



ВЕСТНИК ПНИПУ. МЕХАНИКА

№ 1, 2019

PNRPU MECHANICS BULLETIN

<http://vestnik.pstu.ru/mechanics/about/inf/>



DOI: 10.15593/perm.mech/2019.1.05

УДК 548.736.12

АВТОВОЛНОВАЯ МЕХАНИКА ПЛАСТИЧНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

О СТАТЬЕ

Получена: 12 декабря 2018 г.
Принята: 11 марта 2019 г.
Опубликована: 30 марта 2019 г.

Ключевые слова:

упругость, пластичность,
деформация, структура,
дислокации, автоволны,
ультразвук, самоорганизация

АННОТАЦИЯ

Предложена модель развития локализованного пластического течения твердых тел, основанная на представлениях о взаимодействии носителей пластичности и сигналов акустической эмиссии, возникающих при развитии элементарных актов пластичности. Экспериментально показано, что локализация пластического течения является общим признаком всех деформационных процессов и может наблюдаться на всем протяжении процесса от предела текучести до формирования шейки. Специфические картины макроскопической локализации деформации – паттерны локализованного пластического течения – являются автоволнами, которые генерируются в деформируемой среде за счет упорядочения ее дефектной структуры. Паттерны локализованной пластичности коррелируют со стадиями деформационного упрочнения, выявляемыми при механических испытаниях металлов и сплавов. Предложена и проанализирована двухкомпонентная модель развития локализованной деформации, учитывающая взаимодействие упругой и пластической компонент деформации. В рамках этой модели описана генерация автоволн локализованной пластической деформации в ряде материалов. Установлены общие закономерности развития локализованного пластического течения на разных стадиях деформационного упрочнения. Введен упругопластический инвариант деформации, устанавливающий взаимосвязь между упругими и пластическими свойствами материалов. Показано, что основные свойства деформируемых сред являются следствиями такого инварианта. В частности, следствиями из упругопластического инварианта деформации являются: зависимость скорости распространения автоволн локализованной пластической деформации от коэффициента деформационного упрочнения, дисперсионное уравнение для автоволн, масштабный эффект локализации пластической деформации, зависимость автоволновых параметров от размера зерна, уравнение автоволны локализованной деформации, коэффициент деформационного упрочнения, уравнение дислокационной динамики Тейлора-Орована, соотношение Холла-Петча, зависимость плотности подвижных дислокаций от деформации.

© ПНИПУ

© Зуев Лев Борисович – д.ф.-м.н., проф, зав. лаб., e-mail: lbz@ispms.tsc.ru, [ID: 0000-0003-3991-0207](https://orcid.org/0000-0003-3991-0207)
Баранникова Светлана Александровна – д.ф.-м.н., в.н.с., e-mail: bsa@ispms.tsc.ru, [ID: 0000-0001-5010-9969](https://orcid.org/0000-0001-5010-9969)

Lev B. Zuev – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of Laboratory,
e-mail: lbz@ispms.tsc.ru, [ID: 0000-0003-3991-0207](https://orcid.org/0000-0003-3991-0207)
Svetlana A. Barannikova – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher,
e-mail: bsa@ispms.tsc.ru, [ID: 0000-0001-5010-9969](https://orcid.org/0000-0001-5010-9969)



Эта статья доступна в соответствии с условиями лицензии Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International License (CC BY-NC 4.0)

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International License (CC BY-NC 4.0)

AUTOWAVE MECHANICS OF METAL PLASTICITY

L.B. Zuev, S.A. Barannikova

Institute of Strength Physics and Materials Science, SB RAS, Tomsk, Russian Federation

ARTICLE INFO

Received: 12 December 2018

Accepted: 11 March 2019

Published: 30 March 2019

Keywords:

elasticity, plasticity, deformation, structure, dislocations, autowaves, ultrasound, self-organization.

ABSTRACT

The model is proposed for the development of a localized plastic flow in solids. It is based on the representation of an interaction between plasticity carriers and acoustic emission signals in the course of elementary plasticity acts. It is shown that the plastic flow localization is a common feature of all deformation processes and can be observed throughout the process. Specific localization pictures, i.e. patterns of the localized plastic flow, are autowaves that are generated in a deformed medium by ordering its defect structure. Localized plasticity patterns correlate with the work hardening stages revealed in mechanical tests. A two-component model of the development of the localized deformation was proposed and analyzed to take into account the interaction of the elastic and plastic deformation components. This model describes the generation of localized plasticity autowaves in a number of materials. General regularities of the development of the localized plastic flow at different stages of work hardening are found. An elastic-plastic strain invariant is introduced to relate the elastic and plastic properties of materials. It is shown that basic properties of deformed media result from this invariant. Among consequences of the elastic-plastic strain invariant are the dependence of the velocity of the localized deformation of autowaves on the work hardening coefficient, the dispersion equation for autowaves, the scale effect of deformation localization, the dependence of autowave parameters on the grain size, the equation of the localized deformation autowave, the work hardening coefficient, the Taylor-Orowan equation of dislocation dynamics, the Hall-Petch relation, and the dependence of the mobile dislocation density on the strain.

© PNRPU

Введение

Многолетнее изучение природы пластической деформации твердых тел привело к заключению, что пространственно-временная неоднородность пластического течения наблюдается на любом его этапе и является наиболее важным атрибутом деформационного процесса. Справедливость этого заключения отчетливо прослеживается на всех масштабных уровнях деформационного процесса [1], начиная с дислокационного и заканчивая макроскопическим. При этом дислокационные механизмы развития локализованной пластичности изучены очень детально, в основном методом трансмиссионной электронной микроскопии тонких фольг [2]. Макроскопические аспекты локализации исследовались в значительно меньшей степени. В наших работах, результаты которых обобщены в монографиях [3, 4], макромасштабные аспекты пластического течения изучались в моно- и поликристаллах чистых металлов и сплавов разного состава с ГЦК, ОЦК, ГПУ и тетрагональной решетками, а также в неметаллических материалах (керамика, щелочно-галогенидные монокристаллы, горные породы).

В ходе этих экспериментов было показано, что пластическая деформация твердых тел имеет макроскопически локализованный характер на протяжении всего процесса пластического течения, т.е. от предела текучести до разрушения. Возникающие при этом в образцах пространственно-временные структуры локализации макроскопического масштаба спонтанно генерируются при деформации с постоянной скоростью, так что деформируемая среда в ходе процесса пластического те-

чения самопроизвольно расслаивается на чередующиеся друг с другом деформирующиеся и недеформирующиеся в данный момент времени объемы, как это показано на рис. 1.

На наблюдаемой поверхности образца деформирующиеся и недеформирующиеся объемы образуют специфическую картину распределения очагов локализованной пластичности. В нелинейных средах разной природы самопроизвольно возникают аналогичные картины, которые в современной научной литературе называются *паттернами* [5–7]. Этим термином далее будут обозначаться картины локализованной деформации при их интерпретации, качественном и количественном анализе.

Паттерны локализации пластической деформации удастся визуализировать с помощью методов спекл-фотографии, развитых специально для подобного анализа [3]. Это дает возможность определить пространственный (длину автоволны) λ и временной T периоды процесса с помощью построения диаграмм «Положение деформационного очага – время» ($X-t$ диаграммы), как это показано на рис. 2, а также вычислить волновое число $k = 2\pi/\lambda$, частоту $\omega = 2\pi/T$ и скорость движения очагов $V_{av} = \lambda/T = \omega/k$.

Рассматривая проблему пластического течения, Зегер и Франк [5] указали на важную роль формирования специфических дефектных структур, возникающих в деформируемой среде на макроскопическом масштабном уровне. С общей точки зрения, предложенной Хакенем, структурообразование является процессом самоорганизации среды, а «система называется само-

организующейся, если она без специфического воздействия извне обретает какую-то пространственную, временную или функциональную структуру» [6].

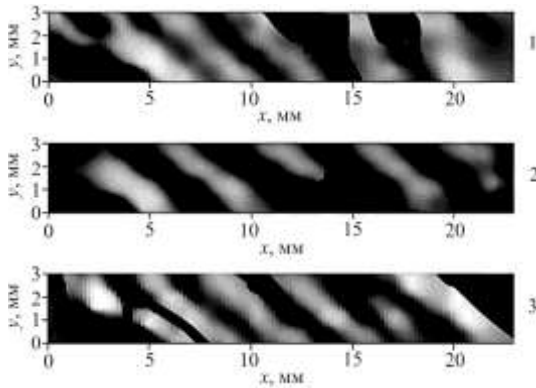


Рис. 1. Последовательные (1→2→3) паттерны локализации пластичности в монокристалле сплава Fe-Ni-Cr на стадии линейного деформационного упрочнения. Темным выделены активные зоны деформации

Fig. 1. Sequential (1 → 2 → 3) patterns of localized plasticity in a single crystal of the alloy Fe-Ni-Cr at the stage of linear work hardening. The dark color corresponds to active deformation zones

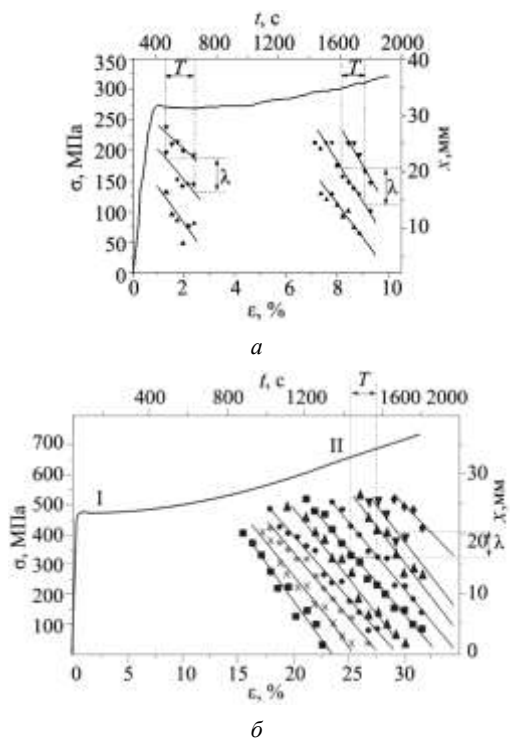


Рис. 2. К методике определения пространственного и временного периодов локализованной пластической деформации с помощью $X-t$ диаграмм Fe-Ni-Cr монокристаллов, ориентированных вдоль направлений $[111]$ (a) и $[\bar{3}55]$ (б) на стадии линейного деформационного упрочнения

Fig.2. To the method determining the spatial and temporal periods of the localized plastic deformation using $X-t$ diagrams; Fe – Ni – Cr single crystals oriented along the axis $[111]$ (a) and $[\bar{3}55]$ (b) at the stage of linear work hardening

Здесь обсуждаются основные закономерности рождения и развития паттернов локализации деформации на разных стадиях деформационного процесса при растяжении с постоянной скоростью. Такой подход принципиально отличается от традиционного анализа процессов пластической деформации, в рамках которого максимальное внимание уделяется описанию событий на дислокационном уровне, но практически игнорируется роль кристаллической решетки, которой обычно отводится всего лишь роль резервуара кристаллических дефектов, непосредственно отвечающих за пластическое течение. Работа призвана продемонстрировать существование связи между решеточными характеристиками и закономерностями локализованного пластического течения и подчеркнуть особую роль этой связи в развитии локализованного на макроскопическом масштабном уровне пластического течения.

