

## Нелинейная динамика деформационных полос в алюминий-магниевом сплаве при испытании на ползучесть

© А.А. Шибков, М.А. Желтов, М.Ф. Гасанов, А.Е. Золотов

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,  
392000 Тамбов, Россия  
e-mail: shibkov@tsu.tmb.ru

(Поступило в Редакцию 31 января 2017 г.)

Проведены экспериментальные исследования различных типов пластических неустойчивостей в ходе прерывистой ползучести на примере алюминий-магниевого сплава АМгб. Показано, что прерывистая ползучесть проявляет пороговую динамику: деформационная ступень на кривой ползучести амплитудой  $\sim 1-6\%$  стартует, когда скорость предшествующей непрерывной ползучести достигает некоторого критического значения. В ходе развития ступени скорость деформации меняется в интервале более двух порядков и происходят переходы между различными динамическими режимами типов *A* и *B*, которые характеризуются разными уровнями регулярности скачков напряжения в силовом отклике. Обсуждаются нелинейные аспекты деформационного поведения сплава в условиях прерывистой ползучести.

DOI: 10.21883/JTF.2017.10.44996.2185

### Введение

Прерывистая деформация вызывает в последнее время интерес как пример сложности пространственно-временной динамики, возникающей вследствие коллективного поведения дислокаций [1–3]. Вместе с тем неустойчивое течение является технологически важной проблемой, поскольку оно неблагоприятно воздействует на формуемость промышленных металлических сплавов. В частности, связанная с пластической неустойчивостью локализация деформации в полосах ухудшает механические свойства конструкционного материала и может вызвать его преждевременную коррозию и внезапное разрушение. Кроме того, статические или распространяющиеся полосы деформации портят качество поверхности промышленных изделий.

Большинство исследований прерывистого пластического течения было выполнено с постоянной скоростью деформации в жесткой машине на растяжение, когда оно проявляет себя скачками разгрузки — эффект Портевена-Ле Шателье (ПЛШ) [1–8]. Значительно меньше исследований использовали условия постоянной скорости роста напряжения в мягкой машине на растяжение [4–6], несмотря на то что ранние наблюдения ступенчатой пластической деформации в этих условиях восходят к первой половине XIX столетия. Лишь очень небольшое внимание было уделено исследованиям прерывистой ползучести [7–10] по сравнению с эффектом ПЛШ в металлических сплавах. Прерывистая ползучесть проявляет себя в виде деформационных ступеней амплитудой  $\sim 1-6\%$  на первой и второй стадиях ползучести и описывалась в литературе как „внезапное удлинение“, „спонтанная деформация“ или „деформационный взрыв“. В противоположность случаю постоянной скорости деформации и постоянной (ненулевой) скорости роста напряжения данные о ступенчатом

отклике на кривых ползучести (лестничная ползучесть) крайне ограничены.

В настоящее время проблема деформационных макро-ступеней и природа пространственно-временных картин деформационных полос в ходе прерывистой ползучести остается слабо понятой из-за сравнительно небольшого количества работ и практического отсутствия таких исследований в последние три десятилетия. В то же время изучение механизмов прерывистой ползучести и полособразования имеет большое практическое значение. Кроме того, с позиции нелинейной динамики важно понимать механизм спонтанного формирования пространственно-временных (диссипативных) структур макролокализованной пластической деформации в условиях заданной (контролируемой) внешней силы, т.е. в динамически определенной системе.

Цель работы — экспериментально исследовать *in situ* критические условия формирования макроскопического деформационного скачка в условиях прерывистой ползучести алюминий-магниевого сплава АМгб, корреляции между силовым откликом на развитие скачка деформации и пространственно-временными структурами деформационных полос, а также исследовать переходы между различными динамическими режимами пластических неустойчивостей и проанализировать признаки динамического хаоса и самоорганизующейся критичности.

### 1. Методика

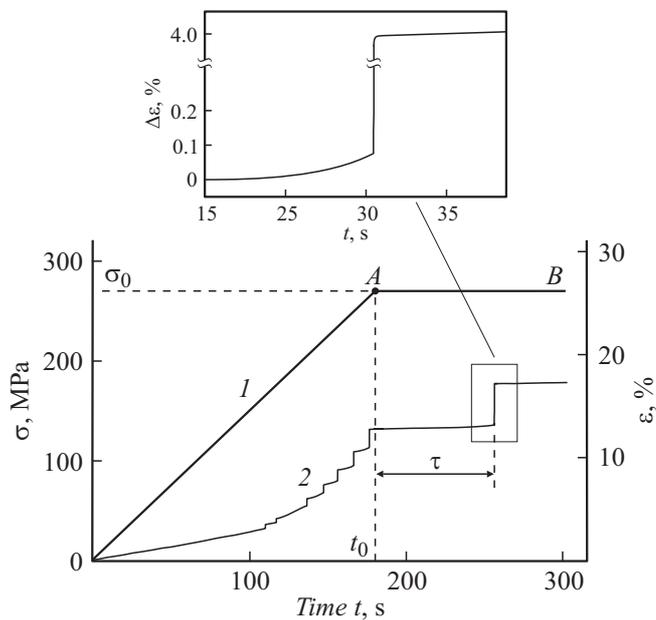
Материалом исследования является промышленный алюминий-магниевый сплав АМгб (Al — 6.15% Mg — 0.65% Mn — 0.25% Si — 0.21% Fe — 0.1% Cu — 0.12% Zn wt.%), проявляющий скачкообразную деформацию в жесткой и мягкой испытательных машинах [11,12], в том числе в условиях ползучести [13,14]. Плоские образцы в форме двусторонних лопаток размерами

рабочей части  $40 \times 3 \times 0.5 \text{ mm}$  вырезались машинным способом из холоднокатаной полосы вдоль направления прокатки. Перед испытанием образцы отжигались при  $450^\circ\text{C}$  в течение 1 h и закаливались на воздухе. После термообработки средний размер зерна составил около  $10 \mu\text{m}$ . Результаты исследования микроструктуры сплава представлены в работе [15]. Комплекс высокоскоростных методов регистрации деформации, нагрузки и исследования динамики и морфологии деформационных полос, а также схема растяжения в мягкой испытательной машине описаны в [13,14].

