

05

## Автоволновое описание температурного эффекта при деформации ГЦК металлов

© Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова, С.В. Колосов

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: lbz@ispms.ru

Поступило в Редакцию 28 июня 2022 г.  
В окончательной редакции 28 июня 2022 г.  
Принято к публикации 7 сентября 2022 г.

Приведены данные сравнительных исследований развития пластического течения в чистом алюминии и аустенитном сплаве на основе железа (Fe-Cr-Ni). Изучены деформационные закономерности при испытаниях в интервале температур  $143 \leq T \leq 420$  К. Установлено, что влияние температуры для этих двух случаев различно. При возникновении стационарной диссипативной структуры на стадии параболического деформационного упрочнения влияние температуры определяется изменением длины автоволны локализованной пластичности. На стадии линейного деформационного упрочнения, когда формируется фазовая автоволна локализованной пластичности, эффект связан с экспоненциальным ростом ее скорости с температурой.

**Ключевые слова:** пластическое течение, деформация, аустенитный сплав, автоволна.

DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53748.170-22

### Введение

Экспериментальные исследования и анализ кинетики развития пластической деформации твердых тел [1,2] показали, что сущностью этого процесса является генерация и закономерная эволюция небольшого набора автоволновых мод макроскопически локализованного пластического течения, преобразующихся друг в друга при изменении закона деформационного упрочнения в ходе деформации. Автоволновые моды формируют наблюдаемый на поверхности паттерн локализованной пластичности. Он в общем случае характеризуется своими макроскопическими пространственно-временными масштабами: длиной  $\lambda \approx 10^{-2}$  м и временным периодом  $10^3 > T_t > 10^2$  с автоволны, а также скоростью ее распространения  $10^{-5} \leq V_{aw} = \lambda/T_t \leq 10^{-4}$  м/с, зависящей от коэффициента деформационного упрочнения и структуры деформируемого материала.

Закон дисперсии для автоволн локализованной пластичности имеет квадратичную форму  $\omega_{aw}(k) \propto 1 + k^2$ , где  $\omega_{aw} = 2\pi/T_t$  — автоволновая частота, а  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число [1]. Такой вид дисперсионного закона указывает на существенную нелинейность процессов пластического течения.

Как было установлено в экспериментах, проведенных на широком круге пластически деформируемых материалов (моно- и поликристаллы, металлы и сплавы, щелочно-галлоидные кристаллы и горные породы), автоволновой характер развития пластической деформации материалов является универсальным [1]. Доказательства существования автоволновых эффектов получены при механических испытаниях в режимах активного нагружения и ползучести.

Основные закономерности автоволновых процессов пластического течения являются следствиями упругопластического инварианта деформации, имеющего (для фазовой автоволны локализованной пластичности) вид [1,2]:

$$\frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} = \hat{Z} \approx \frac{1}{2}. \quad (1)$$

Уравнение (1), где  $\chi$  — межплоскостное расстояние, а  $V_t$  — скорость распространения поперечных ультразвуковых волн, связывает параметры автоволновой пластической деформации с решеточными характеристиками материала.

Задача настоящей работы состояла в анализе температурного влияния на автоволновой механизм пластичности и в поиске природы связи температурного хода характеристик пластичности материалов с параметрами автоволновых деформационных процессов на стадиях параболического и линейного деформационного упрочнения. Известно, что на первой из них генерируются стационарные диссипативные структуры, а на второй — фазовые автоволны локализованного пластического течения [1,2]. В обоих случаях деформируемая среда оказывается расслоенной на чередующиеся деформирующиеся и недеформирующиеся зоны. Границы таких зон неподвижны при параболическом, но движутся при линейном деформационном упрочнении.

### 1. Материалы, методика эксперимента

В соответствии с этой задачей в настоящей работе в качестве материалов использованы поликристаллические ГЦК металлы: чистый алюминий (содержание

Al — не менее 99.5 wt.%) с размером зерна  $\sim 10.5 \mu\text{m}$  (далее — алюминий) и многокомпонентный сплав на основе железа (18 wt.% Cr–10 wt.% Ni) с размером зерна  $\sim 12.5 \mu\text{m}$  (далее — аустенит). Такой выбор материалов определен возможностью реализации в них при пластической деформации устойчивых стадий кривых течения  $\sigma(\varepsilon)$ , определяемых специфическими микромеханизмами пластического течения в этих двух материалах [3].

