

PACS numbers: 05.45.Df, 05.70.Ln, 62.20.Fe, 62.50.+p, 81.40.Lm, 83.50.-v

Пространственно-временное упорядочение при пластическом течении твердых тел

Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, Б. С. Семухин

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
пр. Академический, 2/1,
634021 Томск, Россия*

На широком круге металлов и сплавов исследованы возникновение и временная эволюция упорядоченных в пространстве картин локализации пластической деформации — волн. Установлены основные характеристики этих волн: зависимость скорости распространения от коэффициента деформационного упрочнения, закон дисперсии, зависимости длины волны от размеров зерен и размера образцов. Рассмотрена возможность описания локализации пластического течения как процесса самоорганизации в деформируемой среде. Получены уравнения, необходимые для описания эволюции очагов локализации пластического течения. Проанализирован переход между картинками локализации деформации на разных стадиях пластического течения. Предложена модель для объяснения крупномасштабной периодичности в распределении очагов локализации деформации.

На широкому колі металів і сплавів досліджено виникнення і часова еволюція впорядкованих у просторі картин локалізації пластичної деформації — хвиль. Встановлено основні характеристики цих хвиль: залежність швидкості поширення від коефіцієнту деформаційного зміцнення, закон дисперсії, залежності довжини хвилі від розмірів зерен і розміру зразків. Розглянуто можливість опису локалізації пластичної течії як процесу самоорганізації в середовищі, що деформується. Отримано рівняння, необхідні для опису еволюції осередків локалізації пластичної течії. Проаналізовано перехід між картинками локалізації деформації на різних стадіях пластичної течії. Запропоновано модель для пояснення великомасштабної періодичності в розподілі осередків локалізації деформації.

The initiation of spatially-ordered strain-localization patterns—waves which evolve with time—is investigated for a wide range of the deformed materials—metals and alloys. The main parameters of these waves, *i.e.* the propagation velocity against the work-hardening coefficient, dispersion law, and wavelength against the grain size and specimen length are determined. Consideration is

given to the possibility of treating plastic-flow localization as a process of plastic flow occurring in a deformed medium. A set of equations is derived, which is appropriate for the description of the evolution of local strain nuclei. The changes of the local-strain pattern type, which are observed in the various stages of flow, are examined. A model is proposed to account for the large-scale periodicity manifested in the distribution of localized deformation.

Ключевые слова: деформация, упрочнение, локализация, самоорганизация, автоволны.

(Получено 15 марта 2002 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ
2. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА
3. КАРТИНЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ И СТАДИЙНОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ
 - 3.1. Установившиеся картины локализации деформации
 - 3.2. О предшествующих наблюдениях макроскопической локализации деформации
 - 3.3. Эволюция картин локализации деформации в ходе пластического течения
4. СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ, ДЛИНА ВОЛНЫ И ДИСПЕРСИЯ
 - 4.1. Скорость распространения волн локализации пластической деформации
 - 4.2. Динамика волновых процессов
 - 4.3. Дисперсионное соотношение для волн деформации
 - 4.4. Длина волны локализации деформации и масштабный эффект
 - 4.5. Зависимость длины волны локализации от размера зерна
5. СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДЕФОРМИРУЕМОЙ СРЕДЫ
 - 5.1. Изменение скорости звука при деформации
 - 5.2. О природе связи механических и акустических характеристик
 - 5.3. Микроструктурные аспекты проблемы
 - 5.4. О природе изменений скорости звука при деформации
 - 5.5. К оценке макроскопического расстояния между очагами деформации
6. ПРИРОДА КРУПНОМАСШТАБНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ
 - 6.1. Самоорганизация. Двухкомпонентная модель
 - 6.2. Режимы автоволновой деформации
 - 6.3. О физическом смысле коэффициентов D_ε и D_τ
 - 6.4. О природе автоволн пластической деформации

- 6.5. О практическом применении автоволновых процессов
- 6.6. Некоторые дополнительные данные об автоволновых процессах
- 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ
- ПРИЛОЖЕНИЕ
- БЛАГОДАРНОСТИ

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление локализации пластического течения является одним из наиболее загадочных в современной физике прочности и пластичности. Вопрос о том, почему первоначально однородный материал практически никогда не деформируется однородно, а обнаруживает непреодолимую тенденцию к локализации пластического течения, не имеет ответа, несмотря на то, что само явление локализации наблюдалось и обсуждалось уже более 100 лет тому назад [1]. Известные наблюдения Чернова [2] показали, что при пластическом течении материал разделяется на части, причем вся деформация оказывается сосредоточенной (локализованной) на границах между такими частями, а они сами остаются практически недеформированными. Проведенные в последние годы экспериментальные исследования локализации пластического течения (см., например, [3]) подтвердили многообразие форм этого явления и его важную роль на всех этапах пластического течения. Появились доказательства того, что пластическая деформация протекает неоднородно, начиная с предела текучести и заканчивая формированием шейки и разрушением [4]. Если это так, то можно ожидать, что между этими двумя крайними случаями существует большое число разнообразных промежуточных форм, нуждающихся в исследовании и классификации.

Олемской и Хоменко в обзоре [5] рассмотрели проблему возникновения структур при пластическом деформировании. Они показали, что при высокой плотности дислокаций их поведение становится взаимно коррелированным, и в системе оказываются возможных формирование и эволюция вполне определенных ансамблей дефектов. Особенно интересен этот вопрос для случаев деформации фазового превращения, а также для проблемы сверхпластичности. Применение синергетического подхода открывает новые возможности для описания явлений пластической деформации, но требует точных знаний характера деформационных процессов и кинетики их развития.

Для понимания природы явления необходимы надежные количественные данные о динамике развития и эволюции различных форм локализации деформации. Естественной выглядит попытка установить их соответствие форме реализующегося на соответствующей стадии кривой пластического течения $\tau(\varepsilon)$ закона деформационного упрочнения

$$\theta(\varepsilon) = \frac{1}{G} \cdot \frac{d\tau(\varepsilon)}{d\varepsilon},$$

где θ — коэффициент деформационного упрочнения, τ — деформирующее напряжение сдвига, ε — деформация, G — модуль сдвига. Именно этот подход реализуется в настоящем обзоре. В нем описаны и обсуждены систематические исследования локализации деформации и эволюции ее в материалах, находящихся в разных структурных состояниях и деформирующихся с помощью различных микроскопических механизмов.

2. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Специальные исследования пластического течения были проведены на достаточно представительном круге ГЦК-, ОЦК-, ГПУ-чистых металлов и сплавов в моно- и поликристаллическом состояниях (Табл. 1). Исследованные материалы имели разные механизмы пластической деформации (дислокационное скольжение, двойникование, деформация мартенситного превращения). Использование монокристаллов с разной ориентацией оси растяжения позволило менять характер кривой течения, а совместное исследование моно- и поликристаллических образцов обеспечило необходимую степень общности наблюдаемых эффектов. Результатом явилось установление связи особенностей локализации пластической деформации с известными стадиями деформационного упрочнения — площадкой текучести, легким скольжением, линейным и параболическим упрочнением [6].

Условия проведения механических испытаний всех материалов были унифицированы. Образцы растягивались на испытательной машине «Instron-1185» при постоянной скорости перемещения подвижного захвата $V_m = 1,67 \cdot 10^{-6}$ м/с ($\dot{\varepsilon}_m = 4,75 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹). Размеры рабочей части использованных образцов, если не оговорено другое, составляли 35×5×1 мм. Температура испытаний во всех случаях 300 К. Состав сплавов и их термическая обработка выбирались таким образом, чтобы создать разнообразие кривых пластического течения.

Для исследования локализации деформации оказалось необходимым создание экспериментальной методики, сочетающей в себе возможности наблюдения всего деформируемого образца в целом (характерный размер поля зрения ~ 100 мм) с разрешающей способностью на уровне оптического микроскопа (~ 1 мкм). Очевидно, такая задача может быть решена при использовании одного из многочисленных вариантов голографической интерферометрии, позволяющей добиться именно такого сочетания возможностей экспериментальной методики. Детали экспериментальной методики исследования

локализации деформации достаточно детально описаны в [7]. Она основана на технике спекл-интерферометрии [8], использование которой одновременно с растяжением образца позволяет получать количественные данные о полях векторов смещений по его поверхности $\mathbf{R}(x, y)$, а затем вычислять все компоненты тензора пластической дисторсии β_{ij} [9] для плоского напряженного состояния

$$\beta_{ij} = \nabla \mathbf{R}(x, y) = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} \end{vmatrix} + \omega_z, \quad (1)$$

то есть удлинение ε_{xx} и сужение ε_{yy}

$$\varepsilon_{xx} = \partial u / \partial x \text{ и } \varepsilon_{yy} = \partial v / \partial y, \quad (2a)$$

сдвиг

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = 1/2(\partial u / \partial y + \partial v / \partial x) \quad (2б)$$

и поворот

$$\omega_z = -1/2(\partial u / \partial y - \partial v / \partial x), \quad (2в)$$

где u и v — проекции вектора \mathbf{R} на оси x и y соответственно, причем ось растяжения всегда направлена вдоль x . Пошаговое применение такой процедуры, когда вдоль кривой течения фиксируется последовательность двухэкспозиционных спекл-фотографий, каждая из которых отвечает приросту деформации $\sim 0,2\%$, дает возможность анализировать ход процессов пластического течения во времени. Наиболее естественной для визуализации и анализа компонентой тензора β_{ij} является локальное удлинение в направлении оси растяжения образца ε_{xx} . Распределения других физически существенных компонент (ε_{xy} и ω_z) имеют более сложный вид и поэтому менее удобны для анализа. Следует отметить, что получаемые таким образом распределения отражают приросты локальных деформаций (поворотов), а не их интегральные значения с начала процесса нагружения.

Типичный пример такого типа распределения деформаций по образцу приведен на Рис. 1. Из него следует, что пластическая деформация локализована в определенных зонах образца, в то время как другие объемы материала при заданном приросте деформации практически не деформируются. Простая оценка убеждает, что в этих зонах сосредоточена вся пластическая деформация образца. Если N — число максимумов деформации с амплитудой деформации ε_{xx}^{mag} , а l — размер зоны локализации деформации вдоль оси x , то среднее удлинение в пределах такого очага $\sim \langle \varepsilon_{xx} \rangle l$. В этом случае общее удлинение образца длиной L составит $\delta L \approx N \langle \varepsilon_{xx} \rangle l$. Из данных

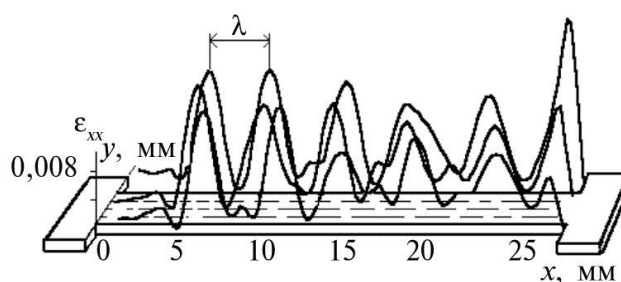


Рис. 1. Распределение локальных удлинений в деформируемом монокристалле Cu.

Рис. 1 следует, что $N = 6$, $l \approx 4$ мм. Средняя деформация в очаге локализации $\langle \varepsilon_{xx} \rangle \approx \varepsilon_{xx}^{mag} / 2 \approx 3 \cdot 10^{-3}$, и, соответственно, $\delta L \approx 0,07$ мм, а $\Delta \varepsilon = \delta L / L \approx 0,2\%$, что совпадает с приростом деформации на каждом этапе записи спекл-интерферограмм. Таким образом, пластическая деформация образца при растяжении концентрируется в нескольких сравнительно тонких ($l \ll L$) слоях материала.

Попутно заметим, что подобное распределение деформаций необходимо учитывать, например, при интерпретации данных, получаемых при помощи электронной микроскопии тонких фольг. Обычный для этого метода анализ состоит в сопоставлении наблюдаемых дислокационных структур и предшествующей деформации образца [10]. Однако при изучении распределения дислокаций в деформированном материале с учетом описанных выше явлений локализации [11, 12] обнаружилось существенное различие в кинетике накопления дефектов в зонах локализации деформации и между ними.

Основной целью анализа пространственно-временных форм распределений $\varepsilon_{xx}(x, y, t)$ было их сопоставление со стадиями кривой пластического течения $\tau(\varepsilon)$. Типичная картина распределения ε_{xx} по образцу, выявляющая локализацию деформации в нескольких зонах, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга, приведена на Рис. 2, а, б. Число таких зон (очагов локализованной деформации) может быть различно, и они могут быть подвижными или стационарными. Поскольку при растяжении с постоянной скоростью $\varepsilon \sim t$, то, фиксируя положение этих зон X^* в ходе деформации, как показано на Рис. 2, по наклону графика $X^* - t$ можно определить $X^* \equiv V$ — скорость перемещения соответствующей зоны локализованного пластического течения. Совместный анализ картин, подобных Рис. 1, и графиков типа Рис. 2 позволил идентифицировать специфические картины локализации, сопровождающие определенные стадии пластического течения [13–21], установить их связь с законами деформационного упрочнения и измерить основные количественные

