

05.1

## **Автоволны локализованного пластического течения и соотношение Холла—Петча в алюминии**

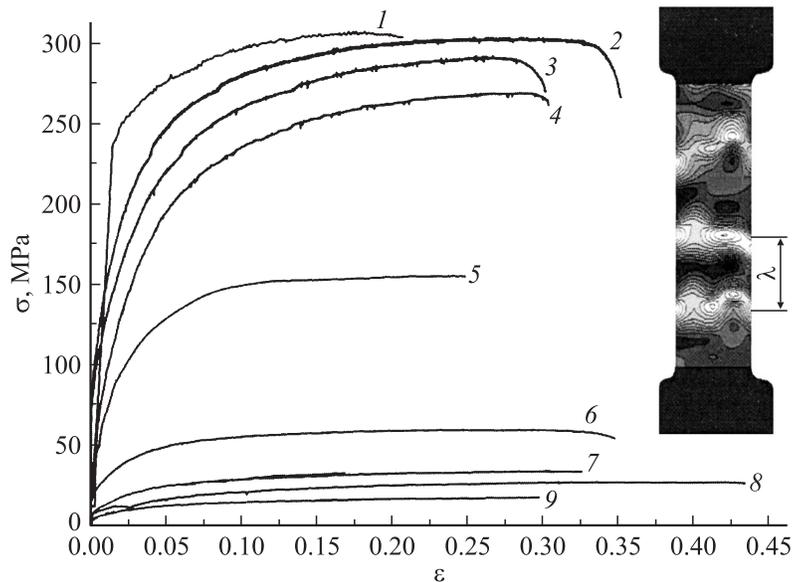
© Н.В. Зариковская, Л.Б. Зуев

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

Поступило в Редакцию 8 октября 2009 г.

Сопоставлены параметры макролокализации пластической деформации и параметры соотношения Холла—Петча для напряжения течения в образцах их поликристаллического алюминия с размером зерна от 0.008 до 5 мкм. Установлено существование двух вариантов зависимости длины автоволны локализованной деформации от размера зерна с одной стороны и двух вариантов соотношении Холла—Петча с другой в исследованном диапазоне размеров зерен. Показано, что граница между вариантами зависимостей соответствует значению  $d \approx 0.1$  мкм для обоих случаев. Прослежена связь картин локализации пластического течения с соотношением Холла—Петча.

Как установлено в ходе многочисленных экспериментов, обобщенных в монографии [1], пластическое течение металлов и сплавов в моно- и поликристаллическом состояниях протекает локализованно, причем макрокартина локализации, имеющая автоволновой характер, определяется действующим на каждой стадии процесса законом деформационного упрочнения. В последнее время независимо были получены дополнительные доказательства подобного характера развития локализованного пластического течения [2–4]. Одной из наиболее важных проблем при выяснении природы такой локализации является установление связи автоволновых параметров локализации с характеристиками структуры деформируемого материала. Для ее разрешения ранее исследовались зависимости длины автоволны локализованной деформации от размера зерна [5] и от размера дислокационных ансамблей, причем было установлено, что длина автоволны зависит от размера зерна по логистическому закону [5], а от размера дислокационного ансамбля линейно [6].



**Рис. 1.** Примеры кривых течения поликристаллического Al с размером зерна ( $\mu\text{m}$ ): 1 — 8; 2 — 25; 3 — 60; 4 — 80; 5 — 100; 6 — 124; 7 — 200; 8 — 700; 9 — 1400. На вставке — пример локализации пластической деформации в образце:  $d = 190$ ,  $\varepsilon = 0.08$ .

Настоящая работа выполнена в развитие этих представлений. Как и в [5], эксперименты проводились на технически чистом алюминии, размер зерна в котором варьировался в пределах  $8 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 5 \text{ mm}$  по известной методике [7], состоящей в предварительной пластической деформации и последующем рекристаллизационном отжиге алюминия при 823 К. Плоские образцы с размером рабочей части  $50 \times 10 \times 2 \text{ mm}$  испытывались на машине Instron-1185 по схеме одноосного растяжения со скоростью  $\dot{\varepsilon} = 6.67 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  при 300 К. Зоны локализации пластического течения регистрировались методом спекл-фотографии одновременно с записью диаграмм пластического течения [1].

