

01,07

Деформационный хаос и самоорганизация на стадии предразрушения сплава АМг6

© А.А. Шибков, А.Е. Золотов, М.А. Желтов, А.А. Денисов

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,
Тамбов, Россия

E-mail: shibkov@tsu.tmb.ru

(Поступила в Редакцию 27 октября 2010 г.
В окончательной редакции 15 января 2011 г.)

На основе анализа данных высокоскоростной видеосъемки поверхности деформируемого алюминий-магниевого сплава АМг6 установлено, что неустойчивая пластическая деформация, связанная с динамикой деформационных полос, с ростом деформации проявляет тенденцию к хаосу. Показано, что вязкое разрушение сплава АМг6 с рекристаллизованной структурой следует рассматривать как глобальную самоорганизацию в нелинейной неравновесной системе, находящейся в состоянии детерминированного хаоса.

Работа выполнена при частичной поддержке аналитической ведомственной целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 гг.)“ и федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг.

1. Введение

В [1] была исследована *in situ* динамика полос макролокализованной деформации и макротрещин на стадии предразрушения алюминий-магниевого сплава АМг6, демонстрирующего прерывистую деформацию при комнатной температуре [2,3]. С помощью видеосъемки со скоростью 500–5000 frames/s был выявлен различный характер корреляции между распространяющимися полосами деформации и развитием магистральной трещины в искусственно состаренном и рекристаллизованном сплавах АМг6: в первом случае магистральная трещина распространяется в плоскости первичной полосы локализованного сдвига — триггера развития последнего скачка деформации с разрывом образца, а во втором случае позиция макротрещины совпадает с сечением, наиболее интенсивно обработанным полосами деформации. Предложен простой механизм пространственной корреляции первичной полосы и сдвиговой трещины в искусственно состаренном сплаве: в результате динамического взаимодействия вершины полосы-триггера с включениями вторичной $\beta(\text{Al}_3\text{Mg}_2)$ -фазы в плоскости распространения полосы образуется система микротрещин, которые затем сливаются в магистральную трещину. В свежезакаленном сплаве АМг6 со структурой собирательной рекристаллизации, полученной отжигом выше температуры ограниченной растворимости $T_{SV} \approx 275^\circ\text{C}$, β -фаза отсутствует, и связь распространяющихся деформационных полос с макроразрушением носит более сложный характер. Настоящая работа посвящена исследованию с использованием методов нелинейной динамики процессов самоорганизации пространственно-временных структур макролокализованной деформации на стадии предразрушения рекристаллизованного сплава АМг6.

2. Методика

Образцы промышленного сплава АМг6 (Al–5.92 wt.% Mg–0.61 wt.% Mn–0.27 wt.% Fe–0.14 wt.% Si) в форме двухсторонних лопаток с размерами рабочей части $6 \times 3 \times 1.2$ mm вырезались из листового проката. Растяжение с постоянной скоростью роста напряжения ($\dot{\sigma}_0 = 0.2$ МПа/s) производилось после рекристаллизационного отжига при 450°C и закалки. Оптический *in situ* мониторинг деформационных полос и трещин проводился с помощью скоростной видеокамеры VS-FAST/G6 научно-производственной компании „Видеоскан“. Обработка видеофильма состояла в вычитании с помощью компьютерной программы последовательных кадров видеофильма. Подробнее методика изложена в [2–5].

3. Результаты и обсуждение

Ранее в [5] авторы установили, что в условиях деформирования с постоянной скоростью возрастания напряжения $\dot{\sigma}_0 = \text{const}$ одним из механизмов пространственной связи, обеспечивающей распространение макролокализованной деформации вдоль оси образца, является каскадное размножение деформационных полос Савара–Массона (см. рис. 3 в [5]). В настоящей работе исследуется другой механизм пространственной связи в данных условиях нагружения, который состоит в зарождении и распространении сопряженной полосы Савара–Массона, образующей угол $55\text{--}63^\circ$ к оси растяжения и соответственно угол $117\text{--}125^\circ$ к первичной полосе. Данные видеосъемки со скоростью 500 frames/s показывают, что сопряженная полоса рождается, как правило, на ребре плоского образца в позиции выхода на боковую поверхность первичной полосы. Смена угла

полосы — типичное событие в динамике полос макролокализованной деформации на фронте деформационных скачков амплитудой больше $\approx 1\%$.