Плоские образцы с размерами рабочей части  $40 \times 5 \times 2 \text{ mm}$  растягивались на испытательной машине „Instron-1185“ со скоростью  $3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Испытания были проведены в интервале температур  $143 \leq T \leq 420 \text{ K}$ . Такие температуры достигались продувкой рабочей камеры парами азота из сосуда Дьюара, скорость которой регулировалась нагревательным элементом, расположенным внутри сосуда Дьюара. Температура образца непрерывно контролировалась хромель-алюмелевой термопарой, спай которой находился в контакте с ним.

Деформационные кривые алюминия и аустенита в этом интервале температур имеют сложный многостадийный вид. Чтобы выделить необходимые стадии деформационного упрочнения, исходные индикаторные кривые течения, записанные в координатах „напряжение  $\sigma$ –деформация  $e$ “, перестраивались в зависимости „истинные напряжения  $s$ –истинные деформации  $e$ “ (рис. 1) и аппроксимировались формулой Людвига  $s = s_0 + \vartheta e^n$  [3], где  $s_0$  и  $\vartheta$  — эмпирические константы. Прямые участки графиков в координатах  $\ln(s - s_0) - e^{1/2}$  или  $\ln(s - s_0) - e$  выявляли, как показано на рис. 2, параболическую ( $n = 0.5$ ) стадию в алюминии и линейную ( $n = 1$ ) стадию в аустените.

Паттерн локализованной пластичности визуализировался методом двухэкспозиционной цифровой спекл-фотографии [1], с помощью которого восстанавливались поля векторов смещений на поверхности образцов  $\mathbf{r}(x, y)$ . Затем вычислялись локальные деформации, т.е. компоненты градиента векторного поля (тензора пластической дисторсии)  $\beta_{i,j} = \nabla \mathbf{r}(x, y)$  [4]. Зная эти компоненты во всех точках поверхности образца, можно было построить их распределения  $\varepsilon_{ij}(x, y)$ , которые *in situ* визуализируют паттерн локализованной пластичности для разных моментов времени. При этом возникает возможность следить за эволюцией паттерна (сменой автоволновых мод) локализованной пластичности в реальном времени.

Численные значения кинематических автоволновых характеристик локализованной пластичности  $\lambda$  и  $V_{aw}$  измерялись по  $X - t$ -диаграммам ( $X$  — координата очага локальной деформации,  $t$  — время), построенным по данным анализа распределений какой-либо из компонент тензора пластической дисторсии, как это показано на рис. 3. Здесь же пояснен метод измерения длины  $\lambda$  и периода  $T_i$  автоволны локализованной пластичности.

