

01;05

Локализация пластической деформации двойникования в монокристаллах легированного γ -Fe

© С.А. Баранникова, В.И. Данилов, Л.Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
634021 Томск, Россия
e-mail: levzuev@mail.tomsknet.ru

(Поступило в Редакцию 21 января 2001 г. В окончательной редакции 12 марта 2002 г.)

Исследованы картины локализации пластического течения в ГЦК монокристаллах высокого марганцовистого γ -Fe, ориентированных для двойникования при растяжении. Установлены основные пространственно-временные закономерности локализации деформации на стадиях площадки текучести, легкого скольжения и линейного упрочнения в таких монокристаллах. Определена скорость движения очагов локализованной деформации при растяжении. Обсуждены условия генерации автоволн пластичности при изменении состояния деформируемой среды. Показано, что при двойниковой деформации картины локализации аналогичны наблюдаемым при деформации дислокационным скольжением.

Введение

Как следует из работ [1–3], пластическая деформация протекает локализовано на всем своем протяжении при напряжениях $\sigma_y < \sigma < \sigma_B$ (σ_y — предел текучести, σ_B — временное сопротивление). При этом макроскопические формы локализации немногочисленны [2] и тесно связаны с законом деформационного упрочнения, т.е. зависимостью коэффициента деформационного упрочнения от деформации $d\sigma/d\varepsilon = \theta(\varepsilon)$. Большая часть ранее полученных экспериментальных данных о формах локализации относится к пластической деформации, реализуемой за счет дислокационного скольжения. Не менее важный случай пластической деформации двойникованием [4] рассматривался в этом отношении значительно реже и менее детально [5,6]. В то же время характер локализации пластического течения при действии этого альтернативного дислокационному скольжению механизма пластической деформации представляет несомненный интерес. В частности, поскольку локализация деформации может описываться как автоволновый процесс [1–3], необходимо ясно представлять, возможно ли образование подобных автоволн при существенно иной микроскопической природе пластического течения.

Материал и методика исследования

В настоящей работе исследуется локализация деформации при растяжении образцов, изготовленных из монокристаллических слитков γ -Fe — аустенитной высокомарганцовистой стали Гатфильда (Fe–13 wt%Mn–1.03%С) [7]. Монокристаллы выращивались по методу Бриджмена в атмосфере гелия. Плоские образцы в форме двойных лопаток вырезались из них на электроискровой станке. Широкая грань образцов, предназначенная для наблюдения, совпадала с плоскостью (011), а ось растяжения x с направлением $[\bar{3}55]$. Рабочая часть образцов имела размеры $28 \times 5 \times 1.6$ мм. Образцы го-

могенизировались 24 h при 1373 K в инертном газе, а затем закаливались в воде этой температуры.

Подготовленные таким образом образцы растягивались при 300 K на испытательной машине „Instron-1185“ при постоянной скорости перемещения подвижного захвата $V_m = 0.2$ mm/min (скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 1.2 \cdot 10^{-4}$ s $^{-1}$). Начиная с предела текучести и вплоть до разрушения с периодичностью $\delta t = 36$ s (прирост общей деформации $\Delta\varepsilon_{\text{tot}} = \dot{\varepsilon} \cdot \delta t = 4 \cdot 10^{-3} = 0.4\%$), производилась регистрация полей векторов смещений $\mathbf{r}(x, y)$ на фронтальной поверхности образцов методом спеклинтерферометрии [8]. Численным дифференцированием массива $\mathbf{r}(x, y)$ по координатам x и y вычислялись распределения продольных ε_{xx} , поперечных ε_{yy} , сдвиговых ε_{xy} и поворотных ω_z компонент тензора пластической дисторсии $\beta_{ij} = \nabla r$ для всех точек наблюдаемой поверхности образца. Для дальнейшего анализа строились распределения локальных деформаций по всему образцу или вдоль его осевой линии для разных моментов времени или разных значений общей деформации ε_{tot} . Наиболее наглядной и удобной для этой цели компонентой тензора β_{ij} является локальное удлинение в направлении оси растяжения образца $\varepsilon_{xx} = \partial u / \partial x$ (u — компонента вектора \mathbf{r} в направлении оси растяжения x). Анализ пространственно-временных распределений $\varepsilon_{xx}(x, y, t)$ дает возможность сопоставления их со стадиями кривой пластического течения $\sigma(\varepsilon)$.

