УДК 539.422.2;539.374.1

© Физика твердого тела, том 36, № 10, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 10, 1994

РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ КАК САМООРГАНИЗАЦИЯ

А.М.Авдеенко, Е.И.Кузько, М.А.Штремель

Акт пластической деформации можно полагать элементарным на различных масштабных уровнях, каждый со своими «элементарными» дефектами — носителями пластического течения: на микроскопическом уровне — дислокации, на мезоскопическом уровне — дисклинации, на макроскопическом — соответствующие пластические и ротационные моды [1–3]. На каждом уровне с ростом концентрации дефектов усиливается их взаимодействие, отчего возникают коллективные эффекты — неустойчивости течения следующего, «высшего», уровня [2,3].

Методом ренормгрупповых преобразований показано, что в процессе потери устойчивости пластического течения должна быть масштабная инвариантность (скейлинг) корреляционной функции деформаций [4,5]. В работе экспериментально исследован скейлинг рельефа пластического течения по мере развития неустойчивости при одноосном растяжении со скоростью $1 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}$ при 293 K плоских образцов ($100\times22\times1$ mm) отожженной малоуглеродистой стали (0.08%C, диаметр зерна 20 mm).

Диаграмма деформации в истинных координатах $S-\varphi$ аппроксимировалась выражением $S = S_0\varphi^n$, $S_0 = 726$ MPa, $n = 0.29$, истинная деформация до разрушения составляла $\varphi_{\max} = 0.361$.

Неоднородность пластической деформации измерялась по профилю поверхности деформируемого образца с помощью лазерного профилографа [6]. Пучок света гелий-неонового лазера (непрерывного действия, 1 mW, длина волны 0.63 mm), отраженный от предварительного отполированной поверхности образца (класс чистоты $\nabla 9$), собирается объективом профилографа. Электронно-оптический блок определяет отклонение освещаемой точки поверхности от заданного уровня по высоте, компенсирует ее и регистрирует высоту полной компенсации.

Точность определения рельефа по каждой из трех координат $\pm 5\,\mu$m, диаметр освещаемого пятна $5\,\mu$m, площадь сканирования $L^2 = 81\,\mathrm{mm}^3$, шаг сканирования $150\,\mu$m, общее число точек отсчета $N^2 = 3600$. Сканирование проводилось в исходном состоянии и при деформациях $\varphi = 0.06$, 0.12, 0.20, 0.26, 0.32. Наибольший размах рельефа по высоте $h_{\max} - h_{\min}$ на площади сканирования (после учета макронаклона поверхности) составлял $80\,\mu$m при $\varphi = 0$ (исходное состояние), $50\,\mu$m при $\varphi = 0.06$ и $105\,\mu$m при $\varphi = 0.32$, причем основной вклад в эту величину для исходной поверхности внесла неплоскостность (геликоидальность).

Из двумерного массива относительных высот $h(\mathbf{r})$ в интервале длин от $150\,\mu$m до 9 mm традиционным методом вычислялся модуль Фурье-образа профиля рельефа

$$C(n_1, n_2) = (2\pi L)^{-2} \left| \int h(\mathbf{r}) e^{ik\mathbf{r}} d\mathbf{r} \right|,$$

где

$$\mathbf{k} = 2\pi\mathbf{n}/L, \quad \mathbf{n} = (n_1, n_2), \quad 0 \leqslant n_1, n_2 \leqslant N-1.$$

Поскольку $h_{(\mathbf{r})}$ — вещественная функция, $C(n_1, n_2)$ симметрична относительно $(N/2; N/2)$, и дальнейший спектральный анализ проиводился для $0 \leqslant n_1, n_2 \leqslant N/2$. Интервал корреляции профиля вдоль осей X (направление растяжения) и Y

$$\xi_x = \frac{L}{2\pi} \frac{\sum\limits_{n_1,n_2}^{N/2} C(n_1, n_2)}{\sum\limits_{n_1,n_2}^{N/2} n_1 C(n_1, n_2)},$$

$$\xi_y = \frac{L}{2\pi} \frac{\sum\limits_{n_1,n_2}^{N/2} C(n_1, n_2)}{\sum\limits_{n_1,n_2}^{N/2} n_2 C(n_1, n_2)},$$