Распространение полосы деформации связано с динамикой дислокационного ансамбля с избытком дислокаций одного механического знака („механического заряда“). В условиях одноосного растяжения появление механического заряда создает в материале дальнедействующие напряжения изгиба и вызывает поперечные смещения образца. Рост изгибающего момента приводит к спонтанному зарождению и формированию сопряженной полосы с противоположным углом наклона относительно оси растяжения. Движущей силой процесса смены угла полосы является релаксация изгибающего момента и связанная с ним релаксация суммарного вектора Бюргера дислокационного ансамбля в деформируемом материале.

Для исследования кинетики смены угла полосы на стадии предразрушения будем отсчитывать угол полосы относительно нормального сечения. На рис. 1 представлены временные зависимости угла полосы φ (1), ее производной по времени $\dot{\varphi} = d\varphi/dt$ (2) и поперечного смещения z (3) среднего сечения ($x = 0$) образца. Видно, что угол полосы переключается резко за время не более ≈ 10 ms от значения около $+30^\circ$ до -30° . По мере приближения к моменту разрыва смена угла становится более частой и регулярной; угол уменьшается на стадии формирования шейки сначала до 20° , а затем за 6–8 ms до разрыва полоса ориентируется почти перпендикулярно оси растяжения и угол φ стремится к нулю. Как ожидалось, события смены угла полосы происходят при максимальных поперечных смещениях образца, за исключением момента времени, отмеченного точкой P на рис. 1, когда одна полоса достигала границы рабочей части образца (верхней лопатки), а другая стартует с другой границы (нижней лопатки) с тем же углом наклона.

Описанная эволюция процесса смены угла полос характерна для поведения бистабильной системы. Действительно, динамика деформируемого сплава характеризуется двумя квазистационарными состояниями с углами полосы $+\varphi$ ($\approx 30^\circ$) и $-\varphi$ (см., например, отрезки BD и EF на зависимости $\varphi(t)$, рис. 1, кривая 1). Между этими состояниями спонтанно происходят повторяющиеся переключения в средней части образца, где изгибающий момент, связанный с эволюцией одной из полос, достигает максимального значения. Как известно, бистабильная система может демонстрировать регулярные и хаотические колебания и колебания с фликкер-шумовой структурой, подчиняющиеся степенным законам [6].

Отметим, что деформационные скачки происходят за счет зарождения и роста полос макролокализованной деформации, которые являются доменами высокоскоростной деформации [7–10]. В плоской геометрии образца эти домены сквозные, их объем приблизительно равен произведению толщины образца на „площадь