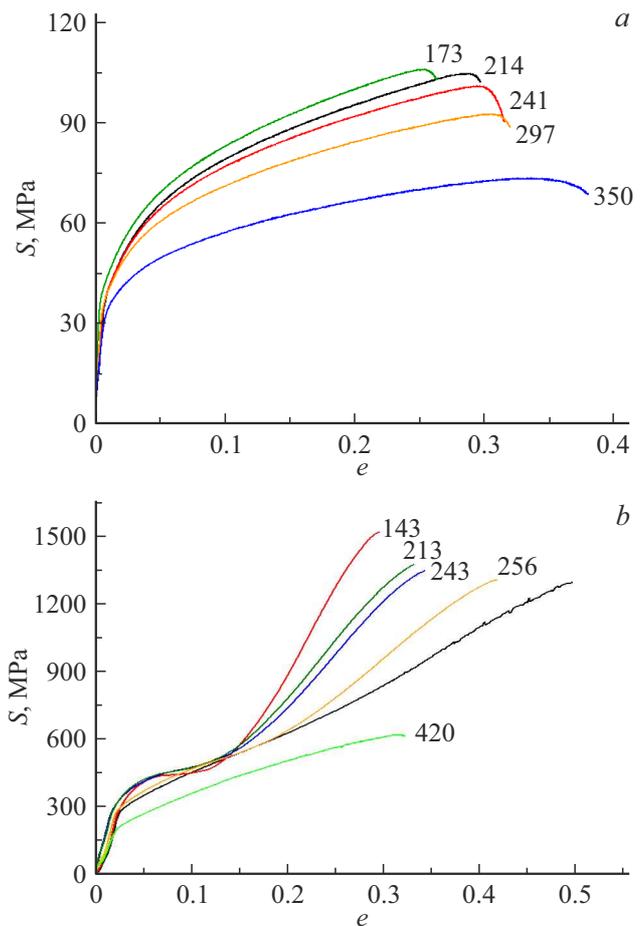
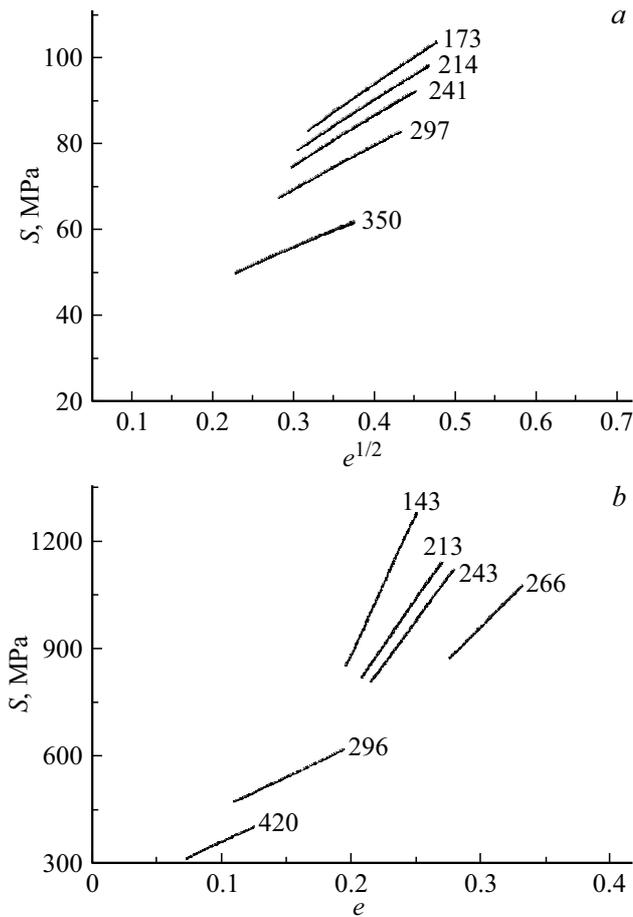


Рис. 1. Кривые пластического течения алюминия (a) и аустенита (b) при разных температурах испытания в истинных координатах. Цифры у кривых — температуры испытаний (K).

## 2. Автоволновая интерпретация температурного эффекта пластичности

Как следует из рис. 4, влияние температуры на кривые течения сводится к тому, что с ее ростом пределы текучести и прочности падают, а пластичность растет. Экстремальное температурное поведение относительного удлинения до разрыва аустенита при  $\sim 320 \text{ K}$  авторы [5] объяснили тем, что деформационное упрочнение при больших деформациях выше, чем напряжения течения.

Исходные данные показывают, что качественных различий в изменении деформационных характеристик двух исследованных металлов с температурой практически не отмечено. Наблюдаются лишь определенные количественные различия, очевидно, связанные с разной природой дислокационных механизмов деформации, контролирующих процессы в этих случаях [3]. Можно сказать, что влияние температуры на характер кривых течения и прочностные характеристики исследованных металлов практически неразлично.



**Рис. 2.** Выделение стадий параболического деформационного упрочнения в алюминии (а) и линейного деформационного упрочнения в аустените (b) при разных температурах.

