КАРБИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕАКТОРОВ

Ланин А. Г. Федик И. И.

НИИ НПО «Луч» Агентства по атомной энергии. Подольск
lanin05@mail.ru

Важной характеристикой радиационной стойкости тепловыделяющих элементов является их размерная стабильность. Распухание твэлов из материалов на основе твердых растворов карбидов урана, циркония, ниобия в реакторе нежелательно, поскольку увеличение объема топлива в условиях жесткого закрепления в технологических каналах ведет к усилению механического воздействия на твэлы со стороны обоймы, что увеличивает вероятность их разрушения. К тому же, распухание топлива, как правило, сопровождается образованием пор и трещин, что снижает прочность твэлов. Для твэлов с защитными покрытиями из карбида и карбонитрида циркония распухание сердечника может привести к разрушению покрытия.

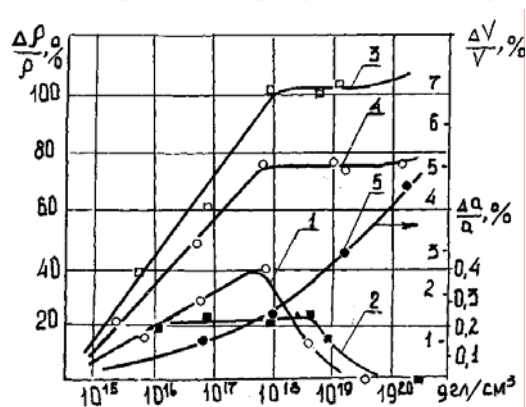


Рис.1. Изменение периода решетки (1,2), удельного электросопротивления (3,4) и объема (5) топливных материалов ZrC +8% UC ($P = 5\%$ – пористость) (1,3,5) и ZrC+8 мас.% U C +1 мас.% C (2,4) в зависимости от плотности деления при температуре облучения $T = 1100$ К.

к росту пузырьков до величины более $0,1$ мкм и увеличению скоростей распухания топлива. Микроструктура облученных материалов не претерпевает видимых изменений, вплоть до выгораний $2 \cdot 10^{20} / \text{см}^3$

Увеличение скорости распухания урансодержащих карбидов по сравнению с чистыми карбидами, что выражается в смещении диапазона флюенсов нейтронов для наблюдаемых эффектов на два порядка величины, можно отнести за счет высокоэнергетических осколков деления. Прирост периода решетки Δa , электросопротивления $\Delta \rho$ замедляется после выгораний 10^{18} дел/см³, а распухание ΔV для UC–ZrC продолжает увеличиваться (рис 2).

Абсолютная величина прироста электросопротивления в результате облучения ZrC и NbC гораздо выше, чем в случае облученных металлов, что свидетельствует о значительной роли углеродной подрешетки в формировании радиационных дефектов, фиксируемых измерением электросопротивления.

При температуре 900 К до выгорания $9 \cdot 10^{17}$ дел/см³ приращение длины твэлов хорошо согласуется с изменениями периода решетки, что указывает на взаимосвязь распухания на начальной стадии облучения с накоплением межузельных атомов (рис.1). Это позволяет заключить, что при плотностях выше 10^{18} дел/см³ распухание твердых растворов карбидов UC, ZrC, Nb определяется накоплением дефектов вакансионного типа. При температурах выше $0,4\text{--}0,5$ Тпл (1700 К) распухание топлива определяется образованием пор, заполненных газовыми продуктами деления.

Скорость распухания зависит от температуры облучения и выгорания. При температурах ниже критической, величина которой является функцией выгорания, образуются пузырьки газа с размером менее 1000 А и скорость распухания составляет $1\text{--}2$ % об. на процент выгорания. Повышение температуры приводит

Повышение температуры облучения до 2000 К при постоянной плотности деления уменьшает изменения $\Delta\rho$ и параметра решетки Δa вплоть до исходного значения, но существенно увеличивает скорость распухания ΔV . Снижение модуля упругости, в основном, определяется пористостью, возникшей в результате воздействия реакторного облучения. Отмечается увеличение прочности твэл σ на основе UC-ZrC на 30-50%, и термопрочности R на 70-80% с ростом энерговыделения (рис.3).

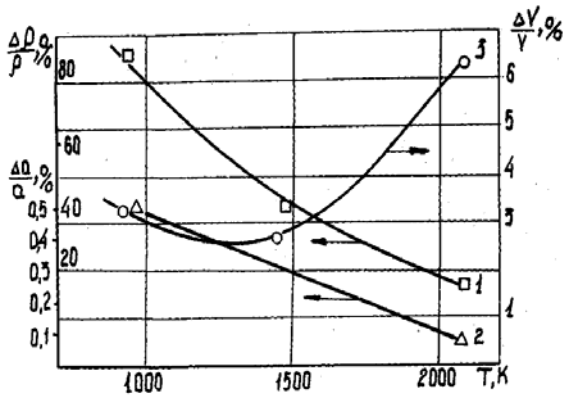


Рис. 2. Изменение удельного электросопротивления $\Delta\rho/\rho$ (1), параметра решетки $\Delta a/a$ (2) и объема $\Delta V/V$ (3) топливного материала ZrC + 8 мас.% UC ($P = 5\%$) в зависимости от температуры облучения

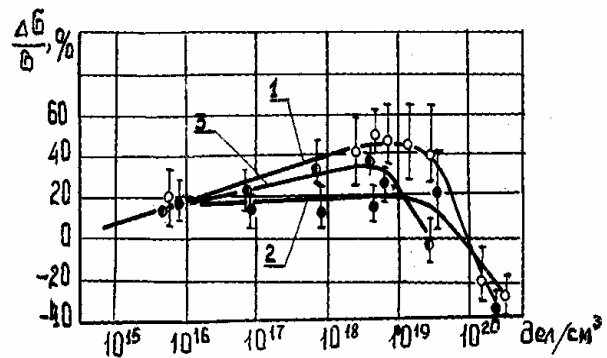


Рис. 3. Зависимость изменения прочности твэлов от плотности делений при температурах 800-1000 К. 1 – UC-ZrC-NbC, 2 – UC, 3 – UC+ZrC+C5%

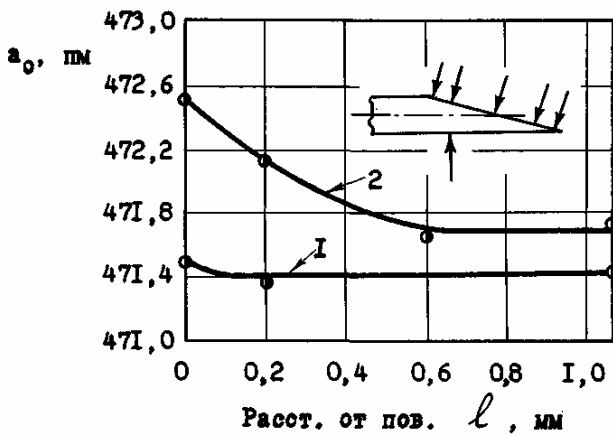


Рис.4. Изменение периода решетки твэла из ZrC+5 Масс %UC до (1) и после облучения (2)

причем интенсивный спад напряжений наблюдается только при температурах превышающих температуру облучения. В этом случае после отжига различия в периодах решетки по радиусу твэл исчезают.

При этом величина прироста прочности с ростом температуры облучения снижается. Такое повышение σ и R обусловлено возникновением в поверхностных слоях твэла остаточных сжимающих напряжений, измеренных различными рентгенографическими методами [1]. Напряжения появляются вследствие неравномерного изменения периода решетки Δa по радиусу цилиндрического твэл, что связано, в свою очередь, с меньшей скоростью изменения Δa более нагретых поверхностных слоев твэла. Изохронные отжиги облученных твэлов приводят к снятию остаточных напряжений,

1. Дерявко И.И, Егоров В.С. Ланин А.Г. и др. Рентгенографическое исследование остаточных макронапряжений в безоболочковых стержневых карбидных твэлах. Вестник НЯЦ РК, 2001, выпуск 4, с.95-99

УДК 620.17.660.8/09

**ДИНАМИКА РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ
В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ НИКЕЛЕ ПРИ ТРЕНИИ****Пинчук В. Г., Короткевич С. В.*, Бобович С. О.*****УО Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины,*** УО Белорусский государственный университет транспорта,*korotsv@tut.by,*** РУП Гомельэнерго*

Современное состояние проблемы прочности материалов требует знания основных закономерностей упрочнения и разрушения поверхностных объёмов при фрикционном нагружении. Существующие теории изнашивания нагруженных поверхностей предполагают в своей основе локальное разрушение приповерхностных слоёв твёрдых тел при трении с образованием частиц износа. В работе, предворяющей этот доклад [1], проанализированы некоторые структурные элементы упрочнения и разрушения поверхностного слоя никеля при фрикционном нагружении с точки зрения дислокационных представлений. Установлено явление перестройки развитой ячеистой структуры в квазиравномерное распределение дислокационных ансамблей, в которых, в дальнейшем, развиваются устойчивые полосы скольжения. Наблюдались и анализировались элементы разрушения – мелкие микротрещины, микропоры и их коагуляция. Определены некоторые предпосылки интеркристаллитного разрушения.

В данной работе приводятся аналитические сведения об уже наблюдаемых элементах сплошности материала и результаты дальнейших исследований микроструктуры поверхностного слоя металла при фрикционном нагружении поверхностей.

Дислокационная структура изучалась комплексно, методом ферромагнитного резонанса (ФМР) (применимость которого для этих целей общепринята [2]), трансмиссионной электронной микроскопией. Электронно-микроскопические исследования проводили на микроскопе ЭВМ – 100 АК методом тонких фольг на “просвет”.

Полученная осцилляционная зависимость ширины линии (ΔH) ФМР при длительных испытаниях отражает кинетику плотности дислокаций в поверхностном слое никеля при трении (рис. 1, кривая 1). Нижняя кривая отражает кинетику интенсивности изнашивания. Электронно-микроскопические исследования иллюстрируют динамику микроструктуры на характерных участках приведенной зависимости.

Появление мелких микротрещин вдоль текстурных образований микроструктуры с характерными размерами $10^{-2} - 10^{-1}$ мкм в конце прирабочного периода связано с усталостными процессами (рис. 2 а). В этом случае локальные всплески температуры в местах фактического контакта приводят к объединению, распределённых по объёму зерна, вакансий в микропоры, из которых зарождаются очаги разрушения. Имеет место и другой механизм нарушений сплошности материала, связанный с образованием поверхностных сдвигов и надрывов в связи с дислокационными преобразованиями. Локальные скопления дислокационных петель и диполей являются концентраторами сильных упругих напряжений. При возрастании плотности этих дефектов в скоплениях увеличивается возможность их диссоциации на краевые дислокации противоположного знака [3]. Выход дислокаций одного знака на поверхность обуславливает появление поверхностных концентраторов разрушения – сдвигов и надрывов в полосах скольжения, особенно при пересечении полосами скольжения субграниц. Это характерно на этапе

установившегося режима из-за образования тонких расщелин в действующих зонах скольжения (рис. 2, б).

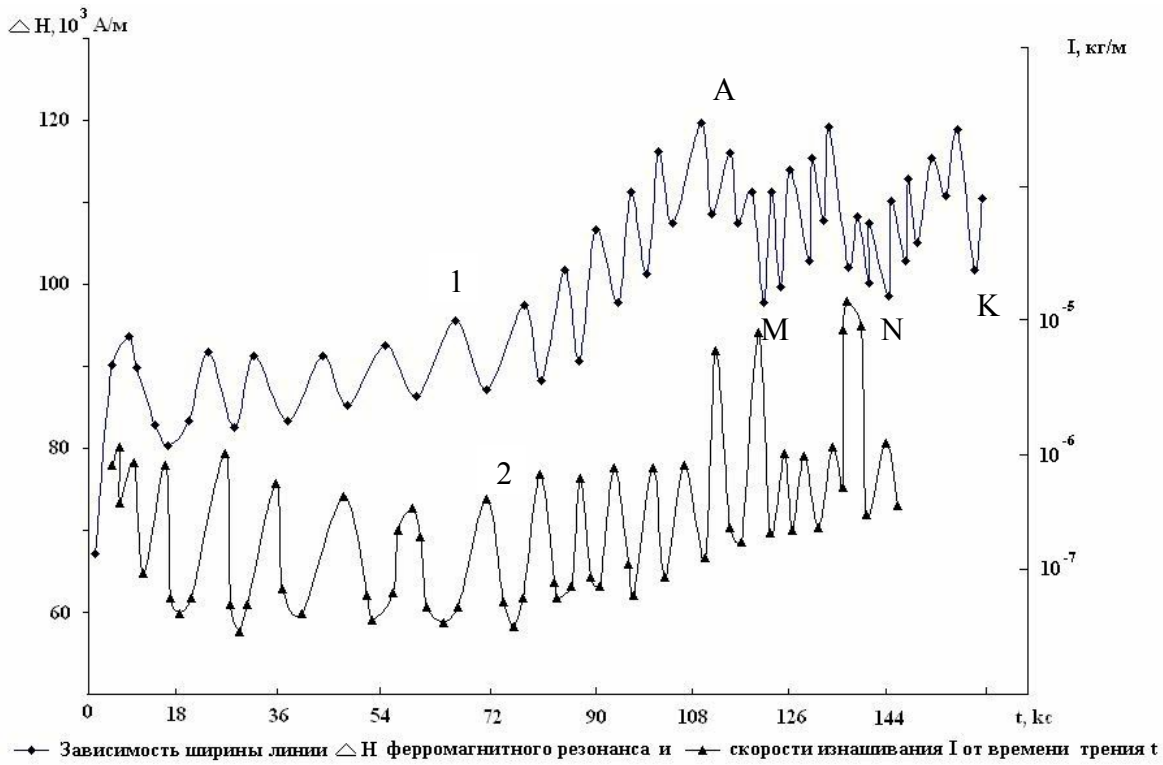


Рис. 1. Зависимость ширины линии ΔH ферромагнитного резонанса (1) и интенсивности изнашивания I (2) от времени трения t .

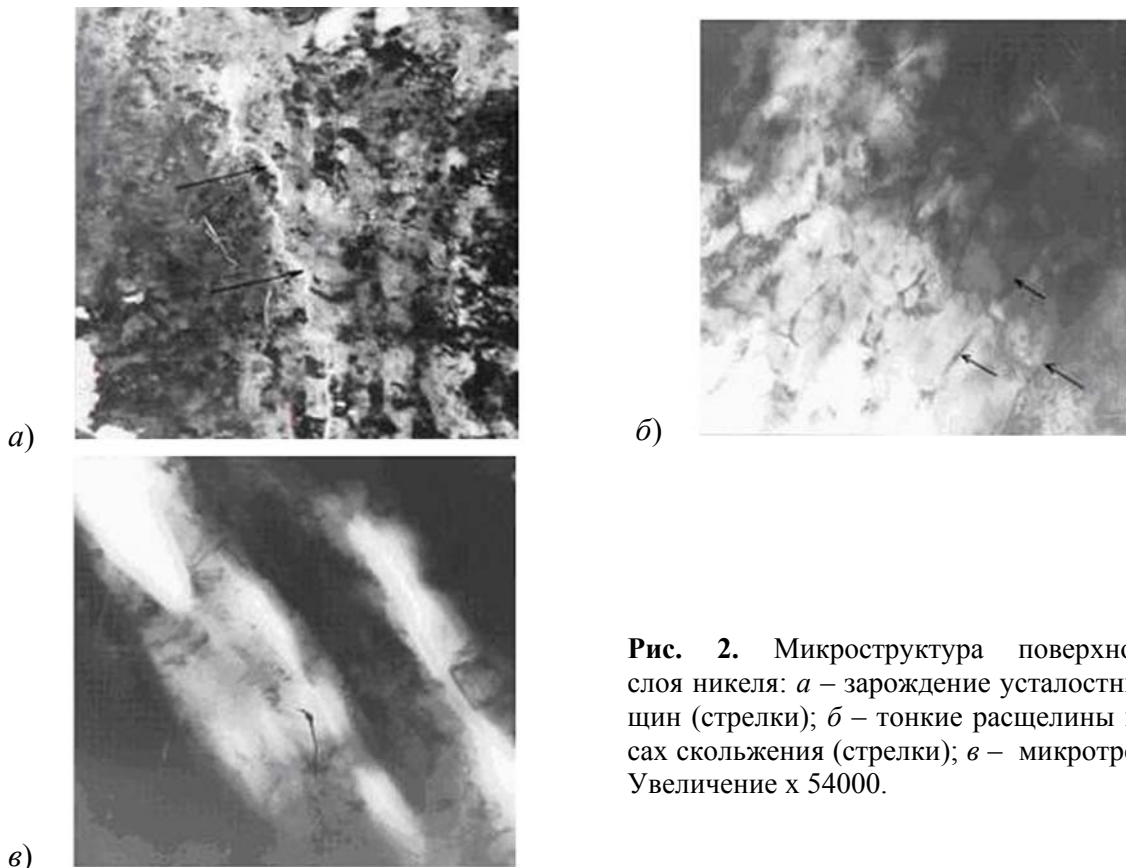


Рис. 2. Микроструктура поверхностного слоя никеля: а – зарождение усталостных трещин (стрелки); б – тонкие расщелины в полосах скольжения (стрелки); в – микротрещины. Увеличение $\times 54000$.

Действие усталостных процессов (в нашем случае – малоамплитудная усталость) в сложной картине фрикционного нагружения приводит к превращению действующих зон скольжения в надрывы. Скольжение при малых амплитудах нагружения формирует ряд тонких сдвигов, которые, выходя на поверхность, создают интрузии и экструзии или промежуточные дефекты. Поверхностные несовершенства структуры мигрируют в действующие зоны скольжения, превращая их в расщелины [4] (рис. 2, б). Эти расщелины с характерными размерами 240/18 нм формируются на границах полос скольжения и, по-видимому, на двойниковых структурах. При дальнейшем нагружении для динамики разрушения характерно, что между участками материала, ослабленного надрывами и расщелинами, скачкообразно распространяются трещины (рис. 2, в).

Характерной особенностью изменения прочностных характеристик дальнейшего этапа нагружения поверхностей трения является то, что на кривой $\Delta H = f(t)$ наблюдаются глубокие спады плотности дислокаций (рис. 1, точки М, N, К), а им соответствуют сильные выбросы интенсивности изнашивания, на 2 – 3 порядка превышающие значение этого параметра в приработочный период. Для микроструктуры характерны вытянутые полосы сдвига, с отчётливо очерченными границами (рис. 3 а, стрелки).

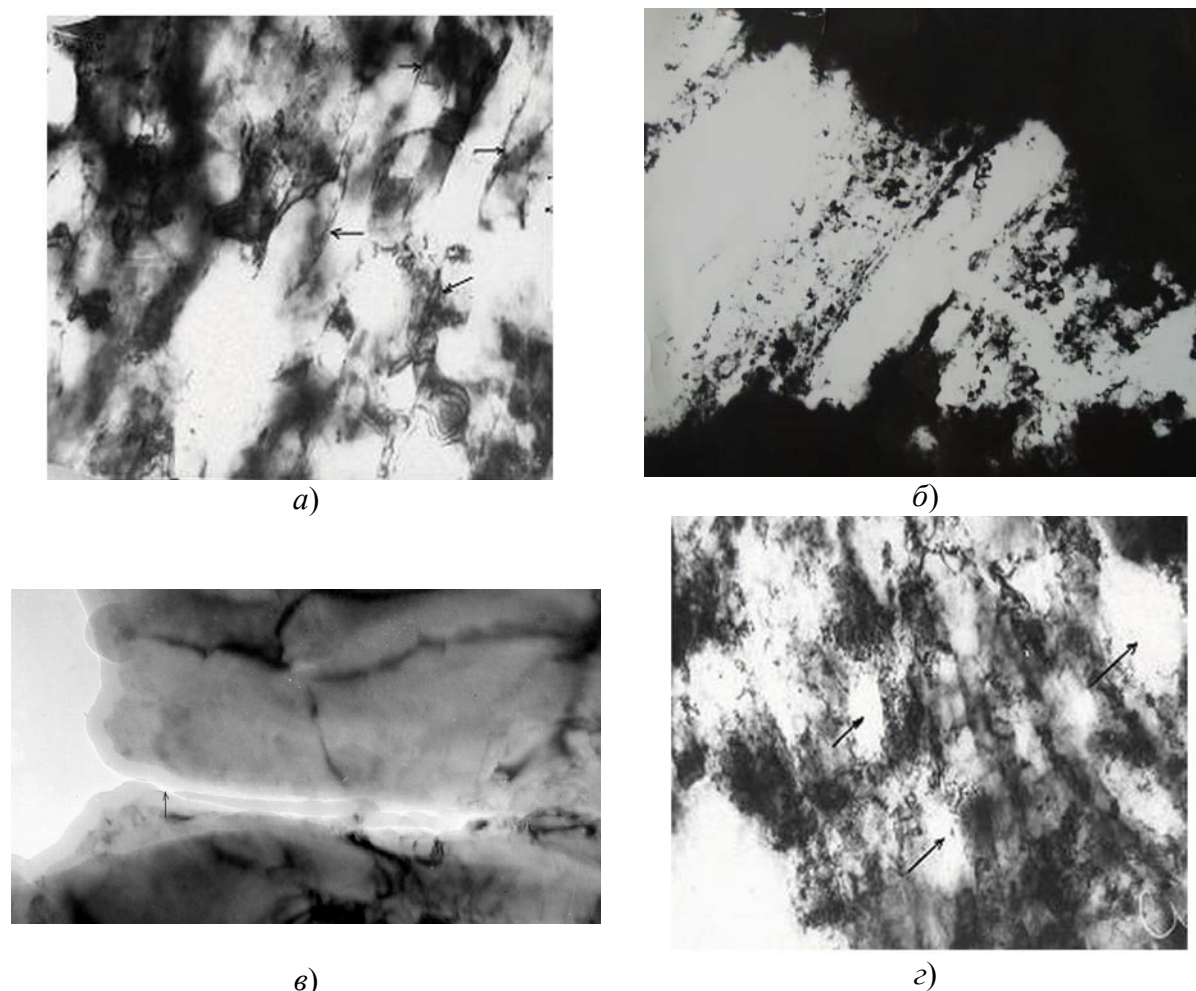


Рис. 3. Микроструктура транскристаллитного разрушения: а) – полосы структурного расслоения никеля ($t = 113,4$ кс, стрелки); б) – трещины вдоль и поперёк полос скольжения ($t = 115,2$ кс); в) – объединение микротрещин; г) – разрыхление материала за счёт пор ($t = 123$ кс, стрелки). Увеличение $\times 54000$.

По нашему мнению, наличие локализованного расслоения материала и сдвиг по границам полос скольжения может усилить градиенты упругих напряжений и вызвать

образование разломовидных микротрещин как вдоль, так и поперёк полос скольжения (рис. 3, б). Этот процесс может стимулироваться присутствием двойников, роль которых в разрушении очевидна и интрузивных борозд, являющихся результатом движения большого количества дислокаций в полосах скольжения [5]. Объединение таких трещин, зарождающихся в полосах скольжения (наиболее вероятно в вершинах интрузионных впадин) иллюстрирует рис. 3, в. Распространение отдельных трещин происходит по типу вязкого разрушения, в виду действия пластической деформации в вершине трещин в течение каждого цикла усталостного нагружения. Однако при сближении трещин на критически близкие расстояния (как видно из рис. 3, в – порядка 0,1 мкм) разрушение происходит сколом. В этом случае обе трещины выставляют навстречу иглоподобные концентраторы напряжений порядка 10 нм. Поскольку двойникование связано с большими смещениями кристаллической решётки, то связанные с ними напряжения могут прямо вызывать возникновение скола. Появление многочисленных микропор внутри и по границам блоков обуславливается активируемой вспышками температуры в локальных местах фрикционного контакта, диффузионной подвижностью вакансий и их коагуляцией. Под воздействием приложенных напряжений микропоры становятся концентраторами напряжений и могут обусловить транскристаллитное разрушение. Такое разрыхление поверхностного слоя иллюстрирует рис. 3, з, стрелки.

Характер усталостного разрушения, типичного для фрикционного нагружения с повышением температуры в поверхностном слое изменяется: транскристаллитное разрушение, зарождающееся в полосах скольжения переходит в интеркристаллитное, которое реализуется на порах,

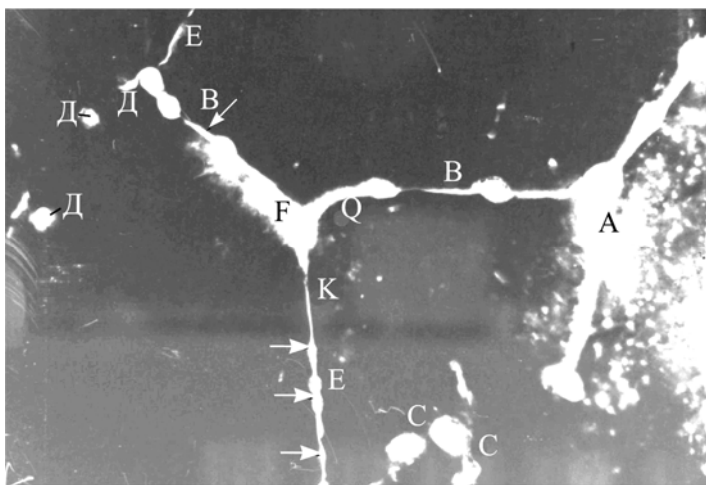


Рис. 4. Интеркристаллитное разрушение никеля. Время испытания 123,4 кс. Увеличение $\times 54000$

расположенных по границам и на стыке трёх границ (рис. 4).

Границы зёрен являются наиболее уязвимыми местами для возникновения трещин и пор под действием комбинированного нагружения при трении. Во-первых, они являются хорошими местами для стока вакансий и сами являются их источниками. Это обуславливает образование пор при коагуляции вакансий и рост пустот на их поверхности. Во-вторых, при трении, поверхностный слой в локальных местах может

находиться в условиях близких к текучести в силу действия комбинированных нагрузок и вспышек температуры на пятна фактического контакта сопряжённых поверхностей. В этом случае развитое проскальзывание по границам зёрен, стимулирует механизмы интеркристаллитного разрушения в связи с тем, что число пор и микротрещин развивается пропорционально степени проскальзывания [6]. В-третьих, границы зёрен представляют собой ослабленные участки в плане прочности материала.

На этой стадии обнаруживаются многочисленные микропоры, как внутри блоков, так и по границам их. При повышенных температурах скопления микропор образуют полости грубо сферической формы в результате коагуляции (рис. 4, поз. F). Этот процесс может усиливаться межзёренным проскальзыванием [6]. При фрикционном нагружении предполагается возможная реализация критической концентрации локальных участков перенапряжений на границах зёрен, являющейся вполне достаточным ус-

ловием обеспечения зернограничного разрушения из-за остаточных напряжений вследствие анизотропии теплового сжатия–растяжения [7]. В этом случае фрактограмма разрушения представляет гладкий излом, происходящий в результате расщепления кристаллографических плоскостей, называемым кливажом. К этому механизму разрушения, по-видимому, можно отнести участки излома (рис. 4, поз. Е). Величина напряжений, воздействующих на материал в этом случае, может усиливаться за счёт напряжений в зёрнах, примыкающих к концам этой границы и тормозящих проскальзывание, а также за счёт уже существующих микроструктурных дефектов, таких как пустоты, включения, вторичной фазы. Однако на некоторых участках этого вида разрушения частично проявляется дуктильный излом, представляющий собой результат увеличения и соединения пустот (рис. 4, Е, стрелки). В этих местах поверхность излома становится язвиной. Смешанный вид разрушения наблюдается на пересечении границ трёх зёрен (рис. 4, поз. Q). При этом виде разрушения уменьшается изгиб границ и, как правило, этот механизм является началом интеркристаллитного разрушения [8]. Сдвиг по границам зёрен ведёт к усилению локальной деформации в порах, результатом которой является диссипация энергии пластической текучести в разломовидные трещины сдвига. Этим можно объяснить появление клиновидных микротрещин у основания у основания пор на границах и направленных тонким остриём в сторону ближайших микрополостей (рис. 4, поз. В). Эта чёткая направленность разрушения обусловлена ослаблением прочности материала по межзёренным границам и взаимодействием пор, лежащих на критических расстояниях, когда их упругие поля перекрываются. Высказанная точка зрения подтверждается тем фактом, что такие же по размеру поры, лежащие вне границ, даже на меньших расстояниях, могут объединяться только простым столкновением без формирования клиновидных трещин (рис. 4, поз. С). На основании наших экспериментальных данных следует, что условиями образования микротрещин из пор, находящихся на границах зёрен являются: достижение ими критического для роста размера $\sim 0,1$ мкм и сближение их на достаточные для упругого взаимодействия $\sim 0,25$ мкм расстояние. В этом случае имеет место дуктильный излом являющийся результатом увеличения и соединения микропустот. Анализируя картину интеркристаллитного разрушения в никеле правильнее утверждать о смешанном механизме излома, ибо при кливаже (рис. 4, поз. Е) имеются элементы дуктильного излома (стрелки), также при дуктильном изломе (поз. В) присутствуют элементы хрупкого раскалывания.

Оценим максимальное растягивающее напряжение у вершины трещины В (рис. 4), необходимое для её продвижения с учётом реального радиуса её закругления по известной формуле:

$$\sigma_p = (E\rho\gamma/4C)^{1/2}$$

где σ_p – напряжения действующие на связи материала в вершине, $\rho = Ri/a_0$ – безразмерное отношение, связанное с пластическим затуплением острия трещины, Ri – радиус закругления трещины, a_0 – постоянная решетки (для никеля), γ – поверхностная энергия скола никеля. Оказалось, что значение этого параметра $\sigma_p = 3,3 \cdot 10^8$ Па по порядку величины сравнимо с теоретической прочностью никеля. Большое значение уровня напряжений можно объяснить высокой степенью ограничения пластической деформации у вершины трещины. У никеля относительно высокая энергия дефекта упаковки и дислокации менее склонны к переползанию в соседние плоскости, и степень пластической релаксации уменьшается у вершины трещины. Недостаточно выясненной остаётся роль микропустот находящихся в зерне в непосредственной близости от его границ. Существует точка зрения, что поры вблизи некогерентных границ быстро ликвидируются, поскольку такие границы являются хорошими источниками и стоками вакансий [9]. Согласно нашим исследованиям, поры сосуществуют с границами в непосредственной их близости (расстояние $\approx 0,1$ мкм), и, более того, – инициируют микросколы на этих

границах (рис. 4, поз. Д). Оценочные значения скалывающих напряжений в вершинах микротрещин и пор, позиции которых отмечены в отдельном столбце приведены в таблице.

Таблица. Значения напряжений микротрещин и пор.

№ п/п	Позиция дефекта на рисунке	Вид дефекта	Значение напряжения, Па	Характерный размер (длина/ширина), нм	Радиус закругления, нм
1	Рис. 2 б, (стрелки)	Микротрещина в виде расщелины	$1,4 \cdot 10^9$	240/18	1,9
2	Рис. 3, в (стрелка)	Микротрещина	$0,8 \cdot 10^9$	1370/90	10
3	Рис. 4, поз. В, стрелка	Микротрещина	$4,8 \cdot 10^9$	135/63	19
4	Рис. 4, поз. Д	Пора	$1,9 \cdot 10^8$	18,5	18,5
5	Рис. 4, поз. В, С	Пора	$0,8 \cdot 10^8$	46	46
6	Рис. 4, поз. А	Пора	$0,4 \cdot 10^8$	93	93

Значение сдвиговых напряжений σ для пор в оценочной таблице определяли по формуле (2) [8]:

$$r > 2\gamma/\sigma,$$

где γ – поверхностная энергия.

Список литературы

1. Пинчук В.Г., Короткевич С.В. Некоторые механизмы разрушения приповерхностных объёмов металлов при фрикционном нагружении. В сб. трудов международной научн.-технической конференции “XVII Петербургские чтения по проблемам прочности”, посвящённые 90-летию со дня рождения профессора А.Н. Орлова, Санкт - Петербург, 10 – 12 апреля 2007 г.
2. Булатов А. С., Пинчук В. Г., Лазарева М. Б. Зависимость ширины линии ФМР от плотности дислокаций в никеле // Физика металлов и металловедение, – 1972 (34), вып. 5, 1066–1069.
3. Neuman P. Acta metall, 1969, v. 17, № 9, p. 1219 – 1225.
4. Гарбер Р. И., Гиндин И. А. Физика прочности кристаллических тел // Успехи физических наук, - 1960, т. LXX, вып. 1, с. 57 – 110.
5. Forsyth P. J. E. Acta metall, 1963, v. 11, p. 703.
6. Intrater J., Machlin E. S., Acta metall, 1959, v. 7, p. 149 - 153.
7. Bornes R. S., Redding G. B. Cottrell A. N. Phil. Mag., V. 3, 1958, p. 97.
8. Tipper C. S., Metallurgia, v. 39, 1949, p. 133.
9. Mclean D. Journal Aust. Inst. Metals, 1963, v. 8, p. 45.

УДК 666.97:546

НЕКОТОРЫЕ СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДИФИЦИРОВАННОГО ПОРТЛАНДЦЕМЕНТА И ГЛИНОЗЕМИСТОГО ЦЕМЕНТА

Плосконос В. Н., Левчук Н. В.

Брестский государственный технический университет, Брест, Беларусь

Глиноземистый цемент, состоящий, в основном, из низкоосновных алюминатов кальция, используют для бетонов, когда необходимо получить в сжатые сроки высокую прочность и коррозионную стойкость, при изготовлении жаропрочных бетонов, различных видов расширяющихся и напрягаемых бетонов [1].

Однако глиноземистый цемент в 5–6 раз дороже портландцемента. Известно, что в качестве исходного сырья для получения глиноземистого цемента используются горные породы с высоким содержанием глинозема (бокситы и др.) и известняки; содержание глинозема в них должно быть не ниже 35%.

В исследованиях использовали глиноземистый цемент следующего состава (%): CaO–39,18%; Al₂O₃–38,8%; SiO₂–9%; FeO–0,5%; SO₃–0,8%.

По прочности на сжатие в возрасте 3-х суток глиноземистый цемент (состав указан в табл. 1) подразделяется на марки 40, 50, 60 (табл. 2).

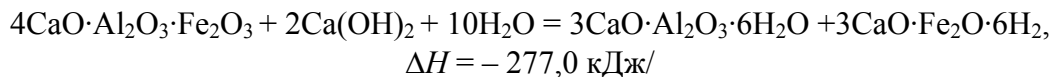
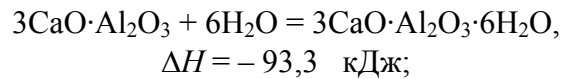
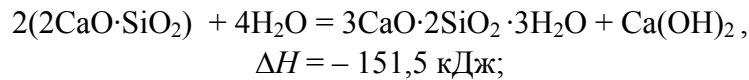
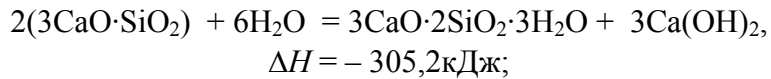
Таблица 1. Состав глиноземистого цемента

Химический состав, %						
SiO ₂	CaO	Al ₂ O ₃	MgO	TiO ₂	FeO	S
7–12	38–42	38–43	1–15	0.3–0.8	0.5–1	1.3–1.6

Таблица 2. Физико-механические показатели глиноземистого цемента

№ п/п	Физико-механические показатели	Значение для марки цемента		
		40	50	60
1	Предел прочности при сжатии, МПа, не менее, в возрасте: 1 сут. 3 сут.	22,5	27,4	32,4
		40	50	60
2.	Тонкость помола: остаток с сеткой № 008 по ГОСТ: 6613	10	10	10
3	Сроки схватывания: Начало, мин., не ранее Конец, час, не позднее	45	45	45
		10	10	10

Формирование более прочной и плотной структуры цементного камня и повышенные физико-механические параметры глиноземистого цемента, по отношению к портландцементу, обусловлены химическим механизмом взаимодействия клинкерных минералов с водой. Именно в результате химического взаимодействия цементных минералов клинкера с водой образуются гидратные соединения, обеспечивающие способность противостоять механическим нагрузкам. Процессы гидратации минералов портландцементного клинкера можно представить следующими термохимическими уравнениями химических реакций и тепловыми эффектами [2]:



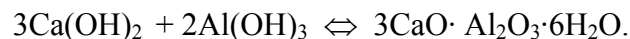
Повышенное содержание Al_2O_3 в глиноземистом цементе обеспечивает в реакциях гидратации увеличение образования гидроалюминатов, которые на начальной стадии твердения способствуют ускоренному формированию «скелета» цементного камня.

Технология изготовления изделий на глиноземистом цементе, в основном, не отличается от технологии изготовления бетонов и железобетонов на портландцементе, за исключением некоторых специфичных для глиноземистого цемента требований. В частности, длительное перемешивание бетонной смеси сверх оптимального времени значительно ускоряет твердение, возникает необходимость строгого соблюдения влажностного и температурного режимов и др.

Учитывая эти факторы и, главным образом, высокую стоимость глиноземистого цемента, необходим поиск других видов вяжущих и новых технологий, позволяющих обеспечить параметры бетонов на глиноземистом цементе, но с более экономичными показателями.

На кафедре инженерной экологии и химии БрГТУ проведены исследования по получению модифицированного бетона на портландцементе. В качестве модификатора использовался коллоидный раствор гидроксида алюминия, который получали электрохимическим способом при электролизе воды алюминиевыми электродами [3]. Химические процессы гидратации портландцемента при затворении раствором модификатора – коллоидным гидроксидом алюминия, протекают аналогично процессам гидратации глиноземистого цемента, т.е. с образованием низкоосновных гидросульфалюминатов.

Коллоидный раствор гидроксида алюминия представляет собой золь со структурной единицей в виде мицеллы, находящейся в начальной стадии коагуляции. Участие указанной добавки в процессах гидратации портландцемента обеспечивает связывание выделяющегося на первых минутах гидратации гидролитического гидроксида кальция согласно следующей химической реакции:



Результатом этого процесса является не только образование гидроалюмината кальция, но и отвод гидролитического гидроксида кальция от поверхности зерна цемента, что приводит к сокращению индукционного (скрытого) периода гидратации, к смещению химического равновесия в сторону образования гидросиликатов кальция.

Определение степени гидратации портландцемента проводили двумя методами: по количеству связанной воды и калориметрическим методом. Определяли термоэффекты при гидратации портландцемента без добавки и с модификатором. На рис. 1 представлены кривые изменения температуры в начальные сроки гидратации. Увеличение теплового эффекта реакции гидратации при затворении портландцемента коллоидным раствором (кривая б) по сравнению с раствором без добавки (кривая а) позво-

ляет сделать вывод о существенном увеличении степени гидратации при введении модификатора.

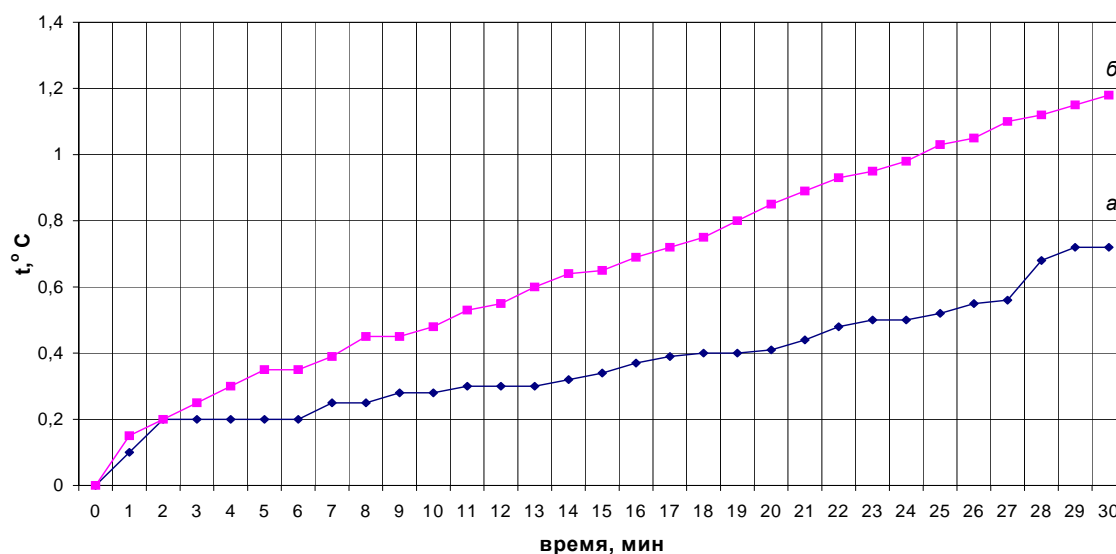


Рис. 1. Экзотермия процессов гидратации портландцемента в начальные сроки:
а – контрольный (без добавки), б – с модификатором

Степень гидратации определяли по количеству химически связанной воды путем прокаливания при температуре 1000°C до постоянной массы навески цементного камня, предварительно обезвоженного в безводном этиловом спирте [4]. Степень гидратации цемента определяли как отношение количества связанной воды за определенное время к количеству связанной воды при полной гидратации. Результаты испытания представлены в табл. 3.

Таблица 3. Влияние коллоидного гидроксида алюминия (раствора затворения) на степень гидратации портландцемента

Время твердения, сут.	Степень гидратации, %	
	Раствор затворения	Без добавки
3	56,07	39,25
7	83,00	45,80
28	87,30	46,60

Результаты исследования показали значительное увеличение степени гидратации (почти в 2 раза) на ранних стадиях твердения цемента при введении модификатора, по сравнению с образцами без добавки. Увеличение степени гидратации портландцемента соответствует повышению концентрации новообразований и, в первую очередь, гидросиликатов, что сказывается на скорости формирования структуры цементного камня и повышении плотности и прочности цементных растворов и бетонов на ранних сроках твердения.

Исследования физико-механических характеристик бетона на портландцементе при использовании коллоидного гидроксида алюминия показали более высокие значения прочности при сжатии и изгибе по сравнению с бетоном на глиноземистом цементе. Сравнительные характеристики свойств представлены в табл. 4.

Таблица 4. Физико-механические характеристики свойств глиноземистого и модифицированного цементов

№ п/п	Глиноземистый цемент, затворенный водой В/Ц=0,5				
	Водо-поглощение %	ρ г/см ³	Предел прочности (кГс/см ²)		
			При изгибе	При сжатии	
	В возрасте (сут.)				
3	3	28			
1	4,85	2,01	31,9	44	196
2	6	1,93		41,3	
3	6,75	1,91			
Портландцемент, затворенный раствором коллоидного Al(OH) ₃					
1	2,7	2,16	40,7	70	236,35
2	2,65	2,2		86	
3	2,67	2,19			

Таким образом, использование коллоидного гидроксида алюминия в качестве модифицирующей добавки для портландцемента обеспечивает получение бетонов с физико-механическими параметрами, соответствующими характеристикам бетонов, полученных на глиноземистом цементе, но при этом упрощается технология и снижается себестоимость цементных бетонов в целом.

Список литературы

1. Малинина Л.А., Батраков В.Г.. Бетонведение: настоящее и будущее.// Ж. Бетон и железобетон, №1. -2003г.- С.2-6.
2. Бутт Ю.М., Сычев М.М., Тимашев В.В. Химическая технология вяжущих материалов. М.: «Высшая школа».-1980г.-С.470.
3. Левчук Н.В. Модифицирование портландцементных систем коллоидальным гидроксидом алюминия. Канд. диссертация 2006г. - с.130.
4. Хигерович М.И., Меркин А.П. Физико-химические и физические методы исследования строительных материалов. М : «Высшая школа».-1968г.- С.190.

УДК 666.97:546

К ВОПРОСУ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ ВОДЫ ДЛЯ ЦЕМЕНТНЫХ БЕТОНОВ

Плосконосов В. Н., Левчук Н. В.

Брестский государственный технический университет, Брест, Беларусь

Качество бетона, его физико-механические и эксплуатационные характеристики, в значительной степени, определяются его активными компонентами – цемента и воды. Вода с цементом активно участвует в процессах структурообразования цементного геля и особенно – в начальной стадии формирования коагуляционной структуры.

Известно, что вода является весьма неоднородной жидкостью. Согласно полимеризационной теории, молекула воды существует в различной форме: в форме гидроля, дигидроля и тригидроля, количественное соотношение которых зависит от температуры и электрического поля среды. Структура обычной воды является более рыхлой, и

вследствие дипольного момента молекулы воды расположены в виде тетраэдров [1]. Дипольный момент является важной характеристикой молекулы воды, определяющей способность взаимодействовать с активной поверхностью твердого тела.

Водородные связи обуславливают силу сцепления с поверхностью твердого тела, силу поверхностного натяжения и способность разрушать кристаллическую решетку, а также определять процессы гидролиза и растворение минералов цементного клинкера.

Известно [2], что в начальный период формирования структуры твердого вяжущего существенную роль играет электростатическое взаимодействие и поляризация воды затворения, которая усиливается при введении в нее различных солей электролитов, что, в конечном счете, сказывается на кинетике схватывания и скорости твердения бетона в целом. Особенно это влияние проявляется при введении многозарядных катионов с малыми радиусами, которые активно влияют на поляризацию молекул воды и на интенсивность адгезионных процессов.

Исходя из вышесказанного, можно предположить, что поляризация воды может быть обеспечена не только влиянием силовых полей присутствующих в ней растворенных ионов добавок – электролитов, но и внешним электрическим полем.

Вероятно, если внешнее электрическое поле усиливает силу связи в гидрате, то оно должно упорядочивать структуру, как воды, так и раствора вяжущих бетонов. Воздействие на воду внешнего электрического поля, очевидно, приводит к усилению ориентации полярных групп растворенных в воде электролитов, к повышению плотности воды вследствие разрыва водородных связей в ди- и тригидрольных агрегатах воды, к разрушению тетраидных структур воды с преобладанием в ней гидрольных молекул.

Наличие в жидкой фазе ионов, например, гидроксида алюминия в различной форме [3] при воздействии на раствор внешнего электрического поля должно способствовать увеличению сил связи в гидрате и должно сокращать индукционный период минералов портландцементного клинкера, ускорять реакции гидратации цемента в начальный период химической реакции. Затворение цементного бетона предварительно обработанной во внешнем электрическом поле воды с ионами гидроксида алюминия должно повысить степень уплотнения гидросиликатов и прочность цементного камня в целом. Необходимо отметить, что в электрическом поле помимо усиления ориентации полярных групп и частиц с дипольной структурой можно также ожидать индуцирование полярности. Все это должно способствовать и сокращению сроков схватывания, ускорению формирования и упрочнению структуры цементного камня и, прежде всего, на ранних стадиях твердения, ускорению набора прочности бетона.

Наличие в жидкой фазе примесей в виде гидроксида алюминия уменьшает работу образования двумерных зародышей и увеличивает скорость роста кристаллов гидросиликатов цементного камня.

Для обоснования теоретических положений был выполнен комплекс экспериментальных исследований по предварительной электрохимической модификации воды затворения портландцемента.

Лабораторная установка по обработке воды в поле постоянного электрического тока состоит из электролизера с пакетом пластинчатых алюминиевых электродов; рН-метра и выпрямителя. Пропуская постоянный ток силой 2–5 А в течение 5–15 минут через электролизер, получают раствор коллоидного гидроксида алюминия с концентрацией 0,006–0,012 г-экв/л.

Концентрация $\text{Al}(\text{OH})_3$, равная 0,012 г-экв/л является предельной, обеспечивающей агрегативную устойчивость коллоидного раствора. Гидроксид алюминия после электрообработки в воде находится в виде коллоидного раствора, мицелла золь которого отвечает составу $\{[(\text{Al}(\text{OH})_3)_m n\text{AlO}_2^-] n\text{H}^+\}^0$.

Исследования выполнялись на цементе завода «Красносельский» ОАО активно-стью 43,2МПа, с минералогическим составом, приведенным в табл. 1.

Таблица 1. Минералогический состав цемента (%)

Вид цемента, завод изготовитель	Состав клинкера по массе, %				Прочие добавки	
	C ₃ S	C ₂ S	C ₃ F	C ₄ AF	Гипс	Трепел
Портландцемент ПЦ 500-ДО ОАО «Красносельский»	56-57	20-22	5-7	16	3	10

Исследованиями установлено, что электрохимическая обработка воды затворения цемента и присутствие в ней коллоидного Al(OH)₃ существенно ускоряет его схватывание, на что указывает изменение во времени пластической прочности цементного теста (рис. 1).

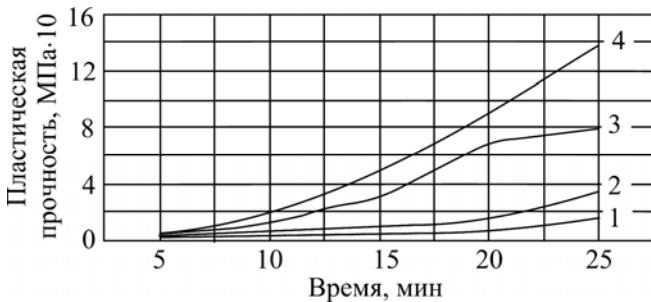


Рис.1.

- 1 – цементное тесто без добавок, при водоцементном отношении 0,3;
- 2 – цементное тесто, модифицированное коллоидным гидроксидом алюминия, при водоцементном отношении 0,3;
- 3 – цементное тесто без добавок, при водоцементном отношении 0,4
- 4 – цементное тесто, модифицированное коллоидным гидроксидом

Предварительная перед затворением обработка в электрическом поле воды, содержащей коллоидный гидроксид алюминия, почти в два раза увеличивает степень гидратации цемента (табл. 2).

Таблица 2. Влияние концентрации коллоидного гидроксида алюминия, обработанного в электрическом поле воды на степень гидратации цемента

Концентрация коллоидного раствора Al(OH) ₃ , г-экв/л	Время гидратации (сут.)		
	3	7	28
0	39,25	44,6	45,8
0,003	47,3	59,10	61,4
0,016	53,09	68,90	72,7
0,012	56,07	83,00	87,3

Существенное ускорение схватывания цементного теста электрохимически обработанной водой, скорости его гидратации, в конечном счете, предопределяет и повышение прочности бетона, плотности его структуры (табл. 3).

Таблица 3. Влияние модификатора, содержащегося в воде, обработанной электрическим полем, на некоторые физико-механические свойства бетона

Концентрация коллоидного раствора Al(OH) ₃ , г-экв/л	Предел прочности бетона в возрасте 28 суток, МПа		Водопоглощение, %	Общая пористость, %
	При изгибе	При сжатии		
0	3,6	11,10	3,5	10,00
0,003	4,10	12,65	2,7	9,10
0,006	4,55	14,00	2,4	6,4
0,012	5,18	16,01	2,1	5,3

Таким образом, обобщая результаты выполненных исследований, можно сделать вывод о том, что одним из эффективных методов повышения качества бетона является электрохимическая активация воды, а присутствие в ней химически активного коллоидного гидроксида алюминия, ускоряет процессы гидратации и структурообразования цементного камня и повышает качество бетона.

Список литературы

1. Ахвердов И.Н. Основы физики бетона. - М.: Стройиздат, 1981, 464с.
2. Сычев М.М. Твердение вяжущих веществ. – Л.: Стройиздат, 1974, 80с
3. Левчук Н.В., Добрунова В.М. Теоретические аспекты влияния коллоидного гидроксида алюминия на процессы гидратации портландцемента./ Вестник БрГТУ, №1, «Строительство и архитектура» / Брест, 2002, с 43-44.

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОРРОЗИОННО-СТОЙКИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ ЛЕГИРОВАНИЯ Fe–Cr–Ni

Еланцева Е. В., Беликов С. В.

Уральский государственный технический университет, г. Екатеринбург,
tofm@mail.ustu.ru

Коррозионно-стойкие высокопрочные сплавы системы легирования Fe–Cr–Ni применяются для изготовления деталей, используемых для обустройства скважин нефтяных и газовых месторождений. Определяющим фактором использования данного сплава является коррозионная стойкость, в частности, стойкость к сероводородному растрескиванию, к питтинговой, щелевой и межкристаллитной коррозии, поскольку рабочие среды содержат влагу, сероводород, углекислый газ, ионы хлора [1]. Освоение глубинных скважин требует материалов с высоким уровнем прочности, что подразумевает предел текучести $\sigma_{0,2} = 758 \dots 895$ МПа, и достаточно высокие пластические свойства. Достижение такого уровня механических свойств возможно путем проведения деформационно-термической обработки.

Целью данной работы является разработка режимов деформационно-термической обработки, которые позволят получить удовлетворительные механические свойства.

Материалом для исследований служили образцы, отобранные от трубной заготовки из сплавов системы легирования Fe–Cr–Ni (хим. состав приведен в табл. 1). Для металлографического исследования использовался оптический микроскоп Neophot-2, растровую электронную микроскопию осуществляли на приборе Philips SEM 535 при ускорении $U = 30$ кВ с микроанализатором EDAX Genesis 2000, просвечивающую электронную микроскопию проводили с помощью микроскопа JEM-200 CX.

Таблица 1. Химический состав сплавов

№ сплава	C	Si	Mn	P	S	Cu	Ni	Cr	Mo	Ti	Al	V	Co	Nb
1	0,02	0,11	1,48	0,007	0,005	1,0	29,48	28,46	3,06	0,02	0,04	0,03	0,02	0,1
2	0,02	0,28	0,58	0,02	0,001	0,76	31,26	25,35	3,21	-	-	-	-	-
3	0,01	0,45	1,7	0,02	0,001	0,9	30,4	26,4	3,3	-	0,07	-	-	-
4	0,01	0,36	0,69	0,01	0,003	1,54	38,95	22,54	3,14	0,74	0,007	0,04	0,07	0,06

При легировании данных сплавов стремятся к получению максимально стабильной аустенитной структуры, что достигается повышением содержания никеля (отношение $Ni/Cr > 1$). Низкое содержание углерода, и повышенное отношение $Ti, Nb/C > 10$ обеспечивает в исходном состоянии присутствие карбидов NbC и TiC и карбонитридов $Nb, Ti(C, N)$, которые препятствуют образованию карбидов хрома, понижающих коррозионную стойкость сплава. Изучение микроструктуры показало, что сплавы № 2–4 (уровень содержания никеля относительно суммарного содержания хрома и молибдена во всех случаях больше 1) не склонны к выделению вторых фаз. Тогда как на образцах, отобранных от трубной заготовки из сплава №1, выявлена сильная неоднородность структуры металла: наблюдались полосы с различной плотностью распределения частиц второй фазы, которые впоследствии были идентифицированы, как σ -подобная легированная фаза системы $Fe-Cr-Mo$. Для дальнейшей обработки данного сплава необходимо было избавиться от выделившейся охрупчивающей фазы. С этой целью была предпринята закалка для растворения нежелательных частиц, после которой в структуре была получена аустенитная структура с небольшим количеством карбидов Nb .

Далее образцы подвергали:

- 1 – холодной пластической деформации со степенями вытяжки: $e = 0,22 \dots 1,3$;
- 2 – после деформации со степенью $e = 0,4$; $0,54$ был проведен низкотемпературный отжиг (600; 650 и 700 °С) в течение 30 минут, охлаждение в воде.

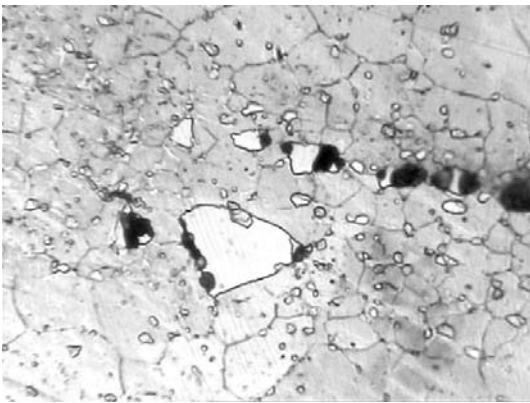


Рис. 1. Структура сплава № 1 в исходном состоянии

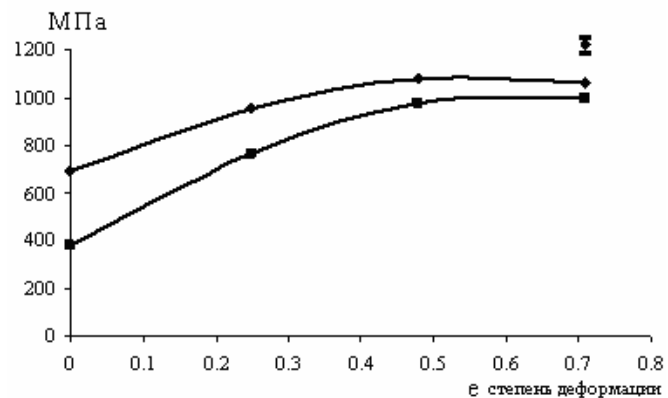


Рис. 2. Зависимость прочностных свойств сплава № 1 в зависимости от степени деформации (e)

Микроструктура холоднодеформированных образцов из данного вида сплавов представляет собой γ -твердый раствор с ГЦК-решеткой. С увеличением степени холодной пластической деформации происходит вытягивание зерен вдоль направления деформации.

В структуре сплава после деформации ($e = 0,4$) наблюдается достаточно однородное распределение дислокаций высокой плотности, в то же время наблюдаются области, в которых произошло образование отдельных слабо разориентированных ячеек (рис. 3). При увеличении степени деформации формоизменение металла осуществляется путем двойникования.

За упрочнение сплава ответственно повышение плотности дефектов кристаллического строения, поэтому добиться снижения предела текучести и повысить пластические свойства можно, используя в качестве окончательной обработки – низкотемпературный отжиг. Т.к. по мере повышения температуры в структуре сплава происходит перераспределение, аннигиляция и формирование полигонизованной структуры, сопровождающееся уменьшением прочностных характеристик. Температура и длитель-

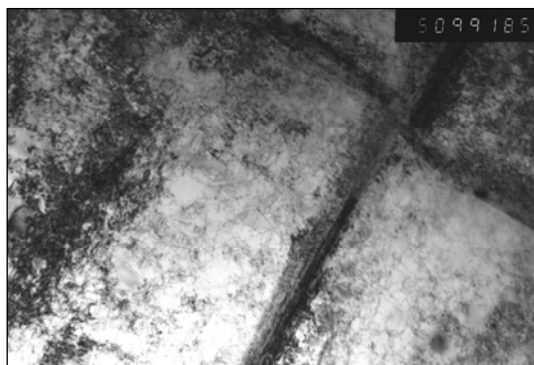


Рис. 3. Светлопольное электронно-микроскопическое изображение сплава №1 после пластической деформации $e = 0,4 \times 50000$.

ность процесса для одного и того же материала определяется степенью предварительной деформации. Поэтому дальнейшее исследование было посвящено установлению зависимости температуры начала полигонизации от степени истинной деформации.

Влияние температуры нагрева на прочностные и пластические свойства сплава при $e = 0,4$ представлено на рис. 4, 5.

Изотермическая выдержка при температуре 650°C не приводит к заметному снижению прочностных свойств, а пластические свойства показали незначительное повышение. При выдержке при 700°C достигнуто интенсивное разупрочнение сплава №1 (примерно $130 \dots 140$ МПа), при том, что величина

общего удлинения также начала снижаться. С помощью оптической микроскопии не удалось выявить структурных изменений, объясняющих это явление. Вследствие чего были проведены испытания на ударный изгиб. Поверхности излома образцов представлены на рис. 6: а) после пластической деформации $e = 0,4$ и б) после такой же деформации + последующий отжиг при 700°C .

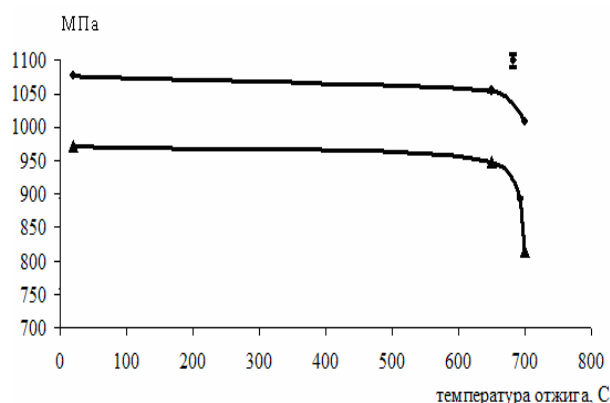


Рис. 4. Влияние температуры отжига ($\tau = 30$ мин) на прочностные свойства сплава №1: ● — $\sigma_{\text{в}}$, ▲ — $\sigma_{\text{т}}$.

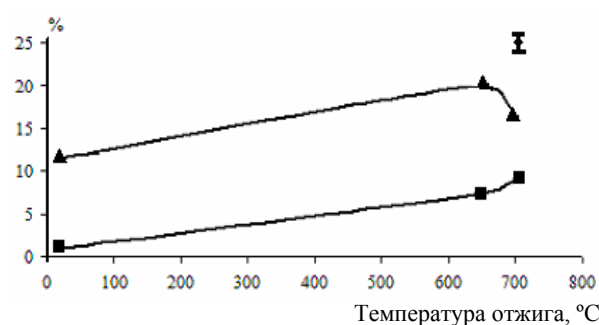


Рис. 5. Влияние температуры отжига на пластические свойства сплава №1: ▲ — δ ; ■ — $\delta_{\text{р}}$.

Характер излома вязкий, на поверхности излома в обоих случаях обнаружены крупные «ямки» с включениями на «дне», в большинстве случаев оказывающимися нитридами титана и другими неметаллическими включениями. На поверхности излома образца после отжига помимо «ямок», полученных от неметаллических включений, можно рассмотреть «ямки» меньшего размера. Малый диаметр «ямок» не представляет возможности узнать химический состав включения. Из литературных данных известно [2], что в сплавах такой системы легирования при выделении по границам зерна σ -фазы происходит заметное снижение пластичности. Согласно этому, мы предполагаем, что данные «ямки» — это результат выделения σ -фазы. И так как данная фаза является мало пластичной и обладает повышенной твердостью, то даже незначительное ее появление уже сказалось на значениях пластических свойств.

В сплавах № 2–4 подвергнутых отжигу при температуре выше 700 °С также обнаружили появление σ -подобных фаз, несмотря на изначально благоприятную структуру этих сплавов (рис. 7).

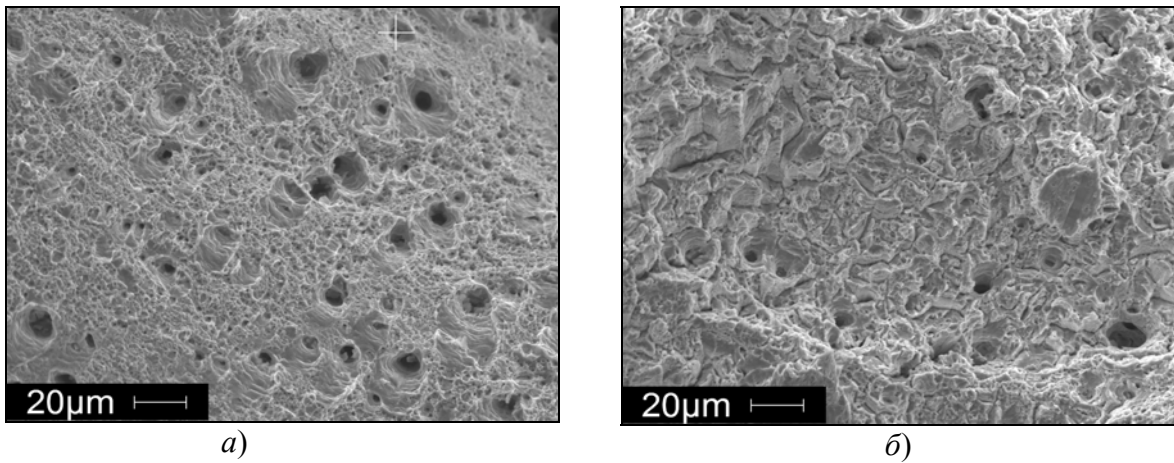


Рис. 6. Поверхность излома сплава № 1 в исходном состоянии (а). Поверхность излома образца после пластической деформации $e = 0,4$, отжига 700 °С (б)

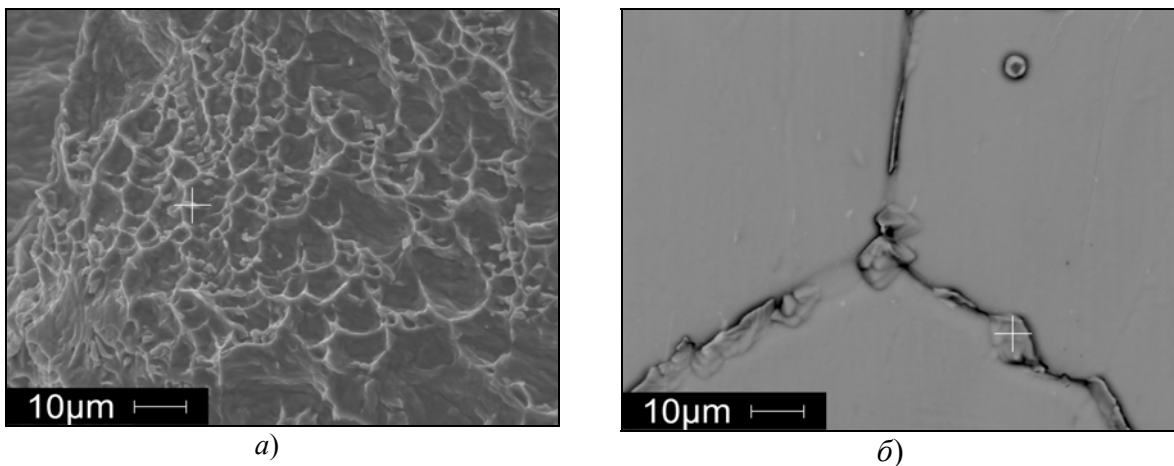


Рис. 7. Выделение σ -подобных фаз в сплаве № 2 после пластической деформации и отжига (а). Выделение σ -подобных фаз в сплаве № 3 после пластической деформации и отжига (б)

Следовательно, в сплавах системы легирования Fe–Cr–Ni необходимо проводить низкотемпературный отжиг выше температуры 650 °С, но ниже 700 °С.

Список литературы

1. Островская Т.В., Селиванов М.В. Зарубежные стали для работы в сероводородсодержащих средах // обзорная информация/ ин-т «Черметинформация», сер. «Металловедение и термическая обработка». М.:1983.25 с.
2. Специальные стали: Учебник для вузов / Гольдштейн М.И., Грачев С.В., Векслер Ю.Г., -2-е изд., перераб. и доп. М: МИСИС, 1999. 408 с.

УДК 535.378

**ПРИРОДА И КИНЕТИКА ТРИБОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛИМЕРОВ
И КВАРЦА****Веттегрень В. И., Мамалимов Р. И., Щербаков И. П.***Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН., Санкт-Петербург,
Victor.Vettegren@mail.ioffe.ru*

Проведены исследования триболюминесценции (ТЛ) и акустической эмиссии (АЭ) при трении и ударе по образцам из монокристаллического и плавленого кварца, полиметилметакрилата (ПММА), политетрафторэтилена, полиэтилентерефталата и композита с матрицей из поли-2,6-диметил-1,4-фениленоксида и отрезков углеродных волокон. В спектре ТЛ кварца наблюдали максимум $\approx 1,9$ эВ, приписанный радикалу $\text{SiO}\cdot$, а ПММА - $\approx 3,3$ эВ, приписанный иону $\text{R}-\text{C}^+\text{H}$. Эти радикалы и ионы образуются при разрывах химических связей и располагаются на берегах трещин с линейными размерами в несколько миллиметров. Сигналы люминесценции сгруппированы во вспышки, которые возникают не сразу после удара, а через некоторое время запаздывания, составляющее десятки мкс. Это явление объяснено существованием накопительного процесса, конечным результатом которого является появление трещин миллиметрового размера. Время возгорания вспышек составляет $\approx 1-3$ мкс и определяется скоростью роста трещин. После их остановки интенсивность люминесценции экспоненциально уменьшается со средним временем 10–30 мкс, не зависящим от температуры, что позволило отнести люминесценцию к переходу синглет-синглет между возбужденным и основным электронными уровнями. Сигналы ТЛ при изнашивании кварца и полимеров образуют два ансамбля, различающиеся по интенсивности приблизительно в три раза. С течением времени число сигналов в этих ансамблях изменяется в противофазе. Предполагается, что трещины, образующиеся при трении, заполняют два иерархических уровня. При достижении критической концентрации трещин на первом уровне они объединяются и переходят на второй. Это приводит к противофазным осцилляциям люминесценции.

В последние годы усилился интерес к исследованию механизма разрушения твердых тел при сухом трении. Он обусловлен широким распространением этого явления в природе и технике и возрастающим использованием узлов сухого трения в изделиях прецизионного и космического машиностроения. Однако до последнего времени о механизме этого явления судили, анализируя результаты исследований поверхности твердых тел после трения. В настоящей работе для исследования механизма изнашивания при сухом трении используется ТЛ и АЭ.

Для исследования кинетики и записи спектров ТЛ и АЭ при сухом трении и ударе построены установки, схематически изображенные на рис. 1 и 2.

Образцы под давлением прижимались к стальному валу, вращающемуся с частотой 27 с^{-1} . Возникающее излучение регистрировалось фотоэлектронным умножителем ФЭУ – 136 (рис.1). Для записи спектров между образцом и ФЭУ вводили две кварцевых линзы и призмный монохроматор. Сигналы с ФЭУ и пьезоэлемента оцифровывались 12 битным аналогово-цифровым преобразователем (АЦП). Напряжение на выходе АЦП с интервалом 1 мкс записывалось компьютером. Температуру пластинок кварца варьировали от 90 до 670 К, а ПММА – от 90 до 350 К при помощи термостата и измеряли, используя хромель-алюмелевую термопару. Сигнал от нее также поступал на АЦП.

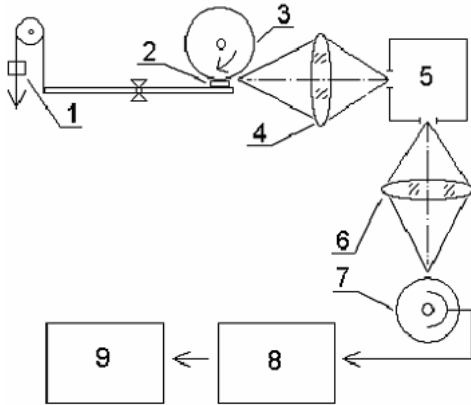


Рис. 1. Схема установки для изучения кинетики и записи спектров ТЛ при сухом трении: 1 – груз; 2 – образец; 3 – стальной вал; 4, 6 – кварцевые линзы; 5 – монохроматор, 7 – ФЭУ 136; 8 – АЦП; 9 – компьютер.

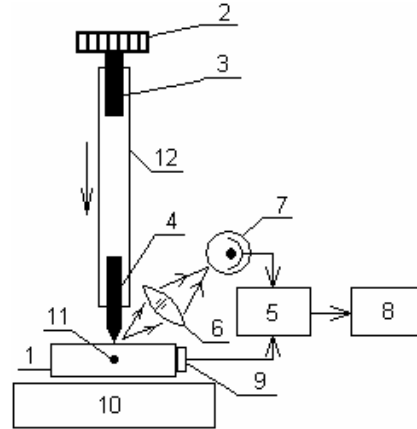


Рис. 2. Схема установки для исследования люминесценции при ударе: 1 – образец; 2 – электромагнит; 3 – груз; 4 – боек; 5 – АЦП; 6 – кварцевая линза; 7 – ФЭУ; 8 – компьютер; 9 – пьезоэлемент; 10 – термостат; 11 – отверстие для термопары; 12 – кварцевая трубка

На рис. 3 показаны спектры люминесценции монокристалла кварца и ПММА при сухом трении о стальной валик. В первом наблюдается максимум $\approx 1,9$ эВ, а во втором – $\approx 3,3$ эВ. Максимум $\approx 1,9$ эВ наблюдался в спектрах люминесценции кварца и кварцевого стекла [1–7] при механическом разрушении, размоле и воздействии радиации. Он приписан электронному переходу между возбужденным и основным уровнями в радикалах SiO, образующимися при разрывах SiOSi связей. Максимум $\approx 3,3$ эВ наблюдался в спектрах люминесценции ПММА при трении [4]. Он был приписан электронному переходу в ионах R-C⁺H, где R – скелет молекулы ПММА. Таким образом, в кварце и ПММА излучающие центры образуются при разрывах химических связей. Интенсивность люминесценции других полимеров была слишком мала для уверенной регистрации спектра и вопрос о природе излучающих центров в них остается открытым.

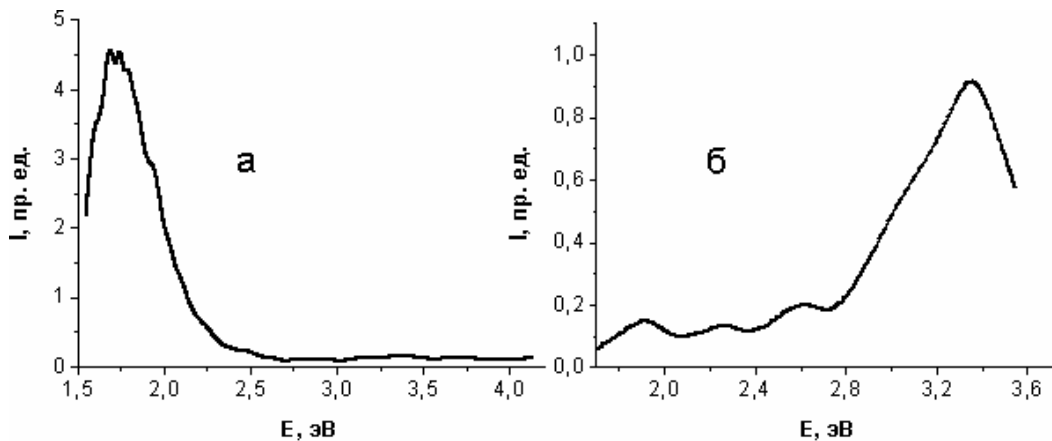


Рис. 3. Спектры люминесценции кварца (а) и ПММА (б)

Типичные временные зависимости интенсивности люминесценции и амплитуды акустической эмиссии (АЭ) после удара показаны на рис. 4.

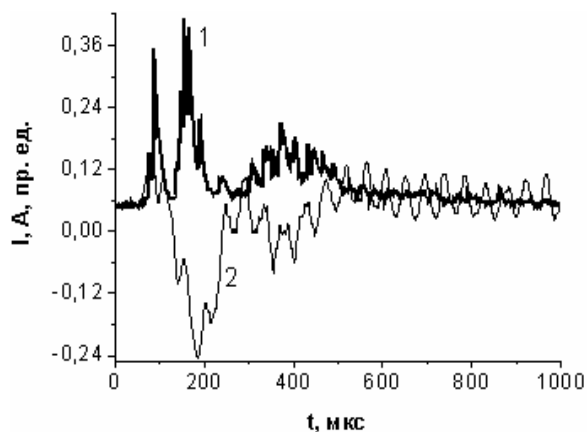


Рис. 4. Типичные временные зависимости интенсивности I люминесценции (1) и амплитуды акустической эмиссии (2) после удара.

счет взаимного наложения, и исследовать их форму. Оказалось, что в диапазоне температур $90\text{--}670\text{ K}$ она одинакова (рис.5): появлению вспышки предшествует слабый рост интенсивности, затем интенсивность резко (за $1\text{--}3\text{ мкс}$) увеличивается и затухает в течение несколько десятков мкс.

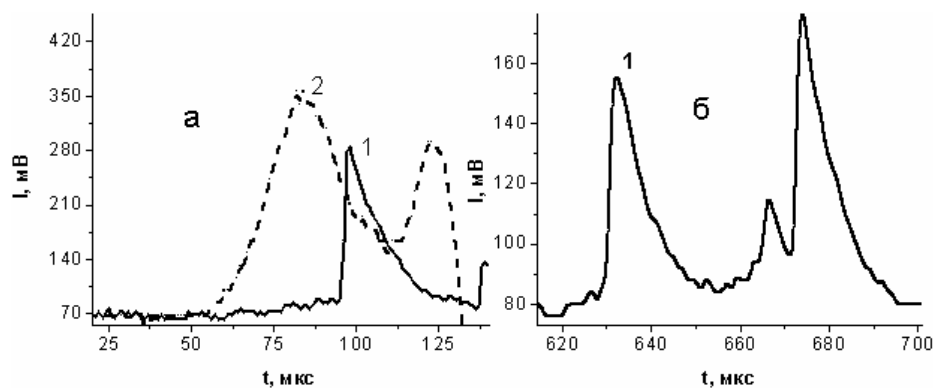


Рис. 5. Фрагменты временных зависимостей интенсивностей люминесценции (1) и акустической эмиссии (2) кварца (а) и ПММА (б) после удара.