## 2. Результаты и обсуждение

### 2.1. Критическое условие возникновения деформационного скачка в ходе ползучести

Образцы нагружались в две последовательные стадии: 1) стадии нагружения с постоянной скоростью  $\dot{\sigma}_0 = 1.5 \text{ MPa/s}$  до момента времени  $t_0$ , соответствующего приложенному напряжению  $\sigma_0 = (0.8-0.9)\sigma_u$  (рис. 1, линия OA), где  $\sigma_u \approx 320 \text{ MPa}$  — предел прочности, и 2) стадии ползучести при инженерном напряжении  $\sigma_0 = \text{const}$  (рис. 1, линия AB). Спустя время  $\tau$  по-



**Рис. 1.** Диаграмма нагружения образца в мягкой испытательной машине. *I* — зависимость от времени приложенного напряжения  $\sigma(t)$ : OA — стадия активного нагружения с постоянной скоростью возрастания напряжения  $\dot{\sigma}_0 = 1.5 \text{ MPa/s}$  до фиксированного напряжения  $\sigma_0 = 270 \text{ MPa}$  при  $t_0 = 180 \text{ s}$ ; AB — стадия ползучести,  $\sigma_0 = \text{const}$ . 2 — временная зависимость относительной деформации  $\varepsilon(t)$ .  $\tau$  — инкубационный интервал, т.е. время ожидания деформационного скачка в режиме ползучести. На вставке представлен скачок деформации амплитудой  $\Delta\varepsilon_m \approx 4\%$ . До скачка скорость ползучести растет непрерывно аналогично третьей стадии ползучести.

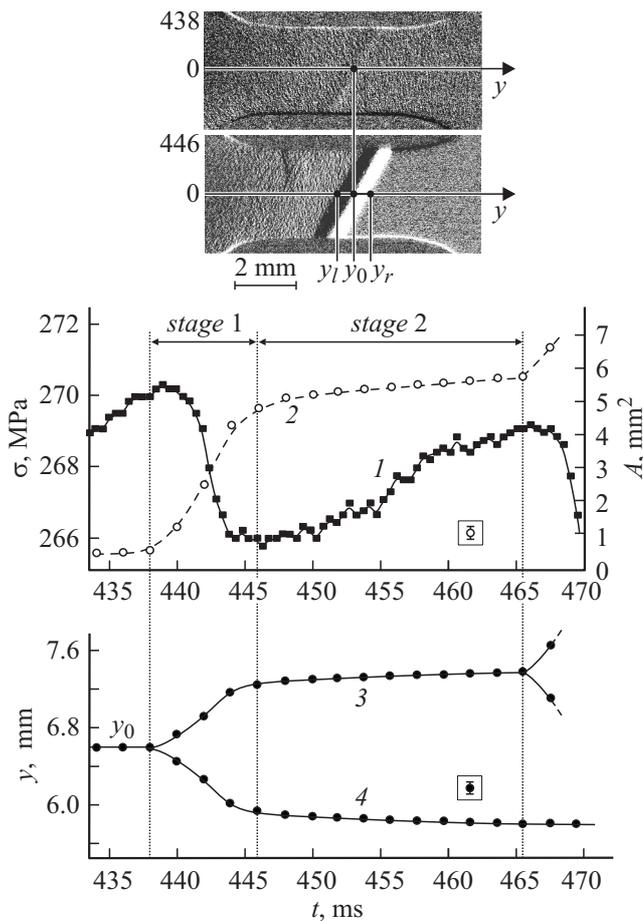
сле начала стадии ползучести образец теряет устойчивость, и сложная пространственно-временная структура деформационных полос спонтанно распространяется на поверхности образца вдоль направления растяжения. Следует подчеркнуть, что непосредственно перед стартом деформационного скачка скорость непрерывной ползучести возрастает по степенному закону  $\dot{\varepsilon} = a \exp(bt)$  подобно скоростному поведению в ходе третьей стадии ползучести (см. вставку на рис. 1), где  $a \approx 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ,  $b \approx 0.3 \text{ s}^{-1}$  при приложенном напряжении  $\sigma_0 = 270-280 \text{ MPa}$ , которое значительно превышает условный предел текучести  $\sigma_{0.2} \approx 155 \text{ MPa}$  и критическое напряжение появления первого деформационного скачка  $\sigma_c \approx 165 \text{ MPa}$  при комнатной температуре и скорости нагружения  $\dot{\sigma}_0 \sim 1-3 \text{ MPa/s}$ . В отличие от „обычной“ третьей стадии непрерывной ползучести критическим макроскопическим событием является не разрыв образца, а деформационный скачок — крупная, амплитудой несколько процентов ступень на кривой ползучести.

Деформационный скачок стартует в момент времени, когда скорость непрерывной ползучести, как обнаружено, достигает некоторого критического значения  $\dot{\varepsilon}_{\text{cr1}} \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Каждый последующий скачок деформации стартует после дополнительного нагружения образца напряжением  $5-10 \text{ MPa}$ , когда скорость предшествующей непрерывной ползучести достигает критического значения  $\dot{\varepsilon}_{\text{cr1}}$  подобно первому скачку. Таким образом, выявлено эмпирическое условие начала деформационного скачка в ходе непрерывной ползучести сплава АМг6 при комнатной температуре: до старта деформационного скачка скорость непрерывной ползучести меняется во времени от постоянной (подобно второй стадии ползучести) к степенной зависимости (подобно третьей стадии ползучести) до критического значения  $\dot{\varepsilon}_{\text{cr1}} \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Типичная амплитуда деформационных скачков в этих условиях испытания, как обнаружено, равна  $\sim 1-6\%$ , а время ожидания деформационного скачка („инкубационный“ интервал)  $\tau \sim 10-100 \text{ s}$ .