1. Локализация пластического течения и автоволновая природа пластической деформации

Возникающие при пластическом течении деформируемой среды паттерны локализованной деформации имеют характерный масштаб (радиус корреляции) $\sim 10^{-2}$ м. Всесторонний анализ эволюции паттернов в ходе деформационных процессов, проведенный на большом числе деформируемых материалов с разными структурами и механическими свойствами, позволил установить следующие общие закономерности процесса развития локализованной пластической деформации [3, 4, 8, 9]:

- паттерны макролокализации возникают самопроизвольно при деформации с постоянной скоростью или в режиме ползучести, не требуя для своего появления специального воздействия;
- паттерны локализации закономерно меняются по мере развития пластического течения: между их формами и стадийностью пластического течения прослеживается тесная связь;
- на некоторых этапах развития деформации паттерны локализации демонстрируют отчетливо выраженную пространственно-временную периодичность.

Интерпретация физической природы паттернов локализации основана на гипотезе о том, что они являются проекциями автоволновых процессов [4], возникающих в объеме деформируемой среды, на наблюдаемую поверхность образца. Практически одновременно автор работы [10] сформулировал гипотезу о волновом характере пластического течения. Эта точка зрения, очевидно, была определена представлениями о волнах пластичности (волнах Кольского), связанных с распространением фронтов пластической деформации [11, 12]. Эта скорость $V_{pw} \sim \theta^{-1/2}$ [11, 12]. В то же время, как было экспериментально установлено в [3], скорость распространения автоволн V_{aw} зависит от коэф-

фициента деформационного упрочнения $\theta = E^{-1} \cdot d\sigma/d\varepsilon$, как $V_{aw} \sim \theta^{-1}$.

Различие зависимостей $V_{aw}(\theta) \sim \theta^{-1}$ и $V_{pw}(\theta) \sim \theta^{-1/2}$ порождает проблему выбора между возможностями использовать для описания локализованной пластичности волновые или автоволновые процессы. Такой выбор должен также учитывать существенное различие скоростей распространения: $V_{aw} \approx 10^{-4}$ м/с [3, 4], а $V_{pw} \approx 10^2$ м/с [11, 12].

Указанная проблема может быть решена на основе следующих рассуждений. Можно ожидать, что генерации волновых и автоволновых процессов обуславливают разное поведение термодинамических характеристик деформируемых систем, в частности энтропии. Для проверки этого предположения примем, что скорость пластической деформации $\dot{\varepsilon} \sim V_w$, и применим для анализа кинетическое уравнение Тейлора-Орована для дислокационной деформации [2] $\dot{\varepsilon} = b\rho_{mob}V_{disl}$, где b – вектор Бюргерса; ρ_{mob} – плотность подвижных дислокаций. Скорость термически активированного движения дислокаций определяется соотношением [2]

$$V_w \sim \dot{\varepsilon} \sim V_{disl} \sim \exp\left(\frac{G}{k_B T}\right) \sim \exp\left(\frac{S}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{U - \gamma\sigma}{k_B T}\right). \quad (1)$$

в котором $G = U - TS - \gamma\sigma$ – термодинамический потенциал Гиббса; U – внутренняя энергия; S – энтропия; $\gamma\sigma$ – работа деформирующего напряжения σ ; γ – активационный объем процесса; k_B – постоянная Больцмана, а T – температура.

Из-за близости механических характеристик исследованных материалов при грубой оценке можно считать, что $\left(-\frac{U - \gamma\sigma}{k_B T}\right) \approx \text{const}$. Тогда из уравнения (1) следует $\ln \dot{\varepsilon} \sim \ln V_w \sim S$, т.е. зависимости $V_w(\theta)$ для волновых и автоволновых процессов, представленные на рис. 3 в координатах $\ln V_w - \ln \theta$, качественно соответствуют зависимостям $S(\ln \theta)$ для них. При построении этого графика данные о скорости волн локализации деформации на стадиях легкого скольжения монокристаллов (прямая V_{aw1}) и стадиях линейного деформационного упрочнения моно- и поликристаллов металлов и сплавов (прямая V_{aw2}) определены экспериментально; скорости распространения волн пластичности (прямая V_{pw}) для этих же металлов и сплавов вычислены с помощью выражения $V_{pw} \approx \sqrt{\theta/\rho}$ [12] с использованием рассчитанных по кривым нагружения значений θ и справочных данных о плотности ρ исследуемых материалов.

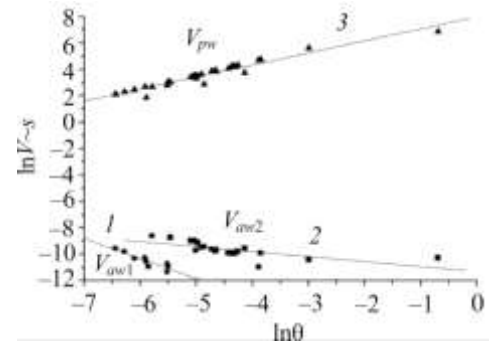


Рис. 3. Изменение энтропии при формировании волн пластичности и автоволн локализации пластического течения на стадиях легкого скольжения и линейного деформационного упрочнения

Fig. 3. Entropy change during the formation of plasticity waves and autowaves of localized plastic flow at the stages of easy glide and linear work hardening

Анализируя графики зависимостей $V_w(\theta)$ для обоих типов волн, представленные на рис. 3, можно видеть, что в случае автоволн локализованной пластичности (прямые 1 и 2) энтропия системы линейно убывает с ростом коэффициента деформационного упрочнения, как на стадии легкого скольжения, так и на стадии линейного деформационного упрочнения, т.е. для этих случаев $\Delta S < 0$. Естественно, это справедливо для термодинамически открытой системы, какой является деформируемый образец. Напротив, при генерации волн пластичности (прямая 3) энтропия системы возрастает ($\Delta S > 0$), что характерно для любых диссипативных процессов.

Таким образом, данные рис. 3 демонстрируют принципиальное различие между обнаруженными автоволнами локализованного пластического течения и другими волновыми процессами, возможными при пластическом деформировании твердых тел. Снижение энтропии деформируемой системы при генерации автоволн пластичности показывает, что она является самоорганизующейся [6, 13], т.е. точка зрения на паттерны локализованной пластичности как на автоволны является предпочтительной.

Развивая этот тезис, обсудим некоторые важные свойства деформируемой среды. Прежде всего она является нелинейной, на что указывает сложный характер зависимости «напряжение–деформация». Далее, деформируемая среда в процессе деформации необратимо меняет свою структуру и свойства, запоминая механические воздействия. Наконец, деформируемая среда является активной [6, 7, 14], т.е. содержит распределенные по объему источники энергии. Последними служат концентраторы напряжений с их полями упругих напряжений [1, 3, 4]. Согласно принятым представлениям о природе самоорганизации [14] в открытых системах, такая среда способна генерировать автоволновые процессы.

2. Уравнения автоволновых процессов пластического течения

Закономерности явлений локализации пластического течения показывают, что паттерны локализации определяются автоволновыми процессами в активных средах. Автоволны описываются решениями параболических дифференциальных уравнений типа $\dot{y} = \varphi(x, y) + Dy''$ [14], которые получаются добавлением нелинейной функции $\varphi(x, y)$ в правую часть уравнения Фурье $\dot{y} = Dy''$. В то же время упругие волны описываются гиперболическими дифференциальными уравнениями типа $\ddot{y} = c^2 \cdot y''$, в которых скорость распространения определяется материальными константами среды.

Известно [4, 14], что адекватное описание генерации автоволн в активных средах базируется на учете кинетики двух антагонистических факторов – активирующего (автокаталитического) и ингибирующего (демпфирующего). При пластическом течении в качестве активатора процесса выбирается деформация ε , а в качестве ингибитора – напряжение σ [3]. Скорости изменения $\dot{\varepsilon}$ и $\dot{\sigma}$ в таком случае определяются дифференциальными уравнениями

$$\dot{\varepsilon} = f(\varepsilon, \sigma) + D_{\varepsilon\varepsilon}\varepsilon'', \quad (2)$$

$$\dot{\sigma} = g(\varepsilon, \sigma) + D_{\sigma\sigma}\sigma''. \quad (3)$$

Нелинейные функции $f(\varepsilon, \sigma)$ и $g(\varepsilon, \sigma)$ суть точечные кинетики деформаций и напряжений соответственно, а члены со вторыми пространственными производными описывают перераспределение деформаций и напряжений в объеме образца за счет случайных процессов диффузионного типа, причем $D_{\varepsilon\varepsilon}$ и $D_{\sigma\sigma}$ – коэффициенты с размерностью $L^2 \cdot T^{-1}$. Смысл их двойной индексации будет объяснен ниже. Фактически при таком подходе уравнения (2) и (3) постулируются, однако они могут быть получены строгим образом.

