

Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

О ВОЛНОВОМ ХАРАКТЕРЕ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ

Рассмотрены основные закономерности макроскопической локализации пластической деформации при растяжении металлов и сплавов. Показано, что эффект макролокализации является общим для всех металлов и сплавов в моно- и поликристаллическом состояниях и проявляется на всех стадиях пластического течения независимо от типа кристаллической решетки и механизма деформации (дислокационное скольжение, двойникование). Установлен волновой характер локализации деформации. Обсуждаются такие характеристики волн локализованной деформации, как скорость распространения, длина волны и дисперсия.

Ключевые слова: пластическая деформация, локализация, скорость волны, дисперсия.

Введение

Как установлено ранее [1], локализация пластической деформации металлов и сплавов проявляется на всех стадиях процесса пластического течения. В экспериментах по исследованию макролокализации деформации [2–4], выполненных методом двухэкспозиционной спекл-фотографии [5] на чистых металлах и сплавах в моно- и поликристаллическом состояниях, была установлена однозначная связь особенностей локализации пластической деформации с действующим законом деформационного упрочнения $\theta = E^{-1} \cdot d\sigma/d\varepsilon = \theta(\varepsilon)$ (E – модуль Юнга, σ – напряжение, ε – деформация). Каждой стадии пластического течения отвечает определенный тип картины локализации деформации, а смена закона деформационного упрочнения сопровождается возникновением новой формы локализации деформации, соответствующей действующему на данной стадии закону пластического течения. Наблюдаемые картины локализации самопроизвольно возникают при растяжении с постоянной скоростью, то есть являются результатом самоорганизации пластического течения [6, 7].

Материалы исследований и методика эксперимента

В настоящей работе детальные исследования закономерностей и особенностей пластической деформации были проведены на широком круге монокристаллов (табл. 1), подобранных так, чтобы охватить разные типы кристаллической решетки и разные механизмы пластической

деформации. Кроме того, использованные материалы различались химическим составом. Условия проведения механических испытаний всех материалов на данной стадии исследований были унифицированы, поскольку влияние режимов нагружения специально не исследовалось. Образцы растягивались на испытательной машине Instron-1185 при скорости движения подвижного захвата $V_m = 0,2$ мм/мин (скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 9,6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) и температуре 300 К. Размеры рабочей части использованных образцов составляли $30 \times 5 \times 1$ мм.

Таблица 1

Исследованные материалы

№ п/п	Состав	Тип решетки	Ориентация оси растяжения	Механизм деформации
1	Cu (чистая)	ГЦК	$\bar{1}39$	дислокационный
2	Ni (чистый)	ГЦК	$\bar{1}67$	дислокационный
3	Fe-18%Cr-12%Ni-2%Mo с содержанием 0,35 и 0,5%N (γ -FeI)	ГЦК	001 $\bar{1}11$	дислокационный
4	Fe – 12%Mn с содержанием 0,93 и 1,03 %C (γ -FeII) сталь Гадфильда	ГЦК	012 , $\bar{1}23$ $\bar{3}77$, $\bar{1}11$, $\bar{3}55$,	дислокационный + двойникование
				двойникование
5	Fe + 3%Si	ОЦК	143	дислокационный

Для исследований макролокализации пластического течения использовалась техника спекл-фотографии [5, 8]. Она сочетает в себе возможность наблюдения всего деформируемого образца (размер поля зрения ~ 100 мм) с разрешающей способностью на уровне оптического микроскопа (~ 1 мкм) и обеспечивает получение количественных данных о полях векторов смещений по его поверхности $\mathbf{R}(x, y)$ с дальнейшим вычислением всех компонент тензора пластической дисторсии $\beta_{ij} = \nabla \mathbf{R}(x, y)$ для плоского напряженного состояния.

Результаты эксперимента и обсуждение

Прирост пластической деформации во время каждого последовательного шага деформирования сосредотачивается в активных зонах образца (доменах активной деформации), чередующихся с участками недеформирующегося материала. Об этом свидетельствует неоднород-

ность распределения по образцу продольной ε_{xx} , сдвиговой ε_{xy} и ротационной ω_z компонент тензора пластической дисторсии (рис. 1).

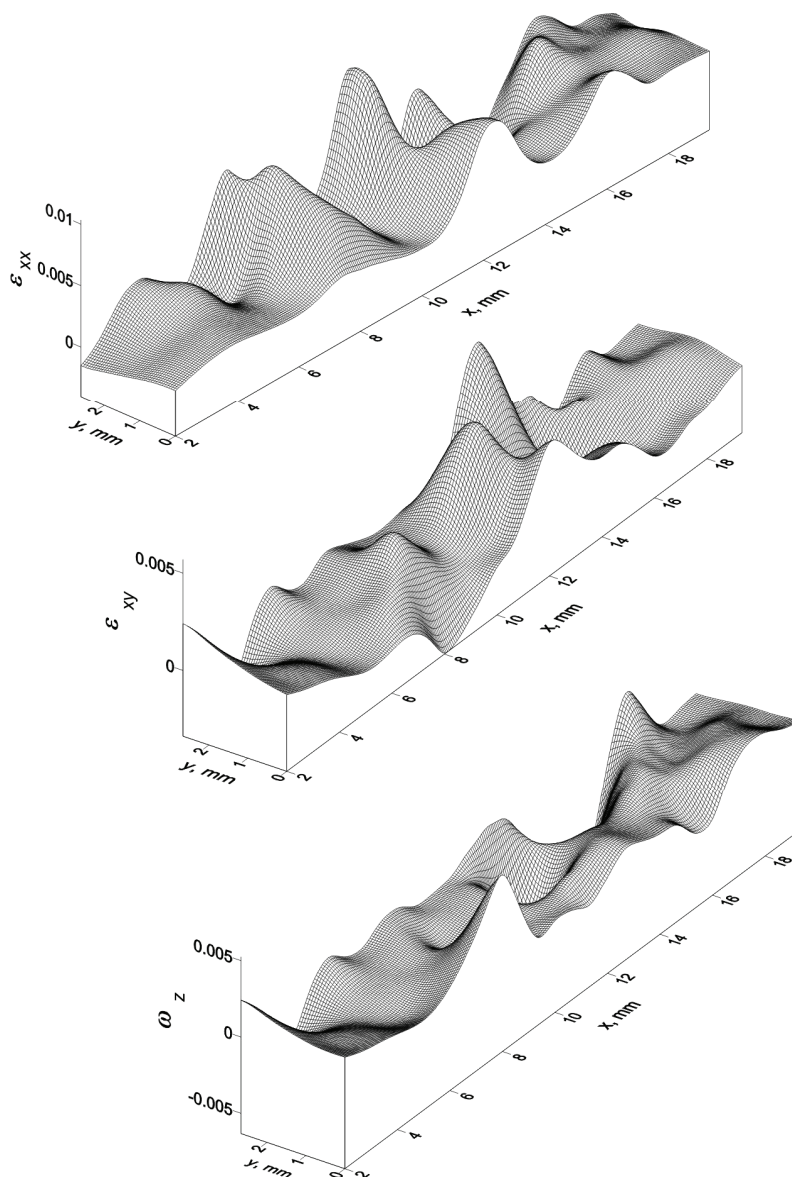


Рис. 1. Картина макролокализации деформации в монокристалле Fe-3 % Si на стадии линейного деформационного упрочнения в интервале 2,0–2,2% общей деформации

В ходе пластического течения картины локализации закономерно эволюционируют, подчиняясь изменениям действующего закона деформационного упрочнения $\theta(\varepsilon)$ при переходах от одной стадии течения к другой.