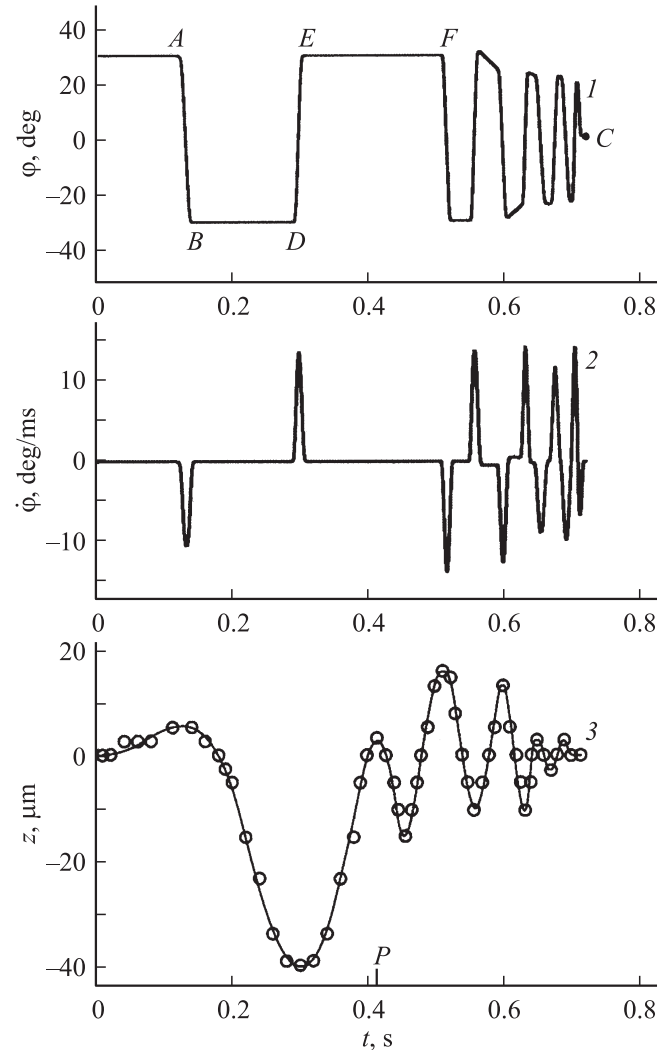


Рис. 1. Экспериментальные зависимости от времени угла полосы φ (1), скорости изменения угла полосы $\dot{\varphi}$ (2), поперечного смещения z (3) центрального сечения образца. Точками A и C обозначены начало развития последнего скачка и начало развития магистральной трещины соответственно. $\sigma = \sigma_B = 296$ МПа.

полосы“ — площадь A , заключенную между границами полосы. Кинетику макропластической деформации можно рассматривать аналогично кинетике фазового превращения, полагая в качестве кинетической кривой „фазового перехода“ временную зависимость суммарной площади полос $A_\Sigma(t)$ как кривую роста „новой фазы“ (домена пластической деформации) в пластически недеформированном материале („старой фазе“). В качестве меры неустойчивости пластической деформации удобно рассматривать вторую производную по времени роста объема „новой фазы“, т. е. величину $X(t) = \ddot{A}_\Sigma(t)$, и исследовать динамику системы путем анализа спектра мощности функции $X(t)$ и ее фазовых портретов [11].

Одним из важных признаков перехода динамической системы к хаосу, как известно, является уширение ее