Так, уравнение кинетики пластической деформации (активатора) следует из условия неразрывности пластического течения [15]:

$$\dot{\varepsilon} = \nabla(D_{\varepsilon\varepsilon}\nabla\varepsilon), \quad (4)$$

где $D_{\varepsilon\varepsilon}\nabla\varepsilon$ – поток деформации в поле ее градиента. Если в общем случае $D_{\varepsilon\varepsilon}(x)$, то

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' \cdot D'_{\varepsilon\varepsilon} + D_{\varepsilon\varepsilon}\varepsilon'' = f(\varepsilon, \sigma) + D_{\varepsilon\varepsilon}\varepsilon'', \quad (5)$$

где

$$f(\varepsilon, \sigma) = \varepsilon' \cdot D'_{\varepsilon\varepsilon} \quad (6)$$

– нелинейная функция деформации и напряжения.

Уравнение кинетики релаксации напряжений (ингибитора) следует из уравнения Эйлера для потока вязкой среды Π , записанного в форме [16]

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho v_i = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k}. \quad (7)$$

В вязкой среде $\Pi_{ik} = p\delta_{ik} + \rho v_i v_k - \sigma_{vis} = \sigma_{ik} - \rho v_i v_k$ – тензор плотности потока импульса; δ_{ik} – единичный тензор; p – давление, а v_i и v_k – компоненты скорости потока. Тензор напряжений $\sigma_{ik} = -p\delta_{ik} + \sigma_{vis}$ есть сумма упругих $\sigma_{el} = -p\delta_{ik}$ и вязких σ_{vis} напряжений. При пластической деформации $\sigma = \sigma_{el} + \sigma_{vis}$ или $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_{el} + \dot{\sigma}_{vis}$. Скорость релаксации упругих напряжений [17]

$$\dot{\sigma}_{el} \equiv g(\sigma, \varepsilon) = -\frac{M\rho_m b^2}{B}\sigma = -M\rho_m b V_{disl} \sim V_{disl},$$

где M – упругий модуль системы «образец–испытательная машина»; $B \approx 10^{-5} \dots 10^{-4}$ Па·с – коэффициент квазивязкого торможения дислокаций, а $V_{disl} = (b/B)\sigma$ – скорость их надбарьерного движения.

Вязкие напряжения σ_{vis} возникают из-за неоднородности поля внутренних напряжений и линейно связаны с изменениями скорости распространения упругих волн в деформируемой среде: $V_i = V_{\sigma=0} + \beta\sigma$ [3], где $V_{\sigma=0}$ – скорость распространения поперечных упругих волн в отсутствие напряжений, а $\beta = \text{const}$. Если принять, что $\sigma_{vis} = \eta\nabla V_i$, где η – динамическая вязкость среды, то $\partial\sigma_{vis}/\partial t = V_i\nabla(\eta\nabla V_i) = \eta V_i \partial^2 V_i / \partial x^2$. Тогда скорость релаксации вязких напряжений $\partial\sigma_{vis}/\partial t = \eta V_i \partial^2 V_i / \partial x^2 = \eta\beta V_i \partial^2 \sigma / \partial x^2$. Окончательно

$$\partial\sigma/\partial t = g(\varepsilon, \sigma) + D_{\sigma\sigma}\partial^2\sigma/\partial x^2, \quad (8)$$

где $D_{\sigma\sigma} = \eta\beta V_i$ – коэффициент переноса с размерностью $L^2 \cdot T^{-1}$. Очевидно, уравнения (6) и (8) по форме совпадают с постулированными выше уравнениями (2) и (3).

Правая часть уравнения (8) может рассматриваться как сумма скоростей релаксации упругих $\dot{\sigma}_e = g(\varepsilon, \sigma)$ и вязких $\dot{\sigma}_{vis} = D_{\sigma\sigma} \cdot \partial^2\sigma/\partial x^2$ напряжений. Нелинейная функция $g(\varepsilon, \sigma)$ учитывает перераспределение упругих напряжений между контактирующими микрообъемами на фронте уже существующего очага пластичности, а член $D_{\sigma\sigma} \cdot \partial^2\sigma/\partial x^2$ ответствен за стохастические процессы перераспределения напряжений в образце на макроскопическом масштабе. Таким образом, деформационный поток оказывается состоящим из «гидродинамической» и «диффузионной» компонент. Первая из них описывается нелинейными функциями $f(\varepsilon, \sigma) \sim V_{disl}$ и $g(\sigma, \varepsilon) \sim V_{disl}$ в уравнениях (6) и (8) и связана с непрерывным движением вдоль образца фронта деформации при последовательной активации локальных concentra-

торов напряжений на нем. Вторая компонента определяется членами $D_{\varepsilon\varepsilon} \partial^2 \varepsilon / \partial x^2$ и $D_{\sigma\sigma} \partial^2 \sigma / \partial x^2$ в этих же уравнениях и инициирует пластическую деформацию на макроскопическом расстоянии $\sim \lambda$ от существующего фронта за счет релаксации одного из концентраторов в этой области и связанного с этим рождения дислокаций. Подобный эффект «заброски деформации» является причиной порождения автоволны локализованного пластического течения.

3. Локализация и стадийность пластического течения

Если принять во внимание, что характерной и хорошо изученной закономерностью любого процесса пластического течения является его многостадийность [1, 2], то паттерны локализации целесообразно сопоставить с действующими на соответствующих стадиях течения законами деформационного упрочнения. Стадии упрочнения на кривой пластического течения $\sigma(\varepsilon)$ формально могут быть выделены с помощью уравнения Людвика $\sigma = \sigma_0 + K\varepsilon^n$ [1, 15]. Здесь $\sigma_0 = \text{const}$; K – модуль упрочнения, а n – показатель упрочнения. Отыскивая участки диаграммы течения $\sigma(\varepsilon)$, для кото-

рых $n = \text{const}$, можно выделять стадии деформационного упрочнения: площадку текучести, стадии легкого скольжения, линейного и параболического деформационного упрочнения и предразрушения.

Сопоставление стадий процесса с данными о паттернах локализации пластического течения показало, что каждой стадии пластического течения отвечает определенный паттерн, практически не зависящий от особенностей структуры конкретного материала. Это наблюдение, справедливое для всех исследованных до настоящего момента материалов, позволило установить полное однозначное соответствие форм локализации и стадий деформационного упрочнения. Так, площадке текучести соответствует движение вдоль образца уединенного очага локализованной деформации, на стадии линейного деформационного упрочнения наблюдается движение по образцу с постоянной скоростью группы эквидистантных очагов локализации, на параболической стадии деформационного упрочнения в образце возникает система эквидистантно расположенных неподвижных очагов локализованной деформации, и, наконец, стадии предразрушения соответствует согласованное движение очагов локализованной пластичности, приводящее к их «коллапсу» и последующему вязкому разрушению. Этот порядок схематически представлен на рис. 4.

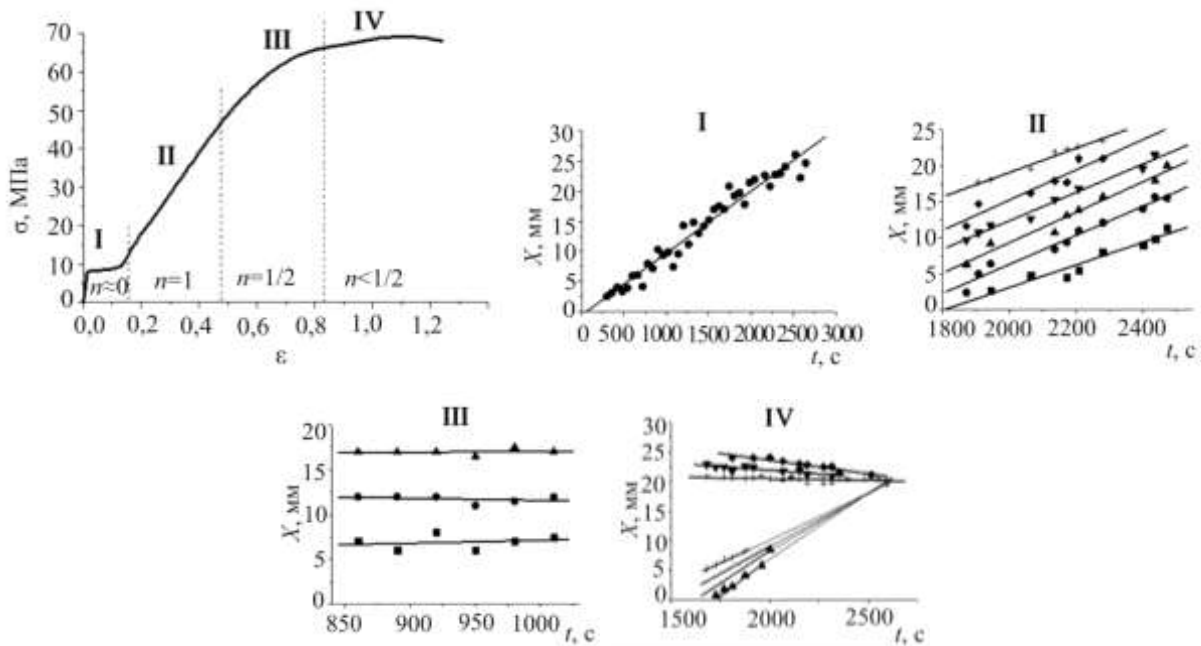


Рис. 4. $X-t$ диаграммы для разных стадий деформационного упрочнения

Fig. 4. $X-t$ diagrams for different stages of work hardening

Эти закономерности выполняются для всех материалов независимо от их состава, структуры и механизма пластической деформации. Даже достаточно широкие вариации этих характеристик влекут за собой лишь количественные изменения паттернов локализации, не меняя их формы. Можно утверждать, что наблюдаемые паттерны локализации исчерпываются перечисленными выше формами, число которых всегда совпадает с чис-

лом наблюдаемых в материале стадий кривой пластического течения.

