

01;05

## Закономерности локализации пластической деформации при формировании шейки в сплаве циркония

© Т.М. Полетика, Г.Н. Нариманова, С.В. Колосов

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
634021 Томск, Россия  
e-mail: poletm@ispms.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 7 июня 2005 г.)

Исследованы закономерности макролокализации пластической деформации на параболической стадии деформационного упрочнения сплава Zr–1% Nb. Обнаружена неустойчивость пластического течения, определяемая колебательным периодическим изменением пространственно-временной картины распределения локальных деформаций. Полученные результаты обсуждаются в рамках синергетической модели эволюции пластического течения.

PACS: 62.20.Fe

### Введение

В настоящее время общепризнано, что пластическая деформация развивается неоднородно во времени и по объему материала. Экспериментально установлено [1,2], что макролокализация пластического течения имеет место на всех стадиях пластического течения, а не только на этапе образования макроскопической шейки, как традиционно считалось. При этом число реально существующих форм такой локализации ограничено, и появление любой из них однозначно определено режимом пластического течения и законом деформационного упрочнения, действующим на соответствующей стадии процесса деформации [2].

В данной работе исследуются закономерности развития локализации пластической деформации на параболической стадии пластического течения и стадии предразрушения сплава циркония в условиях одноосного растяжения, когда возникают неустойчивости пластической деформации с последующим переходом к образованию макроскопической шейки. Согласно сложившимся представлениям, развитая пластическая деформация всегда происходит неоднородно, что обусловлено чередованием процессов упрочнения и релаксации в локальных объемах материала [3,4]. Взаимосвязанные коллективные эффекты на мезо- и макромасштабном уровнях могут приводить к установлению колебательного режима, в ходе которого наблюдаются периодические изменения дефектной структуры и механических характеристик материалов [5]. Исследования процессов локализации и неустойчивости пластического течения, проведенные в работах [6,7], позволили зафиксировать циклический характер пространственно-временного процесса эволюции распределений локальных деформаций, сопровождающегося возникновением в материале колебательного процесса типа „упрочнение–разупрочнение“. Этот процесс, согласно [7], обуславливает периодическое образование в образце областей локально разупрочненного матери-

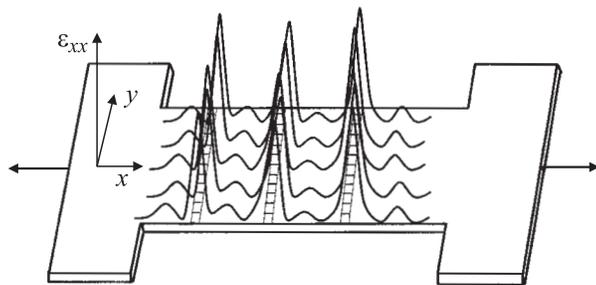
ала — „бегающих шеек“ — задолго до возникновения устойчивой шейки и последующего разрушения.

Несмотря на имеющуюся информацию о пульсирующем характере развития локализации течения при больших пластических деформациях и попытки их объяснения, в том числе в рамках синергетических моделей [8,9], физические причины возникновения неустойчивости на завершающей стадии пластического течения остаются не вполне ясными. Это связано с тем, что не все детали макролокализации при больших пластических деформациях изучены в равной степени вследствие методических трудностей, возникающих при исследовании деформаций в локально деформированных областях образца непосредственно в процессе течения. Тем не менее знание закономерностей возникновения и развития локализации деформации, приводящих к потере устойчивости пластического течения и разрушению при изменении формы, имеет большое практическое значение, в частности, для оценки запаса технологической пластичности циркониевых сплавов, которые подвергаются большим деформациям в процессе получения готовых изделий [10].

### Материалы и методика эксперимента

В работе исследовалась пластическая деформация бинарного сплава Э110 (Zr–1 wt.% Nb) [10]. Сплав имел рекристаллизованную структуру, состоящую из зерен  $\alpha$ -Zr (средний размер зерна  $\sim 5 \mu\text{m}$ ) с равномерно распределенными по объему выделениями упрочняющей фазы  $\beta$ -Nb размером до  $0.08 \mu\text{m}$ .