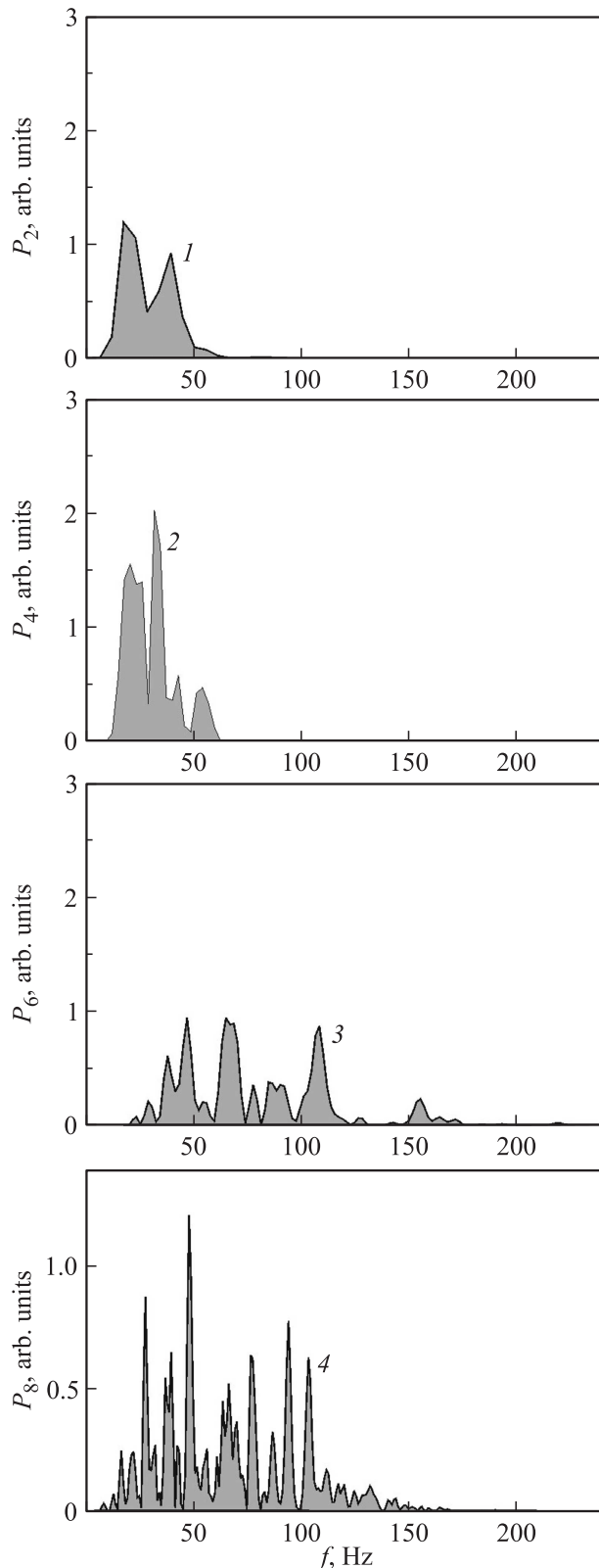


Рис. 2. Спектры мощности $P_j(f)$ функции $X_j(t)$ для четырех скачков сплава АМг6, $j = 2, 4, 6, 8$ — номер скачка на кривой нагружения, представленной на рис. 1 в работе [5]. 1 — $\sigma_2 = 91$ МПа, 2 — $\sigma_4 = 119$ МПа, 3 — $\sigma_6 = 152$ МПа, 4 — $\sigma_8 = 190$ МПа.

частотного спектра. В [12] показано, что для перехода к хаосу достаточно трех и более частот в спектре динамической системы, которые возникают в результате развития неустойчивостей. Как видно из рис. 2, по мере развития неустойчивой деформации в спектре мощности $P(f)$ функции $X(t)$ возникают сначала две частоты (на втором скачке), на последующих скачках количество пиков спонтанно увеличивается (до ~ 10 на предпоследнем скачке) и этот процесс сопровождается уширением спектра мощности. С ростом деформации (номера деформационного скачка) наблюдаются различные отношения частот характерных пиков: сначала рациональные, свойственные регулярному движению, а затем иррациональные, соответствующие нерегулярному движению и равные двум (один из путей перехода к хаосу) [13]. Для крупных скачков деформации амплитудой 5–8% характерна сложная смесь всех трех типов движения.

Для системы с одной степенью свободы обычно строится зависимость сигнала от его же величины в другой момент времени, отстающий или опережающий данный момент на постоянную величину. В [11] показано, что если траектория замкнута в фазовом пространстве переменных (X, \dot{X}) , то она будет замкнута и в псевдофазовом пространстве, образованном координатами $X(t)$ и $X(t + \tau_0)$, где τ_0 выбирается меньше характерного времени траектории. Поскольку для всех исследованных полос деформации характерные времена их эволюции, определяемые по характерным пикам Фурье-спектров, находятся в пределах ≈ 10 –50 ms, удобно выбрать τ_0 равным временному интервалу между кадрами видеопленки (2 ms).