Сравнение наблюдаемых закономерностей с описанными в литературе структурами автоволновых процессов [14] показывает, что на каждой стадии пластического течения возникает специфический тип паттерна локализации, которому в соответствие может быть поставлена определенная автоволновая мода. Это позво-

ляет утверждать, что в рамках обсуждаемой модели пластическое течение следует рассматривать как эволюцию автоволновых мод локализации, протекающую начиная от предела текучести, вплоть до разрушения. Иначе говоря, процесс пластической деформации, включая переход от пластического течения к вязкому разрушению, есть последовательная и закономерная смена типов автоволн локализованной деформации, идущая в следующем порядке: автоволна переключения → фазовая автоволна → стационарная диссипативная структура → коллапс автоволны.

В результате такого анализа паттерны локализации пластического течения, характерные для каждой стадии деформационного упрочнения, отождествляются с определенными модами (типами) автоволновых процессов [14]. Отсюда следует **Правило соответствия**, которое представлено в форме табл. 1 (см. также рис. 4).

Согласно Правилу соответствия, многостадийный процесс пластического течения может рассматриваться как эволюция автоволновой картины деформации. При наблюдении это проявляется как закономерная перестройка наблюдаемых паттернов локализованной пластичности. Такая точка зрения, согласно которой процесс пластического течения характеризуется пространственно-временной периодичностью, получила развитие, например, в работах [18–24].

Остановимся еще на одной важной особенности эволюции автоволновых процессов в деформируемой среде. Известно [10], что экспериментальное изучение

различных типов автоволн, например в химических, а тем более в биологических системах, требует создания генератора, индивидуального для каждого варианта процесса. Такие генераторы могут отличаться друг от друга типом или кинетикой химических реакций в них, химическим составом, температурным режимом, размерами и другими параметрами.

Таблица 1

Правило соответствия стадий деформационного упрочнения и автоволновых мод

Table 1

The rule of conformity of the work hardening stages and autowave modes

Стадия	Обозначение на рис. 4	Характеристика	Мода автоволны
Площадка текучести	I	$(\sigma = \sigma_0; n \approx 0)$	Автоволна переключения
Легкое скольжение и линейное деформационное упрочнение	II	$(\sigma \sim \varepsilon; n \approx 1)$	Фазовая автоволна
Параболическое упрочнение	III	$(\sigma \sim \varepsilon^n; n \approx 1/2)$	Стационарная диссипативная структура
Предразрушение	IV	$(\sigma \sim \varepsilon^n; n < 1/2)$	Коллапс автоволны

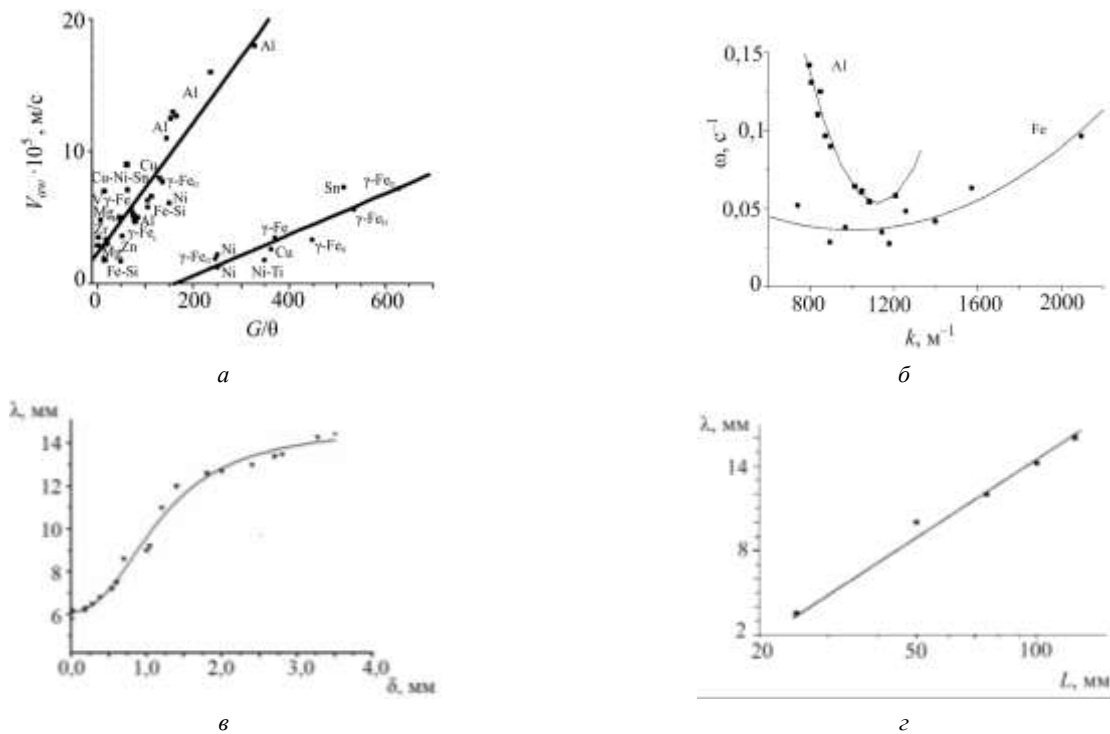


Рис. 5. Характеристики фазовой автоволны локализованного пластического течения: зависимость скорости распространения от коэффициента деформационного упрочнения (а); дисперсионная зависимость (б); зависимость длины автоволны от размера зерна (в); зависимость длины автоволны от длины образца (г)

Fig. 5. Characteristics of the phase autowave of the localized plastic flow: the dependence of the propagation velocity on the work hardening coefficient (a); dispersion dependence (b); dependence of the autowave length on the grain size (c); dependence of autowave length on the sample length (g)

Однако, как следует из изложенного выше, в твердых телах генерация всех типов автоволн локализованной пластичности осуществляется при растяжении с постоянной скоростью [4]. По этой причине процесс генерации различных автоволновых мод может быть реализован при значительно меньших экспериментальных усилиях. По существу, деформируемое твердое тело может рассматриваться как универсальный генератор автоволновых процессов, удобный для их моделирования и экспериментального изучения [4].

Формирующаяся на стадиях легкого скольжения (в монокристаллах) и линейного деформационного упрочнения фазовая автоволна соответствует условию постоянства фазы $\omega t - kx = \text{const}$. Для этого типа автоволн возможно определение длины и скорость распространения. В наших работах [3, 4] были установлены зависимости этих характеристик от условий эксперимента и структуры материала. Так, для скорости распространения фазовых автоволн имеем (рис. 5, а)

$$V_{av} = V_0 + \frac{\Xi}{\theta} \sim \theta^{-1}. \quad (9)$$

Закон дисперсии фазовых автоволн имеет квадратичный вид (рис. 5, б):

$$\omega(k) = \omega_0 + \alpha(k - k_0)^2 \sim k^2. \quad (10)$$

Зависимость длины автоволны от размера зерна задается логистическим соотношением (функцией Ферхюльста, рис. 5, в)

$$\lambda(\delta) = \lambda_0 + \frac{a_1/a_2}{1 + C \exp(-a_1\delta)}, \quad (11)$$

а длина автоволны логарифмически зависит от длины образца L (рис. 5, г):

$$\lambda = \lambda^* \ln \frac{L}{L_0} \sim \ln L. \quad (12)$$

Соотношения (9)–(12) и соответствующие графики, показанные на рис. 5, в, достаточно полно характеризуют процессы развития локализованного пластического течения, однако набор констант V_0 , Ξ , ω_0 , k_0 , α , λ_0 , a_1 , a_2 , λ^* , C и L_0 в них требует специального объяснения, которое будет приведено ниже.

4. Инвариант упругой и пластической деформации

Признание того факта, что пластическое течение твердых тел представляет собой автоволновой процесс, приводит к очевидной аналогии с упругой деформацией, в основе развития которой лежат процессы распространения упругих волн. При сравнении количественных характеристик упругих волн и автоволн локализованного пластического течения была обнаружена тесная линейная корреляция между парными произведениями макропараметров λ и V_{av} , характерных для стадии линейного деформационного упрочнения, и характеристик кристаллической решетки соответствующих металлов: $\chi \approx 10^{-10}$ м – расстояние между плотно упакованными плоскостями и $V_t \approx 10^3$ м/с – скорость распространения упругих поперечных волн. Отношение этих произведений, вычисленное усреднением по 18 металлам, приведенным в табл. 2, имеет вид

$$\left\langle \frac{\lambda \cdot V_{av}}{\chi \cdot V_t} \right\rangle = \hat{Z} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{4}. \quad (13)$$

Соотношение (13) было названо *упругопластическим инвариантом деформации*.

Таблица 2

Сравнение величин $\chi \cdot V_t$ и $\lambda \cdot V_{av}$ для металлов

Table 2

Comparison of quantities $\chi \cdot V_t$ and $\lambda \cdot V_{av}$ for metals

$\times 10^7 \text{ м}^2/\text{с}$	Стадия линейного деформационного упрочнения													
	Cu	Zn	Al	Zr	Ti	V	Nb	α -Fe	γ -Fe	Ni	Co	Mo		
$\lambda \cdot V_{av}$	3,6	3,7	7,9	3,7	2,5	2,8	1,8	2,55	2,2	2,1	3,0	1,2		
$\chi \cdot V_t$	4,8	11,9	7,5	11,9	7,9	6,2	5,3	4,7	6,5	6,0	6,0	7,4		
$\lambda V_{av} / \chi V_t$	0,75	0,3	1,1	0,3	0,3	0,45	0,33	0,54	0,34	0,35	0,5	0,2		
$\times 10^7 \text{ м}^2/\text{с}$	Стадия линейного деформационного упрочнения							Стадия легкого скольжения						
	Sn	Mg	Cd	In	Pb	Ta	Hf	α -Fe	γ -Fe	Cu	Zn	Ni	Sn	
$\lambda \cdot V_{av}$	2,4	9,9	0,9	2,6	3,2	1,1	1,0	7,4	2,9	1,9	1,0	1,3	3,3	
$\chi \cdot V_t$	5,3	15,8	3,5	2,2	2,0	4,7	4,2	6,5	6,0	4,7	5,0	6,0	4,9	
$\lambda V_{av} / \chi V_t$	0,65	0,63	0,2	1,2	1,6	0,2	0,24	1,1	0,49	0,4	0,2	0,2	0,67	

Очевидно, инвариант (13) играет очень важную роль в описании пластичности, количественно связывая характеристики упругих волн с характеристиками авто-

волн локализации пластического течения. Заданная соотношением (13) закономерность отражает взаимосвязь малых упругих ($\epsilon_e \ll 1$) и больших пластических

($\varepsilon_p \approx 1$) деформаций, а наличие скоростей в инварианте (13) указывает на связь контролирующих деформацию процессов – перераспределения упругих напряжений с характерной скоростью V_t и перераспределения областей локализованной пластичности со скоростью V_{aw} , причем $V_t/V_{aw} \approx 10^7 \dots 10^8$.