Особенности пластического течения и картины локализации деформации

Для исследования взаимосвязи вида деформационных кривых с типом распределений локальных деформаций монокристаллы стали Гатфильда особенно удобны, поскольку управление параметрами деформационного упрочнения и механизмом деформации в этом случае легко осуществляется выбором кристаллографической

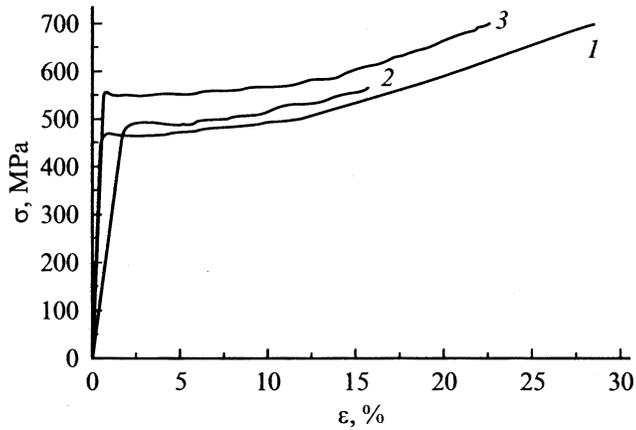


Рис. 1. Диаграммы пластического течения трех монокристаллических образцов стали Гатфильда с осью растяжения $[\bar{3}55]$

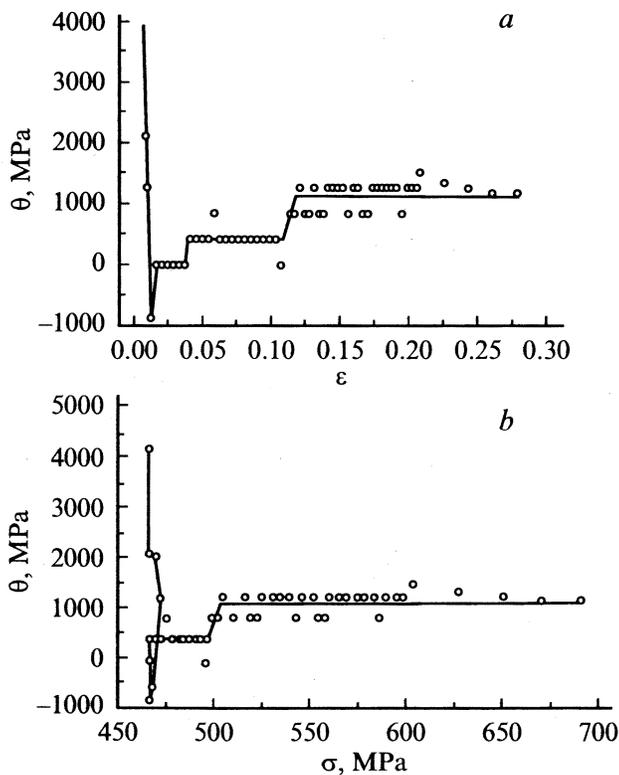


Рис. 2. Выделение стадий пластического течения на кривой 1 (рис. 1) по зависимости $\theta(\varepsilon)$ (a) и $\theta(\sigma)$ (b).

ориентации оси растяжения и содержанием углерода в γ -твердом растворе [9].

В монокристаллах, исследуемых в настоящей работе, из-за благоприятного соотношения низкой энергии дефекта упаковки $\sim 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ J/m}^2$ и высокого за счет твердорастворного упрочнения углеродом уровня деформирующих напряжений деформация двойникования начинается сразу с предела текучести [9]. Известно, что при содержании углерода $\sim 1\%$ и ориентации оси

растяжения $[\bar{1}11]$ в нагружаемых монокристаллах реализуется множественное двойникование, а при ориентации $[\bar{3}77]$ — одиночное двойникование в системе $[211](111)$ [9]. Ориентация $[\bar{3}55]$ находится между этими предельными случаями и также лежит на той же стороне стандартного кристаллографического треугольника. Поэтому на кривой течения таких монокристаллов (рис. 1), как и в случае монокристаллов, ориентированных вдоль $[\bar{3}77]$, наблюдаются зуб и площадка текучести с $\theta = 0$. Однако сравнительно небольшое ($\sim 13^\circ$) отклонение оси растяжения исследуемых образцов от полюса $[\bar{1}11]$ приводит к появлению стадии I с малым, но ненулевым θ_I . Наконец, включение дополнительных систем двойникования, их взаимодействие друг с другом и с редкими актами дислокационного скольжения [5] увеличивают θ_{II} на стадии II кривой $\sigma(\varepsilon)$.