Физически более содержательной является такая механическая характеристика, как коэффициент деформационного упрочнения  $\theta = ds/de$  [3]. Температурная зависимость этой величины для случаев деформации алюминия и аустенита показана на рис. 5. Для обоих металлов справедливо соотношение

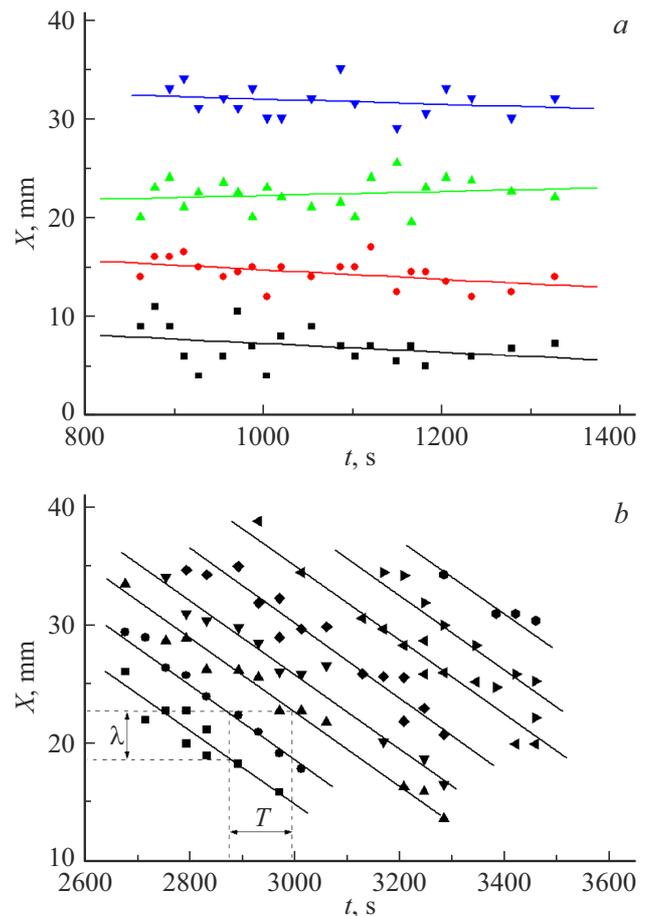
$$\theta = \theta_0 \exp\left(\frac{Q}{k_B T}\right), \quad (2)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана, а  $\theta_0 = \text{const}$ . Энергии активации коэффициента деформационного упрочнения  $Q$  составляют  $Q^{(Al)} \approx 0.015 \text{ eV}$  и  $Q^{(aust)} \approx 0.02 \text{ eV}$ .

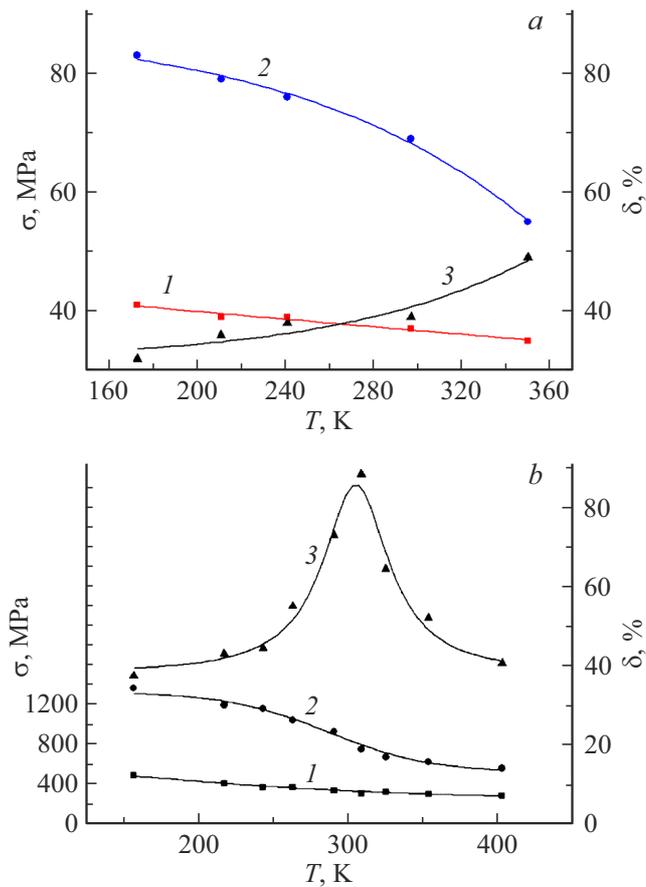
Аналогия в поведении деформационных характеристик алюминия и аустенита достаточно интересна, однако при привлечении понятий автоволновой модели пластичности выявляются существенные различия температурных эффектов для двух исследованных металлов. На это, в частности, указывает разный вид  $X-t$ -диаграмм для стационарной диссипативной структуры в алюминии и фазовой автоволны локализованной деформации в аустените, приведенных на рис. 3, а и b соответственно. Такие формы  $X-t$ -диаграмм означают, что в случае