а радиальный интервал корреляции

$$\xi = \frac{L}{2\pi} \frac{\sum\limits_{n_1,n_2}^{N/2} C(n_1, n_2)}{\sum\limits_{n_1,n_2}^{N/2} C(n_1, n_2)\sqrt{n_1^2 + n_2^2}}.$$

Методом наименьших квадратов радиальная составляющая $C_m = C(|\mathbf{k}|)$ аппроксимировалась соотношением $C(|\mathbf{k}|) \sim |\mathbf{k}|^{-D}$ (D — фрактальная размерность рельефа). Определена также дисперсия S_D^2 найденного значения D. Изменения с деформацией усредненной по направлениям величины $C_m(|\mathbf{k}|)$, радиального интервала корреляции ξ, коэффициента анизотропии рельефа $R = \xi_x/\xi_y$ и фрактальной размерности D приведены на рис. 1–4.

Рост деформации сопровождался снижением безразмерного модуля упрочнения $\theta(\varphi) = (dS/d\varphi)/G$ ($G = 72.1$ GPa — модуль сдвига) и увеличением радиального интервала корреляции рельефа по закону

$$\xi = \xi_0 \theta^{-\nu}; \quad \xi_0 = 28\,\mu\text{m}, \quad \nu = 0.60 \pm 0.12.$$

При деформациях $\varphi > 0.12$ удвоенный интервал корреляции становится сравнимым с толщиной образца $2\xi = L_0$ значительно раньше, чем потеря устойчивости в модели геометрического разупрочнения $\varphi_p = n = 0.29$.

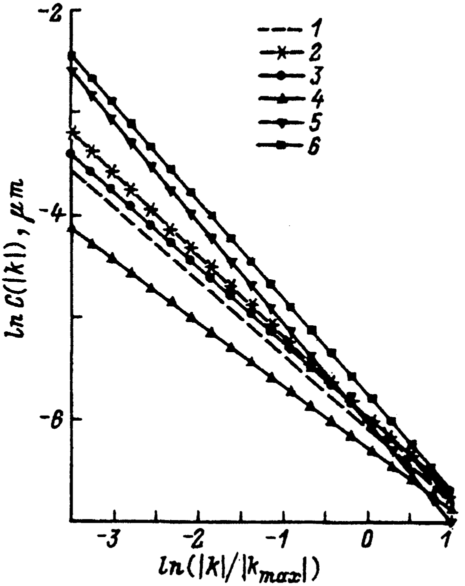

Рис. 1. Зависимость радиальной составляющей Фурье-образа профиля рельефа от волнового вектора при различных истинных деформациях φ. $\varphi = 0$ (*1*), 0.06 (*2*), 0.12 (*3*), 0.20 (*4*), 0.26 (*5*), 0.32 (*6*).

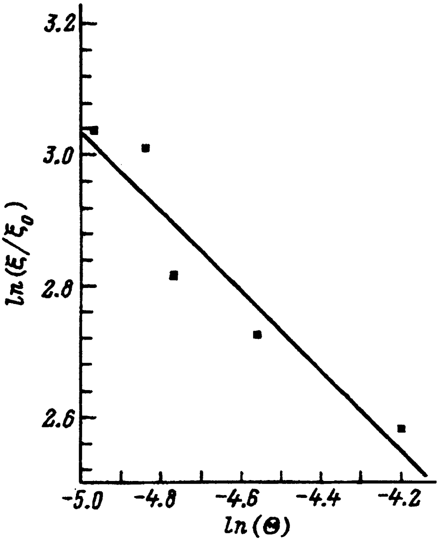

Рис. 2. Зависимость радиального интервала корреляции ξ от безразмерного модуля упрочнения θ. $\mathrm{tg}\,\alpha = -0.60 \pm 0.12$.

