

01;05

Об особенностях картин локализации пластической деформации на площадке текучести в монокристаллах стали Гадфильда

© С.А. Баранникова, Л.Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск
E-mail: bsa@ispms.tsc.ru

Поступило в Редакцию 28 ноября 2007 г.

Методом двухэкспозиционной спекл-фотографии регистрировались пространственно-временные распределения локальных компонент тензора пластической дисторсии при активной деформации растяжением монокристаллов стали Гадфильда, ориентированных для одиночного двойникования. Рассмотрены особенности макроскопической неоднородности деформации на площадке текучести. Прослежена взаимосвязь локальных компонент тензора пластической дисторсии в зоне локализации деформации.

PACS: 05.45.Df, 05.70.Ln, 62.20.Fe, 62.50.+p, 81.40.Lm, 83.50.-v

Исследование закономерностей и особенностей пластической деформации невозможно без экспериментов, проводимых на монокристаллических объектах, поскольку в этом случае можно наиболее точно представить основные элементы кристаллографии элементов скольжения или двойникования, выделить стадии процесса и связать их с распределением и движением дислокаций [1]. Выполненные в последние годы исследования показали [2-4], что пластическая деформация от предела текучести до разрушения обязательно сопровождается макромасштабной локализацией. Анализ общего вида и количественных параметров эволюции картин локализации пластического течения указал на возможную связь данного процесса с самоорганизацией дефектной подсистемы в деформируемой среде, подобно описанной в [5,6]. В выполненных ранее работах макролокализация изучалась главным образом на монокристаллах, основным механизмом пластической деформации является дислокационное скольжение [2,3]; в то же самое время известно, что микро- и макродетали процесса пластического течения в металлах и

сплавах, деформирующихся скольжением и двойникованием, заметно различаются [7]. В такой ситуации чрезвычайно важен вопрос о существовании и возможных формах локализации пластической деформации при растяжении монокристаллических образцов стали Гадфильда, в которых, варьируя ориентацию осей растяжения, можно изменять механизм деформирования от скольжения к двойникованию [8].

В работе исследовалась пластическая деформация растяжением монокристаллов Fe–12 mass.% Mn–0.93 mass.% C (сталь Гадфильда), выращенных методом Бриджмена. Образцы с размерами рабочей части $28 \times 5 \times 1.5$ mm гомогенизировались в аргоне при 1373 K, а затем закаливались в воде после выдержки 1 h от той же температуры. Ось растяжения монокристаллических образцов имела ориентацию $[\bar{3}77]$, направление растяжения совпадало с осью x . Для исследования картин локализации пластической деформации использовалась методика двухэкспозиционной спекл-фотографии [9] при растяжении образцов на испытательной машине „Instron-1185“ со скоростью $1.2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ при 300 K. Следы двойникования в деформированных образцах анализировались на металлографическом микроскопе „Neophot-21“.

В монокристаллах стали Гадфильда, ориентированных вдоль направлений $[\bar{3}77]$, благоприятное сочетание низкой энергии дефекта упаковки ($\sim 0.023 \text{ J/m}^2$) и высокого уровня деформирующих напряжений, достигаемых за счет твердорастворного упрочнения углеродом, приводит к развитию двойникования уже начиная с предела текучести [8]. При растяжении таких образцов на деформационной кривой наблюдаются зуб и площадка текучести протяженностью ~ 0.3 и далее стадия линейного упрочнения вплоть до разрушения, которое реализуется при общей деформации $\varepsilon_{tot} \sim 0.45$ (рис. 1, *a*, кривая 1). Существование зуба и площадки текучести обусловлены зарождением и распространением по кристаллу полосы Людерса, состоящей из двойников деформации в первичной системе двойникования $[\bar{2}11](111)$ с максимальным фактором Шмида $m_1 = 0.5$. Металлографический анализ следов двойникования на рабочей поверхности таких образцов на стадии I (площадке текучести) показал, что они наклонены к оси образца под углом $\varphi = 35^\circ$. Картина распределений локальных удлинений ε_{xx} на стадии I представляет собой одиночную зону локализованной деформации (рис. 1, *b*) [4], которая наклонена к продольной оси образца под углом $\varphi = 40 \pm 5^\circ$ (рис. 1, *c*, пунктирная линия). Это обусловлено действием первичной системы двойникования $[\bar{2}11](111)$, следы от которой, как указано выше, накло-