деформации алюминия в материале формируется стационарная диссипативная структура. В этой структуре очаги локализованной пластичности неподвижны, т.е.  $V_{aw} = 0$ . При таких же условиях деформации на стадии линейного деформационного упрочнения в аустените образуется фазовая автоволна локализованной пластичности, которая характеризуется длиной автоволны  $\lambda$  и скоростью ее распространения  $V_{aw} \neq 0$ . Величины  $\lambda$  и  $V_{aw}$  могут быть найдены независимо, как показано на рис. 3, b.

Кроме различия вида  $X-t$ -диаграмм, нужно отметить также принципиальную разницу температурных откликов при деформации алюминия и аустенита. Как следует из рис. 6, а, при возникновении стационарной диссипативной структуры на стадии параболического деформационного упрочнения алюминия  $\ln(\lambda) \propto T^{-1}$ , т.е. с ростом температуры испытания длина автоволны локализованной пластичности убывает. При этом, как следует из рис. 3, а, для стационарной диссипативной структуры  $V_{aw} = 0$ . В том же диапазоне температур при формировании фазовой автоволны на стадии линейного



**Рис. 3.**  $X-t$ -диаграммы для автоволновой пластичности исследованных металлов. Стационарная диссипативная структура в алюминии на стадии параболического деформационного упрочнения (а) и фазовая автоволна в аустените на стадии линейного деформационного упрочнения (b). Температура 300 К.



**Рис. 4.** Температурные зависимости механических свойств алюминия (a) и аустенита (b). 1 — предел текучести, 2 — предел прочности, 3 — относительное сужение при разрыве.

деформационного упрочнения аустенита в соответствии с рис. 6,  $b$  скорость распространения автоволны экспоненциально растет с температурой по закону  $\ln(V_{aw}) \propto T^{-1}$ , но в соответствии с рис. 3,  $b$ ,  $\lambda = \text{const}$ .

Сказанное означает, что зависящими от температуры на стадиях параболического и линейного деформационного упрочнения (в алюминии и аустените соответственно) являются разные автоволновые характеристики. Пластификация при повышении температуры испытания связана в первом случае (алюминий) с уменьшением длины автоволны локализованной пластичности, а во втором (аустенит) — с ростом скорости распространения фазовых автоволн локализованной пластичности.