Существование инварианта (13) указывает на некорректность традиционного допущения, принимаемого по умолчанию практически в любом подходе к проблеме описания пластичности. Оно состоит в том, что в силу аддитивности вкладов упругой и пластической деформаций в общую $\varepsilon_{tot} = \varepsilon_e + \varepsilon_p$ при очевидном условии $\varepsilon_e \ll \varepsilon_p$ упругим вкладом допустимо пренебречь и полагать $\varepsilon_{tot} \approx \varepsilon_p$. Инвариант (13), однако, указывает на взаимообусловленность упругой и пластической деформаций в процессе пластического формоизменения.

Для объяснения природы упругопластического инварианта примем во внимание развиваемую в последние годы точку зрения [3, 4], согласно которой локализация пластической деформации является результатом самоорганизации (структурообразования) в активной нелинейной деформируемой среде. Главным признаком развития процессов самоорганизации в термодинамически открытой системе, какой является деформируемая среда, служит уменьшение ее энтропии [13]. Как было показано выше, такое условие реализуется при формировании автоволн локализованного пластического течения. Поэтому использование энтропии для объяснения природы процессов локализации пластической деформации обоснованно и перспективно.

Будем рассматривать пластическое течение как самосогласованную пространственно-временную трансформацию полей напряжений $\sigma(x, y, t)$ и пластических деформаций $\varepsilon(x, y, t)$ [3, 4]. При такой трансформации релаксация напряжений вызывает деформацию, а изменение деформации инициирует перестройку поля напряжений. Кинетика этих процессов контролируется скоростями, входящими в инвариант (13): $\sim V_t$ для упругого поля и $\sim V_{aw}$ для поля пластических деформаций.

Полагая теперь, что в основе трансформации полей лежат смещения частиц среды, рассмотрим связь упругих (обратимых) и пластических (необратимых) смещений при малом отклонении деформируемой системы от равновесия. В этом случае скорости смещений при трансформациях полей деформаций и напряжений с точностью до малых первого порядка могут быть приняты линейными по градиентам пластических и упругих деформаций и записаны в виде

$$\dot{u}_{pl}^{(p)} \approx D_{\varepsilon\varepsilon} \nabla \varepsilon_{pl}, \quad (14 a)$$

$$\dot{u}_{el}^{(p)} \approx D_{\sigma\sigma} \nabla \varepsilon_{el}, \quad (14 б)$$

где из соображений размерности принято, что $\lambda V_{aw} \equiv D_{\varepsilon\varepsilon}$ и $\chi V_t \equiv D_{\sigma\sigma}$.

Из-за существенной нелинейности связи деформации и напряжения, следующей из формы кривой течения $\sigma(\varepsilon)$, необходимо учесть также возникновение дополнительных скоростей

$$\dot{u}_{el}^{(ad)} \approx D_{\varepsilon\sigma} \nabla \varepsilon_{pl}, \quad (15 a)$$

$$\dot{u}_{pl}^{(ad)} \approx D_{\sigma\varepsilon} \nabla \varepsilon_{el}. \quad (15 б)$$

Окончательно система уравнений для пластической и упругой составляющей скоростей смещений приобретает вид

$$\dot{u}_{pl} = D_{\varepsilon\varepsilon} \nabla \varepsilon + D_{\varepsilon\sigma} \nabla \varepsilon_{el}, \quad (16 a)$$

$$\dot{u}_{el} = D_{\sigma\varepsilon} \nabla \varepsilon_{pl} + D_{\sigma\sigma} \nabla \varepsilon. \quad (16 б)$$

Коэффициенты уравнений этой системы можно представить в виде матрицы [23]

$$D = \begin{pmatrix} D_{\varepsilon\varepsilon} & D_{\varepsilon\sigma} \\ D_{\sigma\varepsilon} & D_{\sigma\sigma} \end{pmatrix}, \quad (17)$$

в которой, согласно принципу симметрии кинетических коэффициентов Онзагера [7, 18, 23], недиагональные компоненты равны, т.е. $D_{\varepsilon\sigma} = D_{\sigma\varepsilon}$. Диагональные коэффициенты $D_{\varepsilon\varepsilon}$ и $D_{\sigma\sigma}$, которые служат коэффициентами автоволновых уравнений локализованной пластичности (2) и (3), не обязаны быть равными; так, в [3], например, рассмотрен случай, когда $D_{\varepsilon\varepsilon} \ll D_{\sigma\sigma}$.

В уравнении (13) длины χ и $\lambda \gg \chi$ суть пространственные масштабы трансформации полей упругой и пластической деформации, а скорости V_t и $V_{aw} \ll V_t$ характеризуют кинетику такой трансформации. Уравнение (13) в виде

$$\frac{\lambda \cdot V_{aw}}{\chi \cdot V_t} = \frac{\lambda}{\chi} \cdot \frac{V_{aw}}{V_t} = \frac{\lambda/\chi}{V_t/V_{aw}} = \hat{Z} < 1 \quad (18)$$

сводит инвариант (13) к отношению масштабного λ/χ и кинетического V_t/V_{aw} факторов. Первый интерпретируется как число возможных мест зарождения автоволн локализованной пластической деформации, а второй характеризует выбор скорости автоволны из спектра возможных скоростей в твердом теле $0 \leq V_{aw} \leq V_t$. Тогда отношения $\lambda/\chi \gg 1$ и $V_t/V_{aw} \gg 1$ имеют смысл термодинамических вероятностей [4].

В таком случае возможна численная оценка \hat{Z} по уравнению (18) путем расчета изменения энтропии системы при самопроизвольном формировании автоволн локализованного пластического течения. В силу аддитивности энтропии запишем ее изменение при генерации автоволны как сумму масштабного и кинетического вкладов:

$$\Delta S = \Delta S_{scale} + \Delta S_{kin} < 0. \quad (19)$$

Условие $\Delta S < 0$ отражает уменьшение энтропии при формировании автоволн локализации пластического течения. Для его выполнения необходимо, чтобы хотя бы одно слагаемое в уравнении (19) было отрицательным.

Используя формулу Больцмана, получим для масштабного вклада

$$\Delta S_{scale} = k_B \ln \frac{\lambda}{\chi} > 0, \quad (20)$$

так как $\lambda/\chi \gg 1$. Здесь k_B – постоянная Больцмана. Полагая, как сказано выше, кинетический вклад отрицательным, получаем

$$\Delta S_{kin} = -k_B \ln \frac{V_t}{V_{aw}} = k_B \ln \frac{V_{aw}}{V_t} < 0. \quad (21)$$

Знаки величин $\Delta S_{scale} > 0$ и $\Delta S_{kin} < 0$ в уравнениях (20) и (21) указывают на различие вкладов масштабного и кинетического факторов в характер развития локализованной пластической деформации. Из уравнений (19)–(21) следует

$$\ln \frac{\lambda}{\chi} - \ln \frac{V_t}{V_{aw}} = \Delta S/k_B < 0 \quad (22)$$

и, соответственно,

$$\hat{Z} = \frac{\lambda \cdot V_{aw}}{\chi \cdot V_t} = \frac{\lambda/\chi}{V_t/V_{aw}} = \exp(\Delta S/k_B). \quad (23)$$

Окончательно

$$\hat{Z} = \exp(\Delta S/k_B) \approx \frac{1}{2}. \quad (24)$$

В этом случае

$$\Delta S = k_B \cdot \ln 1/2 \approx -0,7k_B \quad (25)$$

в расчете на элементарный релаксационный акт [24].

5. Некоторые следствия из упругопластического инварианта

Упругопластический инвариант деформации (13) имеет ряд важных следствий, охватывающих, в частности, некоторые ранее экспериментально установленные закономерности. В частности, перечисленные выше зависимости (9)–(12) могут быть выведены из уравнения упругопластического инварианта (13).

Например, дифференцируя уравнение (13) по деформации ε , получаем

$$\lambda \frac{dV_{aw}}{d\varepsilon} + V_{aw} \frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \hat{Z} \cdot \chi \frac{dV_t}{d\varepsilon} + \hat{Z} \cdot V_t \frac{d\chi}{d\varepsilon}. \quad (26)$$

Записав это уравнение относительно V_{aw} , имеем

$$V_{aw} = \left(\frac{d\lambda}{d\varepsilon} \right)^{-1} \left(\hat{Z} \cdot \chi \frac{dV_t}{d\varepsilon} + \hat{Z} \cdot V_t \frac{d\chi}{d\varepsilon} - \lambda \frac{dV_{aw}}{d\varepsilon} \right), \quad (27)$$

где величина χ не зависит от пластической деформации, так что $\hat{Z} \cdot V_t \cdot d\chi/d\varepsilon = 0$. Тогда

$$V_{aw} = \hat{Z} \chi \frac{dV_t}{d\lambda} - \lambda \frac{dV_{aw}}{d\lambda}. \quad (28)$$

Простые преобразования уравнения (28) приводят к уравнению

$$V_{aw} = \hat{Z} \chi \cdot \frac{dV_t}{d\lambda} - \chi \cdot \frac{dV_{aw}}{d\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\chi} \approx V_0 + \frac{\Xi}{\theta}, \quad (29)$$

совпадающему с ранее полученной экспериментальным путем зависимостью (9), если положить, что коэффициент деформационного упрочнения есть отношение двух структурных параметров λ и $\chi \ll \lambda$ [4], т.е. $\theta \approx \chi/\lambda$.