### 2.2. Корреляция между деформационным и силовым откликами и динамикой деформационных полос

Данные видеосъемки со скоростью 500 frames/s показывают, что как и при нагружении с заданной скоростью  $\dot{\sigma}_0 = \text{const}$  [6], в условиях ползучести при  $\sigma_0 > \sigma_{0.2}$  деформационный скачок стартует одновременно с зарождением и последующим расширением первичной полосы деформации, которая представляет собой расширяющуюся шейку, наклоненную к оси образца под углом около  $60^\circ$ . В ходе расширения границы полосы движутся антипараллельно так, что „центр тяжести“ полосы остается неподвижным. Расширение полосы, как обнаружено, состоит из двух последовательных стадий:

1) первой стадии (стадии разгрузки) — очень быстрого расширения в течение  $2-10 \text{ ms}$  со скоростью границы



**Рис. 2.** Сравнение временных зависимостей напряжении  $\sigma$  (1), площади  $A$  (2) расширяющейся полосы деформации и координат правой  $y_r$  (3) и левой  $y_l$  (4) границ деформационной полосы. Горизонтальными стрелками отмечены быстрая и медленная стадии (стадии 1 и 2 соответственно) расширения полосы. На вставке показаны начальное и конечное изображения расширяющейся полосы на стадии 1 с позицией зарождения ( $y_0$ ) полосы и позициями правой ( $y_r$ ) и левой ( $y_l$ ) границ этой полосы соответственно.

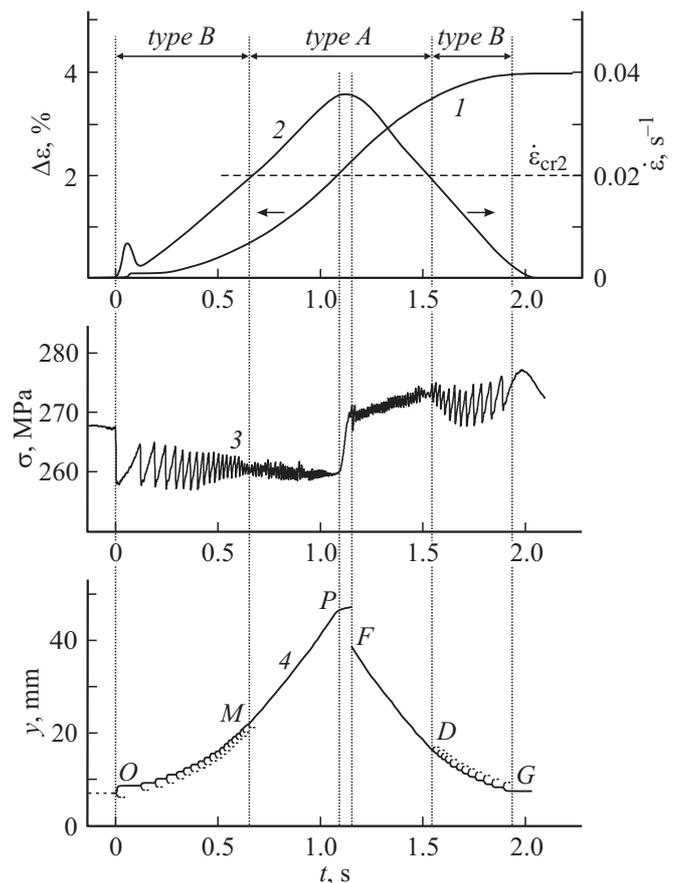
несколько десятков  $\text{cm/s}$ , когда ширина полосы достигает более 90% конечного значения (около 2  $\text{mm}$ ); эта стадия сопровождается резким скачком разгрузки амплитудой  $\sim 3\text{--}10$  МПа;

2) второй стадии (стадии восстановления нагрузки) — медленного расширения в течение от нескольких десятков  $\text{ms}$  до нескольких сотен  $\text{ms}$  со средней скоростью границы около 3  $\text{mm/s}$ ; эта стадия сопровождается частичным или полным восстановлением напряжения.

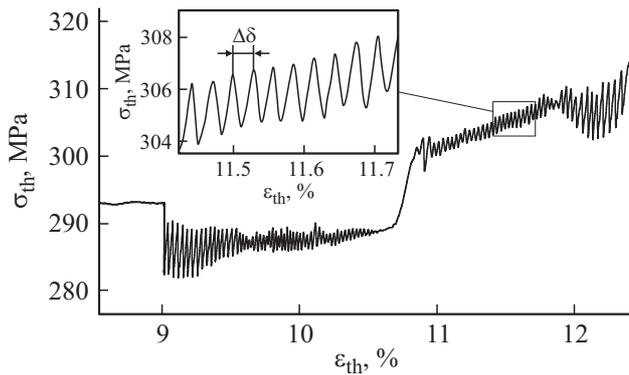
На рис. 2 представлен типичный пример двустадийного расширения полосы деформации. Как видно, продолжительности первой и второй стадий расширения равны 8 и 20  $\text{ms}$  соответственно. Кроме того, форма скачка напряжения на первой стадии хорошо коррелирует с временной зависимостью площади полосы  $A(t) = [y_r(t) - y_l(t)]w(t)$ , где  $y_r(t)$  и  $y_l(t)$  — временные зависимости координаты правой и левой границ полосы

соответственно,  $w(t)$  — ширина образца. На стадии восстановления нагрузки скорость границ полосы вдоль оси растяжения постепенно уменьшается, и когда она достигает нижнего предела ( $\sim 1$   $\text{mm/s}$ ), границы полосы генерируют полосы в различные моменты времени, отстоящие на 100–200  $\text{ms}$ . Вторичные полосы, как правило, идентичны „материнской“ полосе и также представляют собой расширяющиеся шейки, наклоненные под углом 55–63° к направлению растяжения. Затем границы вторичных полос генерируют полосы третьего поколения и т.д.

На рис. 3 представлены данные синхронной записи деформации  $\Delta\varepsilon$  и силового отклика  $\sigma(t)$  на развитие деформационной ступени амплитудой  $\Delta\varepsilon_m$  около 4% на кривой ползучести (кривые 1 и 2 на рис. 3). Данные скоростной, со скоростью 2000  $\text{frames/s}$ , видеосъемки обработаны в виде так называемой корреляционной диаграммы — временной зависимости координат  $y(t)$



**Рис. 3.** Временные зависимости приращения деформации  $\Delta\varepsilon$  (1) скорости деформации  $\dot{\varepsilon}$  (2), развиваемой в ходе деформационного скачка, силового отклика  $\sigma$  (3) и координаты  $y$  (4) границы полос (корреляционная диаграмма) в образце сплава АМг6 при приложенном инженерном напряжении  $\sigma_0 = 268$  МПа. Вертикальные линии отмечают различные типы (А и В) пластических неустойчивостей. Горизонтальная штриховая линия указывает вторую критическую деформацию  $\dot{\varepsilon}_{cr2} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , при которой происходит переход между динамическими режимами типов А и В.