Из анализа псевдофазовых портретов неустойчивой пластической деформации следует, что с ростом номера скачка на фоне регулярного движения спонтанно возникают характерные признаки хаотизации; орбиты заполняют все больший фазовый объем со слабым притяжением (признаки хаотической системы со слабым затуханием). Наконец, на заключительной стадии ступенчатой кривой нагружения псевдофазовый портрет неустойчивой деформации (рис. 3) приобретает характерные черты псевдофазового портрета частицы в двухъямном потенциальном рельефе [11] как следствие эволюции бистабильной системы.

По совокупности различных признаков хаотизации, известных из литературы [11–17], деформационное поведение сплава АМг6, деформируемого с постоянной скоростью роста напряжения $\dot{\sigma}_0 = \text{const}$, демонстрирует тенденцию к хаосу: „бифуркационное дерево“, описывающее каскадное размножение полос Савара–Массона [5], уширение спектра мощности функции $X(t)$, характеризующей нестационарность пластической деформации, иррациональные отношения частот пиков в спектрах мощности, двухъямный псевдофазовый портрет последних скачков и т. д. Как известно, хаос в линейной системе невозможен. Выявленные признаки тенденции к хаосу являются свидетельствами нелинейности динамики

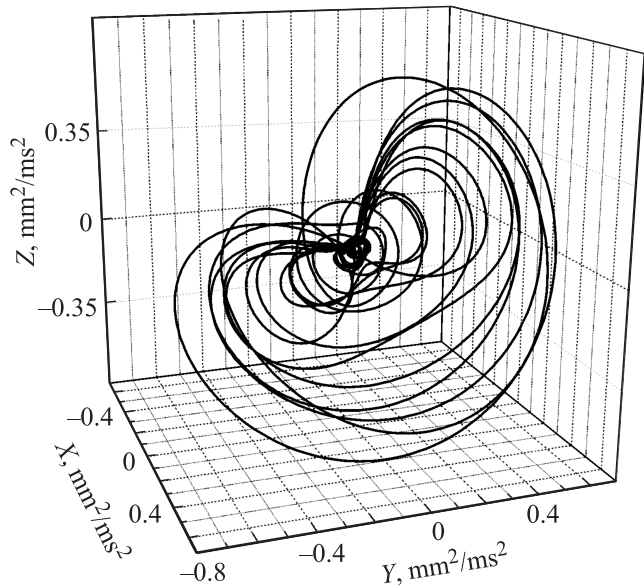


Рис. 3. Псевдофазовый портрет неустойчивой деформации предпоследнего скачка деформации. $X = \dot{A}_\Sigma(t)$, $Y = X(t + \tau_0)$, $Z = X(t + 2\tau_0)$, $\tau_0 = 2$ ms.

неустойчивой деформации, обусловленной нелинейным термоактивационным характером движения дислокаций (нелинейной зависимостью скорости дислокаций от приведенного касательного напряжения [18]), нелинейными коллективными эффектами ансамбля дислокаций, связанных, например, с сужением дисперсии времен ожидания дислокаций перед стопорами [19] или с динамическим деформационным старением [20] и т.д.

Таким образом, с ростом приложенного напряжения неустойчивая пластическая деформация, связанная с динамикой деформационных полос, проявляет тенденцию к хаотическому поведению. Однако на последнем скачке деформации за 0.3–0.5 s до развития магистральной трещины пространственно-временная структура полос макролокализованной деформации демонстрирует явные признаки самоорганизации. Данные видеосъемки показывают, что события смены угла полосы автолокализуются вблизи сечения образца, через которое пройдет магистральная трещина.

Для количественной характеристики этого процесса строилась гистограмма событий смены угла полосы. Рабочая часть образца условно разбивалась на 12 эквидистантных сечений и подсчитывалось количество событий смены угла $N(x_i)$ на участке $x_{i+1} - x_i$, где x_i — координата сечения образца, отсчитанная от позиции магистральной трещины. На рис. 4 представлена гистограмма $N(x_i)$ на фронте последнего деформационного скачка перед разрывом. Как видно, эта гистограмма имеет резкий максимум числа событий смены угла полосы вблизи сечения, через которое пройдет магистральная трещина. Процесс автолокализации событий смены угла в месте будущего разрушения можно таким образом рассматривать как его предвестник.