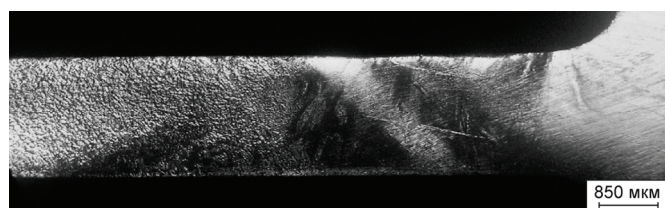
Зоны макроскопической локализации деформации можно выявлять как оптическими методами, так и методом спекл-фотографии, причем обе картины соответствуют друг другу, как это видно на примере монокристалла Fe-3%Si на стадии линейного упрочнения (рис. 2, а, б). Прямая количественная оценка показывает, что общая деформация образца есть сумма парциальных вкладов деформации отдельных очагов. Весь прирост пластической деформации образца $\delta\varepsilon$ можно представить в виде

$$\delta\varepsilon \approx \frac{\delta L}{L} \approx \frac{\sum_N \varepsilon_{xx}^{mag} \cdot l}{L} \approx N \cdot \langle \varepsilon_{xx} \rangle \cdot \frac{l}{L}, \quad (1)$$

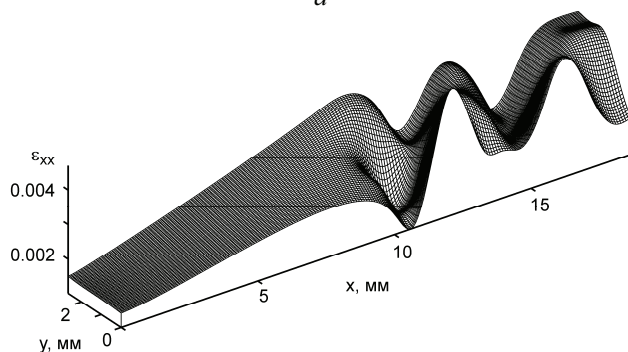
где N – число активных очагов локализованного течения (зон локализации) длиной l в образце, ε_{xx}^{mag} – амплитуда компоненты тензора пластической деформации ε_{xx} в таком очаге, $\langle \varepsilon_{xx} \rangle \cdot l$ – среднее удлинение в пределах очага, L – длина образца, причем $Nl < L$.

Зоны макроскопической локализации деформации, в свою очередь, имеют сложную структуру, в которой отмечены линии скольжения от нескольких систем и мезополосы деформации (рис. 3). Измерения микротвердости монокристалла Fe-3 % Si с помощью микротвердомера ПМТ-3 показали, что в зонах локализации деформации значение микротвердости $H_V \approx 2200$ МПа выше, чем в областях между ними, $H_V \approx 1800$ МПа.

Типичную картину эволюции распределений ε_{xx} по образцу, выявляющую локализацию деформации в нескольких зонах на разных стадиях нагружения, удобно представлять в виде зависимости положений координат максимумов ε_{xx} от времени деформации, как показано на рис. 4. Число таких очагов локализованной деформации может быть различно, и на линейных стадиях они расположены на одинаковом расстоянии друг от друга λ . Экспериментальная методика позволяет независимо определять как длину волны λ , так и временной период колебаний T и вычислять скорость перемещения очагов локализации $V = \lambda/T$.



a



б

Рис. 2. Зоны макроскопической локализации пластической деформации в монокристалле Fe-3 % Si на стадии линейного упрочнения, обнаруженные методом оптической микроскопии (*a*) и методом спекл-интерферометрии (*б*), на примере распределений локальных удлинений ϵ_{xx}



200 мкм

Рис. 3. Структура мезоочага макроскопической локализации пластической деформации в монокристалле Fe-3 % Si на стадии линейного упрочнения

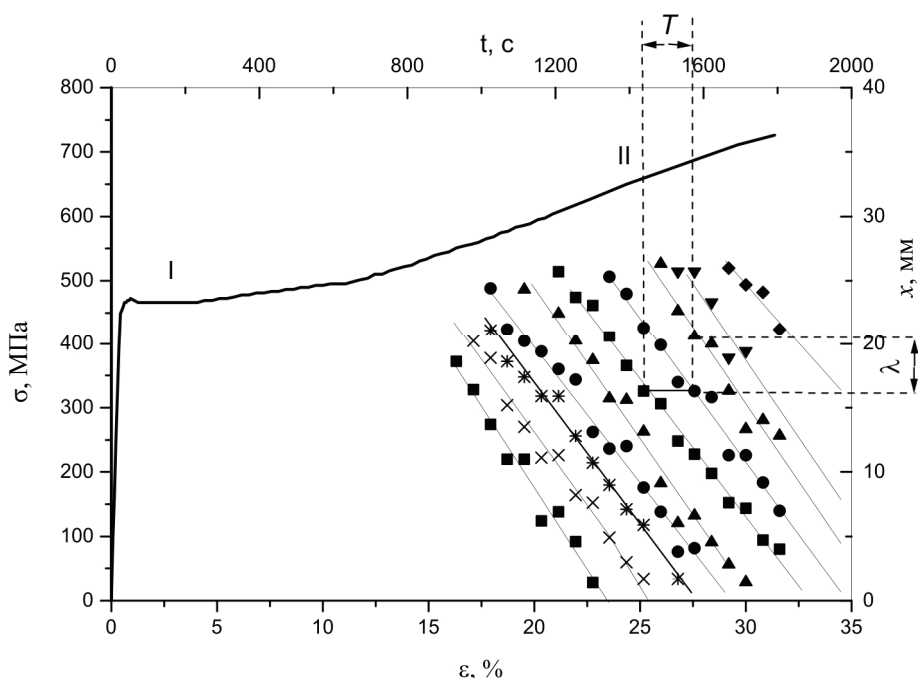


Рис. 4. Начальные стадии кривой пластического течения и диаграмма пространственно-временной эволюции очагов локализованной деформации на стадии II в монокристалле стали Гадфильда с ориентацией $[\bar{3}55]$

Структура очага локализации деформации. Площадка текучести наблюдалась при деформировании материалов $\gamma\text{-Fe}_{II}$ (см. табл. 1), ориентированных вдоль направлений $[\bar{3}77]$ и $[\bar{3}55]$.