**Рис. 4.** Зависимость истинного напряжения  $\sigma_{th}$  от истинной деформации  $\epsilon_{th}$ , полученной из данных записи датчиков положения и усилия, представленных на рис. 3 (кривые 1 и 3 соответственно) в ходе развития деформационного скачка. На вставке показан фрагмент этой зависимости и отмечено приращение  $\Delta\delta$  истинной деформации между соседними скачками истинного напряжения.

границ деформационных полос, которые зарождаются и расширяются в ходе развития деформационной ступени. Основные особенности этой корреляционной диаграммы описаны в работе [14]. В частности, установлено, что корреляционная диаграмма состоит из двух ветвей, разделенных точкой перегиба зависимости  $\Delta\epsilon(t)$ , в которой скорость деформации максимальна  $\dot{\epsilon}_m \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Данные видеосъемки показывают, что макролокализованная деформация зарождается около одной лопатки образца и распространяется сначала скачками подобно полосе ПЛШ типа *B* за счет эстафетной передачи деформации от одной полосы (расширяющейся шейки) к другой по механизму, описанному выше, а затем после точки перегиба зависимости  $\Delta\epsilon(t)$  — квазинепрерывно аналогично полосе ПЛШ типа *A*, которая распространяется до противоположной лопатки образца, достигая ее в момент времени *P* (см. кривую 4 на рис. 3). В последующий момент времени *F* у этой лопатки зарождается новая полоса, которая движется в обратном направлении, демонстрируя противоположное деформационное поведение: сначала она распространяется непрерывно подобно полосе типа *A*, а затем после точки *D* — дискретно скачками подобно полосе типа *B*.

Рассмотрим подробнее переходы между различными динамическими режимами в ходе развития индивидуальной ступени на кривой ползучести. Отметим, что мгновенная скорость деформации образца  $\dot{\epsilon} = \partial[\Delta\epsilon(t)]/\partial t$ , как обнаружено, меняется в широком диапазоне от  $\dot{\epsilon}_{cr1} \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  до  $\dot{\epsilon}_m \approx 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  в ходе эволюции одного деформационного скачка и происходят переходы между поведением ПЛШ типов *B* и *A*, а именно: пластическая неустойчивость типа *A* наблюдается в скоростном интервале  $2 \cdot 10^{-2} - 4 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . В то же время, если скорость деформации образца падает ниже

значения  $2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , то неустойчивость типа *A* переходит в неустойчивость типа *B*.

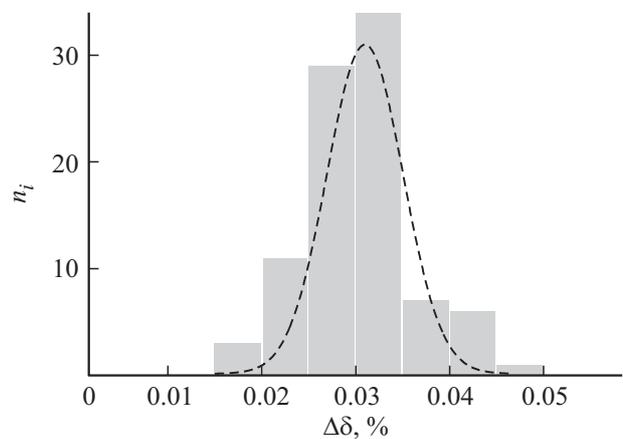
Полученные результаты согласуются с условием переходов *B*—*A* при испытаниях с постоянной скоростью деформирования  $\dot{\epsilon}_0 = \text{const}$  в жестких испытательных машинах. Из литературных данных известно [16,17], что переход между различными режимами ПЛШ контролируется одним скалярным параметром: скоростью деформирования  $\dot{\epsilon}_0$ , которая поддерживается постоянной в ходе испытания в жесткой машине. В частности, переход *B*—*A* в сплавах системы *Al*—*Mg* происходит в интервале  $\sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  (см. [16–18]). В случае прерывистой ползучести сплава *AMg6*, как видно из рис. 3, *B*—*A*, а затем переходы *A*—*B* происходят в ходе развития отдельного деформационного скачка, когда мгновенная скорость образца проходит через второе критическое значение  $\dot{\epsilon}_{cr2} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Рассмотрим теперь зависимость истинного напряжения  $\sigma_{th}$  от истинной деформации  $\epsilon_{th}$  в ходе развития отдельного деформационного скачка в условиях прерывистой ползучести. Истинное напряжение  $\sigma_{th}$  и истинная деформация  $\epsilon_{th}$  вычисляются по известным формулам [19]

$$\sigma_{th} = \sigma(1 + \epsilon), \tag{1}$$

$$\epsilon_{th} = \ln(1 + \epsilon). \tag{2}$$

Кривые  $\sigma_{th} - \epsilon_{th}$  обычно строят для характеристики механических свойств материалов в условиях больших деформаций при испытании с контролируемой постоянной скоростью деформации ( $\dot{\epsilon}_0 = \text{const}$ ) или с постоянной скоростью роста напряжения ( $\dot{\sigma}_0 = \text{const}$ ). В случае ползучести обычно строят кривую ползучести, т.е. временную зависимость деформации  $\epsilon(t)$ . Однако в условиях прерывистой ползучести может быть полезным построение зависимости  $\sigma_{th}(\epsilon_{th})$  для измерения приращения истинной деформации  $\Delta\delta$ , приходящейся на одну деформационную полосу. На рис. 4 представлена кривая  $\sigma_{th} - \epsilon_{th}$ , полученная исключением времени из временных зависимостей истинного напряжения  $\sigma_{th}(t)$  и истинной