Для исследования временных корреляций в динамике сопряженных полос деформации измерялись все моменты времени t_i , в которых происходит смена угла полосы на фронте последнего скачка деформации. Затем строи-

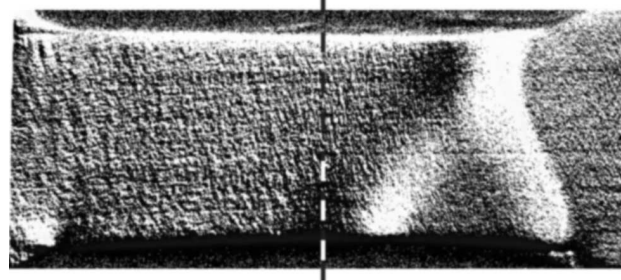
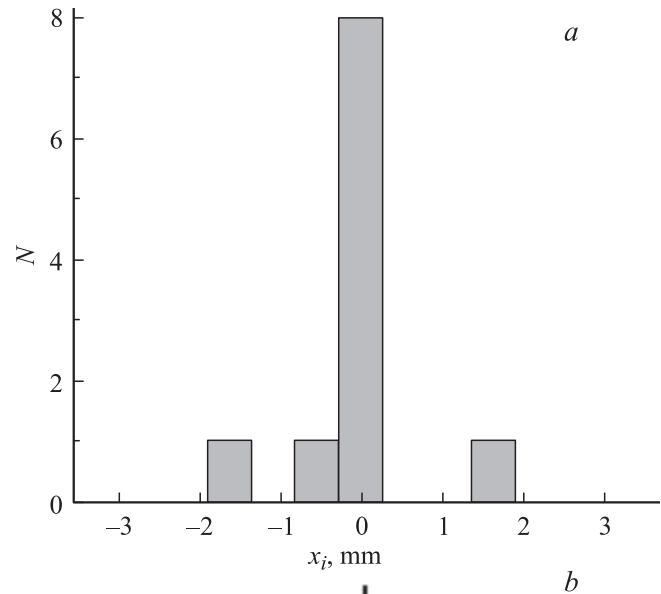


Рис. 4. *a*) Гистограмма количества событий смены угла полосы $N(x_i)$. *b*) Кадр видеопленки, на котором зафиксировано событие смены угла полосы деформации. $x_i = 0$ — след сечения, по которому пройдет магистральная трещина, отмечен вертикальной штриховой линией.

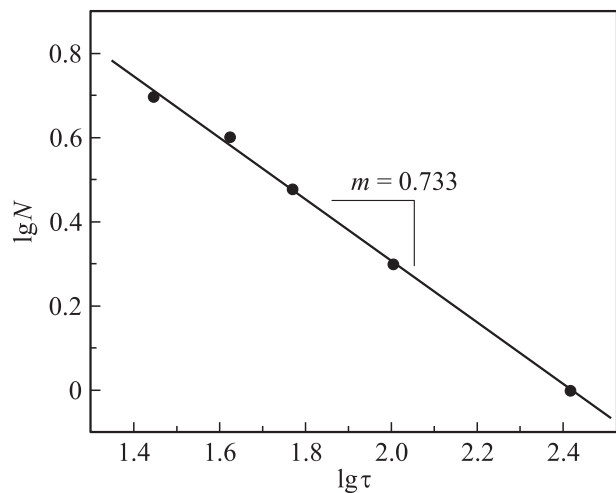


Рис. 5. Количество скачкообразных изменений N угла полосы от времени τ до старта магистральной трещины.