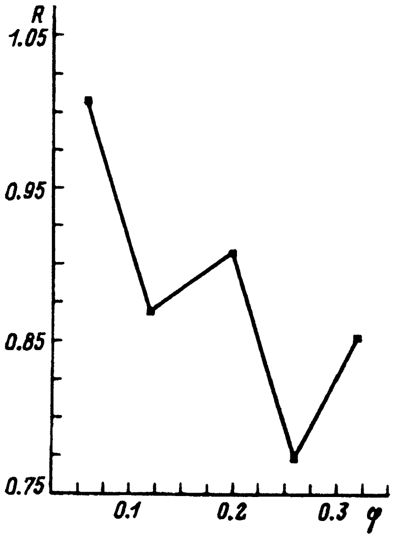

Рис. 3. Зависимость коэффициента анизотропии R интервала корреляции от истинной деформации φ.

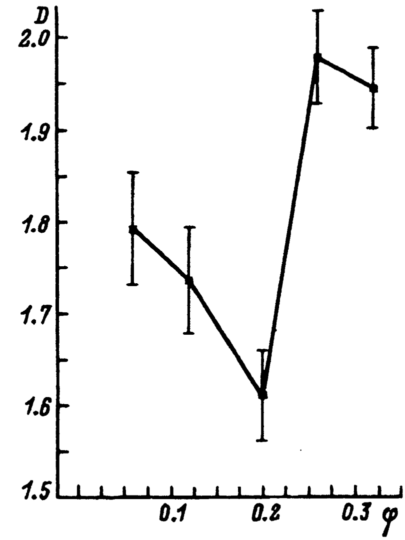

Рис. 4. Зависимость фрактальной размерности D рельефа от истинной деформации φ.

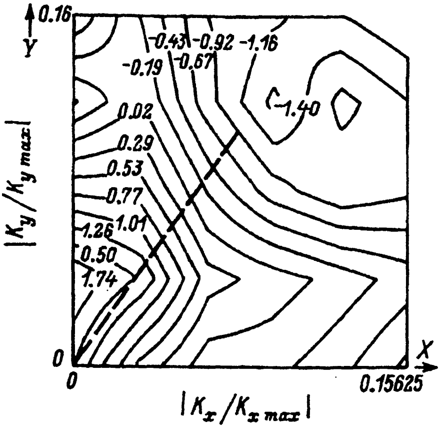

Рис. 5. Линии уровня $\ln(C(\mathbf{k}) = \mathrm{const}$, $C(\mathbf{k})$ — μm Фурье-образа профиля рельефа при $\varphi = 0.32$.

Растяжение осуществляется вдоль оси X. Штрихом указано направление максимального интервала корреляции.

Коэффициент анизотропии рельефа $R(\varphi) = \xi_x/\xi_y$ уменьшается с ростом деформации от $R = 1.0$ при $\varphi \leqslant 0.06$ до $R \approx 0.8$ при $\varphi > 0.26$ — неустойчивость развивается в ширину. При деформациях $\varphi = 0.32$ интервал корреляции ξ максимален в направлении $\alpha = \mathrm{arctg}(\xi_x/\xi_y) \approx 50°$ к оси растяжения (рис. 5). Это направление совпадает с направлением последующего разрушения при истинных деформацих в шейке $\varphi_{\max} = 0.361$. Значимый рост фрактальной размерности рельефа происходит при деформациях $\varphi \geqslant 0.12$: с 1.79 при $\varphi = 0.06$ до 1.97 при $\varphi = 0.26$.

Потеря устойчивости пластического течения — результат самоорганизации, когда нарастают длинноволновые флуктуации полей деформации с амплитудой $C(|\mathbf{k}|) \sim |\mathbf{k}|^{-D}$, которые впоследствии определяют образование шейки.

Список литературы

[1] Лихачев В.А., Волков А.Е., Шудегов В.Е. Континуальная теория дефектов. Л.: Изд-во ЛГУ, 1986.

[2] Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986.

[3] Владимиров В.М., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. Л.: Наука, 1986.

[4] Авдеенко А.М. // Металлофизика. 1990. Т. 10. № 5. С. 7–11.

[5] Авдеенко А.М. // Изв. РАН. Металлы. 1992. № 2. С. 64–67.

[6] Кузько Е.И., Кудря А.В., Стариков С.В. // Заводская лаборатория. 1992. Т. 58. № 9. С. 63.

Московский институт стали и сплавов

Поступило в Редакцию
2 марта 1994 г.