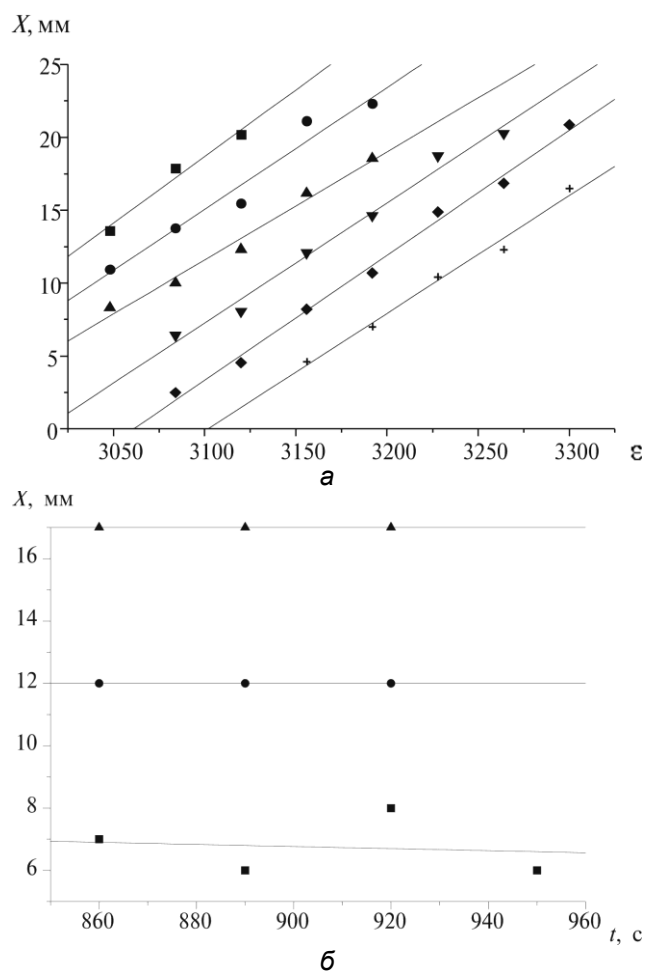


Рис. 2. Эволюция положений зон локализации деформации во времени: а — подвижные очаги в монокристалле Си на линейной стадии; б — стационарная картина распределений локальных деформаций в монокристалле хромоникелевого γ -Fe на параболической стадии.

характеристики.

3. КАРТИНЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ И СТАДИЙНОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Формальной характеристикой отдельных стадий пластического течения является зависимость коэффициента деформационного упрочнения от деформации $\theta(\epsilon)$. Создание теории деформационного упрочнения обычно подразумевает установление формы этой зависи-

мости на основе представлений о механизмах деформации, действующих на каждой стадии течения. Представляется, что в настоящее время такой подход уже недостаточен, поскольку установлено, что пластическая деформация склонна к макроскопической локализации на всех этапах своего развития от предела текучести до образования макроскопической шейки и разрушения. Формы такой локализации различны, зависят от действующего на данной стадии закона деформационного упрочнения и должны учитываться при развитии моделей деформационного упрочнения. Рассмотрим экспериментально обнаруженные варианты локализации пластического течения для обычных стадий деформационного упрочнения металлов и сплавов:

- площадка текучести: $\theta = 0$, $\tau = \text{const}$;
- легкое скольжение (в ГЦК-монокристаллах): $\theta_{\perp} = \text{const} \approx 10^{-4} - 10^{-3}$, $\tau \sim \varepsilon$;
- линейное упрочнение: $\theta_{\parallel} = \text{const} \approx 10^{-3} - 10^{-2}$, $\tau \sim \varepsilon$;
- параболическое упрочнение: $\tau \sim \varepsilon^m$, $m < 1$;
- деформация перед образованием макроскопической шейки.

3.1. Установившиеся картины локализации деформации

Помимо неоднократно описанной у низкоуглеродистой стали (содержание С менее 0,1 масс. %) площадка текучести наблюдалась нами при деформировании поликристаллов упорядоченного сплава Ni₃Mn [13], монокристаллов сплава Cu–Ni–Sn (в состоянии твердого раствора после закалки) [14, 15], монокристаллов интерметаллида NiTi [14], деформирующихся за счет деформации фазового превращения $B2 \rightarrow B19'$, и монокристаллических образцов высокомарганцовистого γ -Fe (стали Гатфильда) при некоторых ориентациях оси растяжения [16, 17]. Характер деформации на площадке текучести достаточно хорошо исследован. Известно, что в этом случае пластическое течение развивается в форме движения полосы Людерса, на фронте которой сосредоточены в каждый момент все сдвиговые процессы. Во всех перечисленных случаях с помощью методики спекл-интерферометрии удалось наблюдать перемещение вдоль образца уединенного фронта пластической деформации, как это показано на Рис. 3.

Скорость движения фронтов на этой стадии $V_f \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ м/с, что примерно в 10–100 раз больше скорости перемещения подвижного захвата испытательной машины. Приравнивая время пробега фронта вдоль образца L/V_f и время, в течение которого образец удлинится на $L\varepsilon_{pl}$, то есть $L\varepsilon_{pl}/V_m$, легко получить $V_f/V_m \approx 1/\varepsilon_{pl}$, что и приводит к названной скорости фронта при обычной длине площадки текучести $\varepsilon_{pl} \approx (1-3) \cdot 10^{-2}$.

Существенный интерес представляют данные о распределении

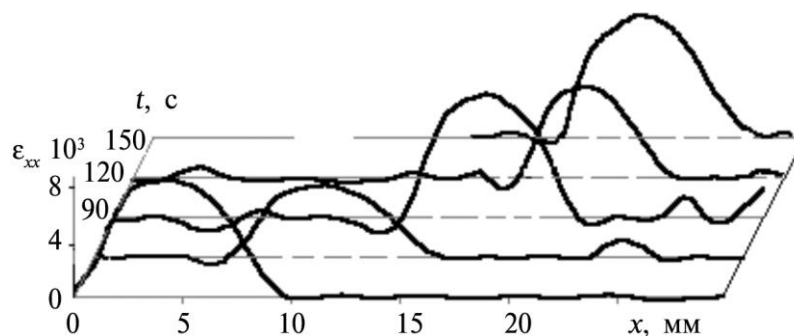


Рис. 3. Одиночный деформационный фронт на площадке текучести в монокристалле высокомарганцовистого γ -Fe.

деформаций в области полосы Людерса. Используемая методика, как сказано выше, дает возможность рассчитать сдвиги и повороты в области очага деформации. Подобная картина представлена на Рис. 4. Можно видеть, что очаг деформации имеет тонкую структуру, причем максимумы удлинения не совпадают с максимумами сдвигов и поворотов.