Картина локализации деформации на площадке текучести представляет собой движущийся в направлении растяжения вдоль образца уединенный фронт, известный как полоса Людерса, в которой сосредоточены в каждый момент все сдвиговые процессы. Скорость движения одиночных фронтов на площадке текучести $V_f \approx 10^{-5}\text{--}10^{-4}$ м/с, что примерно в 10–100 раз больше скорости перемещения подвижного захвата испытательной машины. Существенный интерес представляют данные о распределении деформаций в области полосы Людерса. Анализ показал, что в очаге макролокализации деформации распределения локальных удлинений ε_{xx} , сдвигов ε_{xy} и поворотов ω_z развиваются взаимосогласованно, следующим образом эволюционируя с ростом общей деформации. В начальный момент времени при $\varepsilon_{tot} = 3,5\%$ абсциссы x экс-

тремумов ε_{xx} , ε_{xy} и ω_z совпадают (рис. 5, а), затем при $\omega_z = 4,2\%$, как это показано на рис. 5, б, происходит смещение вправо положений экстремумов компонент ε_{xx} и ω_z по отношению к ε_{xy} . Наконец, при $\omega_z = 4,9\%$ в положении максимума ε_{xx} значения компонент ε_{xy} и ω_z становятся равными нулю (рис. 5, в). Подобное чередование в поведении компонент тензора дисторсии происходит несколько раз на фоне движения очага деформации от неподвижного захвата к подвижному.

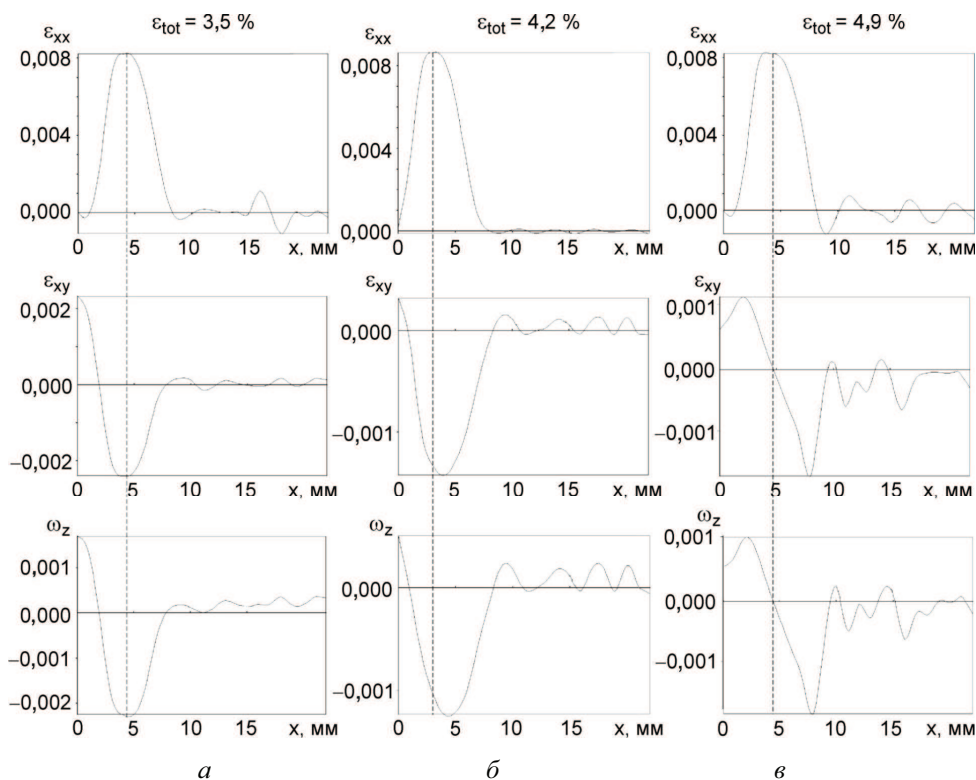


Рис. 5. Распределения компонент тензора пластической дисторсии в полосе Людерса при различных значениях общей деформации в монокристаллах стали Гадфильда, ориентированных вдоль $[\bar{3}77]$

При этом скорость перемещения деформационного фронта очень мала, т.е. он практически не движется для указанного диапазона деформации. Подобное чередование в поведении компонент тензора дисторсии происходит несколько раз на фоне движения очага деформации от неподвижного захвата к подвижному со скоростью $\sim 9 \cdot 10^{-6}$ м/с при длине площадки текучести $\sim 30\%$.

Волновой процесс локализации деформации. На стадии линейного упрочнения картина локализации деформации является наиболее интересной. Во всех исследованных случаях, при условии $\sigma = \theta_{II}\epsilon$ ($\theta_{II} = \text{const}$), в образце наблюдается согласованная система очагов локализации, синхронно движущихся вдоль оси растяжения с постоянной скоростью. Поскольку расстояние между такими очагами остается постоянным, возникающая картина может рассматриваться как специфический волновой процесс, связанный с пластической деформацией, причем основными являются следующие характеристики:

- макроскопическое расстояние $\lambda \approx 3\text{--}8$ мм между очагами (длина волны);
- скорость распространения волны вдоль образца $V_{aw} \approx 10^{-5}\text{--}10^{-4}$ м/с.

Исследования, проведенные на широком круге моно- и поликристаллов с различной кристаллической решеткой, деформирующихся за счет дислокационного скольжения, двойникования или мартенситного превращения, позволили установить, что зависимость скорости движения доменов локализации деформации V_{aw} от θ для стадий легкого скольжения и линейного деформационного упрочнения имеет вид (рис. 6)

$$V_{aw}(\theta) = V_0 + \Xi/\theta, \quad (2)$$

то есть, $V_{aw} \sim \theta^{-1}$. В случае легкого скольжения скорость V_{aw} обычно характеризует распространение вдоль образца единичного фронта локализованной пластичности, подобного фронту Людерса, а на стадии линейного упрочнения V_{aw} есть скорость распространения фазовой волны локализованной пластичности. Константы V_0 и Ξ , а также коэффициенты корреляции χ величин V_{aw} и θ^{-1} для этих двух случаев приведены в табл. 2.