Анализ поверхности монокристалла кварца при помощи оптического микроскопа показал, что после удара бойка на ней формируется около десятка трещин с размерами $\approx 1\text{ мм}$. Возбужденные радикалы и ионы, по-видимому, расположены на берегах этих трещин. Тогда форму вспышек люминесценции можно объяснить следующим образом. Известно [8–12], что появлению крупных трещин в нагруженном теле предшествует процесс накопления мелких. По-видимому, медленное нарастание интенсивности люминесценции перед вспышкой отражает процесс накопления мелких трещин, а вспышка – появление и рост крупной трещины. Действительно, известно, что максимальная скорость V_m роста трещин $\approx (1/3)S$, где S – скорость звука [8, 9]. Поэтому минимальное время роста трещин с линейным размером несколько миллиметров в кварце и ПММА должно составлять $1\text{--}2\text{ мкс}$, что совпадает со временем возгорания переднего фронта вспышек люминесценции. Уменьшение интенсивности на заднем фронте вспышек может быть объяснено уменьшением населенности возбужденного электронного уровня из-за перехода электронов на основной – невозбужденный уровень. Известно, что в этом случае интенсивность люминесценции I должна уменьшаться экспоненциально от

времени t , что и наблюдается на опыте: $I = I_m \exp(-t/\tau)$. Здесь I_m – интенсивность в максимуме вспышки ТЛ (т.е. после остановки трещины), а τ_r – среднее время перехода. Для кварца и ПММА τ_r не зависит от температуры и составляет (12 ± 1) мкс и (27 ± 2) мкс, соответственно. Независимость τ_r от температуры позволила отнести ТЛ к

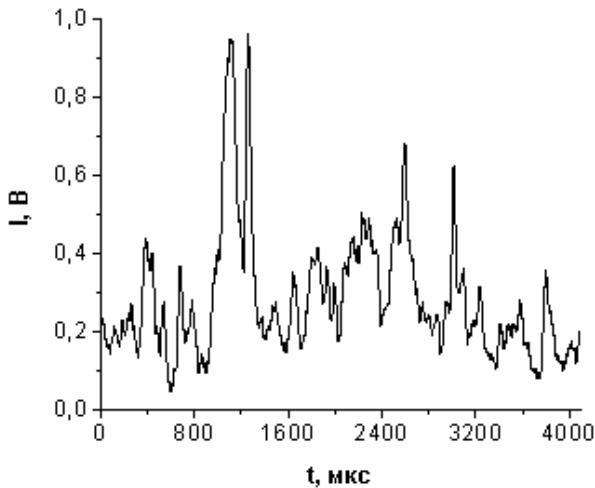


Рис. 6. Фрагмент временной зависимости интенсивности люминесценции при трении пластинки монокристалла кварца о стальной вал.

гауссовой формы при ≈ 6 и ≈ 18 мВ. Аналогичное явление наблюдали также при исследовании кинетики ТЛ плавленого кварца и полимеров. Оказалось, что импульсы люминесценции при трении этих материалов также образуют 2 ансамбля, отличающиеся по интенсивности в три раза.

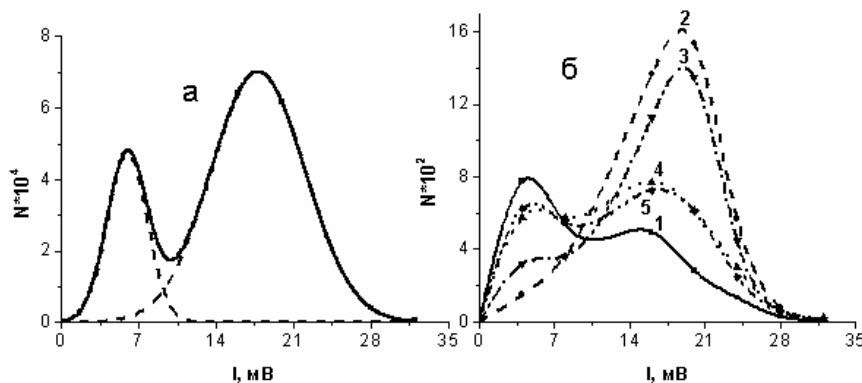


Рис. 7. Распределение числа сигналов люминесценции по интенсивности при трении кварца: *a* – все сигналы; *б* – сигналы различной интенсивности в различные моменты времени, t , с: 1 – 1; 2 – 5; 3 – 25; 4 – 35; 5 – 40.

Интенсивность этих максимумов с течением времени изменяется в противофазе (рис. 8). Т.к. она приблизительно пропорциональна площади трещин, последние также образуют два ансамбля, площадь поверхности которых отличается приблизительно в три раза. Число трещин в этих ансамблях изменяется в противофазе. По-видимому, по мере накопления трещины первого ансамбля объединяются и таким образом переходят во второй. Непрерывно продолжающийся процесс разрушения восстанавливает концентрацию трещин в первом ансамбле и вызывает наблюдающиеся осцилляции концентрации трещин и сигналов люминесценции.

переходу между синглетными уровнями в радикале $\text{SiO}\cdot$ и ионе $\text{R-C}^+\text{H}$.

Временная зависимость интенсивности сигналов ТЛ при трении пластинки монокристалла кварца о стальной вал показана на рис. 6.

Видно, что она беспорядочно изменяется. Такие же беспорядочные биения интенсивности ТЛ наблюдались при сухом трении полимеров и антифрикционного композита. Очевидно, что они отражают одновременное образование множества трещин миллиметрового размера при изнашивании этих тел.

Распределение интенсивности сигналов люминесценции для монокристалла кварца показано на рис. 7. Видно, что оно имеет два максимума

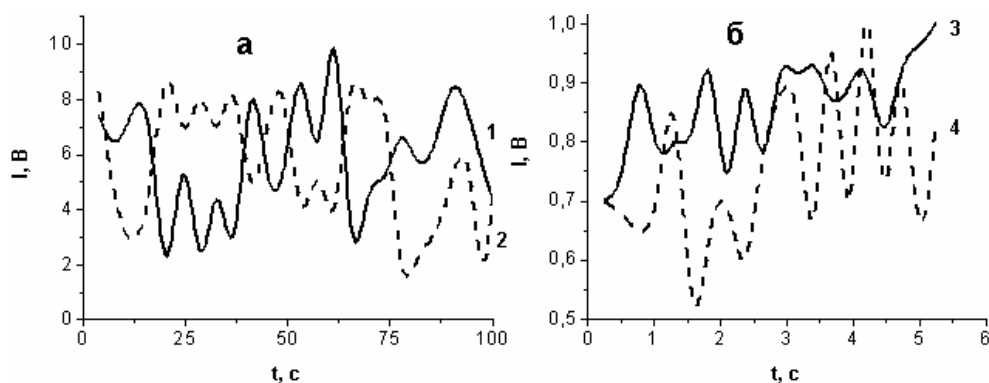


Рис. 8. Временные зависимости интенсивности люминесценции при трении кварца (а) и ПММА (б), I, В: 1 – 6; 2 – 20; 3 – 15; 4 – 45.

Заключение

В спектрах люминесценции монокристаллов кварца и ПММА наблюдали максимумы, приписанные электронными переходами из возбужденного в основное состояние в радикалах $\text{SiO}\cdot$ и ионах $\text{R-C}^+\text{H}$, соответственно. Сигналы люминесценции сгруппированы во вспышки, анализ формы которых показал, что эти радикалы и ионы расположены на берегах трещин миллиметрового размера. Сигналы люминесценции образуют два ансамбля, различающиеся по интенсивности в ≈ 3 раза. С течением времени число сигналов в ансамблях изменяется в противофазе. Т.к. интенсивность люминесценции приблизительно пропорциональна размерам трещин, было сделано заключение, что существует два ансамбля трещин, площадь трещин в которых различается в три раза. С течением времени трещины первого ансамбля объединяются и таким образом переходят во второй. Непрерывно продолжающийся процесс разрушения восстанавливает концентрацию трещин в первом ансамбле и вызывает наблюдающиеся осцилляции концентрации трещин.

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

Список литературы

1. А.Р. Силинь, А.Н. Трухин Точечные дефекты и элементарные возбуждения в кристаллическом и стеклообразном SiO_2 . Рига: Зинатне, 1985. 244 с.
2. G.N. Chapman, A.J. Walton. // J. Appl. Phys. 1983. V.54. N.10. P. 5961-5965
3. А.Н. Стрелецкий, А.Б. Пакович, И.Ю. Бутягин. // Известия АН СССР. 1986. Т. 50. № 3. С. 477-482.
4. А.Т. Тохметов, В.И. Веттегрень. // Физика твердого тела 1990. Т. 1. С. 33-37.
5. Y. Kawaguchi. // Phys. Rev. 1995. B. V. 52, N.13. P. 9224 - 9228.
6. Y. Kawaguchi. // Phys. Rev. 1996. B. V. 54, N.14. P. 9721-9725.
7. Y Kawaguchi. // Jpn. J. Appl. Phys. 1998. V.37. P. 1892-1896.
8. В.Р. Регель, А.И. Слуцкер, Э.Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука 1974. 560 с.
9. В.А. Петров, А.Я. Башкарев, В.И. Веттегрень Физические основы прогнозирования долговечности конструкционных материалов. СПб.: Политехника, 1993. 475 с.
10. V.S. Kuksenko, V.S. Ryskin, V.I. Betehtin, A.I. Slutsker. // Intern. J. Fracture Mech. 1975. V.11, N.5. P. 829 - 836.
11. Н.Г. Томилин, Е.Е. Дамаскинская, В.С. Куксенко. // Физика твердого тела 1994. Т.36, вып.10. С. 3101 - 3112.
12. В.И. Веттегрень, В.С. Куксенко, Н.Г. Томилин, М.А. Крючков. // Физика твердого тела, 2004, Т. 46, вып.10, с. 1793-1796.

ВЛИЯНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ, ВЫСОКОГО ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ И ПРИМЕСЕЙ НА ВИД СПЕКТРА ДИСЛОКАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Малашенко В. В., Малашенко Т. И.

*Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина
Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины,
Донецк, Украина,
malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua*

Знание спектра колебаний дислокации необходимо при анализе высокоскоростной деформации, ударных нагрузок, а также при использовании метода внутреннего трения. Взаимодействие движущейся дислокации с другими дислокациями, с примесями, с магнитной подсистемой кристалла может привести к возникновению активации в спектре дислокационных колебаний, а приложение высокого гидростатического давления может существенно изменить величину этой активации. Динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией в зависимости от концентрации дефектов (т.е. от среднего расстояния между дефектами l) и скорости дислокационного скольжения v может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [1,2]. Обозначим время взаимодействия дислокации с атомом примеси $\tau_{\text{def}} \approx R/v$, где R – радиус дефекта; время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами обозначим $\tau_{\text{dis}} \approx l/c$, где c – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн. В области независимых столкновений ($v > v_0 = R\Delta_d$) выполняется неравенство $\tau_{\text{def}} < \tau_{\text{dis}}$, т.е. элемент дислокации за время взаимодействия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В области коллективного взаимодействия ($v < v_0$), наоборот, $\tau_{\text{def}} > \tau_{\text{dis}}$, т.е. за время взаимодействия дислокации с точечным дефектом данный дислокационный элемент успевает “почувствовать” влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы.

Пусть краевая дислокация движется под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефекты. Направим ось OZ параллельно линии дислокации, а ее вектор Бюргерса параллельно оси OX , в положительном направлении которой происходит скольжение дислокации с постоянной скоростью v . Элементы дислокации могут совершать малые колебания в плоскости скольжения XOZ . Положение дислокации определяется функцией $X(z, t) = vt + w(z, t)$, где $w(z, t)$ – случайная величина, среднее значение которой по ансамблю дефектов и расположению элементов дислокации равно нулю.

Уравнение движения дислокации имеет следующий вид

$$m \frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial t^2} + \beta \frac{\partial X(z, t)}{\partial t} - T \frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial z^2} = b \left[\sigma_0 + \sigma_{xy}(vt + w, z) \right].$$

Здесь T – коэффициент линейного натяжения дислокации, порядок величины коэффициента β определяется выражением $\beta = B_0/m$, где B_0 – коэффициент динамиче-

ского торможения дислокации, m – масса единицы длины дислокации. В данном уравнении движения мы пренебрегли влиянием рельефа Пайерлса на движение дислокаций, что справедливо, в частности, для металлов и щелочно-галогидных кристаллов. Входящая в правую часть уравнения движения величина σ_{xy} является компонентой тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации. Коллективное взаимодействие дефектов с дислокацией приводит к тому, что спектр дислокационных колебаний становится нелинейным: в нем возникает активация

$$\omega(p_z) = \sqrt{\Delta^2 + c^2 p_z^2}$$

Выражение для активации Δ_{def} мы можем получить, решая следующее уравнение

$$\Delta_{\text{def}}^2 = \frac{nb^2}{8\pi^3 m^2} \int d^3 p \frac{p_x^2 |\sigma_{xy}(p)|^2}{\Delta_{\text{def}}^2 + c^2 p_z^2 - p_x^2 v^2},$$

Решение этого уравнения существует лишь в области коллективного взаимодействия и описывается следующим выражением

$$\Delta_{\text{def}} = \frac{R}{b} n^{\frac{1}{3}} \varepsilon^{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}},$$

где n – объемная концентрация точечных дефектов, R – радиус дефекта, ε – параметр несоответствия дефекта, μ – модуль сдвига, b – модуль вектора Бюргерса дислокации, ρ – плотность кристалла. Именно появление активации в спектре дислокационных колебаний позволяет объяснить экспериментально наблюдаемый квазивязкий характер торможения движущейся дислокации точечными дефектами.

Большой интерес представляет движение краевой дислокации параллельно поверхности кристалла, содержащей хаотически распределенные примеси, в связи с тем, что, во-первых, все реальные кристаллы имеют поверхность, во-вторых, современные технологии позволяют наносить примеси на поверхность контролируемым образом, в-третьих, роль поверхности очень важна при исследовании наноматериалов. Активация, возникающая в спектре дислокации в этом случае, описывается следующим выражением

$$\Delta_s = \frac{c}{y} n_{0s}^{1/2} \left(\frac{R_d}{y} \varepsilon_s \right)^{\frac{2}{3}}.$$

Здесь y – расстояние от поверхности кристалла до плоскости скольжения дислокации, R_d – радиус примеси, ε_s – параметр ее несоответствия, n_{0s} – безразмерная концентрация примеси, $n_{0s} = n_s R_d^2$.

Как известно, краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения, способны образовывать устойчивые конфигурации, выстраиваясь одна над другой [3]. Этот процесс составляет основу полигонизации, в результате которой в кристаллах возникают дислокационные стенки. Они являются границами зерен в поликристаллах и могут под действием внешних напряжений перемещаться по кристаллу. Рассмотрим скольжение двух краевых дислокаций, движущихся в параллельных плоскостях скольжения. Их взаимодействие также приводит к возникновению активации

$$\Delta_0 = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2\mu}{\rho \ln(L/b)}},$$

где a – расстояние между плоскостями скольжения дислокаций, L – величина порядка размера кристалла. В работе [4] было показано, что в условиях гидростатического сжатия сила притяжения дислокаций друг к другу увеличивается: появляется дополнительная сила, пропорциональная величине гидростатического давления и обратно пропорциональная расстоянию между дислокациями.

$$F_{\text{dis}} = b^2 \frac{x(x^2 - y^2)}{2\pi(1-\gamma)r^4} pN_p,$$

где

$$\psi = 2K_1 - \frac{K_2\lambda}{\mu}, \quad K_1 = -\frac{\frac{1}{2}\lambda - \mu + 3l - m + \frac{1}{2}n + p}{3\lambda + 2\mu + p},$$

$$K_2 = -\frac{3\lambda + 6\mu + 3m - \frac{1}{2}n - 2p}{3\lambda + 2\mu + p}, \quad N_p = K_2 + \psi \frac{(1-2\gamma)^2}{2(1-\gamma)} \geq 0.$$

Здесь λ, μ – коэффициенты Ламе, l, m, n – коэффициенты Мурнагана, γ – коэффициент Пуассона. В работе [4] было показано, что в обычно используемом в настоящее время диапазоне гидростатических давлений зависимостью K_1, K_2 и вектора Бюргерса от p можно пренебречь. Возрастание силы взаимодействия дислокаций приводит к тому, что величина активации линейно возрастает с увеличением давления p

$$\Delta(p) = \Delta_0(1 + \alpha p); \quad \alpha = \frac{N_p}{M}; \quad M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}$$

Возрастание активации при гидростатическом сжатии может составлять десятки процентов.

Магнитоупругое взаимодействие дислокации с магнитной подсистемой ферромагнетика при определенных условиях также порождает активацию в спектре дислокационных колебаний, причем ее величина в этом случае возрастает с ростом намагниченности и константы магнитоупругого взаимодействия. В случае ферромагнетика с анизотропией типа легкая ось активация спектра выражается через параметры кристалла следующим образом:

$$\Delta_M^2 = \frac{B_M^2 b^2 \omega_M}{16\pi m c_s^2} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0};$$

где B_M – константа магнитоупругого взаимодействия; b – вектор Бюргерса; m – масса единицы длины дислокации; $\omega_M = gM_0$; g – гиромангнитное отношение; M_0 – намагниченность; θ_c – температура Кюри. Параметры ε_0 и c_s определяют спектр магнонов в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось, когда магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии: $\varepsilon(k) = \varepsilon_0 + c_s^2 k^2$ (k – волновой вектор).

Список литературы

1. V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, B.I. Khudik. Phys. Stat. Sol.(b). **143**, 2, 425(1987).
2. В.В. Малашенко. ФТТ **49**. №1, 78 (2007).
3. Д. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. М.: Наука, 1972.- 599 с.
4. В.В. Токий, В.И. Зайцев. ФТТ **15**. № 8. 2460 (1973).

УДК 621.9

**ВЛИЯНИЕ МАГНИТОДЕФОРМАЦИЙ НА СПИН-ЭЛЕКТРОННЫЙ
ТРАНСПОРТ В ПЛЕНКАХ ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА****Кузавко Ю. А.***Полесский аграрно-экологический институт НАН Беларуси, Брест, Беларусь*
kuzavko@newmail.ru

С выходом электронных технологий на уровень микромира становится весьма соблазнительным научиться использовать и специфическое качество электрона – спин, которое является чисто квантовым и не имеет аналогов в макромире. Идея спинтронного аналога полевого транзистора, высказанная Даттой и Дасом и основанная на управлении спиновой поляризацией носителей заряда посредством их спин-орбитального взаимодействия с внешним электрическим полем, до сих пор экспериментально не реализована. То же справедливо относительно идеи поляризационного транзистора, сформулированной Кузавко и Шавровым и основанной на бистабильном характере изменения поляризации фотонов, прошедших магнитную пленку в области ее ориентационного фазового перехода. Выясняются условия протекания и усиления спинового тока в гетероструктуре полупроводник-окисел – сплав Гейслера с учетом действия температуры и/или внешнего магнитного поля. Управление генерацией и усилением спинового сигнала основано на деформировании зон проводящего канала под затвором вследствие действия магнитного поля и/или локального лазерного нагрева. При этом можно заставить спиновые компоненты тока управлять друг другом и добиться их усиления.

Введение

Идея спинтронного аналога полевого транзистора, высказанная в 1991 г. Даттой и Дасом [1] и основанная на управлении спиновой поляризацией носителей заряда посредством спин-орбитального взаимодействия с внешним электрическим полем, до сих пор экспериментально не реализована. Объединение легкости управления зарядом в полупроводниковых приборах с возможностью использования спиновой степени свободы электрона для хранения и передачи информации является весьма актуальной в связи с обработкой стремительно возрастающих в настоящее время потоков информации. Возможно, однако, что модель Датты–Дасы исчерпала свои возможности для ее экспериментальной реализации. Вследствие этого целесообразно рассмотреть альтернативные теоретические модели спинтронных устройств, особенно с использованием появившихся в конце 90-х годов новых материалов – высокотемпературных сверхпроводников и магнитоуправляемых материалов с памятью формы [2, 3]. Реализация записи, хранения и считывания информации на атомно-молекулярном уровне по-прежнему остается весьма актуальной ввиду многократного улучшения параметров таких устройств, работающих на чисто квантовых эффектах.

Отметим, что ранее Датты и Даса автором данного проекта и Шавровым была сформулирована идея поляризационного транзистора, суть которой заключается в теоретическом предсказании явления поляризационной магнитооптической бистабильности (ПМОБ) в магнитоупорядоченных пленках [4,5]. Такой эффект позволил бы по силе р-поляризации светового луча (или даже единичного фотона) реализовать двоичную логику, а в дальнейшем в перспективе разработать оптический компьютер с колоссальной параллельной обработкой информации.

1. Поляризационный оптический транзистор. Теоретически предсказанное явление ПМОБ, представляет собой гистерезисную зависимость поляризации прошедшего ферромагнитную пленку светового сигнала в зависимости от его входной поляризации.

Пусть электромагнитная волна (ЭМВ) падает на ферромагнитную пленку (см. рис.1) нормально. Тогда, исходя из уравнений Максвелла и Ландау-Лифшица, можно записать следующие нелинейные уравнения распространения ЭМВ:

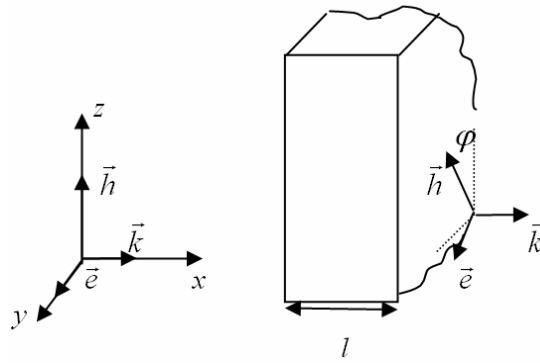


Рис.1. Геометрия исследования

$$h_{y,xx} - \varepsilon k^2 \left[\mu_{yy}^2 h_y + \mu_{yz}^2 h_z + \mu_{21}^{NL} (h_y^3 + h_z^3) + \mu_{22}^{NL} h_y h_z (h_y + h_z) \right] = 0$$

$$h_{z,xx} - \varepsilon k^2 \left[\mu_{zz}^2 h_z + \mu_{zy}^2 h_y + \mu_{31}^{NL} (h_y^3 + h_z^3) + \mu_{33}^{NL} h_y h_z (h_y + h_z) \right] = 0$$

где h – магнитное поле ЭМВ, \vec{k} – волновой вектор, ε – диэлектрическая проницаемость, μ^L и μ^{NL} – линейная и нелинейная магнитная проницаемость.

Численный анализ показывает, что, начиная с определенного значения входной интенсивности ЭМВ, возникает переориентация спинов в освещенной области и в результате возникает гистерезисная зависимость поляризации прошедшей ЭМВ от ее поляризации и интенсивности на входе (см. рис. 2). При этом оказывалось, что не существует принципиальных физических ограничений для достижения быстродействия 1 ТГц и энергопотребления 10^{-18} Дж, что обосновывалось тем, что сильный световой луч может переключать слабый световой сигнал с усилением последнего.

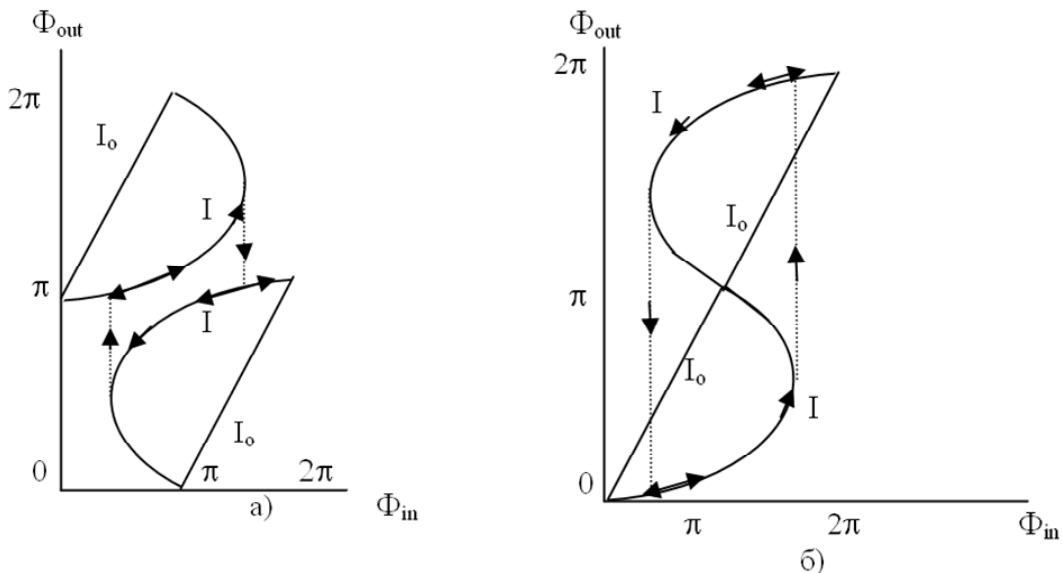


Рис. 2. ПМОБ при интенсивности $I > I_0$ (линейный эффект Фарадея) для четвертьволновой (а) и полуволновой (б) пленок

В недавнее время данная теория была развита, в том числе, применительно к реализации цифровых вычислений с использованием возможных устройств логики И-ИЛИ и НЕ. Следующим этапом после создания элементной базы на основе сформули-

рованных принципов явилась бы разработка квантового компьютера и существенное продвижение в реализации распределенных вычислений.

С другой стороны, известны десятки вариантов чисто оптических транзисторов, предлагавшихся на протяжении последних десятилетий, и не один из них не внедрен даже на уровне экспериментальных исследований. Возникшие в последнее время достижения в физике конденсированного состояния, материаловедении, нанотехнологиях позволяют возвратиться к переосмыслению и дальнейшему теоретическому исследованию ПМОБ, так как создание и разработка принципиально новой элементной базы компьютеров требует этого и без глубокой теоретической проработки невозможна.

2. Модели спиновых транзисторов. С выходом технологий на уровень микромира становится весьма соблазнительным научиться использовать и специфическое качество электрона – спин, которое является чисто квантовым и не имеет аналогов в макромире. Аналогичное утверждение справедливо также и относительно ориентации вектора поляризации светового импульса (в пределе – единичного фотона). Работы в этом направлении ведутся широким фронтом примерно с середины 90-х годов. Ожидается, что в перспективе спинтронные и фотонные технологии позволят создавать более быстрые и дешевые вычислительные устройства. Главное, что нужно научиться делать – это управлять спиновыми и фотонными токами. А для этого должны использоваться не электрические, а магнитные поля, поскольку электроны могут быть представлены как микроскопические магниты [8]. В самое последнее время (2000–2006 гг.) наблюдается резкий всплеск интереса к исследованию свойств единственного пока известного магнитоупорядоченного сплава Гейслера Ni–Mn–Ga, в котором надежно установлено наличие эффекта памяти формы (ЭПФ) как по температуре, так и по внешнему магнитному полю [3].

Определенный прогресс в прошлом году был достигнут группой физиков Университета штата Юта. Им впервые удалось создать спиновые переключатели, используя органические полупроводники. Такие устройства действуют как переключатель, с помощью которого можно управлять электрическим током, поскольку они способны изменять поток электричества до 40 %. Это связано с тем, что при приложении магнитного поля спины электронов могут менять свое направление на противоположное, что приводит к резкому повышению электрического сопротивления материала. Направление спина (“↑” или “↓”) отлично подходит для кодирования бинарной цифровой информации, что уже пытаются использовать в устройствах магниторезистивной памяти.

В основе подавляющего большинства предложений спинового транзистора лежит идея Датты и Даса, основанная на спин-орбитальном взаимодействии. В 2001 г. Гуржи предложил совершенно другой тип спинового полевого транзистора [9], основанный на спиновом – специальной гибридной структуре – магнитный проводник + немагнитный полупроводник, которая, в принципе, может быть использована для генерации и усиления переменного спинового сигнала [10]. Управление в нем основано на обычном кулоновском взаимодействии. Заметим, что спиновый диод, принципиально был реализован Шмидтом в 2001 г. По-видимому, наращивая слои магнитного проводника и немагнитного полупроводника, можно реализовать приемлемый для практического использования спиновый диод. В литературе также упоминается развиваемый в работах Вольфа, Жанга спин-зависимый электронный транспорт в магнитных мультислойных структурах типа $(N/F)_n(N)^{\text{buffer}}(F/N)_m$, где F – ферромагнетик, N – немагнитный металл, m и n – число повторяющихся бислоев. Толщины N слоев в $(N/F)_{n,m}$ наборах достаточно малые ($\sim 5 \text{ \AA}$) так, что соседние F слои имеют ферромагнитную связь, а толщина $(N)^{\text{buffer}}$ – слоя большая ($\sim 20 \text{ \AA}$), для того чтобы общая намагниченность $(N/F)_n$ и $(N/F)_m$ могла меняться от параллельной до антипараллельной ориентаций, под действием внешнего магнитного поля. В случае рассматриваемой многослойной структуры при одном на-

правлении намагниченности, когда импульсы Ферми в $N(\text{Cu})$ и $F(\text{Co})$ слоях отличаются, часть слоев соответствует квантовым ямам, так что электрон многократно отражается от граничных интерфейсов. При другом направлении этого не происходит. С другой стороны, в 2002 г. Изюмов и др. развили теорию эффекта близости для искусственных наноструктур (F/S) [2], где S – высокотемпературный сверхпроводник, применительно к созданию управляющих элементов нового типа (спиновых переключателей). В таких гибридных структурах помимо конкуренции между магнитными состояниями возникает конкуренция между o - и n -фазными типами сверхпроводимости, что приводит к значительному числу логических вариантов работы возможных устройств управления, хранения и обработки информации.

Спинтроника позволит создавать компьютеры с мгновенным включением. Причина та же. Если спины были предварительно упорядочены определенным образом, они остаются таковыми, пока магнитное поле не изменит этого упорядочения. А это означает, что все данные будут доступны сразу же по включении компьютера.

3. Спиновый транзистор в гетероструктурах на основе сплава Гейслера. Здесь впервые выясняются условия протекания и усиления спинового тока в структуре полупроводник (Sem) – диэлектрик (D) – ферромагнитный сплав Гейслера (FG) с учетом действия температуры и внешнего магнитного поля. Передача колоссальных напряжений до $\sim 10^5$ атм. в токонесущую пленку устройства от подложки структуры, выполненной на основе ферромагнетика с памятью формы [11], вызовет искривление и возникновение новых зон для электронов в полупроводнике с учетом их спиновой ориентации вследствие спин-ионного взаимодействия приграничных слоев рассматриваемой гетероструктуры. Предполагается, что импульсы Ферми носителей заряда в межэлектродных промежутках отличаются. Часть их соответствует квантовым ямам, так что электрон несколько раз отражается от граничных интерфейсов, и, в зависимости от приложенного внешнего воздействия, направление спина либо сохраняется, либо происходят процессы спин-флипа. Ожидается, что при преобладании $e-e$ взаимодействия над электронно-примесным (гетеропереходы на основе GaAs, где наблюдалось пуазейлевское течение электронного газа) “проходные” \uparrow электроны рассеиваются на “толпе” \downarrow электронов. Данное обстоятельство является одним из механизмов управления спинполяризованным током. При получении наноразмерных гетероструктур необходимо использовать наиболее распространенный метод получения многослойных структур – метод молекулярно-лучевой эпитаксии. Предполагается использовать средства магнитосиловой микроскопии для регистрации спиновых токов, обладающие предельным теоретическим разрешением до 10^{-3} Å, т.е. фемтометрический диапазон измерений. Реализация считывания “ \uparrow ” и “ \downarrow ”-компонент спинового тока двухпараметрическим датчиком позволит повысить достоверность передаваемой цифровой информации вследствие ее взаимодополняемости.

Магнетики на основе Ni–Mn–Ga, в силу возникновения в них гигантских (до 10 %) магнитодеформаций в области структурного мартенсит-аустенитного фазового перехода [12], окажутся весьма полезными при создании предлагаемых устройств. Предполагается, что существование резко выделенных нестингов поверхности Ферми ферромагнитной пленки металлического сплава будет благоприятствовать переориентации спинов носителей заряда в полупроводниковой пленке. Для этого необходимо провести выяснение условий протекания спинового тока в модифицированных МОП-структурах и его усиления с помощью температуры и/или магнитного поля, локально создаваемых в подложке структуры на основе ферромагнитной матрицы сплава Гейслера. С помощью использования компьютерных моделей расчета $d(f)$ -атомных орбиталей и их взаимодействия со спинами электронов в сильно деформированной кристаллической решетке полупроводника демонстрируется приемлемый для практического использова-

ния коэффициент усиления спинового транзистора. Выяснены условия протекания и усиления спинового тока в гетероструктуре полупроводник-окисел (диэлектрик) – ФСГ с учетом действия температуры и/или внешнего магнитного поля. Передача колоссальных напряжений ~ 10 ГПа в токопроводящую пленку гетероструктуры от ее подложки (см. рис. 3), выполненной из ФСГ, вызовет искривление и возникновение новых зон для носителей заряда в полупроводнике с учетом их спиновой поляризации вследствие спин-ионного взаимодействия в приграничных слоях транзистора. Окисел (диэлектрик) служит для полного устранения токов утечки в МО(Д)П структуре.

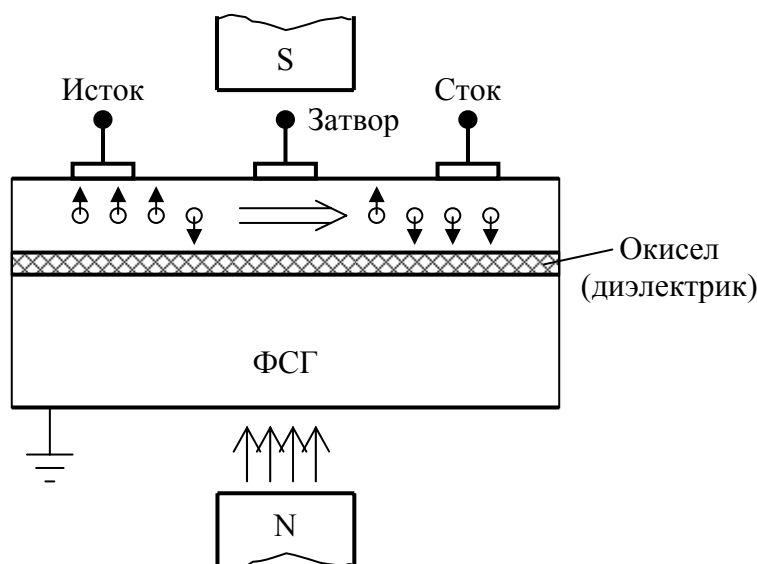


Рис. 3. Полевой спиновый транзистор – спиновод с магнитным затвором

При этом можно заставить спиновые компоненты тока управлять друг другом и добиться усиления спинового сигнала. Деформация зонной структуры полупроводника оценивалась методом расчета электронной структуры кристаллов FPLMTO, при этом устанавливалась поляризация зоны проводимости. Реализация записи, хранения и передачи информации на атомно-молекулярном уровне по-прежнему остается весьма актуальной ввиду многократного улучшения параметров таких устройств, работающих на чисто квантовых эффектах. Переход к спиновым переключателям на атомном уровне обеспечит следующие предельные характеристики устройств: быстродействие ~ 1 ТГц, энергопотребление – затраты на 1 бит информации порядка энергии одного кванта, плотность монослойной записи – 10 Тбит/мм².

Заключение

Создание теоретических основ принципиально новой технологии реализации спинового и поляризационного транзисторов при ее экспериментальном подтверждении позволит осуществить существенный прорыв в создании процессорной техники, динамической и статической компьютерной памяти, в том числе, и сменных носителей. Используя традиционные полупроводники к настоящему времени фирма Интел освоила технологический процесс 65 нм, при заявленной ими перспективной возможности создавать единичные транзисторы на два порядка меньшего размера. Однако в объеме полупроводника такого элемента будет содержаться всего несколько носителей заряда, т.е. достигается физический предел для данной технологии. Указанная технология в

настоящее время позволяет достигать частот 4–5 ГГц, но это, однако, не означает, что для предельного по размерам элемента верхняя частота на два порядка повысится, т.к. время переключения транзистора определяется, преимущественно, не временем пробега электрона через базу транзистора, а релаксационными процессами на границах p - n -переходов, которые существенно понизить невозможно

Отметим, что сегодняшние успехи фирмы Интел в создании полупроводниковых приборов обусловлены использованием предварительно продеформированного или напряженного кремния и шести (семи)-слойным расположением транзисторов по глубине полупроводниковой пластины. Нами также рассматривается то обстоятельство, что полупроводник будет сильно деформирован подложкой из магнитоуправляемого сплава Гейслера. Спиновый транзистор является первым шагом по использованию спиновых степеней свободы электронов в микроэлектронике, т.е. атомного уровня для обработки информации. Развитие принципов создания датчиков для записи и считывания спиновой информации позволит расширить применение магнитосилового микроскопии высокого разрешения. Полученные результаты должны оказаться полезными при разработке квантового компьютера, реализации квантового запутывания при передаче информации (абсолютное ее нераспознавание), а также при создании систем распределенных вычислений и действий.

Автор выражает благодарность ГКПНИ «Наноматериалы и нанотехнологии», БРФФИ и РФФИ Ф04Р-080 за финансовую поддержку проведенных исследований.

Список литературы

1. S. Datta, B. Das. Appl.Phys. Lett., 1991, Vol.56, P. 665.
2. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов. УФН, 2002, Т. 172, С. 113.
3. А.Н.Васильев, В.Д.Бучельников, Т.Такаги, В.В.Ховайло, Э.И.Эстрин. Ферромагнетики с памятью формы. УФН, 2003, Т. 173, №6, С. 577-608.
4. Ю.А. Кузавко, В.Г. Шавров В.Г. Поляризационная магнитооптическая бистабильность (ПМОБ) в магнитных пленках со спиновой переориентацией. Тезисы докладов XII Всесоюзной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники, Новгород, 1990, ч. 2, С. 97.
5. Ю.А. Кузавко, В.Г. Шавров В.Г. Поляризационная магнитооптическая бистабильность в пленках ферритов. Тез. докл. XIX Всес. конф. по физике магнитных явлений, Ташкент, 1991, ч. 1, С. 114-115.
6. Yu.A. Kuzavko, V.G. Shavrov. Polarization magneto optic bistability in films. Digests of the Intermag conference. St. Louis, Missouri, USA, 1992, P. JQ-09.
7. Ю.А. Кузавко. Поляризационные магнитооптические бистабильности в антиферромагнитных пластинках. Тез. докл. Междун. Конф. по оптике полупроводников. Минск, 1999, С. 114-115.
8. Yu.Kuzavko. Controlling the spin current in smart materials based structures . Dig. of 8th Conference on Intermolecular and Magnetic Interactions in Matter, Poland, Nalenczow, 2005, P. 47.
9. Р.Н Гуржи., А.Н. Калинин., А.И. Копелиович., А.В. Яновский. ФНТ, 2001, V. 27, P. 1332.
10. R.N. Gurzhi, A.N.Kalinenko, A.I. Kopeliovich, A.V. Yanovsky, A.V. Bochachek,, Uzi Landman. Phys. Rev.B. 2003, V. 68, N 125, P. 113.
11. Ю.А.Кузавко, В.Г.Шавров. Нано- и микрокристаллические образцы сплавов Гейслера с точки зрения акустики диссипативных сред. Материалы 43-й Междунар. конф. «Актуальные проблемы прочности», Витебск, 2004, ч.2, с. 152.
12. М.М. Карпук, Д.А. Костюк, Ю.А. Кузавко, В.Г. Шавров. Особенности распространения акустических волн через границу жидкость - ферромагнитный сплав Гейслера. Акустич. журн., 2005, Т. 51, № 5, С. 665 – 673.

УДК 620.179.16

НАКЛОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ОТ ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДЫ

Козак А. Ф., Костюк Д. А., Кузавко Ю. А. *

Брестский государственный технический университет,

** Полесский аграрно-экологический институт НАН Беларуси, Брест, Беларусь*

kuzavko@newmail.ru

Теоретически рассмотрено отражение непрерывных и импульсных акустических сигналов на границе жидкости и диссипативной среды в модели ньютоновской жидкости. Установлено, что амплитудный коэффициент отражения волны является комплексной функцией, зависящей от объемной и сдвиговой вязкости жидкости. В зависимости от соотношений акустических импедансов граничащих сред и скоростей звука имеет место минимальное значение коэффициента отражения продольной волны, которое пропорционально диссипативному параметру отражающей среды. С другой стороны, при максимальном значении коэффициента отражения в диссипативной среде возникает сопутствующее поверхностное колебание. Поперечная волна в диссипативной среде является сильно затухающей и сосредоточена в области границы, хотя ее влияние на коэффициент отражения сигнала не является малым.

В работах [1–3] рассматривалось нормальное отражение продольной акустической волны (LA) от плоской границы твердого тела с диссипативной средой (ДС) в модели ньютоновской жидкости, т.е. веществом, в котором поглощение ультразвука существенно. Была установлена существенная зависимость амплитудного коэффициента отражения LA и его фазы от частоты, которая качественно подтвердилась проведенными экспериментальными исследованиями [3, 4]. В качестве ДС могут служить вязкая жидкость или органический материал, а также магнитоупорядоченные кристаллы в области их фазовых переходов, где наиболее ярко проявляется взаимодействие акустических волн со спиновыми волнами, обуславливающее дисперсию и диссипацию ультразвука в широкой области частот [4–6]. Практические аспекты акустики ДС могут найти при решении различных задач науки и промышленности [4, 7].

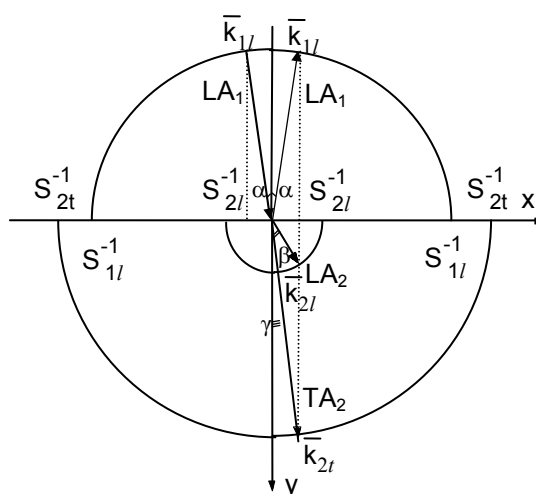


Рис. 1. Поверхность обратных фазовых скоростей для падающей, отраженной и прошедших волн

В экспериментах и технических приложениях имеют дело зачастую не с непрерывными колебаниями, а с сигналами конечной, весьма короткой длительности и, соответственно, частотно-широкополосными [3]. В непоглощающих материалах отсутствует дисперсия звука, и отражение всех частотных составляющих импульсного сигнала происходит согласно классическим формулам Френеля [8, 9], являющихся частотно независимыми, и, следовательно, спектр преобразованных сигналов не меняется.

В рассматриваемом нами случае границы жидкости – ДС (рис. 1) в силу существования дисперсии звука в последней частотные составляющие импульсного сигнала при его падении I на границу раздела сред преобразуются неодинаково, и, соответственно этому, спектры отраженного R и прошедших T сигналов изменяются [3, 8]. Известно [9], что при наклонном падении ультразвуковой волны на границу жидкость – жидкость возникают отраженная и прошедшая волны, при этом при определенном угле падения отраженная волна может отсутствовать, т.е. реализуется полное прохождение волны. С другой стороны, при падении на границу жидкость – твердое тело всегда возникают две прошедшие волны (продольная LA_2 и поперечная TA_2). Предлагаемый к рассмотрению случай границы жидкость – ДС является промежуточным между двумя выше указанными. В ДС в силу ее сдвиговой вязкости может возбуждаться быстро затухающая TA_2 [9]. Очевидно, что ее возникновение скажется на коэффициенте отражения сигнала и разумно предполагать, что при угле полного прохождения волны в ДС (в пренебрежении ее диссипативными свойствами) слабый отраженный продольный акустический сигнал возникает и его амплитуда прямо пропорциональна параметру диссипативных потерь исследуемой среды 2. Тем самым реализуется возможность при исследовании непосредственно измерить вязкость (внутреннее трение) ДС, что является достаточно важным практически, т.к. не требует выполнения условия непосредственного контакта датчика с обследуемым объектом. Отметим, что при всех известных методах вискозиметрии [10] непосредственный контакт датчика с объектом необходим всегда.

Пусть в жидкости 1 без затухания распространяется непрерывная LA_1 , которая при падении на границу ДС ($y = 0$) частично отражается, а прошедшие в ДС LA_2 и TA_2 волны быстро затухают.

Волновые уравнения для LA_2 и TA_2 в ДС имеют, соответственно, вид [9]:

$$\rho_2 \ddot{u}_{2l} = c_2 \ddot{u}_{2l,ii} + b_2 \ddot{u}_{2l,iii} \quad (1)$$

$$\rho_2 \ddot{u}_{2t} = \frac{4}{3} \eta_2 \ddot{u}_{2t,xxx} \quad (2)$$

где \vec{u}_{2l} и \vec{u}_{2t} – соответственно, продольное и поперечное смещения в LA_2 и TA_2 ; c_2 – модуль упругости; ρ_2 – плотность; b_2 – параметр диссипативных потерь, определяемых коэффициентами сдвиговой η и объемной вязкости ξ и коэффициентом теплопроводности χ согласно соотношению [9]:

$$b_2 = \frac{4}{3} \eta + \xi + \chi (c_v^{-1} + c_p^{-1}), \quad (3)$$

в котором c_v и c_p – соответственно, теплоемкости среды при постоянном давлении и температуре. При $b_2 = 0$ уравнение (1) определяет акустические колебания в жидкости 1. Решения для падающей LA_1 , отраженной LA_1 и прошедших LA_2 и TA_2 волн ищутся в стандартном виде [2]:

$$\begin{aligned}
u_{1l}^I &= u_{1l0}^I \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} \exp[i(k_{1l}x \sin \alpha + k_{1l}y \cos \alpha - \omega t)], \\
u_{1l}^R &= u_{1l0}^R \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ -\cos \alpha \end{pmatrix} \exp[i(k_{1l}x \sin \alpha - k_{1l}y \cos \alpha - \omega t)], \\
u_{2l}^T &= u_{2l0}^T \begin{pmatrix} \sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix} \exp[i(k_{2l}x \sin \beta + k_{2l}y \cos \beta - \omega t)], \\
u_{2l}^T &= u_{2l0}^T \begin{pmatrix} -\cos \gamma \\ \sin \gamma \end{pmatrix} \exp[i(k_{2l}x \sin \gamma + k_{2l}y \cos \gamma - \omega t)],
\end{aligned} \tag{4}$$

где u_0 – амплитуда волны, $k_{1l} = \omega/s_{1l}$, $k_{2l} = \omega/s_{2l}$, $k_{2t} = \omega/s_{2t}$ – волновые числа, ω – частота, s – фазовая скорость волны, t – время.

Граничные условия при $y=0$ представляют собой непрерывность нормальной компоненты упругих смещений и напряжений (если ДС – жидкость, то вместо напряжения надо иметь в виду давление) на границе сред и имеют вид:

$$u_{ly}^I + u_{ly}^R = u_{ly}^T + u_{ly}^T, \quad \sigma_{l,x}^I + \sigma_{l,x}^R = 0, \quad \sigma_{l,yy}^I + \sigma_{l,yy}^R = \sigma_{l,yy}^T + \sigma_{l,yy}^T. \tag{5}$$

Обе среды 1 и 2 для простоты рассмотрения предполагаем изотропными. Решения (4), будучи подставленными в (1) и (2), дают выражения для k_{2l} и k_{2t} :

$$k_{2l} = \frac{\omega}{s_{2l0}}(1-ix)^{1/2}, \quad k_{2t} = \frac{\rho_2 \omega^{1/2}}{2^{1/2} \eta_2}(1+i), \tag{6}$$

где s_{2l0} – скорость LA₂ в отсутствие диссипации энергии (при $\omega \rightarrow 0$); $x = \omega/\omega_c$, $\omega_c = c_2/b_2$ – характерная частота ДС. Далее имеем соотношение

$$k_{1l} \sin \alpha = k_{2l} \sin \beta = k_{2t} \sin \gamma, \tag{7}$$

представляющее собой закон преломления для акустических волн. Откуда видно, что комплексный вид k_{2l} и k_{2t} обуславливает формально и комплексный характер $\sin \beta$ и $\sin \gamma$. Напомним, что при отсутствии диссипации в среде 2 $\sin \beta$ является действительным, а ТА₂ вообще не возникает.

Решения (4), будучи подставленными в (5), дают систему линейных уравнений для определения коэффициентов отражения $R_{ll} = u_{1l0}^R/u_{1l0}^I$ и прохождения $T_{ll} = u_{2l0}^T/u_{1l0}^I$ и $T_{lt} = u_{2t0}^T/u_{1l0}^I$. Заметим, что коэффициенты T_{ll} и T_{lt} в виду быстрого затухания LA₂ и, особенно, ТА₂ в отличие от R_{ll} , не представляют существенного интереса.

Коэффициент отражения LA₁ запишется следующим образом:

$$R_{ll} = \frac{\tilde{Z}_2 \frac{1}{\cos \beta} - Z_1 \frac{1}{\cos 2\gamma \cos \alpha}}{\tilde{Z}_2 \frac{1}{\cos \beta} + Z_1 \frac{1}{\cos 2\gamma \cos \alpha}}, \tag{8}$$

где $\tilde{Z}_2 = Z_2(1-ix)$. При $x \rightarrow 0$ и $\eta_2 \rightarrow 0$ имеет место классическое соотношение Френеля

$$R_{||0} = \frac{Z_2/\cos\beta - Z_1/\cos\alpha}{Z_2/\cos\beta + Z_1/\cos\alpha}, \quad (9)$$

которое обращается в ноль при

$$\sin^2 \alpha_0 = \frac{\rho_2^2 / \rho_1^2 - s_{1l}^2 / s_{2l}^2}{\rho_2^2 / \rho_1^2 - 1}.$$

Это условие выполняется при $\rho_2 / \rho_1 > s_{1l} / s_{2l} > 1$. При $s_{1l} / s_{2l} < 1$ и $\alpha = \alpha_{cr} = \arcsin(s_{1l} / s_{2l})$ $|R_{||0}| = 1$ в ДС возникает сопутствующее поверхностное колебание (СПК), представляющее собой неоднородную вдоль границы волну. При $\rho_2 / \rho_1 < s_{1l} / s_{2l} > 1$ отсутствует как полное отражение, так прохождение волны.

СПК не является собственным колебанием рассматриваемой системы и его существование возможно только в присутствии падающей LA_1 . Его скорость s'_{2l} и глубина проникновения в ДС $\Lambda_{2l}(u_{2l} \sim e^{-y/\Lambda_{2l}})$ зависят от α следующим образом:

$$s'_{2l} = \frac{s_{2l}}{\sin\beta} = \frac{s_{1l}}{\sin\alpha}, \quad \Lambda_{2l} = \frac{s_{2l0}}{\omega \left((1-jx)^2 - \left(\frac{s_{2l0}}{s_{1l}} \right)^2 \sin^2 \alpha \right)^{1/2}}. \quad (10)$$

При этом $\sin\beta > 1$ формально. Таким образом, скорость СПК в момент своего возникновения равна скорости LA_2 , а при увеличении α возрастает до значения s_{1l} . По вертикальной оси y СПК затухает экспоненциально от границы с осцилляциями, при этом как показатель экспоненты, так и период осцилляций, уменьшается с ростом α и x . Поперечная волна TA_2 в ДС является сильно затухающей. Так, для непрерывных колебаний частоты $f = 1$ МГц ее затухание составляет $1,1 \cdot 10^{-26} \text{ м}^{-1}$ ($-8,6 \cdot 10^6$ дБ/м) при длине волны $\lambda = 6$ мкм в воде и $2,3 \cdot 10^{-17} \text{ м}^{-1}$ ($-8,6 \cdot 10^4$ дБ/м) при $\lambda = 630$ мкм в глицерине. Скорость TA_2 s_{2t} и глубина ее проникновения в ДС $\Lambda_{2t}(u_{2t} \sim \exp[-y/\Lambda_{2t}])$ определяются следующим образом:

$$s_{2t} = \frac{s_{1l}}{\left(\sin^2 \alpha + \frac{\rho_2^2 s_{1l}^2}{2\eta_2^2 \omega} [(1+a)^{1/2} - a^{1/2}] \right)^{1/2}}, \quad \Lambda_{2t} = \frac{2^{1/2} \eta_2}{\rho_2 \omega^{1/2}} [(1+a)^{1/2} + a^{1/2}]^{-1/2}, \quad (11)$$

где $a = \eta_2^2 \omega \sin^2 \alpha / (s_{1l}^2 \rho_2^2)$. Ее поляризация зависит от частоты и сдвиговой вязкости ДС. При $\omega \rightarrow 0$ $s_{2t} \rightarrow 0$, $\Lambda_{2t} \rightarrow \infty$, а при $\omega \rightarrow \infty$ $s_{2t} \rightarrow s_{1l} / \sin \alpha$, $\Lambda_{2t} \rightarrow 0$.

Численными методами на компьютере рассчитана угловая зависимость модуля коэффициента отражения $|R_{||}|$ и его фазы $\psi_{R_{||}}$. Помимо найденного амплитудного коэффициента отражения, представляют интерес также коэффициенты отражения волны скорости $R_u = \dot{u}^R / \dot{u}^I$, волны давления $R_p = p^R / p^I$, волны интенсивности $R_J = J^R / J^I$. Поскольку, согласно (4), дифференцирование по времени не меняет условия (5), то $R_{ii} = R_{\omega}$. В силу существования соотношения между давлением и колебательной скоростью $p / \dot{u} = \pm Z_1$, где верхний знак берут для волны, распространяющейся в положительном направлении x , а нижний – в противоположном направлении, нахо-

дим $R_p = -R_\omega$. Поскольку давление и интенсивность волны в бездиссипативной среде связаны соотношениями $J_I = p_I^2 / 2Z_1$ и $J_R = p_R^2 / 2Z_1$, коэффициент отражения звука по интенсивности определяется формулой $R_J = |R_\omega^2|$. В силу закона сохранения энергии, коэффициенты прохождения продольного и поперечного звука по интенсивности $T_{l,J} + T_{t,J} = 1 - R_J$. Вся интенсивность прошедших волн в ДС необратимо превращается в тепло. С практической точки зрения регистрация отраженных сигналов более информативна, чем регистрация ослабленных, распространяющихся в ДС сигналов.

От рассмотрения непрерывного сигнала перейдем к отражению от границы импульсного, наиболее близкого к реальному сигналу, излучаемому ультразвуковым преобразователем. На границе раздела сред такой сигнал представим в виде

$$u_1'(x=0, t) = e^{-\Gamma_1 \frac{|t|}{T}} e^{i2\pi \frac{t}{T}} [\theta(t + \tau_1) - \theta(t)] + e^{-\Gamma_2 \frac{t}{T}} e^{i2\pi \frac{t}{T}} [\theta(t) - \theta(t - \tau_2)], \quad (12)$$

где $T = 2\pi/\omega_0$ – период сигнала; ω_0 – частота его основной гармоники; $\tau_1 = n_1 T / 4$, $\tau_2 = n_2 T / 4$; Γ_1 и Γ_2 – безразмерные параметры, определяющие огибающие сигнала соответственно слева и справа (см. вставку к рис. 3). n_1, n_2 – некоторые целые числа.

Исходя из приведенной зависимости $R_{||}$ и используя прямое и обратное преобразование Фурье для сигнала (12), с помощью компьютера рассчитывалась форма отраженного сигнала от границы жидкость – ДС. Результаты расчета показывают существенную зависимость амплитуды и фазы отраженного сигнала от частоты основной гармоники сигнала и угла его падения α . На рис. 2 представлена угловая зависимость размаха отраженного импульса D при различных значениях α . Для большинства ДС, в которых вклад в поглощение звука от теплопроводности пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от вязкости, возможно достаточно точное определение объемной и сдвиговой вязкостей.

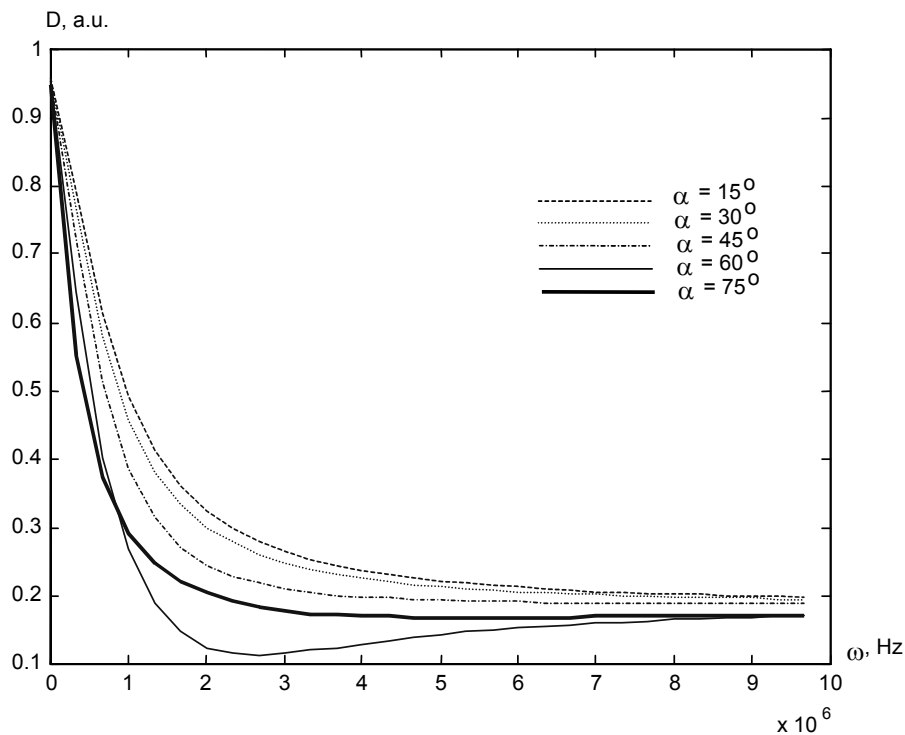


Рис. 2. Размах отраженного импульса при различных значениях угла ввода α

Состояние отражающей ДС существенно влияет на коэффициент отражения и фазу как непрерывных, так и импульсных сигналов. Так как фазовые измерения являются более точными по сравнению с амплитудными измерениями [11], для которых дискретизация в цифровых системах достигает 2^{12} , в то время как точность фазовых измерений – 10^{-2} , то по ним можно судить о поглощении звука в ДС и проводить непосредственные измерения их вязкости.

В современном электронном и машиностроительном производстве важным фактором является непрерывный контроль состояния технологического процесса. При изготовлении твердотельных изделий всегда имеет место изменение структуры веществ их составляющих вследствие физико-химических превращений в результате технологических процессов молекулярной и лазерной эпитаксии, электро- и фотолитографии, электрохимии, плазменного и вакуумного напыления, пайки припоем. В большинстве случаев имеет место сильный локальный нагрев, фазовые, агрегатные и химические превращения в отдельных областях изделия, которые в таких условиях по своим свойствам являются ДС, вследствие этого появляется возможность гибкого управления технологическим процессом для достижения требуемых характеристик изделия при сокращении ресурсо- и энергопотребления и повышении срока их эксплуатационной службы и потребительского качества.

Авторы благодарны БРФФИ (грант Т06М-227), ГППИ «Снижение рисков чрезвычайных ситуаций» (задание 15) и МО РБ (грант 05-505) за финансовую поддержку проведенных исследований.

Список литературы

1. Kostiuk D.A., Kuzavko YU.A. Anomalies of reflection of acoustic pulses from boundary with strong dissipative medium. // Proceedings of international conference on neural networks and artificial intelligence. Brest, 1999. P. 183-188.
2. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Аномалии граничного отражения ультразвука от диссипативной среды. // Письма в ЖТФ, 2001. Т. 27, Вып. 23. С. 31-40.
3. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Аномальное отражение продольного ультразвука от сильно диссипативной среды // ИФЖ, 2004, Т. 77, №5, С. 161 – 169.
4. Данилевский В.П., Костюк Д.А., Кудинов Н.В., Кузавко Ю.А. Акустические спектроскопические методы и средства диагностики материалов и веществ. // материалы. технологии. инструменты., 2003. Т. 8, № 3. С. 104-112.
5. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Аномалии граничного отражения ультразвука от пленки диссипативной среды. // ИФЖ, 2002. Т. 75, № 4. С. 181-186.
6. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Аномалии распространения продольного звука в слое диссипативной среды. // ИФЖ, 2003. Т. 75, № 4. С. 128-133.
7. Бурлибаев М.Ж., Волчек А.А., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. Применение акустики сильно диссипативных сред к решению промышленных, сельскохозяйственных и экологических задач: состояние, перспективы и прогноз. // Гидрометеорология и экология. 2001. № 1–2.
8. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 С.
9. Лепендин Л.Ф. Акустика. М.: Высш. ШК., 1978. 448 С.
10. Краткий справочник химика. М.: Госхимиздат, 1963. 620 С.
11. Крылович В.И. Ультразвуковые частотно-фазовые методы исследования и неразрушающего контроля. Мн.: Наука и техника, 1985. 175 С.

УДК 621.09

ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА НА ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПОДЛОЖКЕ

Карпук М. М., Костюк Д. А.*, Кузавко Ю. А.***, Шавров В. Г. ***

Технический университет, Кошалин, Польша

** Брестский государственный технический университет, Брест, Беларусь*

*** Полесский аграрно-экологический институт НАН Беларуси, Брест, Беларусь*

**** Институт радиотехники и электроники РАН, Москва*

Рассмотрено возникновение поверхностной волны Лява в ферромагнитной пленке сплава Гейслера $\text{Ni}_{2+x+y}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_{1-y}$ с магнитоуправляемым эффектом памяти формы, расположенной на твердотельной подложке. Для структур (001) Ni_2MnGa -(001) GaAs (Si) исследованы нулевые моды волн Лява. Показано, что при их распространении вдоль оси [110] в плоскости (001) имеет место заметное их смягчение и высокая чувствительность к толщине пленочного покрытия и изменениям упругого модуля $c' = (c_{11} - c_{12})/2$, ответственного за предмартенситные и мартенситные фазовые превращения.

Ферромагнитные сплавы с эффектом памяти формы (ЭПФ) позволяют реализовать большие обратимые деформации за счет перестройки мартенситной структуры доменов (вариантов) в магнитном поле. В ферромагнитных сплавах Гейслера $\text{Ni}_{2+x+y}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_{1-y}$ температура Кюри T_C может превышать температуру мартенситного фазового превращения (МФП) T_M . Температуры этих ФП близки к комнатной температуре, что открывает возможности практического использования магнитного управления формой и размерами ферромагнетиков в мартенситной фазе. На монокристаллических образцах $\text{Ni}_{49.8}\text{Mn}_{28.5}\text{Ga}_{21.7}$ и $\text{Ni}_{48.5}\text{Mn}_{30.3}\text{Ga}_{21.2}$ в полях $H \sim 10$ кОе обратимая магнитодеформация составила 6% [1, 2].

Таблица. Акустические параметры кристалла Ni_2MnGa . Плотность $\rho = 8,13 \cdot 10^3 \text{ Kg/m}^3$

T, К	C_l	C_{44}	C'	C_{11}	C_{12}	V_l	V_{44}	V'	A
	10^{11} Па					10^3 м/с			
300	2,50	1,03	0,045	1,52	1,43	5,54	3,56	0,740	23
260	2,43	0,86	0,031	1,59	1,53	5,46	3,26	0,617	28
215	2,48	0,98	0,067	1,61	1,48	5,53	3,47	0,908	15

ЭПФ в таких веществах связан с МФП, а влияние магнитного поля на параметры мартенситной фазы обусловлено магнитоупругим взаимодействием. Его специфика заключается в том, что взаимодействующими сторонами выступают большие, скоррелированные между собой ансамбли структурных вариантов и ферромагнитных доменов. В этом плане магнитоупругое взаимодействие в ферромагнетиках с ЭПФ, приводящее к гигантским магнитодеформациям, существенно отличается от магнитострикции, представляющей собой, по сути, одночастичный эффект [3].

Подробное рассмотрение распространения объемных продольной (LA), быстрой (TA₁) и медленной (TA₂) поперечных акустических волн в монокристалле Ni_2MnGa в

области МФП $T_M \approx 220\text{K}$ и предмартенситного (ПМ) ФП $T_{PM} \approx 255\text{K}$ выполнено Trivisono et al. [4, 5]. В таблице систематизированы данные его экспериментальных исследований, использованные нами в дальнейшем. Zeludev et al [6] в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в монокристалле Ni_2MnGa в области МФП определили дисперсионную зависимость фононной моды $[\xi\xi 0]$ TA_2 . Эта мода при $\xi = 0$ соответствует упругой константе $c' = (c_{11} - c_{12})/2$, которая, в свою очередь, определяется скоростью поперечного звука в направлении $\vec{k} \parallel [110]$ с поляризацией $\vec{e} \parallel [1\bar{1}0]$. В отличие от LA и $[\xi 00]$ TA_1 мод дисперсионная зависимость $[\xi\xi 0]$ TA_2 демонстрирует заметное смягчение при $\xi_0 = 0.33$. Так, для нее скорость $s_{t2} = \sqrt{c'/(2\rho)}$ изменяется от 740 м/с ($T = 300\text{K}$) до 614 м/с ($T_{PM} = 255\text{K}$) и 903 м/с ($T_M = 215\text{K}$) при частоте $f = 3,7\text{MHz}$ [5]. В то время как скорость LA $s_l = \sqrt{(c_{11} + c_{12} + 2c_{44})/(2\rho)}$ вдоль $\vec{k} \parallel [110]$ от температуры практически не зависит. Индуцируемая при ФП анизотропия кристалла $A = c_{44}/c'$ теоретически обращается в бесконечность. Экспериментально достигнутое при этом значение при ПМ ФП составляет $A = 28$. Нетривиальная температурная зависимость мягкой фононной моды указывает на то, что в решетке Ni_2MnGa задолго до МФП развиваются тенденции к образованию микромодулированной сверхструктуры. Электронная микроскопия свидетельствует, что общая кубическая симметрия кристаллической решетки сохраняется в интервале $T_M - T_{PM}$, однако в ней возникают модуляции с периодом, равным шести межатомным расстояниям в направлении $[220]$, $d \approx 0,2\text{nm}$.

На микроскопическом уровне смягчение $[\xi\xi 0]$ TA_2 моды означает, что $\vec{k} = [\xi_0 \xi_0 0]$ является особым волновым вектором поверхности Ферми, и совпадение этих векторов (нестинг) в электронной и фононной подсистемах металла приводит к усилению электрон-фононного взаимодействия. Приложение внешних напряжений к образцу сопровождается изменением параметров элементарной ячейки и приводит к деформации поверхности Ферми. Нестинг при этом достигается при другом значении волнового вектора, а аномалия на фононной дисперсионной кривой смещается к другому значению ξ [8]. Ультразвуковые измерения демонстрируют, что температурные зависимости упругих модулей качественно подобны температурному ходу фононных мод, обнаруженному в нейтронографических экспериментах. Аналогично, низкое значение c' характерно для многих сплавов, претерпевших МФП [3], и является наряду с твидовой структурой, уширением рефлексов в рентгеновском спектре и мягкой фононной модой, одним из предпереходных явлений.

Исследование влияния одноосного сжатия на T_{PM} в $\text{Ni}_{49,5}\text{Mn}_{25,4}\text{Ga}_{20,1}$ с $T_M = 175\text{K}$ и $T_{PM} = 230\text{K}$ показало [8], что при приложении нагрузки вдоль кристаллографического направления $[110]$ наблюдались существенные ($\sim 8\text{K}$ при 9 МПа) гистерезисные явления при T_{PM} . В отсутствие одноосного сжатия температурный гистерезис вблизи T_{PM} не наблюдался. Появление гистерезисных явлений при ПМФП согласуется с данными о влиянии одноосного напряжения на мягкую $[\xi\xi 0]$ TA_2 [7]. Таким образом, приложение внешнего давления приводит к усилению особенностей, характерных для ФП I рода.

Измерения полевых зависимостей упругих констант c_L, c_{44}, c' монокристалла $\text{Ni}_{49,5}\text{Mn}_{25,4}\text{Ga}_{25,1}$ в полях до 10 кОе, приложенных вдоль $[001]$ и $[110]$, показали [8] рост упругих констант и их насыщение в полях $\sim 1\text{kOe}$ при $\vec{H} \parallel [001]$ и $\sim 3\text{kOe}$ при $\vec{H} \parallel [110]$. Относительные увеличения c_L, c_{44}, c' составляли, соответственно, 0,3%, 1,2%,

и 1,6% при возрастании $\vec{H} \parallel [001]$, а их увеличения – 0,4%, 1,1%, и 1,7% при $\vec{H} \parallel [110]$. Для соответствующих фононных мод затухание несколько уменьшалось, что связано с отсутствием рассеяния фононов на магнитных доменах в полях насыщения [8]. Относительные увеличения скорости ультразвуковых волн, обусловленных модулями c_L, c_{44}, c' , при приложении напряжения $\sigma_{zz} = 10$ МПа вдоль [001] составили, соответственно, 0,08%, 0,05%, и 0,07%. При этом T_{PM} изменялась при охлаждении на 6 К и при нагревании – на 2 К, когда $\sigma_{zz} = 3$ МПа вдоль [001]. С другой стороны, эти изменения достигали при охлаждении 2 К и при нагревании 6 К, когда $\sigma_{zz} = 9$ МПа вдоль $[1\bar{1}0]$. Можно сделать вывод, что для Ni_2MnGa характерные зависимости T_M от внешних факторов (напряжения $\vec{\sigma} \parallel [001]$, поля) имеют вид прямых с наклоном ~ 2.5 МПа/К и $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ К/кОе.

Помимо [4–9], акустические эффекты в монокристаллах Гейслера изучались в работах [17–19]. Так, в [17] экспериментально обнаружено для поликристаллического образца $Ni_{2.15}Mn_{0.81}Fe_{0.04}Ga$ с $T_M = 313$ К и $T_K = 373$ К смещение точки МФП на 1 К при действии на образец ультразвуковых колебаний интенсивности 10 Вт/см². При $T_M = 313$ К $S_1 = 4.91 \pm 0.08$ км/с, а при $T = 373$ К $S_1 = 4.62 \pm 0.08$ км/с. При этом затухание LA при $T_M = 313$ К составило 6 см⁻¹, что сопоставимо с данными по затуханию LA в Ni_2MnGa . Отражение и преломление акустических волн на границе Ni_2MnGa с жидкостью и диэлектриком исследовалось в [18, 19], где было предсказано ряд новых акустических эффектов преобразования типов волн вследствие сильного возрастания акустической анизотропии Ni_2MnGa с приближением к точкам его ФП.

Скорости LA и TA₂ в плоскости (001) определяются, согласно выражению

$$s_{l,i}^2 = \frac{c_{11} + c_{44} \pm \sqrt{(c_{11} - c_{44})^2 \sin^2 2\alpha + (c_{12} + c_{44})^2 \cos^2 2\alpha}}{2\rho},$$

где знак «+» соответствует LA, а знак «-» – TA₂. Распространяющаяся в этой же плоскости TA₁ со скоростью $s_{44} = \sqrt{c_{44}/\rho}$ и поляризацией $\vec{e} \parallel [001]$ не связана с LA и TA₂ ни дисперсионным уравнением, ни граничными условиями. Скорости LA и TA₂ в низкосимметричной тетрагональной мартенситной фазе определяются теми же соотношениями при замене $c_{44} \rightarrow c_{66}$.

В последнее время заметно возрос интерес к ферромагнитным пленкам сплава Гейслера, получаемым различными способами на массивных подложках. Впервые исследовались поликристаллические ленты из этого материала [9] толщиной 40 мкм и шириной 5,4 мм, средние размеры зерен которой составляли $10 \times 10 \times 50$ мкм³. Отмечалось, что длинная ось для зерен была примерно в сто раз короче, чем для объемных образцов. Уже это обусловило сдвиг появления мартенситной фазы M_s в области низких температур на 50 К, что составило $M_s = 231$ К с гистерезисом 20 К. Обратимые деформации составили примерно 1%. Заметим, что для лучшего магнитострикционного материала Terfenol-3D достигаемые деформации в магнитном поле не превышают 0,18%. В рассматриваемом нами диапазоне частот (1–100 МГц), согласно экспериментальным результатам Тривисонно [14, 15], при подходе к точке ПМ ФП изменения скорости продольной, быстрой и медленной поперечных акустических волн, распространяющихся вдоль [110], составляли, соответственно, 1,8%; 8% и 18%. Отметим также, что при подходе к точке М ФП скорость медленной TA₂ возрастает на 20% по сравнению с ее значением вдали от точек ФП.

В работе [10] были получены и изучены магнитные свойства 5 мкм поликристаллических пленок, получаемых методом магнетронного напыления из мишеней состава Ni_2MnGa и $\text{Ni}_{2,17}\text{MnGa}$ на PVA подложку. Отмечался отличный от использованных мишеней их стехиометрический состав, значения намагниченности и восприимчивости. Средний размер зерен пленок, получаемых на стеклянной подложке, был 30 и 100 нм, соответственно, при $T_s = 323$ К и $T_s = 573$ К. Первые кристаллические пленки 30 нм (001) Ni_2MnGa на подложке (001) GaAs были получены Dong et al [11] методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Посредством вибрационной магнитометрии и сверхпроводящего квантового интерферометра было показано, что намагниченность Ni_2MnGa пленки ориентирована в ее плоскости. Температура Кюри $T_K \approx 320$ К была меньше $T_K \approx 376$ К объемного образца. Позднее [12] тем же способом были получены пленки 90 нм, для которых была изучена температурная зависимость намагниченности и визуализирована полосовая доменная структура с шириной доменов ~ 500 нм. Поликристаллические 0.5 и 2.5 мкм пленки также были получены аналогичным способом на (001) Si подложке [13].

Гигантские магнитодеформации, достигаемые в пленках Ni–Mn–Ga, стимулируют их использование как компонент микроэлектромеханических систем [14] (сканирующих систем, сенсорных графических дисплеев, переключателей и т.д.), но к настоящему времени такие исследования находятся в начальной стадии. Получена разрозненная информация о их синтезе, измерялись лишь их структурные и магнитные характеристики [15]. Механические и акустические свойства пленок не исследовались вообще, несмотря на то, что величина обратимых магнитодеформаций, упругость и пластичность являются важнейшими характеристиками их практического использования.

Неучет спиновой системы в явном виде при таком рассмотрении оправдан для частот $\omega \ll \omega_m + \omega_{me}$, где ω_m, ω_{me} – соответственно, магнитная и магнитоупругая щель в спектре спиновых волн [19, 20]. Обычно в магнитных кристаллах $\omega_m \gg \omega_{me}$, и лишь в точке ориентационного ФП магнитная щель обращается в ноль. Отметим, что МСФП является ФП 1-го рода и обусловлен упругим ангармонизмом второго и третьего порядков, определяющим затухание звуковых волн и их нелинейные взаимодействия. Вклад в перенормировку упругих модулей от ангармонизма учитывается использованием приближения $c' = \alpha(T - T_{FM})$, удовлетворительно описывающим в области ФП экспериментально наблюдаемое поведение скорости TA_2 .

Рассмотрим пленку (001) Ni_2MnGa на подложке (001) кубического кристалла (GaAs, Si). В такой структуре объемная TA_2 с $\vec{k} = [110]$ удовлетворяет граничным условиям и не связана с LA и TA_1 . Последние две волны вследствие граничных условий образуют волну Рэлея или волну Стоунли, слабо подверженные влиянию данного ФП [20]. Выберем оси системы координат по направлениям кристаллографических осей $\vec{e}_x = (110)$, $\vec{e}_y = (1\bar{1}0)$, $\vec{e}_z = (001)$, т.е. нормально к свободной поверхности пленки. В такой системе пленка на подложке TA_2 преобразовывается в волну Лява [20]. Решая граничную задачу, получаем выражения для упругих смещений волны Лява:

$$u_y \sim \left[\cos(\alpha kz) - \frac{\mu_p \beta}{\mu \alpha} \sin(\alpha kz) \right] e^{i(kx - \omega t)}$$

$$u_{yp} \sim e^{-\beta kz + i(kx - \omega t)}$$

где $\alpha = \sqrt{s^2/s_{t2}^2 - 1}$, $\beta = \sqrt{1 - s^2/s_{t2p}^2}$, s – скорость ВЛ, μ, μ_p – соответствующие сдвиговые модули для пленки и подложки. Условие существования волны Лява $s_{2t} < s < s_{2tp}$ считаем выполненным.

Дисперсионное уравнение запишется следующим образом:

$$\operatorname{tg}(\alpha kH) = \frac{\mu_p \beta}{\mu \alpha},$$

где H – толщина пленки. Численно рассчитывалась нулевая мода ВЛ, представляющая наибольший практический интерес и сравнительно легко наблюдаемая. На рис. 1, 2 представлены частотные зависимости волны для толщин пленок 30, 90, 1000 нм для ферромагнитного (1), предмартенситного (2) и мартенситного (3) состояния.