На стадии легкого скольжения, которую удалось наблюдать в ориентированных для одиночного скольжения монокристаллах Cu, Ni и легированного γ -Fe [20–24], картина локализации деформации оказывается более сложной и разнообразной.

Как известно [6], наиболее полно изучены особенности этой стадии для ГЦК монокристаллов. Исследования показали, что и этой стадии пластического течения присуще стремление к локализации деформации с образованием очагов деформации. В процессе деформирования на стадии легкого скольжения Cu и Ni очаги локализации деформации синхронно движутся. На Рис. 5, а, б показаны положения X максимумов локализации компоненты ε_{xx} на оси растяжения в зависимости от времени t . Было установлено, что на стадии легкого скольжения зоны локализации деформации в монокристаллах Cu движутся со скоростью $2,6 \cdot 10^{-5}$ м/с, а в Ni – со скоростями $+3,6 \cdot 10^{-5}$ м/с и $-2,2 \cdot 10^{-5}$ м/с. Знаки «+» и «-» здесь указывают на встречное движение зон локализации в Ni. Значения скоростей по порядку величины (10^{-5} м/с) близки к ранее зафиксированным на стадиях легкого скольжения хромоникелевого аустенита [17], марганцовистого аустенита (ориентировка [012]) [20], но заметно выше аналогичных величин, полученных на монокристаллах марганцовистого аустенита с ориентированной вдоль [377] осью растяжения [16]. Такое количественное отличие, по-видимому, обусловлено тем, что деформация в монокристаллах стали Гатфильда с ориентировкой [377] реализуется двойникованием, в то время как для деформации всех остальных материалов характерно дислокационное сколь-

жение.

В настоящем случае, на наш взгляд, важно, что в монокристаллах сплава Cu–Ni–Sn и легированного γ -Fe картины локализации деформации на стадии легкого скольжения представляли собой одиночные движущиеся фронты деформации, подобные полосам Людерса. Такая ситуация реализуется и в монокристалле Ni, где по каждому объему образца фронт деформации проходит однократно и один или два движущихся навстречу друг другу фронта могут рассматриваться как полосы Людерса. Стадия легкого скольжения в этом случае заканчивается при встрече двух очагов деформации, а при деформировании за счет движения единичного фронта одно-

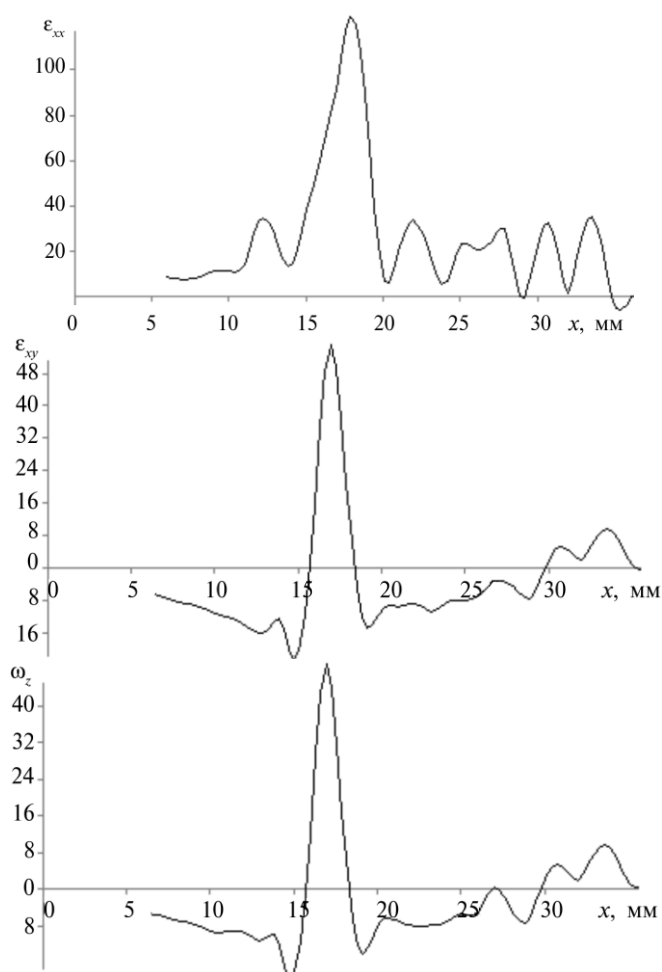


Рис. 4. Распределение компонент тензора пластической дисторсии в полосе Людерса (сталь 09Г2С).

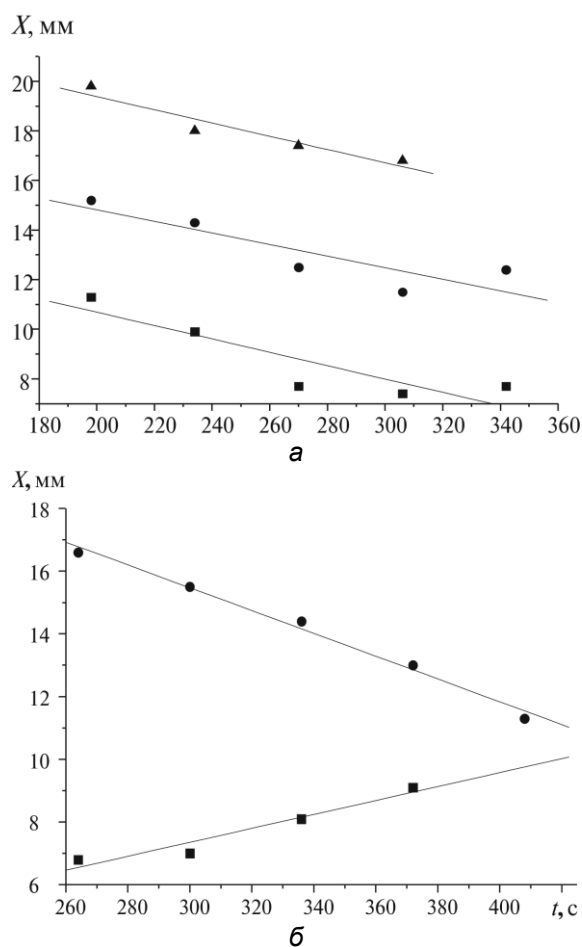


Рис. 5. Кинетика зон локализации деформации на стадии легкого скольжения: *а* — монокристалл Cu; *б* — монокристалл Ni.

временно с завершением его движения.