Статистическая оценка по методике [9] указывает на весьма высокий уровень значимости корреляции в обоих случаях. Установленная закономерность охватывает все без исключения данные для исследованных до настоящего времени моно- и поликристаллов ГЦК, ОЦК и ГПУ чистых металлов и сплавов, кривая течения которых содержит линейную стадию и может считаться универсальной.

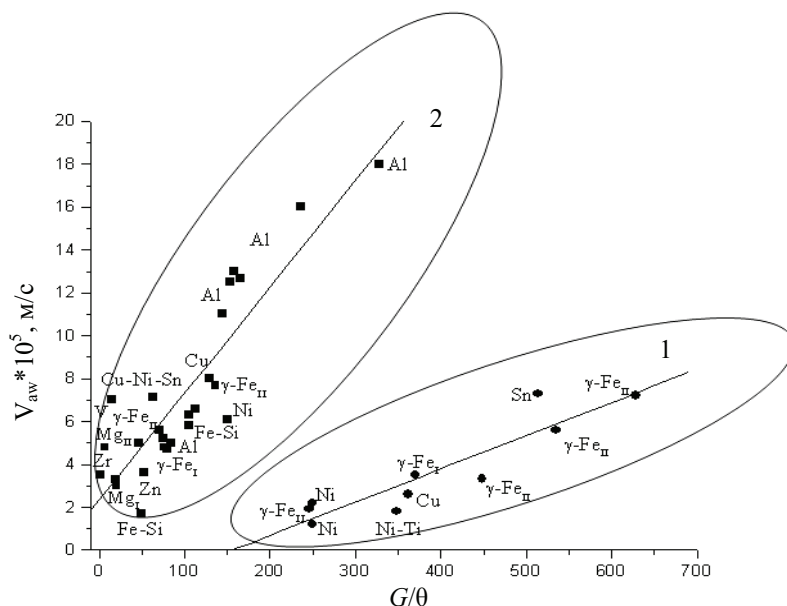


Рис. 6. Обобщенная зависимость скорости распространения волн локализованной деформации от коэффициента упрочнения G/θ на стадии легкого скольжения (1) и на стадии линейного упрочнения (2)

Таблица 2

Характеристики уравнения (2) для стадии легкого скольжения и стадии линейного упрочнения

Стадия пластического течения	$V_0 \cdot 10^5$	$\Xi \cdot 10^7$	χ
	м/с	м/с	
Легкое скольжение (1)	2,5	1,5	0,92
Линейное упрочнение (2)	2,3	5	0,89

Для понимания уравнения (2) полезно определить физический смысл константы Ξ , имеющей размерность скорости, но не совпадающей ни со скоростью движения траверсы испытательной машины ($V_{mach} = 1,67 \cdot 10^{-6}$ м/с), ни с естественной характеристикой деформационных процессов в кристаллах – скоростью распространения упругих волн в них (эта скорость $V_s \approx 5 \cdot 10^3$ м/с для многих металлов). Введем естественное соотношение $V_s/\Xi \approx 10^{10}$ и для объяснения его величины используем гипотезу больших чисел Дирака [10], подыскав того же порядка безразмерное отношение характеристик, связанных с деформационными процессами. Можно, например, сравнить определяемые в

независимых экспериментах значения вязкостей среды для двух предельных случаев деформирования. Первый из них относится к квазивязкому (надбарьерному) режиму движения дислокаций, при котором, как известно [11], скорость дислокаций V_{disl} зависит от напряжения σ как $V_{disl} \sim b\sigma/B$, где b – вектор Бюргерса, а экспериментально определяемый коэффициент вязкого торможения дислокаций $B \approx (1...3) \cdot 10^{-4}$ Па·с характеризует вязкость фононного газа. Второй случай можно отнести к вязкости среды, определяемой при ультразвуковых измерениях и обусловленной процессами микропластической деформации, поскольку амплитуда напряжений в ультразвуковых волнах мала¹. Экспериментальные данные об определяемой по измерениям внутреннего трения величине вязкости приводят к величине $\eta \geq 3 \cdot 10^6$ Па·с [12]. Соответственно, $\eta/B \approx 10^{10}$, так что из равенства $V_s/\Xi \approx \eta/B$ следует

$$\Xi = (B/\eta)V_s. \quad (3)$$

Соотношение (3) можно истолковать следующим образом. Согласно [14] сложные, способные структурироваться системы самопроизвольно разделяются на информационную и динамическую подсистемы, причем поведение второй из них контролируется процессами в первой. В деформируемой среде в качестве информационной подсистемы имеет смысл рассматривать поле сигналов акустической эмиссии, генерируемых в элементарных актах пластической деформации и управляющих инициированием новых элементарных сдвигов в динамической подсистеме движущихся дислокаций и их ансамблей. С этой точки зрения (3) формализует связь кинетических характеристик этих подсистем – скорости распространения упругих волн V_s (микропластичность, высокая вязкость η), с одной стороны, и скорости движения дислокаций V_{disl} при достаточно высоких напряжениях в областях действия концентраторов (движение дислокаций в среде с вязкостью $B \ll \eta$) – с другой.

В ранее проведенных исследованиях было показано, что длина волны локализованной деформации λ в поликристаллах зависит от

¹ Существование двух уровней вязкости деформируемой среды, соответствующих низким и высоким значениям деформирующего напряжения, а также скачкообразное падение этой величины при возрастании приложенных к образцу напряжений обнаружили авторы [13].

размера зерна D деформируемого материала, от длины нагружаемого образца L [15] и от характерного размера дислокационной субструктуры $\bar{d}$, получаемого при анализе электронно-микроскопических картин распределения дислокаций в деформированном материале [16]. Однако силовая зависимость длины волны $\lambda(\sigma)$ до настоящего времени не исследовалась. В настоящей работе экспериментально показано, что в монокристаллах легированного γ -Fe длина волны локализованной деформации λ обратно пропорциональна приведенному среднему напряжению $\bar{\sigma}/G$ на стадии линейного упрочнения (рис. 7) и описывается соотношением

$$\lambda = 2,3 \cdot 10^{-5} G / \sigma_{\text{cp}} \quad (4)$$

с коэффициентом корреляции 0,98.