Чтобы получить дисперсионное уравнение, запишем уравнение (13) в форме

$$V_{aw} = \frac{\Theta}{\lambda} = \frac{\Theta}{2\pi} k, \quad (30)$$

где $\Theta = \hat{Z} \chi V_t$. Если $V_{aw} = d\lambda/dT = d\omega/dk$, то $d\omega = (\Theta/2\pi) k \cdot dk$. В этом случае

$$\int_{\omega_0}^{\omega} d\omega = \frac{\Theta}{2\pi} \int_0^{k-k_0} k \cdot dk. \quad (31)$$

Таким образом, если принять, что $\Theta/4\pi \equiv \alpha$, то закон дисперсии автоволн локализованного пластического течения приобретает квадратичную форму:

$$\omega(k) = \omega_0 + \frac{\Theta}{4\pi} (k - k_0)^2, \quad (32)$$

которая ранее была установлена экспериментально [4] и соответствует уравнению (10).

Запишем далее уравнение инварианта (13) в форме

$$\lambda = \hat{Z} \chi \frac{V_t}{V_{aw}} \quad (33)$$

и учтем, что скорости V_t и V_{aw} зависят от размера зерна δ [4]. В таком случае дифференцирование соотношения (33) по δ дает

$$\frac{d\lambda}{d\delta} = \hat{Z} \chi \frac{d}{d\delta} \left(\frac{V_t}{V_{aw}} \right) = \hat{Z} \chi \left(\frac{V_{aw} \cdot dV_t/d\delta - V_t \cdot dV_{aw}/d\delta}{V_{aw}^2} \right). \quad (34)$$

Преобразование уравнения (34) приводит к

$$d\lambda = \hat{Z} \chi \left(\frac{dV_t}{d\delta} \frac{1}{V_{aw}} - V_t \frac{dV_{aw}}{d\delta} \cdot \frac{1}{V_{aw}^2} \right) d\delta = (a_1 \lambda - a_2 \lambda^2) d\delta, \quad (35)$$

где $a_1 = \frac{1}{V_t} \cdot \frac{dV_t}{d\delta} = \frac{d \ln V_t}{d\delta}$ и $a_2 = \frac{1}{\hat{Z}\chi V_t} \cdot \frac{dV_{aw}}{d\delta}$, поскольку $V_{aw} = \hat{Z}\chi V_t \frac{1}{\lambda}$. Решение уравнения (35) есть логистическая функция

$$\lambda(\delta) = \lambda_0 + \frac{a_1/a_2}{1 + C \exp(-a_1\delta)}, \quad (36)$$

где $\lambda_0 = \text{const}$, а C – константа интегрирования. Зависимость (36) экспериментально получена в [3] для размеров зерна $5 \cdot 10^{-3} \leq \delta \leq 15$ мм в алюминии и описывается уравнением (11).

Наконец, продифференцируем выражение (13) по длине образца L :

$$\frac{d}{dL}(\lambda V_{aw}) = \frac{d\lambda}{dL} V_{aw} + \lambda \frac{dV_{aw}}{dL} = \hat{Z} \frac{d}{dL}(\chi V_t) = 0. \quad (37)$$

В этом случае

$$\frac{d\lambda}{dL} = -\frac{\lambda}{V_{aw}} \frac{dV_{aw}}{dL}. \quad (38)$$

При условии $\frac{dV_{aw}}{dL} \approx \frac{V_{aw}}{L}$ приходим к $d\lambda \sim dL/L$,

т.е. к зависимости (12) $\lambda = \lambda^* \ln \frac{L}{L_0} \sim \ln L$, которая также была установлена ранее экспериментально [4].

В [4] были рассмотрены в общей сложности более десяти следствий из упругопластического инварианта (13). Это подчеркивает важную роль обсуждаемого соотношения в развитии представлений о природе пластичности материалов.

6. Упругопластический инвариант как основное уравнение автоволновой механики пластичности

Очень важно, что автоволновое уравнение для деформации (2) тесно связано с инвариантом (13). Чтобы показать это, запишем

$$\chi/\lambda = \hat{Z}(V_{aw}/V_t) \quad (39)$$

и примем, что $\varepsilon \approx \lambda/\chi \gg 1$ – пластическая деформация.

Применяя оператор $\partial/\partial t = D_{\varepsilon\varepsilon} \partial^2/\partial x^2$, в котором коэффициент $D_{\varepsilon\varepsilon}$ имеет размерность $L^2 \cdot T^{-1}$, к левой и правой частям этого уравнения, соответственно получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= \hat{Z} D_{\varepsilon\varepsilon} \left(-V_t \frac{\partial^2 V_{aw}^{-1}}{\partial x^2} + V_{aw}^{-1} \frac{\partial^2 V_t}{\partial x^2} \right) = \\ &= \hat{Z} D_{\varepsilon\varepsilon} \left[-V_t \frac{\partial^2 V_{aw}^{-1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (V_t/V_{aw})}{\partial x^2} \right]. \end{aligned} \quad (40)$$

Скорость распространения ультразвука слабо зависит от деформации [4], так что $V_t \approx \text{const}$. Кроме того, в силу (13) $V_t/V_{aw} \approx \hat{Z}^{-1} \lambda/\chi \approx \varepsilon$. В этом случае

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\hat{Z} D_{\varepsilon\varepsilon} V_t \frac{\partial^2 V_{aw}^{-1}}{\partial x^2} + D_{\varepsilon\varepsilon} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}, \quad (41)$$

что эквивалентно уравнению (6) для скорости деформации, если $-\hat{Z} D_{\varepsilon\varepsilon} V_t \frac{\partial^2 V_{aw}^{-1}}{\partial x^2} = f(\varepsilon, \sigma)$.

Развивая этот результат, можно установить связь автоволнового подхода к проблеме пластичности с теорией дислокаций [8, 17]. Известно, что многие дислокационные теории пластичности базируются на уравнении Тейлора-Орована, определяющего скорость пластической деформации:

$$\partial \varepsilon / \partial t = b \rho_{mob} V_{dist}. \quad (42)$$

Сравним теперь уравнения (41) и (42) и покажем, что первый член в правой части уравнения (41) $-\hat{Z} D_{\varepsilon\varepsilon} V_t \frac{\partial^2 V_{aw}^{-1}}{\partial x^2}$ аналогичен выражению $b \rho_{mob} V_{dist}$ в уравнении (42). Действительно, пусть $V_t \approx \chi \omega_D \approx b \omega_D$ (ω_D – частота Дебая), а $D_{\varepsilon\varepsilon} = \hat{Z} D_{\sigma\sigma} = \hat{Z} \chi V_t$. Примем также, что $\frac{\partial^2 V_{aw}^{-1}}{\partial x^2} \approx \frac{V_{aw}^{-1}}{x^2}$. Тогда если дислокации распределены хаотически, то $x^{-2} \approx l^{-2} \approx \rho_{mob}$, где l – пробег дислокаций. Следовательно,

$$\begin{aligned} -\hat{Z} D_{\varepsilon\varepsilon} V_t \frac{\partial^2 V_{aw}^{-1}}{\partial x^2} &\approx -\hat{Z}^2 \cdot \chi V_t^2 \cdot b \omega_D \frac{V_{aw}^{-1}}{x^2} \approx \\ &\approx -\hat{Z}^2 b V_t \frac{V_t/V_{aw}}{l^2} \approx -\hat{Z}^2 V^{*-1} b \rho V_t. \end{aligned} \quad (43)$$

Скорость дислокаций V_{dist} связана со скоростью V_t , так что $V_t \approx V_{dist} \cdot \Psi^{-1}$. Окончательно

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= -\frac{\hat{Z}^2}{V^* \Psi} b \rho_{mob} V_{dist} + D_{\varepsilon\varepsilon} \partial^2 \varepsilon / \partial x^2 = \\ &= \alpha b \rho_{mob} V_{dist} + D_{\varepsilon\varepsilon} \partial^2 \varepsilon / \partial x^2. \end{aligned} \quad (44)$$

Подобная связь автоволнового уравнения с уравнением дислокационной кинетики была установлена нами ранее другим путем [4].

Очевидно, что уравнение (44) отличается от уравнения Тейлора-Орована (42) только наличием члена $D_{\varepsilon\varepsilon} \partial^2 \varepsilon / \partial x^2$ в правой части. Это означает, что уравнение Тейлора-Орована является частным случаем уравнения (44), а само уравнение (44) есть расширенный вариант уравнения дислокационной кинетики, который включает как «гидродинамическую» (зависящую от скорости) $f(\varepsilon, \sigma) = b \rho_{mob} V_{dist} \sim V_{dist}$, так и «диффузи-

онно-подобную» $D_{\varepsilon\varepsilon} \partial^2 \varepsilon / \partial x^2 \sim \partial^2 \varepsilon / \partial x^2$ компоненты деформационного потока.

Таким образом, автоволновая модель пластического течения и теория дислокаций не противоречат друг другу, а являются взаимно дополнительными. При малых плотностях хаотически распределенных дислокаций использование уравнения (42) допускает получение правильных результатов. Однако при больших пластических деформациях и соответствующих им больших плотностях дефектов теория дислокаций становится нелинейной и возникает необходимость использования уравнения (44).

7. Двухкомпонентная модель пластического течения

В рамках развиваемой модели находится объяснение генерации автоволн локализованной пластической деформации. Действительно, если снова использовать уравнение Тейлора-Орована (42), то задаваемое испытательной машиной условие $\dot{\varepsilon} = \text{const}$ может быть удовлетворено только при $\rho_{mob} V_{dist} = \text{const}$, т.е. при достаточной плотности подвижных дислокаций и достаточной скорости их движения. Это условие может не выполняться из-за снижения плотности подвижных дислокаций при росте деформации [27] или за счет падения скорости движения подвижных дислокаций при уменьшении эффективного напряжения, действующего на дислокацию, от σ до $\sigma - Gb\sqrt{\rho_{dist}}$ [2] при деформационном упрочнении. В таком случае условие $\rho_{mob} V_{dist} = \text{const}$ обеспечивается включением в работу диффузионно-подобного механизма, который контролируется членом $D_{\varepsilon\varepsilon} \varepsilon''$ в уравнении (44) и порождает новые очаги локализованного пластического течения на расстоянии $\sim \lambda$ от исходного. Это является причиной «заброски деформации» и приводит к формированию автоволн локализованного пластического течения.