Исходные кривые пластического течения исследованных поликристаллических образцов представлены на рис. 1 в координатах „напряжение  $\sigma$ —деформация  $\varepsilon$ “. Показанный на вставке типичный пример

локализации пластического течения демонстрирует, что она состоит в самопроизвольном расслоении деформируемого материала на активные и неактивные зоны. Естественной характеристикой процесса расслоения является расстояние между активными деформационными зонами (длина автоволны  $\lambda$ ).

Эта величина измерялась на стадии параболического деформационного упрочнения, на которой значение показателя деформационного упрочнения  $n$  в соотношении Людвига–Холломоуна [8]  $\sigma_f = \sigma_s + K\varepsilon^n$ , описывающем зависимость напряжения течения  $\sigma_f$  от деформации  $\varepsilon$ , составляло  $0.45 \leq n \leq 0.64$ . Здесь  $K$  — коэффициент деформационного упрочнения, а  $\sigma_s$  — константа. На этой стадии очаги локализации неподвижны и расположены на одинаковом расстоянии друг от друга [1]. В ходе экспериментов удалось уточнить форму зависимости  $\lambda(d)$ , ранее полученной нами в работе [5].

Новые данные, представленные на рис. 2, *a*, показывают, что график зависимости  $\lambda(d)$  содержит два соответствующих разным диапазонам размеров зерен участка, разграниченных значением  $d \approx 0.1$  мм. Эти участки характерны следующим:

в области  $d > 0.1$  мм зависимость  $\lambda(d)$ , как и в [5], хорошо аппроксимируется логистической кривой Ферхюльста [9]

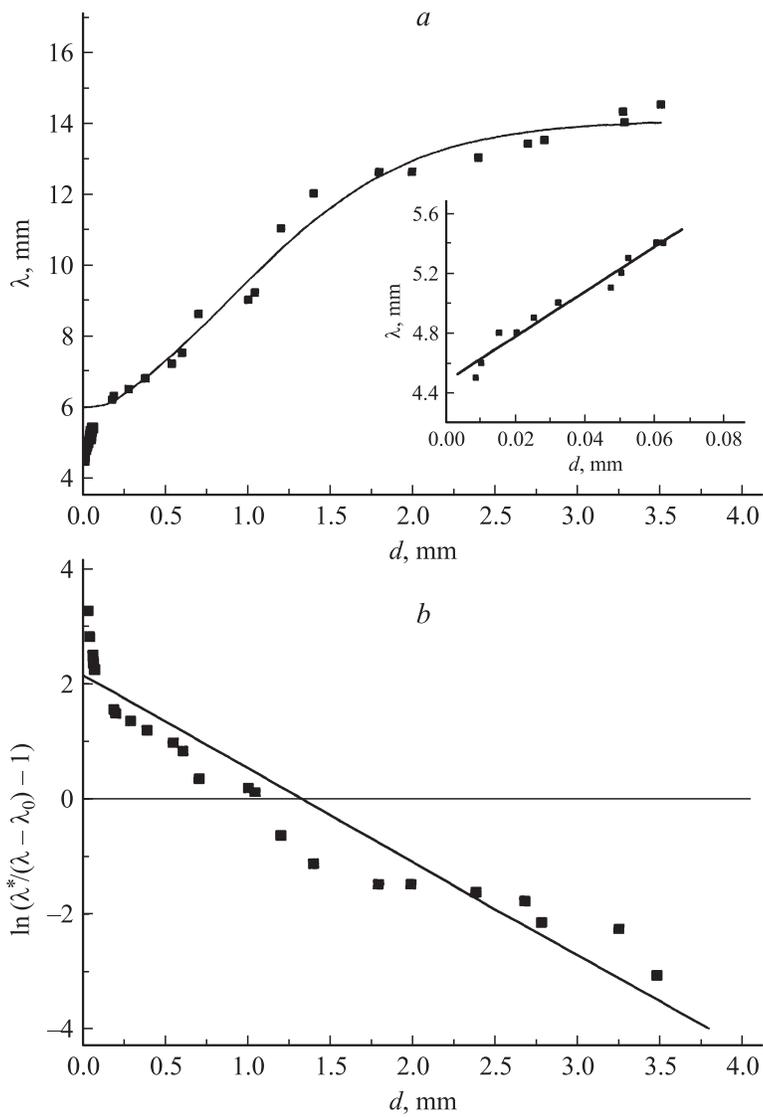
$$\lambda = \lambda_0 + \frac{\lambda^*}{1 + C \exp(-\xi d)}, \quad (1)$$