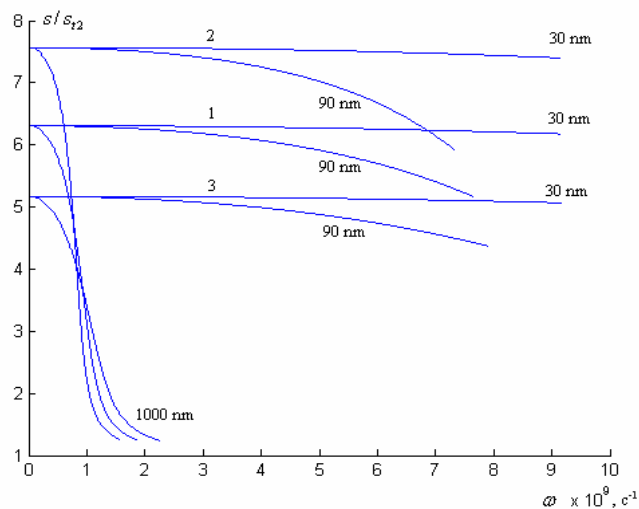


Рис. 1. Зависимости s/s_{t2} от ω для ВЛ в системе пленка Ni_2MnGa на подложке GaAs. 1 – $T = 300$ К; 2 – $T_{\text{PM}} = 255$ К; 3 – $T_{\text{M}} = 215$ К

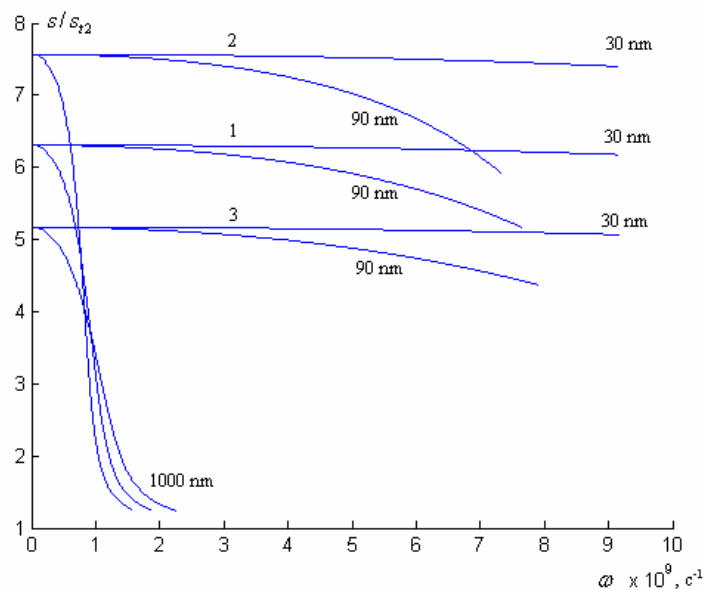


Рис. 2. Зависимости s/s_{t2} от ω для ВЛ в системе пленка Ni_2MnGa на подложке Si. 1 – $T = 300$ К; 2 – $T_{\text{PM}} = 255$ К; 3 – $T_{\text{M}} = 215$ К.

Авторы благодарны за финансовую поддержку РФФИ и БРФФИ (гранты 04-02-81058, 05-08-50341 и Т06М-227), ГКПНИ «Нанотех» (задание 3.15), а также Совету по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-8269.2006.2).

Список литературы

1. Murray S.J. et al. 6% magnetic-field-induced strain by twin-boundary motion in ferromagnetic Ni–Mn–Ga. // Appl. Phys. Lett. V. 77, N 6. 2000. P. 886 – 888.
2. Васильев А.Н., Бучельников В.Д., Такаги Т., Ховайло В.В., Эстрин Э.И. Ферромагнетики с памятью формы. // УФН. Т. 173, №6. 2003. С. 577-608.
3. Worgull J., Petti E., Trivisonno J. Behavior of the elastic properties near an intermediate phase transition in Ni₂MnGa. // Phys. Rev. B. V. 54, N. 22. 1996. P. 15695 – 15699.
4. Stenger T.E., Trivisonno J. Ultrasonic study of the two-step martensitic phase transformation in Ni₂MnGa. // Phys. Rev. B. V. 57, N 5. 1998. P. 2735 – 2744.
5. Gonzalez-Comas A. et al. Premartensitic and martensitic phase transitions in ferromagnetic Ni₂MnGa. Phys. Rev. B. V. 60, N 10. 1999. P. 7085 – 7090.
6. Suzuki M., Ohtsuka M. et al. Fabrication and characterization of sputtered Ni₂MnGa thin films. // Mater. Trans. JIM. V. 40, N10. 1999. P. 1174 – 1177.
7. Dong J. W. et al. Molecular beam epitaxy growth of ferromagnetic single crystal (001) Ni₂MnGa on (001) GaAs. // Appl. Phys. Lett. V. 77, N 10. 1999. P. 1443 – 1445.
8. Pan Qi, Dong J. W. et al. Magnetic domain observations of freestanding single crystal patterned Ni₂MnGa films. // Journ. of Appl. Phys. V. 91, N 10. 2002. P. 7812 – 7814.
9. Tello P.G., Castaño F.J. et al. Ni–Mn–Ga thin films produced by pulsed laser deposition. // Journ. of Appl. Phys. V. 91, N 10. 2002. P. 8234 – 8236.
10. Wuttig M. et al. Phase transformations in ferromagnetic NiMnGa shape memory films. // Mater. Trans. JIM. V. 41, N 8. 2003. P. 933 – 937.
11. Buchelnikov V.D., Kuzavko Yu.A., Shavrov V.G. et al. Ultrasound induced martensitic transition in ferromagnetic Ni_{2.15}Mn_{0.81}Fe_{0.04}Ga shape memory alloy. // JMMM. V. 272 – 276. 2004. P. 2025–2027.
12. Карпук М.М., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Особенности распространения акустических волн через границу жидкость - ферромагнитный сплав Гейслера. // Акустич. журн. Т. 51, N 5. 2005. С. 665 – 673.
13. Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Отражение и преломление акустических волн на границе ферромагнитный сплав Гейслера-диэлектрик. //ФММ. Т. 101, N 6. 2006. С. 575-588.
14. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 286 с.

УДК 539.4.019.3

ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ АЛЮМИНИЕВОЙ ПРОВОЛОКИ

Савенко В. С., Шаврей С. Д.

УО «Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина»,
Мозырь, Беларусь
savenko-vl@rambler.ru

Обработка металлов давлением имеет широкое применение в промышленности и основана на использовании характерного для металлов свойства пластичности. Пластичность материала является одной из важнейших характеристик при изготовлении проволок из меди, алюминия, вольфрама. Высокие внутренние напряжения и локализа-

ция пластической деформации являются основными причинами обрыва проволоки при ее изготовлении или в процессе эксплуатации. Для получения служебных характеристик, соответствующих ГОСТу, получения энергетически равновесной внутренней структуры с минимальными внутренними напряжениями традиционно используют отжиг, который требует больших энергетических и временных затрат, усложнения технологического процесса.

В последнее время для устранения неоднородности пластической деформации при обработке металлов давлением используют явление электропластичности, которое возникает при наложении на зону деформации импульса тока большой плотности ($\sim 10^3$ А/мм²) и малой продолжительности ($\sim 10^{-4}$ с). Действие тока в этом случае не вызывает существенного нагрева металла и поэтому принципиально отличается от джоулевого эффекта, лежащего в основе электроконтактного нагрева. Изменение пластических свойств металла в этом случае происходит без заметных изменений его прочности [1,2]. Взаимодействие деформируемого металла с электрическим током большой плотности приводит к снижению сопротивления металла деформированию и меняет его служебные характеристики.

Достаточно широко изучены и внедрены процессы электропластической деформации при обработке металлов давлением для волочения медной и стальной проволоки [3], а также проволок из других технически важных металлов [4]. Исследование электропластической деформации на стандартном волочильном стане при многоходовом технологическом цикле, а также изучение электромеханических характеристик алюминиевой проволоки в условиях электропластического волочения еще не проводились.

Алюминиевая катанка марки АКЛП-5 ПТ, полутвердая, с максимальным сечением 196 мм² ($d = 14$ мм) подвергалась электропластическому волочению на волочильном станке СМВ-1-9М4. В процессе волочения осуществлялся подвод импульсного тока к алюминиевой проволоке для каждой волюки, установленной на волочильном стане, согласно технологического маршрута волочения (максимальное количество волок – 9). Импульсы тока подавались генератором мощностью 70 кВт. Электрическое сопротивление каждого контактного узла электропластического волочения при натянутой алюминиевой проволоке не превышало значения $R = 0,005$ Ом.

Применялись следующие режимы волочения: обычное волочение без подвода тока; электропластическое волочение с импульсным током до 1000 А/мм², пропускаемым через зону деформации, при полярности плюс источника тока до зоны деформации; тоже с полярностью минус источника тока до зоны деформации.

Электрическое сопротивление метровых образцов проволок измерялось по мостовой компенсационной схеме на УПП-60 М (класс точности 0,1), а удельное электро-сопротивление рассчитывалось по усредненному диаметру проволоки, измеренному микрометром (с точностью до 1 мкм). Механические свойства — разрывное усилие и относительное удлинение — измерялись на разрывной машине РМУ-0,05 с точностью 1% (относительное удлинение определялось на базе 200 мм). Рентгеноструктурные исследования проводились дифрактометром ДРОН-УМ-1 на кобальтовом излучении (трубка БСВ-23).

Изучение зависимости числа перегибов n от истинного сужения $L_i = d_0/d_n$, где d_0 — начальный диаметр проволоки, d_n — диаметр проволоки после n -перегиба (рис. 1) показало, что наложение импульсного тока на зону деформации во время электропластического волочения деформационного алюминия приводит к увеличению числа перегибов. С ростом глубины проработки током материала, т.е. с уменьшением диаметра проволоки, эффект возрастает и наиболее выражен при полярности плюс источника тока до зоны деформации. Этот вывод подтверждает и зависимость временного сопротивления G от истинного сужения $L_i = d_0/d_n$ (рис. 2). Как видно из анализа графиков при элек-

тропластической деформации на последнем этапе волочения L_i более чем в 2 раза меньше чем без тока.

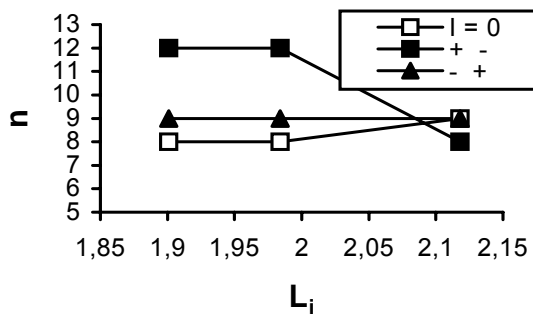


Рис. 1. Зависимость числа перегибов n от истинного сужения L_i

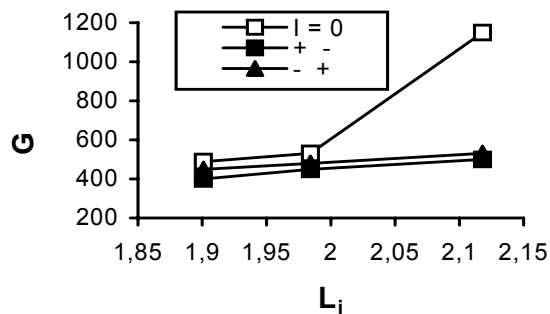


Рис. 2. Зависимость временного сопротивления G от истинного сужения L_i

Электропластическое волочение приводит к увеличению относительного удлинения (рис. 3), что служит показателем снижения энергозатрат.

Таким образом, наложение импульсного тока на зону деформации во время электропластического волочения приводит к изменению деформационных процессов и, как следствие, влияет на механические характеристики алюминиевой проволоки после деформации. Кроме этого в сторону улучшения меняются и физические характеристики, например, уменьшается удельное сопротивление (рис. 4).

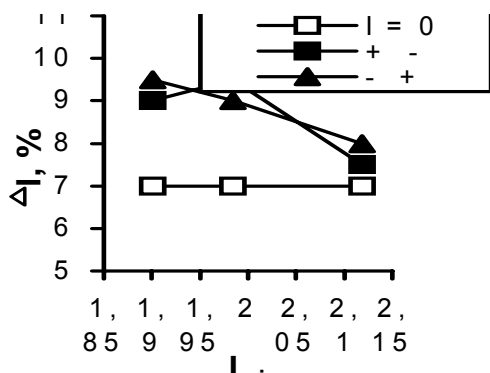


Рис. 3. Зависимость относительного удлинения Δl от истинного сужения L_i

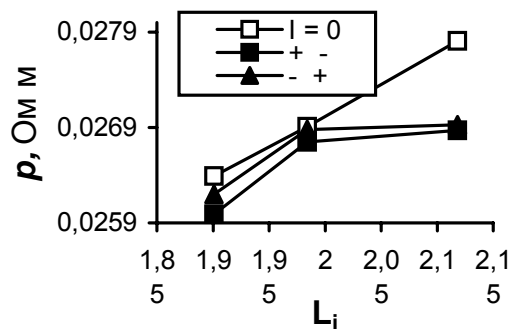


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления ρ от истинного сужения L_i

Электропластическая деформация оказывает влияние и на внутреннюю структуру деформируемых материалов. В результате рентгеноструктурных исследований получено, что деформация в режиме электропластического волочения дает более равновесную структуру, чем обычное волочение. При деформации полярностью плюс источника тока до зоны деформации происходит более существенное измельчение структуры, и деформация осуществляется при больших микроискажениях.

На фотографиях приведены изображения продольных шлифов образцов полученных после деформации без тока (рис. 5) и с током полярностью плюс источника тока до зоны деформации (рис. 6). Из анализа фотографий видно, что под влиянием тока большой плотности происходит измельчение микроструктуры шлифа. Размеры зерен алюминиевой проволоки деформированной без тока на много больше, чем с током, что свидетельствует о достаточно высоком уровне остаточных напряжений. Показано, что измельчения зерен тем выше, чем больше плотность тока. По мере нарастания деформации происходит дробление зерен с уменьшением фрагментации, также увеличивает-

ся разориентация зерен. Формируются размытые текстурные максимумы, характерные для мелких зерен и блоков. Импульс электрического тока, проходящий через деформационное поле проволоки во время волочения, приводит к повышению пластичности исследуемых образцов, зерна в большей степени деформируются и приобретают неравноосную форму. Деформированные зерна располагаются своим минимальным сечением параллельно плоскости шлифа. При этом растет степень совершенства аксиальной текстуры алюминиевой проволоки.

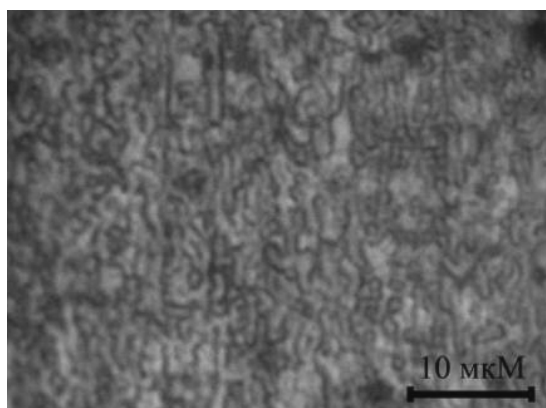


Рис. 5

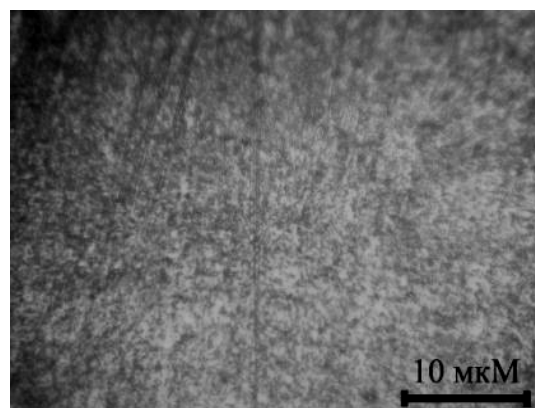


Рис. 6

Микроструктура деформированной волочением алюминиевой проволоки. Без тока (рис.5), с импульсом тока 1000 А/мм^2 , длительностью 10^{-4} с (рис.6)

Изменение внутренней структуры материала после электропластической деформации влияет на физико-механические характеристики изделия. Увеличивается относительное удлинение, число перегибов, незначительно падает временное сопротивление. Электропластическое волочение приводит к уменьшению удельного сопротивления, что открывает определенные возможности в упрощении процесса изготовления алюминиевой проволоки с улучшенными служебными характеристиками путем замены обычного волочения электропластическим с исключением из технологического цикла операций энергозатратного отжига. Кроме этого, предложенная технология волочения по сравнению с обычной снижает усилия деформации. Этот эффект приводит не только к снижению энергетических затрат, но и повышает ресурс стана в том числе износостойкость деформационных деталей волок.

Список литературы

1. В.И. Спицын, О.А. Троицкий. Электропластическая деформация металлов. - М.: Наука, 1985. - 160с.
2. В.С. Савенко. Механическое двойникование и электропластичность металлов в условиях внешних энергетических воздействий. - Мн.: БГУ, 2003. - 200с.
3. Ю.В. Баранов, О.А. Троицкий, Ю.С. Авраамов, А.Д. Шляпин. Физические основы электроимпульсной и электропластической обработок и новые материалы. - М.: МГИУ, 2001. - 844с.
4. В.С. Савенко, О.А. Троицкий, П. Шеппард, А.А. Кайзер. Преимущества электропластической прокатки (ЭПП) и электропластического волочения (ЭПВ) золота, серебра, меди и стали, а также вольфрама, молибдена и ниобия. Мат. междунар. науч.-практ. конф. Современные технологии в области производства и обработки цветных металлов - М.: ИМАШ РАН, 2006.

УДК 620.178.15:666.01

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ АМОРФНО – НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ОБРАБОТКИ

Ушаков И. В., Калабушкин А. Е. *, Поликарпов В. М. **, Титовец Ю. Ф. *

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,
ushakoviv@mail.ru

* *Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,*
a_kalabushkin@mail.ru

** *Тамбовский государственный технический университет,*
polikarpovt@mail.ru

Введение

В настоящее время повышенное внимание уделяется наноструктурным материалам, которые, благодаря своим уникальным свойствам, находят все более широкое практическое применение. Одним из перспективных способов получения консолидированных наноматериалов является контролируемый отжиг исходно аморфных многокомпонентных металлических сплавов [1, 2]. В процессе отжига аморфных металлических сплавов (АМС) возможно формирование аморфно-нанокристаллической структуры, где нанокристаллы изолируются и стабилизируются аморфной матрицей. Структура и свойства таких материалов проявляют сильную зависимость от режимов обработки. В частности, скорость нагрева, газовая среда оказывают сильное воздействие на особенности формирующейся аморфно-нанокристаллической структуры. В то же время методики исследования аморфно-нанокристаллической структуры недостаточно совершенны. Зависимость механических свойств от структурного состояния таких материалов носит сложный характер, требующий учета состояния аморфной и нанокристаллической составляющей, а также границы раздела между ними. Таким образом, целью работы явилось исследование взаимосвязи между изменением структурного состояния и механических свойств аморфно – нанокристаллического сплава подвергнутого термической обработке.

Методика эксперимента

Исследования проводили на аморфном металлическом сплаве 82К3ХСР, толщиной 30 мкм, состав: 83,7% Со + 3,7 % Fe + 3,2 % Cr + 9,4 % Si (вес.%). Образцы размером 10×20 мм, подвергали отжигу в печи при 538–1183 К с выдержкой $t = 10$ мин при каждой температуре. Характер деформирования и разрушения отожженных образцов исследовали на микротвердомере ПМТ-3. Использовали пирамидки Виккерса, Берковича, стальные шарики. Перед индентированием отожженные образцы наносили на подложку толщиной ≈ 1 мм, в качестве которой использовали композиты с микротвердостью: $HV_1 \approx 1051$, $HV_2 \approx 160$, $HV_3 < 100$, $HV_4 \approx 190$ МПа. Подложку, в свою очередь, наносили на металлическую основу [3].

Исследование структурного состояния образцов выполнялось на дифрактометре ДРОН-2, оснащенный рентгеновским координатным детектором (РКД) и гониометрической приставкой ГП-2. Использовалось монохроматизированное излучение $Cr_{K\alpha}$. Регистрация данных проводилась методом $\theta-2\theta$ [4, 5]. Полную рентгенограмму в угловом

диапазоне 35–155 [20] получали методом «сшивки» кадров РКД, представленных в электронном виде.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены рентгенограммы образцов при каждой температуре отжига и исходного материала. Очевидно, что изначально материал находится в аморфном состоянии, явных изменений которого не наблюдается вплоть до отжига при температуре 688 К. Первый максимум, отвечающий началу формирования в аморфной матрице областей когерентного рассеяния, становится заметен при 718 К (начало регистрируемых при помощи рентгеновских методов процессов кристаллизации). Следующие далее рентгенограммы свидетельствуют о сложном процессе кристаллизации аморфного сплава, не заканчивающемся при достижении верхнего предела исследуемой температурной области. Все представленные рентгенограммы условно можно разделить на 4 группы, относящиеся к интервалам температур 538–718, 748–823, 853–943 и 973–1183 К. Каждая группа при этом характеризуется доминированием различных рентгеновских максимумов и, следовательно, соответствует различным структурным состояниям вещества.

Механические свойства аморфных и аморфно-нанокристаллических образцов выявляли с помощью микроиндентирования, при этом анализировали влияние температуры отжига на изменения микротвердости и на морфологические особенности микрокартин деформирования и разрушения.

В результате локального нагружения неотожженных образцов, или образцов отожженных до температуры $\approx 670 - 740$ К происходит формирование отпечатка, который может быть окружен областью пластически деформированного материала в зависимости от типа индентора и механических характеристик подложки (рис. 2 а). При этом температурный интервал начала формирования трещин при индентировании, примерно совпадает с формированием первого максимума, на рентгенограммах. Данное совпадение демонстрирует достаточно хорошую корреляцию между данными механических испытаний и рентгеноструктурного анализа. В данном случае следует говорить о примерном совпадении, так как на первых стадиях кристаллизации подобные сплавы могут быть рентгеноаморфными.

Одновременное формирование области пластически деформированного материала и микротрещин в ней наблюдается в температурном интервале $\approx 735-785$ К (рис. 2 б). Применение дополнительных инденторов, подложек и режимов нагружения позволило уточнить данный интервал, ранее определенный для пирамидки Виккерса в работе [6], где подробно описано изменение некоторых статистических характеристик разрушения, а также морфологические особенности микрокартин деформирования и разрушения при использовании пирамидки Виккерса.

Для выявления взаимосвязи между структурой и механическими свойствами необходимо также рассмотреть изменение микротвердости сплава в зависимости от температуры отжига, представленное на рис. 3. Из графика следует, что в интервале температур отжига 750–950 К наблюдаются два четких максимума, соответствующих примерно двукратному возрастанию твердости. Первый максимум твердости HV соответствует температуре отжига, которая ниже температуры кристаллизации ($T_{\text{крист}} = 823$ К), установленной методом дифференциально сканирующей калориметрией.

При температурах, больших ≈ 820 К, существенно меняется картина разрушения. Место индентирования окружено трещинами, ориентированными параллельно граням пирамидки: для случая пирамидок Виккерса формируется система трещин образующая вложенные квадраты,

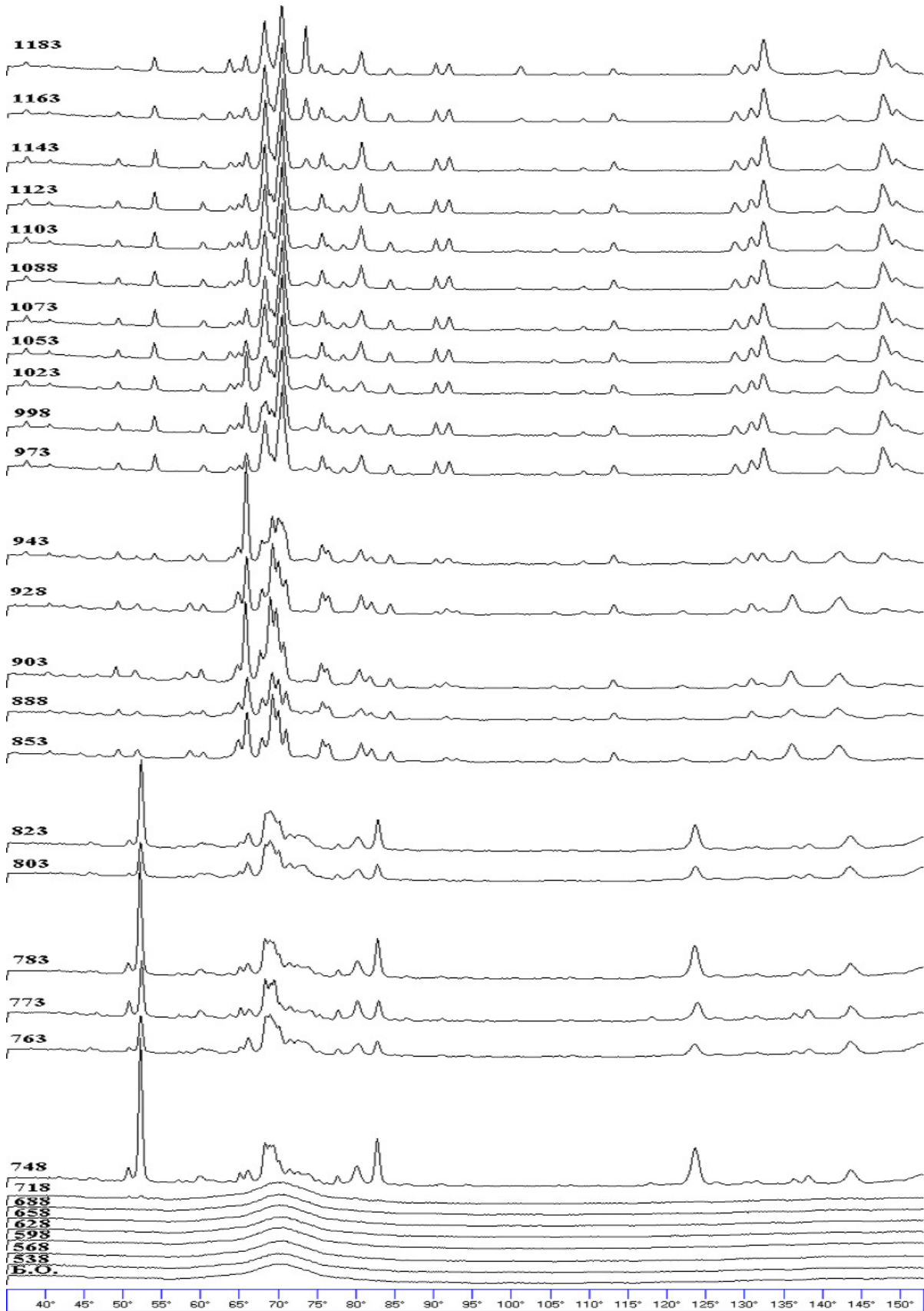


Рис. 1. Рентгенограммы образцов АМС, без отжига (Б.О.) и отожженных в интервале температур 538–1183°С. По горизонтали – 2θ . По вертикали – изменение регистрируемой интенсивности. [7]

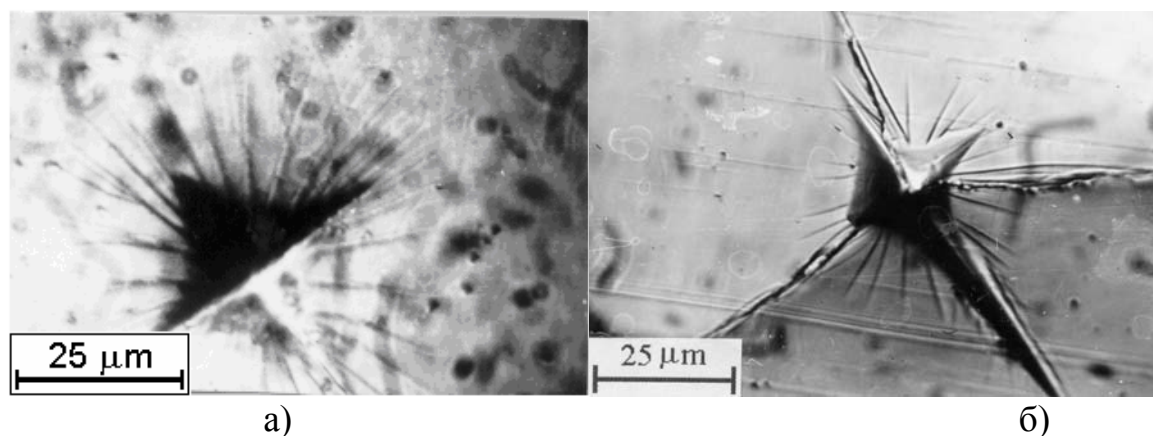


Рис. 2. Характерные изображения отпечатков пирамидки при индентировании. *а)* Отпечаток от индентора, окруженный зоной деформирования (неотожженный АМС). *б)* Одновременное формирование трещин и зоны деформирования при индентировании отожженного АМС нагрузкой $P = 200$ г.

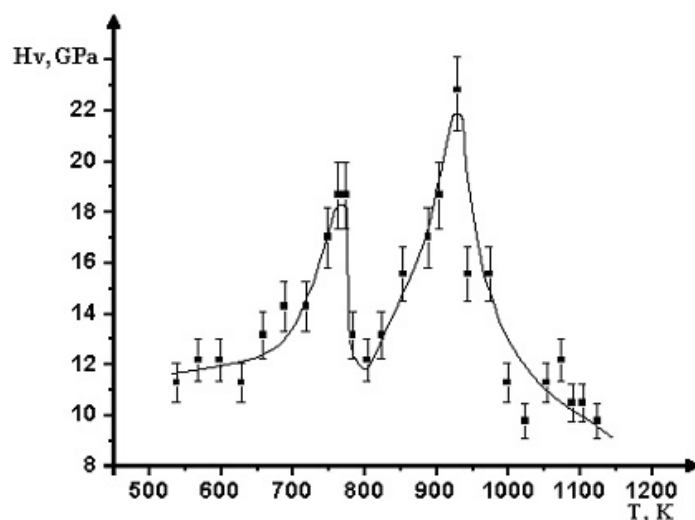


Рис. 3. Изменение микротвердости АМС от температуры отжига при индентировании на различных подложках подложка № 2. $P = 40$ г. [7]

Формирование микрокартин разрушения с трещинами, ориентированными параллельно граням индентора, возможно на сильно охрупченном сплаве [8]. Температура 820 – 840 К соответствует температурному интервалу рекристаллизации, исчезновению первого и формированию второго типа нанокристаллической структуры. Данная температура также соответствует локальному минимуму микротвердости (рис. 3). Таким образом, в данном температурном интервале происходит рекристаллизация, что при механических испытаниях выявляется изменением микротвердости (минимальное значение микротвердости) и резким охрупчиванием, что проявляется в изменении микрокартин деформирования и разрушения.

Из анализа рентгенограмм и зависимости микротвердости от температуры отжига, особенно для интервала температур 748–823 К, можно заключить, что изменение комплекса механических свойств обусловлено, в первую очередь, изменением структуры аморфной матрицы. Об этом, в частности свидетельствует неизменное состояние рентгенограмм при значительном изменении микротвердости, а также значительные изме-

нения морфологических картин деформирования и разрушения. В то же время, при температурах 820–850 К изменение комплекса механических свойств обусловлено, в первую очередь, исчезновением первой и появлением второй нанокристаллической фазы.

Выводы

1. На основании исследований изменения структуры и механических свойств аморфного металлического сплава 82К3ХСР установлена корреляция между изменениями рентгенограмм и некоторых механических свойств (микротвердости и морфологическими особенностями деформирования и разрушения).

2. Структурные изменения в аморфно–нанокристаллическом металлическом сплаве могут быть выявлены при комплексном определении механических характеристик.

3. Механические свойства аморфно–нанокристаллического металлического сплава 82К3ХСР, в зависимости от температуры отжига, определяются, в большей степени, аморфной или нанокристаллической составляющей. Соответственно, определяющее влияние аморфной или нанокристаллической фазы должно учитываться при определении режимов обработки аморфно – нанокристаллического материала.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 05-01-00215

Список литературы

1. Суздальев И.П. Нанотехнология: физико - химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов // М.: Комкнига, 2006. – 592 с.
2. Абросимова Г. Е., Аронин А. С. Тонкая структура ГЦК-нанокристаллов в сплавах Al и Ni // ФТТ, 2002, том 44. Вып. 6. – С. 961-965.
3. Ушаков И.В., Федоров В.А., Судакова Л.И. / Деформирование и разрушение металлического стекла при инденитровании на подложках // Труды II Международной конференции “Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явлений”, Вестник Тамбовского государственного университета. 2000 г., Том 5, вып. 2-3., с. 384-386.
4. Васильев Д. М. Дифракционные методы исследования структур. СПб.: СПбГТУ, 1998, – 502 с.
5. Горелик С. С., Скаков Ю. А., Расторгуев Л. Н. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М.: «МИСИС», 2002, – 360 с.
6. Федоров В.А., Ушаков И.В. Влияние отжига на изменение характера деформирования и разрушения металлического стекла при локальном нагружении // Журнал технической физики, 2001 г., том 71, № 6, с. 28-31.
7. Ушаков И. В., Калабушкин А. Е., Поликарпов В. М., Титовец Ю. Ф. / Взаимосвязь между механическими характеристиками и структурным состоянием аморфно-нанокристаллического металлического сплава 82К3ХСР, выявляемая микроинденитрованием на полимерных подложках и рентгеноструктурным анализом. // Деформация и разрушение материалов. – 2006. – Т. 1. – С. 408-410.
8. Ушаков И.В. / Деформирование и разрушение металлического стекла, нанесенного на позиционное основание, в условиях локального нагружения инденторами различной геометрической формы // Вестник Тамбовского государственного университета. Сер. Естественные и технические науки. – 2006. – Т. 11. – Вып. 2. – С. 163-167.

УДК 669.046:539.4.019.3

ЗАКОНОМЕРНОСТИ МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ СУРЬМЫ

Пинчук А. И., Слесарев С. Д.

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина
Мозырь, Беларусь
apinchook@tut.by

В последние десятилетия активно исследуется магнитоэластический эффект (МПЭ) в твердых телах. Несмотря на значительные достижения в этой области, практически не изучен вопрос о механизмах влияния магнитного поля на пластическую деформацию в кристаллах, в которых пластическая деформация одновременно реализуется как скольжением, так и двойникованием.

Ранее нами было обнаружено [1], что одновременное воздействие постоянного магнитного поля и сосредоточенной нагрузки на монокристаллы сурьмы приводит к существенному снижению длины клиновидных двойников. В обзоре [2] отмечается, что магнитное поле индуцирует эффект последействия. Иначе говоря, МПЭ сохраняется в течение десятков секунд после отключения поля. Поэтому целью настоящей работы было выявление эффекта последействия экспозиции образца в МП в случае двойникования.

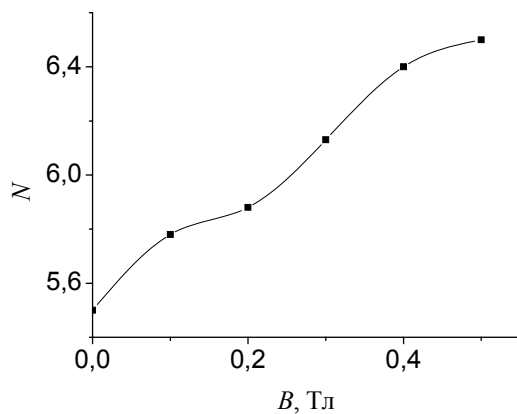
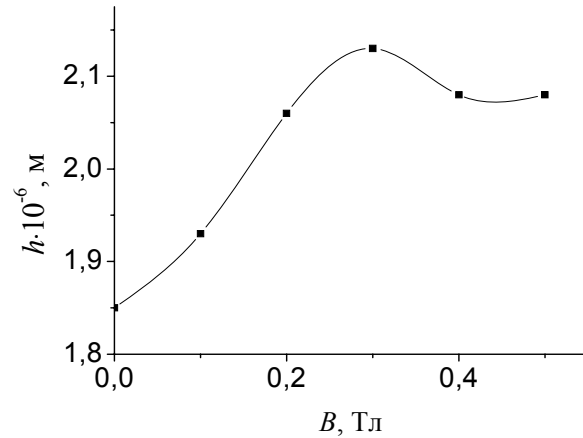
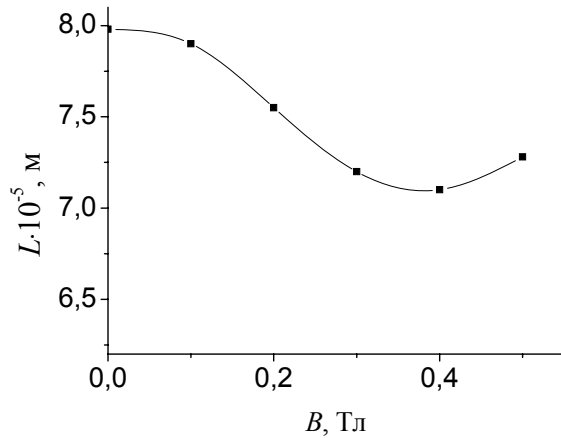
Для исследования были выбраны монокристаллы сурьмы, выращенные по методу Бриджмена из сырья химической чистоты. Образцы имели вид прямоугольных призм и размеры $10 \times 5 \times 5$ мм. Исследования проводились с помощью микротвердомера ПМТ-3, алмазная пирамидка которого представляет собой сосредоточенную нагрузку. Индентор вдавливался в плоскость совершенной спайности (111) кристаллов сурьмы. Рабочая поверхность получалась раскалыванием образца вдоль плоскости спайности и была пригодна к исследованиям без дальнейшей обработки. Изучалось поведение клиновидных двойников системы $\{110\} \langle 001 \rangle$ в зависимости от различных условий приложения сосредоточенной нагрузки и постоянного МП.

Полученные в работе результаты не могут быть объяснены действием на образец таких инструментальных факторов, как пондеромоторные силы или вихревое электрическое поле, возникающее при включении МП или внесении в него образца. С этой целью были выполнены специальные контрольные опыты. Они показали, что резкое или плавное включение или выключение МП не меняет размера отпечатков алмазной пирамидки, получаемых с нулевой нагрузкой на штоке индентора. Это объясняется тем, что нагрузочный узел микротвердомера и экспериментальная установка состояли исключительно из неферромагнитных металлов.

В опытах с помощью окуляра-микронметра ПМТ-3 непосредственно измерялись длина и ширина клиновидных двойников, а так же их число у отпечатка алмазного индентора. Точки на экспериментальных кривых получены путем усреднения результатов измерений размеров клиновидных двойников, заклинившихся вокруг 20 и более отпечатков. Экспериментальная погрешность не превышала 3 %.

Устанавливались закономерности магнитоэластического эффекта в кристаллах сурьмы при раздельном воздействии на образец сосредоточенной нагрузки и постоянного, однородного МП в зависимости от индукции поля. Образец подвергался воздействию импульсов постоянного МП длительностью до 10 секунд, а затем на него воздействовала сосредоточенная нагрузка P равная 0,35 Н, что обеспечивало необходимую точность измерений.

Установлено, что предварительное воздействие импульсами МП приводит к существенному изменению картины пластической деформации при микроиндентировании кристаллов сурьмы. Приложение МП ведет к снижению средней длины L клиновидных двойников, заклинившихся у отпечатка индентора.



В то же время, МП стимулирует работу источников двойникующих дислокаций, поскольку толщина h двойников обнаруживает рост с увеличением индукции МП. Число двойникующих дислокаций, локализованных на границе раздела двойник-матрица, находится из соотношения $n = h/a$, где a – параметр кристаллической решетки кристаллов сурьмы в направлении перпендикулярном плоскости двойникования.

При предварительной обработке образца импульсами МП длина двойников снижается, а их число растет N , что также свидетельствует в пользу стимулирующего влияния МП на работу источников двойникующих дислокаций.

Таким образом, можно видеть, что воздействие импульса МП индуцирует эффект последствия. Иначе говоря, в образцах сурьмы существует «память» об их экспозиции в магнитном поле.

Список литературы

1. Пинчук А.И., Слесарев С.Г. Двойникование в кристаллах сурьмы в условиях воздействия сосредоточенной нагрузки и постоянного магнитного поля /А.И. Пинчук, С.Г. Слесарев// 16 Петербургские чтения по проблемам прочности, материалы Междунар. Науч. Конф., посвящ. 75-летию со дня рождения В. А. Лихачева, Санкт-Петербург, 14–16 марта 2006г. –С. 120.
2. Головин Ю.И. Магнитопластичность твердых тел // ФТТ. – 2004. – Т. 46, вып. 5. – С.769-803.

УДК 669.14.018.8

СТРУКТУРНЫЕ МЕХАНИЗМЫ УПРОЧНЕНИЯ АЗОТСОДЕРЖАЩИХ Fe–Mn–(Cr) СПЛАВОВ

Лоладзе Л. В., Эфрос Н. Б., Заика Т. П., Тютенко В. С.,
Эфрос Б. М., Варюхин В. Н.

*Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины
Донецк, Украина*

Введение

Развитие современной техники связано с использованием новых высокопрочных материалов со специальными свойствами. Азотсодержащие Fe–Mn–(Cr) аустенитные сплавы (ААС), благодаря уникальности своих свойств (высокому уровню прочности, пластичности и вязкости разрушения, повышенной коррозионной стойкости, немагнитности и др.), являются перспективными материалами для использования в различных областях промышленности [1, 2]. Поэтому поиск оптимальных концентраций азота и рациональных параметров термопластической обработки ААС, обеспечивающих требуемый комплекс физико-механических и эксплуатационных свойств, представляет большой интерес.

Материалы и методы исследования

В качестве объектов исследования были выбраны аустенитные нержавеющие сплавы на основе Fe–Mn–(Cr)-твердого раствора, имеющие критические точки M_H и M_D ниже комнатной температуры, в которых концентрация азота C_N варьировалась до 0,8 мас. %.

В качестве способов пластической деформации использовались одноосное растяжение и способ выдавливания жидкостью высокого давления методом гидроэкструзии (ГЭ) со степенями деформации $e = 0-0,7$ ($e = \ln R$, где R – вытяжка экструдата). Образцы ААС после ГЭ подвергались старению в интервале температур $T_{СТАР} = 400-800^\circ\text{C}$ с выдержкой $\tau_{СТАР}$ до 10 ч.

Механические свойства образцов ААС определяли по результатам статических испытаний на растяжение (ГОСТ 1497-84) на универсальной машине усилием 98 кН со средней скоростью 10^{-4} с^{-1} . Для анализа кривых пластического течения $S-e$ и характера упрочнения ААС в интервале равномерной деформации использовали модели Холломона и Людвиговсона [3].

Структура ААС исследовалась методом оптической микроскопии на приборе “Neophot-32.”

Результаты эксперимента и обсуждение

Получение высокопрочных состояний в ГЦК твердых растворах замещения и внедрения типа ААС возможно с помощью реализации следующих механизмов упрочнения: твердорастворного, зернограничного, дисперсионного и дислокационного (деформационного).

Твердорастворное упрочнение. Вклад твердорастворной компоненты $\Delta\sigma_{ТВ}$ в упрочнение ГЦК-твердых растворов замещения и внедрения типа ААС в значительной степени связан с величиной C_N [1]. Наши экспериментальные результаты на примере

сплава X18Г18 (рис.1) показывают, что зависимость $\Delta\sigma_{ТВ} - C_N$ в интервале C_N до $\sim 0,8$ мас. % можно аппроксимировать следующим линейным соотношением:

$$\Delta\sigma_{ТВ} = \sigma_0 + K_\sigma C_N,$$

где σ_0 – прочность сплава без азота; K_σ – концентрационный коэффициент прочности; C_N – концентрация азота (мас.%).

Оценка данных параметров дала следующие значения: $\sigma_0 = 255$ МПа; $K_\sigma = 495$ МПа/% для $\sigma_{0,2}$ и $\sigma_0 = 525$ МПа; $K_\sigma = 785$ МПа/% для σ_B , соответственно. Одна из причин высокой эффективности компоненты твердорастворного упрочнения ААС [2,3] может быть связана с особенностями движения расщепленной дислокации – двойникующая дислокация Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ переводит атомы внедрения из октаэдрических междоузлий в тетраэдрические (рис. 2).

Поскольку радиус тетраэдрической поры в ~ 2 раза меньше радиуса октаэдрической поры, то атомы азота, попадая в тетраэдрическое междоузлие, создают большие упругие искажения кристаллической решетки, которые должны преодолевать силовым образом или с помощью термических флуктуаций.

Зернограничное упрочнение.

Зависимости предела текучести $\sigma_{0,2}$ от размера зерна d_3 для различных концентраций C_N и зернограничного коэффициента K_Y от концентрации C_N в ААС на примере сплава X18Г18 представлены на рис. 3. Видно, что зависимость $\sigma_{0,2}-d_3$ согласуется с соотношением Холла–Петча:

$$\sigma_{0,2} = \sigma_i + \Delta\sigma_{ЗГ},$$

$$\Delta\sigma_{ЗГ} = K_Y d_3^{-1/2},$$

$$K_Y = K_Y^0 + K C_N$$

Оценка параметров в данных соотношениях показала следующие значения: сопротивление деформации для $d_3 \rightarrow \infty$ – $\sigma_i = 230$ МПа, зернограничный коэффициент $K_Y = 25$ МПа $\text{мм}^{1/2}$ для $C_N = 0,3$ мас.%; $\sigma_i =$

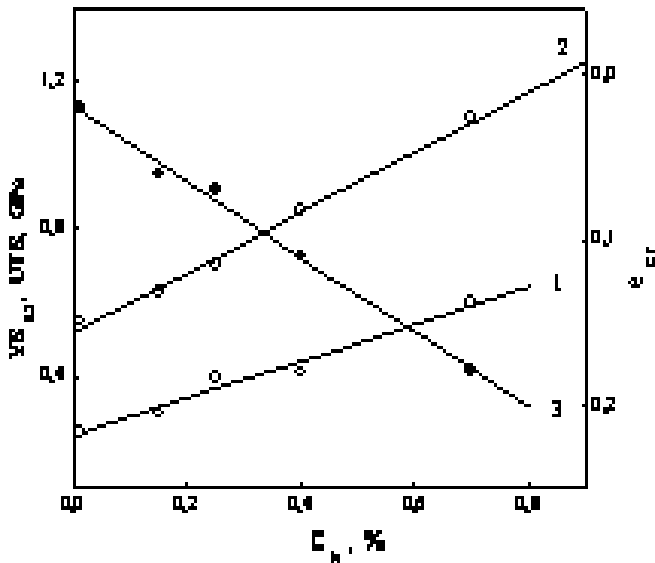


Рис. 1. Влияние концентрации азота C_N на твердо-растворную компоненту $\Delta\sigma_{ТВ}$ предела текучести $\sigma_{0,2}$ (YS) (1) и предела прочности σ_B (UTS) (2) и величину критической деформации ϵ_{KP} (3) сплава X18Г18

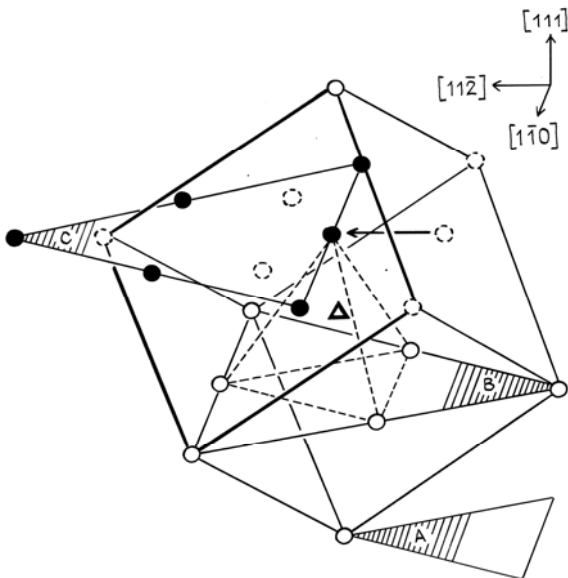


Рис. 2. Дополнительный механизм деформационного упрочнения ААС (обозначения см. в тексте)

сопротивление деформации для $d_3 \rightarrow \infty$ – $\sigma_i = 230$ МПа, зернограничный коэффициент $K_Y = 25$ МПа $\text{мм}^{1/2}$ для $C_N = 0,3$ мас.%; $\sigma_i =$

410 МПа, $K_Y = 32 \text{ МПа} \cdot \text{мм}^{1/2}$ для $C_N = 0,7 \text{ мас.}\%$; зернограницный коэффициент в отсутствие азота $K_Y^0 = 25 \text{ МПа} \cdot \text{мм}^{1/2}$; концентрационный коэффициент $K = 11,7 \text{ МПа} \cdot \text{мм}^{1/2}/\%$.

Видно, что величина зернограницного коэффициента K_Y с увеличением C_N возрастает в ААС. Однако вклад зернограницного упрочнения в исследованном интервале d_3

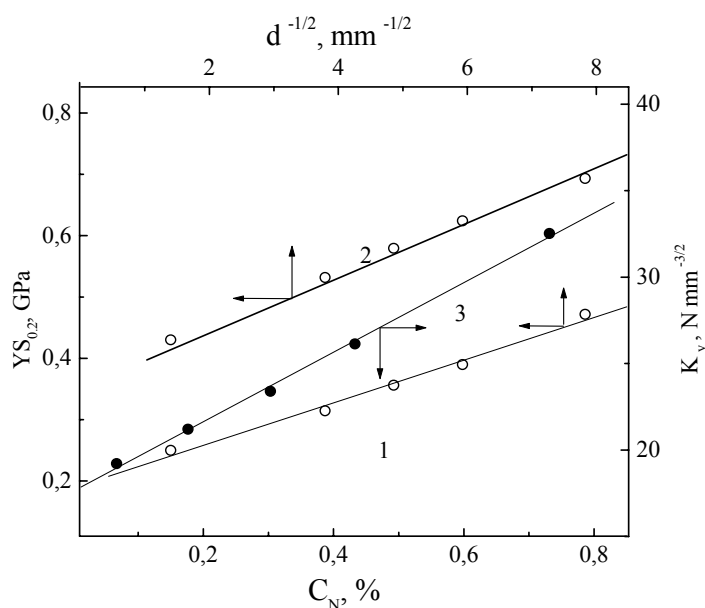


Рис. 3. Влияние размера зерна d_3 на изменение предела текучести $\sigma_{0.2}$ (YS) сплава X18A0,3Г18 (1) и X18A0,7Г18 (2) и концентрации азота C_N на зернограницный коэффициент K_Y (3) сплава X18Г18

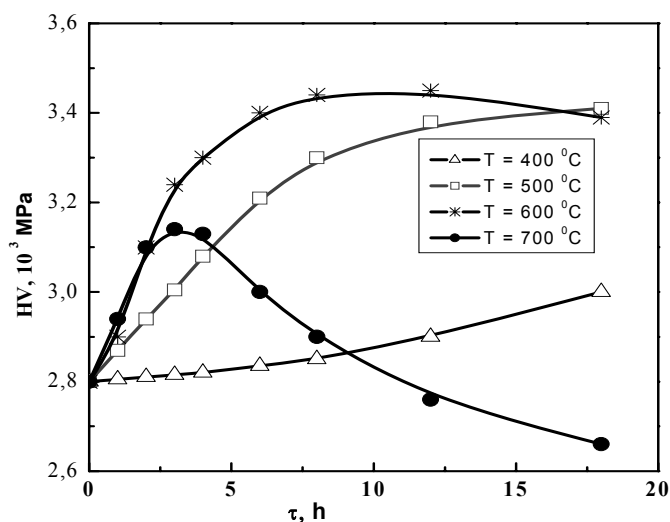


Рис. 4. Изменение твердости HV ААС на примере сплава X14A0,45Г10СФ в зависимости от параметров старения $T_{\text{СТАР}}$ и $\tau_{\text{СТАР}}$

упрочнения ААС при одноосном растяжении в зависимости от C_N (рис. 5) показывает наличие положительного отклонения Δ от кривой $S - e$, описываемой соотношением Холломона при низких уровнях деформации ($e < e_{\text{кр}}$), которое связано с наличием высокого значения компоненты планарности в дислокационном скольжении (модель Людвиговсона) [4].

растает в ААС. Однако вклад зернограницного упрочнения в исследованном интервале d_3 для рассмотренных ААС меньше, чем вклад в напряжение течения от твердорастворного упрочнения.

Дисперсионное упрочнение.

Для ААС с высоким содержанием азота упрочнение, обусловленное механизмом дисперсионного твердения в результате выделения частиц фазы Cr_2N , может быть существенным [1,3]. На рис.4 представлены температурные зависимости изменения твердости HV ААС на примере сплава X14A0,45Г10СФ в зависимости от параметров старения $T_{\text{СТАР}}$ и $\tau_{\text{СТАР}}$.

Как видно из графиков, изменение $HV - \tau_{\text{СТАР}}$ носит экстремальный характер, что обусловлено наличием следующих стадий: стадия зарождения (восходящая ветвь кривой $HV - \tau_{\text{СТАР}}$), стадии выделения и роста (коагуляции) частиц избыточной фазы (плато и нисходящая ветвь кривой $HV - \tau_{\text{СТАР}}$). Максимальное значение твердости $HV = 3200 \text{ МПа}$ для сплава X14A0,45Г10СФ достигается при следующих параметрах старения: $T_{\text{СТАР}} = 500 - 550^\circ\text{C}$ и $\tau_{\text{СТАР}} = 1,5 - 2,5 \text{ ч}$ (при этом величина $\Delta HV \approx 410 \text{ МПа}$).

Деформационное упрочнение.

Анализ кривых деформационного

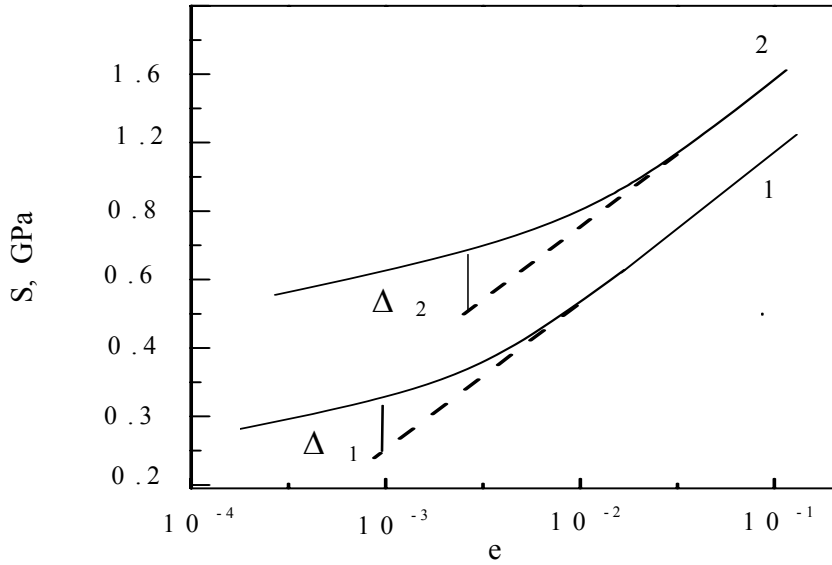


Рис. 5. Влияние концентрации азота C_N на зависимость истинное напряжение S -истинная деформация e сплава X18Г18: 1 – $C_N = 0,3$ мас. %; 2 – $C_N = 0,7$ мас. %

Видно, что рост C_N увеличивает стадию планарного скольжения до более высоких степеней деформации $e = e_{KP}$ (см. рис. 1 и 5). Одной из основных причин данного эффекта может быть снижение величины энергии дефектов упаковки аустенита $\gamma_{ДУ}$ [1]. Экспериментальные исследования показали наличие более высокого значения коэффициента упрочнения ААС при деформации по схеме одноосного растяжения (выше критической степени деформации e_{KP}) по сравнению с деформацией по схеме одноосного сжатия. Данный эффект, по-видимому, связан с индуцированием внешним полем напряжений и, следовательно, дополнительным расщеплением дислокаций (эффект Копли–Кера) (рис. 6).

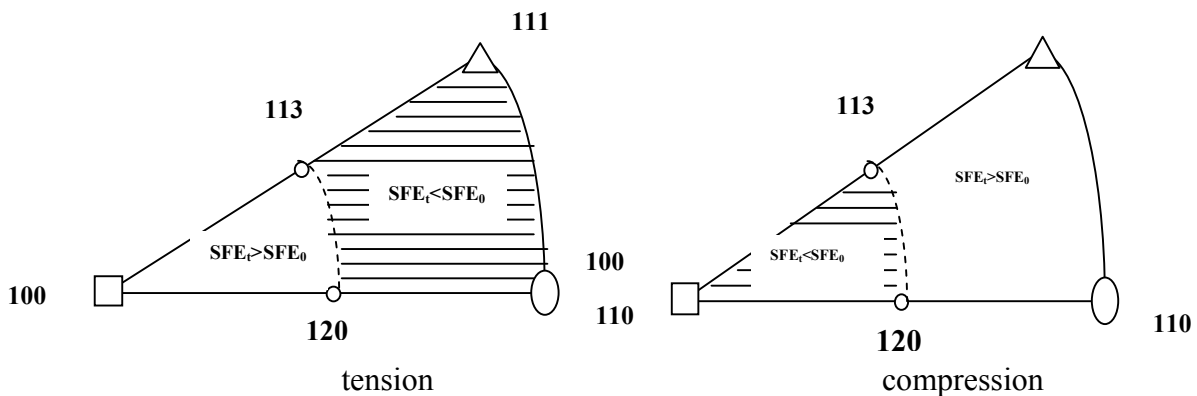


Рис. 6. Эффект Копли–Кера в поликристаллах на основе ГЦК твердого раствора замещения и внедрения в зависимости от схемы деформации

Возможность проявления эффекта Копли–Кера в поликристаллах ААС связано с изменением интенсивности текстурных максимумов и, следовательно, более активным развитием планарного скольжения и механического двойникования при пластической деформации [3, 4].

Термомеханическое упрочнение. Дальнейшее повышение прочностных свойств ААС может быть достигнуто путем суперпозиции различных механизмов упрочнения, например, деформационного (дислокационного) и дисперсионного [2]. Выбор оптимальных режимов старения образцов ААС после ГЭ существенно упрощается, если известны закономерности изменения максимальных значений HV в зависимости от e , $T_{\text{СТАР}}$ и $\tau_{\text{СТАР}}$. Нами было показано, что оптимальная $T_{\text{СТАР}}$ находится в области 500°C , а оптимальная величина $\tau_{\text{СТАР}}$ при данной $T_{\text{СТАР}}$ зависит от степени деформации ГЭ: для $0,2 < e < 0,6$ величина $\tau_{\text{СТАР}}$ составляет ≈ 1 ч. С целью количественной оценки эффекта старения экструдатов ААС, а также эффективности влияния комбинированного воздействия ГЭ и старения методами ТМО на изменение прочностных свойств, находилась величина максимального приращения твердости ΔHV экструдатов сплава X14A0,5Г10СФ после старения по оптимальным режимам (рис. 7).

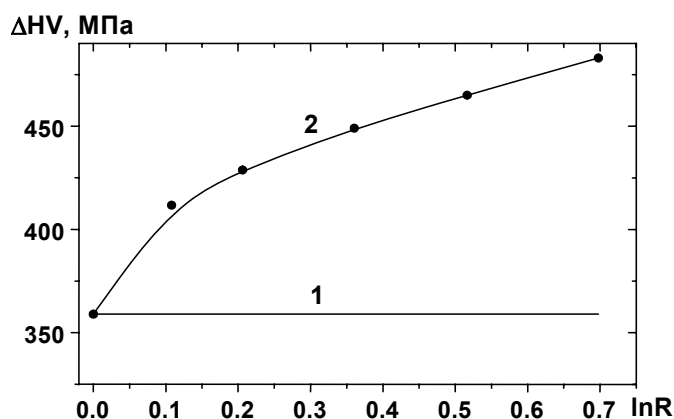


Рис. 7. Изменение приращения максимальной твердости ΔHV сплава X14A0,5Г10СФ после ГЭ и последующего старения:
1 – экстраполяционная кривая;
2 – экспериментальная кривая

Анализ данных зависимостей показал, что влияние старения (по оптимальным режимам) на повышение HV экструдатов ААС неаддитивно. С ростом e при ГЭ наблюдается мультипликативный эффект: приращение максимальной твердости HV возрастает от 9 % для $e = 0,1$ до 17,5 % для $e = 0,7$.

Выводы

Определен вклад твердорастворного и зернограничного факторов в упрочнение ААС.

Оценена роль механизмов дисперсионного твердения и деформационного (дислокационного) упрочнения в повышении прочностных характеристик ААС.

Установлены оптимальные режимы термомеханической обработки, позволяющие обеспечить повышенный комплекс механических свойств ААС.

Список литературы

1. О.А. Банных, В.М. Блинов, Дисперсионно-твердеющие немагнитные ванадий-содержащие стали, Металлургия, Москва (1980).
2. Э.В. Козлов, Л.А. Теплякова, Н.А. Конева, Изв вузов. Физика №3, 33 (1996).-
3. N.V. Shishkova, В.М. Efros, STEEL GRIPS 2, 629 (2004).
4. Ю.И. Чумляков, И.В. Киреева, А.Д. Коротаев, Изв. Вузов. Физика № 3, 5 (1996).

УДК 669.017

МЕТОДЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ И КОНЕЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОКИСЛЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ

Долбин И. В.

*НИИ прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН,
Нальчик*

Как известно [1], кинетические кривые окисления $N_{O_2}(t)$ автозамедленного типа, экспоненциально убывающие во времени, описываются следующим эмпирическим уравнением:

$$N_{O_2} = N_{O_2}^{\infty} (1 - e^{-k_d t}), \quad (1)$$

где $N_{O_2}^{\infty}$ – предельное количество кислорода, способное поглотиться при окислении, k_d – эффективная константа скорости окисления, t – время.

Зависимость (1) обычно объясняется неоднородностью структуры полимера, которая определяет заметные различия в скоростях окисления отдельных ее участков. Поскольку более реакционноспособные участки окисляются в первую очередь, после их практически полного превращения скорость суммарного процесса сильно снижается. Кроме того, было показано, что величина $N_{O_2}^{\infty}$, определяемая с помощью формулы (1) может быть во много раз ниже концентрации мономерных звеньев в индивидуальном полимере: во время опыта некоторая часть этих звеньев ведет себя как инертное вещество [2].

Известно, что значение k_d зависит от температуры и структуры полимера [1]. В уравнении (1) эффективная константа скорости окисления k_d по своему физическому смыслу является подгоночным коэффициентом, определяемым из соотношения между скоростью реакции W и концентрацией реагирующих веществ $[A]$ и $[B]$ [2]:

$$W = k_d [A]^p [B]^q, \quad (2)$$

где p и q – порядок реакции по реагентам $[A]$ и $[B]$, соответственно.

Хотя и подчеркивается [1], что величина k_d зависит от структуры полимеров, но конкретной формы такой зависимости в настоящее время не установлено. Развитие в последние годы методов фрактального анализа [3–5] дает инструмент для получения количественной взаимосвязи параметров уравнения (1) $N_{O_2}^{\infty}$ и k_d со структурой полимеров. В работах [6, 7] эти вопросы рассмотрены на примере расплавов ПАр и ПААСО, полученных разными способами поликонденсации.

На рис. 1 приведены кинетические кривые $N_{O_2}(t)$ для ПАр при одной и той же температуре теплового старения 723 К. Как можно видеть, поглощение кислорода зависит от метода поликонденсации, которым получен полимер, или от его структуры.

Оценки параметра $N_{O_2}^{\infty}$, согласно уравнению (1), показали значительную (до трех раз) вариацию его величины для полученных разными способами поликонденсации полимеров даже при одной и той же температуре теплового старения. Это означает, что предельное количество поглощаемого кислорода в уравнении (1), по существу, является подгоночным параметром. В то же время оценки показали [8], что для окисления всех метильных и алифатических групп ПААСО требуется $N_{O_2}^T \approx 24,1$ моль O_2 /осн. моль полимера. Кроме того, из данных рис. 1 следует, что при некотором значении N_{O_2} кинетические кривые $N_{O_2}(t)$ достигают своего асимптотического значения $N_{O_2}^{ac}$, т.е.,

выходят на плато. Величина $N_{O_2}^{ac}$ зависит от температуры теплового старения и способа поликонденсации, т.е., от структуры полимера, характеризуемой размерностью Δ_f .

Особенно четко выход кривых $N_{O_2}(t)$ на участок плато прослеживается для высоких температур теплового старения, где процессы термоокислительной деструкции протекают достаточно быстро (см. рис. 1). В рамках классического подхода выход кинетических кривых на участок плато объясняется «выгоранием» реакционноспособных групп. Кроме того, уравнение (1) предполагает, что условие $N_{O_2} = N_{O_2}^{\infty}$ достигается только при $t \rightarrow \infty$.

В рамках теории дробных производных величина $N_{O_2}^{\infty}$ оценивается согласно уравнению:

$$N_{O_2}^{\infty} = \beta_d N_{O_2}^T \quad (3)$$

где β_d – доля макромолекулярного клубка.

Далее можно построить зависимость $N_{O_2}^{ac}$ от величины β_d , т.е., доли макромолекулярного клубка, подвергающейся деструкции. Такая зависимость приведена на рис. 2 и из нее следует линейная корреляция между $N_{O_2}^{ac}$ и β_d , по наклону которой можно определить коэффициент пропорциональности, равный $\sim 24,4$ моль O_2 /осн. моль полимера.

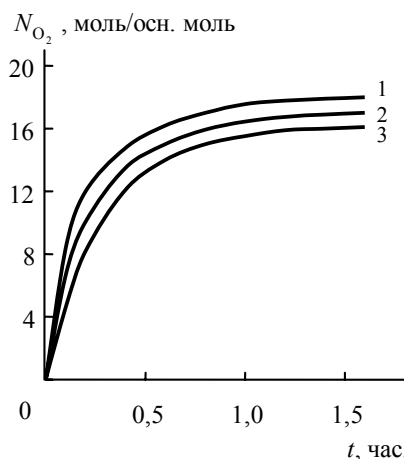


Рис. 1. Кинетические кривые поглощения кислорода $N_{O_2}(t)$ при $T_{ст} = 723$ К для ПАр-1 (1), ПАр-2 (2) и ПАр-3 (3) [7]

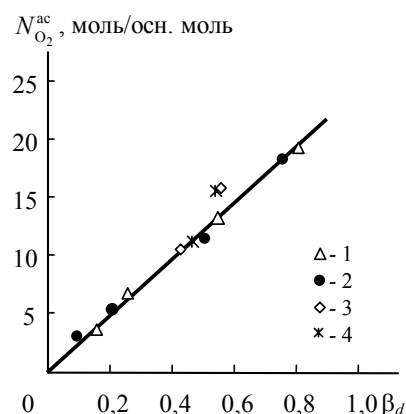


Рис. 2. Зависимость количества поглощенного кислорода $N_{O_2}^{ac}$ на плато кинетических кривых $N_{O_2}(t)$ от параметра β_d для ПААСО-1 (1), ПААСО-2 (2), ПААСО-3 (3) и ПААСО-4 (4) [7]

Эта величина превосходно согласуется с оценкой предельного количества поглощенного кислорода $N_{O_2}^T$, рассчитанного по химическому строению ПААСО. Следовательно, выход кинетических кривых $N_{O_2}(t)$ на плато означает деструкцию доступной для этого процесса части макромолекулярного клубка, характеризуемой параметром β_d . Далее этот процесс замедляется и может завершиться полным разрушением макромолекулярного клубка только при $t \rightarrow \infty$ (уравнение (1)) [6].

Изложенные выше соображения предполагают, что увеличение β_d должно привести к повышению скорости термоокислительной деструкции и, как следствие, к росту k_d . По аналогии с уравнением (1) для кинетических кривых $N_{O_2}(t)$ автозамедленного типа можно записать [43]:

$$N_{O_2} = N_{O_2}^T \beta_d (1 - e^{-c\beta_d t}), \quad (4)$$

где c – константа.

Уравнение (4) довольно успешно (при $c = 0,5 \times 10^{-4}$) описывает экспериментальные кривые $N_{O_2}(t)$, что подтверждается данными рис. 3.

Тем не менее, нет оснований рекомендовать его для этих целей, как минимум, по двум причинам. Во-первых, в этом уравнении вновь появляется эмпирический подгонный коэффициент c . Во-вторых, как следует из данных рис. 3, наблюдается некоторое качественное несоответствие экспериментальных и теоретических кривых $N_{O_2}(t)$. Причина этого несоответствия очевидна: для описания процессов во фрактальных пространствах следует использовать функцию Миттаг–Леффлера, а не экспоненциальную функцию, строго корректную только для евклидовых пространств [9]. Тем не менее, уравнение (4) полезно с той точки зрения, что сравнение показателей экспонент этого уравнения и соотношения (1) позволяет получить следующую аппроксимацию [7]:

$$k_d \approx 0,5 \times 10^{-4} \beta_d. \quad (5)$$

На рис. 4 приведено соотношение между k_d и $0,5 \times 10^{-4} \beta_d$, которое хорошо аппроксимируется линейной корреляцией с единичным наклоном, проходящей через начало координат. Это обстоятельство позволяет утверждать, что величина k_d является функцией структуры макромолекулярного клубка. При $\beta_d = 0$ (или $\Delta_f = d = 3$) термоокислительная деструкция прекращается ($k_d = 0$). Это положение подтверждается хорошо известным на практике случаем: термоокислительная деструкция не реализуется в кристаллических областях аморфно-кристаллических полимеров, поскольку указанные области являются трехмерно упорядоченным евклидовым объектом [2].

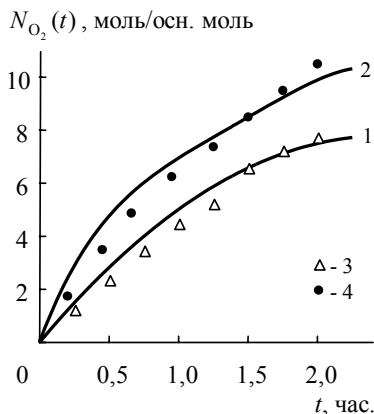


Рис. 3. Моделирование кинетических кривых $N_{O_2}(t)$ с помощью уравнения (4) для ПААСО-1 при $T_{ct} = 623$ (1, 3) и 673 К (2, 4). 1, 2 – экспериментальные данные; 3, 4 – теоретический расчет [7]

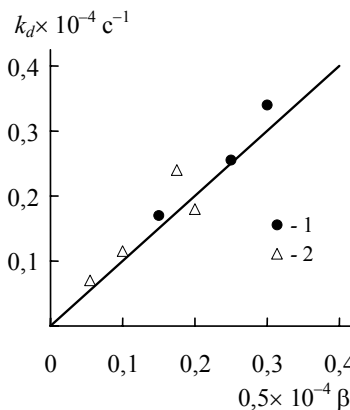


Рис. 4. Соотношение между константой скорости термоокислительной деструкции k_d и параметром $0,5 \times 10^{-4} \beta_d$ для ПАр (1) и ПААСО (2) [7]

Таким образом, методы фрактального анализа и дробного дифференцирования позволяют получить количественные соотношения параметров термоокислительной деструкции и структуры полимерных расплавов. Процесс поглощения кислорода в ходе деструкции контролируется как химическим строением полимера ($N_{O_2}^T$), так и структурой макромолекулярного клубка (Δ_f или β_d) [6, 7].

Для полной и теоретически корректной характеристики фрактальных объектов необходимо использовать, как минимум, три размерности [10]. Существует ряд методов, позволяющих решить эту задачу и определить следующие размерности: размер-

ность евклидова пространства d , в котором протекает процесс окисления; фрактальная (Хаусдорфова) размерность макромолекулярного клубка Δ_f , описывающая его структуру; эффективная спектральная размерность d'_s , характеризующая связность клубка, а также степень временного (энергетического) беспорядка системы. Химическое строение полимера учитывается параметром $N_{O_2}^T$, который рассчитывается аналитически и для ПААСО и ПАР не зависит от способа поликонденсации [11].

Для кривых $N_{O_2}(t)$ автозамедленного типа характерен процесс окисления, описываемый как псевдо-мономолекулярная реакция (реакция молекул окисланта с реакционноспособными центрами макромолекул). Такая реакция описывается в общем виде уравнением [12]:

$$N_{O_2} = N_{O_2}^{\infty} [1 - \exp(-Kt^{d'_s/2})], \quad (6)$$

где K – константа.

Вид указанного уравнения позволяет сделать следующее предположение: константа K определяет долю макромолекулярного клубка, подвергающуюся термоокислительной деструкции (чем больше K , тем выше $N_{O_2}(t)$ и тем интенсивнее процесс деструкции), что дает [11]:

$$K = d - \Delta_f. \quad (7)$$

Затем можно окончательно записать уравнение (6) в форме, не содержащей эмпирических параметров, и поэтому пригодной для прогнозирования кинетических кривых $N_{O_2}(t)$ [11]:

$$N_{O_2}(t) = N_{O_2}^T (d - \Delta_f) \cdot [1 - \exp(-(d - \Delta_f) \cdot t^{d'_s/2})]. \quad (8)$$

Уравнение (8) включает все необходимые размерности: d , Δ_f и d'_s .

На рис. 5 в качестве примера приведено сравнение кривых $N_{O_2}(t)$, полученных экспериментально и рассчитанных согласно уравнению (8) для ПААСО-1 при трех температурах теплового старения $T_{ст}$: 623, 673 и 723 К ($\Delta_f = 2,78, 2,40$ и $2,0$, соответственно).

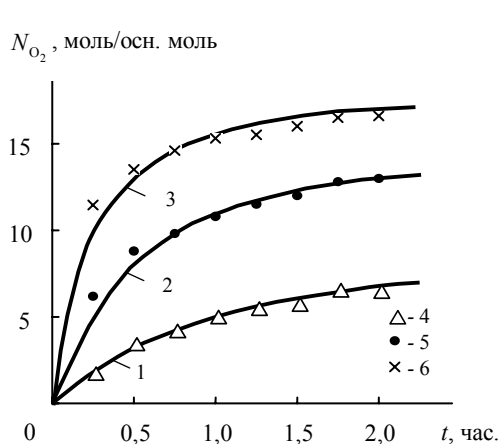


Рис. 5. Сравнение экспериментальных (1-3) и рассчитанных по уравнению (8) (4-6) кинетических кривых $N_{O_2}(t)$ для ПААСО-1 при температурах теплового старения $T_{ст}$: 623 (1, 4); 673 (2, 5) и 723 К (3, 6) [11]

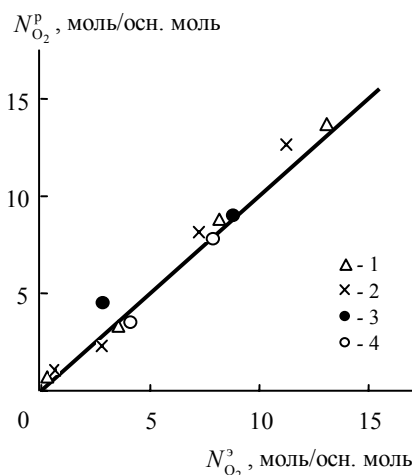


Рис. 6. Сравнение экспериментальных $N_{O_2}^3$ и рассчитанных по уравнению (8) $N_{O_2}^p$ величин количества поглощенного кислорода за время $t = 0,5$ час для ПААСО-1 (1), ПААСО-2 (2), ПААСО-3 (3) и ПААСО-4 (4) в интервале $T_{ст} = 573 \div 723$ К [11]

Как можно видеть, уравнение (8) позволяет прогнозировать кривые $N_{O_2}(t)$ с достаточно высокой степенью точности [11].

На рис. 6 показано сравнение величин N_{O_2} при $t = 0,5$ час. для всех рассмотренных ПААСО в интервале $T_{ст} = 573 \div 723$ К, полученных экспериментально и рассчитанных согласно уравнению (8).

Вновь получено хорошее соответствие теории и эксперимента. Отметим, что оценка величины $N_{O_2}^\infty$, согласно уравнению (1), для ПААСО-1 и ПААСО-2 при $T_{ст} = 623$ К дала значения 103,3 и 67,1 моль O_2 /осн. моль полимера, соответственно, что подтверждает эмпирический подгоночный характер этого параметра в трактовке уравнения (1) [11].

Таким образом, изложенные выше результаты продемонстрировали возможность физически корректного теоретического прогнозирования кинетических кривых $N_{O_2}(t)$ для полимерных расплавов при условии учета как химического строения полимера, так и физической структуры расплава. Последняя может быть количественно идентифицирована в рамках фрактального анализа и теории дробных производных. Полученное для целей прогнозирования кинетических кривых $N_{O_2}(t)$ уравнение не содержит эмпирических подгоночных параметров [11].