Картина локализации деформации на стадии линейного упрочнения наиболее интересна. Во всех исследованных случаях, независимо от моно- или поликристалличности материала, при условии $\tau = \tau^* + \theta_{II}\varepsilon$ (τ^* — напряжение начала стадии линейного упрочнения, $\theta_{II} = \text{const}$) в образце наблюдается согласованное движение системы очагов локализации вдоль оси растяжения. Поскольку расстояние между такими очагами остается постоянным, и они движутся с одинаковой скоростью, возникающая картина может рассматриваться как специфический волновой процесс, связанный с пластической деформацией (Рис. 6). Скорость распространения и длина такой волны могут быть измерены и будут обсуждаться далее специально.

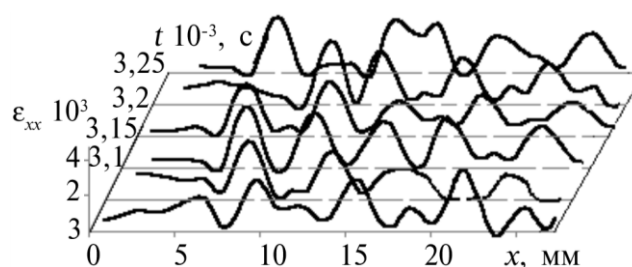


Рис. 6. Эквидистантная система движущихся очагов локализованной деформации на стадии линейного упрочнения монокристалла Cu.

Образование эквидистантной системы синхронно движущихся очагов локализованной пластической деформации является общим свойством всех исследованных материалов, при деформации которых возникает линейная стадия. Особенно важно, что она была отмечена в деформируемых монокристаллах Cu и Ni, имеющих «классическую» трехстадийную кривую пластического течения [6]. Существование эквидистантных движущихся очагов пластического течения наблюдалось при растяжении закаленных монокристаллов сплава Cu–Ni–Sn [14, 15] и во многих случаях деформирования монокристаллов хромоникелевого и высокомарганцовистого аустенита [16–22].

Такая же картина локализации возникает и в поликристаллических материалах, кривая течения которых содержит линейную стадию $\tau \sim \varepsilon$. Это было установлено в экспериментах, проведенных на поликристаллах Al с разным размером зерна [25, 26] и поликристаллах сплава Zr–Nb [27]. Здесь следует заметить, что, согласно [28], в поликристаллическом Al кривая пластического течения достаточно сложна и содержит линейный участок, заключенный между двумя параболическими. Такая же закономерность справедлива и для деформации сплава Zr–Nb [27]. Аналогичные особенности стадийности пластического течения при деформации ОЦК монокристаллов (Fe + 3% Si, Mo) отмечены авторами [29].

Общими для всех исследованных случаев локализации деформации на линейной стадии являются следующие характеристики, нуждающиеся в дальнейшем объяснении:

— макроскопическое расстояние $\sim 5\text{--}10$ мм между очагами (длина волны),

— скорость движения такой совокупности (волны) вдоль образца $\sim 10^{-5}\text{--}10^{-4}$ м/с.

При падающем значении коэффициента деформационного упрочнения (параболическая стадия, $\tau \sim \varepsilon^m$, $m < 1$) очаги локализованного пластического течения образуют стационарную (неподвижную) структуру с регулярным расположением деформируемых зон в об-

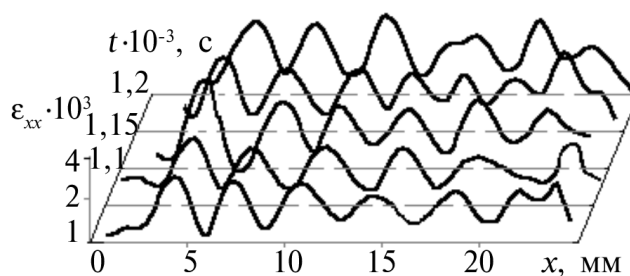


Рис. 7. Стационарное пространственно периодическое распределение зон локализации деформации на параболической стадии поликристаллического сплава Zr–2,5% Nb.

разце (Рис. 7). Расстояние между такими зонами также составляет ~ 5–10 мм и почти не меняется во время деформирования. Описанная особенность закономерно повторялась во всех случаях, когда наблюдалось параболическое упрочнение в монокристаллах хромоникелевого и высокомарганцовистого аустенита [16–21], сплава Cu–Ni–Sn (состаренное состояние) [14, 15], интерметаллида NiTi [24], поликристаллах сплава Zr–Nb [30, 31], а также в ряде сталей [32].

Процесс деформирования всех пластичных материалов обычно заканчивается образованием макроскопической шейки, свидетельствующей о приближении разрушения [33, 34]. Однако картина локализации на стадии приближения к разрушению обнаруживает следующую особенность. Незадолго до образования макроскопической шейки в образце формируется локальный неподвижный очаг деформации, характеризующийся большой амплитудой компоненты ε_{xx} (Рис. 8). Обычно он появляется в пластичных материалах за 3–5% общей деформации перед возникновением видимого сужения поперечного сечения образца и указывает на место, где впоследствии сформируется макроскопическая шейка и произойдет вязкое разрушение [30–32, 35]. При появлении такого очага деформация в остальной части объема практически прекращается, и возникающая особенность картины локализации может использоваться как информативный признак вязкого разрушения [36].

Анализ формы и пространственного положения зон локализации деформации в образце позволил установить, что они представляют собой параллельные друг другу слои пластически деформируемого материала толщиной 5–10 мм. Это справедливо как для параболического, так и для линейного упрочнения; различие состоит в том, что на стадии линейного упрочнения такие слои синхронно движутся, а на параболической стадии они неподвижны. Таким образом, в моно- и поликристаллах при пластическом течении возникают чередующиеся деформируемые и недеформируемые слои примерно одинаковой толщины. Расслоение деформируемого материала

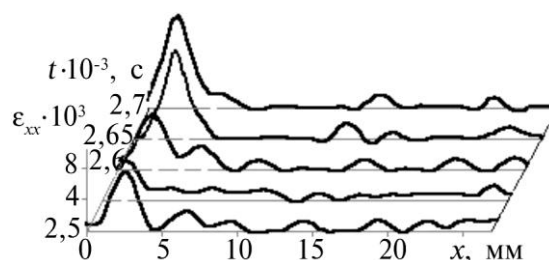


Рис. 8. Высокоамплитудный неподвижный максимум локализации деформации на стадии предразрушения поликристаллического сплава Zr–2,5% Nb.

(стратификация) происходит самопроизвольно при растяжении образцов с постоянной скоростью и является, видимо, общей закономерностью процесса пластической деформации всех материалов [37, 38]. Пластическое течение в таком расслоенном материале реализуется следующим образом. На стадиях параболического упрочнения вся пластическая деформация оказывается полностью локализованной внутри неподвижных активных зон, а в объемах между ними материал почти не деформируется. На стадии линейного упрочнения в процесс пластической деформации постепенно вовлекаются новые слои материала, примыкающие к передним фронтам подвижных очагов пластического течения; соответственно в слоях материала на задних фронтах деформация прекращается до подхода очередного фронта.