Плоские образцы с размерами рабочей части  $42 \times 5 \times 2 \text{ mm}$  растягивались на испытательной машине „Instron-1185“ со скоростью  $\dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . Одновременно с записью диаграммы нагружения пошагово с приростом общей деформации за каждый шаг 0.2% методом спеклинтерферометрии [1,2] регистрировались поля векторов смещений точек на поверхности образцов  $r(x, y)$ .



**Рис. 1.** Схема определения локальных деформаций в очагах локализации пластического течения при растяжении образцов (обозначена штриховкой).

Затем путем численного дифференцирования полученного поля смещений по координатам были вычислены компоненты тензора пластической дисторсии  $\beta_{ij} = \nabla \mathbf{r}$ . В статье использованы данные о распределениях только одной компоненты — локальной деформации удлинения  $\epsilon_{xx} = du/dx$  ( $u$  — проекция вектора  $\mathbf{r}$  на ось растяжения образца  $x$ ).

Для выявления характера эволюции пространственно-временного распределения деформации в образце определялась суммарная величина компоненты  $\epsilon_{xx}$  внутри выделенных зон неоднородности пластической деформации по образцу, отвечающих зонам максимумов и минимумов локализации деформации, как показано на рис. 1. Таким образом определялись локальный прирост деформации  $\Delta\epsilon_{xx}$  через каждые 0.2% общей деформации и интегральная величина локальной деформации как результат последовательного сложения локальных удлинений  $\epsilon_{xx}^{sum}$  внутри указанных зон за определенное время нагружения.

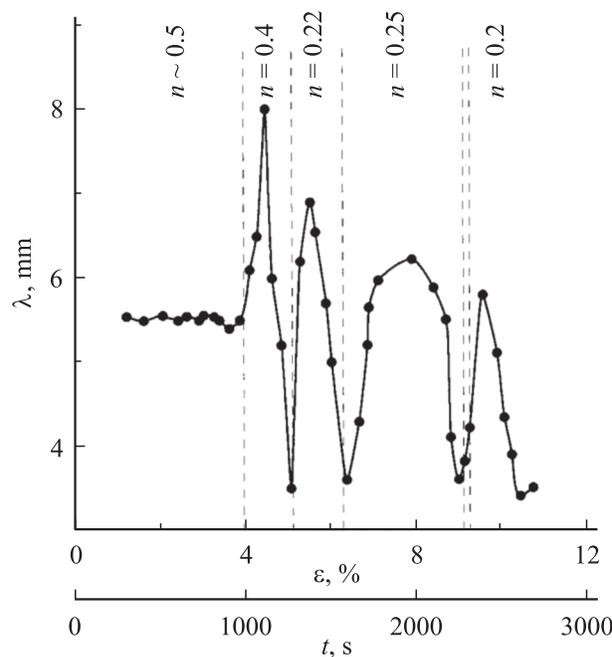
Важной количественной характеристикой картины макролокализации пластического течения является пространственный период локализации деформации  $\lambda$  — расстояние между ее соседними очагами. Для более точного определения использовали спектральный анализ наблюдаемых распределений компоненты  $\epsilon_{xx}$  тензора пластической дисторсии.

## Результаты и их обсуждение

В работах [11,12] было показано, что циркониевые сплавы Э110 и Э635 склонны к локализации пластической деформации. Кривые течения таких сплавов  $\sigma(\epsilon)$  сразу за пределом текучести аппроксимируются параболической стадией  $\sigma \sim \epsilon^n$ , где  $n < 1$  — показатель параболичности. Детальные исследования показали, что такая параболическая стадия имеет сложный характер и разделяется на последовательные подстадии с уменьшающимся значением показателя параболичности, принимающего значения в интервале  $0.7 \geq n \geq 0.1$ . При этом нижнее значение  $n$  соответствует началу формирования видимой макроскопической шейки.

Основная особенность эволюции локализации деформации на параболической стадии деформационной кривой циркониевых сплавов состоит с том, что при  $n \geq 0.5$  система очагов локализации пластической деформации стационарна, а при  $n < 0.5$  очаги снова приобретают способность двигаться и это движение продолжается вплоть до конца параболической стадии [12].