Список литературы

1. Эмануэль Н.М. //Высокомолек. соед. А. 1985. Т. 27. № 7. С. 1347-1363.
2. Шляпников Ю.А., Кирюшкин С.Г., Марьин А.П. Антиокислительная стабилизация полимеров. М.: Химия. 1986. 256 с.
3. Козлов Г. В., Новиков В. У. Синергетика и фрактальный анализ сетчатых полимеров. М.: Классика. 1998. 112 с.
4. Козлов Г.В., Новиков В.У. //Успехи химии. 2000. Т. 69. № 4. С. 378-399.
5. Козлов Г.В., Новиков В.У. //Успехи химии. 2000. Т. 69. № 6. С. 572-599.
6. Kozlov G.V., Shustov G.B., Zaikov G.E. In book: Chemistry and Biochemistry on the Leading Edge. /Ed. Zaikov G. New York: Nova Science Publishers, Inc. 2002. P. 21-29.
7. Kozlov G.V., Shustov G.B., Zaikov G.E. //Oxidation Commun. 2004. V. 27. № 1. P. 217-224.
8. Шелгаев В.Н., Шабаетов А.С., Микитаев А.К. //Высокомолек. соед. А. 1982. Т. 24. № 11. С. 2315-2321.
9. Мейланов Р.П., Свешникова Д.А., Шабанов О.М. //Изв. ВУЗов. Северо-Кавказск. регион. Естеств. науки. 2001. № 1. С. 63-66.
10. Rammal R., Toulouse G. //J. Phys. Lett. (Paris). 1983. V. 44. № 1. P. L13-L22.
11. Kozlov G.V., Shustov G.B., Zaikov G.E. In book: Physical Chemistry of Low and High Molecular Compounds. /Ed. Zaikov G., Dalinkevich A. New York: Nova Science Publishers, Inc. 2004. P. 65-72.
12. Klymko P.W., Kopelman R. //J. Phys. Chem. 1983. V. 87. № 23. P. 4565-4567.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОПРОЧНЫХ ВЫСОКОМОДУЛЬНЫХ СИНТЕТИЧЕСКИХ НИТЕЙ (АМИДНОГО И ПОЛИЭФИРНОГО РЯДА)

Романова А. А., Пестриков В. М.

Санкт-Петербургский государственный университет сервиса и экономики,
romallaa@yandex.ru, vpest@mail.ru

Высокопрочные синтетические нити на основе полу- и жесткоцепных полимеров и композиционные волокнистые материалы имеют широкое применение в технических областях использования, в частности, в авиакосмической технике, в парашютостроении, в системах защиты от вибровоздействий. В реальных условиях производства, переработки и эксплуатации полимерные и композиционные материалы подвергаются сложному механическому воздействию, включающему в себя не только статическое, но и динамическое нагружение. Ярко выраженная зависимость свойств этих материалов от различного рода внешних факторов (температура, время, технология процесса производства, активность среды и т.д.), существенно затрудняет теоретическое описание напряженно-деформированного состояния материала. В связи с этим возникает необходимость во всестороннем экспериментальном исследовании их физико-механических свойств и в дальнейшем построении теории способной предсказать эти свойства в условиях эксплуатации. При этом необходимо отметить, что в процессе эксплуатации полимеры могут подвергаться не только статическим нагрузкам, но и циклическим воздействиям со стороны вибрирующих узлов технического устройства.

Одним из наиболее эффективных и максимально приближенных к условиям производства и эксплуатации динамических механических методов исследования является метод малых свободных продольных колебаний, который нашел широкое применение для определения демпфирующих параметров и коэффициентов жесткости различных конструкционных материалов.

В работах [1, 2] были проведены экспериментальные исследования процессов динамического деформирования под действием неразрушающей статической нагрузки

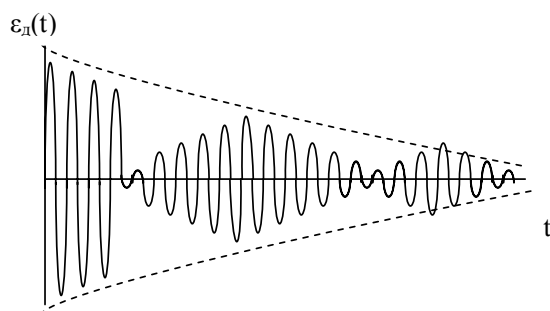


Рис. 1. Амплитудно-модулированные колебания

высокомодульных синтетических нитей из ароматического полиамида на основе гетероциклических и карбоциклических арамидов (СВМ, армос, терлон), а также нитей на основе ароматических полиэфиров (ПЭТФ) и полиамидов (ПА) и микропластиков на их основе, с особо прочными свойствами. Величина действующей нагрузки изменялась в широком диапазоне значений при постоянной температуре. В исследовании использовался метод малых продольных свободных колебаний

в сочетании с ползучестью. В результате были установлены эффекты неустойчивостей в напряженных состояниях, проявляющиеся в появлении биений (амплитудно-модулированных колебаний АМК) в определенном диапазоне напряжений и при температуре ниже температуры стеклования (рис.1).

Обнаруженные особенности трудно объяснить с помощью известных теорий описания напряженно-деформируемого состояния вязкоупругих материалов. В связи с этим, были проведены исследования упруго-релаксационных свойств синтетических нитей при динамическом неразрушающем режиме. Деформирование нитей проводи-

лось до напряжений, не превышающих 50 % от разрывных напряжений в интервале температур 20–450°C.

Было отмечено, что для всех объектов исследования в ограниченной области деформаций начальной стадии деформирования ($\sim 0,4 \div 0,5$ %) по мере увеличения приложенной статической нагрузки появляются амплитудно-модулированные колебания. Эти колебания, достигнув своего максимума, постепенно исчезают. При этом вне этой области наблюдаются экспоненциально затухающие колебания без модуляций.

Отклонения от экспоненциальности существуют в широкой области температур вплоть до температуры стеклования, выше которой этот эффект исчезает скачкообразно во всем интервале нагрузок, что позволяет использовать это обстоятельство как метод определения температуры стеклования исследуемых объектов.

Для полимеров, находящихся в высокоэластичном состоянии (полиэтилен, полипропилен), эффект отсутствует. Биения наблюдаются в некотором интервале напряжений (или уровнях статической деформации), причем, у низкомолекулярных полимеров, например, у поликапромида, эта область находится в области очень малых нагрузок, что значительно усложняет исследование. Под действием γ -облучения молекулярные цепи поликапромида становятся более жесткими, что подтверждает метод рентгеновской дифракции. Это обстоятельство позволяет наблюдать данный эффект при более высоких нагрузках.

В области неэкспоненциальности имеет место острый максимум тангенса угла механических потерь, что говорит о резком увеличении демпфирования. При этом динамический модуль упругости $E_{\text{дин}}$, рассчитанный традиционным способом, имеет минимум (рис.2).

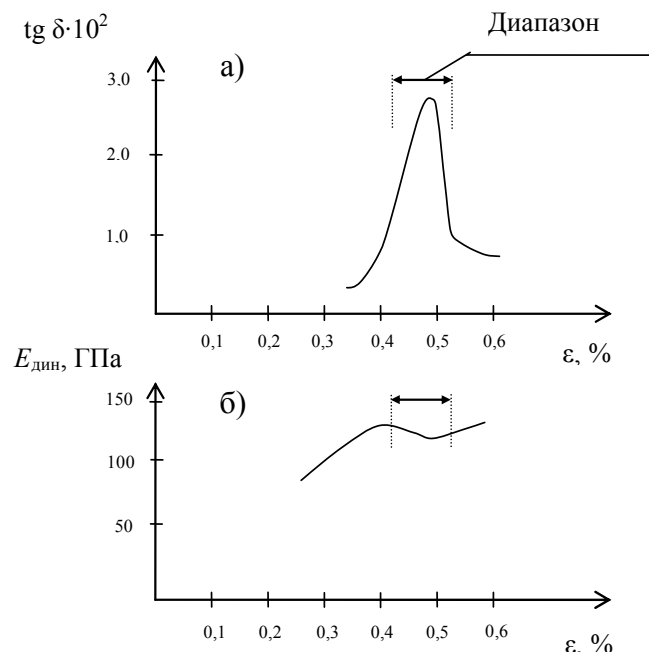


Рис. 2. Зависимость тангенса угла механических потерь $\text{tg } \delta$ (а) и динамического модуля упругости $E_{\text{дин}}$ (б) от деформации при $T = 293$ К (СВМ, $T = 29,4$ текс)

Анализ экспериментальных данных дает основания предполагать, что причина этого явления заключена в специфике строения исследованных ориентированных аморфно-кристаллических полимеров. Данное предположение подтверждается тем, что амплитудно-модулированные колебания не наблюдаются при тех же значениях частот у пружин с подобранным коэффициентом жесткости и металлических проволок. Особенности строения высокомолекулярных соединений, имеющих анизотропную и гетерогенную структуру, основные элементы которой взаимодействуют на межмолекулярном и надмолекулярном уровнях, приводят к специфике свойств, которых у низкомолекулярных твердых тел в данных условиях проведения эксперимента не наблюдалось.

Полученные результаты могут быть описаны интегральным определяющим уравнением с осциллирующим релаксационным ядром. Простая механическая модель Каргина-Слонимского приводит к такому ядру. Сложный режим деформирования можно рассматривать как взаимодействие статической и динамической частей наследственно-

го ядра релаксации. Тогда для периодических процессов определяющее интегральное уравнение Больцмана–Вольтерра будет иметь вид:

$$\sigma_o(t) = E_{oo}\varepsilon_o(t) - \int_0^t r_o(\varepsilon_{cm}, t - \theta)\varepsilon_o(\theta)d\theta, \quad (1)$$

где t – время; ε – уровень статической деформации; $\sigma_o(t)$ – механическое напряжение, соответствующее периодической деформации $\varepsilon_o(t)$; E_{oo} – начальный динамический модуль упругости; $r_o(\varepsilon_{cm}, t)$ – наследственное осциллирующее динамическое ядро при уровне статической деформации ε_{cm} . При этом предполагается, что динамическое нагружение происходит в условиях квазиравновесного статического деформирования, при котором выполняется неравенство $\varepsilon_{cm}\tau_o \ll 1$, где τ_o – характеристическое время динамического процесса.

Можно показать, что динамическая часть ядра релаксации в (1) имеет вид:

$$r_o(t) = 2E_1\sqrt{\frac{2}{\pi t^3}} e^{-\beta t} \sin(2\omega_0 t + \frac{\pi}{4}). \quad (2)$$

Для объяснения поведения полимеров с физической точки зрения была предложена структурно-кинетическая модель полимера с учетом функции распределения активных конформационных элементов (АКЭ) [3,4]. Согласно этой модели, сегменты макромолекулы аморфной части полимера (АКЭ) могут находиться в двух состояниях: условно свернутом (состояние 1) и условно распрямленном (состояние 2) и в равновесии подчиняются статистике Больцмана. При этом абсолютная деформация характеризует переход из состояния 1 в состояние 2 с энергиями E_1 и E_2 , соответственно, которые разделены потенциальным барьером высотой $H > 0$; при этом энергии состояний 1 и 2 отличаются на величину $U = E_1 - E_2$, а переход из состояния 1 в состояние 2 характеризуется величиной абсолютной деформации $\delta > 0$.

Таким образом, каждый АКЭ характеризуется тремя числовыми характеристиками: величиной энергетического барьера H ; энергетическим барьером U ; деформационным квантом δ .

При допущении того, что все макромолекулы, содержащие АКЭ и несущие нагрузку, случайным образом распределены по всему образцу и конформационные переходы статистически независимы, т.е. деформационные кванты не взаимодействуют друг с другом, механическое состояние описывается следующим уравнением:

$$\frac{\sigma}{E_0} = \varepsilon - \langle \delta m \rangle \quad (3)$$

Здесь: m – число вынужденных переходов из состояния 1 в состояние 2 на единицу длины, $\langle \delta m \rangle$ – среднестатистическая часть деформации, обусловленная конформационными перегруппировками.

Для простой двухуровневой модели кинетическое уравнение для числа переходов m из одного состояния в другое можно представить в виде:

$$\frac{d m}{d t} + 2 W m \operatorname{ch} \frac{1}{2} \left[U^* + \gamma^* \frac{\sigma}{E_0} \right] = W m_0 \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{1}{2} \frac{\gamma^* \sigma}{E_0} \right)}{\operatorname{ch} \left(\frac{U^*}{2} \right)}, \quad (4)$$

где $W = W_0 \exp[-H^*] = \frac{1}{\tau_0} \exp[-H^*]$; m_0 – число АКЭ на единицу длины; $W_0 = \frac{1}{\tau_0}$ – частота подхода к барьеру; N_s – поверхностная плотность макромолекул в сечении образца; $\gamma^* = \frac{\gamma}{k_0 T} = \frac{\delta E_0}{N_s k_0 T}$ – структурно-чувствительный коэффициент, определяющий отношение работы упругих сил при абсолютной деформации δ к тепловой энергии $k_0 T$; звездочкой обозначены приведенные значения энергетических барьеров.

С учетом уравнения состояния (1) кинетическое уравнение (4) примет вид:

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{\sigma}{E_0} - \varepsilon \right] + \left(\frac{\sigma}{E_0} - \varepsilon \right) \operatorname{ch} \frac{1}{2} \left(U^* + \frac{\gamma^* \sigma}{E_0} \right) = -q \operatorname{sh} \left(\frac{\gamma^* \sigma}{2 E_0} \right), \quad (5)$$

где $\tau = 2 W t = \frac{2t}{\tau_0} \exp[-H^*]$ – собственное безразмерное время, а $q = \langle \delta m_0 \rangle / \left(2ch \left(\frac{U^*}{2} \right) \right)$.

Уравнение (5) представляет собой определяющее уравнение механического “поведения” синтетической нити. Полученное уравнение является нелинейным дифференциальным уравнением первого порядка, которое содержит четыре модельных константы (для изотермических условий) E_0 , γ , U , q и трансформированное время τ . Анализ решения уравнения (5) показывает, что даже при сделанных упрощающих допущениях данное уравнение с достаточной точностью описывает кривые ползучести, релаксацию механического напряжения, диаграммы растяжения с разными скоростями деформирования, изометрический нагрев и другие режимы деформирования. Отметим, что из уравнения (5) вытекает определенная форма температурно-сило-временной аналогии.

Таким образом, деформационный процесс в молекулярных цепях аморфно-кристаллических полимеров сопровождается перераспределением нагрузки между основными структурными элементами ориентированного полимера. Причем, релаксация этих напряжений происходит с существенно отличающейся скоростью. Это обстоятельство приводит к тому, что сильно нагруженные цепи быстрее релаксируют, чем менее нагруженные, вследствие чего нагрузка перераспределяется. Когда частота основных колебаний совпадает с частотой указанного перераспределения, наблюдаются амплитудно-модулированные колебания.

Разработанные методы и модели могут быть использованы для определения динамических деформационных характеристик, которые используются при анализе физико-механических свойств синтетических нитей. Полученные результаты также могут быть использованы при прогнозировании напряженных состояний материалов в условиях динамических воздействий. Это позволяет расчетным путем определить реологические характеристики полимеров и композитов, сопротивление деформированию и механические потери, а, следовательно, локальный и общий разогрев полимеров, их усталость, процессы трения и износа при разных температурах и режимах работы элементов конструкций из полимерных материалов.

Список литературы

1. Романова А.А., Сталевич А.М. //Пробл. прочности матер. и сооруж.: Матер. Всесоюз. науч.-тех. конф. - Л., 1990.-С.43-46.
2. Романова А.А., Рымкевич П.П., Сталевич А.М. //Изв. ВУЗов. ТТП.-2000. - №1 - С.56-61.
3. Романова А.А., Горшков А.С., Рымкевич П.П., Сталевич А.М. /В кн. Физико-химия полимеров: Синтез, свойства и применение.- Тверь, 2003.- В. 9.– С. 85-89.
4. Сталевич А.М., Рымкевич П.П., Перевозников Е.Н. // Изв. ВУЗов. ТЛП. - 1992. - №1. - С. 27-31.

УДК 531.19; 539.382

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ДИАГРАММЫ РАСТЯЖЕНИЯ–СЖАТИЯ ОДНОМЕРНОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОДНООСНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ ЛИНЕЙНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБРАЗЦОВ

Жаркевич А. В. , Фарафонтова Е. В. , Наркевич И. И.

Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь
root@bstu.unibel.by

В рамках двухуровневого молекулярно-статистического описания неоднородных систем разработана статистическая модель одноосного деформирования молекулярного кристалла. В результате построена теоретическая диаграмма растяжения – сжатия линейных образцов.

Введение

В последнее время появилась возможность построения статистической теории деформированных молекулярных кристаллических решеток с дефектами [1, 2], для которых при изучении микроструктуры, в принципе, не могут быть применены традиционные методы теории упругости, поскольку в ее основании лежит понятие сплошной, т. е. модельной, среды. Поэтому использование этих методов ограничено областью малых деформаций, за пределами которой лежит нерешенная проблема описания нелинейной деформации реальных тел (с дефектами) с учетом их пластичности и фактическим отсутствием сплошности материала.

Рассматривая вопрос о статистическом описании деформации кристаллического образца, воспользуемся замкнутой системой интегральных уравнений для потенциалов φ средних сил неоднородной деформированной среды [1], которое получено в результате обрыва бесконечной цепочки интегродифференциальных уравнений для условных коррелятивных функций F_{11} [3] с одночастичным заполнением частицами (молекулы) и квазичастицами (вакансии) элементарных ячеек объемом ω_l (учитывается наличие вакантных узлов в кристаллической деформированной решетке [2–5]):

$$n_l^a \exp\left\{-\frac{1}{\theta} \varphi_{lm}(q_l)\right\} = n_{lm}^{aa} \int_{\omega_m} \exp\left\{-\frac{1}{\theta} \Phi(\tilde{r}_{lm})\right\} \widehat{F}_{11}^*(q_m) dq_m + \\ + n_{lm}^{ae} \int_{\omega_l} \exp\left\{-\frac{1}{\theta} \varphi_{lm}(q_l)\right\} \widehat{F}_{11}^*(q_l) dq_l. \quad (1)$$

Здесь n_l^a – числа заполнения молекулами ячеек объемом ω_l ($l = 1, 2, \dots, M$; $M = V / \omega$ – число ячеек в рассматриваемом объеме V кристалла) $\theta = kT$, Φ – парный межмолекулярный потенциал Леннарда–Джонса, \widehat{F}_{11}^* – вспомогательная нормированная на единицу функция, с помощью которой проводится усреднение по положениям молекулы в ячейках ω_l и ω_m ($q_l \subset \omega_l$, $q_m \subset \omega_m$). Эта функция и функционал свободной энергии выражается через искомые потенциалы φ средних сил неоднородной деформированной среды

$$F(\{n_p\}, \{\lambda_p^{\alpha\beta}\}) = \theta \sum_{l=1}^M \left[\sum_{\mu=a,b} n_l^\mu \ln n_l^\mu + \frac{1}{2} \sum_{\nu=a,\delta} \sum_{m \neq l} n_{lm}^{\mu\nu} \ln \left(n_{lm}^{\mu\nu} / n_l^\mu n_m^\nu \right) \right] - \theta \sum_{l=1}^M \left[n_l^a \ln Q_l - \frac{1}{2} \sum_{m \neq l} (n_l^a + n_m^a - n_{lm}^{aa}) \ln \langle f_{lm} \rangle'_1 \right]. \quad (2)$$

Здесь $\lambda_p^{\alpha\beta}$ – компоненты тензора деформации среды в окрестности ячейки ω_p , $1/Q_l$ – нормировка одночастичной функции распределения молекулы вблизи узла ячейки ω_l , $\langle f_{lm} \rangle'_1$ – усредненное по положениям молекул в ячейках ω_l и ω_m значение Майера.

По своему физическому смыслу числовое значение n_{lm}^{aa} задает вероятность того, что в ячейках ω_l и ω_m находится по одной молекуле, а $n_{lm}^{a\delta}$ – вероятность заполнения ячейки ω_l молекулой при условии, что ячейка ω_m пустая (вакантная). Они удовлетворяют условию нормировки $n_{lm}^{aa} + n_{lm}^{a\delta} = n_l^a$, $l, m = 1, 2, \dots, M$ и выражаются через числа заполнения одиночных ячеек (n^a – для молекул и n^δ – для вакансий) и функционал z_{lm} :

$$n_{lm}^{a\delta} = \frac{1}{2z_{lm}} \left[(n_m^\delta - n_l^\delta) z_{lm} - 1 \right] + \sqrt{\left[(n_m^\delta - n_l^\delta) z_{lm} - 1 \right]^2 + 4n_l^a n_m^\delta z_{lm}}. \quad (3)$$

Здесь $z_{lm} = \int_{\omega_l} \int_{\omega_m} \exp \left\{ -\frac{1}{\theta} \Phi(\tilde{r}_{lm}) \right\} \hat{F}_{11}^*(q_m) \hat{F}_{11}^*(q_l) dq_m dq_l$.

Для практической реализации возможностей развиваемого двухуровневого молекулярно-статистического описания деформированных кристаллических образцов с вакансиями желательнее иметь точно решаемую статистическую модель, исследование свойств которой возможно аналитическими методами.

Описание одномерной статистической модели однородного одноосного деформирования. Для статистического моделирования однородного одноосного растяжения – сжатия рассмотрим линейную цепочку (рис. 1), содержащую M микроячеек (объемом $\omega_l = \omega$, $l = 1, 2, \dots, M$) по которым распределено N молекул.

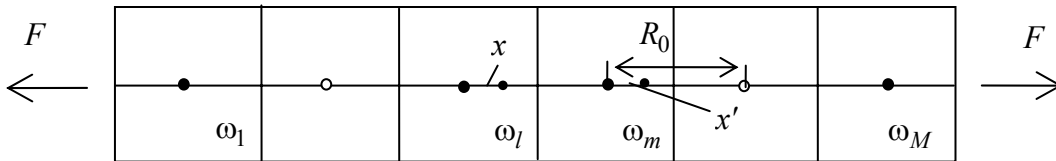


Рис. 1. Схема расположения узлов с занятыми (черные кружочки) и вакантными (светлые кружочки) узлами; $R = R_0(1 + \lambda)$ – длина звена деформированной цепочки

В состоянии однородного растяжения с относительной деформацией $\lambda_l = \lambda$ при концентрации молекул $n_l^a = n_a \equiv n$ ($n = N/M$) (рис. 1) система уравнений (1) в приближении взаимодействия только ближайших соседей преобразуется к следующему виду (x и x' – координаты молекул, отсчитываемые от центров своих ячеек недеформированной решетки с параметром R_0):

$$n \exp\{-\varphi(x)\} \cong n_{aa} \frac{\int_{\omega_m} \exp\{-\Phi(\tilde{r})\} \exp\{-\varphi(x')\} dx'}{\int_{\omega_m} \exp\{-\varphi(x')\} dx'} + n_{av} \frac{\int_{\omega_l} \exp\{-\varphi(x)\} \exp\{-\varphi(-x)\} dx}{\int_{\omega_l} \exp\{-\varphi(-x)\} dx}. \quad (4)$$

Для сокращения записи в уравнении (4) и в последующих соотношениях используются переопределенные потенциалы средних сил (φ) и межмолекулярного взаимодействия (Φ), включающие в себя температуру θ ,

$$\varphi(x) \equiv \frac{1}{\theta} \varphi_{lm}(q_l, n, \lambda), \quad \Phi(\tilde{r}) = \frac{4}{\theta} \left(\frac{1}{\tilde{r}^{12}} - \frac{1}{\tilde{r}^6} \right). \quad (5)$$

Здесь взаимное расстояние \tilde{r} для двух молекул, находящихся вблизи соседних узлов (центров ячеек) деформированной цепочки (на это указывает знак тильда над буквой r), выражено через деформацию λ и координаты x и x' молекул в недеформированной цепочке:

$$\tilde{r} = (R_0 + x - x')(1 + \lambda), \quad \lambda = \Delta R / R_0 = (R - R_0) / R_0.$$

Следует заметить, что все расстояния и температура рассчитываются, как это обычно делается, в единицах параметров потенциала Леннарда–Джонса (σ – параметр длины; ε – энергетический параметр, т. е. глубина потенциальной ямы для $\Phi(r)$, так что $\theta = kT/\varepsilon$).

Применим метод последовательных приближений и учтем, что концентрация вакансий n_v в объеме кристалла мала ($n_v = 1 - n_a < 10^{-3}$ вдали от линии плавления). Тогда $n_{av} \ll 1$ и в правой части уравнения (4) можно пренебречь вторым слагаемым:

$$\exp\{-\varphi(x)\} \cong \frac{n_{aa}}{n} \int_{-R_0/2}^{R_0/2} \exp\{-\Phi(\tilde{r})\} \exp\{-\varphi(x')\} dx' / \int_{-R_0/2}^{R_0/2} \exp\{-\varphi(x')\} dx', \quad n_{aa} = n - n_{av}. \quad (6)$$

После разложения потенциалов $\varphi(x')$, $\varphi(x)$ и $\Phi(\tilde{r})$ в ряд по отклонениям x и x' молекул от центров своих ячеек и вычисления соответствующих интегралов (в квадратичном приближении по отклонениям x и x') получено следующее выражение для свободной энергии однородно деформированной цепочки (в первом приближении по малому параметру, роль которого играет второе слагаемое в уравнении (4)):

$$F(n, \lambda) = Lf/R, \quad (7)$$

где

$$f \cong \theta \left[n \ln n + (1-n) \ln(1-n) + n^2 (1-n)^2 z^2 \right] + \theta \left[\frac{n^2}{2} (1 + (1-n)^2 z) \left(\ln 2 + 2\varphi_1 + \frac{\alpha_1^2}{2\beta_1} \right) \right]. \quad (8)$$

Входящие в (8) величины φ_1 , α_1 и β_1 являются коэффициентами разложения в ряд Тейлора потенциалов средних сил [7–9], которые описывают усредненное взаимодействие выделенной частицы (молекулы) с частицами, статистически распределенными вблизи соседнего узла цепочки (с учетом наличия подсистемы вакансий). Эти коэффициенты и функция z связаны нелинейным уравнением с коэффициентами Φ_0 , a и b аналогичного разложения потенциала Леннарда–Джонса по малым отклонениям x и x' частиц от своих узлов.

Для определения равновесных значений параметров n и λ воспользуемся принципом экстремальности термодинамических потенциалов в состоянии равновесия. Учи-

тывая сохранение числа N молекул в деформируемой цепочке, выполним варьирование свободной энергии по n и λ при фиксированном значении молекулярной длины

$$l = \frac{L}{N} = \frac{R_0(1+\lambda)M}{N} = \frac{R_0(1+\lambda)}{n}, \quad (R = R_0(1+\lambda) = nl), \quad (9)$$

т. е. для некоторого заданного значения общей длины L цепочки. Следовательно молекулярная длина l является одномерным аналогом молекулярного объема в трехмерных образцах. Выражение (9) является уравнением связи для внутренних параметров n и λ модели. Поэтому далее λ будем считать зависимой от n переменной, выражение для которой следует из уравнения (9):

$$\lambda = (l/R_0)n - 1. \quad (10)$$

Проварьировав (7) по концентрации n с учетом уравнения связи (10), получаем

$$\frac{\partial(f/R)}{\partial n} + \frac{\partial(f/R)}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{dn} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{1}{R} \frac{\partial f}{\partial n} - \frac{f}{R^2} \frac{\partial R}{\partial n} + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial f}{\partial \lambda} - \frac{f}{R^2} \frac{\partial R}{\partial \lambda} \right) \frac{d\lambda}{dn}, \quad (11)$$

где $dR/dn = l$; $dR/d\lambda = R_0$; $d\lambda/dn = l/R_0 = (1+\lambda)/n$.

Для молекулярной цепочки при заданном наборе значений внешних параметров системы, включающем безразмерную температуру θ и молекулярную длину l выбирался интервал значений концентрации n , соответствующий области заведомо кристаллического состояния. С помощью уравнения связи (10) определялся интервал допустимых значений относительной микродеформации λ молекулярной цепочки. Затем для каждой пары значений n и λ рассчитывались коэффициенты разложения потенциала Леннарда–Джонса (Φ_0 , a , b) и потенциала средних сил (ϕ_1 , α_1 , β_1), а также и вспомогательный коррелятор z . По результатам, которые получены после численного решения вариационного уравнения (11) установлена зависимость равновесной свободной энергии f/n , приходящейся на одну частицу молекулярной цепочки, от ее молекулярной длины l . Эта зависимость представлена графически на рис. 2.

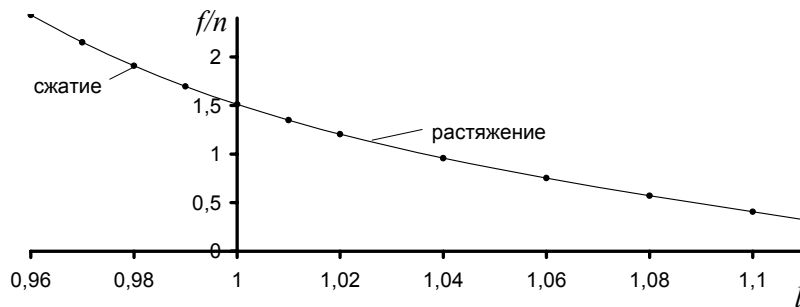


Рис. 2. Зависимость равновесной свободной энергии f/n , приходящейся на одну частицу, от молекулярной длины l при фиксированных параметрах $R_0 = 1$ и $\theta = 1$

Логически последовательным и завершающим этапом создания статистической теории упругости является теоретическое построение диаграммы деформирования образца, т. е. отыскание зависимости напряжения σ от величины относительной макродеформации ε . Поскольку в экспериментах обычно деформирование происходит при изобарно-изотермических внешних условиях, то для последовательного описания структурных, термодинамических и механических свойств макроскопических систем удобно использовать термодинамический потенциал Гиббса. Для рассматриваемого здесь одномерного случая он определяется следующим образом:

$$G = F(L) + p_0^* L, \quad (12)$$

где p_0^* – фиксированное значение одномерного аналога внешнего давления среды, т. е. силы F , обеспечивающей цепочке из N молекул длину $L = L_0$. Поскольку свободная энергия $F = fN/n$, а $L = lN$, то вместо экстенсивной характеристики, какой является потенциал G , удобнее использовать интенсивную величину $g = G/N = f/n + p_0^* l$, т. е. химический потенциал. Аналог нормального напряжения σ^* , т. е. деформирующая сила, находится по формуле

$$\sigma^* = \frac{1}{L_0} \frac{\partial G}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{l_0} \frac{\partial g}{\partial \varepsilon}. \quad (13)$$

Относительную макродеформацию ε цепочки выразим через молекулярную длину l

$$\varepsilon = (L - L_0)/L_0 = (l - l_0)/l_0. \quad (14)$$

В результате для деформирующей силы σ^* получим:

$$\sigma^* = \frac{1}{l_0} \frac{\partial g}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{l_0} \frac{\partial g}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial g}{\partial l} = \frac{\partial(f/n)}{\partial l} + p_0^*. \quad (15)$$

Построенные с применением программного продукта «Математика 3.0» зависимости термодинамического потенциала Гиббса $G = gN$ и деформирующей силы σ^* (15) от молекулярной длины l представлены на рис. 3, 4.

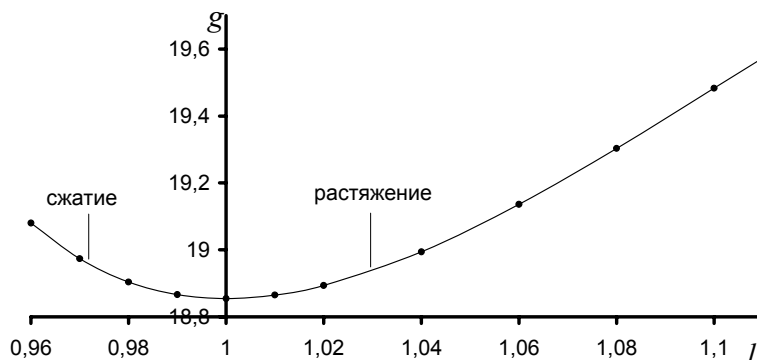


Рис. 3. Зависимость термодинамического потенциала Гиббса g , приходящегося на одну частицу, от молекулярной длины l при фиксированных параметрах $R_0 = 1$ и $\theta = 1$

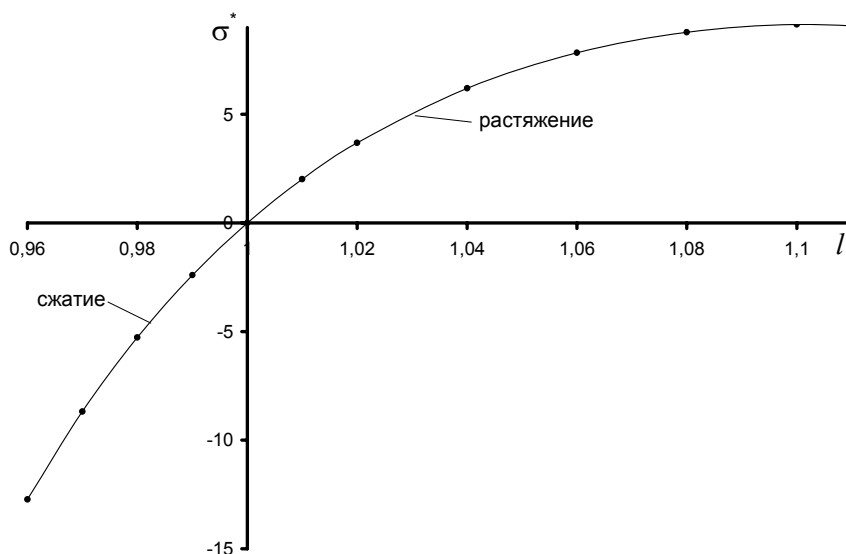


Рис. 4. Диаграмма растяжения – сжатия одномерной молекулярной цепочки

Левая ветвь потенциала (рис. 3) отвечает за сжатие, а правая – за растяжение образца. Практически симметричный параболический участок этой кривой вблизи минимума функции $g(l)$ определяет область упругих деформаций, описываемых законом Гука. Далее, по мере увеличения деформации, график зависимости $g(l)$ постепенно выходит на практически линейный участок, для которого, согласно (13), $\sigma^* = \text{const}$. Вид зависимости σ^* от l хорошо согласуется с классической кривой деформирования при одноосном растяжении – сжатии линейных образцов. На правой ветви, отвечающей растяжению образца (см. рис. 4) четко прослеживаются области, напоминающие соответствующие участки упругой и пластической деформаций, а также текучести ($\sigma^* \approx \text{const}$) на экспериментальных диаграммах напряжение – деформация.

Заключение

Полученные результаты позволяют надеяться на то, что разрабатываемая статистическая теория упругости позволит комплексно описывать структурные, термодинамические и механические свойства не только одномерных цепочек, что актуально в настоящее время (в связи с тем интересом, который проявляется в последние годы к разного рода молекулярным цепочкам), но и плоских, а также объемных макроскопических образцов. Свойства таких образцов имеют важное значение для традиционных задач теории упругости.

Список литературы

1. Наркевич И. И. Молекулярно-статистическая теория неоднородных конденсированных сред: Дис. ... д-ра. физ.-мат. наук. С.-Пб. – 1993.
2. Наркевич И. И. Метод множителей Лагранжа в проблеме нормировки коррелятивных функций многокомпонентных кристаллов с дефектами // Высокочистые вещества, № 1, – 1990. – С. 67–75.
3. Ротт Л.А. Статистическая теория молекулярных систем. Москва. Наука, 1979.
4. Наркевич И. И. Статистическое изучение релаксации кристаллической решетки в окрестности дефектов различной природы // Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук, № 4, 1988. – С. 86–92.
5. Narkevich I. I. A statistical study of the defect crystal lattice relaxation // Physica A. 1988. Vol. 150. P. 659–671.
6. Жаркевич А. В., Клинецевич С. И., Наркевич И.И. Статистико-механическое описание структурных термодинамических и механических свойств неоднородной молекулярной среды // Весці НАНБ. Сер. фіз.-мат. навук, № 4, 1998. – С. 111–117.
7. Наркевич И.И., Жаркевич А.В. Молекулярно-статистическое описание неоднородно деформированных образцов. 1. Постановка задачи и метод ее решения // ИФЖ. – Т. 73, № 6. – 2000. – С. 1313–1319.
8. Наркевич И.И., Жаркевич А.В. Молекулярно-статистическое описание неоднородно деформированных образцов. 2. Расчет функций распределения молекул и вакансий в одномерной однородно деформированной статистической модели растяжения – сжатия // ИФЖ. Т. 75, № 4. – 2002. – С. 170–176.
9. Жаркевич А.В. Молекулярно-статистическое описание неоднородно деформированных образцов. 3. Расчет диаграммы растяжения – сжатия одномерной статистической модели деформирования молекулярного кристалла // ИФЖ. – Т. 77, № 4. – 2004. – С. 144–149.

УДК 620.178.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗНОСОСТОЙКОСТИ СТАЛЬНЫХ КАНАТОВ**Пудов В. И., Соболев А. С.***Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург*

Стальные канаты применяются в ответственных технических устройствах и подвержены многократным интенсивным, статическим и динамическим нагрузкам. Поэтому определение их физико-механического состояния является весьма актуальной задачей. На данный момент времени наиболее перспективный метод систематического контроля канатов и тросов связан с магнитной дефектоскопией. Обеспечение надежности и достоверности дефектоскопической аппаратуры в значительной степени зависит от совершенствования средств метрологического обеспечения.

В качестве таких средств разрабатывают имитаторы износа стальных канатов. Имитация износа канатов обеспечивается изменением площади поперечного сечения образцов. В частности, при поверке магнитных дефектоскопов типа «Интрос» используют имитаторы ИК-МДК в виде набора из стальных калиброванных проволок с разной площадью поперечного сечения и из материала, соответствующего материалу контролируемых канатов [1,2]. Однако данное решение связано с изготовлением большого количества имитаторов, соответствующих материалу и типоразмерам конкретных контролируемых канатов, а это приводит к существенным производственным затратам. Кроме этого, такие имитаторы исследуются в статическом состоянии и не соответствуют в полной мере изменениям свойств материала канатов в условиях эксплуатации.

В данной работе предложено решение, связанное с разработкой комплектов имитаторов в виде стандартных образцов (СО), полученных в результате термообработки их материала по специальному режиму. Комплекты предназначены для настройки и поверки стандартизированных магнитных дефектоскопов типа УДК-3, используемых для контроля износа круглых, плоских и резинотросовых стальных канатов горношахтного оборудования. В дефектоскопах УДК-3 применен магнитный метод контроля, состоящий в регистрации электродвижущей силы, наведенной в приемной катушке его датчика переменным магнитным потоком, излучаемым намагниченным материалом канатов. Намагничивание канатов осуществляется в намагничивающей катушке датчика УДК-3 переменным магнитным полем частотой 200 Гц и амплитудой 160 А/м для круглых канатов и 50 А/м для плоских и резинотросовых канатов.

При разработке СО мы исходили из того, что амплитуда Φ_A регистрируемого переменного магнитного потока, излучаемого материалом СО и канатов, прямо пропорциональна, соответственно, их амплитудной магнитной проницаемости μ_m^A и μ_c^A . Поэтому применением материала СО с μ_m^A , значительно меньшими, чем значения μ_c^A , можно получить необходимый запас по чувствительности при контроле канатов с помощью УДК-3 и, тем самым, практически исключить зависимость результатов контроля от марок стали, например, таких широко применяемых для изготовления стальных канатов, как 6Х19, 6Х30, 18Х19 [3]. Такой подход открывает возможность разрабатывать более универсальные СО, что существенно сокращает их количество и затраты на создание. Исследования показали, что μ_c^A стали практически всех контролируемых с помощью УДК-3 канатов лежит в интервале 30–60 ед. СИ. Поэтому можно ограничиться получением материала СО с μ_c^A на уровне 20 ед. СИ, что создает запас по чувствительности не менее 1,5 раз. В результате выполненных поисковых работ в качестве исходного материала для создания материала СО была выбрана высокоуглеродистая ин-

струментальная сталь марки У8 в виде прутков, для которых μ_c^A составила 40–45 ед. СИ. Диаметр прутков составлял от 1 до 5 мм, а длина ~ 1200 мм, что превышало линейные размеры рабочего объема датчиков УДК-3 в 3–4 раза и обеспечивало практически полное исключение влияния краевых эффектов. После термообработки прутков по специальному режиму их μ_c^A была уменьшена примерно в 2 раза.

Экспериментальные исследования

Исследование магнитных характеристик и отбор материала прутков проводили на базе аттестованной установки типа УВТ 82-А-93 при помощи подсоединяемого к ней специального устройства. Магнитная система устройства представляет собой трубу из немагнитного материала с наружным диаметром 40 мм и общей длиной 740 мм, на которую намотаны намагничивающая и измерительная катушки. Расчетная постоянная намагничивающей катушки $k_n = 790$ 1/м. Переменный магнитный поток, излучаемый помещаемыми в трубу прутками, создавали за счет воздействия на них переменным магнитным полем с амплитудой 50 и 160 А/м, которое формировали пропусканием переменного тока частотой 200 Гц от генератора ГЗ-122 с последующим его усилением усилителем У7-5. Контроль амплитуд переменного тока осуществляли при помощи измерительного магазина типа Р 4830/1 с известным сопротивлением и подсоединенного к ней при помощи ключей вольтметра В7-34.

Отбор необходимых прутков производили следующим образом. Были измерены при помощи микрометра диаметры и определены их средние значения d_{cp} , по которым были определены средние значения площади поперечного сечения прутков по формуле

$$S_{np}^{cp} = \pi \cdot (d_{cp}^2)/4 = \pi \cdot (\sum_i^n \sum_j^m d_{ij})^2 / 4, \quad (1)$$

где d_{ij} – i -е значение диаметра в j -м месте прутка; n , m – соответственно, число измерений диаметра в данном месте прутка и количество мест измерений по длине прутка (n , m должны быть не менее 3).

Затем по величине амплитуды наведенного в измерительной катушке напряжения U_{ϕ} , измеряемого посредством вольтметра В7-34, подключаемого к измерительной катушке при помощи переключателей, оценивали μ_c^A по формуле

$$\mu_c^A = U_{\phi} / (\mu_0 \cdot S_{np}^{cp} \cdot dH/dt), \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, H – напряженность переменного магнитного поля, излучаемого материалом СО.

В результате были отобраны прутки со значениями μ_c^A от 19 до 21 ед. СИ, что было вполне приемлемо для решения поставленной задачи. В общей сложности, было отобрано более 100 таких прутков. Из этих прутков были сформированы 5 образцов в виде пучков (материал СО), имитирующих, применительно к круглым канатам, исходное (без износа) сечение и уменьшенные примерно на 10, 15, 20 и 25% относительно исходного сечения.

Площади среднего поперечного сечения пучков $S_{пуч}^{cp}$ определяли по формуле

$$S_{пуч}^{cp} = N \cdot S_{np}^{cp}, \quad (3)$$

где N – число прутков в пучке

Кроме этого, дополнительно были отобраны 10 прутков вроссыпь, то есть без формирования из них пучка.

Для этих 5 образцов, а также индивидуально для 10 прутков из россыпи были с помощью устройства дополнительно определены U_{ϕ} при двух амплитудах переменного магнитного поля $H_A = 50$ и 160 А/м. Таким способом был получен материал СО-имитаторов вышеуказанных трех типов стальных канатов.

Общие сведения о формировании пучков и результаты определения суммарной площади поперечного сечения и его уменьшения (износа) для материала СО - имитаторов состояния круглых, плоских и резинотросовых канатов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры поперечного сечения материала стандартных образцов (СО)

Тип канатов	Обозначение комплекта СО	Число прутков в материале СО		Σ площадь поперечного сечения СО мм ²	Уменьшение сечения СО (имитация износа), %
		$d = 5\text{мм}$	$d = 1\text{мм}$		
Круглые	КГСО МП-1				
	МП1-1	20	-	392,8	1
	МП1-2	18	1	354,2	0,902
	МП1-3	17	1	334,6	0,852
	МП1-4	16	1	315,0	0,802
	МП1-5	15	-	294,5	0,750
Плоские	КГСО МП-2				
	МП2-1	38	-	746,1	1
	МП2-2	34	-	667,6	0,895
	МП2-3	32	-	628,3	0,842
	МП2-4	30	-	589,1	0,790
	МП2-5	28	-	559,6	0,736
Резинотросовые	КГСО МП-3				
	МП3-1	52	-	1021,0	1
	МП3-2	47	-	922,8	0,904
	МП3-3	44	-	863,9	0,846
	МП3-4	42	-	824,7	0,808
	МП3-5	39	-	765,7	0,750

Из таблицы видно, что комбинацией прутков по числу и диаметрам могут быть получены необходимые площади поперечного сечения пучков для всех трех типов канатов. Причем отношения этих площадей соответствует износу 0% (исходный образец) и примерно 10, 15, 20 и 25% для образцов с измененным сечением.

Исследование материала СО выполняли следующим образом. Каждый из пяти образцов помещали в трубу намагничивающей системы и намагничивали переменным магнитным полем при амплитудах 50 и 160 А/м на частоте 200 Гц, создаваемым током от генератора ГЗ-122, подаваемым через усилитель У7-5 в витки намагничивающей катушки. Амплитуды H_A намагничивающего переменного магнитного поля составляли 160 А/м для образцов-имитаторов круглых канатов и 50 А/м – для плоских и резинотросовых канатов, что соответствует условиям применения УДК-3.

Определение амплитуды H_A производили по формуле

$$H_A = k_n \cdot I_n = k_n \cdot (U_A/R) = k_n \cdot (2^{1/2} U_{cp}/R) = k_n \cdot (2^{1/2} U_{\phi} / 1,111 \cdot R), \quad (4)$$

где I_n – ток в намагничивающей катушке, R – величина сопротивления магазина Р4830/1 ($R = 10$ Ом), U_A – амплитуда переменного напряжения; U_{ϕ} измеряемое вольтметром напряжение на клеммах магазина Р4830/1; 1,111 – коэффициент пересчета U_{ϕ} в среднее напряжение U_{cp} .

Для каждой амплитуды H_A (согласно (4)) определяли по 10 наблюдениям среднюю величину амплитуды переменного магнитного потока, создаваемого поперечным сечением S_n намагниченных прутков, по формуле [4]:

$$\Phi_A = U_{\phi} / 4,444 \cdot W_2 f, \quad (5)$$

где W_2 – число витков измерительной катушки, f – частота переменного намагничивающего магнитного поля.

С другой стороны, из (2) следует, что $U_{\text{эф}}$ связано с площадью поперечного сечения $S_{\text{п}}$ материала. Тогда, согласно (5) и (2), отношение амплитуд Φ_A^1 переменных магнитных потоков для образцов с уменьшенным поперечным сечением $S_{\text{обр}}^1$ к амплитуде Φ_A образца с исходным сечением $S_{\text{обр}}$ может быть записано в виде

$$\Phi_A^1 / \Phi_A = U_{\text{эф}}^1 / U_{\text{эф}}, \sim S_{\text{обр}}^1 / S_{\text{обр}}, \quad (6)$$

где $U_{\text{эф}}^1$, $U_{\text{эф}}$ – эффективные напряжения, соответственно, для образцов с уменьшенным $S_{\text{обр}}^1$ и исходным $S_{\text{обр}}$ поперечными сечениями.

Результаты исследований образцов приведены в табл. 2. Из этой таблицы следует, что отношение амплитуд переменных магнитных потоков для образцов – имитаторов износа к амплитуде исходных образцов (без износа) находится в пропорциональной зависимости с отношением соответствующих исправленных средних значений напряжений $*U_{\text{эф}}^1 / *U_{\text{эф}}$, связанных с площадями поперечных сечений аттестуемых образцов.

Исправленные значения $*U_{\text{эф}}$ получены введением двух поправок. Первая поправка со знаком минус обусловлена меньшим 1 коэффициентом заполнения материалом образца с поперечным сечением $S_{\text{обр}}$ площади внутреннего поперечного сечения трубы $S_{\text{тр}}$ намагничивающей системы и оценивается по формуле

$$\Delta U_1 = - U_{\text{эф}} \cdot (1 - (S_{\text{обр}} / S_{\text{тр}})). \quad (7)$$

Из формулы (6) следует, что с уменьшением $S_{\text{обр}}$ поправка по абсолютному значению возрастает.

Вторая поправка обусловлена уменьшением коэффициента размагничивания при снижении $S_{\text{обр}}$ СО при одинаковой части длины образцов, определяемой длиной l_k намагничивающей катушки. Данная поправка может быть представлена в виде

$$\Delta U_2 = - (1 - K_{\text{п}}) \cdot U_{\text{эф}}, \quad (8)$$

где $K_{\text{п}}$ – поправочный коэффициент, зависящий от параметра $\lambda = l_k / 2(S_{\text{обр}} / \pi)^{1/2}$ [5].

Зависимость $K_{\text{п}}$ от λ приведена на рис. 1.

Из этого рисунка видно, что с ростом λ , то есть при уменьшении $S_{\text{обр}}$, $K_{\text{п}}$ снижается. Это приводит к некоторому завышению $U_{\text{эф}}$ по отношению к значению $U_{\text{эф}}$ для исходного (не уменьшенного) значения $S_{\text{обр}}$. Поэтому, согласно формуле (8), эта поправка вводится со знаком минус.

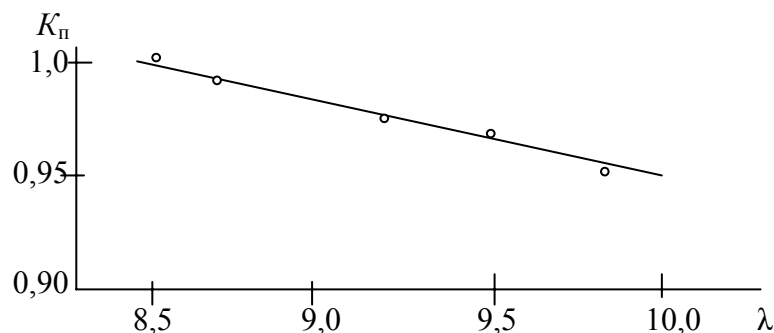


Рис. 1. Зависимость поправочного коэффициента $K_{\text{п}}$ от параметра λ

Применительно к дефектоскопу УДК-3, предназначенному для контроля круглых, плоских и резино-тросовых канатов горно-шахтного оборудования, были разработаны три комплекта СО, соответствующие этим трём типам канатов. Каждый комплект состоит из пяти СО, имитирующих износ 0% (исходное состояние каната) и приблизительно 90; 85; 80 и 75% (максимально допустимый износ). Абсолютная погрешность имитации износа СО не превысила 0,3%, что обеспечивает получение абсолютной погрешности для УДК-3 не более 1%.

Таблица 2. Магнитные и электрические параметры, оцениваемые при аттестации комплектов стандартных образцов

Обозначение СО в комплекте	Средние значения параметров намагничивающего поля				Средние значения $U_{\text{эф}}$, мВ	Амплитуда магнитного потока Φ_a , мкВб	Отношения амплитуд магнитных потоков для СО
	160 А/м		50 А/м				
	H_A , А/м	f , Гц	H_A , А/м	f , Гц			
КГСО МП-1							
МП 1-1	160,2	200,0	-	-	68,8	77,5	1,0
МП 1-2	200,2	160,1			61,7	69,5	0,897
МП 1-3	160,0	200,3			58,5	66,0	0,851
МП 1-4	199,81	159,9			54,7	61,6	0,795
МП 1-5	59,8	200,0			51,2	57,7	0,744
КГСО МП-2							
МП 2-1	-	-	50,2	199,9	40,3	45,3	1,0
МП 2-2			50,3	200,2	35,8	40,2	0,889
МП 2-3			49,9	200,0	33,7	37,9	0,837
МП 2-4			50,0	198,8	31,8	35,6	0,788
МП 2-5			50,1	200,1	29,8	33,4	0,739
КГСО МП-3							
МП 3-1	-	-	49,8		55,1	62,0	1,0
МП 3-2			50,1	200,1	49,6	55,8	0,900
МП 3-3			50,0	200,0	46,6	52,4	0,845
МП 3-4			50,2	200,2	44,5	50,0	0,807
МП 3-5			49,9	200,1	41,4	46,6	0,751

Исправленные значения $U_{\text{эф}}$ получены введением вышеприведенных поправок.

Эффективность применения разработанных комплектов стандартных образцов была подтверждена испытанием дефектоскопов УДК-3 в практических условиях эксплуатации канатов горно-шахтного оборудования.

Список литературы

1. Методические указания по магнитной дефектоскопии стальных канатов подъемных сооружений. Москва. Из-во. СП «Интрон Плюс». 2000. –19с.
2. Измеритель износа стальных канатов Интрос МДК 21. Москва. Из-во НПФ «Интрон Плюс». 1997. – 47с
3. Марочник сталей и сплавов. Под. ред. В.Г. Сорокина. М: Машиностроение, 1989.– 640 с.
4. Чечерников В.И. Магнитные измерения М.: Изд-во Московского университета, 1963.– 285 с.
5. Янус Р.И.. Магнитная дефектоскопия. М.-Л.: ОГИЗ Гостехиздат, 1946.– 171 с.

ВОЗМОЖНОСТИ ФЕРРОМЕТРИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПРОЦЕССА ТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ МАЛОЦИКЛОВОМ НАГРУЖЕНИИ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ

Ригмант М. Б., Пудов В. И.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Широкое применение сталей аустенитного класса в различных отраслях промышленности обусловлено их способностью противостоять различным видам коррозии при высоком уровне прочностных и пластических свойств. Однако в условиях их эксплуатации под влиянием внешних воздействий (температуры, напряжений и т.д.) в этих сталях могут происходить фазовые превращения, приводящие к возникновению ферромагнитного α' -мартенсита в больших объемах. Появившаяся α' -фаза иногда существенно изменяет свойства стали, тем самым ограничивая область её применения. Это обуславливает необходимость изучения процессов фазообразования, происходящих при эксплуатации аустенитных сталей, с использованием прецизионных физических методов и, в частности, методов магнитного анализа.

Известно [1], что в ряде сталей и сплавов со структурой метастабильного аустенита при нагружении в области упругой и пластической деформации при температуре ниже точки деформационного мартенситного превращения (M_n^σ и M_d) развиваются фазовые переходы по типу $\gamma > \alpha'$, $\gamma > \epsilon$ θ $\gamma > \epsilon > \alpha'$. При этом образуется, соответственно, мартенсит напряжения или мартенсит деформации. Мартенситные фазы деформации вызывают повышение интенсивности деформационного упрочнения, увеличивают способность к равномерному удлинению и, при определенных условиях, способствуют реализации эффекта пластичности превращения (аномальный рост относительного удлинения с понижением температуры испытания ниже точки M_d).

В отличие от системы Fe–Ni, для метастабильных сталей на основе Fe–Mn, Fe–Mn–Cr изменение магнитной фазы в процессе нагружения в области упругих и малых пластических деформаций подробно не изучалось. Известные данные по определению содержания α' -мартенсита деформации с погрешностью измерения в пределах $\pm 1\%$ в этих материалах относятся к замерам на магнитометре Штейнберга–Зюзина, разгруженных разрывных образцов после дробных степеней деформации, начиная с 5% относительного удлинения. Наличие ферромагнитного α' -мартенсита достоверно фиксируется и с помощью рентгеноструктурного метода, но его точность не превышает $\pm 5\%$.

Поэтому значительный интерес представляют исследования фазовых превращений в сталях на Fe–Mn и Fe–Mn–Cr основе при непрерывном нагружении разрывных образцов как в области упругих и малых пластических деформаций, так и при больших степенях деформации вплоть до разрушения. Изучение интенсивности образования α' -мартенсита в метастабильных сталях, в зависимости от уровня напряжений и деформаций и степени их локализации, может служить основой для разработки системы мониторинга упруго пластических деформаций и выявления скрытых усталостных трещин методом магнитного неразрушающего контроля.

Материалы и методы исследования

В качестве объекта исследования были выбраны три состава деформационно-метастабильных сталей на основе Fe–Mn, Fe–Mn–Cr с двухфазной ($\gamma + \epsilon$) θ аустенитной структурой. Химический и фазовый состав исследованных сталей после исходной за-

калки в воду от температуры 1050°C представлен в табл. 1. Вследствие различного содержания таких элементов как углерод, азот, кремний и хром, оказывающих значительное влияние на температуры M_n и M_d [2], фазовый состав и деформационная стабильность сталей существенно различались.

Таблица 1. Химический и фазовый состав исследованных сталей

Марка стали	Химический состав, мас. %							Фазовый состав, %	
	C	Mn	Cr	Si	N	S	P	γ	ϵ (δ)
1	0,05	19,7	-	1,88	-	0,008	0,006	45	55 (ϵ)
2*	0,03	21,66	13,22	0,14	-	0,006	0,012	96	4 (δ)
3	0,07	19,28	13,71	0,29	0,15	0,020	0,010	100	0

* В стали 2 в закаленном состоянии содержалось 4% ферромагнитного δ -феррита

Определение количества ферромагнитной фазы в исследованных сталях проводилось при комнатной температуре на специально разработанной установке [3]. Возможности данной установки позволяли производить механическое нагружение по схеме одноосного «растяжения-сжатия» с усилием до 50 кН (5000 кгс) с записью кривой деформирования. При этом с помощью встроенного ферритометра (α -фазометра) ФМ-3 ИФМ [4] в объеме растягиваемого образца производился непосредственный замер количества ферромагнитной α' -фазы вплоть до момента начала локализованного течения в шейке и разрушения.

Сравнительно большие усилия, развиваемые установкой, позволяли использовать достаточно массивные образцы, что повышало магнитный сигнал от этих образцов, при этом значительно уменьшается погрешность проводимых измерений. Образцы для испытаний при статическом нагружении изготавливались в виде цилиндров диаметром 6 мм, длиной рабочей части 40 мм с гантелевидными утолщениями на концах диаметром 22 мм и длиной по 45 мм с резьбой М10 для соединения с захватами установки. В процессе нагружения проводилась запись удлинения образцов с погрешностью $\pm 0,05$ мм, прикладываемая нагрузка фиксировалась тензометрическими мерами с погрешностью ± 5 кгс. Магнитная фаза определялась, начиная с уровня 0,3 – 0,5%, с ошибкой порядка $\pm 10\%$ от значения измеряемой величины.

Дополнительно фазовый состав метастабильных сталей в зоне разрушения разрывных образцов оценивался методом рентгеноструктурного анализа на дифрактометре ДРОН-0,5 в FeK_{α} -излучении по отношению интегральных интенсивностей линий $(111)_{\gamma}$, $(110)_{\alpha}$ и $(101)_{\epsilon}$ с учетом текстуры [5]. Погрешность при определении фазового состава рентгеноструктурным методом составляла 5%. Прецизионные механические свойства при испытании пропорциональных разрывных образцов диаметром рабочей части 5 мм оценивались при комнатной температуре на машине Инстрон-1251 с записью деформации рабочей части образца с усилием 400:1, результаты испытаний приведены в табл. 2. Циклическое отнулевое нагружение компактных образцов толщиной 3 и 12 мм, с целью инициации усталостной трещины, осуществлялось на машине EUS-20 с частотой 10–15 Гц и коэффициентом асимметрии цикла $R = 0,1$.

Таблица 2. Изменение механических свойств образцов

Сталь	$\sigma_{пр}$	Мпа $\sigma_{0,05}$	Мпа $\sigma_{0,2}$	Мпа σ_b	Мпа δ , %	ψ , %
05Г20С20	199	368	408	810	42	52
03Г21Х13	127	233	250	660	65	68
0721АХ13	127	340	390	928	57	70

Обсуждение экспериментальных результатов

В исследуемых сталях на Fe–Mn–Cr и Fe–Mn основе с аустенитной и двухфазной ($\gamma + \varepsilon$) структурой при упругопластической деформации последовательно развивается $\gamma > \varepsilon > \alpha'$ мартенситное превращение [2]. При этом образование α' -фазы ранее фиксировалось в области значительных пластических деформаций (свыше 5% по относительному удлинению). На основании проведенных исследований данных сталей установлено, что образование первых порций α' -мартенсита деформации в количестве 0,5–2,5 % происходит в макроупругой области при напряжениях, близких к условному пределу текучести $\sigma_{0,2}$.

Механические испытания на растяжение показали, что в зависимости от состава и структуры сталей (табл. 1) экспериментальные кривые растяжения значительно различаются (табл. 2). Установлено, что максимальная прочность реализуется в азотосодержащей стали 3, а более низкая пластичность – в двухфазной ($\gamma + \varepsilon$) стали 1. При этом общей особенностью изученных метастабильных сталей является способность к деформации без локализации пластического течения, что проявляется в высокой степени равномерного удлинения образцов.

Анализ деформационной кинетики образования α' -мартенсита на примере стали 1, показал, что наибольший прирост ферромагнитной фазы на стадии равномерной деформации происходит до степени относительного удлинения 15%, а затем интенсивность образования α' -фазы остается постоянной вплоть до момента образования шейки. Для аустенитных Fe–Mn–Cr сталей 2 и 3 характерна более пологая зависимость образования α' -мартенсита деформации от степени относительного удлинения. Переход от равномерной к сосредоточенной деформации для всех изученных сталей вызывает резкую активизацию образования ферромагнитной α' -фазы. Для всех исследуемых марок стали при некоторых степенях удлинения образцов наблюдается резкое увеличение содержания ферромагнитной фазы. Совместный анализ содержания магнитной фазы и истинной диаграммы растяжения показал, что существенный прирост α' -мартенсита наблюдается в области образования шейки, которая характеризуется высоким уровнем трехосных растягивающих напряжений и интенсивным развитием пластической деформации. Если испытуемые образцы после нагружения, сопровождающегося интенсивным образованием α' -фазы, разгрузить, то в разгруженном состоянии содержание ферромагнитной фазы остается таким же, как и при действии максимальной нагрузки. Таким образом, количество α' -фазы может служить надежным параметром неразрушающего контроля для оценки уровня действовавших напряжений.

В целом, можно отметить, что полученные методом прецизионного магнитного анализа экспериментальные данные характеризуются высокой точностью, повторяемостью, непосредственным характером измерения и хорошо согласуются с данными, полученными методом магнитометрического анализа с промежуточными разгрузками. Дополнительные замеры магнитной фазы в разгруженных образцах не выявили различий в фазовом составе сталей, связанных с возможным уменьшением содержания α' -мартенсита за счет возможного развития упруго-обратимого γ – α' превращения.

Более сложная картина наблюдалась в случае циклического роста трещины в условиях малоциклового нагружения сталей. Определенное рентгеновским методом содержание α' -фазы на поверхности усталостного излома на всем изученном участке роста трещины меняется в пределах от 20 до 58% и зависит от достигнутого в вершине трещины размаха коэффициента интенсивности напряжений (ΔK). Однако малое количество α' -мартенсита деформации (до 5 %), образующегося на начальных этапах страгивания трещины при малых значениях ΔK не удается фиксировать рентгеноструктурным методом анализа. В то же время, использование магнитного метода определения фер-

ритной фазы [4, 8] позволило зафиксировать образование 1,5–2% α' -мартенсита деформации на боковой поверхности образца в пределах пластической зоны перед усталостной трещиной на начальной стадии ее роста в области $\Delta K = 15\text{--}20 \text{ МПа}\cdot\text{м}^{1/2}$.

Согласно работе [6], протяженность пластической зоны впереди фронта трещины в случае циклического нагружения определяется как

$$R \approx 0,4 (\Delta K / \sigma_{0,2})^2.$$

Проведенные с использованием результатов механических испытаний расчеты показали, что максимальная величина циклической зоны пластической деформации в вершине трещины при заданных условиях нагружения не превышала 0,5 мм.

Результаты локальных измерений ферромагнитной фазы на боковой поверхности испытуемого образца показывают, что появление α' -мартенсита перед трещиной в зоне 1–2 мм служит надежным признаком того, что трещина при последующих циклах нагружения продолжит свой рост в направлении образовавшегося α' -мартенсита.

Выводы

1. Образование ферромагнитного α' -мартенсита деформации в изученных метастабильных Fe–Mn и Fe–Mn–Cr наблюдается в макроупругой области при напряжениях, близких к величине условного предела текучести $\sigma_{0,2}$.
2. На начальных стадиях деформирования происходит существенный прирост содержания α' -фазы, а затем ее количество остается стабильным или равномерно увеличивается с ростом степени деформации.
3. Наиболее активный прирост содержания α' -мартенсита деформации при растяжении образцов наблюдается в условиях локализации деформации (в момент образования шейки), что связано с изменением напряженного состояния из-за повышения доли растягивающих напряжений и развитием пластической деформации.
4. Достигнутые значения α' -фазы в шейке разрывных образцов близки к ее содержанию на поверхности излома в зонах статического роста трещин.
5. Полученные разными методами данные по измерению содержания α' -мартенсита в усталостном изломе и в пластической зоне в вершине трещины при циклическом нагружении указывает на перспективные возможности использования магнитной дефектоскопии для выявления усталостных трещин, не выходящих на поверхность и развивающихся по механизму встречного роста.

Список литературы

1. Fachr D. Stress-and strain-induced formation of martensite and effects on strength and ductility of metastable austenitic stainless steels // *Met. Trans.* 2, 1971, pp. 1883-1892.
2. Богачев И.Н., Еголаев В.Ф. Структура и свойства железомарганцевых сплавов. // М.: Металлургия, 1973, 295 с.
3. Кулеев В.Г., Ригмант М.Б. Особенности магнитоупругих явлений в ферромагнитных сталях в малых магнитных полях, перпендикулярных направлению действия циклических растягивающих и сжимающих напряжений. // *ФММ*, 1995, том 79, вып.1, с.120-129.
4. Ригмант М.Б., Горкунов Э.С., Пономарев В.С. и др. Прибор для измерения содержания ферритной фазы ферритометр ФМ-3 ИФМ. // *Дефектоскопия*, 1996, № 5, с.78-83.
5. Неразрушающие методы контроля. Спецификатор различий в национальных стандартах разных стран. // Под ред. Кершенбаума В.Я., 1995, том 3, 244с.
6. Нотт Д. Основы механики разрушения. // Пер. с англ. М., Металлургия, 1978.- 256 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ФАЗЫ В ИЗДЕЛИЯХ АУСТЕНИТНОГО КЛАССА

Пудов В. И.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

В настоящее время в нефтеперерабатывающем производстве, в энергетическом и химическом машиностроении и других отраслях промышленности применяют более 100 марок нержавеющей хромоникелевых и других сталей аустенитного класса ($\mu < 1,05$) [1].

Поэтому оперативный контроль стабильности магнитного состояния выпускаемых и эксплуатируемых высоколегированных сталей аустенитного класса является достаточно актуальной задачей, особенно когда речь идет о материалах и изделиях, имеющих толщину δ менее 5 мм, поскольку даже незначительное воздействие на такие материалы и изделия внешнего магнитного поля, температур, пластических деформаций и других факторов может приводить к существенному изменению их магнитной проницаемости μ за счет перехода части структуры аустенитной стали в ферромагнитную фазу, то есть в α -фазу. Появление незначительного количества α -фазы обуславливает ухудшение коррозионной стойкости аустенитного материала к агрессивным средам, изменение прочностных характеристик или других физико-механических свойств стали [2, 3].

Для решения данной задачи требуется совершенствование старых и разработка новых, достаточно простых в эксплуатации измерительных средств и методов, повышающих эффективность локализации и измерения сформировавшихся на фоне парамагнитной матрицы аустенитных материалов и изделий ферромагнитных образований.

На данный момент наибольшее распространение получил магнитный метод контроля [4, 5], неразрушающий и менее трудоёмкий по сравнению, например, с рентгеновским, металлографическим и химическим методами, для реализации которых необходимо вырезать образцы стали из контролируемых участков изделий и тщательно обрабатывать их поверхность до получения шлифов.

По принципу действия и конструкции поисковых датчиков аппаратура магнитного неразрушающего контроля отличается друг от друга [4–6]: в частности, феррозондовые ферритометры работают в условиях предварительного намагничивания контролируемого участка с последующим измерением магнитных полей рассеяния от распределенных весьма неравномерно в объеме материала ферромагнитных образований. По величине напряженности магнитного поля рассеяния судят об объемном или локальном процентном содержании включений α -фазы.

Основным рабочим элементом ферритометров является накладной магнитомодуляционный преобразователь (феррозондовый датчик), предназначенный для сканирования поверхности материалов и изделий.

В разных моделях ферритометров [7–9] магниточувствительные элементы преобразователя, установленные в плоскости нейтрального сечения магнита, предназначенного для локального намагничивания материала, измеряют тангенциальную составляющую магнитного поля неоднородности этого материала или изделия. Другие модели предназначены для измерения нормальной составляющей магнитного поля рассеяния ферритной фазы [4, 6].

Их относительная погрешность измерения по обработанной поверхности материала толщиной, например, 10–20 мм составляет порядка 7–10 % и более [5–8]. При

контроле материалов толщиной менее 4–5 мм погрешность измерений возрастает до 15–20 % и более. Увеличение погрешности измерений обусловлено тем, что локальное намагничивание материала встроенным в преобразователь магнитом приводит к образованию на его поверхностях разноименных магнитных зарядов [10]. Если неоднородность материала расположена вблизи противоположной сканированию поверхности (см. рис. 1), то есть у поверхности с противоположным знаком, то на магниточувствительные элементы градиентометрического преобразователя, измеряющего тангенциальную составляющую магнитного поля неоднородности материала, могут воздействовать разнополярные силовые линии этой неоднородности. В результате чего может уменьшиться результирующий выходной сигнал преобразователя, который не всегда сможет обнаружить участки с ферритной фазой и точно оценить величину поля рассеяния неоднородности.

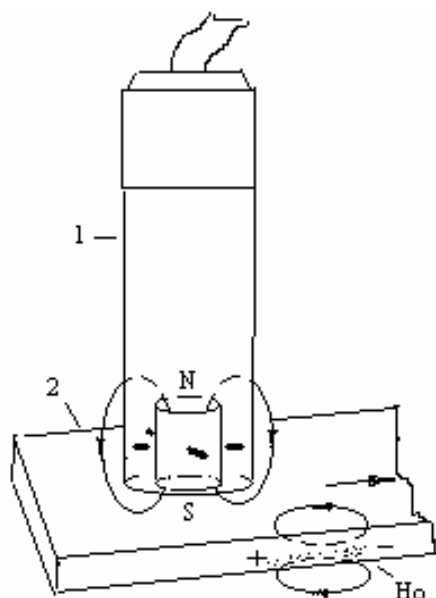


Рис. 1. Сканирование поверхности изделия двухкомпонентным датчиком: 1 – ферритометрический датчик; 2 – изделие; H_0 – магнитное поле рассеяния альфа-фазы.

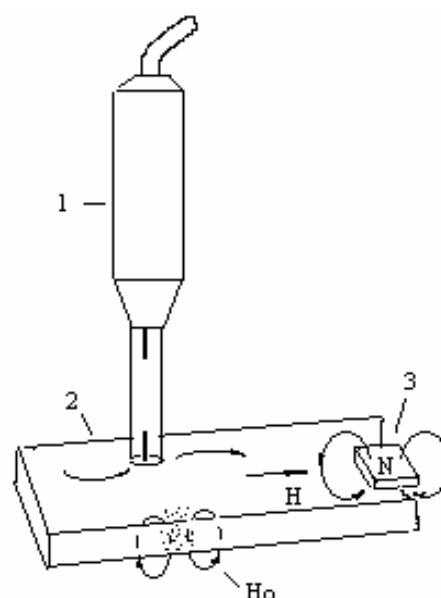


Рис. 2. Сканирование поверхности изделия однокомпонентным датчиком: 1 – феррозондовый датчик; 2 – изделие; 3 – магнит; H_0 – остаточное магнитное поле рассеяния альфа-фазы

Для повышения точности локализации и измерений α -фазы материалов толщиной менее 4–5 мм предлагается использовать локальный магнитомодуляционный преобразователь, измеряющий нормальную составляющую магнитного поля неоднородности. Такой преобразователь не имеет встроенного магнита, и его рабочая часть устанавливается непосредственно на поверхность сканируемого материала или изделия.

Практическое использование феррозондовой аппаратуры показывает, что первичные магнитомодуляционные преобразователи градиента магнитного поля приемлемы для работы, не требующей высокой точности измерений, если величина ложного сигнала, обусловленная неколлинеарностью магнитных осей магниточувствительных элементов преобразователя относительно его измерительной (продольной) оси, не превышает $400 \text{ } \gamma/\text{см}$ ($0,0032 \text{ А/см}^2$ в СИ), а неидентичность коэффициентов преобразования магниточувствительных элементов составляет, в единицах градиента напряженности магнитного поля, не более $450 \text{ } \gamma/\text{см}$ ($0,0032 \text{ А/см}^2$), при напряженности магнитного поля Земли H_T порядка $0,5 \text{ Э}$ (40 А/м) [11].

Естественно, что для контроля ферромагнитной фазы аустенитных материалов необходимы магнитомодуляционные преобразователи, которые не восприимчивы к влиянию продольной H_y и поперечной H_z составляющих магнитного поля Земли, обуславливающих появление на выходе феррозондовых устройств ложных сигналов. В представленном магнитомодуляционном преобразователе проблема ложных сигналов решена с помощью встроенных в его рабочий корпус пермалловых компенсационных элементов [12, 13].

Данным преобразователем можно исследовать магнитные свойства аустенитных сталей, изучать процессы старения, упорядочения, пластической деформации и другие изменения их структур, вызванные появлением ферритной фазы, выпадением карбидов и подобных образований.

Преобразователь работает по градиентометрической схеме, его магниточувствительные элементы установлены соосно друг другу и имеют базу 20 мм, диаметр рабочего части 3,0 мм, а общая длина 100 мм.

Определение ферромагнитной фазы изделия осуществляется следующим образом. Непосредственно перед сканированием участка поверхности изделия, его промагнитчивают постоянным магнитом (например, использовался магнит размером 120x70x60, $H = 300\text{--}600$ Э (или 2400–4800 А/м в СИ) в зависимости от толщины изделия). После чего рабочую часть преобразователя устанавливают на поверхность изделия (см. рис. 2) и путем последовательного перемещения преобразователя во взаимно ортогональных направлениях сканируют данный участок. В случае обнаружения неоднородности материала зоны очерчиваются и тщательно исследуются на наличие ферромагнитной фазы.

При контроле значительных участков поверхности изделия можно использовать несколько преобразователей, причем их можно объединять в любую конструкцию, например, цепочку, матрицу и так далее.

Поскольку полученные результаты измерений сильно зависят от магнитных характеристик контролируемого материала, неровностей поверхности изделий, количества и химического состава измеряемых ферромагнитных образований и так далее, подобные исследования и градуировка прибора нуждаются в существенном метрологическом обеспечении и, в частности, в наличии специального набора стандартных (эталонных) образцов, имеющих достаточное количество различных, в процентном содержании, ферромагнитных альфа-фаз.

Основные требования к изготовленным стандартным образцам следующие:

- достаточно однозначное проявление ферромагнитной фазы в измеряемых точках локального стандартного образца;
- достаточно высокая степень соответствия количественной оценки характеристик измеряемой ферромагнитной фазы стандартного образца и контролируемого участка металлоконструкции, изделия и так далее;
- достаточное количество стандартных образцов с различным содержанием ферромагнитной фазы, перекрывающим диапазон изменения контролируемой фазы в металле;
- соответствие толщины стандартного образца толщине контролируемого участка материала или изделия.

Локальный градиентометрический магнитомодуляционный преобразователь позволяет при сканировании поверхности изделий ($\delta \leq 5$ мм) из стали аустенитного класса проводить локализацию и измерения ферромагнитных образований с погрешностью не более ± 5 % при содержании ферромагнитной фазы от 2,0 до 12 % и с погрешностью не более ± 7 % при содержании ферромагнитной фазы до 25 % и более.

Список литературы

1. ГОСТ 5632–72. Стали высоколегированные и сплавы коррозионностойкие, жаростойкие и жаропрочные. Марки и технические требования. // М.: Издательство стандартов, 1975. – 49с.
2. Химушин Ф.Ф. Нержавеющие стали. // М.: Metallurgy, 1967. – 242 с.
3. Стрекалов О.И. Прочность сварных конструкций в агрессивных средах. // М.: Машиностроение, 1976. – 200 с.
4. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник. Кн. 2. Под ред. Ключева В.В. // М.: Машиностроение, 1976. – 328 с.
5. Химченко Н.В., Бобров В.А. Неразрушающий контроль в химическом и нефтяном машиностроении. // М.: Машиностроение, 1978. – 264 с.
6. Есилевский В.П., Пеликан А.Г., Еремеева И.Ю. Магнитный ферритометр ФМ-2. // Дефектоскопия. 1971. № 6. С. 123–124.
7. Веденёв М.А., Пономарёв В.С., Кулеев В.Г и др. Прибор для контроля изменений магнитного состояния листов слабомагнитных аустенитных сталей – ферритометр Ф-01. // Дефектоскопия. 1994. № 3. С. 3–9.
8. Ригмант Б.М., Горкунов Э.С., Пономарев В.С. и др. Измеритель содержания ферритной фазы – ферритометр ФМ-3. // Дефектоскопия. 1996. № 5. С. 78–83.
9. Пудов В.И., Ригмант М.Б. О повышении эффективности определения ферромагнитных включений в сталях аустенитного класса. // Дефектоскопия, 2002, №5, с. 41–45.
10. Туровский Я. Техническая электродинамика. // М: Энергия, 1974. – 488 с.
11. Пудов В.И. К вопросу балансировки дифференциального феррозондового преобразователя. // Дефектоскопия. 1997. № 11. С. 33–36.
12. Пудов В.И. О компенсации неидентичности коэффициентов преобразования магниточувствительных элементов феррозонда. // Дефектоскопия. 1999. № 1. С. 19–31.
13. Пудов В.И., Жаков С.В. О компенсации ложного сигнала, обусловленного неколлинеарностью магнитных осей дифференциального магнитомодуляционного преобразования. // Дефектоскопия. 2000. № 7. С. 15–28.