лась зависимость количества таких событий N от времени до разрушения $\tau = t_{cr} - t_i$, где t_{cr} — момент разрыва образца. Эта зависимость в двойных логарифмических координатах представлена на рис. 5. Как видно, данная зависимость — линейная с коэффициентом наклона, равным — 0.733; следовательно, функция $N(\tau)$ является степенной $N \sim \tau^{-m}$ с показателем степени $m = 0.733$. Подобным степенным законом с показателем степени $m \approx 1$ описываются временные интервалы между мелкими землетрясениями — предвестниками крупного землетрясения, т.е. $N \sim 1/\tau$ (закон Омори [21,22]). Для исследуемого сплава АМгб показатель степени m находится в интервале 0.7–1.1.

Таким образом, непосредственно перед „катастрофой“ — распространением магистральной трещины, разделяющей образец, хаотическая динамика деформационных полос сменяется на самоорганизованную: степенные зависимости вида $N \sim \tau^{-1}$, как известно [15,16,22,23], свидетельствуют о нарастании корреляций, охватывающих всю систему или значительную ее часть.

Рассмотрим вопрос о физической природе выявленной тенденции к хаотическому поведению деформационных полос: является ли оно истинным хаосом, т.е. результатом действия на систему случайной внешней силы, или хаотические движения самозарождаются в результате спонтанного развития неустойчивостей в динамической системе. В условиях проявления эффекта Савара–Массона задается внешняя сила: она линейно возрастает во времени как $\sigma(t) = \dot{\sigma}_0 t$. Характерное время развития деформационного скачка составляет обычно около 0.5 с. За это время внешняя сила возрастает не более чем на $\sim 0.1\%$. Таким образом, за время развития скачка деформации сила, действующая на образец, поддерживается постоянной с точностью до $\sim 0.1\%$, а материал демонстрирует явные признаки хаотического деформационного поведения, отмеченные выше, и, следовательно, проявляет тенденцию к детерминированному хаосу [11,14]. В то же время на последнем скачке деформации события смены угла полосы: а) спонтанно автолокализируются вблизи сечения образца, через которое пройдет магистральная трещина; б) образуют временной ряд, подчиняющийся степенной зависимости количества событий $N \sim \tau^{-m}$ (где $m \approx 0.7-1.1$) от времени τ до момента разрушения; в) происходят периодически с периодом ~ 10 мс в течение времени 40–60 мс, соответствующего стадии образования шейки перед развитием магистральной трещины. Таким образом, вязкое разрушение сплава АМгб с рекристаллизованной структурой следует рассматривать как глобальную самоорганизацию в нелинейной неравновесной системе, находящейся в состоянии детерминированного хаоса.

4. Выводы

1) С помощью высокоскоростной видеосъемки поверхности деформируемого с постоянной скоростью

нагружения $\dot{\sigma} = \text{const}$ сплава АМгб установлено, что в ходе развития скачка деформации кинетика смены угла полосы демонстрирует поведение бистабильной системы и характеризуется двумя квазистационарными состояниями: с углами полосы около $+30^\circ$ и -30° относительно нормального сечения. Распространяющаяся полоса создает в материале дальнедействующие напряжения изгиба, которые релаксируют за счет спонтанного формирования сопряженной полосы деформации. В результате при одноосном растяжении плоского образца формируется сложное напряженное состояние задолго до формирования шейки перед разрывом. Оно обусловлено суперпозицией монотонно растущего приложенного напряжения растяжения $\sigma(t) = \dot{\sigma}_0 t$ и циклического напряжения изгиба, связанного с повторяющимся спонтанным образованием и распространением взаимно сопряженных полос деформации, которое вызывает поперечные колебания образца.

2) Установлено, что на стадии предразрушения (на последнем скачке деформации амплитудой $\sim 10\%$) сплава АМгб с рекристаллизованной структурой события смены угла полосы автолокализируются вблизи центрального сечения образца, через которое пройдет магистральная трещина, и образуют временной ряд, подчиняющийся степенной зависимости количества событий $N \sim \tau^{-m}$ (где $m \approx 0.7-1.1$) за время τ до момента разрушения, аналогичной закону Омори для мелких землетрясений — предвестников землетрясений большой магнитуды.