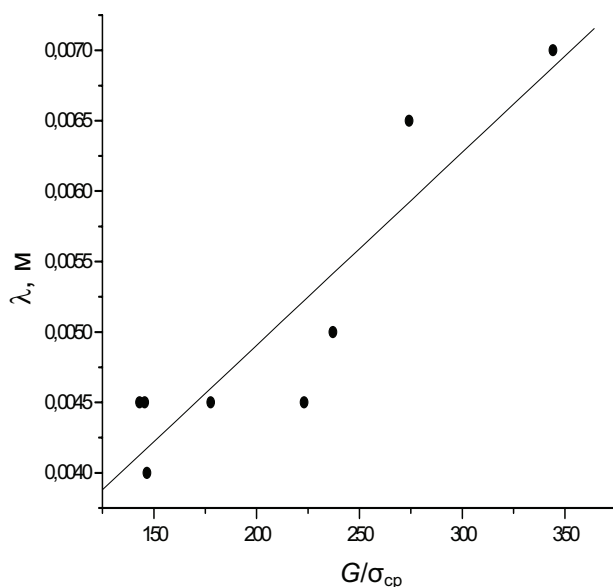


Рис. 7. Зависимость длины волны локализации λ от средних напряжений $\bar{\sigma}$ на линейных стадиях деформационного упрочнения в сплавах Fe

Возможность независимого измерения длины волны λ и периода волнового процесса T [2, 3] (см. рис. 4) позволила найти дисперсионное соотношение волн для монокристаллов сплавов на основе γ - и α -Fe

и поликристаллов Al, т.е. зависимость $\omega(k)$, где $\omega = 2\pi/T$ – частота, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Для получения набора значений ω и k волновые параметры и коэффициент деформационного упрочнения в сплавах железа варьировались изменением ориентации оси растяжения монокристаллических образцов и их состава, а в алюминии изменением среднего размера зерна в интервале 10 мкм–10 мм [17].

Зависимость $\omega(k)$ для этих двух случаев имеет вид, показанный на рис. 8, а, и описывается соотношением [18]

$$\omega = \omega_0 + a(k - k_0)^2, \quad (5)$$

где константы a , k_0 и ω_0 различны для каждой группы материалов (табл. 3). Коэффициенты корреляции зависимости $\omega(k)$, составившие 0,86 для сплавов на основе Fe и 0,97 для Al, являются весьма значимыми. Линеаризация экспериментальных данных для зависимостей $\omega(k)$ в координатах k и $\omega = \frac{\omega - \omega^*}{k - k^*}$, где ω^* и k^* – координаты одной из экспериментальных точек для каждой из кривых, дополнительно подтверждает справедливость аппроксимирующей формулы (5) (рис. 8, б).

Таблица 3

Константы в дисперсионном соотношении (5)
для исследованных материалов

Металл/сплав	Тип решетки	$a, \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	$k_0, \text{м}^{-1}$	$\omega_0, \text{Гц}$
Al (■)	ГЦК	$7,9 \cdot 10^{-7}$	1080	$5,5 \cdot 10^{-2}$
Сплавы Fe (●)	ГЦК/ОЦК	$5,4 \cdot 10^{-8}$	1010	$3,6 \cdot 10^{-2}$

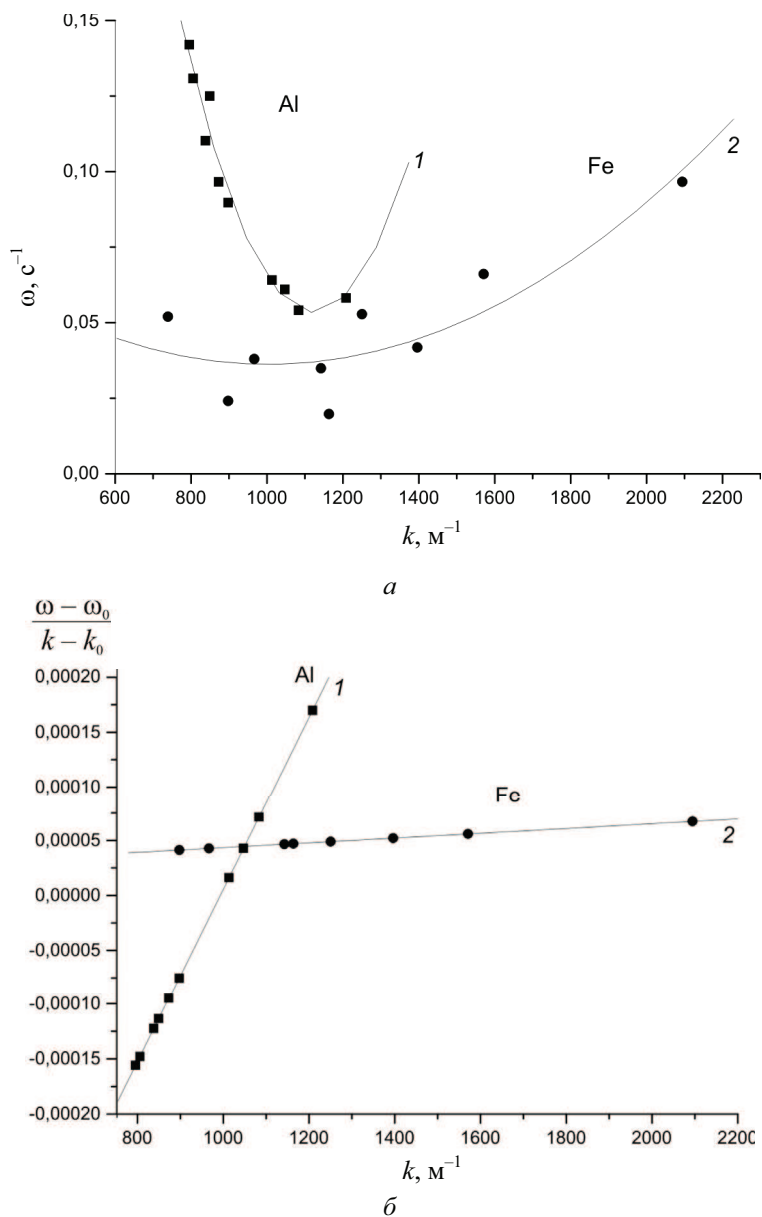


Рис. 8. Зависимость $\omega(k)$, отражающая обобщенный закон дисперсии волн локализации на стадии линейного деформационного упрочнения (а): кривая 1 – для поликристаллического Al; кривая 2 – для монокристаллического Fe-18%Cr-13%Ni с содержанием азота 0,35% и 0,5%, Fe-13%Mn с содержанием углерода 0,93% и 1,03% и Fe-3%Si; выравнивание зависимости $\omega(k)$

в координатах k и $\omega = \frac{\omega - \omega^*}{k - k^*}$ (б)

Соотношению (5) подстановкой $\omega = \omega_0 \cdot \tilde{\omega}$ и $k = k_0 + \frac{\tilde{k}}{\sqrt{\alpha/\omega_0}}$, где