Все эти особенности наблюдались на кривых (1–3) нагружения исследуемых монокристаллических образцов, представленных на рис. 1. Отчетливо выделяется зуб текучести, далее следуют три последовательно сменяющие друг друга стадии процесса пластического течения с постоянными значениями коэффициента деформационного упрочнения, θ , надежно выделяемые в координатах $\theta-\varepsilon$ и $\theta-\sigma$ [10] (рис. 2, a, b): площадка текучести: вместе с зубом текучести ее протяженность $0.7 < \varepsilon_{\text{tot}} < 4\%$ общей деформации; на этой стадии $\theta = 0$; стадия I: $4 < \varepsilon_{\text{tot}} < 10.9\%$, $\theta_I \approx 337 \text{ MPa} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ G}$; стадия II: $11.6 < \varepsilon_{\text{tot}} < 32\%$, $\theta_{II} \approx 1045 \text{ MPa} \approx 10^{-2} \text{ G}$.

При общей деформации $11 < \varepsilon_{\text{tot}} < 11.5\%$ стадия I переходит в стадию II. Стадия параболического упрочнения в кристаллах исследованной ориентации не наблюдалась, а их разрушение происходило непосредственно после линейного упрочнения.

Анализ распределений локальных деформаций был проведен путем построения диаграммы эволюции координат максимумов локализованной деформации (рис. 3) в зависимости от времени деформирования t (при $\dot{\varepsilon} = \text{const } t \sim \varepsilon$) и позволил обнаружить следующие

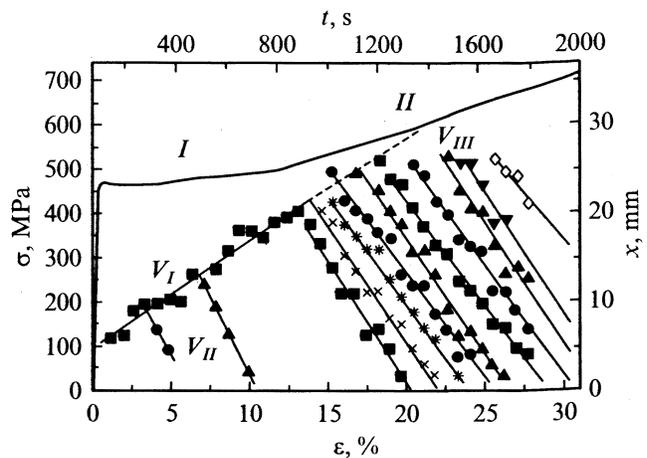


Рис. 3. Диаграмма пространственно-временной эволюции максимумов локализованной деформации для процесса, показанного на рис. 1 (кривая 1).

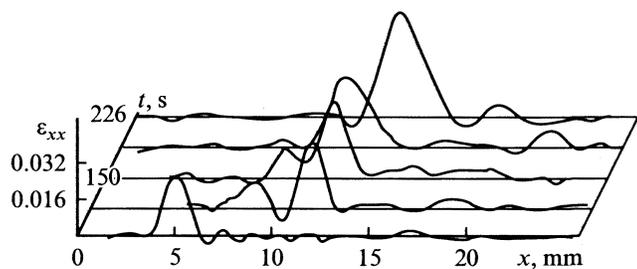


Рис. 4. Движение начального удлиненного очага деформации на площадке текучести.