3) Скачкообразная составляющая деформации, связанная с динамикой деформационных полос, с ростом деформации проявляет тенденцию к детерминированному хаосу: „бифуркационное дерево“, описывающее каскадное размножение полос Савара–Массона с коэффициентом размножения около двух, уширение спектра мощности функции $X(t)$, характеризующей нестационарность пластической деформации, иррациональные отношения частот пиков в спектрах мощности, двухъямный фазовый портрет последних скачков и т.д. С позиции нелинейной динамики вязкое разрушение сплава АМгб с рекристаллизованной зеренной структурой следует рассматривать как глобальную самоорганизацию в нелинейной неравновесной (диссипативной) системе, находящейся в состоянии детерминированного хаоса.

Список литературы

- [1] А.А.Шибков, А.Е. Золотов, М.А. Желтов, А.В. Шуклинов, А.А. Денисов. ФТТ **53**, 10, 1873 (2011).
- [2] А.А.Шибков, Р.Ю. Кольцов, М.А. Желтов, А.В. Шуклинов, М.А. Лебедкин. Изв. РАН. Сер. физ. **70**. 1372 (2006).
- [3] А.А.Шибков, А.А. Мазилкин, С.Г. Протасова, Д.В. Михлик, А.Е. Золотов, М.А. Желтов, А.В. Шуклинов. Деформация и разрушение материалов **5**, 24 (2008).
- [4] А.А.Шибков, А.Е. Золотов, Д.В. Михлик, М.А. Желтов, А.В. Шуклинов. Деформация и разрушение материалов **9**, 22 (2009).

- [5] А.А.Шибков, А.Е. Золотов. Письма в ЖЭТФ **90**, 412 (2009).
- [6] Н.И. Ваганова, Э.Н. Руманов. ЖЭТФ **135**, 395 (2009).
- [7] W. Tong, H. Tao, N. Zhang, L.G. Hector, jr. Scripta Mater. **53**, 87 (2005).
- [8] H. Ait-Amokhtar, S. Bondrahem, C. Fressegeat. Scripta Mater. **54**, 2113 (2006).
- [9] H. Ait-Amokhtar, P. Vacher, S. Boudrahem. Acta Mater. **54**, 4365 (2006).
- [10] А.А.Шибков, А.Е. Золотов, М.А. Желтов. ФТТ **52**, 2223 (2010).
- [11] Ф. Мун. Хаотические колебания. Мир, М. (1990).
- [12] S. Newhouse, D. Ruelle, F. Takens. Commun. Math. Phys. **64**, 35 (1978).
- [13] М. Фейгенбаум. УФН **141**, 343 (1983).
- [14] Г. Шустер. Детерминированный хаос. Мир, М. (1988).
- [15] М. Шредер. Фракталы, хаос, степенные законы. НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“, Ижевск (2001).
- [16] Ю.Л. Климонтович. Введение в физику открытых систем. Янус-К, М. (2002).
- [17] П. Берже, И. Помо, К. Видаль. Порядок в хаосе. О детерминистском подходе к турбулентности. Мир, М. (1991).
- [18] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972).
- [19] P. Hähner. Mater. Sci. Eng. A **207**, 216 (1996).
- [20] Y. Estrin, L.P. Kubin. In: Continuum models for materials with microstructure/ Ed. H.-B. Muhlhaus. J. Wiley, N. Y. (1995). Ch. 12. P. 395.
- [21] F. Omori, J. Coll. Sci. Imp. Univ. (Tokyo) **7**, 111 (1895).
- [22] M.S. Mega, P. Allegrini, P. Grigolini, V. Latora, L. Palatella, A. Rapisarda, S. Vinciguerra. Phys. Rev. Lett. **90**, 188 501 (2003).
- [23] H.J. Jensen. Self-organized criticality. Cambridge University Press, Cambridge (1998).