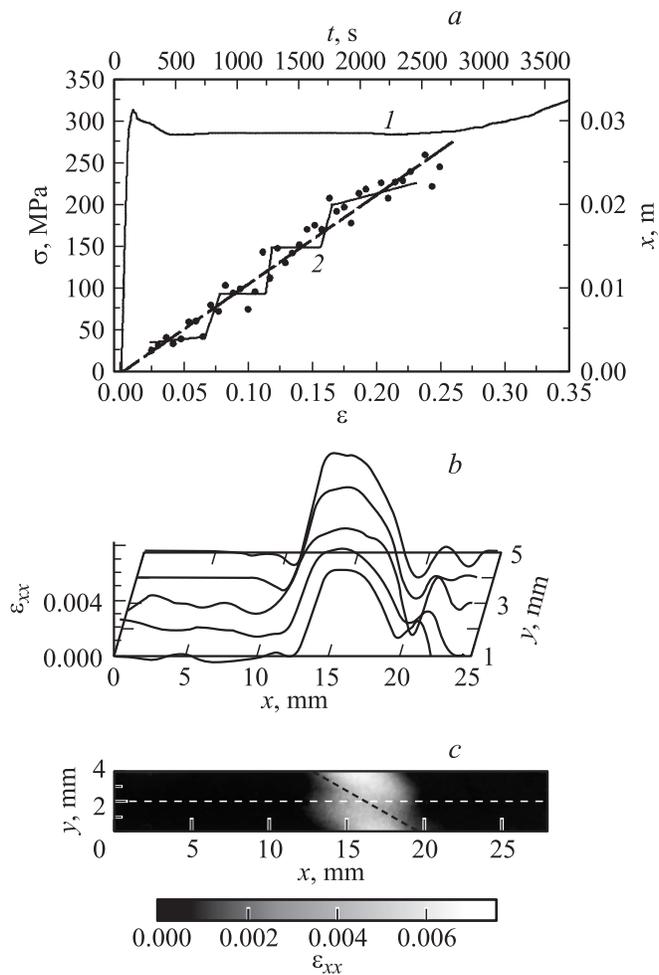


Рис. 1. Начальные стадии кривой пластического течения и характер движения очага локализованной деформации монокристалла стали Гадфильда [377] на стадии I (a); распределение локальных удлинений ϵ_{xx} в деформированном монокристалле стали Гадфильда [377] в диапазоне общей деформации $\epsilon_{tot} = 0.08 \div 0.082$ на площадке текучести (b); соответствующая карта распределений локальных удлинений (c).

нены к оси [377] под углом $\varphi = 35^\circ$. Анализ распределений зон локализованной деформации ε_{xx} показал, что на протяжении всей площадки текучести одиночный фронт пластической деформации перемещается с постоянной скоростью $V_1 = dX/dt \approx 9 \cdot 10^{-6}$ м/с [4], определяемой по наклону графика зависимости положения очага локализации от времени $X(t)$ (рис. 1, *a, 2* — пунктирная линия).

Существенный интерес представляют данные о распределении локальных деформаций в очаге локализации на площадке текучести в полосе Людерса. Анализ компонент тензора пластической дисторсии показал, что по мере роста деформации в очаге локализации, соответствующего полосе Людерса, взаимосогласованно развиваются очаги локальных удлинений ε_{xx} , сдвигов ε_{xy} и поворотов ω_z , эволюционируя с ростом общей деформации следующим образом. В начальный момент времени при $\varepsilon_{tot} = 0.035$ максимумы $\varepsilon_{xx}(x, y)$, $\varepsilon_{xy}(x, y)$ и $\omega_z(x, y)$ имеют одну и ту же координату x , как это показано на рис. 2, *a*, затем при $\varepsilon_{tot} = 0.042$ происходит смещение вправо максимумов ε_{xy} и ω_z по отношению к ε_{xx} . Наконец, при $\varepsilon_{tot} = 0.049$ компонента ε_{xx} достигает максимального значения, в то время как $\varepsilon_{xy} = 0$ и $\omega_z = 0$ (рис. 2, *b*), т.е. сдвиги и повороты разных знаков здесь скомпенсированы. Скорость перемещения деформационного фронта в этом случае очень мала, т.е. он практически не смещается в указанном диапазоне деформаций. После перестройки компонент $\varepsilon_{xx}(x, y)$, $\varepsilon_{xy}(x, y)$ и $\omega_z(x, y)$ в зоне локализации полоса Людерса начинает двигаться. Подобное чередование в поведении компонент тензора дисторсии происходит несколько раз на фоне движения очага деформации от неподвижного захвата к подвижному (рис. 1, *a, 2* — пунктирная линия). В результате наблюдается скачкообразное продвижение очага локализации, соответствующего полосе Чернова–Людерса, как это показано на рис. 1, *a*, ломаная линия. Из него следует, что остановки в развитии полосы длительностью ~ 400 с сменяются скачками ее фронта на расстояние ~ 5 – 8 мм в направлении оси растяжения. После прохождения полосы Людерса при переходе к стадии линейного деформационного упрочнения за основным уединенным очагом локализованного пластического течения появляются небольшие максимумы локальных деформаций.