Таким образом, каждой стадии пластического течения отвечает вполне определенный тип картины локализации деформации. При этом смена закона деформационного упрочнения $\theta(\varepsilon)$ сопровождается возникновением новой формы локализации деформации.

3.2. О предшествующих наблюдениях макроскопической локализации деформации

Следует сказать, что косвенные признаки макроскопической локализации пластического течения наблюдались различными авторами и ранее. В основном такие наблюдения относятся к материалам, деформирующимся по параболическому закону деформационного упрочнения. Это обстоятельство понятно, поскольку на этой стадии весь процесс сосредоточен в достаточно широких слоях материала, причем после разгрузки они сохраняются и становятся доступными для микроскопического исследования.

Макроскопическая неоднородность пластической деформации может быть естественным следствием того, что на микроскопическом уровне элементарные акты пластичности происходят локализованно и, в общем случае, неоднородно. Так как неоднородность раз-

вития пластического течения, а тем более, локализация его самым существенным образом влияют и на эксплуатационные характеристики материалов, и на принципы развития технологии обработки материалов давлением, то это явление всегда вызывало повышенный интерес и внимательно исследовалось.

В 60–80-е годы был выполнен обширный цикл работ по изучению пространственной неоднородности распределений деформации на различных стадиях активного нагружения и ползучести различных сплавов на основе железа, алюминия и других металлов. Первыми в этом направлении были работы Одинга и Ивановой, результаты которых обобщены в монографиях [39, 40]. Методика исследования заключалась в следующем. Образцы с диаметром 10 мм и рабочей длиной 200 мм подвергались квазистатическому растяжению. На рабочей части через 10 мм были нанесены алмазной пирамидой твердомера Виккерса метки. Расстояния между метками до и после испытания измеряли с точностью ± 2 мкм, после чего рассчитывали среднюю деформацию каждого участка. Для замеров образец периодически вынимали из деформирующего устройства. Результаты представлялись в виде диаграмм распределения пластической деформации по длине образца. По существу авторы [39, 40] исследовали поведение продольной компоненты тензора дисторсии ε_{xx} , причем анализировались не приросты этой величины, а ее суммарное значение в данной точке для избранного момента времени нагружения.

Из приведенных в [39, 40] данных для деформированной перлитной стали ЭИ454 следует, что деформация протекает неоднородно и, несмотря на относительно малое число замеров (~ 20) по длине образца, на всех шести распределениях вполне заметна пространственная периодичность. Наименее отчетлива периодичность при $\varepsilon_{tot} = 0,21\%$, что соответствует, строго говоря, области упругопластического перехода. Далее с ростом ε_{tot} можно достаточно уверенно оценить пространственный период $\lambda \approx 70$ мм, который практически не меняется до $\varepsilon_{tot} = 4,2\%$. Авторы [39] не акцентировали внимание на периодичности данных распределений, так как их интересовала неоднородность (локализация) деформации. Они ввели коэффициенты неоднородности $\langle l \rangle = \varepsilon_{max} / \langle \varepsilon \rangle$ и $l_{max} = \varepsilon_{max} / \varepsilon_{min}$ и отмечают, что у стали ЭИ454 эти коэффициенты остаются постоянными вплоть до образования шейки разрушения. У других материалов по утверждению авторов [39], в частности у армо-железа и стали 1Х18Н9Т значения коэффициентов неоднородности уменьшаются и становятся равными единице при ~ 3 и $1,5\%$ общей деформации соответственно. Наблюдаемые эффекты связаны, по-видимому, с волновым характером эволюции неоднородности пластического течения, когда в определенных условиях возникают движущиеся макроскопические очаги локализации, и переход материала в деформированное состояние происходит последовательно от одной зоны к другой. В этом случае суммирование

приростов ε_{xx} должно приводить к сглаживанию распределений и видимой однородности деформирования. В стали ЭИ454, где перемещение максимумов локализации не происходит, пространственная периодичность наблюдалась при суммировании приростов деформации.

Периодические распределения локальных удлинений при активном нагружении с малой постоянной скоростью представлены в монографии [41]. Из этих данных видно, что периодичность наблюдается только после перехода на участок упрочнения. В начале, на площадке текучести формируется движущийся фронт пластической деформации, который перемещается от захвата к захвату нагружающего устройства. Свидетельства существования упорядоченной макроскопической локализации пластической деформации относятся не только к активному нагружению. Квазипериодические пространственные распределения локальных удлинений, полученные с использованием реперных точек, были зафиксированы и в испытаниях материалов при постоянной нагрузке (ползучести) [39, 40]. Авторы [39] приводят распределения локальных удлинений при ползучести сталей ЭИ454 и ЭИ395. Видно, что цикличность этих распределений для аустенитной стали ЭИ395 выражена более отчетливо, чем для перлитной ЭИ454. По мере увеличения времени испытания, то есть нарастания общей деформации, периодический характер распределений становится менее заметным, как это отмечалось и при активном растяжении. Причина постепенного сглаживания распределений и перехода к однородности деформирования, по-видимому, та же и состоит в перемещении вдоль оси растяжения образца максимумов приростов локальных деформаций. Такое же квазипериодическое распределение локальных удлинений при ползучести крупнозернистого алюминия, зафиксированное Чангом и Грантом [42], приведено в монографии Гарофало [43]. Хорошо видно, что периодичность этого распределения не связана с положением границ зерен.

Даже сравнительно грубый метод реперных точек позволил зафиксировать не только макроскопическую локализацию пластического течения на ранних стадиях нагружения, но и квазипериодичность пространственных распределений локальных деформаций при активном растяжении и ползучести целого ряда металлических материалов с ОЦК- и ГЦК-структурами. Перечисленные авторы не делают вывода о существовании пространственной периодичности деформации, по-видимому, только потому, что стремятся обосновать неоднородность деформации, понимая последнюю либо как стохастичность ее распределений, либо как устойчивую локализацию. По этой же причине они не исследуют временные зависимости изменений локальных деформаций, а значит, и не обнаруживают временной периодичности.

На этом фоне выделяется работа Гисмана [44], в которой неоднородность обнаружена при растяжении малоуглеродистой стали со

скоростью $\sim 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Анализируя диаграммы «удлинение–время» и «усилие–время», автор установил существование периодических спадов и подъемов нагрузки на площадке текучести. На этом основании был сделан вывод о существовании волн пластической деформации, скорости которых на 2–3 порядка меньше скорости упругих волн. При этом скорости распространения деформационных волн зависели от предшествующей термической обработки стали, то есть от структурного состояния материала. Следует заметить, что отношение скорости распространения этих волн к скорости перемещения подвижного захвата составляет ~ 10 , как и в наших экспериментах, выполненных методом спекл-интерферометрии (см. раздел 3.1).