Развиваемая модель локализованного пластического течения базируется на инварианте (13), который косвенно указывает на важную роль акустических свойств (фононной подсистемы) кристалла в формировании автоволновых картин локализации пластического течения. Этому сразу же может быть дано объяснение, связанное с тем, что в скорость макроскопической пластической деформации $\dot{\varepsilon} = \alpha b \rho_{mob} V_{dist}$ делают вклад только движущиеся между локальными препятствиями дислокации, для которых $V_{dist} \neq 0$. Их движение в таком случае является надбарьерным и контролируется торможением фононным и электронным газами [28]. Состояние этих газов отражается на динамике пластического течения, в том числе и на макромасштабном уровне.

В развиваемой модели, однако, фононной подсистеме отводится более важная роль в описании развития локализованного пластического течения твердых тел.

Процесс деформации включает два типа взаимосвязанных событий (*двухкомпонентная модель*), согласованных протекающих в деформируемой среде и описываемых уравнениями (2) и (3). С одной стороны, это скачкообразные релаксационные акты движения дислокаций, их ансамблей и в макроскопическом пределе – автоволн локализованного пластического течения, сопровождающиеся акустической эмиссией [29], т.е. генерацией упругих волн при перераспределении упругих деформаций в ходе релаксации. С другой стороны, известен так называемый акустопластический эффект, состоящий в иницировании пластических сдвигов при действии ультразвуковых импульсов [30]. Эти эффекты изучались ранее независимо друг от друга, но развиваемая модель построена на учете их взаимосвязи.

Смысл рассматриваемой модели состоит в объединении этих двух явлений. Если элементарный релаксационный сдвиг порождает импульс акустической эмиссии, то последний, в свою очередь, может инициировать развитие нового сдвига в другой области кристалла. Таким образом, перераспределение существующего упругого поля концентраторов, в свою очередь, инициирует новые сдвиги в подсистеме движущихся дислокаций. Этот подход согласуется с идеей, объясняющей самоорганизацию в сложных системах спонтанным расслоением самоорганизующихся систем на взаимосвязанные информационную и динамическую подсистемы [31]. Конкретный выбор таких подсистем для случая деформируемой среды несложен. В активной деформируемой среде, которая моделируется набором концентраторов напряжений, первую можно связать с импульсами акустической эмиссии при дислокационных сдвигах, а вторую – с собственно сдвигами.

Сценарий развития пластического течения, схематически показанный на рис. 6, в этом случае таков. Релаксация концентраторов напряжений генерирует импульсы акустической эмиссии и формирует сигнальную подсистему. Энергия акустических сигналов, поглощаемая другими концентраторами, инициирует их распад, вызывая новые сдвиги в динамической подсистеме образца, которые сопровождаются новыми импульсами акустической эмиссии.

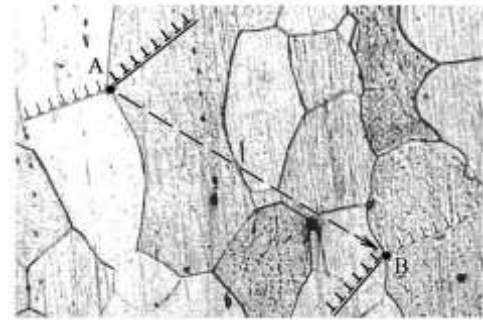


Рис. 6. Схема работы двухкомпонентной модели развития автоволновой деформации

Fig. 6. The scheme of the two-component model of the autowave deformation development

Оценим возможности предложенной модели, сравнив времена ожидания τ термоактивированного акта сдвиговой релаксации [32] без акустического импульса

$$\tau^{(ab)} = \omega_D^{-1} \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{k_B T}\right) \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ с} \quad (45)$$

и при его действии

$$\begin{aligned} \tau^{(imp)} &\approx \omega_D^{-1} \exp\left[\frac{U_0 - \gamma\sigma - (\delta U)^{(imp)}}{k_B T}\right] = \\ &= \omega_D^{-1} \exp\left[\frac{U_0 - \gamma(\sigma + \varepsilon^{(imp)} E)}{k_B T}\right] \approx 9 \cdot 10^{-7} \text{ с} \ll \tau^*. \end{aligned} \quad (46)$$

При вычислениях по формулам (45) и (46) принято, что $U_0 - \gamma\sigma \approx 0,5$ эВ, а $k_B T \approx 1/40$ эВ. При действии на концентратор акустического импульса с амплитудой упругой деформации $\varepsilon^{(imp)}$ энергия активации снижается на $(\delta U)^{(imp)} \approx \gamma \varepsilon^{(imp)} E \approx 0,1$ эВ. Сравнение величин $\tau^{(ab)}$ и $\tau^{(imp)} \ll \tau^{(ab)}$, даже при очевидной грубости оценки, подтверждает справедливость обсуждаемой модели.

Развиваемая модель основана на взаимосвязи явлений в акустической и дислокационной подсистемах и способна объяснить крупномасштабную периодичность расположения очагов локализованной пластичности в деформируемой среде, исходно содержащей только дислокации с их характерным масштабом $\sim b$. Для этой цели достаточно оценить расстояние, на котором акт новой релаксации будет иметь наибольшую вероятность. Для этого используем описанный в [32] эффект расщепления поперечной ультразвуковой волны в поле упругих напряжений. Пусть при элементарном сдвиге эмитируется импульс поперечных упругих волн с частотой ω . В упругонапряженной области он расщепляется на две взаимно перпендикулярно поляризованные волны, распространяющиеся со скоростями v_1 и $v_2 \neq v_1$ и имеющие длины волн $\zeta_1 = v_1/\omega$ и $\zeta_2 = v_2/\omega$. Для разности $\delta\zeta = \zeta_2 - \zeta_1$ в этом случае имеем [33]

$$\delta\zeta = \zeta_2 - \zeta_1 \approx \frac{v_2 - v_1}{\omega} \approx \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2\omega\rho V_l}. \quad (47)$$

Для расчета по формуле (47) примем, что разность главных нормальных напряжений в напряженной области $\sigma_2 - \sigma_1 \approx 10^8$ Па, $\rho \approx 5 \cdot 10^3$ кг/м³, $V_l \approx 3 \cdot 10^3$ м/с, а отвечающая максимуму энергии в спектре акустического излучения при пластической деформации металлов частота $\omega \approx 10^6$ Гц [29]. При таких условиях

Библиографический список

1. Pelleg J. Mechanical Properties of Materials. – Dordrecht: Springer, 2013. – 634 p.
2. Messerschmidt U. Dislocation Dynamics during Plastic Deformation. – Berlin: Springer, 2010. – 503 p.

$\delta\zeta \approx 10^{-4}$ м. Вероятность нового сдвига максимальна там, где совпадают максимумы квадратов напряжений в обеих волнах, т.е. максимальна упругая энергия волны. Это соответствует $\lambda \approx \zeta^2/\delta\zeta \approx 10^{-2}$ м, что порядку величины близко к наблюдаемой длине автоволны и объясняет дистанцию «заброски деформации», т.е. зарождения очагов пластичности на расстоянии $\sim \lambda$ от существующего фронта деформации за счет процессов «диффузионного» типа, за которые ответственны члены $D_\varepsilon \cdot \partial^2 \varepsilon/\partial x^2$ и $D_\sigma \cdot \partial^2 \sigma/\partial x^2$ в уравнениях (2) и (3) [34].

Заключение

Экспериментальные данные показали, что пластическое течение твердых тел макроскопически локализовано на всем протяжении кривой пластического течения, причем существует ограниченное количество форм локализации, а каждая из них определяется действующим законом деформационного упрочнения. Закономерности формоизменения определяются сменой форм макролокализации, т.е. последовательной генерацией нескольких типов автоволн локализованного пластического течения.

На основе автоволновых представлений предложена двухкомпонентная модель развития локализованной пластичности, согласно которой пластическое течение является результатом взаимосогласованной активации дислокационных сдвигов и импульсов акустической эмиссии.

Характеристики упругой и пластической деформации в деформируемой среде связаны упругопластическим инвариантом, существование которого определяется связью процессов перестройки полей упругой и пластической деформации. Следствия из инварианта позволяют в достаточной мере точно описывать основные закономерности локализованного на макромасштабном уровне пластического течения.

Благодарности

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук России на 2013–2020 годы.

Acknowledgements

The work was performed within the Program of Basic Scientific Researches of the State Academies of Sciences of Russia for 2013-2020.

3. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. – Новосибирск: Наука, 2008. – 327 с.
4. Зуев Л.Б. Автоволновая пластичность. Локализация и коллективные моды. – М.: Физматлит, 2018. – 207 с.

5. Seeger A., Frank W. Structure formation by dissipative processes in crystals with high defect densities // *Non-Linear Phenomena in Materials Science*. Eds. L.P. Kubin and G. Martin. – New York: Trans Tech Publications, 1987. – P. 125–138.

6. Хаген Г. Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам. – М.: URSS, 2014. – 317 с.

7. Скотт Э. Нелинейная наука. Рождение и развитие когерентных структур. – М.: Физматлит, 2007. – 559 с.

8. Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Лунев А.Г. Упругопластический инвариант деформации в металлах // *Успехи физики металлов*. – 2018. – Т. 18, № 4. – С. 379–481.

9. Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Семухин Б.С. Кинетика развития паттернов макролокализации пластического течения металлов // *ФТТ*. – 2018. – № 7. – С. 1358–1364.

10. Hähner P. Theory of solitary plastic waves // *Appl. Phys.* – 1994. – Vol. A58. – No. 1. – P. 41–58.

11. Кольский Г. Волны напряжений в твердых телах. – М.: ИЛ, 1955. – 192 с.

12. Шестопалов Л.М. Деформация металлов и волны пластичности в них. – М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1958. – 268 с.

13. Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем. – М.: Янус-К, 2002. – 284 с.

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

15. Хилл Р. Математическая теория пластичности. – М.: ГИТЛД, 1956. – 407 с.

16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.

17. Пустовалов В.В. Скачкообразная деформация металлов и сплавов при низких температурах // *Физ. низк. темп.* – 2008. – Т. 34, № 9. – С. 871–913.