Таким образом, в монокристаллах стали Гадфильда, ориентированных вдоль оси [377], картина локализации деформации на площадке текучести представляет собой одиночную зону локализованной деформации — полосу Чернова–Людерса [7]. Такой тип локализации деформации соответствует зарождению на верхнем пределе текучести фронта

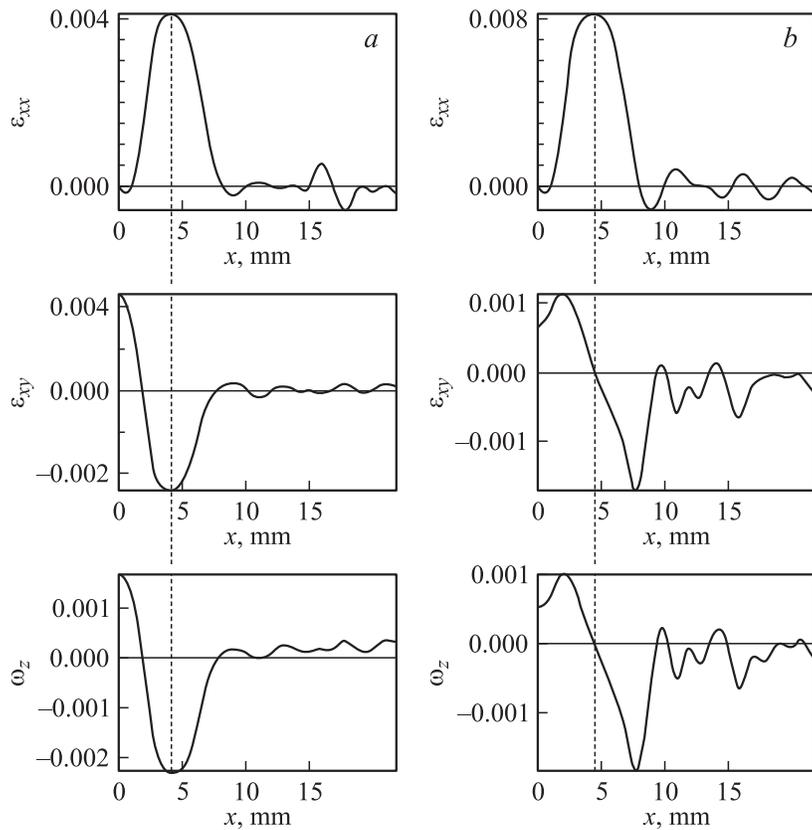


Рис. 2. Распределения компонент тензора пластической дисторсии в мезоочаге локализации в монокристаллах стали Гадфильда $[\bar{3}77]$ на площадке текучести при разных значениях общей деформации 0.035 (*a*) и 0.049 (*b*).

деформации, который, распространяясь, поэтапно переводит материал образца из недеформированного состояния в деформированное. При этом течение материала осуществляется без упрочнения до тех пор, пока все его элементы не окажутся переведенными в деформированное состояние.

Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, показывают, что пластическая деформация монокристаллов осуществляется

на всех этапах процесса за счет кристаллографически определенного двойникования по плоскостям с высокими факторами Шмида; и в этом отношении результаты несколько не противоречат имеющимся в литературе представлениям о дислокационных механизмах пластического течения. Однако плотность распределения таких сдвигов по образцу макроскопически неоднородна в пространстве и закономерным образом эволюционирует во времени. Благодаря такой неоднородности деформируемая среда расслаивается на очаги, активно деформирующиеся в данный момент времени и разделяющие их слои, которые практически не участвуют в деформации. В ходе пластического течения очаги движутся по образцу, обеспечивая однородную конечную деформацию. Механизмы пластического течения, реализующиеся в активных очагах деформации, дают вклад во все компоненты тензора пластической дисторсии — локальные удлинения, сдвиги и повороты. Важно, что области, дающие максимальный вклад в удлинение, могут не совпадать пространственно с максимумами сдвига и поворота, что характерно для движущихся в процессе течения очагов. Это позволяет рассматривать такой очаг как специфический мезомасштабный дефект деформируемой среды, события в котором определяют весь процесс макроскопического течения.