Более точный и информативный метод координатных делительных сеток дает возможность получить поле деформаций по всей рабочей поверхности образца. Для исследования неоднородности и локализации пластической деформации он был впервые применен Вайнштейном, Кибардиным и др. [45–49]. Исследовалось активное растяжение технического алюминия и его сплавов с постоянной скоростью при комнатной и повышенных температурах. С помощью статистического анализа результатов, полученных данным методом сеток, определялась параметры неоднородности пластического течения.

Авторы [45–49] изучали распределения деформаций в отдельных ячейках сетки (микродеформаций по их терминологии), двумерные корреляционные функции микродеформаций, одномерные взаимные корреляционные функции связи между микродеформациями в соседних ячейках сетки, нормированные плотности вероятности коэффициентов пространственной автокорреляции, просто пространственные автокорреляционные функции и пр. Все эти приемы давали усредненную оценку степени локализации на данном уровне интегрального деформирования материала, пространственного положения зон локализации, времени появления устойчивой зоны локализации (шейки разрушения).

В результате, конечно, происходило сильное сглаживание всех временных изменений микродеформаций и, по существу, переход от поля деформаций к некоторому обобщенному для всего объекта косвенному параметру, который характеризует степень локализации деформации. Однако даже в этом случае пространственная периодичность распределений локальных деформаций оказалась достаточно заметной. Она, например, настолько отчетливо проявилась в циклическом изменении автокорреляционной двумерной функции микродеформаций сплава АД1-М [45–47], что Кибардин [46] счел возможным данные изменения трактовать как псевдволну деформации.

Авторы [45–47] близко подошли к обнаружению волнового характера локализации пластической деформации. Очевидно, что если бы

анализ полученных данных в этих работах был сосредоточен на общих чертах процесса, то, возможно, удалось бы не только установить существование пространственно-временной периодичности полей деформаций, но и оценить характерные параметры данных распределений. Во всяком случае, по приведенным в [45, 46] экспериментальным данным для растяжения при комнатной температуре пространственный период изменений двумерной автокорреляционной функции при деформировании сплава АД1-М составляет вполне реальную величину ~ 4 мм.

Кинематографическое исследование изменения формы нагружаемого образца является достаточно распространенной методикой исследования неустойчивости пластического течения. В этом случае в процессе деформирования производилась киносъемка силуэта объекта, а затем промеры полученных изображений. При достаточном совершенстве используемой регистрирующей и измерительной аппаратуры здесь удастся обнаружить локальные уменьшения поперечного сечения образца задолго до того, как это скажется на ходе деформационной кривой, которая, как правило, записывается одновременно с процедурой кинофильмирования.

Подобные исследования были проведены Реем на нержавеющей стали [50] и легированным свинцом индии [51]. Он отмечает, что, начиная с 1% деформации, при одноосном растяжении цилиндрических образцов I_p возникает несколько шеек, которые по терминологии автора могут быть активными (скорость деформации в них выше, чем в целом по образцу) и неактивными. Сначала в процессе растяжения количество шеек, в том числе и активных, увеличивается. При этом «активность» шеек (скорость деформации в них) может изменяться. И только при больших общих деформациях $\sim 30-40\%$ одна из шеек становится максимально активной (устойчивой по общепринятой терминологии), вызывающей разрушение в дальнейшем. В работе [51] показано также, что величина общей деформации, при которой возникает устойчивая шейка, тем меньше, чем ниже скорость испытания. Внимательное рассмотрение результатов работ [50, 51] обнаруживает, что расположение неустойчивых активных шеек по длине образцов не случайно. Расстояние между ними остается практически одинаковым вплоть до формирования устойчивой шейки. По крайней мере, это справедливо для скоростей деформации $\dot{\varepsilon} = 10^{-7}-10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и сравнительно небольших (до 20%) общих деформаций. Учитывая сообщение Рея [51] об изменении «активности» шеек, можно констатировать, что ему удалось зафиксировать циклический пространственно-временной процесс эволюции распределений локальных деформаций. Опять, по-видимому, вывод о волновом характере деформации не был сделан автором [50, 51] только потому, что неустойчивость пластического течения рассматривалась им как абсолютно случайное явление, не подчиненное каким-либо пространственно-временным закономерностям.

В обширных исследованиях локализации и неустойчивости пластического течения, выполненных Пресняковым с сотрудниками [52–54], также использовалась методика фотографирования образца в процессе деформации. Эти авторы, как и Рей [50, 51], отмечают, что в процессе деформирования задолго до возникновения устойчивой шейки разрушения образуются зоны локализации деформации, которые могут перемещаться по образцу. Они были названы «бегающими шейками» [52–54].

По мнению Преснякова высокая способность пластичных и сверхпластичных материалов к формоизменению без разрушения обусловлена именно наличием таких «бегающих шеек». В ходе экспериментов удалось зафиксировать осцилляции локальных и максимальных скоростей деформации при растяжении с постоянной скоростью пластичных материалов, например, алюминия, его сплавов с цинком и промышленного сплава АМг2 [54]. Наличие пространственной неоднородности пластического течения, перемещения зон локализации деформации, осцилляции скоростей пластического течения также со всей очевидностью указывают на протекание волнового процесса при пластической деформации. К сожалению, авторы не приводят данных о скоростях движения «бегающей шейки» и, вообще, каких-либо количественных данных, характеризующих пространственно-временные распределения локальных деформаций.

При исследовании распределений напряжений в деформируемых материалах тоже наблюдалась пространственно-временная упорядоченность. Особенно впечатляющие результаты представлены в работе Барахтина и Владимирова с соавторами [55]. Авторами использовалась рентгеновская дифрактометрия, реализованная на синхротронном излучении [56]. Высокая интенсивность синхротронного излучения позволила проводить регистрацию изменений напряженного состояния деформируемого образца *in situ*. В результате таких экспериментов были обнаружены периодические изменения дисперсии упругой энергии в процессе формоизменения объекта под нагрузкой. По свидетельству авторов [55, 57] эти изменения имели амплитуду около 50% от среднего значения и период от 4 до 12% общей деформации. В условиях их эксперимента при постоянной скорости активного растяжения 10^{-3} с^{-1} по времени это составляло от 40 до 120 с. Объяснение этому факту дается в рамках представлений о самоорганизации и периодической перестройке дислокационной структуры деформируемого объекта [55].