$\tilde{\omega}$ и $\tilde{k}$ – безразмерные частота и волновое число соответственно, можно придать каноническую форму, $\tilde{\omega} = 1 + \tilde{k}^2$, которая, как известно [19], соответствует нелинейному уравнению, описывающему некоторые типы волновых процессов самоорганизации в активной среде. Это показывает, что природа явлений, вызывающих формирование автоволн локализованной деформации, связана с механизмами самоорганизации в дефектной подсистеме кристаллов [20]. На рис. 9 показаны зависимости фазовой $V_{ph} \equiv \frac{\omega}{k} \sim \frac{1}{k}$ и групповой $V_{gr} \equiv \frac{d\omega}{dk} \sim k$ скоростей исследуемых волн от волнового числа k . Можно видеть, что при $k = k^* \approx \approx 1100 \text{ м}^{-1}$ ($\lambda^* \approx 5,7 \text{ мм}$) $V_{ph} = V_{gr}$, то есть волны такой длины распространяются без дисперсии. Эта длина волны соответствует минимуму зависимости $\omega(k)$, то есть, $k^* = k_0$. Полагая [21], что

$V_{gr} = V_{ph} + k \frac{dV_{ph}}{dk}$, можно найти производную $dV_{ph}/dk = \frac{V_{gr} - V_{ph}}{k}$ как

функцию волнового числа k , имеющую вид $dV_{ph}/dk = \xi_0 + \frac{\zeta}{k^2}$, показанный на рис. 10. Интегрирование этого выражения приводит к монотонной зависимости $V_{ph} \sim (k + 1/k)$, предсказанной в [19] для закона дисперсии типа (5). При этом интервал экспериментально измеренных значений позволяет реализовать только упомянутую выше зависимость $V_{ph} \sim 1/k$.

Волновые процессы развития локализованного пластического течения необходимо отличать от детально описанных ранее (см., например [22]) волн пластичности. Для последних зависимость $V_{pw}(\theta)$ имеет вид $V_{pw} \approx \sqrt{\theta/\rho_0} \sim \theta^{1/2}$ [22] (ρ_0 – плотность материала), кардинально отличающийся от зависимости (2) $V_{aw} \sim \theta^{-1}$. Это различие позволяет считать, что в наших экспериментах обнаружен новый тип волновых процессов пластической деформации – волны (автоволны) локализации пластического течения [2, 3].

Такое заключение дополнительно подтверждается следующими соображениями, вытекающими из различия форм зависимостей $V_w(\theta)$ для обсуждаемых и известных ранее периодических процессов волнового типа. Так как скорость пластической деформации $\dot{\epsilon} \sim V_w$ [2, 3], а $\dot{\epsilon} = b\rho_{md}V_{disl}$ (ρ_{md} – плотность подвижных дислокаций), то при $\rho_{md} \approx const$ можно считать, что $V_{disl} \sim V_w$. Вообще же скорость термически активированного движения дислокаций $V_{disl} \sim \exp\left(-G/k_B T\right)$ [11], где $G = U - TS + A$ термодинамический потенциал Гиббса, в котором U – внутренняя энергия, S – энтропия процесса, $A = -\gamma\sigma$ – работа внешних сил при деформации и γ – активационный объем процесса.

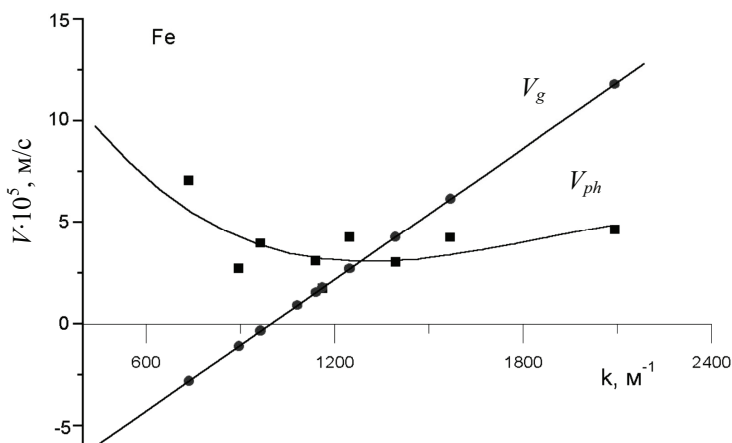


Рис. 9. Зависимости фазовой V_{ph} и групповой V_{gr} скоростей исследуемых волн от волнового числа k для монокристаллов на основе Fe

С учетом сказанного скорость распространения волны любого типа, связанной с деформацией, есть

$$V_w \sim \dot{\epsilon} \sim V_{disl} \sim \exp\left(\frac{S}{k_B}\right) \exp\left(-\frac{U - \gamma\sigma}{k_B T}\right). \quad (6)$$

При условии $(U - \gamma\sigma)/k_B T \approx const$ можно считать, что $\ln V_w \sim S$.

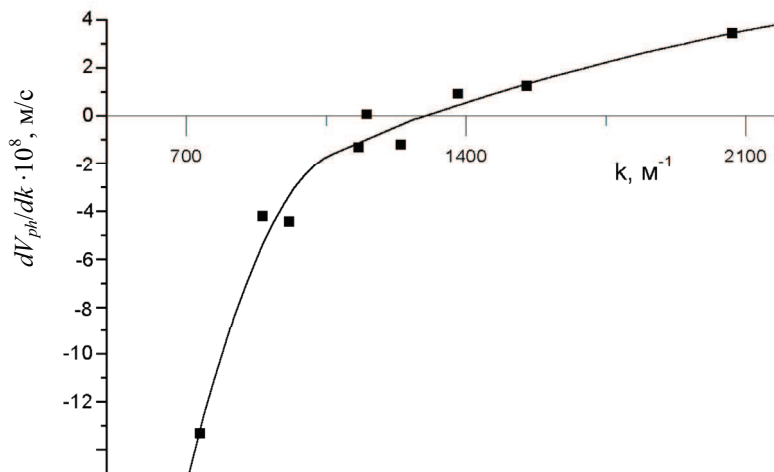


Рис. 10. Зависимость производной dV_{ph}/dk от волнового числа k для монокристаллов на основе Fe

Следовательно, зависимости $V_w(\theta)$ для обоих типов волновых процессов, представленные на рис. 11 в координатах $\ln V_w - \ln \theta$, качественно соответствуют зависимостям $S - \ln \theta$ для них. Для графика рис. 11 скорости волн локализации деформации на стадиях легкого скольжения монокристаллов (прямая 1) и стадиях линейного деформационного упрочнения моно- и поликристаллов различных металлов и сплавов (прямая 2) были взяты из рис. 6, а скорости распространения волн пластичности (прямая 3) для этих же металлов и сплавов вычислялись по формуле $V_{pw} \approx \sqrt{\theta/\rho_0}$ [22].