Поскольку именно на этом этапе процесса начинается подготовка к вязкому разрушению, рассмотрим подробно характер изменения пространственного периода локальных неоднородностей  $\lambda$  на параболической стадии деформационной кривой исследуемого сплава (на подстадии, где  $n \geq 0.5$ , величина  $\lambda$  остается постоянной). Это согласуется с данными измерения периода локализации деформации, полученными ранее для параболической стадии кривой нагружения моно- и поликристаллических материалов [1,2]. Однако далее при деформации исследуемого сплава на тех подстадиях, где  $n < 0.5$ ,  $\lambda \neq const$ . Из анализа картин локализации пластической деформации, соответствующих подстадиям параболической кривой в интервале от  $0.4 > n > 0.1$  следует, что  $\lambda$  периодически меняется по мере развития деформации. Это иллюстрируется рис. 2, на котором приведена зависимость пространственного периода локализации  $\lambda$  от степени общей деформации образца. Так, если при  $n \geq 0.5$  пространственный период неоднородностей деформации  $\lambda \approx 5$  mm, то при  $n < 0.5$  его величина периодически изменяется в пределах 3.5–8 mm. Следует отметить, что период изменения  $\lambda$  коррелирует с продолжительностью соответствующих подстадий параболической кривой (рис. 2) [11]. Поскольку величина пространственного периода локализации деформации



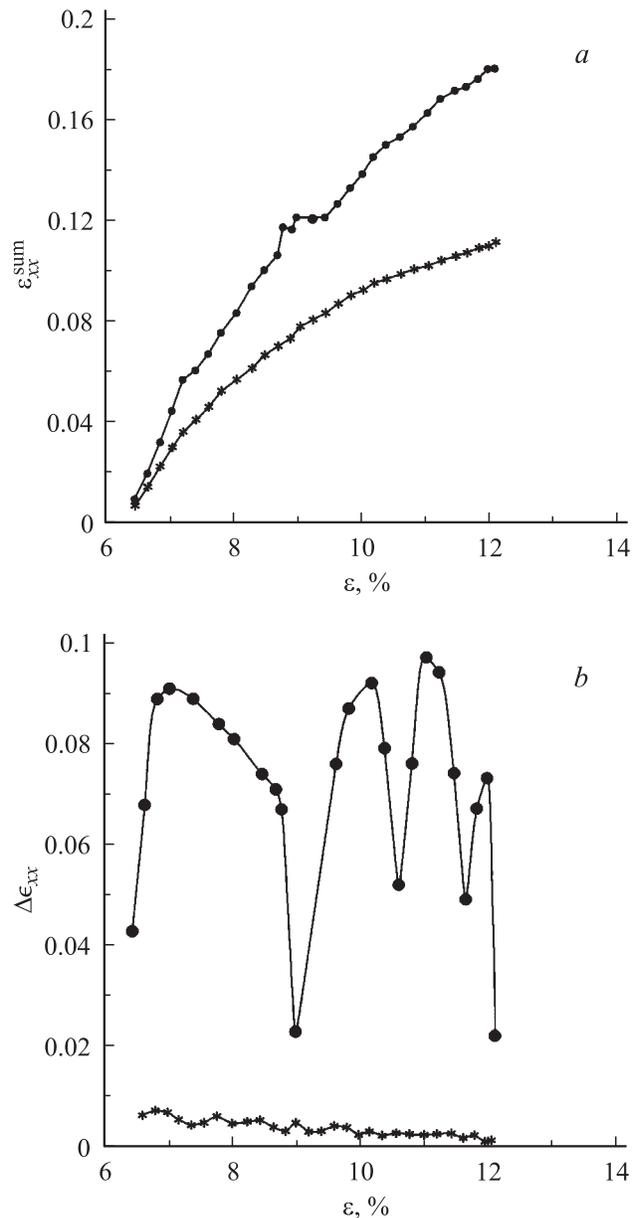
**Рис. 2.** Характер изменения пространственного периода  $\lambda$  на параболической стадии деформационной кривой сплава Э110.

соответствует расстоянию между очагами локализации деформации вдоль оси растяжения, то  $N = L/\lambda$ , где  $L$  — длина рабочей части образца (в общем случае — число очагов локализации). Итак, на параболической стадии наряду с  $\lambda$  периодически изменяется и количество зон локализации деформации  $N$  в образце. В рассмотренных случаях  $3 \leq N \leq 11$ , а один очаг локализации, образующийся на заключительной стадии деформации, развивается затем в шейку. Следует ожидать, что изменение числа зон локализации деформации должно сопровождаться перераспределением локальной деформации в образце.