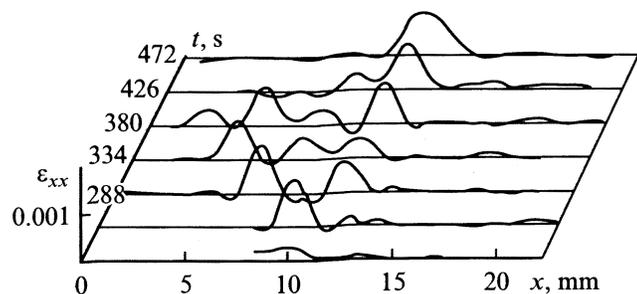


Рис. 5. Разделение фронтов деформации на стадии легкого скольжения.

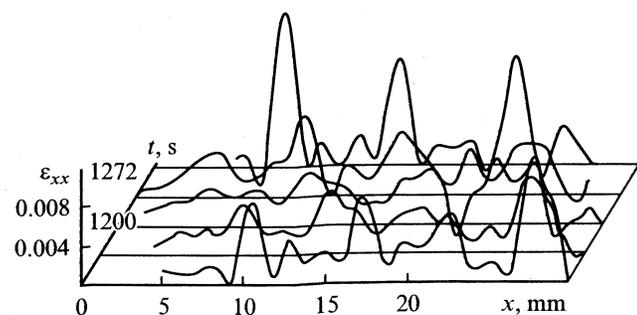


Рис. 6. Автоволновая картина на стадии линейного упрочнения.

особенности. Во время растяжения на площадке текучести от неподвижного захвата машины вдоль образца начинает двигаться широкая одиночная деформационная зона, разделяющая деформированную и недеформированную части образца (рис. 4). Именно в ней локализована вся деформация, в то время как остальной объем практически пластически не деформируется. Определенная по наклону графика рис. 3 скорость перемещения зоны локализованного пластического течения составляет $V \approx 1.9 \cdot 10^{-5}$ м/с.

В начале стадии I от упомянутой выше зоны отделяется еще один деформационный фронт, движущийся в противоположном направлении по деформированной области образца со скоростью $V_1 \approx -5.5 \cdot 10^{-5}$ м/с (рис. 5). Перед отделением скорость движения основной деформационной зоны по недеформированной части образца

несколько снижается. Такая ситуация дважды повторяется на протяжении стадии I (рис. 3). При переходе от стадии I легкого скольжения к стадии II по мере прохождения основной деформационной зоны к подвижному захвату в образце зарождаются несколько предвестников-максимумов локальных удлинений (рис. 3). На стадии II с потоянной скоростью $V_{II} \approx -4.2 \cdot 10^{-5}$ м/с синхронно движутся равноотстоящие зоны локализованной деформации (рис. 6). Расстояние между ними (длина волны) составляет $\lambda = (5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ м. Распределения зон локальных деформаций имеют более сложный по сравнению с предыдущими исследованиями характер. На стадии II происходит перераспределение амплитуд максимумов локальных удлинений, но скорость перемещения и длина волны локализации деформации сохраняются.

Сопоставительный анализ полученных данных и результатов проведенных ранее исследований [1–3,11] позволил установить соответствие между стадийностью кривой пластического течения $\sigma(\epsilon)$ материала и характером наблюдаемых в нем пространственно-временных картин распределения компонент тензора пластической дилатации в ходе их эволюции. Полученные данные привели к следующим обобщениям, касающимся характера локализации пластического течения на разных стадиях процесса: 1) деформация на стадии площадки текучести осуществляется движением вдоль образца одиночного фронта пластической деформации (полосы Людерса), разделяющего области, находящиеся в упруго-напряженном и пластическом состояниях; 2) на стадии I такой фронт порождает новые фронты, движущиеся в противоположном направлении в уже деформированной среде, причем на этой стадии в каждый момент времени может существовать только один вторичный фронт; 3) на стадии II генерация новых фронтов в деформированной среде становится упорядоченной, так что возникает распространяющаяся с постоянной скоростью эквидистантная последовательность очагов пластической деформации — автоволна локализованной пластической деформации [3].

Следует отметить, что отмеченные для случая деформации двойникованием закономерности хорошо согласуются с ранее установленными для деформации моно- и поликристаллов металлов и сплавов дислокационным скольжением [2,3,11]. Таким образом, именно форма зависимости $\theta(\epsilon)$, а не детали микромеханизма пластического течения определяет характер локализации пластической деформации.