18. Упругопластический переход в железе: структурные и термодинамические особенности / О.А. Плехов, О.Б. Наймарк, N. Saintier, T. Palin-Luc // *ЖТФ*. – 2009. – Т. 7, № 8. – С. 56–61.

19. Третьякова Т.В., Вильдеман В.Э. Пространственно-временная неоднородность процессов неупругого деформирования металлов. – М.: Физматлит, 2016. – 118 с.

20. Природа упругопластического инварианта деформации / Л.Б. Зуев, В.И. Данилов, С.А. Баранникова, Н.А. Плосков // *ЖТФ*. – 2018. – Т. 88, № 6. – С. 858–862.

21. Reyne B., Manach P.-Y., Moes N. Macroscopic consequences of Poibert-Luders and Portevin-Le Chatelier bands during tensile Deformation in Al-Mg alloys // *Mat. Sci. Eng. A*. – 2019. – Vol. 746. – P. 187–196.

22. Kobelev N.P., Lebyodkin M.A., Lebedkina T.A. Role of self-organization of dislocations in the onset and kinetics of macroscopic plastic instability // *Met. Mat. Trans. A: Phys. Met. Mat. Sci.* – 2017. – Vol. 48(3). – P. 965–974.

23. Taupin V., Chevy J., Fressengeas C. Effects of grain-to-grain interactions on shear strain localization in Al-Cu-Li rolled sheets // *Int. J. Sol. Str.* – 2016. – Vol. 99. – P. 71–81.

24. Tretyakova T., Wildemann V. Study of spatial-time inhomogeneity of inelastic deformation and failure in bodies with concentrators by using the digital image correlation and infrared analysis // *Proc. Str. Integ.* – 2017. – Vol. 5. – P. 318–324.

25. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. – М.: Наука, 1977. – 552 с.

26. Слуцкер А.И., Гиляров В.Л., Лукьяненко А.С. Особенности энергетики адиабатически нагружаемого ангармонического осциллятора // *ФТТ*. – 2006. – Т. 48, № 10. – С. 1832–1837.

27. Gilman J.J. Micromechanics of plastic flow at a constant stress // *J. Appl. Phys.* – 1965. – Vol. 36. – No. 9. – P. 2772–2777.

28. Al'shits V.I., Indenbom V.L. Mechanism of dislocation drag // *Dislocations in Solids*. – Vol. 7. – Amsterdam: Elsevier, 1986. – P. 43–111.

29. Williams R.V. Acoustic Emission. – Bristol: Adam Hilger, 1980. – 412 p.

30. Malygin G.A. Acoustic-plastic effect and mechanism of stress superposition // *Solids State Phys.* – 2000. – Vol. 42. – No. 1. – P. 69–75.

31. Кадомцев Б.Б. Динамика и информация. – М.: Ред. УФН, 1997. – 399 с.

32. Caillard D., Martin J.L. Thermally Activated Mechanisms in Crystal Plasticity. – Oxford: Elsevier, 2003. – 452 p.

33. Tokuoka T., Iwashimizu Yu. Acoustical birefringence of ultrasound waves in deformed isotropic elastic materials // *Int. J. Solids Structures*. – 1968. – Vol. 4. – No. 2. – P. 383–389.

34. Основные соотношения автоволновой модели пластического течения / Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова, А.Г. Лунев, С.В. Колосов, А.М. Жармухамбетова // *Известия вузов. Физика*. – 2018. – Т. 61, № 9. – С. 142–148.

References

1. Pelleg J. Mechanical Properties of Materials. Dordrecht, Springer, 2013, 634 p.

2. Messerschmidt U. Dislocation Dynamics during Plastic Deformation. Berlin, Springer, 2010, 503 p.

3. Zuev L.B., Danilov V.I., Barannikova S.A. Fizika makrolokalizatsii plasticheskogo techeniya [Plastic Flow Macrolocalization Physics]. Novosibirsk, Nauka Publ., 2008, 327 p. (in Russian).

4. Zuev L.B. Avtovolnovaya plastichnost'. Lokalizatsiya i avtovolnovye mody [Autowave Plasticity. Localization and Autowave Modes]. Moscow, Fizmatlit, 2018, 207 p. (in Russian).

5. Seeger A., Frank W. Structure formation by dissipative processes in crystals with high defect densities. In: *Non-Linear Phenomena in Materials Science*. Eds. Kubin L.P. and Martin G. New York, Trans Tech Publications, 1987, pp. 125-138.

6. Haken H. Information and Self-Organization. A Macroscopic Approach to Complex Systems. Berlin, Springer Verlag, 2005, 317 p.

7. Scott A. Nonlinear Science. Emergence and Dynamics of Coherent Structures. Oxford, University Press: 2003, 559 p.

8. Zuev L.B., Barannikova S.A., Lunev A.G. Elastic-plastic invariant of strain in metals // *Progress in Physics Metals*, 2018, Vol. 18, No. 4, pp. 379-481.

9. Zuev L.B., Barannikova S.A., Semukhin B.S., Kinetics of Macrolocalization of Plastic Flow of Metals, *Physics of the Solid State*, 2018, Vol. 60 (7), pp. 1358-1364.

10. Hähner P. Theory of solitary plastic waves, *Applied Physics*, 1994, Vol. A58, No. 1, pp. 41-58.

11. Kolsky H. Stress Waves in Solids. Oxford, University Press, 1953, 192 p.

12. Shestopalov L.M. Deformatsiya metallov i volny plastichnosti v nich [Deformation in Metals and waves of plasticity in them]. Moscow-Leningrad, Acad. Sci. Publ, 1958, 268 с.

13. Klimontovich Y.L. Vvedenie v fiziku otkrytykh sistem [The Introduction to Open System Physics]. Moscow, Yanus-K, 2002, 284 p. (in Russian).

14. Vasil'ev V.A., Romanovckii Y.M., Yakhno V.G. Avto-volnovye protsessy [Autowave Processes]. Moscow, Nauka, 1987, 240 p. (in Russian).
15. Hill R. The Mathematical Theory of Plasticity. Oxford, University Press, 1998, 407 p.
16. Landau L.D., Lifshits E.M. Gidrodinamika [Fluid Mechanics]. Moscow, Nauka, 1988, 736 p. (in Russian).
17. Pustovalov V.V. Jump-like deformation of metals and alloys at low temperatures, *Physics Low Temperatures*, 2008, Vol. 34, No. 9, pp. 871-913.
18. Plechov O.A., Naimark O.B., Saintier N., Palin-Luc T. Elastic-plastic transition in iron: structure and thermodynamic features, *Technical Physics*, 2009, Vol. 7, No. 8, pp. 56–61.
19. Tretyakova T.V., Vil'deman V.E. Prostranstvenno-vremennaya neodnorodnost' protsessov neuprugogo deformirovaniya metallov [Space-Temporary Nonhomogeneity of Anelastic Deformation in Metals]. Moscow, Fizmatlit, 2016, 118 p. (in Russian).
20. Zuev L.B., Danilov V.I., Barannikova S.A., Ploskov N.A. Origin of Elastic-Plastic Deformation Invariant. *Technical Physics*, 2018, Vol. 63(6), pp. 829- 833.
21. Reyne B., Manach P.-Y., Moes N. Macroscopic consequences of Poibert-Luders and Portevin-Le Chatelier bands during tensile Deformation in Al-Mg alloys, *Materials Science & Engineering A.*, 2019, Vol 746, pp. 187-196.
22. Kobelev N.P., Lebyodkin M.A., Lebedkina T.A. Role of self-organization of dislocations in the onset and kinetics of macroscopic plastic instability, *Metallurgical and Materials Transactions A: Physical Metallurgy & Materials Science*, 2017, Vol. 48(3), pp 965-974.
23. Taupin V., Chevy J., Fressengeas C. Effects of grain-to-grain interactions on shear strain localization in Al-Cu-Li rolled sheets, *International Journal of Solids & Structures*, 2016, Vol. 99, pp. 71-81.
24. Tretyakova T., Wildemann V. Study of spatial-time inhomogeneity of inelastic deformation and failure in bodies with concentrators by using the digital image correlation and infrared analysis, *Procedia Structural Integrity*, 2017, Vol. 5, pp. 318-324.
25. Rumer Yu.B., Rvkin M.Sh. Termodinamika, statisticheskaya fizika i kinetika [Thermodynamics, Statistical Physics and Kinetics]. Moscow, Nauka, 1977, 552 p. (in Russian).
26. Slutsker A.I., Gilyarov V.L., Luk'yanenko A.S. The energetics peculiarities of adiabatically loaded of anharmonic oscillator. *Physics of the Solids State*, 2006, Vol. 48 (10), pp. 1832-1837.
27. Gilman J.J. Micromechanics of plastic flow at a constant stress. *Journal of Applied Physics*, 1965, Vol. 36, No. 9, pp. 2772-2777.
28. Al'shits V.I., Indenbom V.L. 1986. Mechanism of dislocation drag. In: *Dislocations in Solids*, Vol. 7, Elsevier, Amsterdam, pp. 43-111.
29. Williams R.V. Acoustic Emission. Bristol, Adam Hilger, 1980, 412 p.
30. Malygin G.A. Acoustic-plastic effect and mechanism of stress superposition. *Physics of the Solids State*, 2000, Vol. 42(1), pp. 69-75.
31. Kadomtsev B.B. Dinamika i informatsiya [Dynamics and Information]. Moscow, Redaktsiya UFN, 1997, 399 p. (in Russian).
32. Caillard D., Martin J.L. Thermally Activated Mechanisms in Crystal Plasticity. – Oxford, Elsevier, 2003, 452 p.
33. Tokuoka T., Iwashimizu Yu. Acoustical birefringence of ultrasound waves in deformed isotropic elastic materials. *International Journal of Solids Structures*, 1968, Vol. 4, No. 2, pp. 383-389.
34. Zuev L.B., Barannikova S.A., Lunev A.G., Kolosov S.V., Zharmukhambrtova A.M. Main relations of plastic flow autowave model. *Russian Physics Journal*, 2018, Vol. 9(61), pp. 142-148.