В настоящей работе предпринята попытка оценить интегральную величину локальной деформации удлинения путем суммирования значений  $\epsilon_{xx}$  по площади, занимаемой зонами максимумов или минимумов (рис. 1). Это позволило определить в них как локальный прирост  $\Delta\epsilon_{xx}$  через каждые 0.2% общей деформации, так и величину локальной деформации, накопленной в процессе нагружения. Суммирование значений  $\epsilon_{xx}$  по всему образцу на параболической стадии нагружения позволило выделить три области локализации деформации, для которых интегральная величина локального удлинения  $\epsilon_{xx}^{\text{sum}}$  выше, чем по образцу в целом. Расстояние между этими зонами составляет  $\sim 8$  мм. При этом с развитием деформации величина  $\epsilon_{xx}^{\text{sum}}$  быстрее возрастает в одном из очагов локализации, который трансформируется в очаг предразрушения, а затем в шейку. Подобная эволюция локализации деформации, сопровождающаяся возникновением нескольких „неактивных“ шеек, одна из которых с развитием деформации становилась „активной“ (устойчивой), наблюдалась в [6] при растяжении сплавов In–Pb.

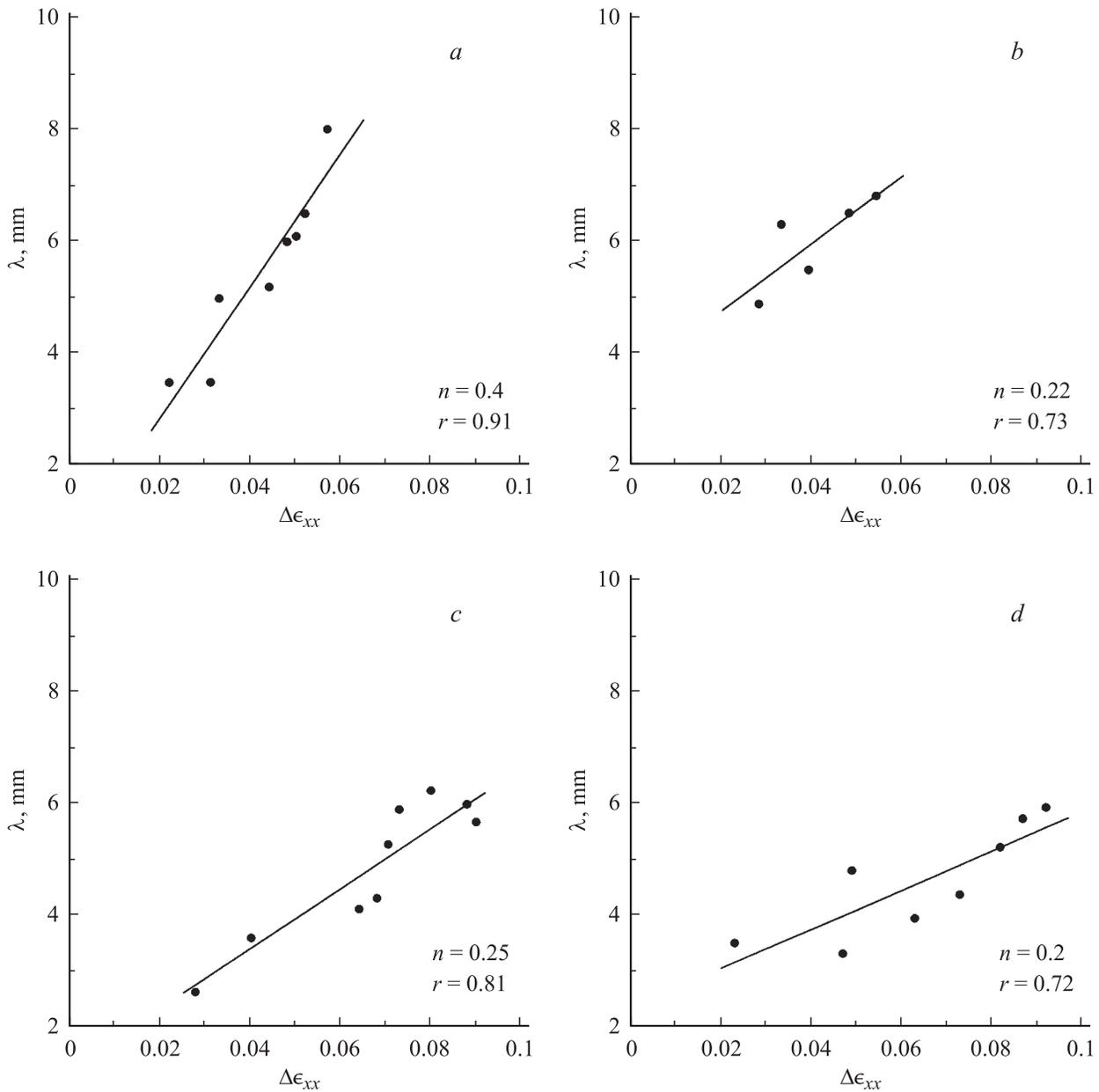
На рис. 3 показан характер изменения величины  $\epsilon_{xx}^{\text{sum}}$ , приведенной к величине общей деформации в данный момент времени, (рис. 3, *a*), а также характер прироста локального удлинения  $\Delta\epsilon_{xx}$  (рис. 3, *b*) в области такого очага предразрушения по сравнению с изменениями этих характеристик в зоне одного из минимумов локализации на параболическом участке деформационной кривой (здесь суммирование производилось с подстадии с  $n \approx 0.25$ ). Рис. 3, *a*, показывает, что скорость накопления  $\epsilon_{xx}^{\text{sum}}$  в очаге примерно в 2 раза превышает скорость накопления деформации в области минимума локализации, что свидетельствует о существенной неоднородности пластического течения на параболической стадии деформационного упрочнения. При этом процесс накопления деформации в очагах локализации развивается неоднородно (рис. 3, *b*). Так, если в минимуме прирост локального удлинения  $\Delta\epsilon_{xx}$  остается практически постоянным с ростом общей деформации образца, то в области очага наблюдаются периодические колебания величины  $\Delta\epsilon_{xx}$ .