УДК 666.517.2

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ СТАЛИ ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ

Пудов В. И., Соболев А. С., Драгошанский Ю. Н.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Получение высокопрочных, устойчивых к эксплуатационным воздействиям изделий из инструментальной быстрорежущей стали является одной из важнейших задач современного металловедения. Одно из направлений решения данной задачи связано с термомагнитной обработкой (ТМО) [1, 2].

Применение ТМО в процессе производства сталей не обеспечило получение надежно воспроизводимых и значимых для практики результатов [3]. Это можно объяснить относительно малой по энергии магнитной составляющей в сравнении с энергией основных процессов. Так для магнитного поля с $H = 10$ МА/м его энергетическая составляющая не превышает 1 % от энергии γ - α -перехода, имеющего место при закалке стали, процессов распада мартенсита и образования карбидов, происходящих при отпуске стали [1, 3].

Однако нами обращено внимание на возможность улучшения физико-механических свойств изделий, для которых основные высокоэнергетические процессы завершены, при их стандартной термической обработке (ТО), включая, например, заключительную стадию – отпуск.

Целью работы является оценка влияния величины магнитного поля при разных режимах термомагнитной обработки изделий, изготовленных из инструментальной быстрорежущей стали марки P6M5, предварительно подвергнутых полному циклу стандартной термообработки.

Образцы и методика эксперимента

Исследования проводились в диапазоне температур, не превышающих температуру Кюри быстрорежущей стали P6M5 и обеспечивающих протекание развитых диффузионных процессов и исключение процессов обезуглероживания образцов при их выдержке в условиях воздействия достаточно высокой температуры.

В качестве образцов использовали: метчики M5 (L/D~10) и для продольных резцов режущие пластины толщиной 5 мм с размерами верхнего квадрата 15x15 мм и нижнего квадрата 10x10 мм. Данные образцы были изготовлены из быстрорежущей стали марки P6M5 и прошли стандартную термообработку при закалке 1210–1230 °C с 2–5 минутной выдержкой и охлаждением в масле, отпуск трехкратный 540–560 °C с выдержкой 1 час [4]. Их твердость по HRC была не менее 63.

В этом случае структура стали, после закалки состоит из высоколегированного мартенсита, который содержит 0,3–0,4 % углерода, из избыточных нерастворенных карбидов и остаточного аустенита. Согласно работе [5], количество остаточного аустенита после закалки стали P6M5 составляет 28 ± 4 %, после первого отпуска – 13 ± 3 %, после второго отпуска – 6 ± 1 %, после третьего отпуска – 3 ± 1 %.

Влияние остаточного аустенита на сталь связано с понижением её режущих свойств, поэтому его присутствие в уже изготовленных изделиях является недопустимым.

Образцы (метчик или режущие пластины в комплекте из трех штук) помещались в рабочий объём установки с ориентацией их продольных осей (в направлении режущей кромки) по направлению аксиальной (продольной) компоненты магнитного поля намагничивающей системы. Параметры режимов ТМО варьировались по температуре выдержки в диапазоне от 500 до 700 °C, по времени выдержки – от 15 минут до 4-х часов. Общим в этих режимах был нагрев со скоростью 5–10 °C/мин в постоянном магнитном поле напряженностью $H \sim 40, 65, 80, 120$ кА/м, выдержка в этом поле в течение определенного времени и медленное, со скоростью 3–5 °C/мин, охлаждение в поле до температур ~ 150 °C, отключение поля и последующее охлаждение образца до комнатной температуры в установке.

Эффективность обработки образцов из стали марки P6M5 оценивалась в производственных условиях разных предприятий по изменению величины относительной износостойкости материала, которая для установленной нормы принимается за единицу. Для исследуемых образцов были выполнены контрольные эксперименты – дополнительная термообработка без магнитного поля при температуре и времени выдержки найденных оптимальных режимов.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В представленной табл. 1 приведены полученные результаты термомагнитной обработки образцов из стали P5M5. Из них анализа следует, что оптимизация параметров относительной износостойкости для данных метчиков M5 обеспечивается в узком диа-

пазоне температур $t_b = 540\text{--}560\text{ }^\circ\text{C}$ и в достаточно ограниченном интервале времени выдержки τ_b , соответствующем 30–45 минутам. При найденном режиме термомагнитной обработки происходит повышение износостойкости данных изделий в 1,8–2 раза без изменения их твердости, приобретённой при режиме стандартной термической обработки.

Таблица 1. Зависимость относительной износостойкости (условные единицы) от режима обработки изделий в виде метчиков М5 в продольном магнитном поле $H \sim 65\text{ кА/м}$

Температура выдержки $t_b, ^\circ\text{C}$	Время выдержки $\tau_b, \text{ч.}$				
	0,2	0,5	1	2	4
500	1,4	1,6	1,5	1,4	1,2
560*	1,5	1,8*	1,7	1,6	1,3
600	1,3	1,4	1,3	1,1	0,7
700	1,1	1,2	0,7	-	-
560**	-	1,1	-	-	-

* – оптимальный режим;

** – контрольный эксперимент в отсутствии воздействующего магнитного поля.

Отметим, что температура обработки и времена выдержки, обеспечивающие оптимизацию ТМО, согласуются с расчетными величинами, полученными из модели восходящей диффузии примесей, в частности, на примере перераспределения фосфора в условиях воздействующего магнитного поля напряженностью $H \sim 65\text{--}70\text{ кА/м}$ [6].

Данная модель позволяет качественно объяснить один из механизмов улучшения физико-механических свойств легированных сталей при их термомагнитной обработке. Перераспределение примесей происходит следующим образом. В условиях восходящей диффузии примеси (фосфор, сера и другие), формирующие отпускную хрупкость, будут концентрироваться по приграничным слоям зерен, параллельным оси образца, вдоль которой направлено воздействующее магнитное поле. В результате происходит очищение от примесей приграничных слоев зерен в плоскостях, перпендикулярных оси образцов. Это приводит к подтверждаемому экспериментом повышению сопротивления материала к поперечным сдвиговым деформациям, создаваемым в условиях эксплуатации изделий.

Как показывают полученные при контрольных экспериментах результаты, представленные в таблице, дополнительная термообработка метчиков в отсутствие воздействующего на них магнитного поля, то есть четвертый отпуск, не приводит к повышению относительной износостойкости изделий.

Приведенные в таблице результаты являются максимальными по величине и подтверждены актами производственных испытаний. В зависимости от исходного состояния материала образцов, результаты при их эксплуатационных испытаниях могут изменяться в пределах $\pm 10\text{--}15\%$.

Таблица 2. Зависимость относительной износостойкости (условные единицы) изделий в виде метчиков М5 от обработки в разных магнитных полях при температуре $t_b 560^\circ\text{C}$.

Напряженность магнитного поля $H\text{ кА/м}$	Время выдержки $\tau_b, \text{ч.}$				
	0,2	0,5	1	2	4
40	1,1	1,3	1,4	1,5	1,3
65	1,5	1,8*	1,7	1,6	1,3
80	1,4	1,6	1,5	1,4	1,2
120	1,4	1,5	1,3	1,2	1,1

Как показывают представленные в табл. 2 результаты обработки метчиков в разных магнитных полях при оптимальной температуре и времени выдержки ($t_b = 560^\circ\text{C}$, $\tau_b = 0,5$ ч), оптимально подобранная величина магнитного поля приводит к повышению относительной износостойкости изделий.

Результаты исследования влияния магнитного поля на режущих пластин (прямоугольной формы) для продольных резцов показали, что при найденном режиме, определяемом параметрами $t_b = 560^\circ\text{C}$, $\tau_b = 45$ мин, обеспечивается повышение относительной износостойкости данных изделий \sim в 1,5 раза.

Испытания образцов – режущих пластин резцов проводились на токарном станке (модель 16К20) при различных режимах обработки заготовок, изготовленных из углеродистой стали 45. Они имели цилиндрическую форму, диаметр 250 мм, длину 550 мм. Режим обработки изделий изменялся числом оборотов шпинделя $n = 100; 125; 160$ об/мин и величиной подачи $S = 0,15; 0,2; 0,3$ мм/об (при одинаковой глубине резания – 0,5 мм).

При рекомендуемых в производстве режимах токарной обработки заготовок 100/0,15; 125/0,2; 160/0,2 износ образцов, подвергнутых ТМО, составил, в среднем, 0,23; 0,3; 0,33 мм, соответственно.

Полученные при контрольном эксперименте результаты дополнительной термообработки режущих пластин резцов в количестве трех исходных штук (т.е. обработки без воздействующего на них магнитного поля), показали отсутствие повышения относительной износостойкости изделий при режимах 100/0,15 и 125/0,2, а при режиме 160/0,2 наблюдался их катастрофический износ. При исследовании образцов, подвергнутых стандартной термической обработке по ГОСТу, износ при данных режимах токарной обработки составил, в среднем, соответственно, 0,35 мм; 0,42 мм; 0,53 мм.

Сравнение вышеприведенных результатов с полученными результатами при ТМО метчиков показывает, что время выдержки дополнительно зависит от геометрических размеров образца. В тоже время, форма образцов (и связанный с ней размагничивающий фактор) оказывает влияние на определение оптимального режима термомагнитной обработки изделий.

В работах [3, 5] приведены результаты ТМО образцов – сверл диаметром 6 мм, изготовленных из стали марки Р5М5. Их термомагнитная обработка осуществлялась после стандартной закалки при отпуске в режиме, определяемом параметрами $t_b = 560^\circ\text{C}$, $\tau_b = 1$ ч, и в постоянном магнитном поле напряженностью $H \sim 1440$ кА/м. Повышение относительной износостойкости сверл в 1,5 раза получено при их испытании в условиях сквозного сверления на станке (модель 2А135) планок из стали 12ХН3А толщиной 30 мм.

Сравнение уже этих результатов с полученными результатами при ТМО метчиков показывает, что применение ТМО после полного цикла стандартной термообработки изделий, дает более высокий результат повышения их относительной износостойкости при относительно малом магнитном поле ($H \sim 65 - 70$ кА/м), нежели при закалке или отпуске изделий.

На рис. 1 и 2 представлены металлографические шлифы структур метчиков М5 из стали Р6М5, сформированные после стандартного вида ТО и после ТМО.

Из анализа данных рисунков следует, что при стандартном виде ТО формируется структура с неравномерным распределением вторичных мелкодисперсных и частично коагулированных карбидов типа M_2C (Mo_2C) и MC (V-C), а также из единичных представителей первичных угловатых карбидов. При ТМО формируется два вида структур. В направлении воздействующего магнитного поля происходит измельчение структуры с образованием вторичных мелкодисперсных карбидов равномерно распределенных по границам зерен и в объеме, и неизменяемые единичные представители первичных угловатых карбидов. В поперечном сечении образца, где отсутствует влияние магнитного

поля, формируется структура соответствующая стандартному виду термической обработки.

В заключение отметим, что представленные результаты исследования ТМО образцов, изготовленных из инструментальной быстрорежущей стали марки Р6М5, подтверждают полученные из магнитостатической модели восходящей диффузии примеси фосфора расчетные данные [5], в частности, узкий диапазон температур и времен выдержки. Это позволяет без трудоемких поисковых исследований предварительно оценивать параметры эффективных режимов обработки материалов.

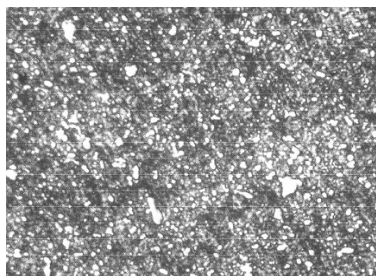


Рис. 1. Шлиф структуры метчика М5 после ТО, сделан при $\times 600$ вдоль продольной оси образца (1 см = 16 мкм)

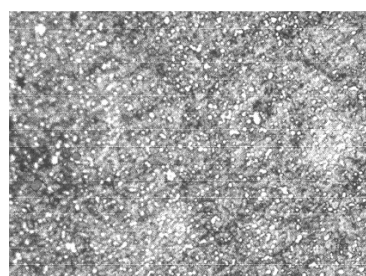


Рис. 2. Шлиф структуры метчика М5 после ТМО, сделан при $\times 600$ вдоль продольной оси образца по направлению воздействия поля (1 см = 16 мкм)

При исследовании установлено, что время выдержки в условиях терромагнитной обработки дополнительно зависит от геометрических размеров образца. Причем форма образцов (и связанный с ней размагничивающий фактор) оказывает влияние на определение оптимального режима терромагнитной обработки изделий.

Терромагнитная обработка наиболее эффективна в случаях, когда образцы прошли полный цикл стандартной термообработки.

Использование эффективных режимов ТМО на практике обеспечивает заметное улучшение физико-механических свойств (например, износостойкости \sim в 1,5–1,8 раза) изделий, изготовленных из инструментальной быстрорежущей стали марки Р6М5, без изменения их твердости, приобретённой при стандартной термической обработке.

Таким образом, данные результаты исследования дают новые представления о возможностях ТМО, открывают перспективу существенного улучшения физико-механических свойств изделий из легированных сталей, что имеет непосредственное практическое значение для производства.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 05-02-17704, 06-02-17082, 07-02-96032) и УрО РАН (проект № 22).

Список литературы

1. Кривоглаз М.А., Садовский В.Д., Смирнов Л.В. и др. Закалка стали в магнитном поле. М.: Наука, 1977. 119 с.
2. Гаврилов Г.М. Изменение свойств закаленной стали в магнитном поле. // *Металловедение и термическая обработка металлов*: 1977, №6. С. 18–22.
3. Бернштейн М.Л., Пустовойт В.Н. Термическая обработка стальных изделий в магнитном поле. М.: Машиностроение, 1987. 256 с.
4. Сорокин В.Г. Марочник сталей и сплавов. М.: Машиностроение, 1989. 640 с.
5. Пустовойт В.Н., Блиновский В.А. Термическая обработка в магнитном поле стали Р6М5. // *Металловедение и термическая обработка металлов*: 1983, №11. С. 52–54.
6. Пудов В.И., Соболев А.С. Оптимизация физико-механических свойств поликристаллических многокомпонентных ферромагнитных материалов терромагнитной обработкой. Ч. 2. Терромагнитная обработка легированных сталей. // *Физика и химия обработки материалов*: 2004, №5. С. 94–97.

АМОРФНЫЕ ПОКРЫТИЯ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Драгошанский Ю. Н., Потапов А. П., Пудов В. И., Шулика В. В.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Магнитомягкие стали и сплавы на основе кремнистого железа обладают достаточно высокими магнитной индукцией насыщения ($\sim 1,6\text{--}2,4$ Тл) и максимальной магнитной проницаемостью ($\sim 10^5\text{--}10^6$ Гс/Э). Тонкие ленты этих сплавов (~ 100 мкм толщиной, соответствующей минимуму потерь в их зависимости от толщины материала [1, 2]) широко используются в качестве магнитопроводов различных электротехнических преобразователей и устройств в переменных магнитных полях повышенных частот перемагничивания. В этих условиях работы, наряду с увеличением магнитной проницаемости, снижением коэрцитивной силы и магнитострикции, требуется понижение удельных потерь энергии на перемагничивание. В настоящее время это достигается, прежде всего, за счет снижения ширины полосовых магнитных доменов D , определяющей скорость смещения доменных границ в магнитном поле и величину вихрековой составляющей P_v полных магнитных потерь P [3]. Между тем, повышение остроты кристаллографической текстуры в современных электротехнических сталях, увеличивающее магнитную проницаемость, вызывает и нежелательный рост кристаллических зерен, ослабление магнитных полей рассеяния на их границах, переход полосовых доменов в смежные кристаллы, что увеличивает D , P_v и P [4].

Аналогичная проблема большой ширины полосовых доменов и, следовательно, повышенных магнитных потерь, существует также и в тонких слабо анизотропных лентах аморфных ферромагнитных сплавов с преобладанием планарного распределения намагниченности [5]. Отсюда понятна положительная роль текстурирующих воздействий, в частности, наведение одноосной магнитной анизотропии уменьшением суммарного объема доменов с поперечной ориентацией намагниченности, а также и ширины D связанных с ними полосовых магнитных доменов.

Наиболее эффективным способами создания индуцированной одноосной магнитной анизотропии в ферромагнетиках с положительной магнитострикцией являются приложение одноосных растягивающих напряжений и продольная термомагнитная обработка, уменьшающие период полосовой доменной структуры [6, 7] и, соответственно, P_v и P [1, 6–10]. При этом максимальный эффект растяжений в анизотропных материалах достигается при достаточно высокой оптимальной текстуре [8] и в промышленных условиях реализуется за счет использования магнитоактивных электроизоляционных покрытий (ЭИП) с коэффициентом теплового линейного расширения (КТЛР) меньшим, чем КТЛР сплава. Нанесение и формирование их на поверхности ферромагнитной ленты при повышенных температурах, а затем охлаждение до комнатной температуры всего композита металл-керамика вызывает плоскостное растяжение ферромагнетика, которое в анизотропном материале приводит к усилению одноосной магнитной анизотропии [11, 12]. При этом уменьшается объем замыкающих и ширина основных полосовых доменов, вихрековые и полные магнитные потери [13].

Однако современные ЭИП на основе магний-фосфатов, формируемые на магнитных лентах обычной толщины ($\sim 0,3$ мм) методом растворной керамики, содержат промежуточный грунтовый слой, создают зону внутреннего окисления, неоднородное распределение растягивающих напряжений и блокируют положительный эффект последующей термомагнитной обработки. Поэтому такие покрытия лишь незначительно

снижают магнитные потери в стали (на 3–8 %[14]) и не пригодны для многослойных магнитопроводов из тончайших ферромагнитных лент.

Для тончайших ферромагнетиков, используемых в переменных полях повышенной частоты (ленты аморфных сплавов $\text{Fe}_{81}\text{Si}_4\text{B}_{13}\text{C}_2$, $\text{Fe}_{81}\text{Si}_7\text{B}_{12}$, $\text{Fe}_{72}\text{Co}_8\text{Si}_5\text{B}_{15}$, $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{12}$ толщиной 0,02 мм, поликристаллических сплавов Fe-3 % Si и Fe-7 % Al толщиной 0,08 мм) исследовали магнитоактивные покрытия нового химического состава на основе оксидов и нитридов ряда элементов, радиус ионов которых в растворах замещения меньше, чем у железа (бор, алюминий, титан, хром). Они имели КТЛР от $(4-5) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (SiO_2 , AlN, Si_2N_4 , CrO) до $8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (Al_2O_3 , TiN), существенно меньшие КТЛР= $13 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ кремнистого железа, обеспечивали в магнитопроводе электросопротивление поверхностного слоя $\sim 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

Методика эксперимента

Покрытия наносили на ленту методом ионно-плазменного осаждения в заданных газовых средах с помощью установки типа «Булат», используя различные способы теплоотвода для варьирования температуры образца при осаждении покрытия, а также приложение к ленте продольных растягивающих напряжений $\sim 3-10$ МПа. Для сравнения эффективности различных типов покрытий на ферромагнитную ленту наносили также известные ранее ЭИП на основе фосфатов магния методом растворной керамики по обычной технологии [14].

После нанесения ЭИП ленту ферромагнитного сплава подвергали термообработке на снятие внутренних напряжений при различных температурах или указанный отжиг совмещали с последующей термомагнитной обработкой (ТМО) – нагрев до 300–450 °С, выдержка 5–15 мин и охлаждение до комнатной температуры в переменном магнитном поле напряженностью 2 кА/м и частотой 50–600 Гц [6].

Измерение полных магнитных потерь вдоль оси лент магнитомягких сплавов выполняли ваттметровым методом на полосках длиной 100 мм в замкнутой магнитной цепи или торах средним диаметром 40 мм при натяжении намотки 40 МПа. Гистерезисную составляющую магнитных потерь определяли по площади квазистатических петель гистерезиса, вихретоковую – по разности между полными и гистерезисными потерями.

Величину растягивающих напряжений σ , создаваемых в материале покрытием, рассчитывали с учетом радиуса кривизны r и стрелы прогиба b ленты с покрытием, нанесенным на одну ее сторону, по формулам:

$$\sigma = E \cdot \delta \text{ кг/мм}^2, \quad \delta = h/2r, \quad r = (b^2 + l^2/4)/2b,$$

где E – модуль упругости, δ – деформация, h – толщина ленты сплава (мм), l – длина по хорде (мм).

Изменения кристаллической решетки при нанесении покрытия исследовали методом рентгеновской дифракционной топографии на отражение в рефлексах (220) и (220) Ka –излучения.

Результаты и их обсуждение

Анализ результатов измерений изгибной деформации односторонне покрытых лент магнитомягких сплавов показывает, что нитридно-оксидные покрытия ~ 1 мкм толщиной, наносимые ионно-плазменным осаждением, как и ранее известные покрытия на основе магний-фосфатов толщиной 2–3 мкм, наносимые методом растворной керамики, после охлаждения материала до комнатной температуры создают значительные продольные растягивающие напряжения ($\sim 0,5-1,0 \text{ кг/мм}^2$). При этом обнаружено,

что конкретная величина σ , индуцируемая покрытием, зависит не только от интервала температур охлаждения, толщины и КТЛР сплава и покрытия, но в значительной мере определяется адгезионной способностью покрытия к металлу и характером распределения вызываемых напряжений по объему образца. Эти факторы удается варьировать в широких пределах за счет выбора способа нанесения покрытий, режимов обработки и условий подготовки поверхности материала.

Из рентгеновских дифракционных изображений приповерхностных слоев отдельных кристаллов Fe–Si, Fe–Al и Fe–Si–Al видно, что с помощью нитридно-оксидных покрытий при оптимальных условиях их формирования методом ионно-плазменного осаждения, достигается достаточно монотонная картина однородного почернения топограмм, нарушаемая лишь редкими изображениями отдельных субграниц. Изображение аналогично картине исходного, предварительно отожженного состояния этих кристаллов.

В случае же магний-фосфатных покрытий, наносимых на ленту методом растворной керамики, полученное дифракционное изображение того же кристалла Fe–3%Si имеет пятнистый черно-белый контраст, полностью экранирующий структуру кристалла. Такой контраст связан с локальностью сцепления покрытия с лентой сплава, обусловленного процессами парообразования при сушке водных растворов и спекании покрытия. Это указывает на неравномерное распределение деформации в приповерхностных объемах ферромагнетика, прилегающих к покрытию, и приводит к деградации магнитных свойств материала (к снижению магнитной проницаемости, росту гистерезисных потерь).

Однородное почернение полученных рентгеновских топограмм, наблюдаемое при оптимальных режимах формирования покрытия методом ионно-плазменного осаждения, обусловленное однородностью сцепления композита металл–покрытие, обеспечивает значительную величину продольного растяжения ленты ($\sim 1,0$ кг/мм²), снижение ширины полосовых доменов, вихретоковых и полных магнитных потерь. Это состояние однородного растяжения ленты положительно сказывается и на реализации эффекта дополнительного снижения потерь термообработкой материала в переменном магнитном поле [6], достигаемого за счет однородного движения доменных границ и их дестабилизации.

Таблица 1. Зависимость магнитных свойств аморфного сплава – ленты Fe₈₁Si₄B₁₃C₂ после различных видов обработок

Обработка	μ_{\max}	$P_{1/400} = P_{\Gamma} + P_{\text{В}}$ (Вт/кг)
ТО	72000	2,66 = 1,40+1,26
ТО+ σ +ЭИП	54000	1,94 = 1,21+0,73
ТО+ТМО	142000	2,02 = 1,08+0,94
ЭИП+ТО+ТМО	94000	1,65 = 0,95+0,70

Покрытие TiO+TiN, метод ионно-плазменный.

Таблица 2. Зависимость магнитных свойств поликристаллического сплава Fe–3%Si после различных видов обработок

Обработка	$\lambda \cdot 10^6$	$P_{1,7/50} = P_{\Gamma} + P_{\text{В}}$ (Вт/кг)
ТО	1,5–2,2	1,57 = 0,90+0,67
ЭИП ₁ +ТО+ТМО	0,2–0,6	1,16 = 0,74+0,42
ТО	1,7–2,3	1,54 = 0,88+0,66
ЭИП ₂ +ТО+ТМО	2,4–3,2	1,43 = 0,91+0,52

Покрытие ЭИП₁ – CrO+CrN, метод ионно-плазменный. Покрытие ЭИП₂ – MgO+P₂O₅, метод растворной керамики.

В представленных в табл. 1 и 2 результатах, в качестве примера приведены величины магнитной проницаемости μ_{\max} , магнитострикции λ , полных магнитных потерь P и их гистерезисной P_H и вихреговой P_v составляющих для тончайших лент аморфных и поликристаллических ферромагнетиков ($\text{Fe}_{81}\text{Si}_4\text{V}_{13}\text{C}_2$ и $\text{Fe}-3\% \text{Si}$, соответственно).

Из табл. 1 видно, что в ленте аморфного сплава $\text{Fe}_{81}\text{Si}_4\text{V}_{13}\text{C}_2$ толщиной 20 мкм в результате формирования на ее поверхности электроизоляционного покрытия из оксида и нитрида титана имеет место значительное снижение магнитных потерь (на 25–35 %), происходящее, в основном, за счет уменьшения (на 42 %) их вихреговой составляющей. Существенное снижение магнитных потерь достигается и в результате ТМО ленты в продольном переменном магнитном поле, создавая суммарный эффект комбинированной (ЭИП+ТМО) обработки в 35–45 %. Аналогичные результаты получены и на других исследованных аморфных сплавах на основе железа.

Значительный эффект снижения магнитных потерь получен и на лентах поликристаллических сплавов FeSi и $\text{Fe}-\text{Al}$ с использованием магнитоактивных покрытий из нитрида хрома, осажденного на ленты ионно-плазменным методом и при последующей ТМО в переменном магнитном поле. При этом гистерезисные, вихреговые и полные магнитные потери снижаются (в сплаве $\text{Fe}-3\% \text{Si}$, табл. 2) на 18, 32 и 26 %, соответственно. В лентах тех же сплавов покрытия на основе фосфатов магния, нанесенные методом растворной керамики, лишь незначительно снижают полные магнитные потери (на 5–9 %) за счет уменьшения их вихреговой составляющей.

Из приведенных выше результатов видно, что положительный эффект – уменьшение магнитных потерь, повышение магнитной проницаемости (на 15–30 % – см. табл. 1) и индукции в средних полях, снижение магнитострикции (практически до нуля – см. табл. 2) наблюдается в состояниях, когда магнитоактивное ЭИП создает однородно распределенные растягивающие напряжения с преимущественной ориентацией вдоль оси ферромагнитной ленты. Причиной этого является существенное увеличение исходной одноосной магнитной анизотропии, приводящее к сужению ширины полосовых магнитных доменов.

Таким образом, ионно-плазменное осаждение безгрунтовых аморфных электроизоляционных покрытий на основе нитридов и оксидов титана и хрома создают, при микронной толщине покрытия, значительные по величине и достаточно однородные по распределению растягивающие напряжения, существенно улучшая магнитные характеристики тончайших лент магнитомягких сплавов на основе железа. Последующая термомагнитная обработка в переменном магнитном поле за счет дестабилизации и увеличения подвижности доменных границ усиливает эффект магнитоактивных покрытий.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 05-02-17704, 06-02-17082, 07-02-96032) и УрО РАН (проект № 22).

Список литературы

1. Драгошанский Ю.Н., Потапов А.П., Глазер А.А.. Магнитные потери тонких магнитомягких ферромагнетиков при повышенных частотах перемагничивания. // Изв. АН СССР, 1982, сер. физич., Т. 46, №4, С. 626.
2. Драгошанский Ю.Н., Соколов Б.К.. Управление доменной структурой как средство оптимизации магнитных свойств анизотропной электротехнической стали. // Изв. АН СССР, 1989, сер. физич., Т. 53, №4, С. 610.
3. Pry R.H., Bean C.P.. Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model. // J. Appl. Phys., 1958, Т. 29, №3, Р. 532.
4. Драгошанский Ю.Н., Есина Н.К., Зайкова В.А. Влияние совершенства кристаллографической текстуры (110)[001] на величину магнитных потерь в трансформаторной стали. // ФММ, 1978, Т. 45, №4, С. 723.

5. Livingston J.D.. SEM studies of magnetic domains in amorphous ribbons. // IEEE Trans. Magn., 1981, Т. 17, №6, Р. 2624.
6. Драгошанский Ю.Н.. Способ термомагнитной обработки магнитомягких материалов. // Патент РФ №2025504, Бюл. изобр. №24, 1994.
7. Драгошанский Ю.Н.. Физические механизмы динамического измельчения доменной структуры электротехнических материалов. // ФММ, 1994, Т. 77, №1, С. 106.
8. Драгошанский Ю.Н., Зайкова В.А., Хан Е.Б.. Влияние кристаллографической ориентации и упругой деформации на магнитные потери монокристаллов кремнистого железа. // Международная конференция по магнетизму МКМ-73, М.: “Наука”, 1974, Т. 4, С.518.
9. Nozawa T., Yamamoto T., Matsuo Yu., Ohya Yo.. Relationship between total losses under tensile stress in 3%Si-Fe single crystals and their orientations near (110)[001]. // IEEE Trans. Magn., 1978, Т. 14, №4, Р. 252.
10. Shilling J.W., Morris W.G., Osborn M.L., Rao P.. Orientation dependence of domain wall spacing and losses in 3%Si-Fe single crystals. // IEEE Trans. Magn., 1978, Т. 14, №3, Р. 104.
11. Драгошанский Ю.Н., Шейко Л.М.. Влияние плоскостных растяжений на доменную структуру и магнитные свойства кремнистого железа. // Изв.АН СССР, 1985, сер. физич., Т. 49, №8, С. 1568.
12. Глазер А.А., Драгошанский Ю.Н., Потапов А.П., Шейко Л.М. Влияние одноосных и двухосных напряжений на магнитные свойства лент электротехнических сплавов Fe-Si и Fe-Si-V. // Республиканская конференция “Мягкие магнитные материалы и их применение в технике”. // Свердловск: “Полиграфист”, 1985, С. 36.
13. Драгошанский Ю.Н., Ханжина Т.А.. Аморфная электротехническая сталь с электроизоляционным покрытием. // Научно-техническая конференция “Управление структурой и свойствами магнитомягких материалов”. Свердловск: “Полиграфист”, 1988, С. 25.
14. Драгошанский Ю.Н., Корзунин Г.С., Мельников М.Б., Пятагин А.И., Чистяков В.К.. Влияние растягивающих напряжений на магнитные характеристики современной анизотропной электротехнической стали. //ФММ, 2006, т.101, № 4, С.

УДК 669.017: 666.018

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ДИФФУЗИИ АТОМОВ ВБЛИЗИ
ГРАНИЦ ЗЕРЕН НАКЛОНА В ИНТЕРМЕТАЛЛИДЕ NI_3Al МЕТОДОМ
КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

**Синяев Д. В., Ракитин Р. Ю.*, Старостенков М. Д.*, Коваленко В. В.,
Громов В. Е.**

*Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк
* Алтайский государственный технический университет, Барнаул,*

Границы зерен являются неотъемлемой частью структуры металлов и сплавов, представляющих, в основном, поликристаллы. Границы зерен (ГЗ) образуются в процессах кристаллизации, при рекристаллизационном отжиге и в процессах деформации [1], оказывают определяющее влияние на многие физические и физико-механические свойства материалов, такие как пластичность, диффузия, высокотемпературная и структурная ползучесть, разрушение, плавление и другие [2]. Несмотря на большой объем исследований ГЗ, в настоящее время остаются не ясными многие проблемы, связанные со структурой и со структурными изменениями, происходящими вблизи них в процессах температурно-силового воздействия на материал.

Процессы, происходящие с участием ГЗ, непосредственно связаны с их атомной структурой. Решение таких вопросов с использованием реальных экспериментов в настоящее время является затруднительным, поскольку требуется исследовать динамическое поведение структуры ГЗ на атомном уровне. Поэтому наиболее эффективным оказывается применение методов компьютерного моделирования.

Границы наклона создавались посредством поворота двух кристаллов на углы разориентации θ и β вокруг осей [111] или [100]. Угол β определял ориентацию одного из зерен относительно границы, θ – угол разориентации зерен (рис. 1).

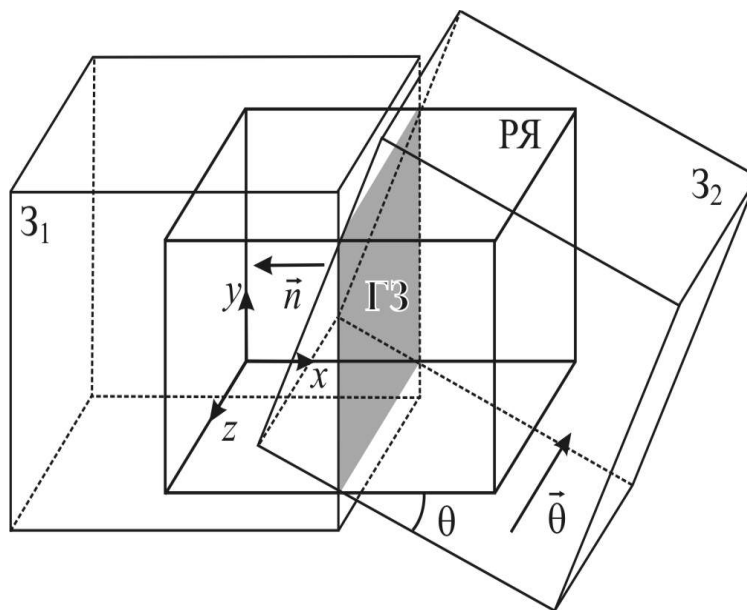


Рис. 1. Схема построения трехмерной расчетной ячейки с границей зерен наклона. Z_1 и Z_2 – зерна, РЯ – расчетная ячейка, ГЗ – граница зерен, $\vec{\theta}$ – вектор разориентации зерен, \vec{n} – единичный вектор нормали ГЗ.

Так как основное влияние на свойства границ зерен наклона оказывает изменение угла θ и, в меньшей степени, значение угла β , последний принимался равным нулю [3, 4]. Из получаемой структуры вырезался расчетный блок, параллельный одному из зерен, так чтобы граница была в центре блока. Расчетный блок обрезался по краям в форме параллелепипеда, так чтобы на гранях отсутствовали пустоты. Атомы за границей этого блока удалялись, как и «лишние» атомы второго, наклоненного к первому, зерна.

Количество атомов в расчетном блоке составляло от $2 \cdot 10^5$ до $10 \cdot 10^5$. Оси координат расчетного блока были взяты следующими: ось X – перпендикулярно плоскости межзеренной границы, вглубь одного из зерен, Y – вдоль границы зерна и перпендикулярно оси наклона, Z – вдоль оси наклона. Вдоль осей X и Y были наложены жесткие граничные условия, а вдоль Z – периодические.

При описании межатомных взаимодействий в настоящей работе применялись парные центральные межатомные потенциалы Морза в виде

$$\Phi_{kl}(r_{ij}) = D_{kl} \beta_{kl} e^{-\alpha_{kl} r_{ij}} (e^{-\alpha_{kl} r_{ij}} - 2),$$

где α_{KL} , β_{KL} , D_{KL} – параметры потенциалов, определяющих взаимодействие пары атомов сортов K и L , r_{ij} – расстояние между i и j атомами.

Параметры потенциалов, характеризующие связи А–А и В–В пар атомов определялись с учетом взаимодействий атомов в пяти координационных сферах из экспериментально известных свойств чистых металлов – энергии сублимации, параметра решетки и объемного модуля упругости. Параметры потенциалов, соответствующих связям А–В, находились с учетом экспериментальных данных по интерметаллиду Ni_3Al : параметру решетки, объемному модулю упругости и энергиям образования антифазных границ типа $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle \{100\}$ и $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle \{111\}$, согласно методике, приведенной в [5].

Апробация используемых межатомных потенциалов Морза проводилась по сравнению температурного коэффициента линейного расширения [6], скорости распространения продольных и поперечных упругих волн, энергии миграции вакансий. Полученные значения для трехмерных моделей хорошо согласовывались с экспериментальными данными. Исследование структурно-энергетических перестроек границ зерен выполнялось методом молекулярной динамики. Температура расчетной ячейки кристалла задавалась через начальные скорости смещений атомов, одинаковые по абсолютной величине со случайными направлениями. Полная кинетическая энергия соответствовала задаваемой температуре, а суммарный импульс расчетного блока был равен нулю.

После выполнения процедуры построения расчетного блока кристалла проводилась динамическая релаксация структуры и последующее охлаждение посредством диссипации запаса кинетической энергии за пределы расчетного блока кристалла.

Методом молекулярной динамики исследован процесс структурно-энергетической трансформации границ зерен наклона в интерметаллиде Ni_3Al , происходящей при деформации и разогреве. В зависимости от величины и направления деформации, в диффузионный процесс включается целая серия механизмов диффузии, в том числе, и кооперативные перемещения групп атомов. Различия в коэффициентах диффузии атомов Ni и Al между границами наклона $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ может быть объяснено тем, что для границ последней ориентации требуется больший запас кинетической энергии для того, чтобы осуществить миграцию атомов вдоль менее плотноупакованного направления.

Список литературы

1. Хирт Д., Лоте И. Теория дислокаций. М: Атомиздат, 1972. - 600 с.
2. Штремель М.А. Прочность сплавов. - Ч 1. - Дефекты решетки. - М.: Металлургия, 1982. - 280 с.
3. Кирсанов В.В. Атомные механизмы диффузии и дефекты кристаллов // Соросовский образовательный журнал. - 2001. - Т.7, № 9. - С.103-108.
4. Ракитин Р.Ю. Исследование механизмов диффузии по границам зерен наклона в ГЦК металлах. Автореферат диссертации на соискание ученой степени к.ф.-м.н. Издательство АлтГТУ им. И.И.Ползунова, Барнаул, 2006, 24 с.
5. Старостенков М.Д., Горлов Н.В. Энергия упорядочения и ориентационная анизотропия АФГ в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ // Изв. СОАН СССР. – Сер. техн. наук. – 1987, 14, № 6, с. 91-93.
6. Лариков Л.Н., Носарь А.И. Самодиффузия в интерметаллических соединениях со слоистой структурой // Металлофизика и новейшие технологии. - 1995. - Т.17, №2. - С. 37-42.

УДК 539.3

НЕКОТОРЫЕ СИНГУЛЯРНЫЕ РЕШЕНИЯ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ ДЛЯ ПОЛУПЛОСКОСТИ

Пронина Ю. Г.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
dearJuly@gmail.com

1. Введение. Места приложения сосредоточенных сил и моментов в теории упругости принято рассматривать как изолированные особые точки. Основное частное решение, выражающее смещения, вызываемые сосредоточенной силой в бесконечном теле, было дано Кельвином. Позднее Буссинеск, Черутти и др. нашли как это решение, так и ряд других решений, которые могут быть синтетически получены из первого. Из формул для сосредоточенной силы можно вывести новые частные решения, обладающие особыми точками: для двойной силы (диполя) без момента, для двойной силы с моментом, для центра расширения (комбинация трех взаимно перпендикулярных диполей без момента) и для центров вращения (комбинация двойных сил с моментами) [3].

В случае системы двух измерений решение подобных задач существенно упрощается. В монографиях [3, 6] представлен ряд решений о силовых особенностях в упругой плоскости. Силы и моменты в упругой полуплоскости рассмотрены в работах Фламана, Буссинеска, Мичела, Мелана, Гоша, А. Стивенсона и др. Использование комплексных переменных и комплексного анализа [2] позволяет придать этим решениям более удобную форму.

Как известно [4], в плоской задаче теории упругости с помощью двух аналитических функций $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ вычисляются компоненты тензора напряжений

$$\sigma_{xx}(z) + \sigma_{yy}(z) = 4 \operatorname{Re} \Phi(z), \quad (1)$$

$$\sigma_{yy}(z) - \sigma_{xx}(z) + 2i\sigma_{xy}(z) = 2 \left[\bar{z} \frac{d\Phi(z)}{dz} + \Psi(z) \right], \quad (2)$$

а через их первообразные $\varphi(z) = \int \Phi(z) dz$, $\psi(z) = \int \Psi(z) dz$ определяются компоненты вектора перемещения

$$2\mu[u(z) + iv(z)] = \kappa\varphi(z) - z \frac{d\bar{\varphi}(\bar{z})}{d\bar{z}} - \bar{\psi}(\bar{z}).$$

Здесь $z = x + iy$; $\bar{z} = x - iy$; $\kappa = 3 - 4\nu$ – в случае плоской деформации и $\kappa = (3 - \nu)/(1 + \nu)$ – при обобщенном плоском напряженном состоянии; μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона. Черта сверху означает комплексное сопряжение.

В связи со сказанным выше изложение материала в настоящей работе представлено в терминах функций комплексного переменного.

С помощью комплексных потенциалов Колосова решения задач о сосредоточенных силах и моментах в бесконечной плоскости и в полуплоскости приведены, например, в [1, 4, 5, 7].

2. О предельных переходах в задачах о моменте и центре сжатия. В монографии [4] функции Колосова-Мухелишвили $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ для сосредоточенной силы $\mathbf{P} = Pe^{i\alpha} = X + iY$ выведены из решения задачи о бесконечной плоскости с круговым отверстием, по контуру которого приложена однонаправленная распределенная нагрузка

ка с соответствующим главным вектором сил. Для того чтобы получить выражения для силы, приложенной в точке, в указанном решении необходимо перейти к пределу при стремлении радиуса R отверстия к нулю так, чтобы главный вектор сил оставался постоянным. Функции $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ для сосредоточенного момента M в точке $z_0 = 0$ найдены в [4] путем осуществления аналогичного предельного перехода в задаче о плоскости с круговым отверстием $|z| = R$, равномерно нагруженным касательными усилиями T (рис. 1 а), так, что $M = -T 2\pi R^2 = \text{const}$:

$$\Phi(z) = 0, \Psi(z) = -\frac{iM}{2\pi} \frac{1}{z^2}. \quad (3)$$

Эти же функции для сосредоточенного момента можно построить суммированием решений для двух взаимно перпендикулярных двойных сил с моментами (рис. 1 б) при $R \rightarrow 0$ так, что $M = -4PR = \text{const}$ (см. [3, 6]).

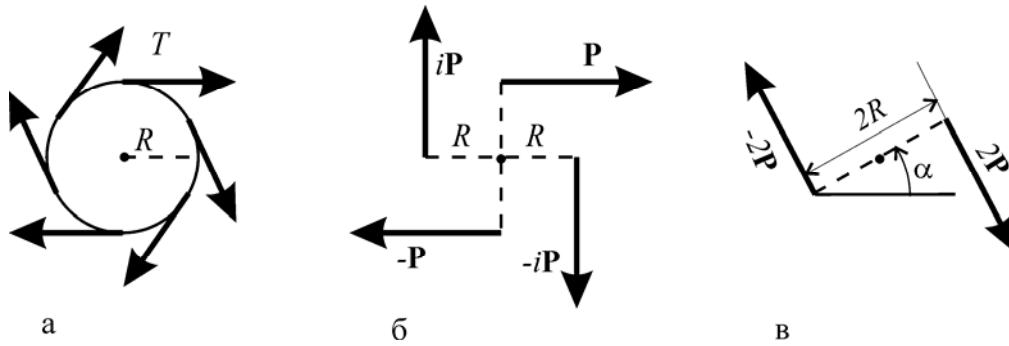


Рис. 1. Сосредоточенный момент.

Мусхелишвили отметил [4], что вид решений для сосредоточенных воздействий зависит от способа осуществления предельного перехода. Действительно, решение для сосредоточенного момента, полученное из рассмотрения одной пары сил, создающей момент, не согласуется с (3). В чем же кроется причина отличий в этих решениях?

Рассмотрим одну пару двойных сил с моментом, линия приложения которых наклонена под углом α к оси абсцисс (рис. 1 в). Устремив $R \rightarrow 0$ так, чтобы $M = -4PR$ оставалось постоянным, находим

$$\Phi(z) = -\frac{iM}{2\pi} \frac{e^{2i\alpha}}{\kappa + 1} \frac{1}{z^2}, \Psi(z) = -\frac{iM}{2\pi} \frac{1}{z^2}. \quad (4)$$

Как видно, последние выражения не совпадают с (3) и, кроме того, зависят от угла α . Однако, проинтегрировав эти формулы по α от 0 до π и разделив полученный результат на длину промежутка интегрирования π (выполненная операция означает осреднение по углу α), вновь приходим к соотношениям (3). Таким образом, осреднение по углу аннулирует разницу в представленных решениях. Для объяснения этой ситуации обратимся к механической сути проблемы. Пара сил с моментом, осредненная по углу, создает в плоскости полярно-симметричное напряженно-деформированное состояние, при котором на окружности γ радиуса R действует касательная равномерно распределенная нагрузка. Очевидно, что под действием нагрузки внутренность S^0 этой окружности поворачивается как абсолютно твердое тело, не деформируясь. Все усилия при этом затрачиваются только на деформацию внешней части плоскости. Аналогичное полярно-симметричное деформированное состояние возникает и при наложении двух взаимно перпендикулярных двойных сил с моментами (при $R \rightarrow 0$). Предпо-

жим теперь, что на окружности γ в плоскости действует только одна пара сосредоточенных сил с моментом. В таком случае круг S^0 уже не может двигаться как абсолютно жесткое целое, и часть приложенной нагрузки расходуется на его деформацию. Несмотря на то, что размеры области S^0 затем устремляются к нулю, предельный переход осуществляется так, чтобы $PR = \text{const}$. Поэтому, в отличие от первой ситуации, напряженно-деформированное состояние в этом случае: 1) создается только частью приложенной нагрузки и 2) не является полярно-симметричным.

Плоский центр расширения-сжатия Q^* , по аналогии с трехмерным случаем, определен как совокупность двух взаимно перпендикулярных диполей без моментов (рис. 2а). Здесь $Q^* = 4PR$. Функции Колосова для центра сжатия в точке $z_0 = 0$ имеют вид [5]

$$\Phi(z) = 0, \Psi(z) = -\frac{Q^*}{2\pi} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \frac{1}{z^2}. \quad (5)$$

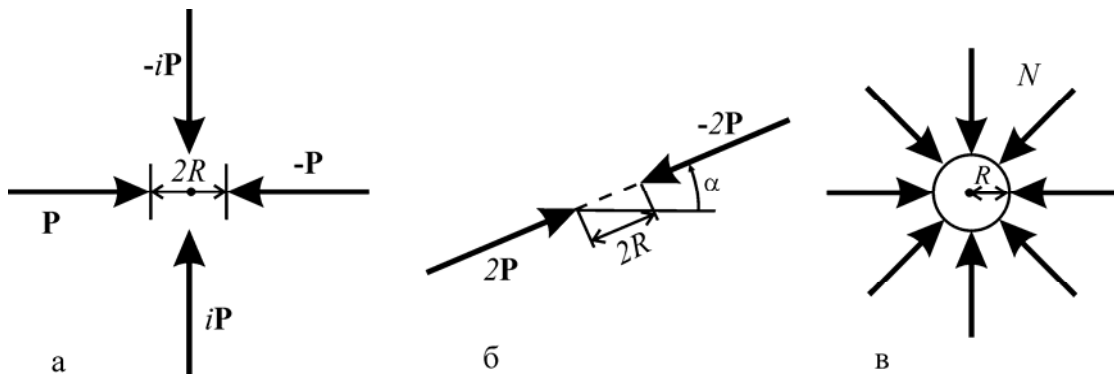


Рис. 2. Центр сжатия.

Данное решение можно также получить, рассматривая один диполь, действующий на прямой, расположенной под углом α к оси абсцисс (рис. 2 б). Для него

$$\Phi(z) = \frac{Q^*}{2\pi} \frac{e^{2i\alpha}}{\kappa + 1} \frac{1}{z^2}, \Psi(z) = -\frac{Q^*}{2\pi} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \frac{1}{z^2}. \quad (6)$$

Произведя операцию осреднения по углу α , вновь приходим к формулам (5). Несмотря на аналогию с задачей о моменте (с той лишь только разницей, что силы $i\mathbf{P}$ в случае момента заменены силами \mathbf{P} в случае центра сжатия), функции Колосова (5) оказались зависящими от констант материала, в отличие от функций (3). Почему появление множителя i в формулах для двойных сил привело к столь кардинальным различиям? Ответ на этот вопрос станет очевидным несколько позднее.

Попробуем, по аналогии с задачей о сосредоточенном моменте, вывести соотношения (5), рассматривая бесконечную плоскость с круговым отверстием, контур которого загружен нормальными равномерно распределенными усилиями N (рис. 2 в). Перейдя в известном решении [4] этой задачи к пределу при $R \rightarrow 0$ так, чтобы $N2\pi R^2 = Q = \text{const}$, получаем

$$\Phi(z) = 0, \Psi(z) = -\frac{Q}{2\pi} \frac{1}{z^2}. \quad (7)$$

Последние выражения отличаются от представленных выше уравнений (5) отсутствием множителя $(\kappa - 1)/(\kappa + 1)$, но согласуются с формулами (3) для момента. Как мы отметили ранее, решения задачи о сосредоточенном моменте, найденные путем различ-

ных предельных переходов из решений задачи о плоскости с круговым отверстием и задачи о плоскости, нагруженной двумя двойными силами, оказались одинаковыми. Почему же, несмотря на кажущуюся с математической точки зрения полную аналогию с задачей о моменте (здесь касательные к окружности силы iT заменены нормальными N), решения, построенные двумя способами, различны?

Для выяснения поставленных вопросов вновь обратимся к механическому смыслу проблемы. Решение (5), полученное от действия двойных сил, соответствует задаче о сплошной плоскости, внутри которой на окружности γ распределены нормальные усилия N^* . Функции Колосова для этого случая выводятся из решения Мухелишвили для сосредоточенной силы путем интегрирования по окружности. Внутри окружности при этом реализуется однородное напряженное состояние:

$$\sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = -\frac{2N^*}{1+\kappa} = \text{const}, \quad \sigma_{r\theta} = 0,$$

независящее от радиуса окружности γ . Поэтому часть усилий $p = \frac{2N^*}{1+\kappa}$ расходуется

на деформацию круга S^0 (даже если его радиус стремится к нулю), и лишь оставшаяся их часть затрачивается на деформацию бесконечной плоскости вне контура γ . Во внешней части окружности ($r \geq R$) имеем

$$\sigma_{rr} = -\sigma_{\theta\theta} = N^* \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \left(\frac{R}{r}\right)^2, \quad \sigma_{r\theta} = 0.$$

Такое напряженное состояние соответствует плоскости с отверстием, по контуру которого приложена нормальная нагрузка $N^* - p = N^* \frac{\kappa-1}{\kappa+1}$. Таким образом, полагая

$N = N^* \frac{\kappa-1}{\kappa+1}$ или $Q = Q^* \frac{\kappa-1}{\kappa+1}$, приходим к согласованию формул (5) и (7). В задаче

же о сосредоточенном моменте (осредненном по α), как мы заметили ранее, внутренность контура γ не деформируется. Поэтому все усилия расходуются только на деформацию бесконечной плоскости, как и в том случае, когда внутри контура находится отверстие.

Из этих рассуждений ясно, что при плоской деформации несжимаемого материала невозможно существование центра сжатия, определенного как совокупность двойных сил, поскольку область S^0 не может деформироваться. Это очевидно и с математической точки зрения: при $\nu = 0.5$ получаем $\kappa = 1$ и $\Phi(z) = 0$, $\Psi(z) \equiv 0$.

3. Силовые особенности в полуплоскости. Для оценки влияния границы тела (свободной или закрепленной) на напряженно-деформированное состояние в окрестности силовых факторов обычно рассматривают задачу о полуплоскости с данными особенностями. Формулы для силовых особенностей в полуплоскости со свободной кромкой несложно вывести из соответствующих выражений для этих особенностей в бесконечной плоскости. А именно, они определяются суммой решений двух вспомогательных задач. Первая из которых – о бесконечной плоскости, составленной из двух полуплоскостей с зеркально-симметричными воздействиями (т.е. нагруженной в точках z_0 и \bar{z}_0 симметрично относительно оси абсцисс). Вторая – о полуплоскости, на границе которой приложены напряжения, равные по величине и противоположные по знаку тем, которые возникают на границе полуплоскости в первой задаче. Использование инте-

гравов типа Коши позволяет легко решить рассматриваемые задачи. Таким способом найдены решения задач о сосредоточенной силе, моменте и центре расширения-сжатия в работах [1, 5]. Там же эти решения обобщены на случаи периодических воздействий в полуплоскости с закрепленной или загруженной кромкой. Представленный математический аппарат моделирует наложение отраженного от границы фронта распространения деформации (при заданных граничных условиях) на исходное напряженно-деформированное состояние в теле (без учета границ).

В качестве примера рассмотрим задачу о диполе $\mathbf{D} = De^{i\alpha}$ без момента в точке z_0 полуплоскости $S^- (y \leq 0)$.

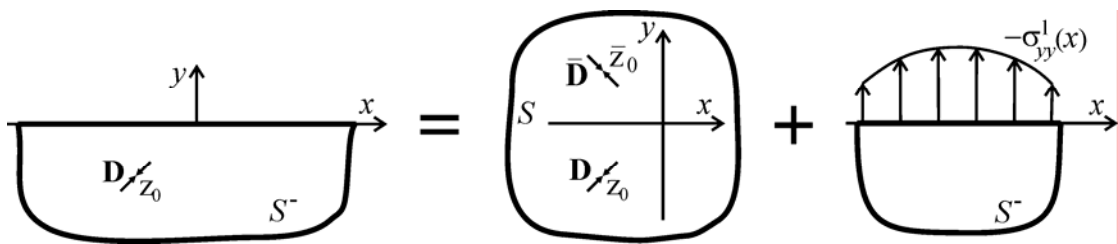


Рис. 3. Диполь в полуплоскости

Функции Колосова для первой вспомогательной задачи определяются суммой функций $\Phi(z)$ и $\Psi(z)$ для диполя $\mathbf{D} = De^{i\alpha}$ в точке z_0 и диполя $\bar{\mathbf{D}} = De^{-i\alpha}$ в точке \bar{z}_0 (это преобразованные к новой системе координат формулы (6), в которых $Q^* = D$):

$$\Phi^1(z) = \frac{D}{2\pi(\kappa+1)} \left[\frac{e^{2i\alpha}}{(z-z_0)^2} + \frac{e^{-2i\alpha}}{(z-\bar{z}_0)^2} \right],$$

$$\Psi^1(z) = \frac{-D}{2\pi} \frac{1}{\kappa+1} \left[\frac{\kappa-1}{(z-z_0)^2} + \frac{\kappa-1}{(z-\bar{z}_0)^2} - \frac{2\bar{z}_0 e^{2i\alpha}}{(z-z_0)^3} - \frac{2z_0 e^{-2i\alpha}}{(z-\bar{z}_0)^3} \right].$$

Вычисленные по формулам (1), (2) напряжения на оси Ox ($y=0$) равны

$$\sigma_{xy}^1(x) = 0, \quad \sigma_{yy}^1(x) = \frac{-D}{2\pi} \frac{1}{\kappa+1} \left[\frac{\kappa-1}{(x-z_0)^2} + \frac{\kappa-1}{(x-\bar{z}_0)^2} + \frac{2(z_0 - \bar{z}_0)e^{2i\alpha}}{(x-z_0)^3} - \frac{2(z_0 - \bar{z}_0)e^{-2i\alpha}}{(x-\bar{z}_0)^3} \right].$$

Ввиду того, что выражение в квадратных скобках представляет собой сумму комплексно сопряженных слагаемых, оно является вещественным. Для того чтобы граница $y=0$ оказалась свободной от нагрузки, к ней необходимо приложить напряжения $\sigma_{yy}^2(x) = -\sigma_{yy}^1(x)$. Потенциалы Колосова для полуплоскости с такой нагрузкой (вторая вспомогательная задача) имеют вид [4]

$$\Phi^2(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sigma_{yy}^1}{x-z} dx, \quad \Psi^2(z) = -z \frac{d\Phi^2(z)}{dz}.$$

Вычислив в последних формулах интегралы типа Коши при $z \in S^-$ и сложив функции Колосова для первой и второй вспомогательных задач, окончательно получаем

$$\Phi(z) = \frac{D}{2\pi(\kappa+1)} \left[\frac{e^{2i\alpha}}{(z-z_0)^2} + \frac{e^{-2i\alpha}}{(z-\bar{z}_0)^2} + \frac{\kappa-1}{(z-\bar{z}_0)^2} - \frac{2(z_0 - \bar{z}_0)e^{-2i\alpha}}{(z-\bar{z}_0)^3} \right], \quad (8)$$

$$\Psi(z) = \frac{-D}{2\pi(\kappa+1)} \left[\frac{\kappa-1}{(z-z_0)^2} + \frac{\kappa-1}{(z-\bar{z}_0)^2} - \frac{2z(\kappa-1)}{(z-\bar{z}_0)^3} - \frac{2\bar{z}_0 e^{2i\alpha}}{(z-z_0)^3} - \frac{2z_0 e^{-2i\alpha}}{(z-\bar{z}_0)^3} + \frac{6z(z_0-\bar{z}_0)e^{-2i\alpha}}{(z-\bar{z}_0)^4} \right].$$

Это решение несложно обобщить на случай закрепленной или нагруженной кромки полуплоскости с помощью метода, представленного в [1].

Решения для силовых особенностей (помимо сосредоточенной силы) в полуплоскости можно вывести и иным способом: отталкиваясь от уже полученного решения для сосредоточенной силы в полуплоскости и осуществляя предельные переходы, аналогичные переходам в бесконечной плоскости. Например, сложив известные функции Колосова для силы $\mathbf{P} = Pe^{i\alpha}$, действующей в точке z_0 , и силы $-\mathbf{P} = -Pe^{i\alpha}$ в точке $z_0 + Re^{i\alpha}$ полуплоскости и перейдя затем в полученной сумме к пределу при $R \rightarrow 0$ (так, чтобы $D = 2PR = \text{const}$), вновь приходим к решению (8). Осуществив подобный предельный переход в формулах для сил в полуплоскости с закрепленной или нагруженной кромкой [1], несложно найти решения задач о диполе у закрепленной или нагруженной границы полуплоскости. Аналогичными путями можно построить решения задач о моментах [1] и центрах сжатия [5] в полуплоскости.

Наличие границы вблизи особых точек всегда повышает уровень напряжений (хотя при этом величины некоторых компонент напряжения становятся меньше). Например, для сосредоточенной силы максимальный рост напряжения происходит на границе, в точке, ближайшей к особой точке z_0 . Для силы, перпендикулярной к кромке полуплоскости, максимальное главное напряжение там на порядок превышает аналогичную величину напряжения в бесконечной плоскости (отношение этих величин зависит от значения κ). Для центра сжатия максимальное повышение напряжения – в 4 раза – происходит так же в граничной точке, ближайшей к z_0 .

Автор благодарит Юрия Михайловича Даля за внимательное прочтение работы и ряд ценных замечаний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-01-00274, 06-01-00171).

Список литературы

1. Даль Ю.М., Пронина Ю.Г. Сосредоточенные силы и моменты у границы упругой полуплоскости. Изв.РАН, МТТ. 1998. № 5. С.78–87.
2. Колосов Г.В. Применение комплексной переменной к теории упругости. М.Л.: ОНТИ, 1935, 224 с.
3. Ляв А. Математическая теория упругости. М.–Л.: ОНТИ, 1935. 674 с.
4. Мухелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука, 1966, 707 с.
5. Пронина Ю.Г. Центры растяжения-сжатия в упругой полуплоскости. Вестн. С.-Петербург. гос. ун-та. Сер. 1. 2007. Вып. 2. С. 140–149.
6. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости, перев. с англ. М.: Наука. 1975. 576 с.
7. Хан Х. Теория упругости. М.: Мир, 1988, 343 с.

УДК 539.3

ОБ ОДНОМ ПОДХОДЕ К РЕШЕНИЮ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЗАДАЧ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ

Гасратова Н. А., Шамина В. А.

*Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург*

Введение. Осесимметричная задача линейной теории упругости в большинстве литературных источников решается либо в перемещениях с использованием уравнения Ламе, либо с использованием функции Лява [1–4]. Функция Лява, как и функция напряжений в плоской задаче, удовлетворяет бигармоническому уравнению, решение которого можно представить через две аналитические функции комплексного переменного. Плоская задача полностью формулируется в комплексной форме. Это позволило широко использовать методы теории функций комплексного переменного, построить красивую теорию и разработать единые методы решения различных классов задач [5,6]. В осесимметричных задачах выражения для краевых величин через функцию Лява достаточно сложны. Столь же сложна и неудобна их комплексная форма. Поэтому использование методов теории функций комплексного переменного существенно ограничено.

В настоящей работе основные соотношения осесимметричной задачи, приведенные в [7], модифицированы. Система координат выбирается при помощи конформного преобразования так, чтобы координатные поверхности совпадали с границей рассматриваемого тела. Однако тензор напряжений и вектор перемещений задаются в цилиндрических координатах. Уравнения равновесия и сплошности, краевые величины записываются в компонентах напряжений

1. Основные дифференциальные уравнения задачи. В задачах определения осесимметричного напряженно-деформируемого состояния деформируемых тел естественно использование цилиндрических координат ρ, φ, z с ортами $\mathbf{e}_\rho, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{k}$; ось z совпадает с осью вращения тела и \mathbf{k} ее орт. В плоскости $\varphi = const$ координаты ρ, z можно рассматривать как прямоугольные декартовы. Наряду с ними в той же плоскости введем ортогональные координаты r, θ так, что бы граница рассматриваемого тела совпадала с поверхностями $r = const, \theta = const$. При этом θ определяет положение точки на линии пересечения поверхности $r = const$ с плоскостью $\varphi = const$. Связь между координатами ρ, z и r, θ определим следующими соотношениями:

$$\rho = \rho(r, \theta), z = z(r, \theta),$$

$$\frac{\partial z}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta}, \frac{\partial \rho}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial z}{\partial \theta}. \quad (1.1)$$

Орты координатных линий r и θ обозначим через $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ соответственно. С учетом (1.1) устанавливаем их связь с $\mathbf{e}_\rho, \mathbf{k}$:

$$\mathbf{e}_1 = \frac{1}{A} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \mathbf{e}_\rho + \frac{\partial z}{\partial r} \mathbf{k} \right), \mathbf{e}_2 = \frac{1}{rA} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta} \mathbf{e}_\rho + \frac{\partial z}{\partial \theta} \mathbf{k} \right), \quad (1.2)$$

где

$$A^2 = \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial r} \right)^2 = \frac{1}{r^2} \left[\left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \theta} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

Для тензора напряжений Σ и вектора \mathbf{u} перемещений используем базис цилиндрических координат, но компоненты напряжений и перемещений считаем функциями r , θ , т.е.

$$\Sigma = \sigma_{\rho\rho}(r, \theta) \mathbf{e}_\rho \mathbf{e}_\rho + \sigma_{zz}(r, \theta) \mathbf{k} \mathbf{k} + \sigma_{\varphi\varphi}(r, \theta) \mathbf{e}_\varphi \mathbf{e}_\varphi + \sigma_{\rho z}(r, \theta) (\mathbf{e}_\rho \mathbf{k} + \mathbf{k} \mathbf{e}_\rho), \quad (1.4)$$

$$\mathbf{u} = u_\rho(r, \theta) \mathbf{e}_\rho + u_z(r, \theta) \mathbf{k}. \quad (1.5)$$

Аналогично записываем тензор деформации:

$$\mathbf{E} = e_{\rho\rho}(r, \theta) \mathbf{e}_\rho \mathbf{e}_\rho + e_{zz}(r, \theta) \mathbf{k} \mathbf{k} + e_{\varphi\varphi}(r, \theta) \mathbf{e}_\varphi \mathbf{e}_\varphi + e_{\rho z}(r, \theta) (\mathbf{e}_\rho \mathbf{k} + \mathbf{k} \mathbf{e}_\rho). \quad (1.6)$$

В цилиндрических координатах уравнения равновесия, соотношения обобщенно-го закона Гука и формулы, связывающие компоненты деформации с перемещениями, представлены в целом ряде монографий, например, в [6]. В этих соотношениях переходим от дифференцирования по ρ , z к дифференцированию по r , θ , учитывая при этом формулы (1.1), и исключаем компоненту напряжений $\sigma_{\varphi\varphi}$.

Итак, соотношения закона Гука имеют вид

$$\sigma_{\rho\rho} = 2\mu e_{\rho\rho} + \lambda(e_{\rho\rho} + e_{zz} + e_{\varphi\varphi}), \quad \sigma_{zz} = 2\mu e_{zz} + \lambda(e_{\rho\rho} + e_{zz} + e_{\varphi\varphi}),$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = 2\mu e_{\varphi\varphi} + \lambda(e_{\rho\rho} + e_{zz} + e_{\varphi\varphi}), \quad \sigma_{\rho z} = 2\mu e_{\rho z}. \quad (1.7)$$

Здесь λ и μ - упругие постоянные Ламе. Из (1.7) находим

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \mu \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} e_{\varphi\varphi} + \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} (\sigma_{\rho\rho} + \sigma_{zz}).$$

Положим

$$\sigma_3 = 2\mu e_{\varphi\varphi} = 2\mu \frac{u_\rho}{\rho}. \quad (1.8)$$

Тогда

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{3\lambda + 2\mu}{2(\lambda + \mu)} \sigma_3 + \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} (\sigma_{\rho\rho} + \sigma_{zz}). \quad (1.9)$$

Используя (1.9) и независимые переменные r , θ , преобразуем уравнения равновесия [7] к виду

$$\rho \left[r^2 \left(\frac{\partial \sigma_{\rho\rho}}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial r} \frac{\partial z}{\partial r} \right) + \frac{\partial \sigma_{\rho\rho}}{\partial \theta} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial \theta} \frac{\partial z}{\partial \theta} \right] + A^2 r^2 \left[\sigma_{\rho\rho} \frac{\lambda + 2\mu}{2(\lambda + \mu)} - \sigma_{zz} \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} - \sigma_3 \frac{3\lambda + 2\mu}{2(\lambda + \mu)} \right] + A^2 r^2 \rho F_\rho = 0,$$

$$\rho \left[r^2 \left(\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial r} \frac{\partial z}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial \theta} \frac{\partial z}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial \theta} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right] + A^2 r^2 (\sigma_{\rho z} + \rho F_z) = 0. \quad (1.10)$$

Систему уравнений равновесия (1.10) дополняем уравнениями сплошности, приведенными в [7]. Их преобразуем так же, как и уравнения равновесия.

Итак,

$$A^2 e_{\rho\rho} - \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial \rho e_{\varphi\varphi}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial \rho e_{\varphi\varphi}}{\partial \theta} \right) = 0,$$

$$r \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} (e_{\rho\rho} - e_{zz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (e_{\rho\rho} - e_{zz}) + 2r \frac{\partial z}{\partial r} \frac{\partial e_{\rho z}}{\partial r} + 2 \frac{1}{r} \frac{\partial z}{\partial \theta} \frac{\partial e_{\rho z}}{\partial \theta} -$$

$$- \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \rho e_{\varphi\varphi}}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \rho e_{\varphi\varphi}}{\partial \theta} \right) = 0. \quad (1.11)$$

При помощи (1.7)–(1.9) находим:

$$2\mu(e_{\rho\rho} - e_{zz}) = \sigma_{\rho\rho} - \sigma_{zz}, \quad 2\mu e_{\rho z} = \sigma_{\rho z}, \quad \sigma_3 = 2\mu e_{\varphi\varphi},$$

$$2(\lambda + \mu)(e_{\rho\rho} + e_{zz}) = \sigma_{\rho\rho} + \sigma_{zz} - \frac{\lambda}{\mu} \sigma_3. \quad (1.12)$$

Из соотношений (1.12) следует, что

$$2\mu e_{\rho\rho} = \sigma_{\rho\rho} \frac{2\mu + \lambda}{2(\lambda + \mu)} - \sigma_{zz} \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} - \sigma_3 \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}. \quad (1.13)$$

Используя (1.12), (1.13), получаем требуемую форму уравнений (1.11):

$$A^2 \left[\sigma_{\rho\rho} \frac{2\mu + \lambda}{2(\lambda + \mu)} - \sigma_{zz} \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} - \sigma_3 \frac{3\lambda + 2\mu}{2(\lambda + \mu)} \right] - \rho \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial \sigma_3}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial \sigma_3}{\partial \theta} \right) = 0,$$

$$r \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma_{\rho\rho} - \sigma_{zz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma_{\rho\rho} - \sigma_{zz}) + 2r \frac{\partial z}{\partial r} \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial z}{\partial \theta} \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \rho \sigma_3}{\partial r} \right) -$$

$$- \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \rho \sigma_3}{\partial \theta} \right) = 0. \quad (1.14)$$

Первое из уравнений равновесия (1.10) преобразуем при помощи первого из уравнений сплошности (1.14). В результате получаем уравнения равновесия в той форме, в которой они будут использоваться в дальнейшем:

$$r^2 \left(\frac{\partial \sigma_{\rho\rho}}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial r} \frac{\partial z}{\partial r} \right) + \frac{\partial \sigma_{\rho\rho}}{\partial \theta} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial \theta} \frac{\partial z}{\partial \theta} + r^2 \left(\frac{\partial \sigma_3}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \sigma_3}{\partial \theta} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right) + A^2 r^2 F_o = 0,$$

$$\rho \left[r^2 \left(\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial r} \frac{\partial z}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial \theta} \frac{\partial z}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}}{\partial \theta} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right] + A^2 r^2 \sigma_{\rho z} + A^2 r^2 \rho F_z = 0. \quad (1.15)$$

Итак, основная система уравнений в напряжениях для осесимметричной задачи состоит из четырех уравнений (1.14), (1.15). Неизвестными в ней являются $\sigma_{\rho\rho}$, σ_{zz} , $\sigma_{\rho z}$ и величина (1.8), имеющая размерность напряжения и пропорциональная радиальному перемещению u_ρ .

2. Уравнения для определения перемещений по компонентам деформации и основные краевые величины. Уравнения для определения осевого перемещения при известных компонентах деформации представлены в [7]. В используемых здесь цилиндрических координатах они имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_z}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} (e_{zz} - e_{\rho\rho}) + 2e_{\rho z} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho e_{\varphi\varphi}}{\partial \theta}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} &= \frac{2}{r} e_{\rho z} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} - \frac{\partial \rho}{\partial r} (e_{zz} - e_{\rho\rho}) - \frac{\partial \rho e_{\varphi\varphi}}{\partial r}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Правые части соотношений (2.1) представляем в напряжениях при помощи формул (1.7), (1.8):

$$\begin{aligned} 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} (\sigma_{zz} - \sigma_{\rho\rho}) + 2\sigma_{\rho z} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho \sigma_3}{\partial \theta}, \\ 2\mu \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} &= \frac{2}{r} \sigma_{\rho z} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} - \frac{\partial \rho}{\partial r} (\sigma_{zz} - \sigma_{\rho\rho}) - \frac{\partial \rho \sigma_3}{\partial r}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Определим теперь статические и кинематические краевые величины, т.е. величины, в которых формулируются краевые условия на поверхностях $r = const$ и $\theta = const$. Орт нормали к поверхности $r = const$ определяется первым из векторов (1.2), т.е.

$$\mathbf{e}_1 = \frac{1}{A} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \mathbf{e}_\rho + \frac{\partial z}{\partial r} \mathbf{k} \right). \quad (2.3)$$

Напряженное состояние рассматриваемой поверхности определяется вектором напряжений $\boldsymbol{\sigma}_1$, который определяется по формуле

$$\boldsymbol{\sigma}_1 = \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{e}_1 = \sigma_{1\rho} \mathbf{e}_\rho + \sigma_{1z} \mathbf{k},$$

$$\begin{aligned} \sigma_{1\rho} &= \sigma_{\rho\rho} (\mathbf{e}_\rho \cdot \mathbf{e}_1) + \sigma_{\rho z} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_1) = \frac{1}{A} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} \sigma_{\rho\rho} + \frac{\partial z}{\partial r} \sigma_{\rho z} \right), \\ \sigma_{1z} &= \sigma_{zz} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_1) + \sigma_{\rho z} (\mathbf{e}_\rho \cdot \mathbf{e}_1) = \frac{1}{A} \left(\frac{\partial z}{\partial r} \sigma_{zz} + \frac{\partial \rho}{\partial r} \sigma_{\rho z} \right). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Таким образом, в качестве статических краевых величин на поверхности $r = const$ можно использовать $\sigma_{1\rho}$ и σ_{1z} .

Кинематические краевые величины определяют деформированное состояние границы тела. В самом общем случае трехмерной теории упругости ими являются компоненты перемещения. Однако в двумерных задачах (плоская задача теории упругости и теория тонких оболочек [8], осесимметричная задача теории упругости [7]) возможны деформационные краевые условия, когда краевые величины представлены в компонентах тензоров деформации или напряжений. Их получают, используя правомерность дифференцирования перемещения вдоль границы. Именно такие кинематические краевые величины будут использоваться в дальнейшем. Их представим в терминах $\sigma_{\rho\rho}, \sigma_{zz}, \sigma_{\rho z}, \sigma_3$, которые удовлетворяют основной системе уравнений (1.14), (1.15).

На поверхности $r = r_0 = const$ кинематическими краевыми величинами являются

$$u_\rho(r_0, \theta) = u_{\rho 1}(\theta), \quad u_z(r_0, \theta) = u_{z 1}(\theta). \quad (2.5)$$

Если задать $u_z(r_0, \theta)$, то можно вычислить $\frac{1}{r_0} \frac{\partial u_z(r_0, \theta)}{\partial \theta}$ и принять за кинематические краевые величины

$$u_z(r_0, \theta) = u_{\rho 1}(\theta), \frac{1}{r_0} \frac{\partial u_z(r_0, \theta)}{\partial \theta} = \frac{1}{r_0} \frac{\partial u_{z1}(\theta)}{\partial \theta}.$$

При помощи формул (1.8), (2.2) представим их в терминах $\sigma_{\rho\rho}, \sigma_{zz}, \sigma_{\rho z}, \sigma_3$:

$$\sigma_3(r_0, \theta) = \sigma_{31}(\theta), \sigma_{31}(\theta) = 2\mu \frac{u_{\rho 1}(\theta)}{\rho(r_0, \theta)},$$

$$U_{z1}(r_0, \theta) = 2\mu \frac{1}{r_0} \frac{\partial u_{z1}(\theta)}{\partial \theta}, \quad (2.6)$$

где

$$U_{z1}(r, \theta) = \frac{2}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \sigma_{\rho z} - \frac{\partial \rho}{\partial r} (\sigma_{zz} - \sigma_{\rho\rho}) - \frac{\partial \rho \sigma_3}{\partial r}. \quad (2.7)$$

Итак, кинематическими краевыми величинами на поверхности $r = const$ наряду с компонентами перемещения (2.5) считаем величины (2.6) с учетом формул (2.7). Краевые величины для поверхности $\theta = \theta_0 = const$ определяются аналогично. Статическими краевыми величинами являются компоненты вектора напряжений σ_2 на этой поверхности

$$\sigma_2 = \Sigma \cdot \mathbf{e}_2 = \sigma_{2\rho} \mathbf{e}_\rho + \sigma_{2z} \mathbf{k},$$

$$\sigma_{2\rho} = \sigma_{\rho\rho} (\mathbf{e}_\rho \cdot \mathbf{e}_2) + \sigma_{\rho z} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_2) = \frac{1}{Ar} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta} \sigma_{\rho\rho} + \frac{\partial z}{\partial \theta} \sigma_{\rho z} \right),$$

$$\sigma_{2z} = \sigma_{zz} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_2) + \sigma_{\rho z} (\mathbf{e}_\rho \cdot \mathbf{e}_2) = \frac{1}{Ar} \left(\frac{\partial z}{\partial \theta} \sigma_{zz} + \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \sigma_{\rho z} \right). \quad (2.8)$$

Напомним, что орт нормали к поверхности $\theta = const$, вектор \mathbf{e}_2 , определяется второй из формул (1.2). Кинематические краевые величины можно представить в двух вариантах. Первый – аналог формул (2.5):

$$u_\rho(r, \theta_0) = u_{\rho 2}(r), u_\rho(z, \theta_0) = u_{z2}(r). \quad (2.9)$$

Второй – аналог (2.6), (2.7), которые получены с учетом соотношений (2.2):

$$\sigma_3(r, \theta_0) = \sigma_{32}(r), \sigma_{32}(r) = 2\mu \frac{u_{\rho 2}(r)}{\rho(r, \theta_0)};$$

$$U_{z2}(r, \theta_0) = 2\mu \frac{\partial u_{z2}(r)}{\partial r}, \quad (2.10)$$

где

$$U_{z2}(r, \theta) = \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} (\sigma_{zz} - \sigma_{\rho\rho}) + 2 \frac{\partial \rho}{\partial r} \sigma_{\rho z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho \sigma_3}{\partial \theta}. \quad (2.11)$$

Полученные соотношения являются удобными для решения ряда задач. К их числу можно отнести определение напряженно-деформируемого состояния упругого пространства с полостью, с жестким или упругим включениями различной конфигурации.