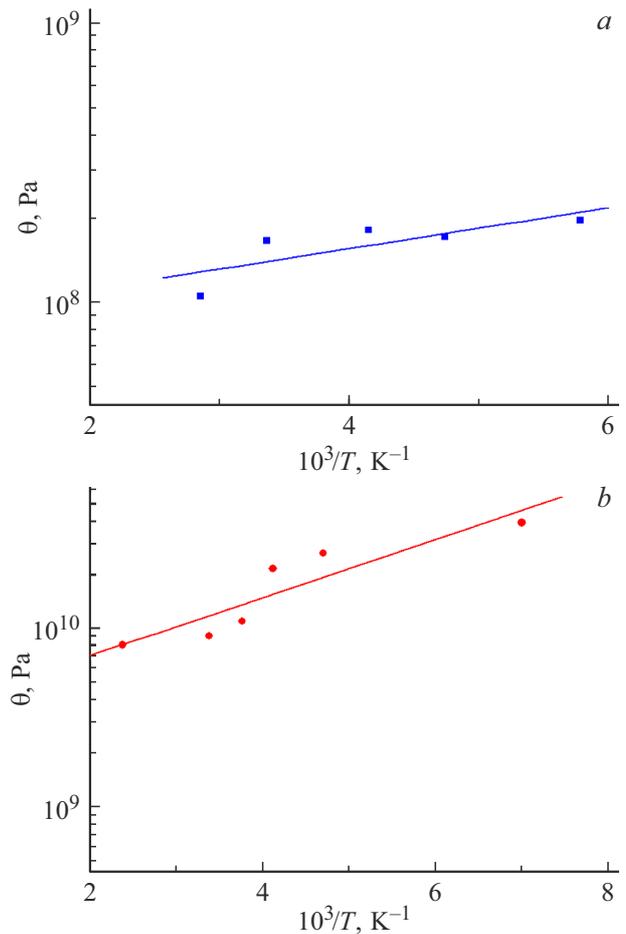
Кажется перспективной попытка связать объяснение природы температурной зависимости коэффициентов деформационного упрочнения для алюминия и аустенита, заданной уравнением (2), с температурными зависимостями автоволновых характеристик  $\lambda(T)$  и  $V_{aw}(T)$ , показанными на рис. 6. Анализируя рис. 6,  $b$ , заметим, что, как сказано выше,  $V_{aw} = \lambda/T_i = (2\pi)^{-1} \lambda \omega_{aw}$ , где  $\omega_{aw} = 2\pi/T_i$  — частота фазовой автоволны. При  $\lambda = \text{const}$  это соответствует известному соотношению

для частоты термически активированных актов [6,7]:

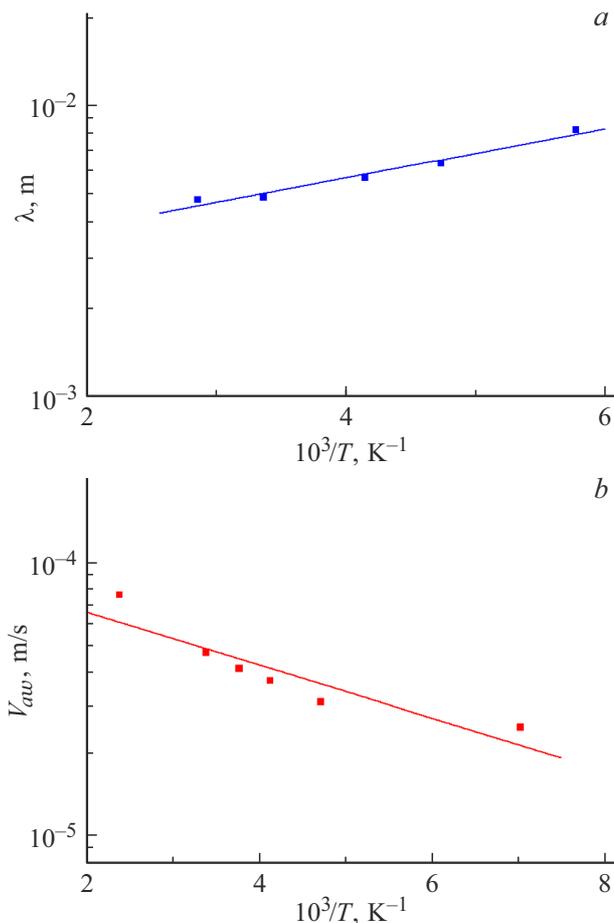
$$\omega_{aw} = \omega_D \exp \left[ \frac{H(\sigma)}{k_B T} \right]. \quad (3)$$

Здесь  $H \approx U - \gamma\sigma$  — энтальпия активации,  $U$  — высота потенциального барьера,  $\gamma$  — активационный объем [6], а  $\omega_D$  — дебаевская частота. Из рис. 6,  $b$  следует, что  $U^{(\text{aust})} \approx 0.02 \text{ eV}$ , а  $\gamma \approx 8.5b^3$ , где  $b \approx 0.2 \text{ nm}$  — вектор Бюргера дислокаций в аустените. Совпадение величин  $Q^{(\text{aust})}$  и  $U^{(\text{aust})}$  для случая деформации аустенита позволяет объяснить температурную зависимость коэффициента деформационного упрочнения на стадии линейного деформационного упрочнения (рис. 5) температурной зависимостью скорости распространения фазовой автоволны локализованной пластичности.