Сопоставление зависимостей прироста локального удлинения  $\Delta\epsilon_{xx}$  (рис. 3, *b*) и пространственного периода неоднородностей  $\lambda$  (рис. 2) от величины общей



**Рис. 3.** Зависимость величины локального удлинения  $\epsilon_{xx}^{\text{sum}}$  (*a*) и  $\Delta\epsilon_{xx}$  (*b*) от степени общей деформации в зонах максимума и минимума локализации.

деформации на параболической стадии выявило следующую закономерность: периодическое увеличение  $\lambda$  сопровождается периодическим накоплением деформации в рассматриваемом очаге локализации пластического течения. Этот процесс достаточно хорошо описывается корреляционными зависимостями между  $\Delta\epsilon_{xx}$  и  $\lambda$ , представленными на рис. 4, *a–d* для подстадий с показателями параболичности 0.4, 0.22, 0.25 и 0.2 соответственно. Следует отметить, что аналогичная периодическая зависимость  $\Delta\epsilon_{xx}$  от степени общей деформации наблюдается и для двух других зон интенсивной локализации деформации, однако приросты локального удлинения в них на подстадиях с  $n < 0.25$  постепенно снижаются до

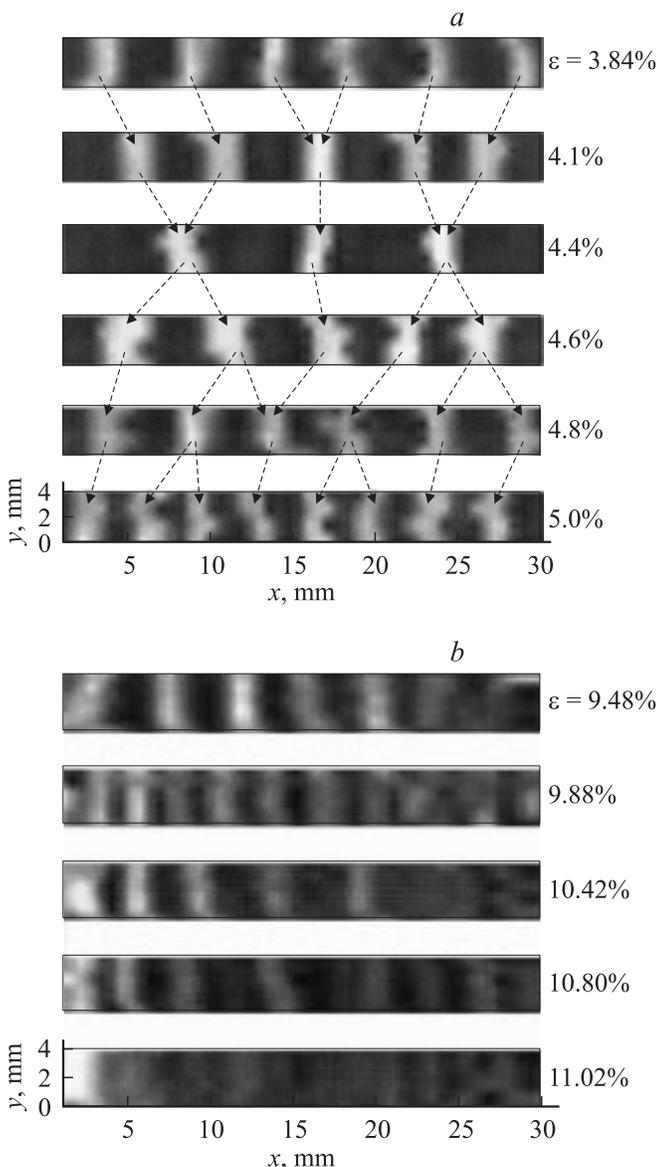


**Рис. 4.** Корреляционные зависимости пространственного периода локализации деформации  $\lambda$  и прироста локального удлинения  $\Delta\epsilon_{xx}$  в области очага предразрушения ( $r$  — коэффициент корреляции).

тех пор, пока не устанавливается один очаг локализации пластического течения, соответствующий образующейся шейке.

Поскольку величина  $\lambda$  обратно пропорциональна количеству зон локализации деформации в образце, то ясно, что уменьшение количества очагов локализации сопровождается накоплением в них локальной деформации  $\Delta\epsilon_{xx}$ . Анализ эволюции картин пространственно-временного распределения компонент локального удлинения позволил выявить механизм процесса накопления пластической деформации в зонах интенсивной локализации. Схема, иллюстрирующая данный процесс, представлена на рис. 5, *a, b*. На рис. 5, *a* по-

казаны картины распределения локальных удлинений  $\epsilon_{xx}$  при различных значениях общей деформации на подстадии параболической кривой с  $n \approx 0.4$ , соответствующей одному циклу изменения пространственного периода  $\lambda$  (рис. 2). Стрелками указано направление перемещений очагов локализации деформации при изменении  $\lambda$ . Видно, что увеличение  $\lambda$  сопровождается объединением очагов локализации, которое обуславливает накопление деформации в ряде зон локализации (рис. 4), а при уменьшении  $\lambda$  происходит формирование новых очагов меньшей интенсивности. На рис. 5, *b* представлена эволюция картин пространственного распределения очагов локализации деформации на заключительной стадии



**Рис. 5.** Эволюция картин локализации пластической деформации на параболической подстадии кривой нагружения с  $n \approx 0.4$  (a) и на стадии предразрушения (b) образца сплава Э110.

кривой пластического течения, которая соответствует параболической подстадии с  $n \leq 0.2$ . Здесь можно наблюдать, как формируется один очаг, соответствующий шейке, которая на данной подстадии обнаруживается визуально.