Список литературы

1. Лурье А.И. Теория упругости. Наука, М., 1970. 940с.
2. Ляв А. Математическая теория упругости. ОНТИ НКТП СССР, 1935. 674с. Перевод с четвертого английского издания Б.В. Булгакова, В.Я. Натансона (A treatise on the mathematical theory of elasticity by A.E.H.Love, Cambridge, at the university press, 1927)
3. Новацкий В. Теория упругости. "Мир", М., 1975. 871с.
4. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. Наука, М., 1975. 575с.
5. Мухелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. Наука, М., 1966.
6. Новожилов В.В. Теория упругости. Судпромгиз, Л., 1958. 369с.
7. Шамина В.А. Постановка линейной осесимметричной задачи механики деформируемого тела в напряжениях // Вестник СПбГУ. Сер.1, 2000, вып.1 (№1). С.145-148.
8. Общая нелинейная теория упругих оболочек/ Авт.: С.А. Кабриц, Е.И. Михайловский, П.Е. Товстик, К.Ф. Черных, В.А. Шамина/ Под. ред. К.Ф. Черных, С.А. Кабрица – СПб.:Изд-во С.-Петербур. ун-та, 2002,-388с.

УДК 531

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ

Кухаренко Ю. А., Сбойчаков А. М., Власов С. Н., Поляк П. Л.

ИФЗ РАН, Москва,
sboychakov@yandex.ru

В данной работе предлагается метод исследования дефектной структуры пористых материалов с помощью некогерентного рассеяния акустических волн на системе произвольно распределенных дефектов. Для вычисления рассеяния применяется метод диаграммной техники Фейнмана. Задача определения рассеяния от дефектной структуры сводится к определению двухчастичной функции Грина.

Движение пористой среды с дефектной структурой описывается уравнением в перемещениях:

$$\rho(x) \frac{\partial^2 u(x)}{\partial t^2} = \int V(x, x') u(x') dx' + f(x), \quad (1)$$

где $\rho(x)$ – плотность, $u(x)$ – перемещения, $f(x)$ – некоторая внешняя сила; x обозначает совокупность пространственных координат, поляризаций i и времени t , а интегрирование по x' представляет собой интегрирование по пространственным координатам, времени t' и суммирование по поляризациям i' ; $V(x, x')$ – интегральное ядро уравнения (1), которое выражается через тензор модулей упругости неоднородной среды как

$$V(x, x') = \frac{\partial}{\partial x_k} C_{ikli'}(x) \frac{\partial}{\partial x_l} \delta(\vec{x} - \vec{x}') \delta(t - t'), \quad (2)$$

где $C_{ikli'}(x)$ – модуль упругости среды, δ – дельта-функция Дирака.

Поскольку отклик среды с дефектами обусловлен рассеянием акустических волн на случайных неоднородностях, то изучение этого отклика позволит восстановить статистическую структуру дефектов в среде. Для изучения статистической структуры де-

фектной среды основная информация содержится в парной корреляционной функции поля деформаций

$$B''(t, \bar{x}, i; t', \bar{x}', i') = \langle u'(t, \bar{x}, i) u'(t', \bar{x}', i') \rangle, \quad (3)$$

где

$$u'(t, \bar{x}, i) \equiv u(t, \bar{x}, i) - \langle u(t, \bar{x}, i) \rangle - \quad (4)$$

флуктуация поля смещений.

Полная энергия отраженных от регулярных неоднородностей и рассеянных на случайных неоднородностях волн, излученных квазистационарным точечным источником, приходящаяся на единичный интервал частот, пропорциональна величине

$$\langle u(\omega, \bar{x}, i) u^*(\omega, \bar{x}, i) \rangle = \sum_{i_1 i_2} \langle G^R(\omega, \bar{x}, i; \bar{x}_0, i_1) G^A(\omega, \bar{x}, i; \bar{x}_0, i_2) \rangle f(\omega, \bar{x}_0, i_1) f(\omega, \bar{x}_0, i_2), \quad (5)$$

где G^A , G^R – опережающая и запаздывающая функции Грина случайно-неоднородной среды, f – источник колебаний, i – поляризация, $f(\omega)$ – соответствующее преобразование Фурье.

Формулу (5) запишем и в символическом виде (которым и далее будем пользоваться для удобства):

$$\langle u_1 u_2 \rangle = G_{12} f_1 f_2, \quad (6)$$

где $G_{12} \equiv \langle G_1^R G_2^A \rangle$ – двухчастичная функция Грина для исследуемой среды.

Выделим в (6) регулярную и флуктуационную составляющие:

$$\langle u_1 u_2 \rangle = u_1 u_2 + B_{12}'' . \quad (7)$$

Первый член в правой части (7) представляет собой волновое поле, отраженное от регулярных неоднородностей, а второй член описывает рассеяние на нерегулярных неоднородностях:

$$B_{12}'' = \{ G_{12} - G_1^R G_2^A \} f_1 f_2 . \quad (8)$$

Таким образом, видно, что отражение волн от регулярных неоднородностей описывается одночастичной усреднённой функцией Грина, тогда как задача рассеяния от нерегулярных неоднородностей требует знания двухчастичной функции Грина.

Целью нашего исследования является в общем случае определение корреляционной функции B'' , описывающей корреляцию амплитуд и фаз рассеянных волн в точках x^1 и x^2 с поляризацией i^1 и i^2 . Для этого в эти точки помещают приемники, измеряющие рассеянное поле u с заданными поляризациями. Далее, с помощью диаграммной техники, мы построили точное уравнение для усредненной двухчастичной функции Грина упругого поля:

$$G_{12} = G_1^R G_2^A + G_1^R G_2^A \Sigma_{12} G_{12} . \quad (9)$$

Двухчастичный корреляционный оператор Σ суммирует все многократные взаимодействия упругой волны с хаотическими неоднородностями среды, приводящие в результате к боковому рассеянию, то есть к преобразованию волнового вектора k падающей плоской волны к волновому вектору k' рассеянной волны.

Поскольку рассеяние на хаотических неоднородностях среды (порах, включениях и дефектах) мало (оно на один-два порядка меньше рассеяния упругих волн на регулярных неоднородностях), двухчастичный корреляционный оператор достаточно взять в парном корреляционном приближении.

Выражение для энергии рассеянных волн (считая, что среднее расстояние от излучаемой области до излучателя и приемника много больше характерных длин волн) можно получить, произведя интегрирование по частоте ω в полосе пропускания приемника. Если приемник измеряет рассеянные волны с продольной и поперечной поляризациями по отдельности, это выражение распадается на два члена, формулы имеют громоздкий вид, но физический смысл их прозрачен и проще всего передается диаграммами:

$$\langle \hat{u}_i' \hat{u}_i' \rangle = \begin{array}{c} \text{Diagram 1} \\ \text{Diagram 2} \end{array} - \begin{array}{c} \text{Diagram 3} \\ \text{Diagram 4} \end{array} \quad (10)$$

$$\langle \hat{u}_i' \hat{u}_i' \rangle = \begin{array}{c} \text{Diagram 5} \\ \text{Diagram 6} \end{array} + \begin{array}{c} \text{Diagram 7} \\ \text{Diagram 8} \end{array} \quad (11)$$

Смысл их очевиден: источник, в общем случае, излучает как продольные, так и поперечные волны; первая диаграмма в (10) описывает распространение продольных волн и их рассеяние на хаотических неоднородностях; вторая диаграмма в (10) описывает распространение поперечной волны, рассеяние её на неоднородностях с конверсией поперечной волны в продольную и дальнейшее распространение продольной волны к приемнику. Диаграммы в (11) описывают тот же процесс с перестановкой слов «продольная» и «поперечная» волна.

Полученные в ходе дальнейших преобразований формулы позволяют найти энергию рассеянных волн от хаотических включений, имеющих любую кристаллическую структуру.

Для пустых включений, в случае, когда приемник находится в той же точке, что и излучатель, используя корреляционную функцию Гаусса, получим величину энергии рассеяния поперечных волн с конверсией их в продольные:

$$B^{II}(\omega, \vec{x}_0, \vec{x}_0) = \frac{\omega^4 r_c^4}{(c_l c_t)^6} \frac{\exp(-4\alpha(\omega) \cdot R_0)}{(4\pi R_0^4) r_c 8\pi^{\frac{3}{2}}} 4V \sigma_\chi^2 (\mu^M)^2 |f_t(\omega, \vec{x}_0)|^2 \quad (12)$$

и величину энергии рассеяния поперечных волн с конверсией их в поперечные:

$$B^{II}(\omega, \vec{x}_0, \vec{x}_0) = n_\alpha n_\alpha' B_{\alpha\alpha}^{II}(\omega, \vec{x}_0, \vec{x}_0) = (4\pi \rho c_l^2)^{-4} \omega^4 (R_0)^{-4} \exp(-4\alpha(\omega) \cdot R_0) V \sigma_\chi^2 \times \\ \times \left[\lambda^I - \lambda^M + 2(\lambda^I - \lambda^M) \right]^2 R \left(2 \frac{\omega}{c_l} n_0 \right)^4 |f_t(\omega, \vec{x}_0)|^2 \quad (13)$$

Если рассеяние происходит на включениях, то дисперсия параметра, отвечающего структуре дефектов:

$$\sigma_\chi^2 = v(1-v), \quad (14)$$

где $v = \frac{V^I}{V}$ – пористость, то есть доля объема, занятая включениями. Если рассеяние происходит на дефектах, то σ_χ^2 пропорциональна плотности дефектов

$$N_c = \frac{3}{4\pi} \frac{v}{\alpha}, \quad (15)$$

где α – аспектное отношение. Если включения пусты, то $\lambda^l = \mu^l = 0$.

Информация, содержащаяся в парной корреляционной функции, представляет для задач изучения структуры дефектов материала наибольший интерес. По ней может быть рассчитана интенсивность рассеяния, характеризующая область, занятую дефектами и, кроме того, анизотропия системы дефектов.

Корреляционная функция $R\left(2\frac{\omega}{c_l}\vec{n}_0\right)$, например, для гауссовой корреляционной функции имеет вид:

$$R\left(2\frac{\omega}{c_l}\vec{n}_0\right) = \frac{1}{8\pi^{3/2}} r_c^3 \exp\left(-\frac{\omega^2 r_c^2}{2c_l}\right), \quad (16)$$

где r_c – радиус корреляции.

Если длина излучаемой продольной волны $\lambda = \frac{c_l}{\omega} \gg r_c$, то функция (16) равна константе

$$R\left(2\frac{\omega}{c_l}\vec{n}_0\right) = \frac{1}{8\pi^{3/2}} r_c^3. \quad (17)$$

Тогда из (13), например, для пустых включений имеем

$$B^u(\omega, \vec{x}_0, \vec{x}_0) = \left(\frac{\omega}{c_l} r_c\right)^4 (4\pi r_c^2)^{-4} \frac{\exp(-4\alpha(\omega) \cdot R_0)}{8\pi^{3/2} r_c R_0^4} 4V\sigma_\chi^2 (\lambda^M + 2\mu^M)^2 |f_t(\omega, \vec{x}_0)|^2 \quad (18)$$

Таким образом, на низких частотах $\frac{\omega}{c_l} r_c \ll 1$ выполняется, как и следовало ожидать, закон Релея, согласно которому интенсивность рассеяния пропорциональна четвертой степени частоты. Этому предельному условию должна подчиняться любая правильная зависимость интенсивности рассеяния от частоты.

В случае произвольных частот полная зависимость интенсивности рассеяния определяется корреляционной функцией $R\left(2\frac{\omega}{c_l}\vec{n}_0\right)$. Подставляя (16) в (13), видим, что интенсивность рассеяния при малых ω возрастает пропорционально ω^4 , достигает максимума в области $\omega \sim \frac{c_l}{r_c}$ и далее с ростом ω быстро убывает. Зависимость интенсивности рассеяния от частоты представлена на рис.1.

Анизотропия рассеяния контролируется функцией $R(\vec{k})$.

Особый интерес представляет случай параллельной системы, то есть одинаково ориентированных плоских дефектов (тонких дисков). В этом случае, совмещая плоскость дефектов с плоскостью (x,y) , а нормаль к ней с осью z , находим

$$R(\vec{k}) = (2\pi^2) R(k_z) \delta(k_x) \delta(k_y). \quad (19)$$

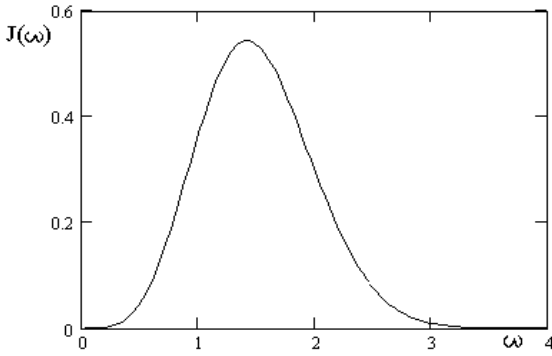


Рис. 1. Зависимость интенсивности рассеяния $J(\omega) = B''(\omega, \vec{x}_0, \vec{x}_0) / |f_l(\omega, \vec{x}_0)|^2$ от частоты излучаемой волны.

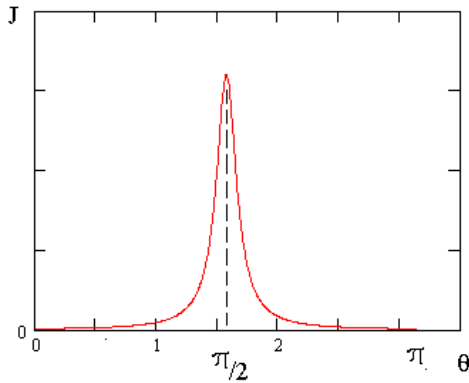


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеяния $J(\theta)$ от угла падения θ волны на систему одинаково ориентированных дисков. Угол θ отсчитывается от плоскости, в которой расположены диски. Функция $J(\theta)$ имеет резкий максимум, когда угол падения θ совпадает с нормалью к поверхности одинаково сориентированных дисков. Ширина максимума определяется разориентировкой дисков, то есть дисперсией их распределения по ориентациям.

Отсюда видно, что из-за наличия δ -функций интенсивность рассеяния отлична от нуля, только если x и y компоненты вектора \vec{n}_0 равны нулю, т.е. интенсивность рассеяния имеет резкий максимум как функция угла падения, когда вектор \vec{n}_0 перпендикулярен плоскости дисков. Такая резкая анизотропия рассеяния представлена на рис.2.

Совершенно аналогичен анализ энергии рассеяния поперечных волн с конверсией их в продольные. Сделаем одно замечание о быстром убывании обратного рассеяния в области высоких частот, показанном на рис.2. Мы рассматриваем полностью некогерентный ансамбль неоднородностей, в котором все параметры описываются непрерывной функцией распределения («непрерывная» модель). В этом случае единственным параметром неоднородности среды является радиус корреляции r_c . При высоких частотах, когда длина волны λ значительно меньше, чем r_c , мы попадаем в область применимости геометрической акустики, в которой боковое рассеяние пренебрежимо мало и отлично от нуля только рассеяние вперед, что и объясняет полученную нами зависимость $J(\omega)$. Часто рассматривается ансамбль неоднородностей, когерентный по их размерам (например, сферические включения одинакового радиуса), — «дискретная» модель. В этом случае Фурье-образ корреляционной функции $R(\vec{k})$

имеет медленно убывающий осциллирующий «хвост», обусловленный наличием резкого скачка модулей упругости, ширина которого много меньше λ . Наличие этого хвоста приводит к рассеянию волн с высокими частотами. Если интенсивность этих волн усреднить по размерам включений с непрерывной функцией распределения, то получим быстро убывающий с ростом ω диффузный фон в согласии с непрерывной моделью.

Эти данные могут быть полезными при определении исследовании дефектной структуры и механических свойств пористых материалов. Предлагаемый метод представляет особый интерес ввиду того, что позволяет рассчитывать рассеяние упругих волн от пористой среды с произвольно расположенной системой дефектов.

Список литературы

1. Бонч-Бруевич В.Л., Тябликов С.В. Метод функций Грина в статистической механике. М.: Физматгиз, 1961, 312с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987, 248с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Т.1. М.: Наука, 1976, 584с.
4. Маслов В.П. Асимптотические методы и теория возмущений. М.: Наука, 1988, 312с.
5. Мороз Т.А. Влияние сильных флуктуаций показателя преломления среды на статистические свойства морской реверберации. – Тезисы докладов VII Всесоюзного симпозиума «Методы представления и аппаратный анализ случайных процессов и полей». Ленинград, 1974, с.159-164.
6. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Т. II. Случайные поля. – М.: Наука, 1978, 464с.
7. Финкельберг В.М. Распространение волн в случайной среде. Метод корреляционных функций. – Журн. эксп. и теор. физики, 1967, т.53, в. 1 (7), с. 401-416.
8. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968, 382с.
9. Ford, C. The Dependence of Shear Failure Properties of Trabecular Bone on Apparent Density and Trabecular Orientation // Journal of Biomechanics. 1996, vol. 29(10), p.1309- 1317.
10. Frish, U. Wave propagation in random media. Probability methods in applied mathematics, vol. 1 (A.T. Bharucha-Reid, ed.). – Academic, New York, 1968, p.75-198.
11. Hamiel, Y., Lyakhovsky, V., Agnon, A.. Coupled evolution of damage and porosity in poroelastic media: theory and applications to deformation of porous rocks // Geophys. J. Int. 2004, vol.156, p.701–713
12. Valanis, K.C. A theory of damage in brittle materials // Eng. Fract.Mech. 1990, vol.36, p.403–416.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБЛАСТИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ СМК СТРУКТУРЫ И ПОВЫШЕНИЕ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВА ВТ6

Мухаметрахимов М. Х., Лутфуллин Р. Я.

*Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа,
MSIA@mail.ru*

В последнее десятилетие большой интерес вызывают материалы с размером зерен в десятые и сотые доли микрометра, что связано с их уникальными физико-механическими свойствами. В частности, эти материалы имеют весьма высокие значения прочностных характеристик при комнатной температуре и пластичности при повышенных температурах [1–5]. К нанокристаллическим (НК) и субмикроструктурным (СМК) материалам, согласно терминологии, принятой международным журналом “Наноструктурные материалы”, относят, соответственно, кристаллические материалы со средним размером зерен менее 0,1 и 1 мкм.

Согласно исследованиям [6, 7, 8, 9–11], стабильность мелкозернистой микроструктуры в двухфазной области является одним из важнейших факторов, обуславливающих структурную сверхпластичность титановых сплавов.

Основная проблема, возникающая при обработке этих перспективных материалов, связана с нестабильностью исходного структурного состояния. Это обстоятельство накладывает существенные ограничения на температурно-временные параметры процес-

са обработки, которые должны минимизировать рост зерен и деградацию субмикросталлического состояния.

В этой связи достижение высоких механических свойств соединения зависящее как от температуры, так и от структурного состояния обрабатываемого сплава, в силу недостаточности экспериментальных результатов, представляется интересной металлургической задачей.

Материал и методика исследования

Материалом для исследования был выбран промышленный двухфазный титановый сплав ВТ6 системы Ti–Al–V стандартного химического состава по ГОСТ 19807-91. Сплав с субмикросталлической структурой был получен деформационно-термической обработкой сплава ВТ6 соответствующего единому номеру плавки и партии изготовления исходного полуфабриката металлургическим заводом-изготовителем - ВСМПО.

Тонкие фольги исследовали в просвечивающем электронном микроскопе JEM-2000 EX с ускоряющим напряжением 200 кВ.

Размер субмикросталлических зерен измеряли методом секущих по электронно-микроскопическим фотографиям тонких фольг, исследованных с использованием просвечивающего электронного микроскопа JEM - 2000 EX.

Механические свойства исследуемого сплава и после вакуумного отжига определяли растяжением при комнатной температуре не менее 3-х образцов. Использовали испытательную машину фирмы «Инстрон» модели 1185.

Металлографический анализ СМК структуры. Микроструктура сплава ВТ6 в исходном состоянии представлена на рис. 1. В исходном состоянии в СМК структуре присутствует большое количество дефектов. Границы зерен сильно искривлены и размыты, что характерно для СМК сплавов, полученных ИПД. Такая структура характеризуется высоким уровнем внутренних напряжений. Отсутствие полосчатого контраста на границах большинства зерен и межфазных границах, а также наличие контуров экстинкции внутри этих зерен свидетельствует о неравновесности их границ. Средний размер зерен в СМК состоянии составляет $(0,24 \pm 0,07)$ мкм.



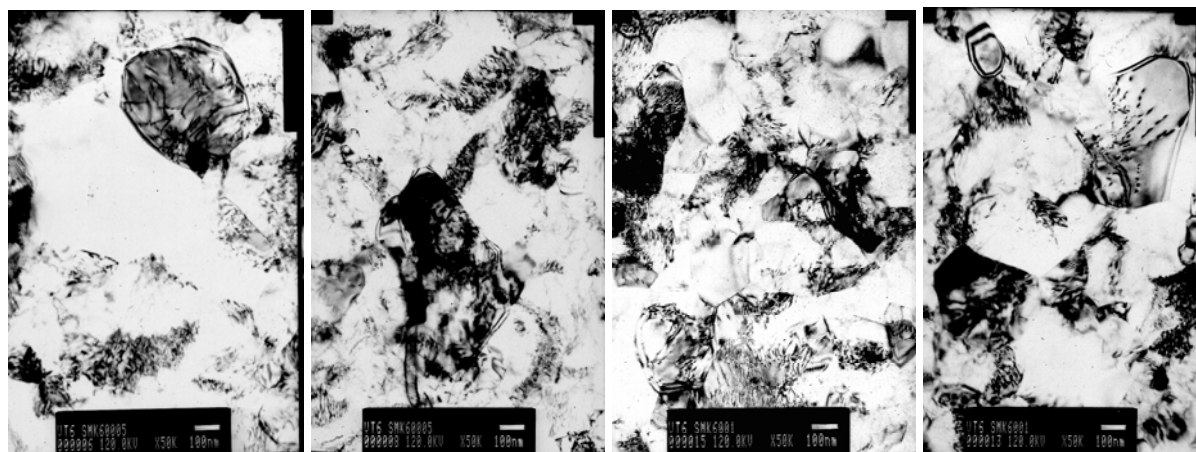
х 30К

Рис. 1. Тонкая структура СМК сплава ВТ6 в исходном состоянии

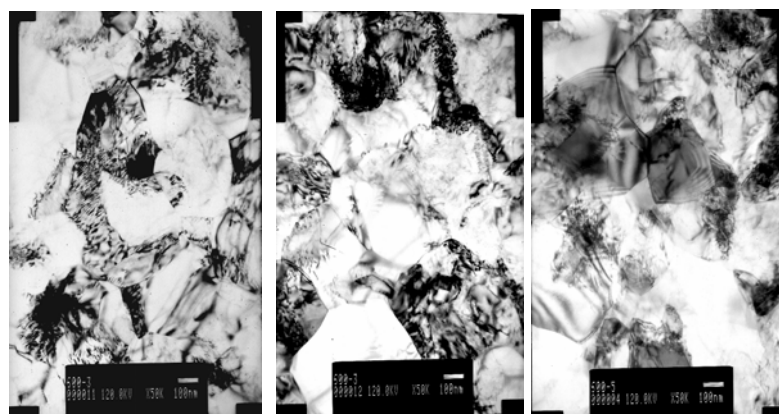
Средний размер зерен в СМК состоянии составляет $(0,24 \pm 0,07)$ мкм.

Эволюция структуры сплава ВТ6 в СМК состоянии в результате отжига при $T = 550^\circ\text{C}$ представлена на рис. 2. После вакуумного отжига при $T = 550^\circ\text{C}$ наблюдаются следы контуров экстинкции на границах отдельных зерен. Это свидетельствует о том, что внутренние напряжения снимаются не полностью. В результате отжига происходит выстраивание отдельных дислокаций в стенки – процесс полигонизации. Полосчатый контраст на отдельных границах зерен после отжига в течение 300 минут свидетельствует о переходе этих границ в равновесное состояние. Размер зерен незначительно увеличивается и после 600 минут отжига составляет $(0,36 \pm 0,05)$ мкм.

На рис. 3. представлена эволюция структуры сплава ВТ6 в СМК состоянии, отожженного при температуре $T = 600^\circ\text{C}$ в течение 30; 60; 180; 300; 600 минут.



a) x 50K *б)* x 50K *в)* x 50K *г)* x 50K
Рис. 2. Тонкая структура СМК сплава ВТ6 после отжига при $T = 550^\circ\text{C}$ в течение 30 (*a*); 60 (*б*), 300 (*в*) и 600 мин (*г*).



a) x 50K *б)* x 50K *в)* x 50K
Рис. 3. Тонкая структура СМК сплава ВТ6 после отжига при $T = 600^\circ\text{C}$ в течение 30 (*a*), 60 (*б*) и 300 мин (*в*).

После отжига при $T = 600^\circ\text{C}$ сохранение контуров экстинкции свидетельствуют о наличии внутренних напряжений. Средний размер зерен практически не изменяется. Однако появляются отдельные границы с полосчатым контрастом.

На рис. 4. представлена эволюция структуры СМК сплава ВТ6 в результате отжига при температуре 650°C . После отжига при температуре 650°C наблюдаются интенсивные изменения, связанные с ростом зерен и состоянием границ зерен. Уже при 60 минутах наблюдается полосчатый контраст на электронно-микроскопических изображениях большинства границ зерен и межфазных границ, который свидетельствует о переходе большинства этих границ в равновесное состояние.

Остаточные напряжения после 300 минут полностью снимаются, о чем свидетельствует отсутствие контуров экстинкции внутри большинства зерен.

В результате отжига происходит резкое увеличение среднего размера зерен. Плотность дислокаций внутри зерен значительно снизилась. При этом границы зерен и межфазные границы находятся в равновесном состоянии.

Данные количественных измерений показывают, что в процессе отжига средний размер зерен СМК сплава увеличивается. Наиболее интенсивный рост зерен наблюдается в первые 60 минут отжига. В результате отжига при температурах $550, 600, 650^\circ\text{C}$ СМК структура в сплаве сохраняется, а при 700°C после 600 минут СМК сплав выходит за пределы субмикроструктурности.

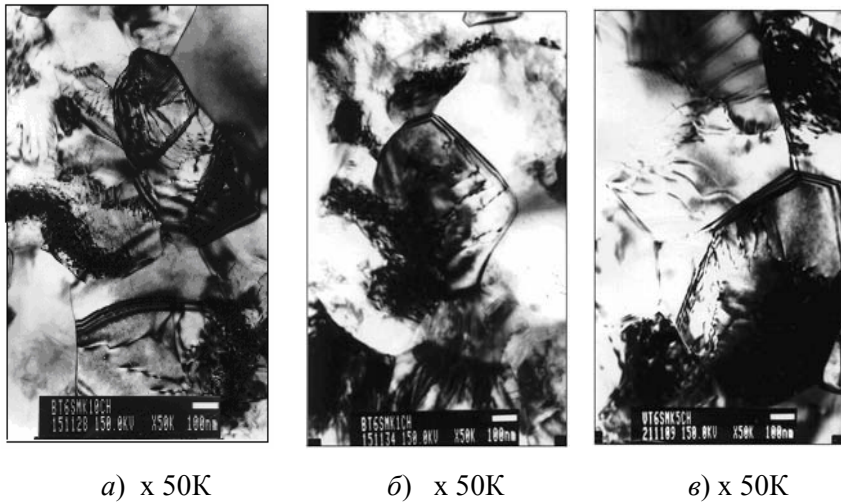


Рис. 4. Тонкая структура СМК сплава ВТ6 в результате отжига при температуре 650 °С 60 (а), 300 (б) и 600 мин (в).

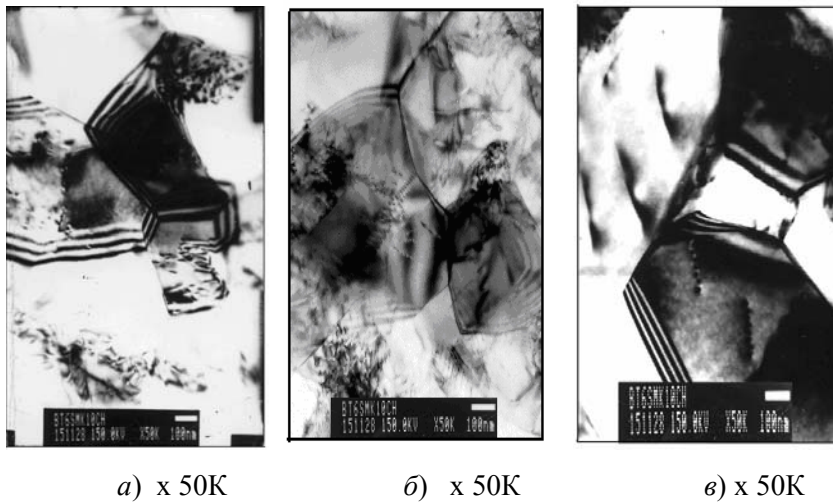


Рис. 5. Тонкая структура СМК сплава ВТ6 после отжига при температуре 700 °С 30 (а), 180 (б) и 600 мин (в).

Механические свойства исходных образцов после отжига при комнатной температуре. Для определения температурной области относительной стабильности СМК структуры сплава ВТ6 и для корректного сравнения прочностных свойств сплава с МК структурой образцы с СМК и МК структурой подвергали отжигу в вакууме при различных температурах.

Полученные результаты показывают, что в СМК состоянии сплав ВТ6 демонстрирует прочностные характеристики при комнатной температуре заметно более высокие, чем сплав с МК структурой. В СМК сплаве ВТ6 с размером зерен 0,2 мкм в сравнении с МК состоянием (размер зерен 1,77 мкм) σ_b возрастает на 22 % (1300 и 1011 МПа, соответственно). Отметим, что при примерно равных значениях относительного удлинения в обоих состояниях сплава величины относительного сужения заметно больше (рис. 6).

Это обстоятельство показывает, что достижение СМК состояния в сплаве позволяет реализовать рост прочности при одновременном повышении пластичности. Однако в СМК сплаве наблюдается резкое сокращение стадии равномерной деформации, что свидетельствует о склонности к быстрой локализации пластического течения в условиях действия растягивающих напряжений. Повышение температуры и длительности отжига приводит к более интенсивному снижению прочностных свойств в СМК сплаве, чем в МК состоянии (рис. 7).

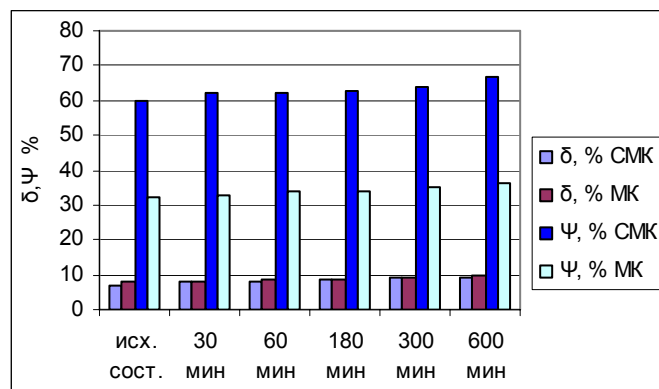


Рис. 6. Зависимость относительного удлинения и сужения сплава от времени отжига

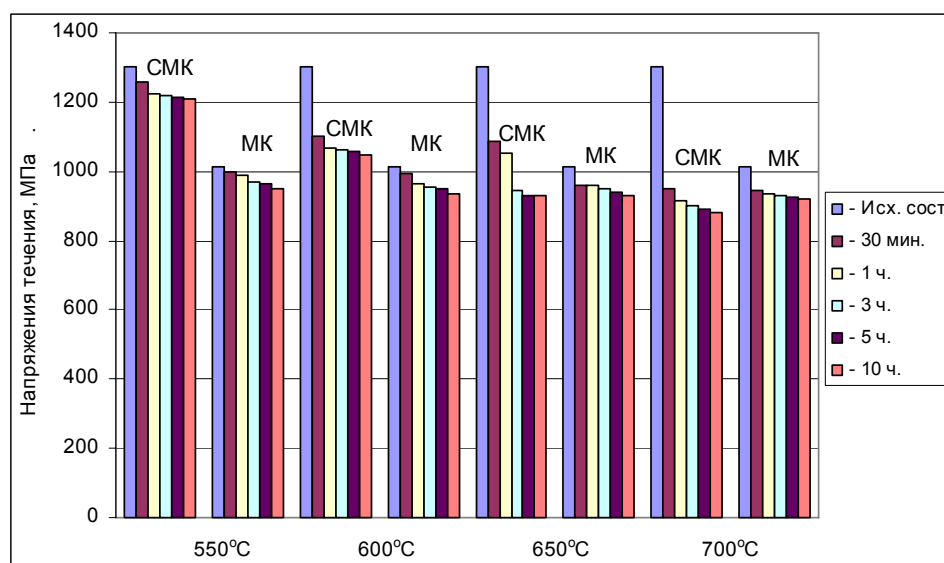


Рис. 7. Зависимость напряжения течения сплава от времени отжига при разных температурах

Примерно одинаковые по величине показатели прочности оба состояния сплава имеют при температуре отжига 700°C. Эти данные демонстрируют верхнюю границу температуры, до которой в сплаве ВТ6 реализуется преимущество СМК состояния. В то же время в отожженном МК сплаве существенное изменение прочностных и пластических характеристик отмечается также при температуре отжига 700°C.

Влияние вакуумного отжига на оптимальные температурно-скоростные условия проявления сверхпластичности при температуре 650°C. Проявление сверхпластичности в титановых сплавах, как и в других материалах, существенно зависит от размеров и формы зерен, их однородности, фазового состава и кристаллографической текстуры. Наиболее значительное влияние на характеристики СП в титановых сплавах оказывает величина зерна. Измельчением исходной микроструктуры можно добиться резкого увеличения пластичности, снижения напряжений течения и расширения температурного интервала сверхпластичности.

В данной работе было изучено влияние отжига на механические свойства при температурно-скоростных условиях проявления СП и установлены зависимости напряжений течения σ_T и коэффициента скоростной чувствительности напряжения течения от времени отжига после 5% деформации при температуре 650°C при различных скоростях деформации, которые представлены на рис. 8.

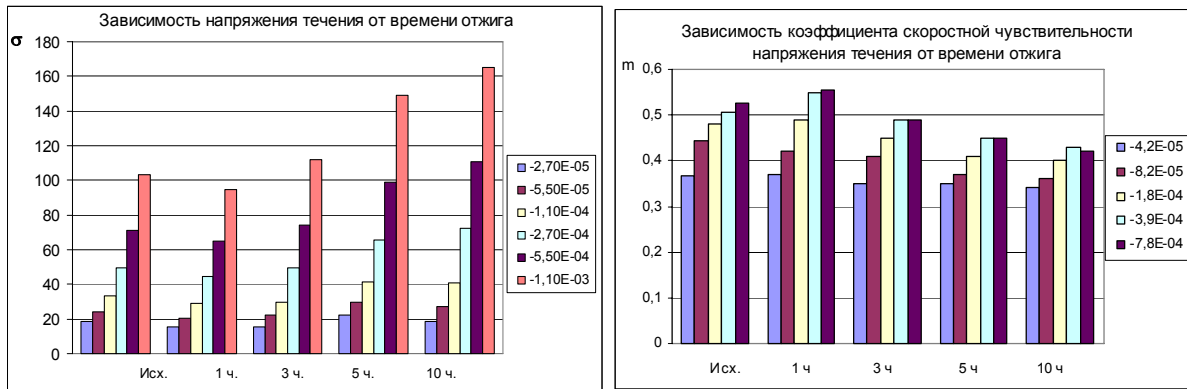


Рис. 8. Зависимость напряжений течения σ_T и коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения от времени отжига после 5% деформации при температуре 650°C.

Снижение напряжений течения на первом этапе, по всей видимости, связано с рекристаллизацией, при которой происходит снижение плотности дислокаций ρ , а также с «размытием» металлографической текстуры, сформировавшейся во время получения СМК сплава. С увеличением времени отжига напряжения течения увеличиваются, и коэффициент скоростной чувствительности напряжений течения монотонно падает и оптимум скоростного интервала СП смещается в сторону низких скоростей деформации.

Выводы

Таким образом, определена температурная область относительной стабильности СМК структуры сплава ВТ6, ограниченная температурой 650°C и временным параметром.

Список литературы

1. Gleiter H. // Progress Mater. Sci. 1989 V. 33. P. 223
2. Koch C.C., Cho Y.S. // NanoStructured Materials. 1992. V. 1. P. 207.
3. Ultrafine-grained materials prepared by severe plastic deformation / Ed. R.Z. Valiev // Annales de Chimie. Science des Materiaux. 1996. V.21. P.369.
4. Siegel R.W. – In: Proc. Of the NATO ASI, Mechanical properties of ultrafine-grained materials / Eds. M. Nastasi, D.M. Parkin, H. Glieter. – Dordrecht-Boston-London: Kluwer Head. Publ., 1993. V. 233. P. 509.
5. Морохов И.Д., Трусов Л.Д., Лаповок В.И. Физические явления в ультрадисперсных средах. – М.: Наука, 1984. 472 с.
6. Салищев Г.А. Эффект сверхпластичности двухфазных титановых сплавов. Автореф. дис... кан. тех. наук. 1978, 20 с. ДСП.
7. Lee G.D., Backofen W.A. Superplasticity in some titanium and zirconium alloys // Trans. AIME. 1967, v. 239, p. 1034-1040.
8. Елагина Л.А., Кудряшов В.П., Браиловская Б.Ф., Дуденко В.М. Технология легких сплавов, 1975, № 11, с. 30-39.
9. Салищев Г.А., Кайбышев О.А., Батыев А.Ш. и др. Технология легких сплавов, 1976, № 2, с. 60-65.
10. Охрименко Я.М., Смирнов О.М., Гусев Ю.В. и др. – В кн.: Теория и технология обработки металлов давлением. М.: Металлургия, 1975, с.199-203.
11. Kaibyshev O.A. Superplasticity of alloys, intermetallides and ceramics. – Berlin, Springer-Vera, 1992, p.317.

НЕЛИНЕЙНО-КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗМЕНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ (ЭФФЕКТ РЕБИНДЕРА) ПРИ КОНТАКТЕ С ЖИДКОЙ СРЕДОЙ

Корниенко Н. Е.

Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, Киев, Украина
nikkorn@univ.kiev.ua

Давно известны явления облегчения пластического деформирования, возникновения хрупкости металлов и мезо- и нанодиспергирования материала под действием металлических расплавов, например, превращения монокристаллов цинка и олова в поликристаллы под действием жидкого галлия. Этот круг явлений и процессов известен под названием эффекта Ребиндера (диплом на открытие № 28). Были попытки обосновать эти явления термодинамически, в том числе, на основе явления адсорбции и внедрения жидкой фазы по границам зерен поликристаллов, понижения поверхностной энергии, в том числе, с учетом запасенной упругой энергии, связанной с усилением дислокационной структуры вещества при механической обработке. Неадекватность такого подхода связана с неучетом современных представлений о квантовых свойствах твердых тел и развитой нами современной теории процессов плавления и растворения, использованием поверхностного натяжения σ для нанообъектов. Противоречивость подхода выражается в поиске какого-либо специфического механизма превращения упругой энергии дислокационной сетки в поверхностную энергию, рассмотрением роста σ для наносистем, а также тем, что дислокационная сетка скорее упрочняет, а не ослабляет материал.

Одним из механизмов диспергирования рассматривалось растворение и объединение растворенных атомов и молекул в дисперсных частицах. Роль жидкости при этом связывалась с ростом в ней скорости диффузии на много порядков по сравнению с твердым телом. Для слоистых тел, например, бентонитовых глин, диспергирование связывалось с тепловым возбуждением акустических волн и превышением в области изгиба предела прочности материала. Хотя, в целом, правильно указывалось, что отщепление коллоидных частиц от поверхности материала осуществляется под действием тепловых колебаний, более правильно говорить о колебательно индуцированном, а не самопроизвольном диспергировании. Несмотря на множество работ в этом направлении, до настоящего времени не указаны фундаментальные причины изменения прочности и пластичности твердых тел при контакте с жидкими средами, что широко используется в технологических процессах. В целом, классический термодинамический подход с использованием феноменологических величин является ограниченным и временным.

На основе обобщения огромного экспериментального материала и, в первую очередь, наиболее однозначно интерпретируемых спектроскопических данных, нами развивается существенно новый подход в физике структурообразования в конденсированном состоянии вещества. Фактически речь идет о создании нелинейно-квантовой макрофизики (НКМ), которая является дальнейшим развитием и обобщением квантовой механики, физики нелинейных волновых явлений и твердого тела, термодинамики и может быть основой современного материаловедения. В настоящем докладе рассматриваются применение НКМ к проблеме изменения механических свойств и диспергирования твердых материалов при контакте с жидкой средой. Используемый подход основывается на рассмотрении новых сложных квантовых закономерностей в многочастичных системах и эффектов сильного фонон-электронного взаимодействия и установ-

лении коллективно-квантового характера наблюдаемых макроскопических величин и важной роли нелинейных резонансных взаимодействий колебательных мод твердых тел. Нелинейно-квантовый характер анализируемых процессов доказывается установлением единства процессов плавления и растворения, связанных с возбуждением высших колебательных состояний и их взаимодействием с электронными состояниями и перестройкой последних, что связано с изменением структуры веществ и их механических свойств (пластичности и хрупкости).

Возбуждение обертонов и суммарных тонов колебательных мод происходит в результате нелинейного резонансного взаимодействия акустических и оптических фононов, что прямо доказано спектроскопически и корреляцией теплот фазовых переходов 1-го рода с энергиями оптических фононов. Колебательно индуцированное изменение квантовых электронных свойств веществ доказывается сильным изменением интенсивностей полос высших колебательных мод и наблюдением новых электронных полос в ряде диэлектриков и жидких сред. Важность нелинейных волновых взаимодействий связана с повышенной нелинейностью жидкостей и смесей веществ (особенно вблизи эвтектических концентраций), а также дисперсных сред в результате неоднородности их структуры и значительной части поверхностных атомов с повышенной ангармоничностью связей. В результате высокой нелинейности и перестройки квантовых электронных состояний, что аналогично процессам плавления, пластическая деформация возможна при небольших сдвиговых деформациях, а разрушение твердого тела – при напряжениях меньших предела пластичности и прочности в сотни раз.

С использованием методов спектроскопии изображений в ближней ИК области (0,8–1,7 мкм) доказана пространственная неоднородность воды и некоторых водных растворов электролитов. Это позволило рассмотреть общую проблему неоднородного пространственного упорядочения и одновременного существования нескольких квантовых состояний веществ, которые ранее предполагались однородными. Эффективные нелинейные взаимодействия термически возбужденных колебательных мод и индуцированные изменения электронных состояний приводят к колебательной неустойчивости однородного пространственного состояния вещества. Это позволяет понять превращение моно- и поликристаллических твердых тел без внешних механических напряжений в дисперсные системы, в которых зерна твердой фазы разделены тонкими жидкими прослойками. Диспергирование вещества является, по сути, колебательно индуцированным электронным переходом для системы твердое тело–жидкость. Наглядно диспергирование веществ можно объяснить энергетически более выгодным упорядочением вещества при отсутствии далекого порядка. В пользу нелинейного механизма свидетельствует повышение скорости структурных превращений при усилении деформации структуры и ростом температуры. Деформация структуры приводит к росту эффективной нелинейности среды, а повышение температуры вызывает рост интенсивности взаимодействующих колебательных мод.

Важность рассматриваемой проблематики связана с использованием изменения прочности и пластичности материалов в различных технологических процессах. Можно надеяться, что раскрытие фундаментальных механизмов таких изменений позволит более полно использовать их на практике. В фундаментальном плане к проблеме изменения прочности и диспергирования твердых тел близки проблемы расслоения растворов жидкостей, неоднородного распределения вещества в критической области и использования закритических химических технологий.

МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛАХ, ЖИДКОСТЯХ, ГАЗАХ И БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В МЕДИЦИНЕ

Кисель В. П.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,

kisel@issp.ac.ru

Исследования последних лет показали, что благодаря единству механизмов пластичности в микро- и макромасштабах (включая нанокристаллическое состояние) и при фазовых переходах (ФП) в твердых телах, жидкостях, расплавах, гелях, полимерах, газах и биологических тканях и организмах (БТО), определяющую роль в упрочнении и разупрочнении, структурировании и образовании новых химических соединений играют неоднородности в виде кластеров, нановключений, а также межфазные границы, образующиеся в многокомпонентных матрицах при ФП [1–3]. Любые физико-химические воздействия на систему фаз разных веществ способствуют ФП в них и порождают изменение структуры контактирующих фаз, рост (или распад) одних фаз за счет других при разных масштабах наблюдения, начиная с атомных объемов (акустохимия) и до макроскопических объемов [1–4]. Магнитопластический эффект (МПЭ) – это влияние амплитуды и частоты постоянного/переменного магнитного поля (или скорости его изменения) B на деформацию тел, сверхпроводников, жидкостей, расплавов, полимеров, размножение дислокаций двойным поперечным скольжением (ДПС) и ФП в них [2]. Амплитудно-полевая характеристика разупрочнения при МПЭ имеет куполообразный характер [31], частотная зависимость ($f = \text{Гц} - \text{ГГц}$, [5, 26, 31]) – V -образную форму, когда разупрочнение вытесняется упрочнением (в диэлектриках, фуллерите, металлах, полупроводниках, сегнетоэлектриках), нижняя часть зависимости перемещается в область более низких частот переменного B при возрастании упрочнения материалов (при понижении температуры, введении примеси и изменении ее состояния, структуры, ФП и т.д. (см. раздел 3) [5,26,31]) так же, как это происходит при знакопеременной деформации с $B = 0$ [1, 2, 38].

2. Литературные данные свидетельствуют о тождестве механизмов при деформации, ФП и МПЭ: а) именно сила Лоренца является фактором упорядочения, способствуя преодолению примесных кластеров подвижными винтовыми дислокациями при скольжении заряженных ступенек вдоль них или оборванных молекулярных связей в воде, что подтверждается влиянием B на размножение дислокаций посредством ДПС и наблюдается *in situ* в кристаллах [2], воде [7, 14, 17], по токовым откликам в направлении вдоль движущихся двойникующихся дислокаций [6, 44], при прямом воздействии на расширение подвижных сегментов электрического поля E винтовых дислокации в NaCl [45] или магнитного поля B на дислокации в пластичном p -Si [46]. В пользу определяющей роли силы Лоренца $F_L = q \cdot [V \times B]$ (q – движущийся заряд) свидетельствуют многочисленные данные по зависимости МПЭ от амплитуды и направления магнитного поля B и скорости движения V (или относительной скорости деформации) среды относительно B [47]; б) малая энергия магнитного поля $B \sim 1$ Тл для силового открепления дислокаций от стопоров ($m_B B \sim 10^{-3} kT$, где m_B – магнетон Бора, k – постоянная Больцмана, T – температура, G – модуль сдвига) сравнима с энергией барьеров, преодолеваемых отдельными дислокациями, например, при 4,2 К в пластичных NaCl при напряжениях $< 10^{-6} G$ [7], которые на порядок меньше внутренних напряжений, управляющих МПЭ в кристаллах в отсутствие внешних нагрузок [5, 9–12, 37]; в) МПЭ зависит от ориентации B по отношению к направлению движения винтовых сегментов со ступеньками на краевых дислокациях в соответствии с ориентацией движущей силы Лоренца [6, 9, 34, 3, оценки в 37], влияет на дислокационное размножение, границы зе-

рен [6, 42] и зависит от типа, концентрации и состояния примесей, плотности ростовых дислокаций и размера зерен, температуры, амплитуды и скорости изменений нагрузки и B , что полностью соответствует влиянию этих параметров на торможение дислокаций и подвижность дислокационных скоплений, параметры упрочнения [6, 7], т. е. на двойное поперечное скольжение (ДПС) дислокаций у преципитатов как в обычных условиях, так и при сверхпроводящем переходе [2,7]. Изменение числа подвижных дислокаций, движущихся в разных направлениях под действием изменения нагрузки и внутренних напряжений при обычной деформации или МПЭ [6,12] также подтверждает единую механическую природу сил, управляющих деформацией и МПЭ (см. раздел г); г) при ультравысоких скоростях возрастания/спада B и нагрузки деформация NaCl осуществляется при сверхмалых B [11] – еще одно подтверждение решающей роли резкого падения высоты ДПС (в соответствии с [7,13]) на рост скорости движения ступенек вдоль дислокаций и перпендикулярно направлению поля B , т.е. роста силы Лоренца в МПЭ; д) с возрастанием нагрузки (как и с возрастанием B) увеличение числа подвижных дислокаций в направлении от царапины [6, 12] также свидетельствует о единстве действия механических сил как при чистой деформации [6], так и при МПЭ [46] на расширение дислокационных сегментов, что понижает действие линейного натяжения дислокаций против внешней нагрузки и постепенно ослабляет их движение в направлении обратном действующей внешней силе (то есть к царапине). е) как и в кристаллах при МПЭ, с ростом концентрации примесной фазы (в воде – до 10^{-3} мол/дм³ O₂) и размеров этих кластеров, с возрастанием скорости и степени деформации воды и т.д. макроскопический МПЭ в ней усиливается [47]. ж) при фазовых переходах/деформации твердых тел, жидкостей и газов наряду с электромагнитными и электрическими явлениями наблюдаются и акустические эффекты (АЭ) [2]. Известно, что деформация воды вязким трением ведет к диссоциации части ее молекул на оборванные связи - дефекты, фиксируемые по увеличению содержания пероксида водорода [20]. АЭ, сопровождающие любую деформацию, в случае жидкостей наглядно проявляются в общеизвестном усилении гудения воды перед началом ее кипения, когда интенсифицируется ее деформация в виде конвекционных течений, хорошо видимых на поверхности горячей воды в виде слоистых потоков. Влияние деформации на ФП в воде демонстрирует и факт исчезновения лечебных свойств горячей минеральной воды из скважины глубокого бурения под Иркутском при ее хранении в течение примерно 10 дней в обычных условиях (отжиг-разрушение структурированной солями жидкости [1]). Биологические активные свойства воды удалось восстановить только при ее нагреве под давлением в автоклаве в условиях, близких к тем, при которых минеральная вода находилась в скважине [32] (эффект памяти деформационной предыстории фаз [1–3]). з) полное сходство спектров ЭПР при деформационном разупрочнении кристаллов NaCl с примесью Eu, Ca и при МПЭ в NaCl : Eu, при этом g -факторы пиков разупрочнения дискретно уменьшаются с ростом постоянного поля B [31], как это и должно быть при увеличении разупрочнения с ростом B и соответствующем движении дислокаций с увеличивающейся высотой ступенек, что уменьшает вклад переползания в движение ступенек и проявляется в соответствующем рождении кластеров вакансий [36] все меньшего размера в виде тривакансий, бивакансий, вакансий и их смесей [7,13]; и) описание фазового перехода упорядоченная - неупорядоченная структура (плавление) в пылевой плазме (инертный газ низкого давления [39]) полностью подтверждают универсальность четырех стадий S -образных кривых пластической деформации для газообразных структур [2]: при нагреве на первой стадии частицы сохраняют порядок в горизонтальной плоскости и стоят строго друг над другом в вертикальной, но колеблются (локальные деформации) у этих положений равновесия со все большей амплитудой (двумерные образования). В местах дефектов кристаллической решетки (источники пластической деформации при ФП [1]) амплитуды колебаний становятся огромными (возрастание направленной локальной

деформации). На второй стадии упорядоченные области уменьшаются до отдельных островков, между которыми текут потоки частиц: пылинки совершают систематические направленные перемещения в слое (скоррелированное периодическое движение по типу ламинарного течения в жидкости [3] или линий скольжения в твердых телах [2–3]). Кроме того, некоторые пылинки покидают свои слои и перемещаются в вертикальном направлении (подобно тому, как это происходит в начале образования полос скольжения [6–7]). На третьей стадии этап “островков и потоков” сменяется “режимом вибрации”, при котором: 1) площадь областей с потоками уменьшается (локализация деформации соответствует усилению упрочнения); 2) возрастает ориентационный порядок частиц (еще один признак упрочнения); 3) одновременно с этим частицы начинают колебаться во всех трех направлениях (локальная трехмерная деформация), увеличивая амплитуду колебаний. Увеличивается вертикальная миграция частиц (трехмерные деформационные структуры на третьей стадии S-образной кривой пластического течения). На четвертой стадии всякий порядок пропадает, частицы почти свободно начинают блуждать по плазменному облаку (полное разрушение упорядоченной структуры и связей между частицами – разрушение квазикристалла) [39]. Как и положено упругой системе с ничтожным затуханием, в пылевой плазме (ионизированные инертные газы при низком давлении, в частности гелий) при деформационном воздействии возникают волны плотности частотой в несколько герц [39]. Характерно, что качественно подобный эффект возникает и в твердом гелии при сверхнизких температурах (так называемые кристаллизационные волны в системе с ничтожной вязкостью [40]), что прямо свидетельствует о классической природе наблюдаемых эффектов и подтверждает выводы работ [2,3,7] об отсутствии проявлений квантовых эффектов в пластичности, росте и ряде других физико-химических явлений, включая так называемый “квантовый” кристалл твердый гелий.

Вольт-амперные характеристики непрерывного электроионизационного разряда и пробой в газовой среде демонстрируют гистерезис (аналог эффекта Баушингера), генерацию электронов с аномально высокими энергиями и т.д. [41] подобно тому, как это происходит в твердых телах, БТ, жидкостях, химических реакциях и других ФП [1-3].

к) данные разделов а)-и) исчерпывающе свидетельствуют о тождестве механизмов деформации и МПЭ в кристаллах, жидкостях и газах, причем, при объяснении всей совокупности данных нет никаких оснований для привлечения механизмов спиновых реакций магнетного или каких-либо других специфических механизмов.

3. Магнитопластический эффект в биологических тканях и электросопротивлении проявляется в амплитудно-частотно модулированном потоке заряженных частиц от Солнца в сторону Земли, которые взаимодействуют с геомагнитным полем (ГМП) (магнитные бури, МБ) и вызывают резкие изменения в погоде, социальном самочувствии, здоровье людей и всего живого на Земле [22], заметно влияют на протекание химических реакций [48] и ФП (эффекты С.Э. Шноля) [1–3]. Это подтверждает единство механизмов влияния физико-химических воздействий через МПД на разные материалы [1–3], свойств и эволюции органической и неорганической материи [2]. Имеется достоверная зависимость между ежесуточным числом инфарктов миокарда и периодами в спектре вариаций компоненты B_z межпланетных магнитных полей по отношению к плоскости эклиптики движения Земли со скоростью V (в которой находится Земля и планеты, сохраняющие ориентацию своих осей вращения по отношению к этой плоскости); последнее условие позволяет силе Лоренца эффективно влиять (см. раздел 2) на БТО Земли в течение некоторого времени (пока вращение Земли постепенно не изменит их ориентацию по отношению к B_z) [21–22].

Если реакция БТО на стресс проявляется в их деформации и упрочнении, то процесс адаптации организмов к разнообразным воздействиям и болезням заключается в противодействии разрушительным деформациям, то есть в разупрочнении – смягчении

БТО посредством эндогенных (биохимических) и экзогенных факторов (например, активационной терапии или с помощью индивидуально модулированных по частоте и амплитуде физических упражнений, гипоксии, физических и физиологических воздействий [1–3, 23, 33].

4. Нейроциркуляторная дистония (НЦД, реакция дезадаптации на стресс) очень распространена среди всех возрастных групп населения и проявляется при локальном или постепенном упрочнении БТО с возрастом в виде значительных скачков АД в дни частотно-амплитудного изменения ГМП: болят голова, суставы и мышцы и т.д. [2]. Я обнаружил, что частота возникновения болей определяется совпадением ритма колебательной деформации упрочнения-разупрочнения локальных БТО и элементов крови (слипание и отверждение эритроцитов) и низкочастотных ритмов возмущений ГМП, способствующим дополнительному усилению жесткости БТО [2–3]. У больных НЦД молодых людей симптомы упрочнения БТО часто проявляются под воздействием высокоамплитудных низкочастотных (период колебаний $T \sim 0.2\text{--}2.0$ часа, $H > 40\text{нТл}$) составляющих вейвлет спектра возмущения ГМП (forecast.izmiran.rssi.ru), а у пожилых и больных людей – при высокоамплитудных ультранизкочастотных ($T > 4\text{--}10$ час., $H > 40$ нТл)[33] колебаниях ГМП, что при МПЭ соответствует аналогичной связи частота B – жесткость/вязкость в БТ, кристаллах и жидкостях и подтверждает единство механизмов МПД (см #1) [1–3, 26] и полностью соответствует свойствам скачкообразной деформации кристаллов [2]. Наблюдения показали, что АД, регистрируемое по началу биения пульса (систолическое АД_с), есть результат начала упругой деформации стенок кровеносных сосудов, характеризуемого величиной ($2\text{АД}_д\text{--}\text{АД}_с$), а исчезновение звука биений с ростом потока и давления крови – диастолическое АД_д – есть результат начала пластической деформации сосудов. Обнаружена линейная связь между стартовым давлением для упругой деформации сосудов ($2\text{АД}_д - \text{АД}_с$) и давлением, определяющим начало их пластической деформации АД_д, что в точности соответствует подобным корреляциям для всех типов в кристаллах (от твердого гелия и фуллеренов до алмаза и керамик), при всех видах деформирующих воздействий [6,7]. Влияние МПЭ на ФП (эндогенные заболевания, старение [50]), устойчивая тенденция последовательного присоединения и потерь аминокислот у генетического кода в эволюции жизни [49] вследствие упрочнения при ФП доказывают единство свойств, происхождения и эволюции неорганической и органической материи во Вселенной.

Список литературы

1. Кисель В.П. В сб.: Нетрадиционные природные ресурсы, инновационные технологии и продукты”. Сб. научн. трудов. Вып. 10. М., РАЕН, 2003, с. 183-196. www.treskunov.narod.ru
2. Kisel V.P. and Kisel (Pogosyan) N.S. In: “Functional Foods for Chronic Diseases”, Ed. by D.M. Martirosyan, D & A Inc., Richardson, TX 75080, USA, 2006, pp 213 – 234.
3. Kisel V.P., Kisel N.S. 1st Intern. Conf. “Functional Foods for Cardiovascular Diseases”, 16-17.11.2004. Richardson, TX, USA. Ed. Martirosyan D.M.D & A Inc., 2005, p. 235-239.
5. Альшиц В.И., Воска Р., Даринская Е.В., Петржик Е.А. ФТТ, 1993, т. 35, No 1, с. 70-72.
6. Кисель В.П. Межд. конф. “Влиян. эл.-магн. полей на деформ. и разруш. тверд. тел”, Тез. докл., Воронеж, сентябрь 1996, с. 24. Kisel V.P. et al. Phil. Mag. A (London), 1993, v. 67, p. 343; Phys. Stat. Sol. (a), 1995, v. 149, p. 61; Mater. Sci. Forum, 1993, v. 119-121, pp 233-238.
7. Kisel V.P. Mater. Sci. Eng. A, 1993, v. 164, pp 356-359; Ibid. 2001, v. 309-310, pp 97-101. Proc. IX Int. Conf. on Strength of Metals and Alloys, Haifa, July 1991, London/Freund, p. 601
9. Урусовская А., Смирнов А., Беккауэр Н. (см. [6(1)]), с. 23. Пис. в ЖЭТФ, 1997, т. 65, с. 470
10. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. ФТТ, 1993, т. 35, No 2, с. 320-323
11. В. А. Морозов. ФТТ, 2003, т. 45, No 10, с. 1839-1841.
12. Даринская Е.В., Петржик Е.А., Ерофеева С.А., Кисель В.П. Пис. в ЖЭТФ, 1999, т. 70, с. 298.
13. Смирнов Б.И. Дислокацион. структура и упрочнение кристаллов. Л, Наука, 1981, 235 с
14. Otsuka I., Ozeki S. J. Phys. Chem. B. 2006, v. 110, No 4, pp 1509-1512.

18. Родникова М.Н., Вальковская Т.М. и др. Журн. физ. химии, 2003, т.77, No 10, 1917-1918
20. Фомин В.Н. Влияние механических воздействий на формирование свойств многокомпонентных систем. М., Наука, 2004, 82 с.
21. Бреус Т. К. Природа, 1998, No 2, с. 76-88; Ibid. 2005, No 9, с. 54-62.
22. Гурфинкель Ю.И. Ишемич. болезнь сердца и солн. активн.М., ИИКЦ-Эльф-3, 2004, 170с.
23. Гаркави Л.Х., Квакина Е.Б., Кузьменко Т.С. Антистрессорные реакции и активационная терапия. М., РАЕН, ИМЕДИС, 1998, 617 с.
25. Бланк М.А., Бланк О.А., Дюк В.А. ДАН, 2003, т. 393, No 3, с. 424-426.
Бланк М.А., Бланк О.А., Гершанович М.Л. ДАН, 2005, т. 404, No 6, с. 835-838.
26. Смирнов Б.И. и др. ФТТ, 2001, т. 43, 2154-;
М.В. Бадылевич, В.В. Кведер, Ю.А. Осипьян и др. ЖЭТФ, 2003, т. 124, вып. 9, с. 664-669;
Письма в ЖЭТФ, 2004, т. 79, вып. 3, с. 158-162; Phys. Stat. Sol., 2005, vol. 2с, No 6, p. 1869.
29. Гончарук В.В. и др. Химия и технология воды, 2006, т. 28, No 3, с. 311-314.
31. Головин Ю.И. и др. ФТТ, 2004, 46, No 5, 769-803. ЖЭТФ, 1999, 117, No 6, 1080-1093
32. Профессор Понятовский Е.Г. Частное сообщение от 25.02.2003.
34. Galligan J.V. Scripta Metallurgica, 1984, vol. 18, No , p. 653-
35. Арбузов А.Г., Крылатов А.В. и др. Бюл. эксп. биол. мед. 2006, т.142, No 8, с. 177-180.
36. Кисель В.П. Фаз. превр.-прочн. кристаллов, III Межд. конф., Черногловка, 2004, с.59
37. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Тютюнник А.В. Изв. АН, сер. физ. 1995, т.59, No10, с.3-7.
38. Стащенко В.И., Троицкий О.А. ДАН СССР, 1982, т. 267, No 3, с. 638-640.
39. Фортов В.Е. Химия и жизнь, 2006, No 4, с. 8-12.
40. Кешишев К.О., Паршин А.Я., Бабкин А.В. ЖЭТФ, 1981, т. 80, No 2, с. 716-728.
41. Аверин А.В. Пис. в ЖТФ, 2006, т. 32, No 6, с.13-17; Яковленко С.И. Ibid. No 8, с.15-19.
42. Molodov D. et al. Scripta Materialia. 2006, v. 54, p. 2161-
43. Debold E.P., Patlak J.B., Warshaw D.M. Biophysical J. 2005, v. 89, No 5, pp L(34-36).
44. Бобров В.С., Лебедкин М.А. ФТТ, 1993, т. 35, No 7, с. 1890-1896.
45. Сергеев В.П., Зуев Л.Б. ФТТ, 1980, т. 22, No 6, с.1766-1770; Ibid., т. 25, No 4, с. 966-973.
46. Скворцов Ф.Ф., Белов Д.И. В сб. материалов: XVII Петербургские чтения по проблемам прочности, 10-12 апреля 2007 г., СПб., часть II, с. 81-82.
47. Кисель В.П. Ibid., с. 152-154.
48. Дж. Пиккарди. Химические основы медицинской климатологии. Л., 1967.
49. Jordan I.K., Kondrashov F.A. et al. Nature, 2005, 433, pp 633-638.
50. Измайлов Д.М., Обухова Л.К., Конрадов А.А. и др. Хим. физ., 1995, т.14, No 11, с. 95-101.

ДЕФОРМАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ АКТИВАЦИОННОЙ ТЕРАПИИ, ЗАРОЖДЕНИЯ, ЭВОЛЮЦИИ И СТАРЕНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Кисель В. П.

*Институт физики твердого тела РАН, Черногловка,
kisel@issp.ac.ru*

Работа показывает, что стадии деформации биологических тканей (БТ) от молекул до всего живого соответствуют неспецифическим адаптационным реакциям БТ на внешние воздействия в виде последовательного повторения основных пяти реакций: ареактивности, тренировки, активации, повышенной активации и стресса, что лежит в основе зарождения, эволюции и терапии эндогенных заболеваний; прямое и обратное развитие этих процессов управляется механизмами пластического течения, т.е. физиологии.

1. Физиологи Ростовского госуниверситета профессора Гаркави Л.Х., Квакина Е.Б., Уколова М.А. и к.б.н. Кузьменко Т.С. обосновали, совершили и развили еще одно

фундаментальное после Г. Селье открытие в теоретической физиологии, сделанное в 1975 г. (Гаркави Л.Х., Квакуина Е.Б., Уколова М.А.), состоящее в обнаружении других фундаментальных реакций организма на внешние воздействия средней и слабой интенсивности, названных авторами реакциями ареактивности, тренировки и две реакции активации организма, а также создали новое направление в медицине – активационную терапию (АТ) [1].

Ганс Селье первым обнаружил в физиологии одни и те же специфические реакции организма на сильные воздействия и как пророк предложил для них название “стресс”- напряжение (соответствует напряжению предразрушения кристаллов, биологических тканей и органов (БТО) (см [2,3,4], ниже разделы 3–5); для слабых раздражителей – эустресс) по аналогии с физикой твердого тела, где оно характеризует механическое напряжение/упрочнение при приложении к телу внешних сил. Как показано в работах [2,3,7], основывающихся на экспериментах проф. М. З. Меерсона и других авторов, разнообразные физико-химические, психологические и физиологические воздействия на организм проявляют себя именно изменениями в деформации/механической жесткости БТО в полном соответствии с закономерностями пластической деформации в твердых телах, жидкостях, газах и плазме в тех же условиях (см. раздел 2).

2. В 2003 году в Институте физики твердого тела РАН (Черноголовка) было обнаружено, что особенности процессов, лежащих в основе влияния эффекта сверхмалых (ЭСМД), микро- и терапевтических доз физиологических, фито- и физико-химических воздействий на биологические ткани и организмы (БТО) [2–4], а также в развитии болезней, старения организмов, описываются одними и теми же закономерностями микродеформации (ЗМД) материи на границе фаз и в объеме при фазовых переходах (ФП) в масштабе от атомов-молекул до космического как в БТО, так и в твердых телах, жидкостях, сверхпроводниках и т.д. [2–4]. Ясно, что отслеживать и влиять на одну и ту же характеристику БТО – механическую жесткость – гораздо легче, чем на сложную цепочку биохимических процессов в страдающих органах – как это делают биохимики и фитотерапевты, хотя принципиального различия в действии разных видов терапии и физико-химических/физиологических методов лечения (дозированные периодические воздействия температуры, голодания, нормобарической гипоксии, низкочастотных электромагнитных и звуковых полей малой мощности, фракционированного облучения частицами и светом и т.д.) с точки зрения ЗМД при ФП нет [2–4]. Подлинно универсальными возможностями обладает – активационная терапия (АТ) [1,3], поскольку она позволяет, во-первых, с помощью специальных критериев, связанных с лейкоцитарной формулой, отражающей интегральное состояние БТО (степень пластичности клеток – см. разделы 3–5), определить в начале и в течение всего курса лечения текущее состояние всего организма и его органов, во-вторых, на основании этого знания и теоретически рассчитанных методик она позволяет предельно точно управлять универсальными действующими алгоритмами воздействия на весь организм, в той или иной степени исправляя работу всех органов без исключения путем понижения их механической жесткости (этажа реактивности) [1,3]. В-третьих, воздействия АТ практически не имеют противопоказаний и резко усиливают лечебный эффект других методов терапии [1].

3. Это означает, что эволюция во времени и пространстве всех вышеназванных процессов происходит по одному и тому же сценарию развития деформации последовательно в одном направлении – постепенном упрочнении БТО: зарождение, развитие, старение болезни, рост и метастазы опухолей, появление и исчезновение видов, и т.д. в масштабе от ДНК до особей, популяций и всего живого на Земле и в Космосе. Существующие возможности развития деформации в обратном направлении – последовательное разупрочнение- обратимая пластичность (эффекты памяти формы, сверхупругость и т.д. в физике пластичности (ФП)) реализуются в развитии процесса деления клеток в обратную сторону с помощью двух одновременно используемых ингибиторов [5]

(сравни с обратным развитием микро-пластичности при нагружении на первой или третьей стадии S-образной кривой деформации при усилении упрочнения – раздел 4), рассасывании опухолей, длительных ремиссиях у больных, атаксизме и т.д., что по сути своей является продолжением главного процесса, так как несмотря на периодические разупрочнения деформационная система запоминает весь свой уникальный пройденный путь (эффект памяти в ФП). В случае процесса длительной эволюции видов или тяжелых заболеваний (большая деформация и упрочнение БТО) последнему обычно соответствует только частичное восстановление и в исключительных случаях – полная конволюция [2–4]. Многочисленные свидетельства [1] того, что АТ эффективна при лечении эндогенных заболеваний, включая старение и рак, еще раз подтверждает общие корни этих эндогенных заболеваний, что отмечалось еще Г.Селье в 1936 году и в [2–3], а также то, что обратное течение любой болезни принципиально возможно вплоть до полного излечения, поскольку методы ФП (АТ, терапии и т.д.) позволяют воздействовать на весь деформационный путь развития БТО начиная со стадии построения и реплицирования ДНК при образовании новых клеток организма. Данные проф. Ф.З. Меерсона подтверждают, что при адаптации организма к гипоксии активируется синтез РНК и белков в головном мозге, что ускоряет фиксацию временных связей, увеличивает мощность стресс-лимитирующих систем (прежде всего митохондрий клеток различных органов) [7].

4. Из работ [4] следует, что в ФП нежестких кристаллов резкие возрастание – сброс относительно большой нагрузки, либо сброс такой же нагрузки при релаксации напряжений (соответствуют верхней части S-образной стадии деформации), а также слабое нагружение на уровне чувствительности кристаллов (нижняя часть S-кривой) часто стимулируют их разупрочнение; для БТО – это обратное направление развития деформации и уход на предшествующую стадию пластичности (повышение уровня реактивности – понижение этажа – порога деформирующего напряжения БТО в АТ- см раздел 5) под влиянием точно выверенных именно для данного пациента действий АТ, однако эффективность осуществления такого обновления организма быстро иссякает с увеличением возраста больного и длительности заболевания (из-за увеличения упрочнения БТО), растет разброс результатов лечения, нередко взрослые болеют тяжелее, чем дети (так называемые детские болезни, некоторые виды рака и т.д.). Ситуация с разбросом результатов лечения (параметров деформации БТО) несколько улучшается с дальнейшим ростом упрочнения кристаллов (старшие возраста БТО). Эти данные хорошо дополняют известные опытным врачам два чрезвычайно интересных качественных наблюдения [6]. Во-первых, практика свидетельствует, что стандартные терапевтические методы, фитотерапия позволяют вылечить большинство болезней, скажем, на 80-95% в раннем возрасте, до 50% в среднем и до 75 % в пожилом возрасте. Во-вторых, парадоксально, но факт: нередко оказывается, что удается вылечить опасную для жизни болезнь легче, чем неопасную [6]. В случае лечения болезней большие скачки разупрочнения БТО соответствуют лучшим показателям излечения больных младших и пожилых возрастов, опасных болезней (крайние стадии S-кривых деформации БТО), последние соответствуют приближению к конечному участку S-кривых деформации – началу разрушения твердых тел (в БТО это соответствует сильному стрессу, началу массового апоптоза клеток и гибели организма [2-4]). Наблюдения показывают, что именно низкое упрочнение БТО у детей [8], а также тяжелые болезни или сильнейший стресс, перенесенные в детстве (Вольф Мессинг, Ванга), формирующие низкое упрочнение отдельных частей ЦНС и их высокую реактивность – возбудимость, способствуют редчайшему проявлению телепатических способностей или интуиции, особенно заметно проявляющейся перед авариями и катастрофами у 3-15% людей в состоянии стресса (возбужденном состоянии (как и шаманы), при чувстве страха или счастья) и животных.

В рамках ФП усиленное размножение раковых клеток и метастазы можно рассматривать как промежуточную стадию минимального упрочнения БТО (в кристаллах – стадия легкого скольжения и усиленного размножения дислокаций), которую можно перевести либо в кривую резкого упрочнения и последующего разрушения-апоптоза с помощью физио-/химиотерапии, либо в кривую разупрочнения с помощью методов ФП, АТ (V-образный характер разупрочнения в зависимости от частоты воздействия, содержания примеси, скорости нагружения, дозы облучения, температуры и т.д. при деформации [2,3], различные терапевтические фракционированные воздействия на адаптационную систему организма – см выше), определяющих обратное развитие опухолей и болезней, рост рыб и т.д. [2].

5. Если организм отвечает реакцией на действующий фактор, малый по абсолютной величине, это свидетельствует о высоком уровне реактивности (или возбудимости), характеризуемом низкой этажностью по классификации [1] (т.е. низким пороговым напряжением деформирования или ЭСМД). Из физиологии известно, что живой организм остро реагирует именно на рост/спад амплитуды раздражителя: эустресс (высокая реактивность-низкий порог чувствительности/этаж, ЭСМД), стресс (низкая реактивность – высокий порог/этаж, терапевтические дозы), а также на промежуточные раздражители (микробио-терапия).

Зависимости типа неспецифических, адаптационных реакций от абсолютной величины действующего фактора средней или малой интенсивности носят экспоненциальный (как и в ФП) периодический характер: по мере увеличения (уменьшения) этой величины (силы или дозы воздействия) с “шагом” (коэффициент реакции), равным 1.19, происходит последовательное повторение основных тетрад реакций: тренировка, спокойная активация, повышенная активация и стресс на разных уровнях реактивности (возбудимости) [1]. В ФП это соответствует периодически повторяющимся трехстадийным S-образным кривым пластической деформации как однофазных материалов, так и между фазами при ФП (дискретность течения) при возрастающем уровне деформирующего напряжения, последовательно описывающим зарождение, формирование и объединение деформационных структур (новых для каждого периода или фазового перехода), создающих предпосылки для соответствующей тому же масштабу/периоду наблюдения 4-й стадии деформации – разрушения в твердых телах, жидкостях и газах. В БТО- сначала идет образование оборванных связей – свободных радикалов или зарождение разрушения, начинающегося на нижних этажах, на верхних этажах эта реакция на сильный стресс Селье постепенно переходит в крупномасштабные разрушения вплоть до апоптоза клеток и гибели БТО в следующей очередности: последовательное увеличение числа разрывов молекулярных связей (зародышей разрушения или свободных радикалов, насколько необходимых, настолько и опасных для БТО [2-4]) – единичные сдвиги атомных масштабов; зарождение и рост числа сдвигов- формирование первых дислокаций (линейных структур атомно-молекулярного масштаба разрушения решетки), рост числа дислокаций- их размножение и т.д.

Ясно, что при возрастании напряжений или деформации сверхмягких БТО на каждом этапе фазовых переходов в них успевают реализоваться только начальные стадии деформации, а потому общая теория неспецифических адаптационных реакций насчитывает только 20 периодов-этажей для организма [1]. В БТО все эти четырехстадийные циклы-этажи реакций соответствуют многочисленным периодам трехстадийных S-образных (ступенчатых или дискретных) кривых деформации плюс 4-я стадия разрушения БТО в соответствующем масштабе наблюдения [4] на каждом этапе их фазовых переходов-превращений в только качественно обозначаемой здесь последовательности стадий развития при возрастании нагрузки/упрочнения: атомно-молекулярный разрыв связей – образование отдельных дефектов (мутаций) в нуклеотидах, дефекты в нуклеотидах - увеличение числа мутаций в генах (ДНК), их перестановки и т.д., транскрипция

(биосинтез РНК на матрице ДНК) с продолжением накопления новых дефектов на этом и последующих этапах деформации БТО и т.д.

Повторяющаяся многостадийность деформационных процессов в масштабах от атомно-молекулярного до глобального подтверждают данные работ [2-4], а также обзора [9]: при деформации одиночных органических молекул наблюдаются все стадии кривых ползучести, типичные для микро- и макромасштабной пластичности. Изначально сильная скачкообразная деформация сложной органической молекулы соответствует разрывам молекулярных связей и разворотам доменов. Механизмы деформации молекул сохраняются в широком диапазоне изменения скоростей деформирования [9'] и упрочнения [9], что подтверждает решающую роль в этих процессах нагрузки и подтверждает выводы о скейлинге деформирующих напряжений во всех материалах [2-4].