**Рис. 5.** Гистограмма  $n_i(\Delta\delta)$  приращений истинной деформации между скачками истинного напряжения.

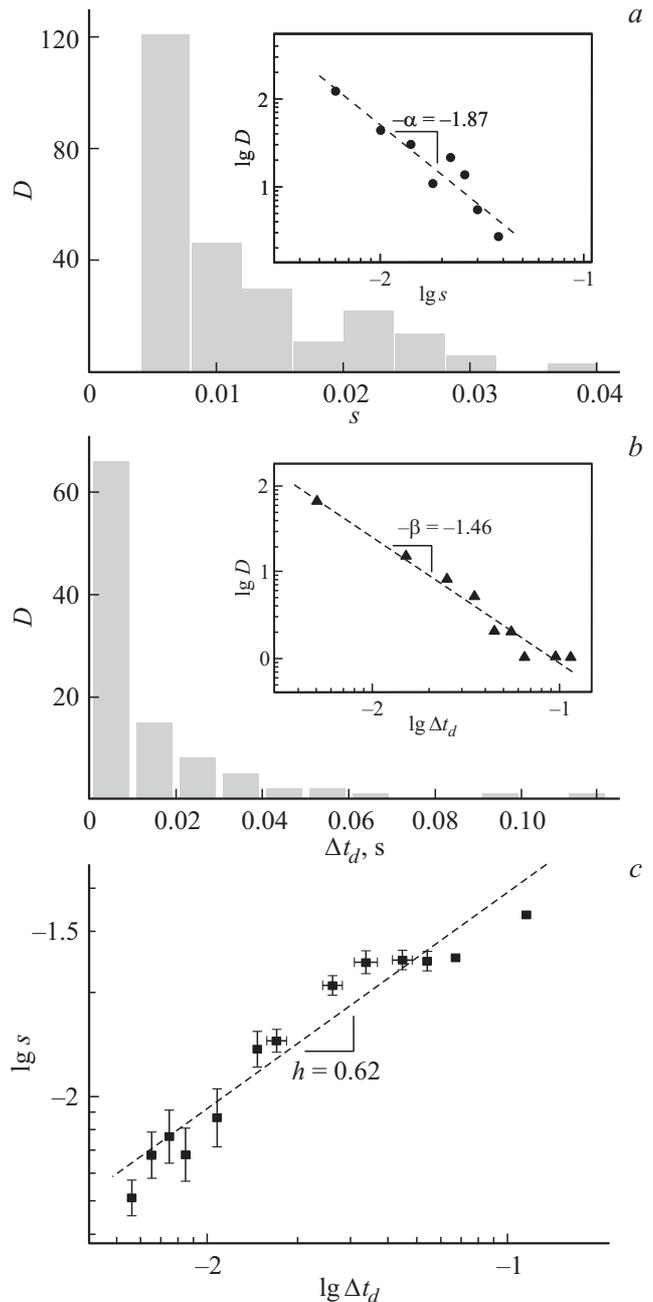
деформации  $\varepsilon_{th}(t)$ , рассчитанных по формулам (1) и (2) из данных измерений датчиков усилия и деформации, т.е. из экспериментальных кривых  $\sigma(t)$  и  $\varepsilon(t)$  (рис. 3, кривые 3 и 1), в ходе развития деформационного скачка амплитудой 4%.

На рис. 5 показана гистограмма  $n_i(\Delta\delta)$  приращений  $\Delta\delta$  истинной деформации между ближайшими скачками напряжения на участке кривой  $\sigma_{th}-\varepsilon_{th}$ , соответствующем отдельному деформационному скачку. Из рис. 4 и 5 видно, что это приращение деформации почти не меняется в ходе развития макроскопического деформационного скачка и составляет  $\Delta\delta = (3.0 \pm 0.57) \cdot 10^{-2}\%$ . Учитывая, что каждый скачок напряжения, как обнаружено, связан с зарождением и расширением единственной деформационной полосы, можно заключить, что каждая такая полоса переносит почти одинаковую истинную деформацию; поэтому ее можно рассматривать как „квант“ макролокализованной прерывистой деформации в условиях ползучести.

**2.3. Анализ нелинейных колебаний в силовом отклике в ходе развития деформационного скачка**

Описанная выше эволюция пластических неустойчивостей в ходе макроскопической прерывистой ползучести представляет собой яркий пример неравновесного морфогенеза — спонтанного формирования сложных пространственно-временных структур в первоначально однородной неравновесной и нелинейной средах подобно, например, явлению турбулентности, дендритному затвердеванию переохлажденного расплава и т.д. [20]. Как ранее отмечалось, временной ряд  $\sigma(t)$ , состоящий из многочисленных нелинейных колебаний (в форме повторяющихся скачков напряжения), представляет собой сложный силовой отклик механической системы „образец–испытательная машина“ на спонтанное развитие одиночного макроскопического деформационного скачка в условиях ползучести, когда внешняя сила, действующая на систему, поддерживается постоянной. Этот прерывистый временной ряд, осуществляющий отображение на одну степень свободы эволюции пространственно-временной картины деформационных полос, позволяет, во-первых, контролировать популяции деформационных полос и динамическое поведение различных типов (А или В) непосредственно в ходе деформирования и, во-вторых, использовать методы статистического анализа временных рядов для исследования явлений самоорганизации и динамического хаоса в деформационном поведении материала.

**Статистический анализ.** Прежде всего отметим, что несмотря на то что отдельному скачку напряжения соответствует приблизительно одинаковый прирост истинной деформации, амплитуда скачков истинного напряжения распределена в широком интервале от  $\sim 0.3$  до  $\sim 10$  МПа, а гистограмма амплитуд скачков напряжения близка к гиперболической форме (рис. 6, а). В двой-



**Рис. 6.** Результаты статистического анализа скачков напряжения в силовом отклике на развитие деформационного скачка в условиях ползучести. а и б — плотности распределения нормализованной амплитуды  $s$  скачка напряжения и его длительности  $\Delta t_d$  соответственно. Штриховые линии показывают отрицательные склоны этих распределений в двойных логарифмических координатах, которые равны  $-1.87$  и  $-1.46$  для амплитуд скачков напряжения и их длительностей, соответственно. с — зависимость  $s$  от  $\Delta t_d$  в двойных логарифмических координатах. Штриховая прямая указывает на степенную зависимость этих величин с показателем степени  $h = 0.62$ .