Таким образом, полученные данные позволяют полагать, что именно согласованное периодическое изменение пространственного периода локализации деформации  $\lambda$  и интенсивности (скорости) деформации в очагах локализации  $\epsilon_{xx}$  определяет неустойчивость процесса пластического течения на параболической стадии деформационной кривой сплава циркония, которая сопровождается формированием одного очага локализации —

будущей шейки. Полученные в данной работе результаты отвечают представлениям о пространственно-временной цикличности процесса локализации пластической деформации [6,7]. С позиций механики деформирования сплошных сред наблюдаемая неустойчивость пластического течения является следствием упрочнения в зоне локализации, приводящего к увеличению скорости деформации и, соответственно, росту напряжения течения в этом месте, сопровождающемся торможением локализации деформации и дальнейшим более однородным изменением формы образца. Один подобный цикл упрочнения–разупрочнения в нашем случае соответствует одной из подстадий параболической кривой с  $n < 0.5$ . схожее поведение материала характерно для сверхпластического течения [13].

Существование периодических колебаний пространственного периода активной деформации, представленное на рис. 2, может быть объяснено следующим образом. В соответствии с [12], удлинение, соответствующее одному шагу нагружения, составляет  $\Delta L \approx N \langle \epsilon_{xx} \rangle l = L / \lambda \langle \epsilon_{xx} \rangle l$ , где  $l$  — ширина активной зоны деформации,  $\langle \epsilon_{xx} \rangle$  — средняя деформация в очаге. Поскольку при растяжении с постоянной скоростью  $\Delta L = \text{const}$ , рост  $\langle \epsilon_{xx} \rangle$  вызывает уменьшение числа  $N$  активной деформации в образце, то есть наблюдаемое возрастание величины  $\lambda$ . Полученные экспериментальные данные о периодическом характере картины распределения пространственного периода локальных деформаций и изменения интенсивности последних в ходе пластического течения позволяют сделать вывод о некоторых общих закономерностях эволюции неравновесной системы на завершающих стадиях процесса.

Ранее установлено [1,2], что в процессе деформации моно- и поликристаллических материалов возможно возникновение как волновых, так и стационарных пространственно-временных картин локализации. При этом образование стационарных картин, характеризующихся пространственным периодом  $\lambda$  типично для параболической стадии деформационной кривой с показателем параболичности  $n \approx 0.5$ . Для объяснения перестройки волновой картины можно воспользоваться некоторыми идеями синергетического подхода в эволюции диссипативных структур в процессе развития деформации [14]. Можно полагать, что перестройка стационарного режима, установившегося на параболической подстадии с  $n \approx 0.5$ , соответствует потере устойчивости текущего равновесия, после которой возникает новый периодический режим, называемый предельным циклом. Представленная на рис. 2 периодическая зависимость  $\lambda(t)$  характерна для так называемого жесткого типа потери устойчивости, когда система скачкообразно переходит от стационарного режима к колебательному [15]. Развитие картины локализации деформации в этом случае можно изобразить в виде траектории в фазовом пространстве, перемещение изображающей точки по которой соответствует временной эволюции деформируемой системы. Эта траектория отображает гео-

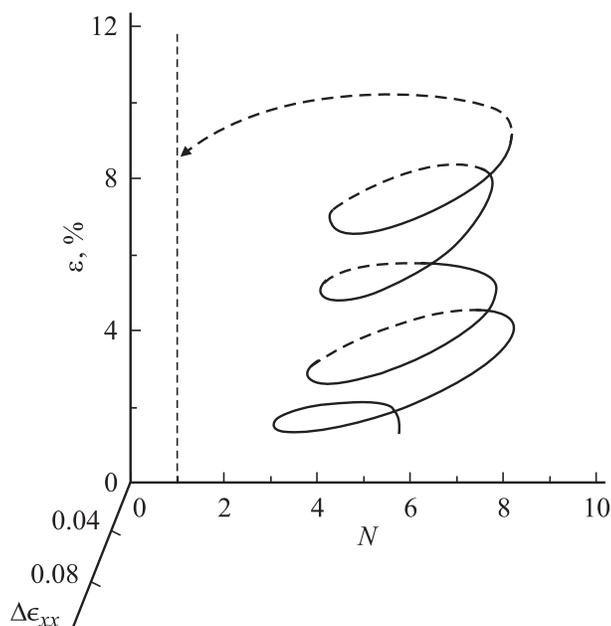


Рис. 6. Фазовая траектория эволюции локализации деформации в сплаве Э110.