Неоднократно доказанное единство микромеханизмов пластичности, лежащих в основе фазовых превращений в неорганической и живой материи [2-3], находит подтверждение и в универсальности фундаментального математического закона и его вариаций, описывающих подобные изменения (эволюцию) в различных формах материи, например: теплообмен, диффузия, зонная плавка, электро- и термодиффузия, радиоактивный распад в физике, экстракция, химическая кинетика в химии, рост человеческого зародыша, изменение массы тела и размера опухоли во времени [2-3], кинетика переваривания пищи, зависимости скорость метаболизма - рост массы тела, длина генома - масса тела, частота сердечных сокращений (ЧСС) - масса тела, число ветвей на дереве - диаметр ствола в биологии, Большой Взрыв и космическая эволюция, и т.д. [11]. В терминах ФП нахождение гомеостаза/реактивности организма на высших этажах/высоких порогах деформации означает большие внутренние напряжения во всей цепочке развития БТО от нуклеотидов до указанного этажа, т.е. ускоренное накопление молекулярных разрывов – свободных радикалов и старение организма. Ослабление этого механического напряжения путем понижения этажности адаптационных реакций позволяет постоянно обновляющемуся поколению клеток и других составляющих БТО пребывать и размножаться в условиях более здорового образа жизни и замедления старения.

Экспоненциальная зависимость между дозой и типом адаптационной реакции соответствует известной в физиологии закономерности развития реакции (гомеостаза) от дозы (в физике пластичности -экспоненциальная зависимость скорости деформации от напряжения). Принцип периодичности в адаптационных реакциях, выражаемый в повторении сходных (одноименных) реакций по мере возрастания количества действующего фактора находит отражение в воспроизведении (скейлинге) S-образных стадий деформации и разрушения в разных масштабах с ростом напряжения деформации [2-4]. Согласно данным работы [1], развитие спокойной активации – состояния физиологического возбуждения – при длительном течении поддерживает гармонию и равноправное благополучие всех подсистем организма, способствует его оздоровлению и омоложению (соответствует нижней части S-стадии деформации, или минимальному (стартовому- видимому в данном масштабе наблюдения) напряжению деформирования БТО в этом периоде), тогда как повышенная активация – не годится для долговременного оздоровления и продления жизни, но совершенно необходима для купирования опасных вызовов для организма (болезни, жизненные трудности и т.д.- более активная деформация и жесткое состояние БТО). Однако при развитии состояний ареактивности - повышение резистентности из-за постепенного упрочнения БТО при постоянной амплитуде возбуждения во времени (стадия ползучести в ФП) соответствует так называемой стадии задержки (отсутствие деформации при воздействии на БТ в течение длительного времени), изменения в организме еще более благоприятны, чем в начале соответствующей реакции адаптации [1].

В АТ раздражитель может быть любой природы в виде физиопроцедур, адаптогенов или любых других воздействий [11]. Сущность дозированных влияний заключается

в устойчивом разупрочнении БТО при воздействии на организм так называемых антистрессорных состояний, получаемых по алгоритмам АТ. Алгоритмы подбираются строго индивидуально – с учетом исходного типа реакции адаптации (цикла механического упрочнения БТО), ее уровня реактивности (стадии S-кривой микродеформации), а также пола, возраста (степени упрочнения БТО) и некоторых других характеристик, и имеют целью перевод стресса или исходных других менее напряженных состояний в состояния нормы: тренировки или спокойной активации высоких уровней реактивности/ возбудимости (меньшего упрочнения, т.е. более молодого и здорового состояния БТО [2–3])[1] – сравни с обсуждением влияния возраста на эффективность лечения в разделе 4.

6. Большие стрессовые деформации БТО – это аналог электрошоковой терапии в психиатрии, лечении наркозависимости, ударов тока (молния, дефибрилляция сердечной мышцы), оздоравливающего действия криосауны, моржевания, финской сауны, сверхдлительного голодания, оздоровительного бега и физкультуры, лечения гормонами и т.п.

7. Известно, что лечебное влияние оказывают ментальные воздействия различного типа: разные виды релаксации, эффект плацебо, внушение, заговоры, гипноз, медитация, молитва, чудотворные святыни и т.д. также являются мощными раздражителями для БТО. При заговорах слова часто бывают без смысла, но с большим набором свистящих и шипящих звуков, что настораживает подсознание и вызывает стресс. Журнал Nature свидетельствует о том, что религиозную веру можно рассматривать как адаптацию, которой способствовало развитие человеческого мозга [12]. Это вновь подтверждает ключевую роль адаптации мозга в управлении биохимическими и физиологическими процессами в БТО, а потому лечение следует начинать именно с ЦНС, и здесь именно АТ [1] оказывается универсальным методом в сочетании с другими способами терапии.

Автор благодарит к.б.н. Т.С. Кузьменко за полезные обсуждения работы.

Список литературы

1. Гаркави А.Х., Квакина Е.Б., Кузьменко Т.С. Антистрессовые реакции и активацион. терапия. М., ИМЕДИС, 1998. www.homeopatica.ru/professional_school_st1201.shtml
2. В.П. Кисель. В сб. "Нетрадиционные ресурсы, инновационные технологии и продукты". Вып. 10. РАЕН, Москва, 2003, с. 183-196. www.treskunov.narod.ru
3. V.P. Kisel and N.S. Kisel. Proceed. of the 1st and 2nd Intern. Conf. "Functional foods for cardiovascular diseases", Nov. 14-15, 2004, pp 235-239, Richardson, TX, 2005; Ibid. Nov. 15-16, 2005. Ed. by D.M. Martirosyan, Dallas, Texas, USA, 2006, 21 pp.
4. Kisel V.P. Phys. Status Sol. (a), 1995, 149, No 1, p. 61-68; Mater. Sci. Eng. A, 1993, 164, p. 356-359; Ibid 2001, 309-310, pp 97-101. Mater. Sci. Forum, 1993, 119-121, pp 233-238.
5. Русский Newsweek, 24 апреля – 14 мая 2006, No 16-17, с. 60-62.
6. К.А. Трескунов, частное сообщение 16.05.2006.
7. Меерсон Ф.З., Малышев И.Ю. Феномен адаптационной стабилизации структур и защита сердца. М., Наука, 1993, 158 с.
8. Н. Лескова. Известия, приложение "Неделя", пятница 19 мая 2006 г., стр. №6.
9. Бучаченко А.Л. Успехи химии. 2006, т. 75, No 1. с. 3-26. Kersey et al. J. Amer. Chem. Soc. 10.1021/ja058516b(2006); Science, 2006, v. 311, 1523-5
10. Фомин В.Н. Влияние механических воздействий на формирование свойств многокомпонентных систем. М., Наука, 2004, 82 с.
11. West G.D., Brown J.H. Physics Today, 2004, v. 57, No 9, pp 36-42.
12. Lewis Wolpert "Six Impossible Things Before Breakfast: The Evolutionary Origins of Belief" / Crispin Tickell. Nature 2006, v. 442, No 7099, p. 137

MECHANISMS OF PLASTICITY AND FRACTURE IN CRYSTALS, POLYMERS UNDER LOW/SOCK-WAVE STRESSES

Kisel V. P.

Institute of Solid State Physics, Chernogolovka,

kisel@issp.ac.ru

SUMMARY

The effect of applied compressive/extension stresses, s ($s = 0.6S$ to $95S$, where S is the resolved shear stress) and stress rates (10 to 10^6 MPa/sec) on dislocation dynamics was investigated in pure NaCl and InSb single crystals in the temperature range $T = 4 \cdot 10^{-3}$ to $0.945 T_{\text{melt}}$, T_{melt} is the melting point. The general damping character of dislocation unpinning, motion and multiplication (work hardening of crystals, WH) under creep and interrupted loadings manifests in the ultimate mean path lengths of individual dislocations (UMPID). Having covered a certain UMPID determined by crystal prehistory and test parameters, the dislocations exposed to successive exhausting multiplication and then fracture thus forming point defects, slip lines, slip bands, sub-grains, grain boundaries, nano- and microcracks, macrocracks in series in all the materials [1-2].

The first important finding of this work is the fact that the dependences of the UMPID versus creep, impulse, impact and shock wave stresses, temperature and impurity concentration are topologically similar to the conventional macroscopic strain-stress WH curves for the same crystals and test parameters. As for microscopic stresses for dislocation motion and multiplication the concentration dependences of flow stresses under fixed strains or fracture stresses at low and ultra-low temperatures and strain rates [2-4] are similar to the same dependences of impact/shock wave stresses and stress rates at normal and elevated temperatures [4-6]. The climb, dislocation cross-slip and athermal bowing mechanisms are confirmed by the same so-called "memory effect" at low (Figs 23-24 in [7]) and ultra-high ($s \sim 48S$, [8]) stresses and stress rates, because dislocation dipoles-debris are left in the wake of expanded dislocation loops along the whole deformation WH curve. This means that the same micromechanisms govern the dislocations and macroscopic flow up to the flow stresses in nanostructured (NSC) and fractured crystals.

The second important finding is that the micro-/macro-WH varies nonmonotonously to crystal softening according to the pulse length of the unloading (restore) time, and these V-formed dependences are the same for micro-/macroscopic flow up to the extremely high values in NSC crystals [9] and fractured oriented polymers [10]. The last fact and the similarity of the other features of deformation and fracture of crystals and polymers at various length scales corroborate the universality of the mechanisms of plastic flow and fracture in crystals and polymers due to the same elemental slips. The third finding of this work is the same quasi-linear correlation between the starting stresses for dislocation motion, S_{st} , multiplication, S_{m} , and for the initiation of micro-, S_{f} , and macrofracture, S_{F} , in NaCl and KCl-KBr single crystals (this work), polycrystalline ice, metal alloys and YBCO ceramics (literature data). It is worth stressing that in the low range of stresses (low WH, pure crystals or high temperatures) the crystals fractured in so-called "ductile" mode irrespective of test conditions where dislocations demonstrated noticeable cross-slip, wavy glide, while at higher WH stresses dislocation slip lines were straightened, cross-slips were frequent and small, and their fracture mode was only "brittle". These findings clearly evidence for the key role of dislocation double cross-slip, climb and retardation thus forming various dislocation structures during deformation modes. When the deformation modes had been exhausted the beginning of fracture modes (the nano-/microcrack initiation, their spreading and coagulation into macrocracks) followed. This

means that the atomic-size cracks are the cores of dislocations, and they stop and unite one after another into nanosize cracks with the help of their close spacing and cross-slip events at higher WH stages of plastic flow. In all tests new flaws originated at much higher stresses from the parent cracks that had initiated earlier, as well as the new-formed flaws at new sites due to the stopped plastic zones around the tips of previous flaws or new sources of dislocation multiplication (due to concentrated local stresses) in the crystal bulk.

The proposed chain of events clearly demonstrates that the mechanisms of plasticity and fracture have the same origin as a sequential chain of the WH deformation modes in crystals, the very beginning of which is demonstrated in the work [1]. It is the above scaling of the parameters of deformation stresses and fracture just with the dislocation multiplication one that points to the crucial role of dislocation double cross-slip and climb mechanisms in all these processes irrespective of other experimental conditions. Moreover, it is clear that the scaling of microfracture and macrofracture stresses with each other and with the flow stresses strictly confirms the crucial and inevitably key role of precursor and intermittent plasticity in nucleation, multiplication and coagulation of initial atomic-size cracks into nano-cracks and so on. It is the applied stress and stress rate that synchronize the successively lengthening of dislocation paths, slip lines and bands, cell walls and bands, etc., thus promoting the initiation and sequential spreading of the waves of plastic modes under various kinds of deformation [1]. The increase of the deformation stress and stress rate raises the production of point defects and their clusters due to cross-slip-jog dragging, reduces the dislocation spacing in deformation structures, activates the numerous new sources of dislocation nucleation and multiplication. The above chain of events initiates closer lay-out of cracks and nano-/micromacrocleavage transitions between them, thus forming the special structures of fracture surfaces (the spacing, sizes, and the form of microcracks coagulated into the larger rupture structures, microcleavage steps, dimples and microvoids on fracture surfaces) up to the sample explosion with the dust fragments at very high stress rates and stresses. The practical art of cleavage for various crystals clearly proves that it is the parameters of dislocation cross-slip in precursor plasticity favors fracture propagation and damage. It is well known that the crystals which are extremely hardened with high impurity content, irradiation dose, very low temperature of cleavage are cleaved much easier than the very plastic (soft) ones. Second, fast cleavage macrocracks are usually produced with extremely sharp chisel and with very rapid and strong blow struck on the chisel (with high stress rate and stress) which has to be along the cleavage planes. Only in these cases the preceding deformation is extremely hardened and localized, the dislocation bands are straight, dense and very narrow (the lowest cross-slip heights and feebly marked climb of dislocations - the so-called 'brittle' fracture mode). But in the case of the soft crystals or very slow, weal and non-crystallographic attacks with blunt chisel at the struck surface these opposite actions lead to much larger areas of crystal deformation zones with all the signs of the crystal softening near the contact points. Here the dislocations are prompt to higher rare cross-slips which make the dislocation slip bands to be wide and diffuse. So, these heavily deformed places have a high density of diffuse microcracks and micropores, which color dense 'milk' due to their intensive day-light scattering. The spacing of these cracks/pores is so large that they rarely unite into macrocracks with rare dislocation cross-slips and hardly form the fracture surfaces. All the above statements are valid for the polymers and all other types of matter [2].

References

1. V.P. Kisel. *Physica Status Solidi (a)*, 1995, vol. 149, No 1, pp 61-68.
2. V.P. Kisel. In: "Mechanisms and mechanics of damage and failure" (ECF-11), Eds. J.Petit et al., EMAS, Warley, UK, 1996, vol.1, pp.145-150. Abstracts of the V Int. Conf. on the Funda-

- mentals of Fracture (ICCF-V), Aug. 18-21, 1997, NIST, Gaithersburg, Maryland, USA, pp 28-29.
3. N.S. Kissel and V.P. Kisel, Mater.Sci. Engn.A, 2001, vol. 309-310, pp 97-101.
 4. A.K. Mukherjee, W.G. Fergusson, et al. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, No 10, pp 3707-3713.
 5. V.P. Kisel. J. Phys. (Paris), 1985, vol. 46, Suppl. No 12, pp C10-(529-532).
 6. S.V. Razorenov, G.I. Kanel' et al. Fiz. Metal. Metallovedenie, 2003, vol. 95, No 1, pp 91-96
 7. J.J. Gilman, W.G. Johnson. Solid State Physics, 1962, vol. 13, pp 147-222.
 8. E.V. Darinskaja, A.A. Urusovskaja, et al., Fiz. tverd. Tela, 1982, vol. 24, No 3, pp 940-941
 9. R.Z. Valiev, I.V. Aleksandrov, Doklady Acad. Nauk, 2001, vol. 380, No 1, pp 34-37.
 10. V.R. Regel, F.I. Slutsker, E.T. Tomashevskii. Kineticheskaja priroda prochnosti tverdykh tel, Moscow, Nauka, 1974, 560 pp (in Russian).

DEFORMATION OF MOLECULAR AND CELL STRUCTURES IS THE KEY MECHANISM OF AGEING AND ILLNESS

Kisel V. P.

Institute of Solid State Physics, Chernogolovka,
kisel@issp.ac.ru

Literature data irrefutably evidence for the deformation origin of physiological, physical and chemical stress effects on biological tissues (BT), cells growth and proliferation, differentiation, diseases and ageing, which is irresistibly identical to the stiffening or softening deformation of solids with the appropriate production of lattice defects with various dimensions (reactive oxygen species, ROS, in mitochondria of BT stimulate oxidative stress in cells, etc.). Our comparisons of the mechanisms of plasticity (MP) in living BT under arterial blood pressure oscillations (this work), metabolic transformations and stresses, in various states of different materials under load [1] show that MP are strictly the same on atomic-to-cosmic scale lengths. This is the irrefutable argument in proof of the new paradigm [1] of decisive role of MP and phase mismatch-interface stresses in or between growing and differentiating cells, in each stage of their phase transitions: biochemical reactions, the origin, development and medical treatment of endogenous diseases, kinetics of ageing and growth of robust and cancerous cells, adaptation, origin of species and populations, etc. In terms of this paradigm the ageing of BT is a typical fatigue mechanical deformation of cells up to their stiffening and fracture (apoptosis). Softening of BT with physical, biochemical, physiological, etc. methods changes the mechanical fatigue limit of the materials, longevity or lifespan of BT and the rate of their hardening/ageing. And this is in line with the epidemiological, clinical and experimental investigations.

1. Kisel V. P., Kisel N.S. Proc. 2nd Int. Conf. "Functional foods for chronic diseases", Nov. 15- 16, 2005, Dallas, USA. Ed. by D.M. Martirosyan, Richardson, TX, USA, 2006, pp 213 – 234.

MICRODEFORMATION OF MOLECULAR AND CELL STRUCTURES IS THE MECHANISM OF THE THERAPEUTIC AND ULTRALOW DOSES OF PHYSICAL AND CHEMICAL EFFECTS ON THE BIOLOGICAL TISSUES (PHASE TRANSITIONS, CHEMICAL REACTIONS, TUMOR GROWTH, AGING, ADAPTATION TO STRESS AND MEDICAL TREATMENT ARE INCLUDED). A REVIEW

Kisel V. P.

Institute of Solid State Physics, Chernogolovka,
kisel@issp.ac.ru

The true, unique goal of science is the discovery of not the mechanism, but the unity... The question is not whether the nature is unique but in what way it is unique.

Anri Poincare, "Science and Hypothesis" (1902)

Recent investigations irrefutably show that real crystals, glasses, melts, liquids, gases always contain nuclei and nanoclusters of various phases. Due to the interface mismatch only thin films-layers of the surrounding matrix reproduce the morphology of these substrates (the phase nuclei) during the epitaxy. The interface stresses due to structural and mechanical mismatch between phases play the key role in phase transitions. The first important goal of this work (the request for the invention) is the universality of the deformation and relaxation mechanisms (DRM) during phase transitions in solids, glasses, liquids, melts, polymers, gases and biological tissues [1]. This is confirmed by the correlation of transition parameters for various materials: shear moduli, viscosity, surface tension, activation energies of deformation and heat of phase transitions, hysteretic character of their variation, the influence of phase prehistory, the similar reactions to physical and chemical effects, the similarity of kinetic curves for crystallization from the melt or glass state (solidified gases are included), redox reactions, diffusion, electrical conductivity, electrochemical deposition, adsorption-desorption, martensitic and structural transformations, etc. [1]. Mechanical, electromagnetic and optical treatments of phase systems induce some of them to grow at the expense of the others up to chemical compounds forming (mechanical alloying, acoustochemistry, etc.). Second important finding based on the comprehensive analysis of literature data shows that the phase modulated effects of low and ultralow doses (ULD) of physical and chemical influences (chemical agents, light, irradiation of particles and electromagnetic fields, etc.) on solids, liquids, melts, chemical reactions and cells of biological tissues (BT) are of the same nature and so they can be explained by their microdeformations (MD) at the interfaces of phase transitions (IPT).

These effects are due to MD hardening/softening on the scales of observation from atomic (molecular) to mesoscopic (structural or viscosity transitions in liquids, cell structures, etc.), macroscopic (diverse organisms and populations are included) and up to cosmic structures at the IPT of different phases (the nuclei of ULD, DNA, cells of BT, etc.) [1]. It is worth stressing that these MD (hardening-softening, HS, for micro- and macrodeformation, fracture in single and nanocrystals, liquid solutions and biological tissues and organisms, for various types of adaptation to stress [2] and physical and chemical impacts (chemical agents, the irradiation of particles, and electromagnetic fields, drugs, etc.), apoptosis and proliferation of cells [3], aging, etc.) generally have the same V-shaped form of the dependences on the values of matrix prehistory properties, pulse time and amplitude, pulse stress rate (the rate of material deformation -irradiation power, the rate of therapeutic and ULD injections of drugs, etc.), dwell time between the pulses (repetition frequency), temperature, impurity concentration, irradiation dose of particles, electromagnetic fields, currents, etc.

These HS effects are the parts of well-known time-spatial components of their physical/chemical developments in the body of the material (BT) volume. So, fine grinding of nuclei during the preparation of ULD (periodic milling-shaking in homeopathy, interrupted irradiations-deformations by the ULD of particles, currents, electromagnetic fields, drugs, etc.) changes the hardening/softening of IPT, matrix and foreign phases thus strengthening/weakening the effect of various doses and ULD on the matrix (BT, tumors, solids, liquids, polymers, etc.).

The common non-monotonous concentration dependencies of the size distributions of foreign nuclei and the other effects also explain the same non-monotonous concentration effect of low doses and ULD on physical, chemical, physiological and biochemical reactions in solids, liquids, polymers, solutions, BT, etc.

Of specific note is the fact that DRM unravel all the features of tumor growth and meta-static processes, adaptation mechanisms to different types of stress and medical treatment for biological systems, etc.

1. Kisel, V.P. In: Untraditional natural resources, innovation technologies and products. Collected scientific works. Issue 10. RANS ed., Moscow, 2003, pp 183-196 (this paper in Russian)
2. Garkavi, L.Kh., Kvakina, E.B., Kuz'menko, T.S. Antistress reactions and activation therapy. Moscow, RANS, IMEDIS, 1998, 617 p. (in Russian).
3. Piruzian, L.A., Malenkov, A.G., Radkevich, L.A. Dokl. Akad. Nauk, 2004, vol.395, No 2, pp. 261-265.

DEFORMATION OF MOLECULAR AND CELL STRUCTURES IS A GENERAL MECHANISM OF STRESS, ADAPTATION, CANCER GROWTH, AGING AND EVOLUTION IN THE SPECIES

Kisel V. P.

Institute of Solid State Physics, Chernogolovka,
kisel@issp.ac.ru

Recent investigations irrefutably showed that real so-called solid solutions of crystals, glasses, melts, liquids, gases, plasma always contain nuclei and nanoclusters of various phases. So, the interfacial stresses due to structural and mechanical mismatch between phases, the universal mechanisms of plastic deformation and relaxation (PDR) on all scale lengths play the decisive role in the origin and development of phase transitions in solid, liquid, gaseous, plasma and biological forms of matter including chemical reactions, chronic endogenous diseases (cancer, aging, etc.), adaptation, origin of species, social behavior and even history [1]. This is confirmed by the correlation of transition parameters for various materials: shear moduli, viscosity, surface tension, activation energies of deformation and heat of phase transitions, hysteretic character of their variation, the influence of phase prehistory, the similar reactions to physical and chemical effects, the similarity of kinetic curves for crystallization from the melt or glass state, redox reactions, diffusion, electrical conductivity, electrochemical deposition, adsorption-desorption, martensitic and structural transformations, etc. [1]. Mechanical treatments of phase systems induce them to grow at the expense of the others up to chemical compounds forming (homeopathy, mechanical alloying, sonochemistry, etc.). Of specific note is the fact that PDR unravel all the features of tumor growth and metastatic processes, adaptation mechanisms to different types of stress and medical treatment for biological systems, etc. Second important finding based on literature data shows the same PDR nature of the effects of ultralow doses (ULD) of physical (temperature drops, the

irradiation of particles, light and electromagnetic fields, etc.) and chemical impacts on solids, liquids, plasma, gases and biological tissues [1]. These effects are due to mechanical hardening and softening on the scales of observation from the atomic (molecular) to microscopic cell structures, macroscopic organisms and megascale populations.

It is worth stressing that the dependences of hardening-softening on pulse amplitude and duration are the same for micro- and macrodeformation of all the materials. The stress rate and the dwell time between the pulses (frequency), temperature, impurity concentration, irradiation dose of particles, electromagnetic fields, currents, etc. dependences of softening have the same V-shaped form for single and nanocrystals, liquids and biological tissues and organisms [1] (various types of adaptation to stress [2], apoptosis and proliferation of cells [3], aging, etc.).

The new basic mechanism of phase transitions allows us to explain formerly unaccountable numerous experimental results on kinetics of endogenous diseases, aging and growth of robust and cancerous cells, development and differentiations in the growth of cells, organs and organisms, species and civilizations, to understand better the pathophysiology and morphology of cells and to provide a practical guide to consolidate and handle the giant information on these subjects and to develop new therapeutic strategies such as activation therapy and normobaric interval hypoxic training for the prevention and treatment of aging, cancer and chronic diseases, to increase social relations. It will be shown that a lot of puzzling features of the origin, development and various types of medical treatment of aging, cardio-vascular, cancerous and other endogenous diseases, and even history, civilization and natural events are well explained by the new mechanisms which are general for all types of phase transitions on nuclear-to-cosmic scale lengths. This work summarizes the data of our previous investigations with the new experimental results and a lot of conclusive-based literature data.

References

1. Kisel, V.P. In: Untraditional natural resources, innovation technologies and products. Collected scientific works. Issue 10. RANS, Moscow, 2003, pp 183-196 (in Russian) www.treskunov.narod.ru Kisel V. P., Kisel N.S. Proc. 2nd Int. Conf. "Functional foods for chronic diseases", Nov.15-16, 2005, Dallas, USA. Ed. by D.M. Martirosyan, Richardson, TX, USA, 2006, pp 213 – 234
2. Garkavi, L.Kh., Kvakina, E.B., Kuz'menko, T.S. Antistress reactions and activation therapy. Moscow, RANS, IMEDIS, 1998, 617 p. (in Russian).
3. Piruzian, L.A., Malenkov, A.G., Radkevich, L.A. Dokl. Akad. Nauk, 2004, vol.395, No 2, pp. 261-265

PHYSICAL BASIS OF ACTIVATION THERAPY. THE ORIGIN, EVOLUTION AND MEDICAL TREATMENT OF ENDOGENIC DISEASES AND AGING

Kisel V. P.

Institute of Solid State Physics, Chernogolovka,
kisel@issp.ac.ru

Abstract. This work confirms that it is the mechanisms and the periodical S-form stages of plastic deformation of biological tissues (BT) on different scales from molecular structures up to the fracture (apoptosis of cells and the death of all the living things) are the physical basis of the same periodical five sequential stages in the standard antistress nonspecific adaptational body reactions – all known archetypes of BT functional states: nonreactivity, training,

quiet activation, advanced activation and stress are responses of BT physiological parameters to the appropriate amplitudes, rates of growth and reduction and the frequency dependences of irritation stimuli. These stages of plasticity are common for all known states of matter: solid, liquid, gaseous, plasma and for ferroelectrics, magnetic substance, flux line lattices in the second type of superconductors and the so-called quantum crystals and liquids (He^3 and He^4), etc.

Материалы VI Международной научной конф. “Фитотерапия, биологически активные вещества естественного происхождения в современной медицине”, РАН, Черноголовка, 14-15 декабря 2006 г, с.65-74;

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ АЛМАЗОВ, СПЕЧЕННЫХ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Кидалов С. В., Шахов Ф. М., Синани А. Б., Вуль А. Я.

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

В работе представлены результаты измерений теплопроводности и прочности на разрушение при одноосном сжатии образцов, полученных спеканием натуральных микрокристаллических (10–14 мкм) алмазов при давлении ~6 ГПа и различных температурах спекания от 1200 до 1900 °С.

Спекание проводилось в камере высокого давления типа тороид в 500 т.с. прессе ДО137. Прочность измерялась при одноосном статическом нагружении образцов. Теплопроводность измерялась в режиме постоянного теплового потока при постоянной температуре менее 200 °С в вакууме.

Лучшие образцы имеют теплопроводность до 500 Вт/(м*К) и нормальную составляющую напряжения, при котором происходило разрушение ~3 ГПа.

Обнаружено, что по мере увеличения температуры спекания при постоянном давлении, происходит одновременное увеличение теплопроводности и прочности образцов. При дальнейшем повышении температуры спекания, происходит переход алмаза в графит, уменьшается плотность образцов, а прочность и теплопроводность падают. Увеличение прочности и теплопроводности композитов из алмаза связано с поверхностной графитизацией алмазных кристаллитов, составляющих образец.

This study was supported by the RFBR grant 06-08-00944-a, and partly, by the "NEDO International Joint Research Grant Program" for 2004 (Nanocarbon team, Project 04IT4) and by "SPb Scientific Center RAS Research Grant Program".

References

1. S.V. Kidalov, F.M. Shakhov, A.Ya. Vul', Thermal Conductivity of Nanocomposites based on Diamonds and Nanodiamonds. *Diamond Relat. Mater.* (2006) submitted.
2. S.V. Kidalov, F.M. Shakhov, A.Ya. Vul', Thermal conductivity of sintered nanodiamonds and microdiamonds. *Diamond Relat. Mater.* (2007) submitted.

УДК 539.1

АНОМАЛИИ ПЛАСТИЧНОСТИ ОДНОФАЗНОЙ ЛАТУНИ С ~ 32 % Zn, ЛИТОЙ С ~ 8 % Zn И ОТОЖЖЕННОЙ С ~ 13 % Zn ОЛОВЯНИСТОЙ БРОНЗЫ, МОДИФИЦИРОВАННОГО С ~ 14 % Si И НЕМОДИФИЦИРОВАННОГО С ~ 12 % Si СИЛУМИНА, СОСТАРЕННОГО ДУРАЛЮМИНА С ~ 6 % Cu, ОТОЖЖЕННОЙ СТАЛИ С ~ 0,5 % C КАК СЛЕДСТВИЕ КАЧЕСТВЕННОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПРОТЯЖЕННОСТИ ПО ТЕМПЕРАТУРЕ ИНТЕРВАЛА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Шахназаров К. Ю., Шахназаров А. Ю.

*СПбГПУ, «Трэк-Авто», Санкт-Петербург,
Ekaren812@yandex.ru*

«Пластичность меди (не самого хрупкого металла. — Авт.) не только не падает от добавки цинка, но заметно растет... максимум удлинения достигается при 30 – 32 % Zn», «насыщенные α -кристаллы содержат около 32 % Zn». Эти цитаты из пятого издания учебника [1, с. 437] показывают отсутствие хоть какой-то версии природы одновременного повышения δ ($v \sim 2$ раза) и σ_B ($v \sim 1,5$ раза) однофазной латуни. Но — в неявной форме — аномалия δ связывается с концом эвтектической горизонтали (1032°C, 32 % Zn), где имеет место, естественно, качественное изменение протяженности по температуре интервала кристаллизации (КИΔLS) по мере увеличения или уменьшения доли второго компонента.

Через 30 лет в шестом издании учебника [2, с. 512] лишь констатируется эта вопиющая для твердых растворов аномалия.

В учебнике [3] даже не упоминается аномалия δ однофазной латуни, но даются кривые σ_B и δ для нее и оловянистой бронзы в равновесном (отожженном) и неравновесном (литом) состояниях. У отоженной бронзы максимум δ находится у конца перитектической горизонтали (799°C, ~ 13 % Sn) равновесной диаграммы состояния Cu – Sn, а у литой — при ~ 8 % Sn [3, с. 504], т.е. отвечает сместившемуся к ~ 8 % Sn концу этой же перитектической горизонтали. В обоих случаях КИΔLS у конца горизонталей очевидно.

Согласно учебнику [3, с. 526], у немодифицированного силумина эвтектического состава (~ 12 % Si) одновременный и не комментируемый максимум σ_B и δ , а у модифицированного — при ~ 14 % Si. Поскольку модифицирование смещает эвтектическую точку от ~ 12 к 14 % Si, то в обоих случаях аномалии δ связаны с эвтектическими точками, где КИΔLS очевидно. Так как модифицирование изменяет строение силумина, то к металлографической структуре одновременные максимумы δ и σ_B отношения не имеют. Отметим, что в справочнике [4, с. 262, 263] те же кривые с максимумами δ и σ_B комментируются так: «предел прочности... непрерывно увеличивается, относительное удлинение непрерывно снижается», т.е. выдается желаемое за действительное.

На кривой σ_B – % Cu закаленного и состаренного дуралюмина с ~ 6 % Cu наблюдается острый максимум, но δ при этом практически не меняется. Л.Ф.Мондольфо эту аномалию не комментирует. При ~ 6 % Cu находится конец эвтектической горизонтали (548°C), где КИΔLS очевидно. У расплава с ~ 6 % Cu максимум вязкости [4, с. 353]. Согласно учебнику, этот максимум «должен существовать», если «образуется химическое соединение» [6, с. 93].

П.Обергоффер не комментирует абсолютный максимум предела текучести у отоженной стали с ~ 0,5 % C, что является аномалией, а кривую ψ – % C проводит ниже экспериментальной точки при ~ 0,5 % C [7, с. 61], что скрывает повышенную пластич-

ность стали с $\sim 0,5$ % С. Обе аномалии на кривых σ_B и ψ соответствуют абсциссам точек В и О ($\sim 0,5$ % С) диаграммы Fe – С, в которых имеет место качественное изменение интервалов и кристаллизации, и перекристаллизации (из-за изгиба линии GOS в точке О).

Результаты П.Обергоффера вряд ли ошибочны: ψ нормализованной стали с 0,6 % С (43,2 %) больше, чем у ближайших исследованных с 0,49 и 0,69 % С (36 и 27,2 % соответственно), что является аномалией, как и максимум предела текучести стали с 0,6 % С [8, с. 899].

Поскольку, согласно учебнику, «всеобъемлющей классификации промежуточных фаз на основе какого-либо единственного признака в настоящее время нет» [9, с. 56], то для объяснения описанных аномалий пластичности декларируются фазы $\sim \text{Cu}_2\text{Zn}$ (~ 32 ат. или мас. % Zn), $\sim \text{Cu}_{11}\text{Sn}$ (~ 8 ат. или ~ 13 мас. % Sn), $\sim \text{Al}_7\text{Si}$ (12 ат. или мас. % Si), $\sim \text{Al}_{39}\text{Cu}$ ($\sim 2,5$ ат. или 6 мас. % Cu) и Fe_{42}C ($\sim 2,3$ ат. или 0,5 мас. % С).

Эти фазы имеют два фундаментальных для промежуточных фаз признака — им соответствует аномалии свойств и качественные изменения протяженности по температуре интервалов кристаллизации или перекристаллизации (см., например, конгруэнтно или инконгруэнтно плавящиеся фазы, соединения типа σ -фазы в сплавах Fe – Cr [9, с. 57, 64, 37]).

Список литературы

1. Бочвар А.А. *Металловедение*. М.: Металлургия, 1956. 495 с.
2. Гуляев А.П. *Металловедение*. М.: Металлургия, 1986. 544 с.
3. Кащенко Г.А. *Основы металловедения*. Л., М.: Металлургиздат, 1949. 639 с.
4. Вол А.Я. *Строение и свойства двойных металлических систем в 4-х т. Т.1*. М.: Изд-во физ.-мат. литературы, 1959. 755 с.
5. Мондольфо Л.Ф. *Структура и свойства алюминиевых сплавов*. М.: Металлургия, 1979. 640с.
6. Еланский Г.И. *Строение и свойства металлических расплавов*. М.: Металлургия, 1991. 160с.
7. Обергоффер П. *Техническое железо*. М., Л.: Металлургиздат, 1940. 635 с.
8. Burns K.W., Pickering F.B. Deformation and fracture of ferrite-perlite structure// *The Journal of the Iron and Steel Institute*. 1964. V. 202. №11. P. 899 – 906.
9. Захаров А.М. *Диаграммы состояния двойных и тройных систем*. М.: Металлургия, 1990. 240 с.

УДК 539.1

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ФАЗЫ A_nB_m -КИΔLS, НАХОДЯЩИЕСЯ ВБЛИЗИ КАЧЕСТВЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕРВАЛОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ИЛИ ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ И ОБЪЯСНЯЮЩИЕ АНОМАЛИИ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭВТЕКТИЧЕСКИХ И ЭВТЕКТОИДНЫХ СПЛАВОВ-СМЕСЕЙ

Шахназаров К.Ю., Шахназаров А.Ю.

СПбГПУ, «Трэк-Авто», Санкт-Петербург, Россия
E-mail:karen812@yandex.ru

Кроме аномалий свойств, отличительным признаком промежуточной фазы является качественное изменение (протяженности по температуре) интервала кристаллизации или перекристаллизации КИΔLS, которое имеет место у конгруэнтно и инконгруэнтно плавящихся фаз, в эвтектической или эвтектоидной точках, у концов эвтектической или

эвтектоидных горизонталей, а также у любой немонотонности ликвидуса, поскольку солидус или солидоид представляет собой горизонтали в эвтектических или эвтектоидных системах. Эти системы являются заведомо двухфазными, металлографически легко и четко детерминируемыми, что никак не объясняет вопиющие для сплавов-смесей нарушения правила аддитивности.

Декларируются объясняющие аномалии свойств промежуточные фазы A_nB_m -КИДЛС: $\sim Al_7Si$, $Al_{41}Cu_9$ — отвечают эвтектической точке; $Fe_{24}C$ — эвтектоидной точке; $Al_{11}Si$, $AlSi_6$ — изгибу ликвидуса; $Fe_{42}C$ — изгибу ликвидоида; $Al_{39}Cu$, $Al_{97,5}Si_{1,5}$ — концу эвтектической горизонтали; Cu_4Al , Cu_7Al_3 — концам эвтектоидной горизонтали.

Признание фазы Al_7Si объясняет одновременный максимум прочности и пластичности; фазы $Al_{41}Cu_9$ — минимум износа; фазы $Fe_{24}C$ — максимум модуля упругости, твердости и электросопротивления; фазы $Al_{11}Si$ — максимумы электросопротивления и магнитной восприимчивости в жидком и твердом состоянии, изгиб кривой линейной усадки, минимум пластичности; фазы $AlSi_6$ — вопиющее (8-кратное) нарушение правила аддитивности (по твердости); фазы $Fe_{42}C$ — минимум модуля упругости и максимумы предела текучести отожженной и термоулучшенной стали; фазы $Al_{39}Cu$ — максимумы вязкости расплава и восприимчивости к термической обработке; фазы $Al_{97,5}Si_{1,5}$ — максимумы горячеломкости и вязкости расплава, изгиб кривой сопротивления; на фазу Cu_4Al остро реагируют модуль Юнга, а фазе Cu_7Al отвечает абсолютный минимум износа.

Диаграммы состояния силуминов, сталей и дуралюминов с декларируемыми фазами хотя бы полезны, «если за критерий верности или пригодности диаграмм взять степень ее соответствия наблюдаемым структуре и свойствам» (А.А.Бочвар).

УДК: 669.24'295:539.89:539.251.26

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ НАНОСТРУКТУРНОГО СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ TiNi, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ПРОКАТКОЙ

Столяров В. В.

Институт машиноведения РАН, Москва,
vlst@yauza.ru

Введение

Сплавы TiNi с памятью формы обладают замечательным комплексом физико-механических свойств, знание которых определяет их применение как конструкционных, так и функциональных материалов [1]. В работах [2–4] было показано, что механические и функциональные свойства застехиометрических сплавов TiNi существенно повышаются с изменением дисперсности их структуры от крупнокристаллической к субмикро- и нанокристаллической. Такие структуры в объемных материалах обычно получают деформационными методами – ИПДК или РКУП [2, 5], а также ТМО [3, 4]. Дополнением к указанным методам может стать метод электропластической деформации (ЭПД) [6], использование которого в [7] впервые показало возможность получения наноструктуры в никелиде титана. Целью данной работы является исследование механических свойств никелида титана, полученного методом ЭПД.

Материал и методика исследования

В работе использованы «медицинские» сплавы близкого состава: $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$ и $Ti_{49,3}Ni_{50,7}$ в двух состояниях: крупнозернистом (КЗ) после закалки и ультрамелкозернистом (УМЗ) после РКУП [2]. Сплавы в виде полос толщиной до 2 мм подвергались ЭПД [7] в интервале степеней истинной деформации $e = 0,3 - 1,9$ и плотности тока $j = 84-200$ А/мм². Для получения равномерной микроструктуры деформированные сплавы отжигали при температуре 400–450 °С, 1 час. Механические испытания на растяжение проводили на лопаточных образцах длиной 55 мм при комнатной температуре $T_{исп}$ на машине Zwick/Roell с тензомером на базе 10 мм при скорости 0,5 мм/мин.

Экспериментальные данные

На рис.1 и 2 представлены микроструктуры исходного сплава до и после ЭПД. В закаленном и РКУП состояниях (рис.1а, б) сплав имеет одинаковый фазовый состав (B2-фаза), но разный средний размер зерен (80 и 0,3 мкм).

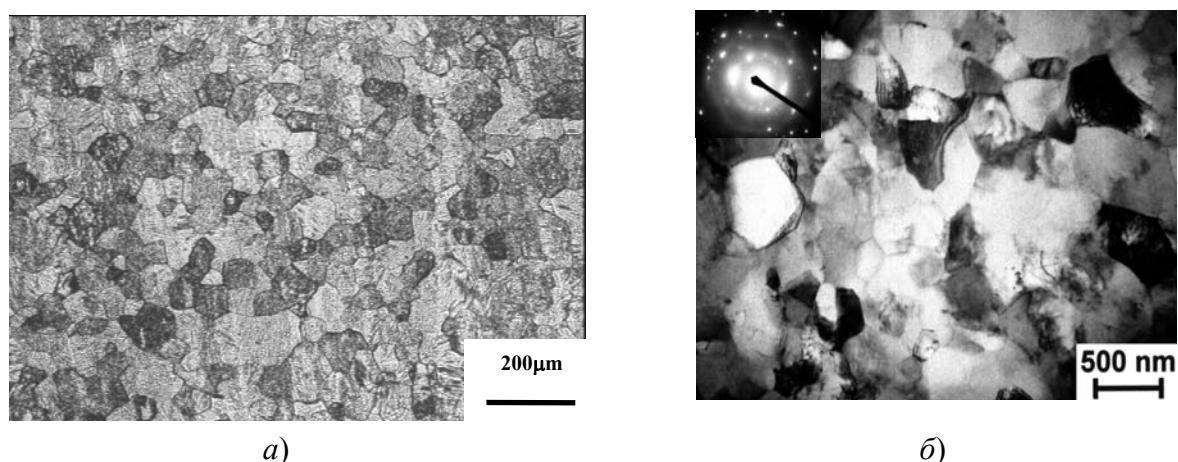


Рис. 1. Микроструктура сплава $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$ в закаленном (а) и РКУП (б) состояниях

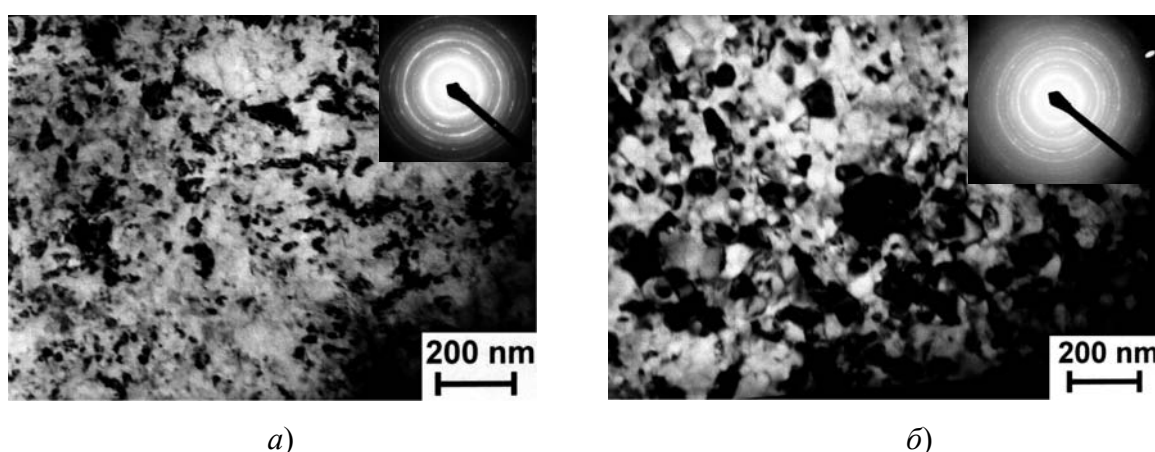


Рис. 2. Микроструктура сплавов с исходной КЗ (а, $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$) и УМЗ (б, $Ti_{49,3}Ni_{50,7}$) структурой, подвергнутых ЭПД и отжигу при 400 С (а) и 450 С (б).

ЭПД и последующие отжиги приводят к формированию близких наноструктурных состояний со средним размером 50 и 80 нм, соответственно, в сплаве с исходной КЗ и УМЗ структурой. В обоих состояниях в структуре присутствует аустенит и незначительная доля аморфной фазы. Наблюдающееся различие в степени дисперсности

структур связано с разными режимами ЭПД и последующего отжига. Детальный рентгеноструктурный анализ указывает на наличие в структуре дисперсных частиц вторых фаз, вызванных старением.

Механические свойства. Ниже рассмотрены механические свойства на растяжение КЗ и УМЗ структурных состояний сплава $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$, подвергнутого холодной прокатке с током и без тока. Механические свойства сплава сравниваются в состояниях до и после отжига при температуре 450 °С, 1 ч.

Крупнозернистое состояние. На рис. 3 представлены типичные кривые напряже-деформация при растяжении образцов ЭПД сплава $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$ до (а) и после отжига (б), а в табл.1 – результаты испытаний.

Анализ кривых деформации показывает, что их вид принципиально отличается в состояниях до и после отжига. Нагартованный в процессе ЭПД сплав хрупко разрушается на стадии равномерной деформации, не достигая предела прочности (рис. 3а). Видно, что на кривой отсутствуют особенности, характерные для проявления фазовых превращений. Т.е. в нагартованном аустенитном состоянии при растяжении сплав не проявляет фазовых превращений.

После отжига ЭПД сплава при температуре 450 °С на кривой деформации при напряжениях 200–300 МПа появляется плато протяженностью $\varepsilon_m \approx 5\%$, соответствующее превращению аустенита в мартенсит (рис. 3б). Наклон кривой до и после плато различен и характеризует модули Юнга для аустенита E_1 и мартенсита E_2 , измеренные по программе машины. Наблюдаемое соотношение $E_1 > E_2$ типично для обеих фаз, хотя их абсолютные значения заметно отличаются от табличных 83 и 40 ГПа [8]. Отожженный сплав по сравнению с нагартованным обладает заметным остаточным удлинением до разрушения δ .

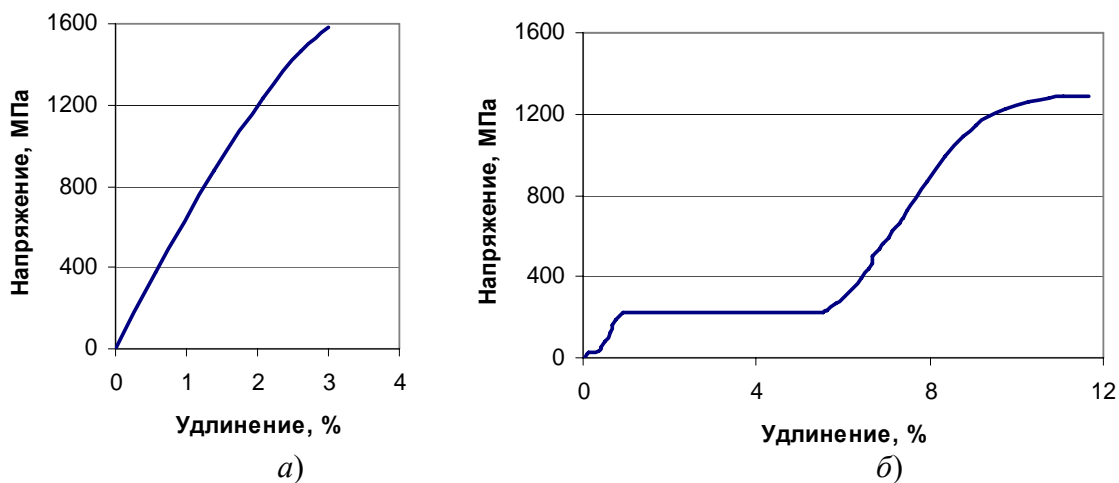


Рис. 3. Вид деформационных кривых КЗ сплава после ЭПД до (а) и после отжига (б)

Отметим, что при малых напряжениях (менее 50 МПа) на кривых после отжига всегда наблюдались дополнительные горизонтальные площадки, длина которых не превышала 0,5%. Наличие таких площадок может быть связано с переориентацией небольшого количества мартенсита под действием напряжений и, косвенно, свидетельствовать о двухфазной структуре сплава (А + М) при комнатной температуре. Это предположение подтверждается измерениями температур прямого и обратного превращений методом DSC анализа, из которых следует, что $M_s \leq T_{исп} < A_f$ для всех режимов ЭПД.

Таблица 1. Механические свойства КЗ сплава, подвергнутого ЭПД и последующему отжигу при 450 °С, 1 час.

Обработка	e	E_1 ГПа	E_2 , ГПа	σ_M , МПа	σ_B , МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	ϵ_M , %	δ , %
закалка	0	-	-	210	940	600	5,0	40
ЭПД	1,4	45	34	260	1291	1175	5,0	7,8
	1,81	40	30	250	1300	1200	5,0	9,6

Данные табл. 2 показывают, что ЭПД и отжиг КЗ сплава не влияют на протяженность плато, но повышают критическое напряжение σ_M . Прочностные свойства по сравнению с исходным закаленным состоянием увеличиваются значительно: на 35% для предела прочности σ_B , на 100 % – для предела текучести $\sigma_{0,2}$. Относительное удлинение до разрушения δ уменьшается, но остается достаточно высоким. Отмечается слабое влияние на механические свойства степени деформации e в интервале 1,4 – 1,81.

УМЗ состояние. На рис. 4 и в табл. 2 представлены, соответственно, кривые деформации и результаты испытаний при растяжении прокатанного с током УМЗ сплава $Ti_{49,4}Ni_{50,6}$, до и после отжига при температуре 450 °С.

Таблица 2. Механические свойства УМЗ сплава, подвергнутого ЭПД и последующему отжигу при 450 °С, 1 час.

Обработка	e	E_1 ГПа	E_2 ГПа	σ_M МПа	σ_B МПа	$\sigma_{0,2}$ МПа	ϵ_M %	δ %
РКУП	0	-	-	290	1240	1140	5,0	25
ЭПД	0,36	31	30	250	1375	1195	5,0	8,0
	0,45	28	31	271	1434	1276	5,0	7,5
	1,14	10	5	300	1460	1400	5,0	7,0
	1,91	66	40	294	1481	1395	6,0	8,0

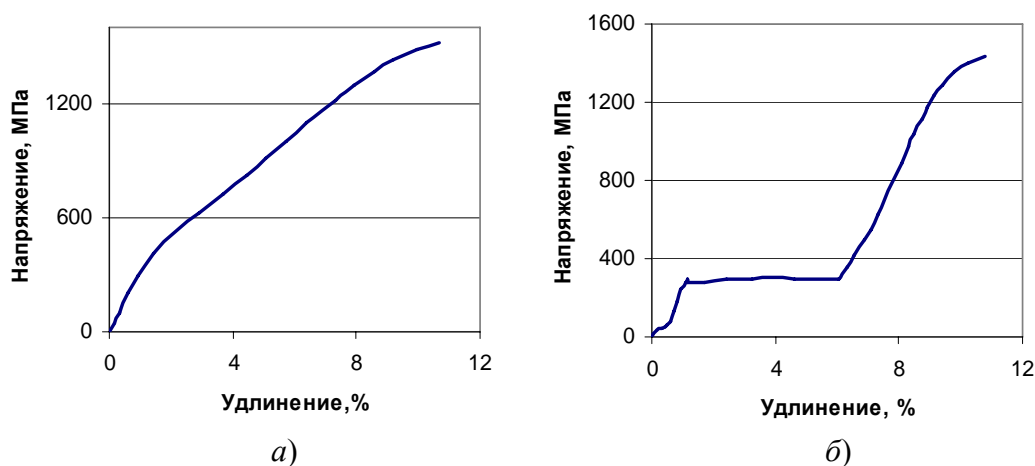


Рис. 4. Вид деформационных кривых УМЗ сплава после ЭПД до (а) и после отжига (б).

Как и для КЗ сплава, кривые отличаются наличием двух плато для образцов отожженного сплава (рис.4б) и его отсутствием в нагартованном состоянии (рис.4а). Особенностью кривой рис.4а является перелом в упругой области, который можно считать вырожденной в точку площадкой, соответствующей фазовому превращению А→М. Соотношение модулей $E_1 > E_2$ аналогично исходному КЗ состоянию после ЭПД. Наблюдается тенденция к уменьшению абсолютных значений модулей упругости с увеличением накопленной степени деформации, достижением их минимума (при $e = 1,14$) и последующим повышением (при $e = 1,91$). Такое неоднозначное поведение модуля упругости нуждается в дополнительном исследовании зависимости размера формирующихся нанозерен от степени деформации. Известно, что модуль упругости становится структурно-чувствительной характеристикой в наноразмерном интервале.

С увеличением накопленной степени ЭПД повышаются пределы текучести и прочности сплава, достигая стадии насыщения при $e = 1,91$. Удлинение до разрушения уменьшается по сравнению с исходным УМЗ состоянием, но оно не зависит от степени деформации и сохраняется достаточно высоким.

Выводы

ЭПД является мощным методом получения УМЗ и наноструктур в исходно крупнозернистом сплаве TiNi. Используя ЭПД прокаткой УМЗ TiNi сплава можно получать длинномерные изделия тонкого сечения без применения промежуточных отжигов. В исходно крупнозернистом и ультрамелкозернистом состояниях ЭПД прокаткой и последующий нанокристаллизационный отжиг позволяют повысить прочность до, соответственно 1300-1480 МПа, и сохранить заметную пластичность.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Федеральным агентством по науке и инновациям, госконтракты 02.513.11.307 и 02.513.11.3137

Список литературы

1. Shape Memory Alloys: Fundamentals, Modeling and Applications, ed. Brailovski V., Prokoshkin S., Terriault P., Trochu F.//Montreal.-ETS Publ.-2003.-851p.
2. В.В. Столяров, Е.А. Прокофьев, С. В. Добаткин, С.Д. Прокошкин, И.Б. Трубицына, И.Ю. Хмелевская, В.Г. Путин, Р.З. Валиев // Структурные особенности, механические свойства и эффект памяти формы в сплавах TiNi, подвергнутых равноканальному угловому прессованию//ФММ.-2005.-т. 100.-№6.-с. 91-102.
3. С.Д. Прокошкин, В. Браиловский, И.Ю. Хмелевская, С.В. Добаткин, К.Э. Инаекян, В.Ю. Турилина, В. Демерс, Е.В. Татьянанин. Создание субструктуры и наноструктуры при термомеханической обработке и управление функциональными свойствами Ti-Ni-сплавов с эффектом запоминания формы.//МиТОМ, №5, (2005) 24-29.
4. V. Brailovski, S.D. Prokoshkin, K.E. Inaekyan, V. Demers, S.V. Dobatkin, E.V. Tatyannin, Structure and properties of the Ti-50.0 % Ni alloy after strain hardening and nanocrystallizing thermomechanical processing // Mater. Trans. JIM, v. 47, 3 (2006) 795-804.
5. Столяров В.В., Прокофьев Е.А., Сергеева А.В., Mukherjee А.К, Валиев Р.З. Сплавы с эффектом памяти формы и другие перспективные материалы: Труды XXXVIII Международного семинара "Актуальные проблемы прочности" в 2 частях (24-27 сентября 2001 г., г. Санкт-Петербург), Санкт-Петербург, 2001, 624 с., стр.108-113.
6. О.А. Троицкий, Ю.В. Баранов, Ю.С. Авраамов, А.Д. Шляпин.// Физические основы и технологии обработки современных материалов (теория, технология, структура и свойства). - 2-х томах. Т. 1 - Москва – Ижевск, Институт компьютерных технологий.- 2004.- 590 с.
7. В.В. Столяров, У.Х. Угурчиев, И.Б.Трубицына, С.Д. Прокошкин, Е.А. Прокофьев, Интенсивная электропластическая деформация сплава TiNi, ФТВД, 4, 16 (2006) 48-51.
8. Materials Properties Handbook: Titanium alloys, eds. R. Boer, G. Welsch, E. Collings, ASM International, 1994

УДК 669.017:539.4:621

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ СПЛАВА TiNi С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Сергеева А. Е.¹, Дзидзигури Э. Л.², Угурчиев У. Х.^{1,3}, Столяров В. В.^{1,3}¹Московский государственный индустриальный университет²Московский институт стали и сплавов³Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН
ser-na@inbox.ru

Эффект памяти формы (ЭПФ) и его характеристики (обратимая деформация, реактивное напряжение) могут быть заметно повышены за счет измельчения структуры до нано- или субмикронного уровня [1]. Поэтому различные виды термомеханической обработки (ТМО), приводящие к структурному измельчению, могут служить потенциалом для практического применения. Одним из новых подходов в этом направлении является метод электропластической деформации (ЭПД) [2]. ЭПД рассматривается как возможный способ получения наноструктуры в объемных длинномерных изделиях тонкого сечения. Цель данной работы – исследование структурных особенностей и термической стабильности сплава $Ti_{49,3}Ni_{50,7}$, подвергнутого электропластической деформации, в крупнозернистом (КЗ) и ультрамелкозернистом (УМЗ) состояниях.

Материал и методика исследований

Материалом исследования служил сплав $Ti_{49,3}Ni_{50,7}$ застехиометрического состава в форме пластин размером $1,8 \times 6 \times 150 \text{ мм}^3$. Исследовались два структурных состояния: 1) УМЗ, полученное методом равноканального углового прессования (РКУП) и последующей термомеханической обработкой; 2) КЗ, полученное из первого состояния отжигом при 700°C 1 ч и последующим охлаждением в воде. Плоская прокатка проводилась при плотности однополярного импульсного тока $j = 84 \text{ А/мм}^2$, с постоянными значениями длительности импульса $80 \times 10^{-6} \text{ с}$ и скважности 12,5. Микроструктуру сплава исследовали методом рентгеноструктурного анализа (РСА) на дифрактометре ДРОН-4 и на тонких фольгах в просвечивающем микроскопе JEM-100С.

Экспериментальные результаты

Данные рентгеноструктурного анализа (рис.1а, б) показывают, что ЭПД приводит к сильному уширению и снижению интенсивности линий (101) и (112) аустенитной фазы В2. Это может свидетельствовать об измельчении структуры и ее одновременной частичной аморфизации. Отсутствие отражений от других плоскостей связано с наследованием кристаллографической текстуры от предварительной обработки и ее усилением в процессе ЭПД.

Микроструктурные исследования КЗ и УМЗ сплава TiNi показали, что в результате ЭПД ($e \approx 0,8$) в обоих состояниях формируется смешанная аморфно-нанокристаллическая структура с различным соотношением фаз (рис.2), что согласуется с данными РСА, в частности, для КЗ состояния. Различная интенсивность первого кольца на электроннограммах может свидетельствовать о различной стадии аморфизации сплава или

степени его наноструктурирования. Качественно можно считать, что объемная доля аморфной фазы после ЭПД в УМЗ сплаве заметно больше, чем в КЗ состоянии.

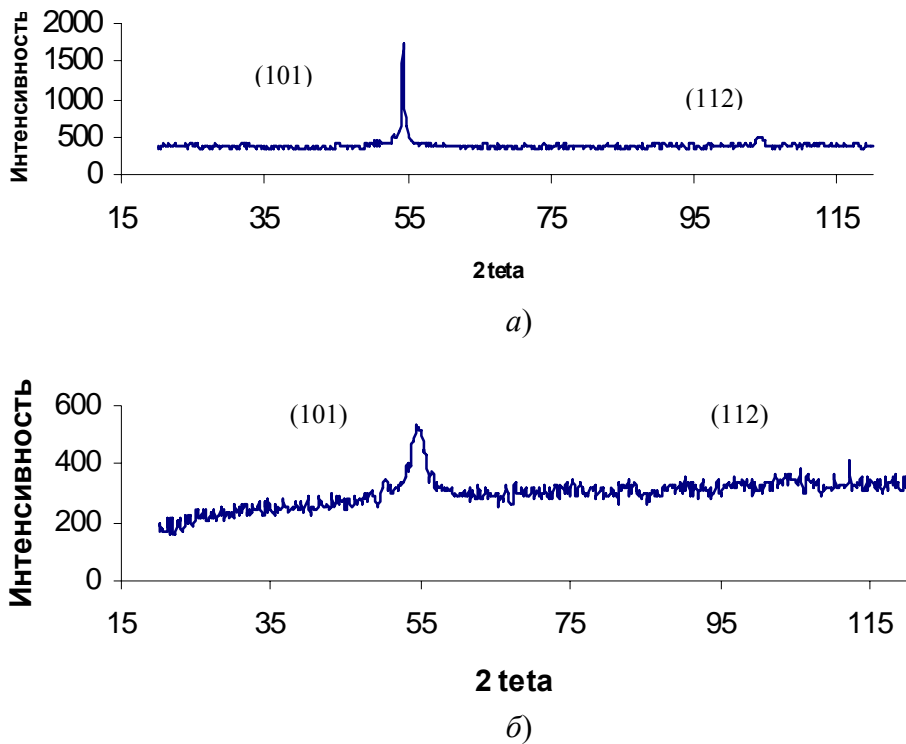


Рис.1. Дифрактограммы КЗ сплава TiNi до (а) и после ЭПД (б)

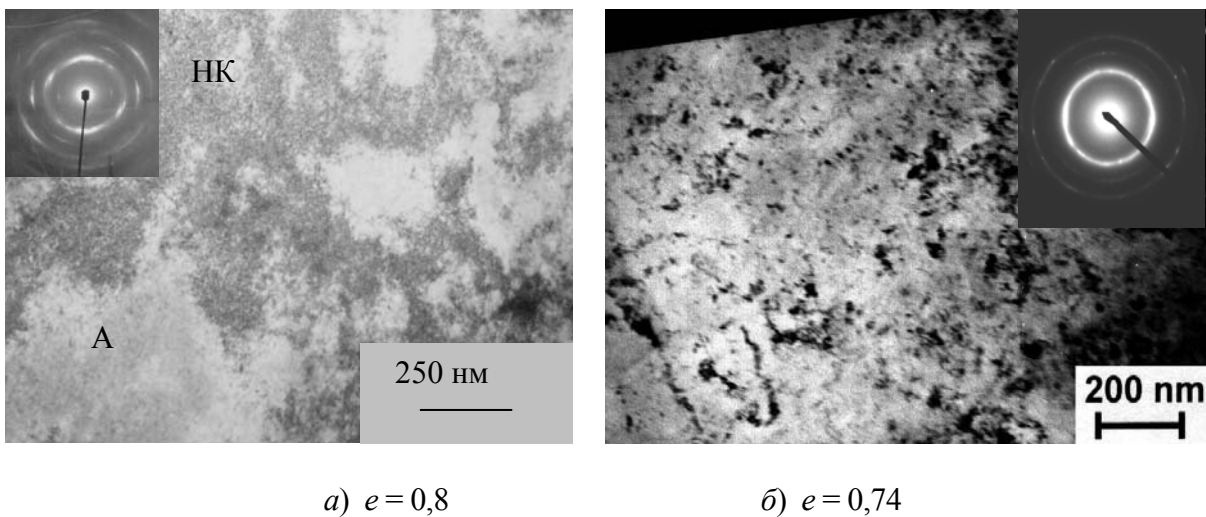


Рис. 2. Микроструктура КЗ (а) и УМЗ (б) сплава TiNi после ЭПД [3]

Последеформационный отжиг при температуре 400 °С в течение 1 часа приводит к частичной кристаллизации аморфных областей (рис.3) и слабому росту зерен, средний размер которых не превышает 100 нм. Сравнение микроструктур после отжига (рис.3а и 3б) позволяет заключить о возможности получения методом ЭПД близких наноструктурных состояний в исходных сплавах с КЗ и УМЗ структурой.

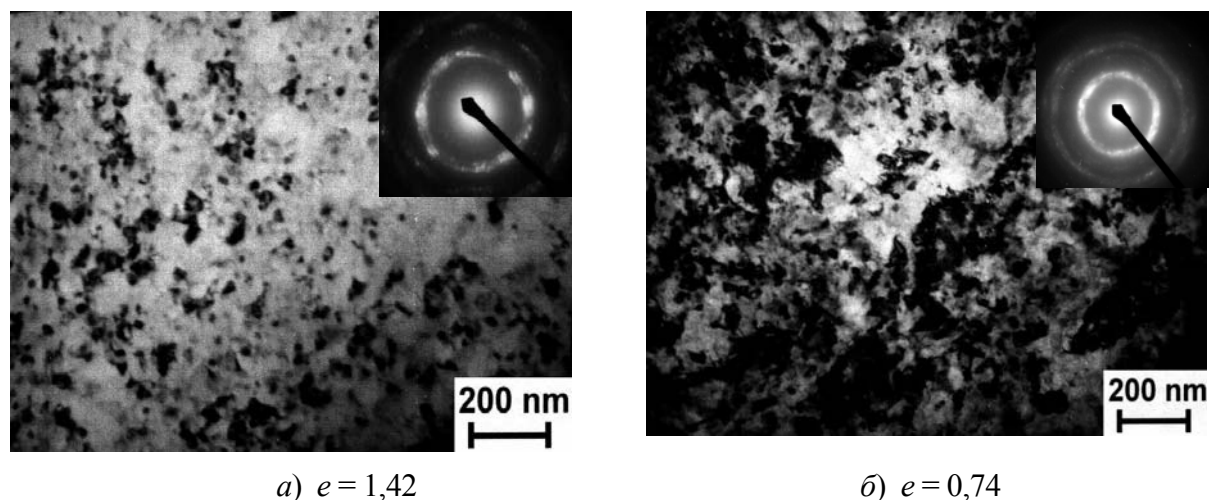


Рис. 3. Микроструктура КЗ (а) и УМЗ (б) сплава TiNi после ЭПД и отжига при 400 °С 1 час.

С целью определения термической стабильности полученных структур и влияния на них структурного состояния и степени деформации были проведены изохрональные отжиги с шагом 100°С и выдержкой 1 час для исходного КЗ и УМЗ состояния, подвергнутого прокатке с током и без тока.

Вид кривых приближенно соответствует классическим кривым зависимости микротвердости от температуры отжига для наклепанных материалов – S-образная кривая уменьшения микротвердости с увеличением температуры отжига, что объясняется процессами начала рекристаллизации и роста зерен.

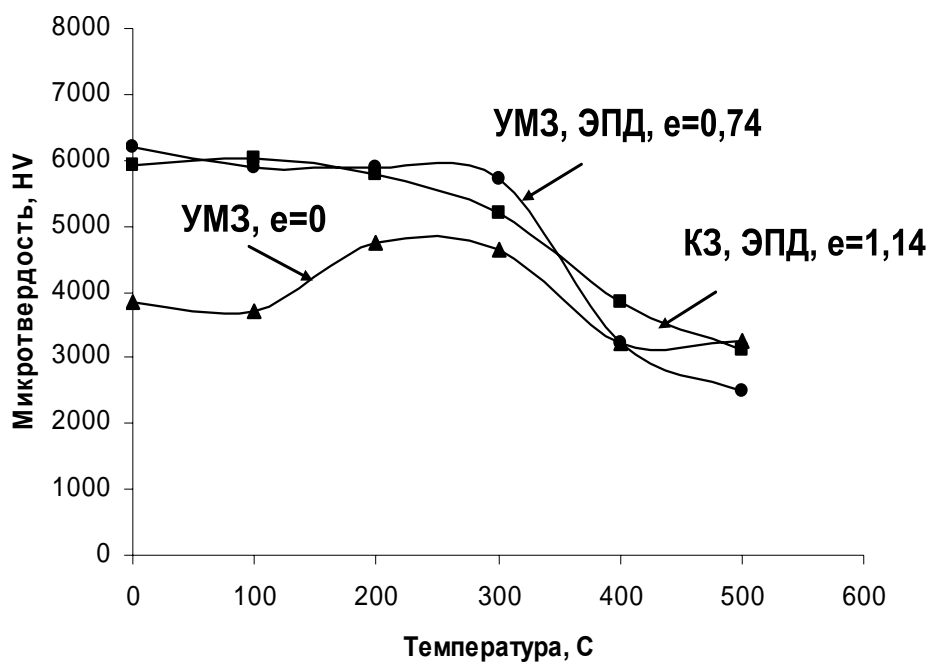


Рис. 4. Зависимость микротвердости исходного КЗ и УМЗ никелида титана, подвергнутого прокатке с током от температуры отжига.

Из графика видно, что для УМЗ образца без прокатки ($e = 0$) характерно заметное повышение твердости в интервале температур с 200 до 300 °С. Данный эффект связан с типичным для застехиометрических составов процессом старения, когда из пересыщенного твердого раствора никеля в TiNi в данном диапазоне температур начинают выделяться частицы вторичной фазы. Они являются препятствиями на пути движения дислокаций и тем самым обуславливают повышение твердости, что позволяет сделать предположение о прохождении процессов старения, в результате которых и повышается твердость. А для прокатанных образцов повышения твердости с увеличением температуры не наблюдается.

Можно сделать вывод, что ток подавляет процессы старения и повышает деформируемость образца при прохождении теплового эффекта, препятствует выделению частиц вторичной фазы.

При сравнении кривых с разной степенью деформации ($e = 0,74$ и $e = 1,14$) видно, что падение твердости для кривой с $e = 1,14$ проходит при меньших температурах, чем для кривой с $e = 0,74$, т.е. более деформационно упрочненной. Это свидетельствует о том, что начало процесса рекристаллизации сдвигается в область более низких температур.

Заключение

Показано, что ЭПД крупнозернистого сплава $Ti_{49,3}Ni_{50,7}$ и последующий отжиг формируют в нем однородную нанокристаллическую структуру с размером зерен менее 50 нм. ЭПД УМЗ сплава способствует дополнительному измельчению структуры со средним размером зерен 10-20 нм и в некоторых случаях аморфизации. Оценка термической стабильности полученных структурных состояний показала, что наноструктура сохраняется при значительном нагреве (до 450 °С). Сделан вывод о том, что обработка импульсным током приводит к подавлению процессов старения в сплаве $Ti_{49,3}Ni_{50,7}$ при нагреве.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, госконтракты 02.513.11.307 и 02.513.11.3137

Список литературы

1. В.В. Столяров, Е.А. Прокофьев, С.Д. Прокошкин, С.В. Добаткин и др. Структурные особенности, механические свойства и эффект памяти формы в сплавах TiNi, подвергнутых равноканальному угловому прессованию, ж. Физика металлов и металловедение, том 100, №6, с. 91-102, 2005.
2. В.В. Столяров, У.Х. Угурчиев, И.Б.Трубицына, С.Д. Прокошкин, Е.А. Прокофьев, Интенсивная электропластическая деформация сплава TiNi, ФТВД, 4, 16 (2006) 48-51.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ИХ РОЛЬ В ДЕФОРМАЦИОННОМ ПОВЕДЕНИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Баранов Ю. В., Столяров В. В., Сахвадзе Г. Ж.

Институт машиноведения РАН, Москва

Введение

Поверхностные эффекты [1–4] играют значительную роль в механическом поведении материалов. А.Ф. Иоффе в хрупких кристаллах NaCl наблюдал многократное повышение пластичности и прочности при деформации в воде за счет ускоренного растворения поверхностных слоев [1, 2]. П.А. Ребиндер обнаружил понижение прочности и пластифицирование поликристаллов при деформации в растворах органических поверхностно-активных веществ за счет их адсорбции [3, 4]. Природа обоих эффектов обусловлена снижением свободной поверхностной энергии твердого тела на весьма незначительную величину – порядка нескольких десятков эрг/см². Механизм пластифицирующего действия среды авторы [3, 4] связывают с облегчением зарождения и выхода дислокаций на поверхность кристалла в результате адсорбции молекул поверхностно-активных веществ [5–11]. Наконец, Roscoe R. [12, 13] на монокристаллах кадмия обнаружил, что увеличение толщины окисной пленки до нескольких сотен атомных слоев приводит к увеличению критического напряжения сдвига в два раза, а ее удаление – к снижению критического напряжения сдвига до исходной величины. Механизм явления связан с препятствием пленки выходу дислокаций на поверхность кристаллов. В результате скопления дефектов и концентрации напряжений в приповерхностном слое материала повышается напряжения сдвига.

Ниже рассматривается влияние удаления поверхностных слоев в процессе статического растяжения на механические свойства монокристаллов вольфрама.

Экспериментальные результаты

Деформирование монокристаллов вольфрама основных кристаллографических ориентаций [001], [101], [111] осуществляли на испытательной машине Инстрон ТТ-Д-10Т, в специальных полировочных ваннах. Полировка монокристаллов в процессе деформирования осуществлялась непрерывно и кратковременно.

Скорость деформации при растяжении составляла $4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. На рис.1. в координатах – истинное напряжение S – относительное суждение ψ , представлены графики, характеризующие поведение монокристаллов вольфрама, деформируемых вдоль оси [001] при действии электрополировки (кривые 2–5) и без нее (кривая 1). Кривые 3,4,5 соответствуют монокристаллам, растягиваемым при непрерывном удалении металла с поверхности деформируемого образца. Скорость полировки составляет, соответственно, 0,08; 0,16; 0,24 мкм/с. Кривая 1 получена при растяжении монокристаллов обычным образом, без полировки. Кривая 2 характеризует поведение металла при периодическом включении и выключении полировки (скорости удаления металла с поверхности соответствуют 0,08; 0,16; 0,24 мкм/с).

На рис.2 представлена зависимость напряжений от относительного суждения при обычном растяжении монокристалла вдоль оси [001] и при переменном воздействии полировки со скоростью удаления металла 0,16 мкм/с.

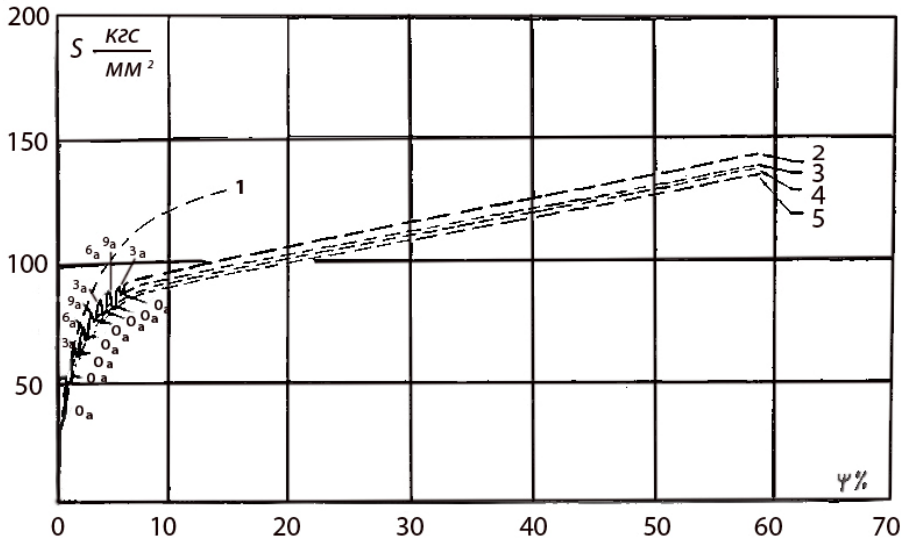


Рис. 1. Истинные кривые деформации монокристаллов вольфрама, растягиваемых вдоль оси [001] в процессе полировки (2–5) и без нее:

1 – $j = 0$ а/см²;
 3 – $j = 1$ а/см²;
 4 – $j = 2$ а/см²;
 5 – $j = 3$ а/см²;
 2 – включение и выключение $j = 1, 2, 3$ а/см²

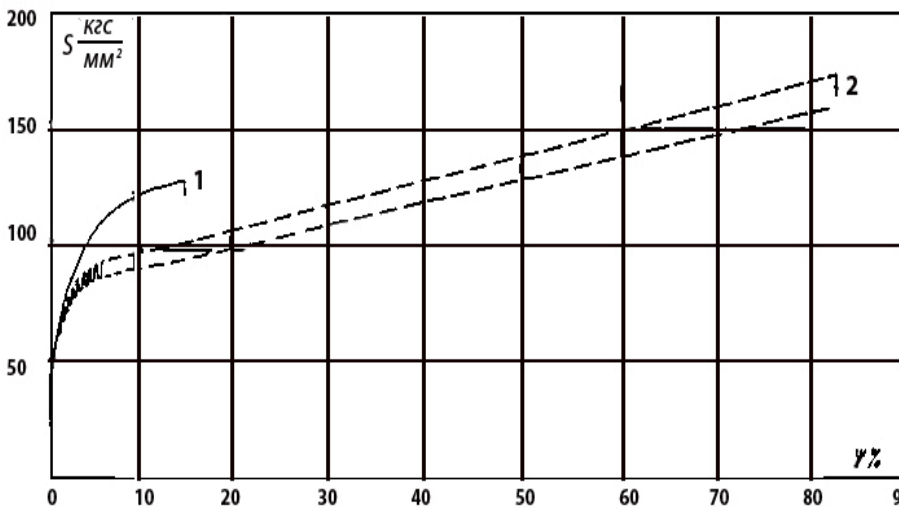


Рис. 2. Зависимость истинных напряжений от относительного суждения при растяжении монокристаллов W [001] без полировки (1) и с кратковременной полировкой, $V_{\text{пол.}} = 0,16$ мкм/с: 1 – $j = 0$ а/см²; 2 – включение и выключение $j = 2$ а/см².