Анализируя зависимости $V_w(\theta)$ для обоих типов волн, можно видеть, что в случае волн пластичности энтропия системы возрастает ($\Delta S > 0$), что обычно для процессов с диссипацией энергии. Напротив, уменьшение энтропии ($\Delta S < 0$) для волн локализованной пластической деформации есть признак процессов самоорганизации, то есть, как указывал Хакен [6], «обретения системой пространственной, временной или функциональной структуры без специфического воздействия извне». Мерой упорядочения системы служит ее энтропия, являющаяся функцией параметра порядка [23]. Применительно к волнам локализации пластической деформации оказалось, что $S \sim \ln \theta$ и есть основание полагать, что в процессах

пластического течения роль подобного параметра порядка может играть коэффициент деформационного упрочнения $\theta \ll 1$.

На стадии параболического упрочнения всегда наблюдалась стационарная картина очагов пластического течения, то есть по длине образцов с интервалом 4–7 мм располагались 3–4 неподвижных очага деформации. При растяжении образцов из сплава Fe-3 % Si, коэффициент деформационного упрочнения меняется таким образом, что показатель упрочнения $n < 1$ в соотношении $\sigma \sim \epsilon^n$, описывающем ход кривой течения на параболической стадии, скачком падает от $n = 0,6$ до $n = 0,4$, разделяя эту стадию на два участка.

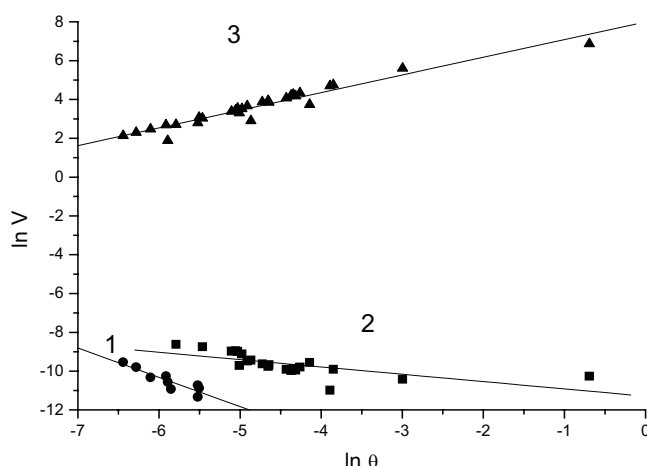


Рис. 11. Зависимость $\ln V_w - \ln \theta$, отражающая характер изменения энтропии волновых процессов: 1 — для волн локализации деформации на стадии легкого скольжения, 2 — для волн локализации деформации на стадии линейного упрочнения, 3 — для волн пластичности Кольского

На первом из них, когда $n \approx 0,6$, очаги локализованной деформации с примерно одинаковой амплитудой неподвижны (рис. 12). После перехода ко второму участку этой стадии и уменьшения n до 0,4 очаги становятся подвижными, амплитуды деформации в них перераспределяются так, что высота одного из максимумов ϵ_{xx} постепенно увеличивается, в то время как приросты локальных деформаций в остальных зонах несколько уменьшаются.

Стадия предразрушения. Система стационарных очагов локализованной деформации, характерная для стадии параболического уп-

рочнения, сменяется одним, постепенно растущим стационарным пиком, характеризующимся большой амплитудой компоненты локального удлинения ε_{xx} тензора пластической дисторсии, который указывает на место будущего вязкого разрушения. На примере монокристалла сплава Fe-3 % Si показано, что наиболее интересными особенностями поведения очагов локализованной деформации в конце этой стадии при показателе параболичности $n < 0,5$ являются их движение и тенденция к слиянию.

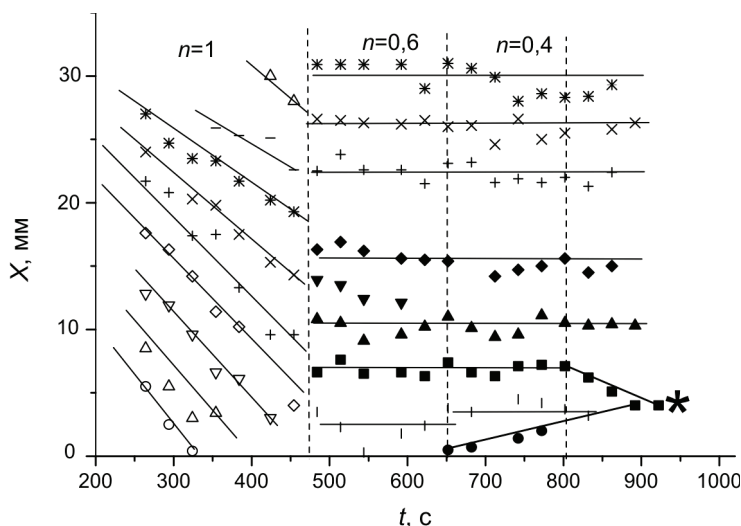


Рис. 12. Кинетика эволюции картин макролокализации в Fe-3 % Si на стадии линейного деформационного упрочнения и стадии параболического упрочнения ($\sigma \sim \varepsilon^n$), где n – показатель упрочнения. Значком * отмечено место зоны зарождения вязкой трещины

Согласование скоростей движения приводит к тому, что все очаги деформации движутся таким образом, что на диаграммах в координатах «положение максимума X – время t » образуются пучки линий, центр которых отвечает времени и месту разрушения (на рис. 12 значком * отмечено место зарождения вязкой трещины). Положение каждого из очагов X локализованной пластичности на этом этапе процесса как функция времени, очевидно, описывается соотношением

$$X = X_f + V_0(t - t_f), \quad (7)$$

где положительная или отрицательная константа скорости V_0 зависит от начальной координаты очага локализованного течения, а X_f и t_f

определяют место и время разрушения. Результаты, подтверждающие возможность такого слияния подвижных доменов локализованной деформации, были недавно получены на поликристаллическом сплаве Fe-3 % Si [24], субмикроструктурном алюминии и сплавах на основе ванадия и магния [25].

Заключение

1. Пластическое течение твердых тел проявляет тенденцию к макроскопической локализации на всех стадиях кривой деформирования, причем картины локализации определяются действующим на данной стадии законом деформационного упрочнения.

2. Каждый из очагов локализованной пластичности ответствен за развитие пластического течения на макроскопическом масштабном уровне, представляет собой специфический дефект (мезодефект), в котором пространственные распределения приростов удлинения, сдвига и поворота закономерно связаны между собой.

3. Развивающиеся на стадии линейного деформационного упрочнения периодические процессы суть новый тип волн – волн локализованной макроскопической пластической деформации. Экспериментально найдены основные закономерности развития этих процессов, отличающие их от других волн, также связанных с пластической деформацией.