метрическую связь между параметрами  $\Delta\epsilon_{xx}$  и  $N$  в зависимости от степени пластической деформации (времени) (рис. 6) и может быть описана уравнениями кинетики в рамках модели Лотка–Вольтерра [16]. Видно, что по окончании параболической подстадии с  $n \approx 0.5$ , фазовая кривая образует неустойчивый предельный цикл. Из рис. 6 следует, что с ростом общей деформации система эволюционирует по одному из витков спирали, при этом плотность очагов локализации деформации  $N$  сначала уменьшается в результате их объединения, а затем снова возрастает.

В ходе такой эволюции интенсивность локализации деформации  $\Delta\epsilon_{xx}$  в очагах сначала увеличивается, а затем уменьшается за счет перераспределения локальной деформации между вновь возникающими дополнительными зонами, что соответствует более равномерному изменению формы образца. Очевидно, что один виток спирали соответствует подстадии параболической кривой с  $n < 0.5$  и является этапом локализации пластического течения исследуемого сплава. Установившийся колебательный режим является неустойчивым, так как траектория скручивается с предельного цикла, стремясь к точке, соответствующей одному очагу локализации — шейке (рис. 6). Устойчивость пластического движения по фазовой траектории зависит от характера деформационного упрочнения и ресурса пластичности материала. Так, для многих пластичных материалов деформационная кривая характеризуется параболической стадией с  $n \approx 0.5$ , в конце которой наблюдается увеличение амплитуды одного из стационарных очагов локализации с последующей трансформацией его в шейку [1,2]. В том

случае, если на параболической стадии существует хотя бы одна подстадия с  $n < 0.5$ , возможен один цикл периодического изменения  $\lambda$ , как это наблюдалось, например, в кремнистом железе [17].

## Выводы

1. Пластическое течение сплава циркония на параболической стадии деформационного упрочнения при показателе параболичности  $n < 0.5$  сопровождается потерей устойчивости, характеризующейся периодическим изменением пространственного периода макролокализации деформации  $\lambda$ , коррелирующим с периодическим изменением интенсивности локального удлинения  $\epsilon_{xx}$  в очагах локализации.

2. Колебательный режим, характеризующий неустойчивость локализации пластического течения на завершающей стадии деформации, можно описать фазовой траекторией, представляющей предельный цикл, устойчивость которого определяется способностью материала к пластическому изменению формы.

## Список литературы

- [1] Zuev L.B. // Ann. Phys. 2001. Vol. 10. N 11–12. P. 965–984.
- [2] Зуев Л.Б., Данилов В.И., Семухин Б.С. // УФМ. 2002. Т. 3. Вып. 3. С. 237–304.
- [3] Рыбин В.В. // ФММ. 1977. Т. 44. Вып. 3. С. 623–632.
- [4] Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинация в кристаллах. Л.: Наука, 1986. 223 с.
- [5] Барахтин Б.К., Владимиров В.И., Иванов С.А. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 7. С. 2250–2252.
- [6] Wray P.J. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 8. P. 3347–3352.
- [7] Пресняков А.А. Локализация пластической деформации. М.: Машиностроение, 1983. 56 с.
- [8] Кристал М.М. // ФММ. 2001. Т. 92. Вып. 3. С. 89–96.
- [9] Олемской А.И., Кацнельсон А.А. Синергетика конденсированной среды. М.: УРСС, 2001. 335 с.
- [10] Займовский А.С., Никулина А.В., Решетников Н.Г. Циркониевые сплавы в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1994. 256 с.
- [11] Полетика Т.М., Данилов В.И., Нариманова Г.Н. и др. // ЖТФ. 2002. Т. 79. Вып. 9. С. 57–62.
- [12] Zuev L.B., Danilov V.I., Poletika T.M., Barannikova S.A. // Int. J. Plasticity. 2004. Vol. 20. N 5. P. 1227–1249.
- [13] Кайбышев О.А. Сверхпластичность промышленных сплавов. М.: Металлургия, 1984. 320 с.
- [14] Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. М.: Наука, 1990. 276 с.
- [15] Арнольд В.И. Теория катастроф. М.: УРСС, 2004. 128 с.
- [16] Вольтерра В. Математическая теория борьбы за существование. М.: Наука, 1976. 286 с.
- [17] Баранникова С.А., Данилов В.И., Зуев Л.Б. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 10. С. 52–56.