Из рисунков следует, что как непрерывная, так и кратковременная полировка в процессе растяжения монокристаллов приводит к значительным изменениям деформационной кривой. Электрополировка снижает напряжения течения и увеличивает более чем в 6 раз относительное сужение при разрушении. В табл. 1. приведены значения истинных пределов пропорциональности $S_{n.n}$ и прочности S_b , относительного сужения ψ_p и относительной деформации ε_p , при разрушении для монокристаллов вольфрама в зависимости от скорости полировки в процессе растяжения.

Увеличение скорости удаления металла с поверхности растягиваемых вдоль оси [001] монокристаллов от 0 до 0,24 мкм/сек приводит к снижению $S_{n.n.}$ от 250 до 168 МПа и S_b – от 1260 до 770 МПа. При этом резко возрастают характеристики пластичности. Относительное сужение увеличивается, например, с 15,1% при скорости полировки, равной 0, до 90% при скорости полировки 0,24 мкм/с, а относительное удлинение возрастает при этом с 16,6 % до 230%.

Изменяется и вид разрушения монокристаллов в зависимости от условий растяжения. На рис.3 изображены монокристаллы вольфрама, растянутые вдоль оси роста [001] до разрушения обычным образом (1) и в процессе электрополировки со скоростью удаления металла с поверхности 0,16 мкм/с (2).

Таблица 1. Влияние электрополировки в процессе растяжения на механические свойства монокристаллов вольфрама различных ориентаций

Кристаллографические ориентировки кристаллов (ось растяжения)	[001]			[101]			[111]		
	$V_{пол}$, мкм/с	0	0,16	0,24	0	0,08	0,16	0	0,08
$S_{п.п.}$, МПа	250	175	168	729	556	452	507	362	342
S_B , МПа	1260	850	770	915	622	601	1230	878	818
ε_p , %	16,6	172,0	231,0	42,2	462,2	123,0	15,5	30,5	44,5
Ψ_p , %	15,1	82,5	90,0	42,2	99,0	70,7	14,2	26,0	35,4
j , а/см ²	0	2	3	0	1	2	0	1	2

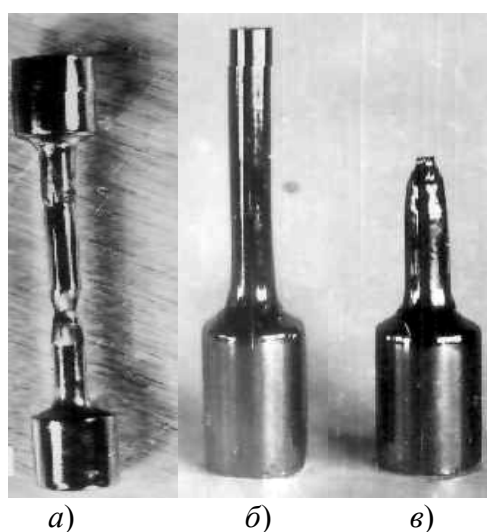


Рис. 3. Монокристаллы вольфрама [001], деформированные растяжением в процессе полировки (а, в) и без нее (б)

Хорошо видно, что монокристалл, деформированный обычным образом, разрушился хрупко, по плоскости скола (001), причем величина относительного сужения невелика. Монокристалл, растягиваемый в процессе полировки, разрушился с образованием "шейки", при этом относительное сужение в момент разрушения составляло 83%. За все время растяжения с поверхности этого образца электрополировкой был удален слой 0,1 мм. При переменном включении и выключении полировки с заданной скоростью полировки, например 0,16 мкм/с (ток 6А), рис.2, хорошо видно, что по мере увеличения деформации величина скачкообразного снижения напряжения течения растет, но, достигнув максимальной величины в области предела прочности, далее заметно не меняется.

На рис.4 представлены графики деформации монокристаллов вольфрама, растягиваемых вдоль оси роста [111] без полировки (1) и с полировкой в процессе деформирования при скорости полировки, 0,08 мкм/с (кривая 2) и 0,16 мкм/с (кривая 3). На рис.5 представлена аналогичная деформационная кривая, но при кратковременной полировке со скоростями полировки 0,08; 0,16; 0,24 мкм/с.

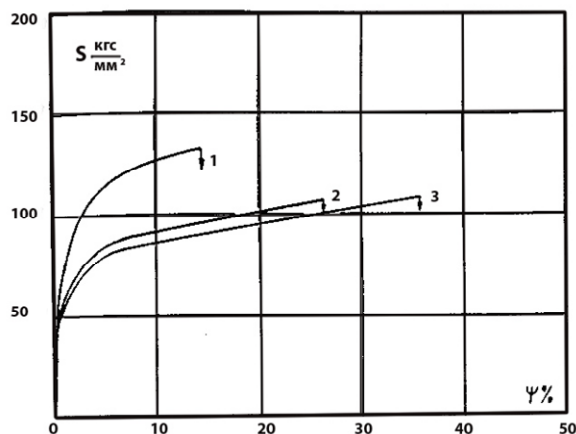


Рис. 4. Истинные кривые деформации монокристаллов W , растягиваемых вдоль оси [111] без полировки (1) и с полировкой в процессе деформирования (2,3). $V_{пол.}(2) = 0,08$ мкм/с; $V_{пол.}(3) = 0,16$ мкм/с.

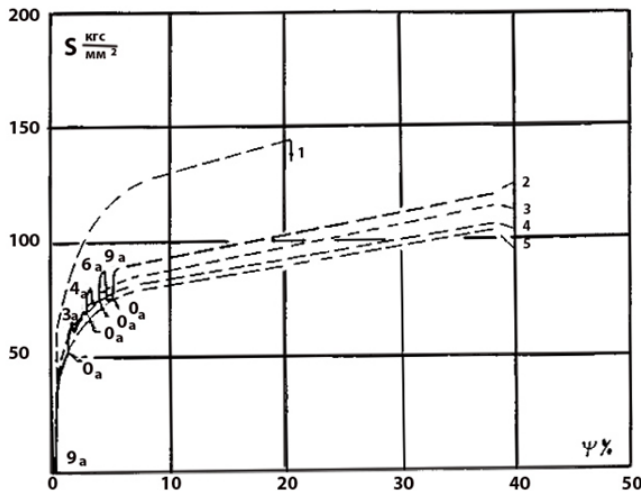


Рис. 5. Истинные кривые деформации монокристаллов W , растягиваемых вдоль оси $[111]$ в процессе полировки при скоростях $V_{\text{пол.}}$ (1) = 0; $V_{\text{пол.}}$ (3) = 0,08 мкм/с, $V_{\text{пол.}}$ (4) = 0,16 мкм/с, $V_{\text{пол.}}$ (5) = 0,24 мкм/с, $V_{\text{пол.}}$ (2) – кратковременная полировка

На рис.6 и 7 представлены зависимости истинных напряжений от относительных сужений при электрополировке и без нее для монокристаллов, растягиваемых вдоль оси $[101]$. На кривых деформации, полученных без полировки в процессе растягивания, хорошо виден "зуб текучести". Непрерывная полировка образца в процессе нагружения приводит к исчезновению "зуба текучести" и сглаживает кривую деформации.

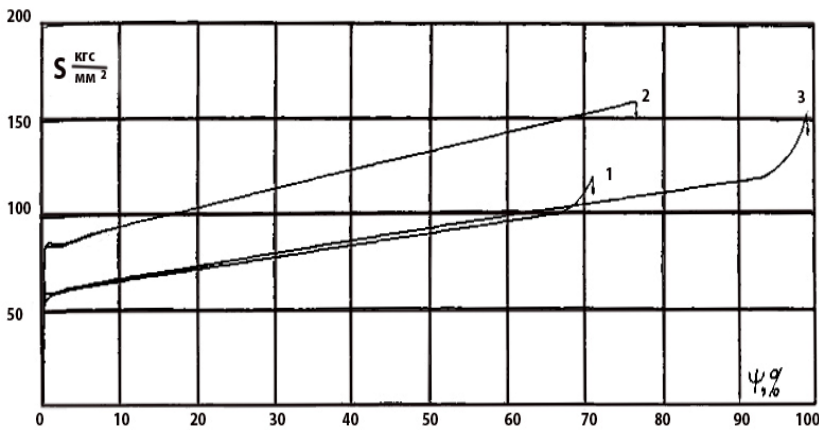


Рис. 6. Истинные кривые деформации монокристаллов вольфрама, растягиваемых вдоль оси $[101]$ без электрополировки (1), (2) и в процессе электрополировки (3), (4); $V_{\text{пол.}}$ (3) = 0,08 мкм/сек, $V_{\text{пол.}}$ (4) = 0,16 мкм/сек.

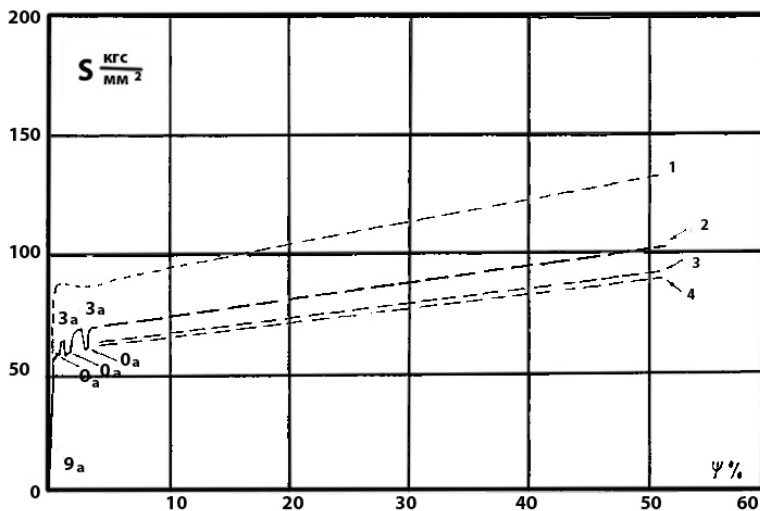


Рис. 7. Истинные кривые деформации монокристаллов W , растягиваемых вдоль оси $[101]$ при скорости полировки: 1 – 0; 3 – 0,08; 4 – 0,16 мкм/сек; 2 – кратковременная полировка со скоростями 0; 0,08 и 0,16 мкм/с.

Из данных табл. 1 следует, что наибольшее уменьшение прочностных характеристик S_{nn} и S_g происходит на начальном этапе увеличения скорости полировки $V_{пол}$, то есть при сравнительно небольших скоростях удаления металла с поверхности деформируемого образца. При дальнейшем увеличении $V_{пол}$ уменьшение S_{nn} и S_g не столь значительно. Например, при растяжении W [001] увеличение $V_{пол}$ от 0 до 0,16 мкм/с вызывает уменьшение S_{nn} на 75 МПа, тогда как при дальнейшем возрастании $V_{пол}$ до 0,24 мкм/с S_{nn} снизилось только на 7 МПа. Аналогичный эффект проявляется для монокристаллов вольфрама всех ориентаций. Этот факт можно объяснить тем, что наиболее искаженный поверхностный слой, имеющий конечную скорость образования, полностью удаляется при определенной $V_{пол}$, т.е. когда достигается некоторое равновесие между скоростью образования этого слоя и скоростью его удаления.

Выводы

1. Удаление поверхностных слоев монокристаллов вольфрама в процессе статического деформирования приводит к уменьшению скорости упрочнения.
2. Пределы пропорциональности и напряжения течения уменьшаются при полировке кристаллов в процессе деформации.
3. Для данной скорости деформации существует критическая скорость полировки, при достижении которой дальнейшее снижение пределов пропорциональности и прочности происходит менее интенсивно.
4. Кратковременная полировка в процессе деформации приводит, в зависимости от соотношения между скоростью деформации и скоростью полировки, либо к плавному, либо к скачкообразному уменьшению напряжения деформирования.
5. При постоянной степени деформации снижение напряжения тем больше, чем больше скорость удаления поверхностного слоя.
6. Характер кривой «напряжения – деформация» при полировке определяется отношением скорости деформирования к скорости полировки, то есть, соотношением скоростей выхода дислокаций на поверхность кристалла и удаления металла с поверхности.
7. Спад напряжения при кратковременной полировке деформируемого кристалла возрастает с увеличением деформации, стремясь к постоянной величине.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 07-08-00263

Список литературы

1. Иоффе А.Ф. Физика кристаллов, Л.; М.: ГосНТИ, 1929. – 90 с.
2. Иоффе А.Ф., Кирпичева М.В., Левитская М.А., Успехи физических наук, 1967. Т.93. №2. 303–314.
3. Горюнов Ю.В., Перцов Н.В., Сумм Б.Д., М.: Наука, (1966) 120 с.
4. Лихтман В.И., Рибендер П.А., Карпенко Г.В. М.: Наука, 1954. – 115 с.
5. Лихтман В.И., Рибендер П.А. Изв.АН СССР. Серия физическая. Т.17. 3 (1953) 313–332.
6. Рибендер П.А., Лихтман В.И., Качанова Л.А. ДАН СССР. 1956. Т.3. 6. 1278–1281.
7. Щукин Е.Д., Рибендер П.А. Коллоидный журнал. 1958. Т.XX. №5. С. 645–654.
8. Лихтман В.И., Щукин Е.Д. Успехи химии. 1960. Т.29. №10. С. 1260–1284.
9. Бартенев Г., Юдина И., Рибендер П., Коллоидный журнал, 1958. XX, 5. 655–664.
10. Залкин В.М. Физико-химическая механика материалов, Т.4. (1968) 1. 27–29.
11. Перцев Н.В., Щукин Е.Д., Физика и химия обработки материалов, 2. (1970) 60–82.
12. Roscoe R., Nature. 1934. V.133. P. 912–916.
13. S. Harper, A.H. Cottrell, Proc of the Physical Society, B, May. 316. (1950) 380–391.

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Баев А. Р., Гуделев В. Г., Костюк Д. В., Асадчая М. В.

ГНУ "Институт прикладной физики НАН Беларуси"

Одно из перспективных направлений совершенствования акустического контроля прочностных свойств и структуры широкого спектра объектов промышленного производства связано с использованием лазерных систем для возбуждения и приема ультразвуковых волн (УВ) [1]. Измерения бесконтактным способом при локальности области ввода-приема УВ до (1–10) мкм и длительности импульса до $\sim(10^{-3}-10^{-2})$ мкс позволяет существенно расширить возможности традиционного контроля объектов с криволинейной поверхностью и нагретых до температуры до $\sim 1000^{\circ}\text{C}$. Ниже рассмотрены особенности возбуждения УВ оптоакустическим способом и проанализированы условия формирования акустических полей в объектах, имеющих криволинейную поверхность и форму пластин применительно к измерению скорости УЗК, определению упругих, геометрических и др. параметров тонких двухслойных материалов и измерению глубины трещин.

1. Режимы оптоакустического преобразования элементарных источников (ЭИ).

При оптоакустическом преобразовании (ОАП) локальная поверхность объекта выполняет функцию источника упругих колебаний. В зависимости от интенсивности светового пучка I и свойств поверхности объекта можно выделить два основных нестационарных механизма ОАП, представляющих интерес для практики: режим I (термоупругий), обусловленный термическим расширением вещества ($I < I_1$); режим II, сопровождающийся абляцией вещества [2] при "умеренных" интенсивностях испарительного процесса $I < I_2$, где I_1 – пороговые значения интенсивности, при которой возникает абляция. В соответствии с известными представлениями [2, 3], нами проведен численный расчет акустических полей УВ, возбуждаемых импульсным лазерным пучком в твердых телах. Отличие полученных зависимостей (для режимов I и II) обусловлено разными начальными и граничными условиями в области воздействия лазерного пучка, что иллюстрируется рис. 1.

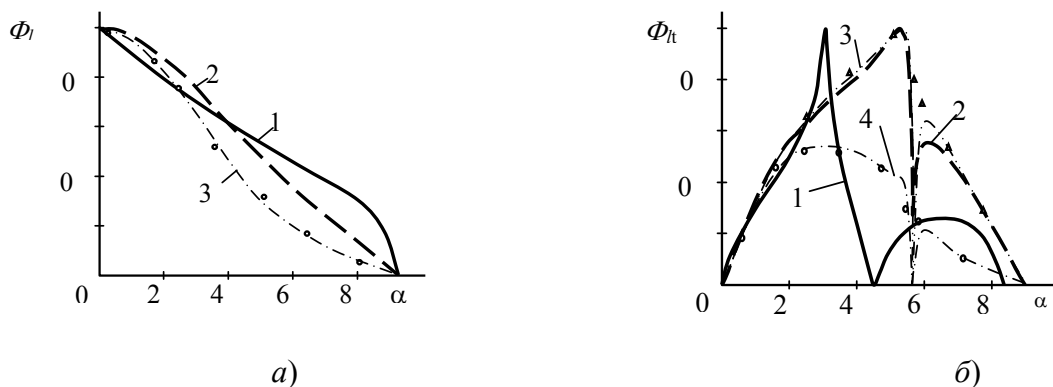


Рис.1. Диаграмма направленности ОА источника ($v_q^* \gg 1$) и поршневого источника при возбуждении продольной (а) и поперечной (б) моды: 1 – ОА источник, а 2 и 3 – поршневой источник; 3 – данные эксперимента авторов.

В зависимости от режима ОАП, поле ЭИ может быть близко по структуре полю волн, возбуждаемых традиционными контактными методами. Необходимо отметить, что в силу традиционных представлений, режим ОАП II подобен “поршневому” режиму, и реализуется, преимущественно, за счет “импульса-отдачи” испаряющегося вещества; при этом нормально к поверхности объекта приложено некоторое давление P_n . Как видно (рис. 1), в этом случае максимум диаграммы направленности (ДН) продольной моды элементарного источника $\Phi_e(\alpha) = 0$ при $\alpha = 0$, а минимум – при $\alpha = \pi/2$. Для этих же углов наблюдается минимум ДН поперечной моды, а максимальные значения – в окрестности $\alpha \approx 35^\circ - 40^\circ$. Интересно, что для этих же мод (в особенности для продольной), возбуждаемых в режиме I, зависимости $\Phi_e(\alpha)$ качественно подобны, когда скорость тепловой волны $v_T > C$, где C – скорость продольной моды. В случае же, когда поверхность свободная, а режим ОАП – I, то для большинства контролируемых твердых тел $v_T \ll C$. Так что $\Phi_e(\alpha) = 0$ при $\alpha = (0, \pi/2)$ и $\Phi_e(\alpha) = 1$ при $\alpha \approx 60^\circ$. То есть, при термоупругом режиме преобразования отсутствуют условия для генерации продольной моды в нормальном к поверхности объекта направлении из-за превалирования сдвиговой составляющей сигнала-отклика σ_{ik} . При “организации качающегося акустического луча” следует использовать диапазон рабочих углов, лежащих в окрестности $\alpha_m \approx 60^\circ$, где минимальна угловая вариация амплитуды генерируемого сигнала. В то же время, при абляционном режиме ОАП II (или поршневом) – $\alpha_m \approx 0^\circ$. Необходимо отметить, что представленные нами экспериментальные данные свидетельствуют о неплохом соответствии с расчетными данными, выполненными для поршневого режима согласно приведенной в работе [4] методике.

2. Особенности формирования акустических полей лазерных фазированных решеток. Используя выражения $\Phi_e(\alpha)$ для элементарных источников звука, был проведено численное моделирование полей излучения многолучевых лазерных систем с управляемой фазовой задержкой φ_n между источниками волн (ЛАФР) применительно к созданию “качающегося” и фокусирующего акустического пучка как в объектах с плоской, так и криволинейной поверхностью радиуса $0 \leq R^* = R/\lambda > 0$, где λ – длина возбуждаемых колебаний. Предполагается, что: длительность акустического импульса (обезразмеренная) составляет $\tau = 2\pi k$, где k – число периодов волны в импульсе, равное $0,5 - \infty$, а количество ЭИ варьируется от $n_0 = 2$ до 14: ширина ЭИ – $d_i \ll \lambda$, а их длина $L \gg 2a_0$, где $2a_0$ – поперечный размер области излучения. Согласно формуле, полученной из интегрального выражения для теоремы Грина [2, 3], проведен расчет параметров $\Phi(\alpha)$, определяемой для ЛАФР при различных углах ввода α_0 в объекты с цилиндрической и плоской поверхностью, когда линейные источники звука расположены вдоль образующей цилиндрической поверхности. При этом, в отличие от случая $R^* \gg a_0$, вводятся дополнительные временные (фазовые) задержки, учитывающая кривизну объ-

екта: $\Phi(\alpha, \alpha_0) = \sum_{n=1}^{n_0} A_n(\alpha, \alpha_0) \delta_n \exp[-i(\varphi + \varphi_{0n})] f_n(r)$, где $A_n(\alpha, \alpha_0)$ – угловой коэффициент амплитуды ЭИ, зависящий от режима возбуждения акустического импульса, угла наблюдения и безразмерного геометрического параметра $\eta_{nR} = a_n/R^*$, где a_n – безразмерная координата положения ЭИВ; $f(r)$ – функция ослабления волны с расстоянием; $\delta_n = \delta_n(\varphi)$ – ступенчатая функция (или функция Хэвисайда): $\delta_n = 1$ при $\varphi_{0n} \leq \varphi \leq \varphi_{0n} + 2\pi\epsilon$ и $\delta_n = 0$ при $\varphi_{0n} + 2\pi k \leq \varphi \leq \varphi_{0n}$. Предполагаем, что $A_n(\alpha) = 0$ при $\arcsin \eta_{nR} \geq 90^\circ - \alpha$;
 $\varphi_{0n} = \arcsin[(a_n(\sin \alpha - \sin \alpha_0) + R^*(1 - \sqrt{1 - \eta_{nR}^2}))(\cos \alpha - \cos \alpha_0)]$; $a_n = \frac{3\pi(2n - n_0 - 1)}{n_0 - 1}$.

На основе проведенных расчетов выявлены закономерности изменения ДН продольных и поперечных мод для различных углов ввода объекта, включая угол $\alpha_0 = \alpha_0(\tau_i) = 0,5\pi$, в окрестности которого эффективно возбуждаются так называемые подповерхностные волны [5]. Установлено, что рассчитанные параметры $\Phi(\alpha, \alpha_0 = \pi/2)$ для упомянутых мод находятся в неплохом качественном соответствии с экспериментальными данными, полученными нами с помощью контактных призматических преобразователей [3], имеющих идентичную частоту волны (1,8 МГц) и апертуру. При этом, как и для призматических преобразователей, угловая ширина ДН продольной моды θ больше, чем у поперечной. У последней практически отсутствует боковой лепесток, в то время как в первом случае отношение максимума амплитуды бокового лепестка к максимуму ДН близко к 6 дБ. Как упоминалось выше, это отличие обусловлено, прежде всего, разной направленностью акустических полей, создаваемых ЭИ (рис. 1) и описываемых функцией $A_n(\alpha, \alpha_0)$. Как установлено, чем больше различие между α_0 и углом максимума $A_n(\alpha)$, тем существеннее будет различие между ДН при разных параметрах – $\{\varepsilon, n, R\}$ и др. На рис. 2 приведены диаграммы направленности ЛАФР в твердотельном объекте с разной кривизной поверхности при наличии так называемой “компенсационной задержки”, устраняющей “собственный” фокусирующий фактор, и в отсутствие этой задержки.

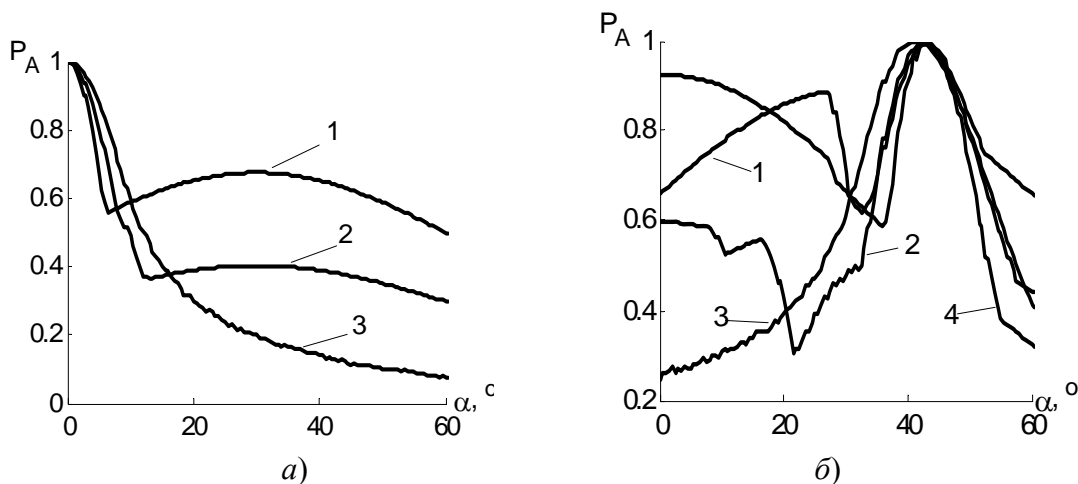


Рис.2. Зависимость $\Phi_e(\alpha)$ для продольных волн, возбуждаемых на цилиндрической поверхности под углом $\alpha_0 = 0(a)$ и $45^\circ (б)$ с фазовой компенсационной задержкой: $a) R = 2a_0 = 6\pi; n_0 = 2 (1); 3 (2); 4 (3); б) R = 6\pi (1, 2, 3) и \infty (4); n_0 = 2 (1, 4); 3 (2), 14 (3)$.

Как видно, применение предложенного подхода позволяет существенно устранить искажения волнового в области основного лепестка раскрытия диаграммы направленности ЛАФР при организации качающегося луча. И тем эффективнее, чем больше n_0 и радиус кривизны поверхности. Однако, этот угловой диапазон качания луча ограничен тем больше, чем меньше радиус кривизны поверхности и больше апертура источника УВ. Изучены также возможности использования ЛАФР для фокусировки возбуждаемых УВ в объекте с плоской поверхностью. Установлено, что для достижения эффективности “динамической” фокусировки поперечной моды, рекомендуется локализация ЭИ, преимущественно, ближе к периферийной области излучения. Если же эта область локализована в окрестности некоторого характерного значения $z_l^*(a_0^*)$, то амплитуда волны P_A будет близка к нулю. Не исключена возможность появления двух фокусов с существенно отличающимся распределением амплитуды волны в этой области.

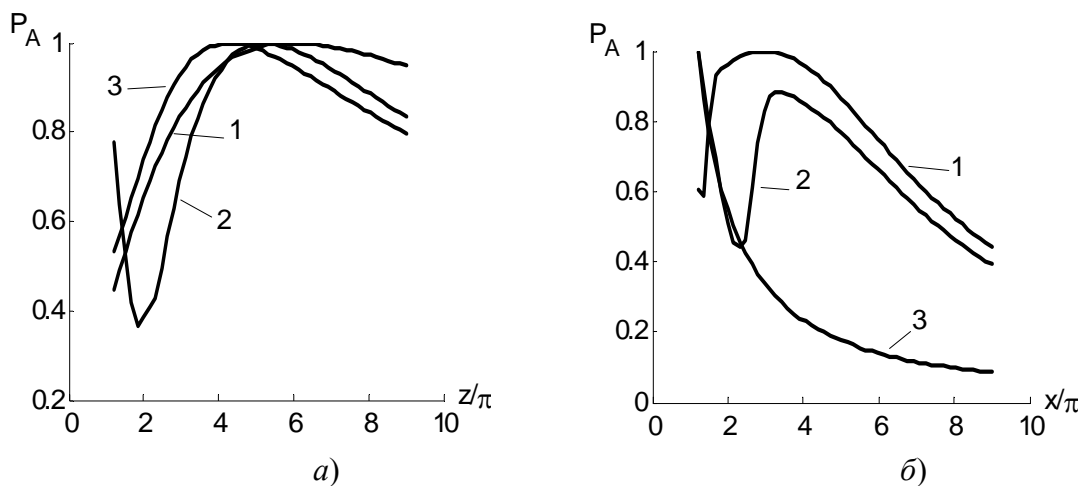


Рис. 3. Амплитуда продольной моды при фокусировке с помощью “цилиндрической” ЛАФР” вдоль акустической оси z при $x = 0$ (а) и в фокусе – вдоль поперечной координаты x : $n_0 = 2$ (1); 3 (2); 14 (3), $R = 2a_0 = 12\pi$.

3. ОАП для контроля физико-механических свойств твердых тел. Применение ОАП перспективно для определения: а) прочностных свойств и структуры основного материала объекта под защитным покрытием и без него по данным скорости УЗК; б) глубины трещин; с) толщины покрытия и площади расслоения тонколистовых материалов. Для решения этих задач предлагаются измерительные схемы, которые подобны той, что приведена для варианта (б).

(3а) Используя измерительную схему (рис.4), представляется возможным обеспечить высокую точность измерения скорости УВ под защитным покрытием согласно формуле: $C=L/\Delta t$, если толщина защитного слоя h в области приема постоянная величина, где $\Delta t = t_2 - t_1$; t_1 – время прихода акустического сигнала на i -ый приемник колебаний. Для этого может быть использован источник колебаний (ИК) на основе упомянутой системы ЛАФР, либо на основе единичного источника с оптимальным поперечным размером, что зависит от режима ОАП, свойств материала, чувствительности локальных приемников колебаний (ЛПК) [2]. При этом погрешность измерений определяется стабильностью длины акустической базы и шириной световых пучков d , величина которых может составить ~ 10 мкм. Если же h – переменная величина, то для нивелирования этого паразитного фактора предложено проводить измерения дважды – путем изменения направления прозвучивания при неизменных координатах приема сигнала. В этом случае истинная скорость УВ находится из системы двух алгебраических уравнений. С другой стороны, если скорость УЗК материала основы C известна, то решая обратную задачу, можно легко определить толщину покрытия или его разнотолщинность.

(3б) Измерительные схемы на базе ИК и локальных приемников колебаний перспективны для определения глубины трещин и расслоений H_0 в однородных по структуре и дискретно-слоистых объектах, как с плоской, так и криволинейной поверхностью и выполненных из металлов и неметаллов. При этом прозвучивание объекта подповерхностными волнами может осуществляться следующими способами: ИК–ЛПК; б) ИК– два ЛПК; с) два ИК – два ЛПК, где ЛПК может быть выполнен контактным или бесконтактным. Как и в рассмотренном выше случае, эта схема эффективна для определения глубины трещин в объектах с разной толщиной защитного слоя.

Так, в результате воздействия лазерного импульса на поверхность покрытия, в основной материал излучается спектр мод, из которых наиболее быстрая – головная мода (Head wave) [4].

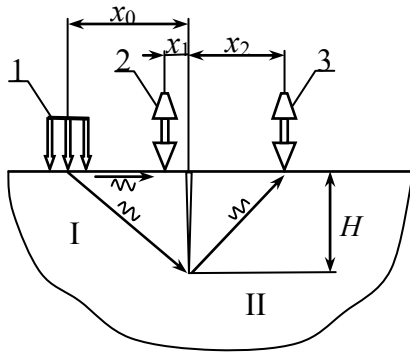


Рис. 4. ОАП – для контроля глубины трещин: 1 – источник УВ; 2 и 3 – локальные приемники УВ.

Анализ решения этой системы уравнений показал, что максимальная чувствительность и точность измерений H_0 достигается при минимальном расстоянии приемников и источников сигнала от трещины. Если же ПК расположены с одной стороны трещины ($x_i > 0$), то наибольшая точность измерений достигается при $x_1 \rightarrow 0$ и $x_2 \rightarrow \infty$. Численные оценки показывают, что при реальной погрешности измерения временных параметров Δt_{12} и $\Delta t_{21} \pm (5-10)10^{-3}$ мкс, то погрешность в определении глубины трещины составит $\pm(0,03 - 0,06)$ мм. Т.е., с помощью предложенного метода представляется возможным определять глубину трещины с погрешностью не хуже, чем $\pm(5-10)\%$ при $H_0 = (1-2)$ мм и более, что значительно меньше погрешности традиционных способов измерений [3]. Применение предложенного методического подхода на базе ОАП может быть реализовано на объектах с разной конфигурацией и основой.

(3с) Аналогом головной волны в тонких пластинчатых материалах является симметричная s_0 мода волн Лэмба [3], которая при достаточно малых толщинах пластин ($k_t = 2\pi/\lambda_t < h^{-1}\pi$) является самой быстрой, а скорость ее $C_{s_0} \rightarrow E^{1/2} [\rho(1-\chi^2)]^{-1/2}$ при $\pi \rightarrow 0$, где E – модуль Юнга, ρ – плотность среды, λ_t – длина поперечной моды, численный параметр $\pi < 1$, χ – коэффициент Пуассона. Проведен теоретический анализ возможностей распространения s_0 моды в двухслойной тонкой пластине с толщинами слоев h_2 и h_1 . При этом система четырех волновых уравнений относительно скалярных и векторных потенциалов, описывающих движение самой быстрой моды, сводится к одному уравнению. То есть, в исследуемой двухслойной среде с эффективными упругими константами и плотностью распространяется квази- s_0 мода, причем эти константы и плотность определяются из правила смешения [4]. Можно легко показать, что с помощью предложенной методики можно измерять не только толщину покрытия, но и размеры области несцепления тонколистовых материалов.

4. Результаты экспериментальных исследований. Эксперименты проведены на установке, подобно описанной в работе [3]. При определении глубины модельной трещины УВ возбуждались с помощью лазера экспериментальной конструкции. Прием колебаний осуществлялся малоапертурными преобразователями с площадью контакта $\sim 0,012$ мм². Опытная проверка схемы (3с) проведена на тонколистовых образцах латуни толщиной $h_2 = 0,2$ мм, покрытых оловянно-свинцовым покрытием толщиной $h_1 = 5-50$ мкм. Один из торцов пластины служил в качестве излучающей звук поверхности, возбуждаемых лазерным импульсом длительностью 0,1 мкс. Акустическая база между приемниками 70 мм. Временной интервал между ними измерялся с помощью приборов И2-26, С1-71, УД-12 с точностью 10–15 нс. Данные эксперимента (рис. 5, 6) показали

Если ЛПК расположены по обе стороны от трещины на расстоянии x_1 и x_2 , соответственно, то один из них принимает упругие колебания продольной волны, дифрагированной на вершине трещины, а второй – “прямой сигнал”, который может быть как продольной, так и поперечной модой.

На основе представлений лучевой акустики в неявном виде может быть получена система четырех алгебраических уравнений, $R_j (\Delta t_{12}, \Delta t_{21}, h, H_0, \phi, x_i, h, L_1, L_2, C_i) = 0$, связывающая время распространения акустического импульса между ИК в прямом (Δt_{12}), и обратном (Δt_{21}) направлении, высоту трещины, толщину защитного слоя, скорости УЗК в покрытии (C_1) и основе объекта ($C = C_2$).

хорошее количественное соответствие с результатами расчета и подтвердили корректность использования предложенной модели для определения глубины трещин.

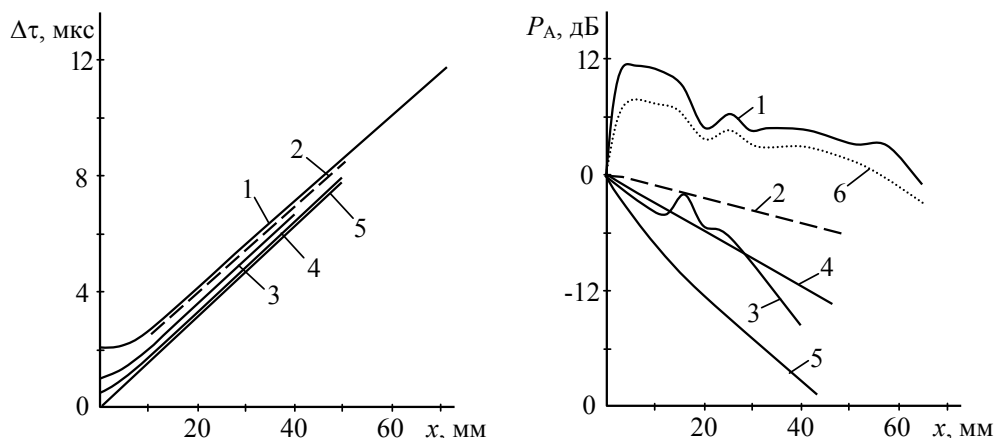


Рис. 5. Изменение времени $\Delta\tau$ и амплитуды волны P_A от глубины модельной трещины: глубина трещины H_0 , 10^{-3} м = 10 (1, 2, 6); 5 (3); 3 (4); 0 (5).

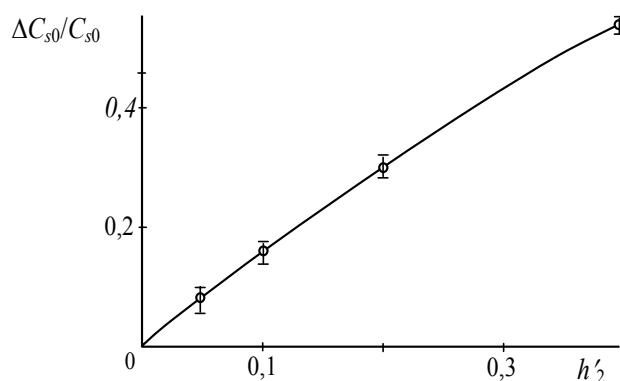


Рис. 6. Изменение скорости s_0 моды от толщины

Установлено, что в достаточно широком диапазоне изменения H_0 практически сохраняется линейная зависимость $\Delta\tau(H_0)$. Исследование акустических и геометрических параметров двухслойных тонких листовых материалов показали, что наибольшая абсолютная чувствительность метода достигается при измерении малых толщин покрытий h_1 . Так, в диапазоне h_1 от нескольких мкм до ~ 10 мкм представляется возможным фиксировать изменения ее величины $\sim 0,2-0,3$ мкм.

Список литературы

1. Jean-Pierre Minchalin, Laser ultrasonics: from the laboratory to industry. - Rev. of Progress in Quantitative NDE, **23A**, 2003. - P.3-31.
2. Hutchings, D. A., "Ultrasonic generation by pulsed lasers", in Physics Acoustics, **28**, eds. W. P., Mason and R. N. Thursto, Academic press New York, 1988, p. 21-123.
3. Крауткремер Й., Крауткремер Г. Ультразвуковой контроль материалов. - М.: Металлургия, 1991. - 752 с.
4. Bayev, A. R., and Asadchaya, M. V. Specific Features of Excitation and Propagation of Longitudinal and Transverse Subsurface Waves in Solids: I. Waves in Objects with a Free Plane Boundary, Russian Journal of Nondestructive Testing, Vol. 41, No. 9, 2005, pp. 567-576.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ КРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНАТА СВИНЦА

Мясоедов А. В., Сушинская А. А.

*Витебский государственный технологический университет
Витебск, Республика Беларусь*

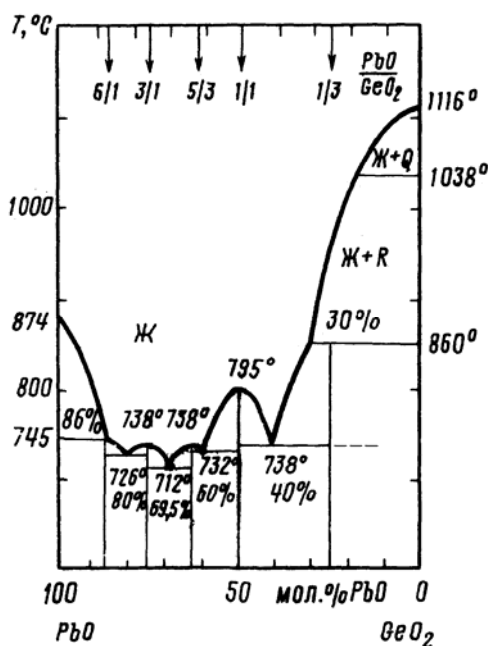
Статья посвящена получению кристаллов германата свинца, изучению дефектов, возникающих при их выращивании. Определены оптимальные условия для выращивания. Исследованы факторы, приводящие к возникновению различных дефектов в выращиваемых кристаллах. Предложено устройство, позволяющее получать более однородные и совершенные кристаллы.

Введение

Германат свинца является уникальным сегнетоэлектрическим материалом, обладающим интересными, с научной и практической точек зрения, свойствами. Поэтому кристаллы германата свинца стали объектом многочисленных исследований, выполненных в последние годы различными авторами. В результате были получены значительные сведения о структуре и свойствах этих сегнетоэлектрических кристаллов.

В кристаллах германата свинца происходит обратимый фазовый переход II рода из электрически полярной в неполярную высокотемпературную фазу. Сегнето-электрическая точка Кюри равна 177 °С. В области 20–177 °С в кристаллах были зафиксированы петли диэлектрического гистерезиса с параметрами при комнатной температуре, соответствующим величинам спонтанной поляризации $P_S = 4,6$ мкКл/см² и коэрцитивного поля $E_C = 16,0$ кВ/см. Переполяризация кристаллов подчиняется ряду закономерностей, установленных ранее для других сегнетоэлектриков. Наблюдается формовка

петель диэлектрического гистерезиса. При импульсной переполяризации имеет место характерная для всех сегнетоэлектриков экспоненциальная зависимость, наблюдается также явление усталости. Зарегистрирована люминесценция кристаллов. Германат свинца является одноосным сегнетоэлектриком, поэтому у него возможны лишь 180° домены. Доменная структура наблюдается в поляризационном микроскопе из-за различия в знаках оптической активности доменов с разными направлениями P_S . Кристаллы германата свинца имеют сравнительно большую величину пироэлектрического коэффициента $\gamma = 0,95 \cdot 10^{-8}$ Кл/см².



1. Фазовая диаграмма. Диаграмма состояний системы PbO–GeO₂ изучалась рядом исследователей [1–3]. Результаты этих работ существенно различаются между собой по числу и составу промежуточных соединений, по координатам неинвариантных точек.

Согласно Сперанской [1], в системе образуется пять промежуточных соединений с отношениями в них числа молекул PbO к числу молекул GeO₂, равными 6/1, 3/1, 5/3, 1/1 и 1/3. В последующих работах [2, 3] образования соединения 6/1 зафиксировано не было; вместо соединений составов 3/1, 5/3 и 1/3 приводились соединения составов 4/1, 3/2 и 1/4.

Суммируя данные этих работ, посвященных изучению фазовых равновесий в системе PbO–GeO₂, можно констатировать следующее. Соединения составов 1/4, 1/3, 1/1, 5/3, 3/1 и 5/1 в настоящее время можно считать надежно установленным фактом. Указанные соединения получены в виде монокристаллов.

2. Получение кристаллов германата свинца. Монокристаллы германата свинца Pb₅Ge₃O₁₁ тригонального габитуса – оптически прозрачные, размерами до нескольких сантиметров – были выращены из расплава методами Чохральского, Бриджмена, спонтанной кристаллизации. Нами в выращивании монокристаллов методом Чохральского в качестве исходных веществ использовались: окись свинца (II) красной модификации марки ОСЧ 5-3 PbO ТУ 6-09-4742-79, двуокись германия (IV) для оптического стекловарения марки ОСЧ 9-2 GeO₂ ТУ 48-0415-95-78.

Известны две полиморфные формы кристаллов окиси свинца: желтая (ромбическая – R-PbO) и красная (тетрагональная – T-PbO) [4]. При комнатной температуре термодинамически стабильной формой PbO является ее красная форма. Однако при комнатной температуре в сравнительно устойчивом метастабильном состоянии может неопределенно долго существовать и желтая форма окиси свинца. Переход T ⇒ R - PbO происходит при ~ 500 °С.

Двуокись германия может быть кристаллической и аморфной (стеклообразной) [5]. В кристаллическом состоянии GeO₂ существует в виде тригональной (кварцеподобной – Q-GeO₂) и тетрагональной (рутилоподобной – R-GeO₂) модификаций. Низкотемпературной, термодинамически устойчивой в нормальных условиях является рутилоподобная форма GeO₂. Однако ввиду чрезвычайной замедленности превращений Q ⇌ R-GeO₂ в нормальных условиях при охлаждении Q-GeO₂ практически не переходит в R-GeO₂. Значительное количество R-GeO₂ можно получить, лишь используя совместные действия высоких давлений и температуры, катализаторов. Двуокись германия, полученная из соединений германия, обычно представляет собой аморфную или кварцеподобную модификации или их смесь. Переход R ⇒ Q GeO₂ происходит при 980 °С с эндотермическим эффектом.

3. Исследование дефектов при выращивании кристаллов. Кристаллизация из расплава сопровождается рядом физических и химических процессов, среди которых можно выделить наиболее важные процессы, влияющие на состав расплава. Это – термическая диссоциация исходного вещества, его химическое взаимодействие с окружающей средой и испарение продуктов диссоциации и примесей, а также процессы на фронте кристаллизации, определяющие кинетику фазового перехода, и процессы теплопереноса, определяющие распределение температуры в кристалле и расплаве.

Во многих случаях кристаллы растут из расплава по механизму нормального роста. При этом скорость роста не зависит от направления, а переохлаждение на фронте кристаллизации чрезвычайно мало. В результате фронт имеет округлую форму и практически совпадает с изотермической поверхностью, имеющей температуру плавления.

Термическая диссоциация вещества, а также химические реакции в расплаве могут приводить к нарушению его стехиометрического состава, что способствует возникновению в кристалле включений, зон роста, границ блоков, дислокаций и других дефектов. Интенсивность этих реакций определяется температурно-временными режимами, оптимальные характеристики которых могут быть определены по диаграммам

состояния основных компонентов кристаллизуемого вещества. При этом учитывается наличие прочных соединений, областей устойчивости твердых растворов, наличие фазовых переходов, вероятный сдвиг состава из-за испарения и др.

Из-за термической диссоциации окиси свинца происходит обеднение расплава этой окисью и, как следствие, образование другого соединения – PbO-GeO_2 , соседствующего на диаграмме состояния с германатом свинца. В результате нарушения стехиометрии расплава наряду с $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ в кристаллах происходило образование вторичных фаз $\alpha\text{-PbGeO}_3$, (газовых пузырей, металлических частиц Pb или Pt). Качество кристаллов резко ухудшалось, происходило их помутнение, появление в них трещин и двойников [7].

Чтобы избежать этих недостатков, исходные компоненты смеси перед плавлением тщательно перемешивались, обеспечивалась однородность нагрева расплава по объему тигля, данный расплав использовался только один раз. Во избежание потерь PbO из расплава, его температура не превышала 800°C .

Сначала окись свинца была прокалена в течение 8 часов при температуре 550°C , для того чтобы вывести воду и монооксид углерода. Исходный материал готовился смешиванием окиси свинца PbO и двуокиси германия GeO_2 в соотношении 5:3 [смесь $x\text{PbO} \cdot (1-x)\text{GeO}_2$, где $x = 0,625$] в этиловом спирте в течение 2 часов [8]. Полученный материал был синтезирован при 650°C в платиновом тигле в течение 15 часов.

Характерным типом ростовых дефектов для кристаллов германата свинца, выращенных из расплавов, являлась их оптическая неоднородность в виде полос, повторяющих форму фронта кристаллизации. Причиной появления слоистой неоднородности $\alpha\text{-Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$, согласно [6], являются небольшие флуктуации температуры на фронте кристаллизации.

Монокристаллы $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ вытягивались в направлении [001]. Выращенные кристаллы имели 6 хорошо развитых граней: (010), (110), и (100). Все кристаллы были прозрачными, достигали в длину 8–10 и в поперечнике 1 см. Окраска кристаллов изменялась в зависимости от условий выращивания от светло-желтой до темно-коричневой. Характерными формами роста кристаллов являются грани [0001] и [1010].

При выращивании оптически совершенных кристаллов $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ соблюдались следующие технологические условия: исходные компоненты смеси $0.625\text{PbO} \cdot 0.375\text{GeO}_2$ перед плавлением смеси тщательно перемешивались в растворе этилового спирта в течение двух часов; во время выращивания обеспечивалась однородность нагрева расплава по объему тигля (для этого устанавливались дополнительные тепловые экраны); во избежание потерь PbO из расплава его температура не превышала 800°C ; скорость вытягивания составляла 3 мм/час, скорость вращения – 50 об/мин., температурный градиент – $80^\circ\text{C}/\text{см}$. При этом данный расплав использовался только один раз. Несоблюдение указанных условий ведет к тому, что в кристаллах происходит образование вторичных фаз $\alpha\text{-PbGeO}_3$, Pb_3GeO_5 (газовых пузырей, металлических частиц Pb или Pt). Качество кристаллов резко ухудшается, происходит их помутнение, появление в них трещин и двойникования [7].

С целью улучшения структурного совершенства выращиваемых кристаллов за счет повышения перемешивания расплава было использовано устройство, на которое получено положительное решение [9].

Предложенное устройство позволяло выращивать более однородные кристаллы, обладающие меньшей плотностью ростовых дефектов, управлять в процессе роста распределением примесей и дефектов по объему кристалла и тем самым получать кристаллы с заданными физическими свойствами.

Применение данного устройства заставляло расплав совершать гораздо более сложное движение, состоящее из нескольких простых. Вследствие этого перемешивание расплава происходило более интенсивно, а выращиваемые при этом кристаллы получались более однородными и совершенными.

Список литературы

1. Сперанская Е.И. – Журнал неорганической химии, 1960, 5, №2, 421-432.
2. Phillips R., Scroger M. G. - J. Amer. Ceram. Soc., 1965, 48, No.8, 398-401.
3. Gouju D., Fournier J., Kohlmuller R. Compt. Rend, 1968, 266 C. No.14, 1063-1065.
4. Извозчиков В.А., Тимофеев О.А. Фотопроводящие окислы свинца в электронике. Л.: Энергия, Ленингр. отд-ние, 1979, 142 с.
5. Тананаев И. В., Шпирт М. Я. Химия германия. М.: Химия, 1967, 451 с.
6. Панченко Т.В., Волнянский М.Д., Мона В.Г., Дуда В.М. Физика твердого тела, 1977, 19, № 8, 1238-1244.
7. Сушинская А.А., Мясоедов А.В. Германат свинца. Исследование дефектов при выращивании кристаллов. Тезисы докладов XXXIX научно-технической конференции преподавателей и студентов. / УО «ВГТУ» Стр.68-69, Витебск, 2006.
8. Мясоедов А.В., Сушинская А.А. Выращивание кристаллов германата свинца. Тезисы докладов XXXVII научно-технической конференции преподавателей и студентов. / УО «ВГТУ» Стр.29-30, Витебск, 2004.
9. А. с. № 976728 СССР, МКИ В 25 J 15/00. Устройство для вытягивания кристаллов / В.В. Михневич, Н.К. Толочко, А.В. Мясоедов, Л.И. Трофимович (СССР). - № 3259910/23-26; заявл. 17.12.80; опубл. Бюллетень «Открытия, изобретения» 1982, № 43, с. 274.

УДК 620.179.1 (075.8)

ПРЕЗЕНТАЦИЯ УЧЕБНОГО ПОСОБИЯ «ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И СРЕДСТВА КАПИЛЛЯРНОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ» (КОНТРОЛЬ ПРОНИКАЮЩИМИ ВЕЩЕСТВАМИ)

Авторы: П.П. Прохоренко, Н.П. Мигун, И.В. Стойчева; под редакцией академика П.П. Прохоренко. Минск: Белорусский национальный технический университет, Институт прикладной физики Национальной академии наук Беларуси, 2007. – 261 стр., включая 44 рисунка и 16 таблиц.

Прохоренко П. П.

Институт прикладной физики Национальной академии наук Беларуси

Под действием статических, циклических и динамических нагрузок происходит деформация материалов, которая со временем нередко заканчивается нарушением сплошности, образованием трещин и других дефектов. Выявление дефектных деталей является залогом обеспечения долговечной безаварийной работы машин и агрегатов. Наиболее эффективным методом неразрушающего контроля качества поверхностных дефектов является капиллярный контроль.

Предлагаемое учебное пособие является первой книгой в белорусской и постсоветской технической литературе, дающей обобщенное и систематическое изложение учебного материала по теоретическим и практическим основам капиллярной дефектоскопии. Ценность этого издания заключается в том, что большинство важных теоретических и экспериментальных данных получены авторами и их учениками. Это относится прежде всего к обогащению физических основ капиллярного контроля такими явлениями, исследованными представителями белорусской школы по теории капиллярной дефектоскопии, как взаимодействие «жидкость–жидкость» в капилляре, механизм двустороннего заполнения тупиковых капилляров, ультразвуковой капиллярный эффект, размерный эффект вязкости, и другими, определяющими чувствительность и производительность капиллярного метода.

Кроме того, в учебном пособии впервые представлены результаты теоретических исследований авторов по гидродинамике жидких сред в капиллярах и капиллярно-пористых телах применительно к капиллярам различной геометрии, моделирующим дефекты: сквозным и тупиковым, цилиндрическим порам и трещинам с плоскопараллельными стенками и другим. Приведены аналитические выражения, описывающие законы миграции дефектоскопических жидкостей сначала в дефекты, а затем – из дефектов. Наличие этих зависимостей позволило увязать физические свойства дефектоскопических материалов и механических свойств контролируемых деталей с чувствительностью и производительностью контроля.

Базой теоретических результатов явились монографии авторов «Введение в теорию капиллярного контроля» (П.П. Прохоренко, Н.П. Мигун. Минск, 1988 г., 207 с.), «Теоретические основы капиллярного контроля» (П. Прохоренко, Н. Мигун, М. Штаттхауз. Берлин, 1999 г., 252 с.), последняя издана в Германии на английском языке, и другие публикации. Все представленные в книге новые материалы опубликованы в сборниках докладов последних всемирных конференций по неразрушающему контролю: Дели (Индия, 1996 г.), Рим (Италия, 2000 г.), Монреаль (Канада, 2004 г.) и европейских конференций: Ницца (Франция, 1994 г.), Копенгаген (Дания, 1998 г.), Барселона (Испания, 2002 г.), Берлин (Германия, 2006 г.)

В учебном пособии также обстоятельно изложены технологические операции контроля и физические методы их интенсификации. Даны характеристики технических средств капиллярной дефектоскопии и представлены примеры автоматизированных и компьютеризированных систем капиллярного контроля.

В специальном разделе дана процедура определения уровня квалификации персонала в области капиллярного неразрушающего контроля по европейской системе сертификации.

Учебное пособие содержит 9 разделов по физическим основам, технологии и средствам капиллярной дефектоскопии, а также национальные и европейские стандарты по капиллярному неразрушающему контролю; список рекомендуемой литературы; словарь основных терминов и понятий, используемых в капиллярном контроле, на английском, немецком, французском, русском и белорусском языках; контрольные вопросы по капиллярной дефектоскопии для самоконтроля качества усвоения материала.

Пособие рекомендуется для студентов высших и средних технических учебных заведений, а также для подготовки специалистов по капиллярному неразрушающему контролю к сдаче сертификационных экзаменов на I, II и III уровни квалификации персонала по европейской системе.

Именной указатель

Алехин В.П.	69	Коновалов С.В.	31, 39, 42
Асадчая М.В.	300	Коньков Ю.Д.	91
Баев А.Р.	300	Корниенко Н.Е.	265
Баранов Ю.В.	295	Короткевич С.В.	147
Барахтин Б.К.	110, 113	Костылев И.В.	15
Беликов С.В.	159	Костюк Д.А.	177, 183
Бобович С.О.	147	Костюк Д.В.	300
Брюховецкий В.В.	79	Котенева Н.В.	94
Будовских Е.А.	53	Крень А.П.	135
Варюхин В.Н.	199	Кузавко Ю.А.	171, 177, 183
Веттегрень В.И.	163	Кузнецова Р.И.	79
Вихарев С.В.	105	Кухаренко Ю.А.	254
Власов С.Н.	254	Ланин А.Г.	145
Володин В.Л.	91	Ларькин В.Ф.	15
Володин Т.В.	91	Лебедева Н.В.	113
Вуль А.Я.	283	Левин Д.М.	58
Галкина Е.Г.	69	Левчук Н.В.	153, 156
Гасратова Н.А.	249	Лесюк Е.А.	64, 69
Горбань В.Ф.	3, 9	Лозенко В.В.	21
Громов В.Е.	42, 51, 53, 91, 240	Лоладзе Л.В.	199
Громова А.В.	31, 35, 39	Лутфуллин Р.Я.	259
Гуделев В.Г.	300	Малашенко В.В.	168
Дзидзигури Э.Л.	291	Малашенко Т.И.	168
Долбин И.В.	204	Малиновская В.А.	47
Драгошанский Ю.Н.	231, 236	Мамалимов Р.И.	163
Еланцева Е.В.	159	Мамчуев М.О.	129
Ефимов О.Ю.	39	Мацулевич О.В.	135
Жаркевич А.В.	213	Мигун Н.П.	309
Заика Т.П.	199	Микрюков В.Р.	42
Зуев Л.Б.	91	Морозов М.М.	39
Иванов Ю.Ф.	31, 35, 39, 42, 53	Мухаметрахимов М.Х.	259
Ивашко В.В.	72	Мышляев М.М.	50
Калабушкин А.Е.	192	Мясоедов А.В.	306
Карпенко С.В.	123, 129	Наркевич А.Л.	139
Карпук М.М.	183	Наркевич И.И.	213
Кашенко М.П.	99, 105	Пестриков В.М.	208
Кидалов С.В.	283	Печковский Э.П.	3, 9
Кисель В.П.	267, 271, 277, 279-282	Пинчук А.И.	197
Климашин С.И.	51	Пинчук В.Г.	147
Коваленко В.В.	35, 240	Плосконосов В.Н.	153, 156
Козак А.Ф.	177	Пойда А.В.	79
Козлов Э.В.	31, 39, 47, 51	Пойда В.П.	79
Коледов В.В.	26	Поликарпов В.М.	192
Кондратов В.М.	120	Поляк П.Л.	254
		Попов Н.Н.	15
		Попова Н.А.	47, 51
		Потапов А.П.	236
		Прокошкин С.Д.	15
		Пронина Ю.Г.	243

Прохоренко П.П.	309	Ушаков И.В.	192
Пудов В.И.	219, 224, 228, 231, 236	Фарафонтова Е.В.	213
Путьто А.В.	85	Федик И.И.	145
Ракитин Р.Ю.	240	Фирстов С.А.	3, 9
Ригмант М.Б.	224	Ховайло В.В.	26
Романова А.А.	208	Цвиркун О.А.	53
Рошин К.В.	30	Целлермаер И.Б.	35
Рычкова О.В.	26	Чащина В.Г.	99, 105
Савенко В.С.	188	Чуканов А.Н.	58
Савенков Г.Г.	110	Шаврей С.Д.	188
Сахвадзе Г.Ж.	295	Шавров В.Г.	26, 183
Сбойчаков А.М.	254	Шамина В.А.	249
Сергеева А.Е.	291	Шахназаров А.Ю.	284, 285
Синани А.Б.	283	Шахназаров К.Ю.	284, 285
Синяев Д.В.	240	Шахов Ф.М.	283
Скворцов А.И.	120	Шепелевич В.Г.	21
Слесарев С.Д.	197	Шулика В.В.	236
Соболев А.С.	219, 231	Щербаков И.П.	163
Ставров В.П.	139	Эфрос Б.М.	199
Старостенков М.Д.	240	Эфрос Н.Б.	199
Стойчева И.В.	309	Абе Т.	26
Столяров В.В.	286, 291, 295	Такаги Т.	26
Сушинская А.А.	306		
Сысоева Т.И.	15		
Титовец Ю.Ф.	192		
Тихонькова О.В.	51		
Тютенко В.С.	199		
Угурчиев У.Х.	291		

Содержание

	Стр.
Фирстов С. А., Горбань В. Ф., Печковский Э. П. (Киев/Украина) АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕФОРМАЦИИ, УПРУГОСТИ И ПРОЧНОСТИ НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ, А ТАКЖЕ СТРУКТУРНЫХ И ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В НИХ МЕТОДОМ ИНДЕНТИФИКАЦИИ	3-8
Фирстов С. А., Горбань В. Ф., Печковский Э. П. (Киев/Украина) ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ СПЕЧЕННЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ТРОЙНЫХ СОЕДИНЕНИЙ – ТИТАНОВЫХ НАНОЛАМИНАТОВ	9-14
Попов Н.Н., Прокошкин С.Д., Сысоева Т.И., Ларькин В.Ф., Костылев И.В. (Саров, Москва) ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ХИМИЧЕСКОГО И ФАЗОВОГО СОСТАВА НА ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ СИСТЕМЫ Ti–Ni–Nb	15-21
Лозенко В. В., Шепелевич В. Г. (Минск/Беларусь) ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И МИКРОТВЕРДОСТИ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ ФОЛЫГ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ЦИНКА ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ	21-25
Khovaylo V.V., Koledov V.V., Shavrov V.G., Rychkova O.V., Takagi T., Abe T. (Москва, Sendai/Japan) SHAPE MEMORY EFFECT IN PULSE DISCHARGE SINTERED Ni _{2.18} Mn _{0.82} Ga	26-30
Роцин К.В. (Краснодар) МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАСТИНЧАТЫХ И СТЕРЖНЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ БОРТОВОЙ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ	30
Громова А.В., Иванов Ю.Ф., Козлов Э.В., Коновалов С.В. (Новокузнецк, Томск) ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СУБСТРУКТУР ПРИ МАЛО И МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ СТАЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ КЛАССОВ	31-35
Иванов Ю.Ф., Громова А.В., Коваленко В.В., Целлермаер И.Б. (Томск, Новокузнецк) СТРУКТУРНО-ФАЗОВАЯ МОДИФИКАЦИЯ УГЛЕРОДИСТОЙ НОРМАЛИЗОВАННОЙ СТАЛИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ	35-38
Иванов Ю.Ф., Ефимов О.Ю., Морозов М.М., Громова А.В., Коновалов С.В., Козлов Э.В. (Томск, Новокузнецк) МАСШТАБНЫЕ УРОВНИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ ТЕРМОУПРОЧНЕННОЙ АРМАТУРЫ.	39-42
Иванов Ю.Ф., Микрюков В.Р., Громов В.Е., Коновалов С.В. (Томск, Новокузнецк) ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ ГОРЯЧЕКАТАНОЙ АРМАТУРЫ В ПРОЦЕССЕ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ	42-46
Малиновская В.А., Попова Н.А., Козлов Э.В. (Новокузнецк, Томск) ОЦЕНКА ВКЛАДОВ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ В УПРОЧНЕНИЕ НИТРОЦЕМЕНТОВАННОЙ СТАЛИ	47-49
Myshlyayev M.M. (Москва) FEATURES OF MECHANICAL AND MICROSTRUCTURAL BEHAVIOR IN ECA PRESSED NANOSTRUCTURAL Al–Li ALLOYS UNDER HIGH STRAIN RATE SUPERPLASTICITY	50

Тихонькова О.В., Климашин С.И., Попова Н.А., Козлов Э.В., Громов В.Е. (Новокузнецк, Томск) ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ЭВОЛЮЦИЮ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ЛИТОЙ СРЕДНЕЛЕГИРОВАННОЙ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ	51-53
Цвиркун О.А., Будовских Е.А., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. (Новокузнецк) ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ЖЕЛЕЗА И НИКЕЛЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ	53-57
Чуканов А.Н., Левин Д.М. (Тула) ДИССИПАТИВНЫЕ СВОЙСТВА КАК ИНСТРУМЕНТ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ДЕГРАДАЦИИ И ДЕСТРУКЦИИ СТАЛЕЙ	58-64
Лесюк Е.А. (Москва) РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ОХЛАЖДЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТАЛЕЙ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ УПРОЧНЯЮЩЕЙ ОБРАБОТКЕ	64-69
Алехин В.П., Лесюк Е.А., Галкина Е.Г. (Москва) ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО НИКЕЛИДА ТИТАНА МЕТОДОМ ПРОДОЛЬНОЙ ПРОКАТКИ	69-71
Ивашко В.В. (Минск/Беларусь) СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ДВУХФАЗНЫХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ.	72-78
Брюховецкий В.В., Кузнецова Р.И., Пойда А.В., Пойда В.П. (Харьков/Украина) ФАЗОВЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ	79-85
Путьто А. В. (Гомель/Беларусь) РАСЧЕТ УЗЛА КРЕПЛЕНИЯ КОТЛА НА РАМЕ ВАГОНА-ЦИСТЕРНЫ С УЧЕТОМ ЗОН ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ	85-90
Володин Т.В., Володин В.Л., Зуев Л.Б., Коньков Ю.Д., Громов В.Е. (Новокузнецк, Томск, Хабаровск) ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ДЕФЕКТНУЮ СТРУКТУРУ И ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	91-93
Котенева Н.В. (Барнаул) УПРУГОПЛАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА КОНТАКТНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ	94-98
Кашенко М.П., Чащина В.Г. (Екатеринбург) УПРАВЛЯЮЩИЙ ВОЛНОВОЙ ПРОЦЕСС И МАТЕРИАЛЬНЫЕ ОРИЕНТАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	99-104
Кашенко М.П., Чащина В.Г., Вихарев С.В. (Екатеринбург) СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ, ЗАДАЮЩИХ УПРАВЛЯЮЩИЙ ВОЛНОВОЙ ПРОЦЕСС ПРИ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ	105-109
Барахтин Б.К., Савенков Г.Г. (Санкт-Петербург) СВЯЗЬ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ С ОТКОЛЬНОЙ ПРОЧНОСТЬЮ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬЮ ОБРАЗЦОВ	110-113
Барахтин Б.К., Лебедева Н.В. (Санкт-Петербург) НАСЛЕДОВАНИЕ И ЦИКЛИЧНОСТЬ ИЗМЕНЕНИЙ В СТРУКТУРЕ МЕДИ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ	113-119

Скворцов А.И., Кондратов В.М. (Киров) ХАРАКТЕРИСТИКИ СВОЙСТВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ, УЧИТЫВАЮЩИЕ ПРОЧНОСТЬ И ДЕМПФИРОВАНИЕ	120-122
Карпенко С.В. (Нальчик) ПОВЕДЕНИЕ ИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ДЕФЕКТНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ	123-128
Мамчуев М.О., Карпенко С.В. (Нальчик) МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ ПРОЗРАЧНЫХ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ	129-134
Мацулевич О.В., Крень А.П. (Минск/Беларусь) ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЧНОСТИ БЕТОНА МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ	135-138
Ставров В.П., Наркевич А. Л. (Минск/Беларусь) КИНЕТИКА РАЗРУШЕНИЯ И ПРОЧНОСТЬ ТЕРМОПЛАСТОВ, ХАОТИЧЕСКИ АРМИРОВАННЫХ СТЕКЛОВОЛОКНОМ	139-144
Ланин А.Г., Федик И.И. (Подольск) РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ТВЭЛОВ ИЗ КАРБИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕАКТОРОВ	145-146
Пинчук В.Г., Короткевич С.В., Бобович С.О. (Гомель/Беларусь) ДИНАМИКА РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ НИКЕЛЕ ПРИ ТРЕНИИ	147-152
Плосконосов В.Н., Левчук Н.В. (Брест/Беларусь) НЕКОТОРЫЕ СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДИФИЦИРОВАННОГО ПОРТЛАНДЦЕМЕНТА И ГЛИНОЗЕМИСТОГО ЦЕМЕНТА	153-156
Плосконосов В.Н., Левчук Н.В. (Брест/Беларусь) К ВОПРОСУ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ ВОДЫ ДЛЯ ЦЕМЕНТНЫХ БЕТОНОВ	156-159
Еланцева Е.В., Беликов С.В. (Екатеринбург) ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРУ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОРРОЗИОННО-СТОЙКИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ ЛЕГИРОВАНИЯ Fe–Cr–Ni.	159-162
Веттегрень В.И., Мамалимов Р.И., Щербаков И.П. (Санкт-Петербург) ПРИРОДА И КИНЕТИКА ТРИБОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛИМЕРОВ И КВАРЦА	163-167
Малашенко В.В., Малашенко Т.И. (Донецк/Украина) ВЛИЯНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ, ВЫСОКОГО ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ И ПРИМЕСЕЙ НА ВИД СПЕКТРА ДИСЛОКАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ	168-170
Кузавко Ю.А. (Брест/Беларусь) ВЛИЯНИЕ МАГНИТОДЕФОРМАЦИЙ НА СПИН-ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ПЛЕНКАХ ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА	171-176
Козак А.Ф., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А. (Брест/Беларусь) НАКЛОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ОТ ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДЫ	177-182
Карпук М.М., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. (Брест/Беларусь, Кошалин/Польша, Москва) ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА НА ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПОДЛОЖКЕ	183-188

Савенко В.С., Шаврей С.Д. (Мозырь/Беларусь) ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ АЛЮМИНИЕВОЙ ПРОВОЛОКИ	188-191
Ушаков И.В., Калабушкин А.Е., Поликарпов В.М., Титовец Ю.Ф. (Тамбов, Санкт-Петербург) ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ АМОРФНО-НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ОБРАБОТКИ	192-196
Пинчук А.И., Слесарев С.Д. (Мозырь/Беларусь) ЗАКОНОМЕРНОСТИ МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ СУРЬМЫ	197-198
Лоладзе Л.В., Эфрос Н.Б., Заика Т.П., Тютенко В.С., Эфрос Б.М., Варюхин В.Н. (Донецк/Украина) СТРУКТУРНЫЕ МЕХАНИЗМЫ УПРОЧНЕНИЯ АЗОТСОДЕРЖАЩИХ ГАММА-Fe-Mn-(Cr) СПЛАВОВ	199-203
Долбин И.В. (Нальчик) МЕТОДЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ И КОНЕЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОКИСЛЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ	204-208
Романова А.А., Пестриков В.М. (Санкт-Петербург) ДИНАМИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОПРОЧНЫХ ВЫСОКОМОДУЛЬНЫХ СИНТЕТИЧЕСКИХ НИТЕЙ (АМИДНОГО И ПОЛИЭФИРНОГО РЯДА)	208-212
Жаркевич А.В., Фарафонтова Е.В., Наркевич И.И. (Минск/Беларусь) ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ДИАГРАММЫ РАСТЯЖЕНИЯ-СЖАТИЯ ОДНОМЕРНОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОДНООСНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ ЛИНЕЙНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБРАЗЦОВ	213-218
Пудов В.И., Соболев А.С. (Екатеринбург) ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗНОСОСТОЙКОСТИ СТАЛЬНЫХ КАНАТОВ.	219-223
Ригмант М.Б., Пудов В.И. (Екатеринбург) ВОЗМОЖНОСТИ ФЕРРОМЕТРИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПРОЦЕССА ТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ МАЛОЦИКЛОВОМ НАГРУЖЕНИИ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ.	224-227
Пудов В.И. (Екатеринбург) ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ФАЗЫ В ИЗДЕЛИЯХ АУСТЕНИТНОГО КЛАССА.	228-231
Пудов В.И., Соболев А.С., Драгошанский Ю.Н. (Екатеринбург) ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ СТАЛИ ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ	231-235
Драгошанский Ю.Н., Потапов А.П., Пудов В.И., Шулика В.В. (Екатеринбург) АМОРФНЫЕ ПОКРЫТИЯ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	236-240
Синяев Д.В., Ракитин Р.Ю., Старостенков М.Д., Коваленко В.В., Громов В.Е. (Новокузнецк, Барнаул) ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ДИФФУЗИИ АТОМОВ ВБЛИЗИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН В ИНТЕРМЕТАЛЛИДЕ Ni ₃ Al МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ	240-242
Пронина Ю.Г. (Санкт-Петербург) НЕКОТОРЫЕ СИНГУЛЯРНЫЕ РЕШЕНИЯ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ ДЛЯ ПОЛУПЛОСКОСТИ	243-248

Гасратова Н.А., Шамина В.А. (Санкт-Петербург) ОБ ОДНОМ ПОДХОДЕ К РЕШЕНИЮ ОСЕСИММЕТРИЧЕСКИХ ЗАДАЧ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ	249-254
Кухаренко Ю.А., Сбойчаков А.М., Власов С.Н., Поляк П.Л. (Москва) ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ	254-259
Мухаметрахимов М.Х., Лутфуллин Р.Я. (Уфа) ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБЛАСТИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ СМК СТРУКТУРЫ И ПОВЫШЕНИЕ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВА ВТ6	259-264
Корниенко Н.Е. (Киев/Украина) НЕЛИНЕЙНО-КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗМЕНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ (ЭФФЕКТ РЕБИНДЕРА) ПРИ КОНТАКТЕ С ЖИДКОЙ СРЕДОЙ	265-266
Кисель В.П. (Черноголовка) МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛАХ, ЖИДКОСТЯХ, ГАЗАХ И БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В МЕДИЦИНЕ	267-271
Кисель В.П. (Черноголовка) ДЕФОРМАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ АКТИВАЦИОННОЙ ТЕРАПИИ, ЗАРОЖДЕНИЯ, ЭВОЛЮЦИИ И СТАРЕНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМ	271-276
Kisel V.P. (Черноголовка) MECHANISMS OF PLASTICITY AND FRACTURE IN CRYSTALS, POLYMERS UNDER LOW/SHOCK-WAVE STRESSES	277-279
Kisel V.P. (Черноголовка) DEFORMATION OF MOLECULAR AND CELL STRUCTURES IS THE KEY MECHANISM OF AGEING AND ILLNESS	279
Kisel V.P. (Черноголовка) MICRODEFORMATION OF MOLECULAR AND CELL STRUCTURES IS THE MECHANISM OF THE THERAPEUTIC AND ULTRALOW DOSES OF PHYSICAL AND CHEMICAL EFFECTS ON THE BIOLOGICAL TISSUES (PHASE TRANSITIONS, CHEMICAL REACTIONS, TUMOR GROWTH, AGING, ADAPTATION TO STRESS AND MEDICAL TREATMENT ARE INCLUDED). A REVIEW	280-281
Kisel V.P. (Черноголовка) DEFORMATION OF MOLECULAR AND CELL STRUCTURES IS A GENERAL MECHANISM OF STRESS, ADAPTATION, CANCER GROWTH, AGING AND EVOLUTION IN THE SPECIES	281-282
Kisel V.P. (Черноголовка) PHYSICAL BASIS OF ACTIVATION THERAPY. THE ORIGIN, EVOLUTION AND MEDICAL TREATMENT OF ENDOGENIC DISEASES AND AGING	282-283
Кидалов С.В., Шахов Ф.М., Синани А.Б., Вуль А.Я. (Санкт-Петербург) ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ АЛМАЗОВ, СПЕЧЕННЫХ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ	283
Шахназаров К.Ю., Шахназаров А.Ю. (Санкт-Петербург) АНОМАЛИИ ПЛАСТИЧНОСТИ ОДНОФАЗНОЙ ЛАТУНИ С ~ 32 % Zn, ЛИТОЙ С ~ 8 % Zn И ОТОЖЖЕННОЙ С ~ 13 % Zn ОЛОВЯНИСТОЙ БРОНЗЫ, МОДИФИЦИРОВАННОГО С ~ 14 % Si И НЕМОДИФИЦИРОВАННОГО С ~ 12 % Si СИЛУМИНА, СОСТАРЕННОГО ДУРАЛЮМИНА С ~ 6 % Cu, ОТОЖЖЕННОЙ СТАЛИ С ~ 0,5 % С КАК СЛЕДСТВИЕ КАЧЕСТВЕННОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПРОТЯЖЕННОСТИ ПО ТЕМПЕРАТУРЕ ИНТЕРВАЛА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ	284-285

Шахназаров К.Ю., Шахназаров А.Ю. (Санкт-Петербург) ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ФАЗЫ A_nB_m -КИΔLS, НАХОДЯЩИЕСЯ ВБЛИЗИ КАЧЕСТВЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕРВАЛОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ИЛИ ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ И ОБЪЯСНЯЮЩИЕ АНОМАЛИИ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭВТЕКТИЧЕСКИХ И ЭВТЕКТОИДНЫХ СПЛАВОВ-СМЕСЕЙ	285-286
Столяров В.В. (Москва) МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ НАНОСТРУКТУРНОГО СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ TiNi, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ПРОКАТКОЙ.	286-290
Сергеева А.Е., Дзидзигури Э.Л., Угурчиев У.Х., Столяров В.В. (Москва) ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ СПЛАВА TiNi С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	291-294
Баранов Ю.В., Столяров В.В., Сахвадзе Г.Ж. (Москва) ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ИХ РОЛЬ В ДЕФОРМАЦИОННОМ ПОВЕДЕНИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ	295-299
Баев А. Р., Гуделев В. Г., Костюк Д. В., Асадчая М. В. (Минск/Беларусь) ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ	300-305
Мясоедов А.В., Сушинская А.А. (Витебск/Беларусь) ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ КРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНАТА СВИНЦА	306-309
Прохоренко П.П., Мигун Н.П. Стойчева И.В. (Минск/Беларусь) ПРЕЗЕНТАЦИЯ УЧЕБНОГО ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И СРЕДСТВА КАПИЛЛЯРНОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ (КОНТРОЛЬ ПРОНИКАЮЩИМИ ВЕЩЕСТВАМИ).	309-310
Именной указатель	311-312
Содержание	313-318



Научное издание

**XLVI Международная конференция «Актуальные
проблемы прочности»**

Материалы конференции, часть 2.,
15-17 октября 2007 г. Витебск, Беларусь

Все работы публикуются в авторской редакции.

Оформление и компьютерная верстка Черняевой Е.В.