4. Полученные к настоящему времени экспериментальные данные показывают, что локализация пластического течения не является заключительным этапом истории нагружения твердого тела, а есть атрибут деформации за пределом текучести, присущий ей на всем протяжении процесса пластического формоизменения.

5. Установленная для моно- и поликристаллов металлов и сплавов с различными типами кристаллической решетки общность волновых картин локализации макродеформации позволяет надеяться, что на основе таких представлений возможно создание общей модели, позволяющей общим образом описать различные неустойчивости пластического течения, рассматриваемые обычно на базе частных механизмов (см., например, [2, 3, 20, 25, 31–34]).

6. Переход к волновой модели фактически означает введение в физику пластичности общих представлений о процессах самоорганизации [6, 35] в открытых системах, к числу которых можно отнести

твердое тело, подвергаемое комплексу внешних воздействий. В свою очередь, возможность использования волновой модели для прогнозирования разрушения позволяет признать перспективность такого подхода в физике пластичности и разрушения.

Библиографический список

1. Gilman J.J. Micromechanics of shear banding // *Mech. Mater.* – 1994. – Vol. 17, No. 1. – P. 83–96.
2. Zuev L.B., Danilov V.I. A self-excited wave model of plastic deformation in solids // *Phil. Mag. A.* – 1999. – Vol. 79, No. 1. – P. 43–57.
3. Zuev L.B. Wave phenomena in low-rate plastic flow in solids // *Ann. Phys.* – 2001. – Vol. 10, No. 11–12. – P. 956–984.
4. Zuev L.B., Danilov V.I., Barannikova S.A. Pattern formation in the work hardening process of single alloyed γ -Fe crystals // *Int. J. Plasticity.* – 2001. – Vol. 17, No. 1. – P. 47–63.
5. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М. Спекл-интерферометрический метод регистрации полей смещений при деформации // *Зав. лаб.* – 1990. – Т. 56, № 2. – С. 90–93.
6. Хакен Г. Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам. – М.: Мир, 1991. – 240 с.
7. Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. – М.: Мир, 1990. – 342 с.
8. Zuev L.B., Gorbatenko V.V., Polyakov S.N. Instrumentation for speckle interferometry and techniques for investigating deformation and fracture // *Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering.* – 2002. – Vol. 4900, Part 2. – P. 1197–1208.
9. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. – М.: ГИФМЛ, 1961. – 480 с.
10. Дирак П.А.М. Воспоминания о необычайной эпохе. – М.: Мир, 1990. – 207 с.
11. Судзуки Т., Ёсинага Х., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность. – М.: Мир, 1989. – 294 с.
12. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. – М.: Мир, 1972. – 308 с.
13. Островский В.С., Лихтман В.И. К реологии металлов в поверхностно-активных средах // *Коллоидный журнал.* – 1958. – Т. 20, № 5. – С. 640–644.

14 Кадомцев Б.Б. Динамика и информация / Редакция журнала «УФН». – М., 1997. – 400 с.

15. Зуев Л.Б., Семухин Б.С., Зариковская Н.В. Перестройка авто-волновой структуры при деформации поликристаллического Al // ЖТФ. – 2001. – Т. 71, № 5. – С. 57–62.

16. Зуев Л.Б., Полетика Т.М., Нариманова Г.Н. О связи между макролокализацией пластического течения и дислокационной структурой // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, № 12. – С. 74–77.

17. Zuev L.B., Semukhin B.S. Some acoustic properties of a deforming medium // Phil. Mag. A. – 2002. – Vol. 82, No. 6. – P. 1183–1193.

18. Баранникова С.А. Дисперсия волн локализации пластической деформации // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, № 8. – С. 75–80.

19. Косевич А.М., Ковалев А.С. Введение в нелинейную физическую механику. – Киев: Наукова думка, 1989. – 297 с.

20. Малыгин Г.А. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов // УФН. – 1999. – Т. 169, № 9. – С. 979–1010.

21. Крауфорд Ф. Волны. – М.: Наука, 1974. – 527 с.

22. Кольский Г. Волны напряжений в твердых телах. – М.: ИИЛ, 1955. – 192 с.

23. Уайт Р., Джебелл Т. Дальний порядок в твердых телах. – М.: Мир, 1982. – 448 с.

24. Баранникова С.А., Данилов В.И., Зуев Л.Б. Локализация пластической деформации в моно- и поликристаллах сплава Fe-3 % Si при растяжении // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, № 10. – С. 52–56.

25. Зуев Л.Б., Данилов В.И. О кинетике макродоменов локализованной пластичности на стадии предразрушения металлов // ЖТФ. – 2005. – Т. 75, № 12. – С. 102–105.

26. Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Заводчиков С.Ю. Локализация деформации растяжения в поликристаллическом сплаве на основе Zr // ФММ. – 1999. – Т. 87, № 3. – С. 77–79.

27. Особенности поля смещений при пластической деформации крупнозернистого кремнистого железа / В.Е. Панин, Л.Б. Зуев, В.И. Данилов, Н.М. Мних // ФММ. – 1988. – Т. 66, № 6. – С. 1005–1009.

28. Стадийность пластического течения и макролокализация деформации в поликристаллах Fe-3%Si / В.И. Данилов, Г.В. Шляхова, Л.Б. Зуев, М.А. Кунавина, Ю.В. Рузанова // ФММ. – 2004. – Т. 98, № 3. – С. 107–112.

29. Волны деформации в монокристаллах сплава Cu–Ni–Sn / В.И. Данилов, Н.В. Карташова, Л.Б. Зуев, Ю.И. Чумляков, Н.С. Сурикова // ФММ. – 1994. – Т. 78, № 1. – С. 141–146.

30. Баранникова С.А. Локализация деформации растяжения в монокристаллах легированного γ -Fe с углеродом // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, № 10. – С. 138–140.

31. Kubin L.P., Estrin Yu.Z. Portevin-Le Chatelier effect in deformation with constant stress rate // Acta Met. – 1985. – Vol. 33, No. 3. – P. 397–407.

32. Aifantis E.C. Pattern formation in plasticity // Int. J. Engineering Sciences. – 1995. – Vol. 33, No. 15. – P. 2161–2178.

33. Aifantis E.C. Nonlinearly, periodicity and patterning in plasticity and fracture // Int. J. Non-Linear Mechanics. – 1996. – Vol. 31, No. 6. – P. 797–809.

34. Rizzi E., Hahner P. On the Portevin–Le Chatelier effect: theoretical modeling and numerical results // Int. J. Plasticity. 2004. – Vol. 20, No. 1. – P. 121–165.

35. Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. – М.: Наука, 1987. – 240 с.

Получено 15.05.2011