Последнее положение следует уточнить. Как было установлено ранее [1], на стадии линейного деформационного упрочнения скорость распространения фазовой автоволны локализованной деформации задается соотношением  $V_{aw} \approx \Xi/\theta$ , в котором экспериментально определенная константа  $\Xi \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}$  [1,2]. Тогда для коэффициента деформационного упрочнения можно за-



**Рис. 5.** Температурные зависимости коэффициента деформационного упрочнения алюминия (a) и аустенита (b).



**Рис. 6.** Температурная зависимость автоволновых характеристик для деформации алюминия (а) и аустенита (b).

писать

$$\theta = \frac{\Xi}{V_{aw}} \sim V_{aw}^{-1}. \quad (4)$$

Численная оценка безразмерного коэффициента  $\theta$  дает  $\theta \approx 3 \cdot 10^{-3}$ , что близко к экспериментально наблюдаемым значениям [8–10]. С учетом температурной зависимости скорости автоволны, заданной уравнением (3), коэффициент деформационного упрочнения на линейной стадии процесса имеет вид

$$\theta(T) \approx \Xi [V_{aw}(T)]^{-1} = 2\pi \frac{\Xi}{\lambda \omega_D} \exp\left[\frac{U - \gamma\sigma}{k_B T}\right], \quad (5)$$

где длина автоволны  $\lambda = \text{const}$ .

Зависимость  $\ln(\lambda) \propto T^{-1}$  для алюминия в принципе ведет себя таким же образом, а соответствующие расчеты для алюминия, выполненные по данным рис. 6, а, приводят к высоте потенциального барьера  $U^{(\text{Al})} \approx 0.017 \text{ eV}$  и  $\gamma \approx 12.3b^3$ , где  $b \approx 0.286 \text{ nm}$  — вектор Бюргера дислокаций в Al. Полученные для деформации алюминия значения  $Q^{(\text{Al})}$  и  $U^{(\text{Al})}$ , как и при деформации аустенита, практически совпадают, что позволяет считать температурную зависимость длины автоволны причиной темпе-

ратурной зависимости коэффициента деформационного упрочнения на параболической стадии упрочнения.

Однако из теории термически активированных процессов [6] известно, что линейная характеристика (масштаб)  $\lambda$  не может рассматриваться в качестве термически активированной величины. Иначе говоря, следует предположить существование зависящего от температуры параметра, который при деформации был бы „сцеплен“ с масштабом  $\lambda$ , обеспечивая его экспоненциальное убывание с ростом температуры. В качестве такого параметра естественно использовать вероятность актов поперечного скольжения.

Известно, что в алюминии этот вид дислокационного скольжения развивается с самого начала пластического течения, обеспечивая параболическую форму кривой течения [11,12]. Поперечное скольжение имеет в основе акты выброса винтовых дислокационных петель в наклонную плоскость скольжения в кристалле. Вероятность подобных актов определяется соотношением  $p \propto \exp(-W_{cs}/(k_B T))$ , где  $W_{cs}$  — высота энергетического барьера для такого выброса [6]. Эта вероятность растет с ростом температуры, что соответственно указывает на повышение частоты зарождения новых очагов деформации. В итоге это вызывает уменьшение длины автоволны локализованной пластичности при формировании стационарной диссипативной структуры на стадии параболического деформационного упрочнения. Автоволновые эффекты при пластической деформации наблюдались и обсуждались также в [13–16].