Обсуждение результатов

Наиболее важный результат, полученный в ходе исследования локализации пластического течения деформирующихся двойникованием монокристаллов стали Гатфильда, состоит в экспериментальном наблюдении зарождения очагов локализации пластического течения в деформированной части образца на стадиях I и II.

Представленная на рис. 3 картина показывает, что процесс пластического течения реализуется по следующей схеме: после достижения нижнего предела текучести вдоль образца от одного захвата машины к другому с постоянной скоростью движется локализованный фронт пластического течения. От него отщепляются дополнительные фронты, движущиеся в противоположном направлении также с постоянной скоростью. На стадии I такие фронты появляются по одному, а на стадии II группа параллельных друг другу фронтов образует типичную фазовую автоволну с длиной $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-3}$ м, скоростью распространения $|V_{II}| \approx 4.2 \cdot 10^{-5}$ м/с и частотой $f = V_{II}/\lambda \approx 8.4 \cdot 10^{-3}$ Hz. Таким образом, именно исходный очаг пластического течения — граница между деформированной и недеформированной частями среды генерирует при своем движении волновые процессы аналогично тому, как это описано в [12].

Наиболее интересен вопрос о последовательности зарождения дополнительных деформационных очагов (зон локализованной деформации) на стадии I. Известно, что при деформации двойникованием в одной системе ось растяжения прецессирует в сторону полюса $[\bar{1}11]$ и начинается множественное двойникование. Это рассуждение предполагает однородность деформации по всему образцу. Поскольку деформация локализована, требуемые условия создаются в зоне первичного фронта, движение которого при этом замедляется. После срабатывания сопряженной системы двойникования зарождается дополнительный фронт, а направление оси растяжения $[\bar{3}55]$ восстанавливается и скорость первичного фронта возрастает (рис. 3). Дополнительные очаги развиваются в уже предварительно деформированной зоне, и их развитие приводит к упрочнению. С другой стороны, это позволяет говорить о существенном изменении состояния деформируемой среды после прохождения фронта деформации Людерса. В рамках представлений об активных средах, в которых могут генерироваться автоволновые процессы, это означает изменение типа активной среды [13], например от бистабильной при распространении одиночного очага пластичности к автоколебательной на стадии линейного упрочнения.

Заключение

Таким образом, при пластической деформации двойникованием наблюдаются такие же закономерности локализации пластического течения, как и в случае дислокационных механизмов. При этом важную роль играют границы раздела между деформированными и недеформированными объемами, которые могут работать как источники автоволн различных типов. Интересно отметить, что близкая ситуация была рассмотрена ранее в работе [14] методом математического моделирования процесса распространения импульса в неоднородной активной среде. Полученные в этой работе решения, указывающие на связь локальных характеристик активной среды с параметрами автоволновых процессов, в значительной мере напоминают вышеописанные результаты.

Список литературы

- [1] Зуев Л.Б., Данилов В.И., Горбатенко В.В. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 91.
- [2] Zuev L.B., Danilov V.I. // Philosophical Magazine. A. 1999. Vol. 79. N 1. P. 43.
- [3] Zuev L.B. // Annalen der Physik. 2001. Bd 10. N 11–12. S. 965.
- [4] Бойко В.С., Гарбер Р.И., Косевич А.М. Обратимая пластичность кристаллов. М.: Наука, 1991.
- [5] Müllner P., Solenthaler C. // Materials Science and Engineering. A. 1997. Vol. A230. N 1. P. 107.
- [6] Баранникова С.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 138.
- [7] Гудремон Э. Специальные стали. В 2-х т. М.: Металлургиздат, 1959.
- [8] Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спеклинтерферометрия. М.: Мир, 1986.
- [9] Karaman I., Sehitoglu H., Chumlyakov Yu., Maier H.J., Kireeva I.V. // Metallurgical and Materials Trans. A. 2001. Vol. 32A. N 3. P. 695.
- [10] Малыгин Г.А. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 10. С. 1823.
- [11] Zuev L.B., Danilov V.I., Barannikova S.A. // Int. J. Plasticity. 2001. Vol. 17. N 1. P. 47.
- [12] Bell J.F. // Int. J. Plasticity. 1987. Vol. 3. N 2. P. 91.
- [13] Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987.
- [14] Заикин А.Н., Морозова Т.Я. // Биофизика. 1978. Т. 24. Вып. 1. С. 124.