в которой константы  $\lambda_0 \approx 4.4$  мм,  $\lambda^* \approx 10$  мм,  $\xi \approx 1.8$  мм<sup>-1</sup> и  $C \approx 7.8$  определяются эмпирическим образом;

в области  $d < 0.1$  мм зависимость  $\lambda(d)$ , показанная на вставке рис. 2, *a*, имеет линейный характер  $\lambda(d) \approx 4.5 + 15d$  мм, причем коэффициент корреляции величин  $\lambda$  и  $d$  в этом случае составляет 0.98.

Различие характера зависимостей  $\lambda(d)$  для малых и больших зерен дополнительно подтверждается спрямлением ее части, отвечающей условию  $d > 0.1$  мм, в функциональных координатах „ $\ln\left(\frac{\lambda^*}{\lambda - \lambda_0} - 1\right) - d$ “ в соответствии с (1). Как показано на рис. 2, *b*, область малых зерен  $d < 0.1$  мм отчетливо выделяется с помощью такой процедуры.

Линейная связь длины автоволны локализованного пластического течения  $\lambda$  со средним размером  $\bar{s} \ll d$  субструктурного элемента (дислокационные ячейки, фрагменты и т.п.) вида  $\lambda(\bar{s}) \approx$



**Рис. 2.** Длина автоволны локализации пластического течения как функция размера зерна для области  $d > 0.1$  mm и области  $d < 0.1$  mm (a); то же в спрямляющих функцию  $\lambda(d)$  координатах (b).

$\approx 4.2 + 1.3 \cdot 10^4 \cdot \bar{\sigma}$  mm была отмечена также в работе [6] при исследовании деформированных образцов сплава на основе Zr с размером зерна  $d \approx 3.5 \mu\text{m}$ , где она была объяснена на основе общих представлений о природе автоволновых процессов.

Как известно, механические свойства поликристаллов связаны с размером зерна в них соотношением Холла–Петча [10]. Для напряжения течения при постоянной деформации, в частности, эта связь имеет вид

$$\sigma_f(d) = \sigma_0 + k_f d^{-1/2}, \quad (2)$$

где смысл параметров  $\sigma_0$  и  $k_f$  определяется в рамках многочисленных и разнообразных дислокационных моделей (см., например, [11]). Можно предполагать, что сепарация зависимости  $\lambda(d)$  на два участка, отвечающие разным размерам зерен в поликристаллах, может быть полезна для понимания природы соотношения Холла–Петча. Подобная проблема возникает, например, из-за аномального характера зависимости Холла–Петча в области малых размеров зерна, обсуждавшегося ранее в работах ряда авторов [12–14].

Для анализа этого предположения из кривых пластического течения  $\sigma(\varepsilon)$ , представленных на рис. 1, путем построения соответствующих набору деформаций  $\varepsilon_i = \text{const}$  вертикальных сечений графиков были получены параметры соотношения Холла–Петча  $\sigma_0$  и  $k_f$  для зависимости  $\sigma_f(d)$ . Эти данные приведены в табл. 1; из построенного на их основе графика (рис. 3) и его анализа вытекает существование двух ветвей зависимости  $\sigma_f(d^{-1/2})$ . Как и для зависимости  $\lambda(d)$ , граница между ними отвечает условию  $d \approx 0.1$  mm. Заметим, что переход между ветвями в диапазоне  $3 \leq d^{-1/2} \leq 4 \text{ mm}^{-1/2}$  ( $0.06 \leq d \leq 0.1$  mm) сопровождается существенным разбросом экспериментальных точек. Далее рассмотрим поведение функции  $\sigma_f(d^{-1/2})$  по обе стороны границы  $d \approx 0.1$  mm.