## Заключение

В работе экспериментально исследовано термически активированное изменение показателей пластичности в металлах с ГЦК решеткой. Оценены численные значения активационных параметров деформации в случае возникновения стационарных диссипативных структур при параболическом деформационном упрочнении и в случае генерации фазовых автоволн на стадии линейного деформационного упрочнения.

Найдена функциональная взаимосвязь макроскопической деформационной характеристики — коэффициента деформационного упрочнения — с автоволновыми параметрами паттерна локализованной пластичности. Характер взаимосвязи при параболическом и линейном деформационном упрочнении различен. Так, при параболическом упрочнении температурные изменения коэффициента деформационного упрочнения связаны с изменениями длины автоволны локализованной пластичности, а при линейном деформационном упрочнении они контролируются изменениями скорости ее распространения.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема № FWRW-2021-0011.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] L.B. Zuev, S.A. Barannikova. *Crystals*, **9**, 458 (2019). DOI: 10.3390/cryst9090458
- [2] L.B. Zuev. In: *Multiscale Biomechanics and Tribology of Inorganic and Organic Systems*, ed. by G.-P. Ostermeyer, V.L. Popov, E.V. Shilko, O.S. Vasiljeva (Springer, Berlin, 2021), p. 245. DOI: 10.1007/978-3-030-60124-9\_12
- [3] J. Pelleg. *Mechanical Properties of Materials* (Springer, Dordrecht, 2013)
- [4] А. Кадич, Д. Эделен. *Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций* (Мир, М., 1987)
- [5] N. Tsuchida, Y. Morimoto, T. Tonan, Y. Shibata, K. Fukaura, R. Ueji. *ISIJ Int.*, **51**, 124 (2011). DOI: 10.2355/isijinternational.51.124
- [6] D. Caillard, J.L. Martin. *Thermally Activated Mechanisms in Crystal Plasticity* (Elsevier, Oxford, 2003)
- [7] Л.Б. Зуев, Ю.А. Хон. *Физ. мезомех.*, **24**, 5 (2021). DOI: 10.24412/1683-805X-2021-6-5-14 [L.B. Zuev, Y.A. Khon, *Phys. Mesomech.*, **25** (2), 103 (2022). DOI: 10.1134/S1029959922020011]
- [8] Г.А. Мальгин. *ФТТ*, **48** (4), 651 (2006). [G.A. Malygin. *Phys. Sol. St.*, **48** (4), 693 (2006) DOI: 10.1134/S1063783406040123]
- [9] J.S. Langer, E. Bouchbinder, T. Lookman. *Acta Mater.*, **58** (12), 3718 (2010). DOI: 10.1016/j.actamat.2010.03.009
- [10] A. Ishii, J. Li, S. Ogata. *Int. J. Plast.*, **82**, 32 (2016). DOI: 10.1016/j.ijplas.2016.01.019
- [11] I. Kovács, N.Q. Chinh, E. Kovács-Csetényi. *Phys. Stat. Sol. A*, **17** (7), 3 (2002). DOI: 10.1002/1521-396X
- [12] P. Landau, R.Z. Shneck, G. Makov, A. Venkert. *Mater. Sci. Eng.*, **3**, 012002 (2009). DOI: 10.1088/1757-899X/3/1/012004
- [13] A. Asharia, A. Beaudoin, R. Miller. *Math. Mech. Sol.*, **13**, 292 (2008). DOI: 10.1177/1081286507086903
- [14] R.J. McDonald, C. Efstathiou, P. Kurath. *J. Eng. Mater. Technol.*, **131**, 652 (2009). DOI: 10.1115/1.3120410
- [15] C. Fressengeas, A. Beaudoin, D. Entemeyer, T. Lebedkina, M. Lebyodkin, V. Taupin. *Phys. Rev. B*, **79**, 14108 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.79.014108
- [16] M.A. Lebyodkin, N.P. Kobelev, Y. Bougherira, D. Entemeyer, C. Fressengeas, V.S. Gornakov, T.A. Lebedkina, I.V. Shashkov. *Acta Mater.*, **60**, 3729 (2012). DOI: 10.1016/j.actamat.2012.03.026