ных логарифмических координатах статистическая функция распределения  $D(s) = N^{-1}dN/ds$  нормализованной амплитуды скачков напряжения  $s = \Delta\sigma_{tr}/\sigma_{tr}$  является

приблизительно линейной с коэффициентом наклона к  $s$ -оси 1.87 (см. вставку на рис. 6, а). (Здесь  $\sigma_{tr}$  — исходный (до скачка) уровень истинного напряжения,  $\Delta\sigma_{tr}$  — скачок истинного напряжения,  $N$  — общее количество скачков напряжения,  $dN$  — количество скачков, амплитуда которых попадает в узкий интервал  $(s - \delta s/2, s + \delta s/2$ , см. [21]). Это означает, что функция распределения амплитуд напряжения подчиняется степенному закону

$$D(s) \sim s^{-\alpha} \quad (3)$$

с показателем  $\alpha = 1.87$ . Как известно, степенное распределение амплитуд лавин с показателем порядка единицы характерно для землетрясений (закон Гуттенберга–Рихтера [22]) и является парадигмой (точнее, одним из признаков) самоорганизующейся критичности (СОК).

Отметим, что распределение длительности скачков напряжения  $\Delta t_d$  демонстрирует также скейлинговую форму с показателем  $\beta$ :

$$D(\Delta t_d) \sim \Delta t_d^{-\beta}. \quad (4)$$

В двойных логарифмических координатах нормализованное распределение  $D(\Delta t_d)$  показано на рис. 6, б. Штриховая линия соответствует значению показателя  $\beta \approx 1.46$ .

Нормализованная амплитуда скачков напряжения соотносится с их продолжительностью степенным законом

$$s \sim \Delta t_d^h. \quad (5)$$

На рис. 6, в представлена зависимость  $\lg s$  от  $\lg \Delta t_d$ , показывающая значение показателя степени  $h = 0.7$ . Согласно [23], коэффициенты  $\alpha, \beta$  и  $h$  подчиняются соотношению

$$\beta = h(\alpha - 1) + 1 \rightarrow 1.46 \approx 0.7(1.87 - 1) + 1 = 1.6. \quad (6)$$

Скейлинговые законы в уравнениях (3)–(5) и безразмерное соотношение (6) также указывают на состояние самоорганизующейся критичности [17,23].

В названии „СОК“ термин „критичность“ говорит о существовании дальнедействующих корреляций, как в случае фазовых переходов второго рода вблизи критической точки [24]. Таким образом, представленные результаты ясно свидетельствуют о наличии сильных пространственных корреляций пластических неустойчивостей в ходе прерывистой ползучести.

Согласно [25,26], для систем с СОК глобальная динамика, как предполагается, контролируется дальнедействующими корреляциями между большим числом локальных объектов — неравновесных носителей переноса. Из результатов настоящей работы следует, что такими носителями являются расширяющиеся деформационные полосы, т. е. „кванты“ макролокализованной деформации, формирующие пространственно-временные структуры, динамика которых соответствует поведению

ПЛШ (полос типа А и В), а пространственная корреляция осуществляется за счет эстафетного механизма распространения макролокализованной деформации, когда каждая полоса, за исключением первичной, зарождается на границе предшествующей полосы, где внутренние напряжения превысили некоторое пороговое значение.

**Переходы между нелинейными динамическими режимами и самоорганизующаяся критичность.** Переходы между динамическими режимами ПЛШ типов А, В, С обычно изучались в условиях растяжения с постоянной скоростью  $\dot{\epsilon}_0 = \text{const}$  в жестких испытательных машинах [16–18,20,21,27,28]. Традиционное объяснение переходов между этими динамическими режимами при изменении скорости деформирования основано на анализе конкуренции между двумя характерными временами: временем восстановления напряжения  $t_L$  между последовательными скачками разгрузки и временем пластической релаксации  $t_R$  внутренних напряжений. Поскольку скоростная чувствительность напряжения течения отрицательна в области эффекта ПЛШ, увеличение скорости деформации приводит, по крайней мере, к трем последствиям: а) уменьшению общего уровня напряжения и, следовательно, увеличению времени релаксации, обусловленному термоактивационным движением дислокаций в неоднородном поле внутренних напряжений в области деформационной полосы; б) уменьшению скачка локальной скорости деформации в полосе и в) уменьшению времени восстановления напряжения в полосе скачка напряжения.

При очень низкой скорости деформации время восстановления напряжения очень большое и  $t_L \gg t_R$ . Внутренние напряжения полностью срелаксированы, и пространственной корреляции между полосами не наблюдается. Из-за отсутствия пространственной корреляции полосы зарождаются в случайных позициях, в которых среднее напряжение достигает порогового уровня зарождения неустойчивости, что приводит к поведению ПЛШ типа С. Ранние модели эффекта ПЛШ пренебрегали пространственной связью и описывали его динамику исключительно в терминах релаксационных колебаний [29] на основе концепции о конкуренции процессов закрепления и открепления дислокаций в поле примесных атомов. Вследствие случайности событий, связанных со скачками разгрузки типа С, статистические распределения амплитуд скачков напряжения и интервалов между ними имеют форму, близкую к распределению Пуассона [16,17]. С ростом скорости деформации время восстановления напряжения становится меньше, а время пластической релаксации возрастает. Когда эти две величины оказываются одного порядка, внутренние напряжения не полностью релаксируют и способствуют зарождению новых полос в окрестности предыдущих полос, производя прыгающий характер распространения локализованной деформации, связанный с поведением ПЛШ типа В.

При высоких скоростях деформации  $t_L \ll t_R$  лишь очень небольшая пластическая релаксация может про-

исходить в ходе восстановления напряжения, что дает в результате высокую степень пространственной корреляции и квазинепрерывное распространение полос типа А. Внутренние напряжения всегда близки к критическому значению начала пластической неустойчивости так, что многие дислокационные ансамбли близки к порогу открепления от примесных атмосфер. В результате дислокационные лавины могут срывать на любом масштабном уровне и в любое время под действием флуктуации внутренних упругих полей напряжений, что приводит к степенным распределениям скачков напряжения и пауз между ними, свободных от выделенного пространственно-временного масштаба. Такая ситуация характерна для систем, демонстрирующих состояние СОК. Режим кроссовера динамических режимов типов А и В ожидается при  $t_L \sim t_R$  [17].