В области  $d > 0.1$  mm графики  $\sigma_f(d^{-1/2})$  образуют пучок прямых с координатами центра  $\sigma_{f(0)} \leq 0.12$  МПа, что близко к критическому напряжению сдвига в алюминии, и  $d_{(0)}^{-1/2} \approx 0.17 \text{ mm}^{-1/2}$ , соответствующему  $d_{(0)} \approx 35$  mm, т.е. монокристаллическому состоянию. Таким образом, при  $d > 0.1$  mm  $\sigma_0$  от деформации почти не зависит, а  $k_f$  экспоненциально растет с ростом последней

$$k_f = k_0^* - \kappa \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_k}\right). \quad (3)$$

**Таблица 1.** Параметры уравнения Холла–Петча для поликристаллического алюминия

$\varepsilon$	$d > 0.1 \text{ mm}$		$d < 0.1 \text{ mm}$	
	$\sigma_0$ , МПа	$k_f$ , МПа · мм <sup>1/2</sup>	$\sigma_0$ , МПа	$k_f$ , МПа · мм <sup>1/2</sup>
0.002	0.7	5.2	34.6	7.1
0.006	0.2	6.8	82.5	4.6
0.01	0	8.0	99.7	5.5
0.02	-0.4	10.0	103	13.3
0.04	0	12.5	164	9.8
0.06	-0.3	14.3	200	7.8
0.08	-0.9	15.3	220	6.8
0.1	-0.4	15.7	234	6.0
0.12	-0.2	16.5	242	5.7
0.14	0.1	16.7	252	5.2
0.16	0.6	16.8	257	4.8
0.18	0.9	16.9	264	4.2
0.2	1.2	17.0	268	3.8

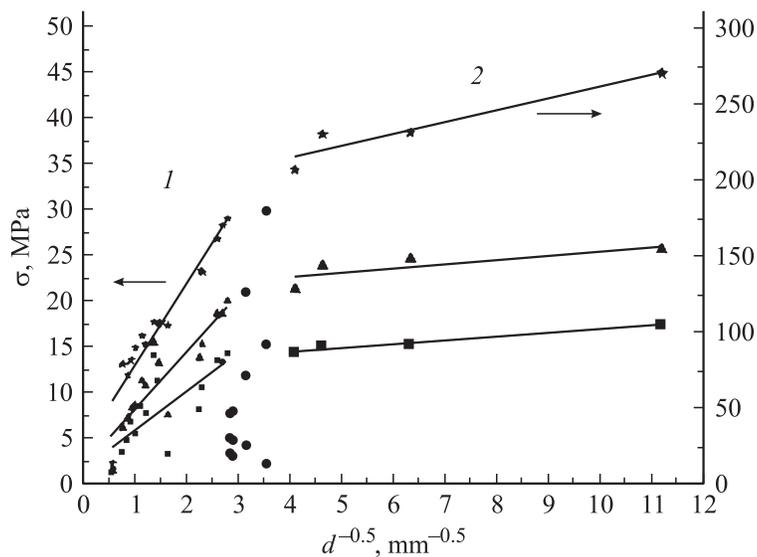
В области  $d < 0.1 \text{ mm}$  графики зависимости  $\sigma_f(d^{-1/2})$  также линейны, но почти параллельны, что, очевидно, указывает на возрастание величины  $\sigma_0$  в (2) по закону

$$\sigma_0 = \sigma_0^* - \xi \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_\sigma}\right), \quad (4)$$

при неизменном по мере роста деформации параметре  $k_f \approx \approx 6.5 \text{ МПа} \cdot \text{мм}^{1/2}$ . Значения эмпирических констант в уравнениях (3) и (4) приведены в табл. 2.

Таким образом, анализ полученных данных показал, что пропорциональность Холла–Петча  $\sigma_f \sim d^{-1/2}$  выполняется во всем интервале исследованных размеров зерен в поликристаллическом алюминии  $8 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 5 \text{ mm}$ . Однако характер зависимости  $\sigma_f(d^{-1/2})$  в областях  $d > 0.1 \text{ mm}$  и  $d < 0.1 \text{ mm}$  различен, так как параметры  $\sigma_0$  и  $k_f$  в них ведут себя не одинаково, на что указывают соотношения (3) и (4).

В соответствии с [10] параметр  $\sigma_0$  в уравнении (2) характеризует сопротивление решетки движению дислокаций и растет по мере



**Рис. 3.** Напряжение течения как функция размера зерна в координатах Холла–Петча: 1 —  $d > 0.1$  mm, 2 —  $d < 0.1$  mm.