Сложный характер движения полосы Чернова-Людерса на стадии площадки текучести дополнительно иллюстрируется данными рис. 3, на котором показано развитие полосы во времени. Можно видеть, что амплитуда локализованной деформации удлинения ε_{xx} периодически меняется во времени на 0.3–0.5 от среднего значения по мере развития полосы. Временной период таких изменений T составляет ~ 400 s. При скорости движения полосы вдоль образца, составляющей, как сказано выше, $\sim 9 \cdot 10^{-6}$ m/s, характерный пространственный масштаб локализованного пластического течения составит $\lambda = V_1 T \approx 3.5$ mm, что соответствует наблюдаемой ширине полосы Чернова–Людерса.

Максимальные значения амплитуды приростов локальных удлинений ε_{xx} , показанных на рис. 3, соответствуют положению, которое на рис. 2, *b* характеризуется нулевыми значениями компонент ε_{xx} и ω_z , а минимальные значения амплитуды приростов локальных удлинений ε_{xx} достигаются в положении, соответствующем на рис. 2, *a* совпадению всех экстремумов компонент тензора пластической дисторсии. Таким образом, можно предположить, что периодическое изменение амплитуды приростов локальных удлинений ε_{xx} (рис. 3) связано со взаимосвя-

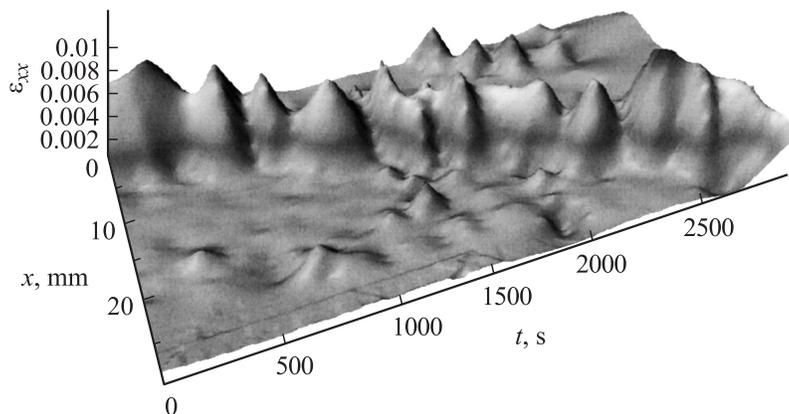


Рис. 3. Изменение амплитуды приростов локальных удлинений при перемещении уединенного очага локализации деформации на площадке текучести в монокристалле стали Гадфильда (средняя линия образца).

гласованным развитием очагов локальных удлинений ε_{xx} , сдвигов ε_{xy} и поворотов ω_z (рис. 2).

Из приведенных в статье результатов следует, что движение полосы Чернова–Людерса при деформации на площадке текучести есть сложный процесс, в ходе которого происходит согласованное перераспределение амплитуд деформационных мод удлинения $\varepsilon_{xx}(x, y)$, сдвига $\varepsilon_{xy}(x, y)$ и поворота $\omega_z(x, y)$. Такое перераспределение инициирует скачкообразный режим развития пластического течения на площадке текучести [10].

Список литературы

- [1] Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. М.: Мир, 1969. 272 с.
- [2] Zuev L.B., Danilov V.I., Barannikova S.A. // Int. J. Plasticity. 2001. V. 17. N 1. P. 47–63.
- [3] Zuev L.B. // Annalen der Physik. 2007. V. 16. N 4. P. 286–310.
- [4] Баранникова С.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 10. С. 138–140.
- [5] Малыгин Г.А. // УФН. 1999. Т. 169. В. 9. С. 979–1010.

- [6] *Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г.* Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 280 с.
- [7] *Хоникомб Р.* Пластическая деформация металлов. М.: Мир, 1972. 408 с.
- [8] *Чумляков Ю.И., Куреева И.В., Литвинова Е.И.* и др. // Докл. РАН. 2000. Т. 371. № 1. С. 45–48.
- [9] *Zuev L.B., Gorbatenko V.V., Polyakov S.N.* // Proc. SPIE — The International Society for Optical Engineering. 2002. V. 4900. Part 2. P. 1197–1208.
- [10] *Sun H.B., Yoshida F., Ohmori M., Ma X.* // Mat. Lett. 2003. V. 57. N 21. P. 4535–4539.