Описанная картина качественно соответствует структуре силового отклика в ходе развития деформационного скачка в условиях прерывистой ползучести сплава АМгб. Основная особенность состоит в том, что в ходе развития деформационного скачка в условиях прерывистой ползучести подвижный захват мягкой испытательной машины на растяжении сначала развивает положительное ускорение  $\ddot{\epsilon} > 0$  до точки перегиба, когда  $\ddot{\epsilon} = 0$  (точка *P* на рис. 3), а затем испытывает отрицательное ускорение  $\ddot{\epsilon} < 0$  на стадии резкого торможения. Поэтому во временном интервале до точки *P* мгновенная скорость деформации  $\dot{\epsilon}$  непрерывно возрастает, а затем уменьшается. Когда скорость деформации  $\dot{\epsilon}$  достигает критического значения  $\dot{\epsilon}_{cr2} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  (точка *M* на рис. 3), время релаксации напряжения  $t_L$  уменьшается до  $\sim 10 \text{ ms}$ , в то время как время разгрузки, равное продолжительности первой стадии очень быстрого расширения деформационной полосы (рис. 2), т.е. времени пластической релаксации  $t_R$ , возрастает приблизительно от 1.5 ms до 8 ms.

В окрестности критической скорости деформации  $\dot{\epsilon}_{cr2}$  время разгрузки оказывается сопоставимым с характеристическим временем пластической релаксации  $t_L \approx t_R \approx 8\text{--}10 \text{ ms}$  и наблюдается кроссовер динамических режимов В и А; а именно скачкообразное распространение локализованной пластической деформации вдоль образца, которое сопровождается скачками напряжения типа В с возрастающей частотой скачков трансформируется в квазинепрерывное распространение полосы типа А со слабыми осцилляциями в силовом отклике  $\sigma(t)$ . Затем на стадии торможения, когда  $\ddot{\epsilon} < 0$ , скорость деформации  $\dot{\epsilon}$  непрерывно уменьшается и описанная выше картина „сканируется“ в обратной последовательности: переход от динамического режима А к режиму В происходит вблизи точки *D*, когда скорость деформации упадет до критического значения  $\dot{\epsilon}_{cr2} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  (рис. 3), при котором  $t_L \approx t_R$ .

Как отмечалось выше, прямые наблюдения поверхности образца с использованием высокоскоростной видеокамеры показали, что в динамическом режиме типа В каждая полоса зарождается на границе предшествующей

полосы. Следовательно, порог неустойчивости достигается на границе полосы, где деформационный градиент максимален. Последний, как представляется, индуцирует упругие напряжения несовместности между пластически деформируемой сдвигом и недеформируемой областями материала. Когда эти напряжения достигают критического значения (например, порогового напряжения открепления дислокаций от примесных атмосфер и/или напряжения коллективного срабатывания источников Франка–Рида или их комбинации), происходит пластическая релаксация этих упругих напряжений вследствие зарождения и расширения новой полосы деформации, что в свою очередь приводит к развитию очередного скачка разгрузки в силовом отклике инерционной испытательной машине на ползучесть.

Скорость деформации всего образца варьируется в относительно большом диапазоне (от  $\dot{\epsilon}_{cr} \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  до около  $4 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) в ходе развития отдельного деформационного скачка. Это приводит к скоростному сканированию различных динамических режимов (А и В). Результирующее распределение скачков напряжения, как обнаружено, имеет степенной характер, который свидетельствует о тенденции системы к СОК. Этот вывод не является неожиданным, так как основные условия возникновения СОК соблюдаются при прерывистой ползучести: 1) пороговая динамика (критическое напряжение открепления дислокаций от стопоров, и/или коллективное срабатывание источников Франка–Рида и т.д.); 2) очень медленное „внешнее управление“ по отношению к скорости развития внутренних событий (в нашем случае локальные скорости деформации, связанные с деформационной полосой, значительно превышают общую скорость деформации образца, которая предшествует развитию деформационного скачка); 3) наличие двух временных масштабов, быстрого и медленного ( $t_L$  и  $t_R$ ); 4) пространственная связь между дефектами, которая, как предполагается, возникает в виде внутренних напряжений, обусловленных геометрическими несовместностями между соседними областями материала и сильно отличающимся уровнем пластической деформации (напряжения градиентной пластичности).

Таким образом, нелинейная дислокационная динамика в ходе макроскопической прерывистой ползучести сплава системы Al–Mg представляет новый пример состояния самоорганизующейся критичности. Отметим, что степенная статистика наблюдалась для скачков напряжения при низкотемпературной скачкообразной деформации ниобия в жесткой испытательной машине [30], для дискретных событий акустической эмиссии поликристаллического сплава Al–Mg, деформируемого с постоянной скоростью  $\dot{\epsilon}_0 = \text{const}$  в условиях эффекта ПЛШ [31,32], а также для амплитуд сигналов АЭ при макроскопически непрерывной ползучести монокристаллов льда [33] и сигналов электромагнитной эмиссии при одноосном сжатии льда, связанной с динамикой дислокационных лавин и трещин при активном нагружении в мягкой машине [34].

В настоящей работе с помощью *in situ* экспериментов установлен „мезоскопический“ механизм прерывистой ползучести, состоящий в спонтанном формировании в течение десятых долей секунды сложной пространственно-временной структуры деформационных полос, которая вызывает развитие макроступени на кривой ползучести амплитудой несколько, до  $\sim 10\%$ . Микроскопическая природа прерывистой ползучести остается открытым вопросом, требующим дальнейших исследований.

## Заключение

Основные результаты, полученные в работе, состоят в следующем.

1. Прерывистая ползучесть проявляет пороговую динамику: деформационный скачок стартует, когда скорость предшествующей непрерывной ползучести достигает некоторого критического значения. Установлены эмпирические условия возникновения деформационного скачка в сплаве АМг6 при комнатной температуре: до начала скачка скорость ползучести меняется от постоянной (подобно второй стадии ползучести) до растущей по степенному закону (подобно третьей стадии ползучести) до критического значения  $\dot{\epsilon}_{cr1} \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ .

2. Каждый скачок напряжения в структуре силового отклика коррелирует с одной мезоскопической деформационной полосой, которая представляет собой расширяющуюся шейку, наклоненную к оси образца на угол около  $60^\circ$ . Эволюция полосы характеризуется двумя последовательными стадиями — быстрой и медленной. На медленной стадии скорость границ полосы постепенно уменьшается, и когда она упадет до нижнего предела (около  $\sim 1 \text{ mm/s}$ ), границы полосы генерируют вторичные полосы, границы вторичных полос генерируют полосы третьего поколения и т.д. В результате эстафетной передачи пластической деформации от одной мезополосы к другой, когда каждая полоса, за исключением первичной, зарождается на границе предыдущей полосы, макролокализованная деформация распространяется прыжками вдоль направления растяжения образца подобно макрополосе ПЛШ типа В.

3. В ходе развития деформационного скачка скорость деформации меняется в интервале  $\sim 10^{-4} - 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  и происходит переход между динамическими режимами ПЛШ типов А и В, когда скорость деформации проходит через второе критическое значение  $\dot{\epsilon}_{cr2} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Эти режимы характеризуются различными уровнями регулярности скачков напряжения в силовом отклике.

4. Установлено, что временная структура силового отклика на развитие макроскопической ступени на кривой ползучести демонстрирует тенденцию к состоянию самоорганизующейся критичности, представляющей явный признак нелинейного поведения материала в условиях прерывистой ползучести.

Экспериментальная часть работы выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 16-08-00773), а статистический анализ полученных результатов и их обсуждение — при поддержке Российского научного фонда (проект № 15-12-00035).

## Список литературы

- [1] Estrin Y., Kubin L.P. Continuum models for materials with microstructures / Ed. by H.-B. Muhlhaus. NY: Wiley & Sons, 1995. P. 395–453.
- [2] Kubin L.P., Fressengeas C., Ananthakrishna G. In: Nabarro F.R.N., Duesbery M.S., ed. Dislocations in solids. Amsterdam: Elsevier. 2002. P. 101–192.
- [3] Rizzi E., Hahner P. // Int. Journ. Plasticity. 2004. Vol. 20. P. 121–165.
- [4] Белл Дж.Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. Ч. 2. М.: Наука, 1984. 432 с.
- [5] Kubin L.P., Estrin Y. // Acta Metall. 1985. Vol. 33 (3). P. 397–407.
- [6] Шибков А.А., Золотов А.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. Вып. 5. С. 412–417.
- [7] Andrade E.N. da C. // Proc. Roy. Soc. 1910. Vol. 84. P. 1–12.
- [8] Klueh R.L., King J.F. // Scr. Metall. 1979. Vol. 13. P. 205–209.
- [9] Klueh R.L., King J.F. // J. Nuclear Mater. 1981. Vol. 98. P. 173–189.
- [10] Ananthakrishna G., Sahoo D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1981. Vol. 14. P. 2081–2090.
- [11] Shibkov A.A., Denisov A.A., Zheltov M.A., Zolotov A.E., Gasanov M.F. // Mater. Sci. Eng. A. 2014. Vol. 610. P. 338–343.
- [12] Шибков А.А., Золотов А.Е., Желтов М.А. // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. Вып. 1. С. 97–107.
- [13] Шибков А.А., Золотов А.Е., Желтов М.А., Денисов А.А., Гасанов М.Ф. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 4. С. 40–46.
- [14] Шибков А.А., Золотов А.Е., Желтов М.А., Гасанов М.Ф., Денисов А.А. // ФГТ. 2014. Т. 56. Вып. 5. С. 848–855.
- [15] Шибков А.А., Мазилкин А.А., Протасова С.Г., Михлик Д.В., Золотов А.Е., Желтов М.А., Шуклинов А.В. // Деформация и разрушение материалов. 2008. Вып. 5. С. 24–32.
- [16] Bharathi M.S., Ananthakrishna G., Fressengeas C., Kubin L.P., Lebyodkin M. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. P. 165508.
- [17] Bharathi M.S., Lebedkin M., Ananthakrishna G., Fressengeas C., Kubin L.P. // Acta Mater. 2002. Vol. 50. P. 2813–2824.
- [18] Chatterjee A., Sarkar A., Barat P., Mukherjee P., Gayathri N. // Mater. Sci. Eng. A. 2009. Vol. 508. P. 156–160.
- [19] Новиков И.И., Портной В.К. // Сверхпластичность сплавов с ультрамелким зерном. М.: Металлургия, 1981. 168 с.
- [20] Kessler D.A., Koplek J., Levine A. // Adv. Phys. 1988. Vol. 37. P. 255–339.
- [21] Lebedkina T.A., Lebyodkin M.A. // Acta Mater. 2008. Vol. 56. P. 5567–5574.
- [22] Gutenberg B., Richter C.F. // Ann. di Geophysica. 1956. Vol. 9. P. 1–15.
- [23] Kertesz J., Kiss B.L. // J. Phys. A: Math. Gen. 1990. Vol. 20. P. L433–L440.
- [24] Луфшиц Е.М., Путаевский Л.П. // Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
- [25] Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 38. P. 364–374.
- [26] Jensen H.J. Self-organized criticality. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- [27] Shashkov I.V., Lebyodkin M.A., Lebedkina T.A. // Acta Mater. 2012. Vol. 60. P. 6842–6850.

- [28] *Lebyodkin M., Brechet Y., Estrin Y., Kubin L.P.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 4758–4761.
- [29] *Penning P.* // Acta Metall. 1972. Vol. 20. P. 1169–1175.
- [30] *Бобров В.С., Зайцев С.И., Лебедкин М.А.* // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 10. С. 3060–3065.
- [31] *Lebyodkin M., Brechet Y., Estrin Y., Kubin L.P.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 4758–4761.
- [32] *Lebyodkin M.A., Estrin Y.* // Acta Mater. 2005. Vol. 52. P. 3403–3413.
- [33] *Weiss J., Grasso J.-R.* // J. Phys. Chem. B. 1997. Vol. 101. P. 6113–6117.
- [34] *Шибков А.А., Казаков А.А.* // Кристаллография. 2009. Т. 54. Вып. 2. С. 323–330.