роста деформации, т.е. с деформационным упрочнением материала, в соответствии с (4). Из приведенных выше данных следует, что это справедливо только для области малых размеров зерен  $d < 0.1$  mm. Для

**Таблица 2.** Значения констант в соотношениях (3) и (4)

Диапазон размеров зерен; уравнение	Параметр	Величина
$d < 0.1$ mm $\sigma_0 = \sigma_0^* - \xi \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_\sigma}\right)$	$\sigma_0^*$	269.5 МПа
	$\xi$	224.8 МПа
	$\varepsilon_\sigma$	0.05
$d > 0.1$ mm $k_f = k_0^* - \kappa \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_k}\right)$	$k_0^*$	17.0 МПа · mm <sup>1/2</sup>
	$\kappa$	11.9 МПа · mm <sup>1/2</sup>
	$\varepsilon_k$	0.04

больших зерен ( $d > 0.1 \text{ mm}$ ) деформационное упрочнение, очевидно, играет менее значительную роль. Параметр  $k_f$ , контролирующий взаимодействие дислокаций с границами зерен [10,11], остается постоянным в области малых размеров зерна, но экспоненциально возрастает для больших зерен. Иначе говоря, деформируемая система может выбрать один из вариантов упрочнения при росте зерна: увеличивая либо  $k_f$  в области больших зерен ( $d > 0.1 \text{ mm}$ ), либо  $\sigma_0$  в области малых зерен ( $d < 0.1 \text{ mm}$ ). Темп возрастания названных параметров по мере роста деформирующего напряжения определяется, согласно уравнениям (3) и (4), одной и той же (в пределах точности эксперимента) величиной  $\varepsilon_k \approx \varepsilon_\sigma \approx 0.045$ .

Как следует из рис. 2, длина автоволны локализованной деформации увеличивается с ростом размера зерна. С другой стороны, ранее [1] было показано, что длина автоволны обратно пропорциональна деформирующему напряжению, которое при измельчении зерна находит отражение в изменениях параметров  $\sigma_0$  и  $k_f$ . Таким образом, можно полагать, что изменения как автоволновой характеристики  $\lambda$ , так и параметров уравнения Холла–Петча  $\sigma_0$  и  $k_f$  являются следствиями процессов упрочнения поликристаллов при измельчении зерна.

Работа поддержана проектом № 3.6.1.2 Программы № 3.6.1 фундаментальных исследований Сибирского отделения РАН (2006–2009 гг).

## Список литературы

- [1] Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. Новосибирск: Наука, 2008. 327 с.
- [2] McDonald R.J., Efstathiou C., Curath P. // J. Engng. Mat. Technol. 2009. V. 131. N 4. P. 692–703.
- [3] Asharia A., Beaudoin A., Miller R. // Math. Mech. Solids. 2008. V. 13. N 1. P. 292–315.
- [4] Fressengeas C., Beaudoin A., Entemeyer D. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 014108-1–014108-9.
- [5] Zuev L.B., Semukhin B.S., Zarikovskaya N.V. // Int. J. Sol. Str. 2003. V. 40. N 4. P. 941–950.
- [6] Зуев Л.Б., Полетика Т.М., Нариманова Г.Н. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 12. С. 74–77.
- [7] Шмид Е., Боас В. Пластичность кристаллов в особенности металлических. М.: ГОНТИ НКТП, 1938. 316 с.

- [8] Хилл Р. Математическая теория пластичности. М.: ГИТТЛ, 1956. 407 с.
- [9] Вольтерра В. Математическая теория борьбы за существование. М.: Наука, 1976. 286 с.
- [10] Иванова В.С., Гордиенко Л.К., Геминев В.Н. и др. Роль дислокаций в упрочнении и разрушении металлов. М.: Наука, 1965. 180 с.
- [11] Трефилов В.И., Моисеев В.Ф., Печковский Э.П. и др. Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов. Киев: Наук. думка, 1987. 245 с.
- [12] Поздняков В.А., Глезер А.М. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 1. С. 31–36.
- [13] Morris D.G. Materials Science Foundation. V. 2. Zürich: Trans. Tech Publ. Inc., 1998. 85 p.
- [14] Kovách I., Chinh N.Q., Kovách-Csetényi E. // Phys. stat. sol. (a). 2002. V. 194. N 1. P. 3–18.