Неоднородное и пространственно упорядоченное распределение внутренних напряжений сохраняется и после разгрузки деформируемого материала. Это установлено Титовцом и соавторами при исследовании полей остаточных напряжений методом локальной рентгеновской дифрактометрии [58–60]. Уже в первой методической работе [58] авторы в качестве иллюстрации приводят пример рас-

пределений локальных напряжений при растяжении крупнозернистых поликристаллов кремнистого железа, которые обладают пространственным периодом ~ 1 мкм.

Следует отметить, что в монографии [61] приводятся сведения о периодических изменениях при пластическом деформировании таких физико-механических свойств материалов, как, например, микротвердость, разориентировка и размеры дислокационных ячеек, изгиб кристаллических плоскостей. Эти данные свидетельствуют об определенной периодичности характера процессов локализации пластической деформации материалов.

Наконец, макроскопическая локализация пластического течения неоднократно наблюдалась в форме так называемого сбросообразования при растяжении и сжатии монокристаллических образцов (см. обзор [62]). Это явление было открыто в 30-е и довольно подробно изучено в 40–50-е годы. Именно в этих работах было впервые обращено внимание на существенную роль поворотов кристаллической решетки при деформации.

Таким образом, указания на достаточно ранние проявления временной неоднородности и пространственной локализации пластической деформации существовали достаточно давно, но только появление специализированной методики и целенаправленное изучение этих явлений дало возможность установить основные закономерности их протекания.

3.3. Эволюция картин локализации деформации в ходе пластического течения

Хотя перестройка картин локализации пластической деформации должна наблюдаться во всех случаях перехода от одной стадии к другой, экспериментальное исследование деталей переходных стадий локализации деформации удобно проводить на образцах, изготовленных из материала, кривая пластического течения которого имеет несколько чередующихся участков с разным характером деформационного упрочнения. Этому требованию удовлетворяют поликристаллы Al, на кривых течения которых имеется короткий участок линейного упрочнения, заключенный между двумя параболическими стадиями [28].

Участки линейного упрочнения при растяжении поликристаллического Al наблюдаются не во всех случаях, так как их протяженность уменьшается с ростом размера зерна D (Рис. 9). Начало линейной стадии (ε_b) быстрее смещается в область больших общих деформаций, чем деформация, отвечающая концу линейной стадии процесса (ε_e). Таким образом, стадия линейного упрочнения в поликристаллическом Al возникает за счет соответствующего укорочения первой параболической стадии. Экстраполированные в область больших

зерен зависимости $\varepsilon_a(D)$ и $\varepsilon_b(D)$ пересекаются при $D = D_c \approx 0,7$ мм, а при $D \geq D_c$ линейная стадия упрочнения не наблюдается, вырождаясь в точку перехода одного параболического участка в другой, где показатель степени $m < 1$ в выражении $\tau \sim \varepsilon^m$, описывающем параболическое упрочнение, скачкообразно меняется. Таким образом, линейный характер отдельных участков кривой пластического течения возможен в поликристаллах Al только при $D < D_c \approx 0,7$ мм. Физическая причина такого вырождения линейной стадии деформационного упрочнения в поликристаллах при $D > D_c$ связана, видимо, с возрастанием размера зерна до такой величины, при которой возникающие линии скольжения уже не пересекают границ, и роль последних в упрочнении становится несущественной [28]. Кривая пластического течения крупнозернистых поликристаллов, как и монокристаллов Al, при растяжении которых не наблюдается обычных для других ГЦК монокристаллов (Cu, Ni, Ag) стадий легкого скольжения и линейного упрочнения, состоит из 2–3 последовательных участков параболической формы.

Ясно, что именно такой тип стадийности кривой пластического течения интересен для анализа эволюции картин распределения ком-

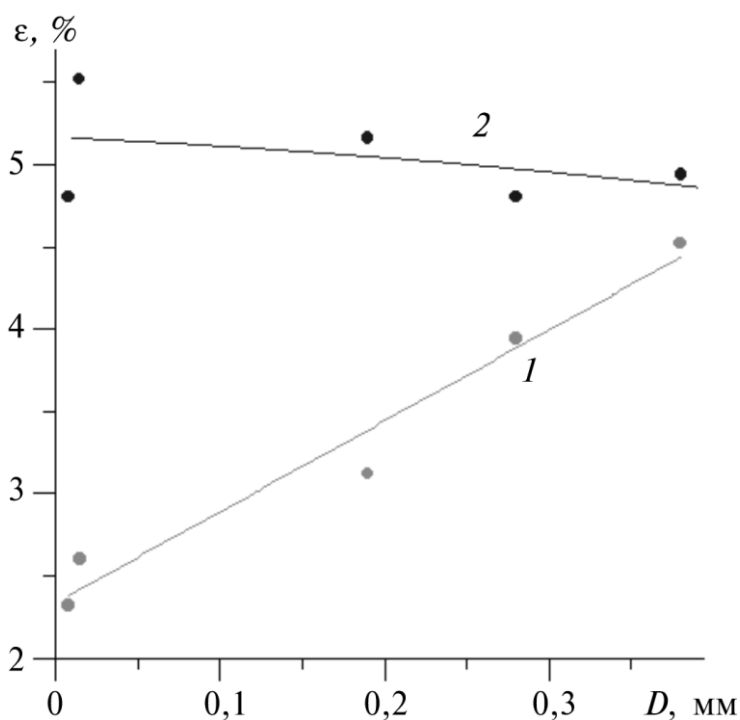


Рис. 9. Изменение протяженности стадии линейного упрочнения в зависимости от размера зерна поликристаллического Al.

понент тензора пластической дисторсии в ходе деформации на параболической, линейной и снова на параболической стадиях деформационного упрочнения материала. Зависимости положения X^* максимумов величины ε_{xx} по осевой линии образца от времени деформации $t \sim \varepsilon$ показаны на Рис. 10. Очевидно, стадии линейного упрочнения здесь соответствует наклонный участок зависимостей $X^*(t)$, где скорость распространения волн деформации определяется как $V_{aw} = dX^*/dt$. Стадиям параболического деформационного упрочнения на рис. 10 отвечают горизонтальные участки зависимостей $X^*(t)$, где $V_{aw} = 0$. Таким образом, при растяжении поликристаллического Al в полной мере проявляются ранее установленные при деформации металлов и сплавов и перечисленные выше закономерности: на параболических стадиях наблюдаются стационарные системы очагов пластического течения, а на стадии линейного упрочнения возникает волновой процесс, т. е. по образцу движется группа таких очагов [26].

На поликристаллах Al удалось наблюдать и собственно перестройку картин локализации деформации при смене стадий деформационного упрочнения. Это процесс состоит из двух этапов: на первом существующая на предыдущей стадии картина очагов локализованной деформации «рассыпается», распределение очагов ло-

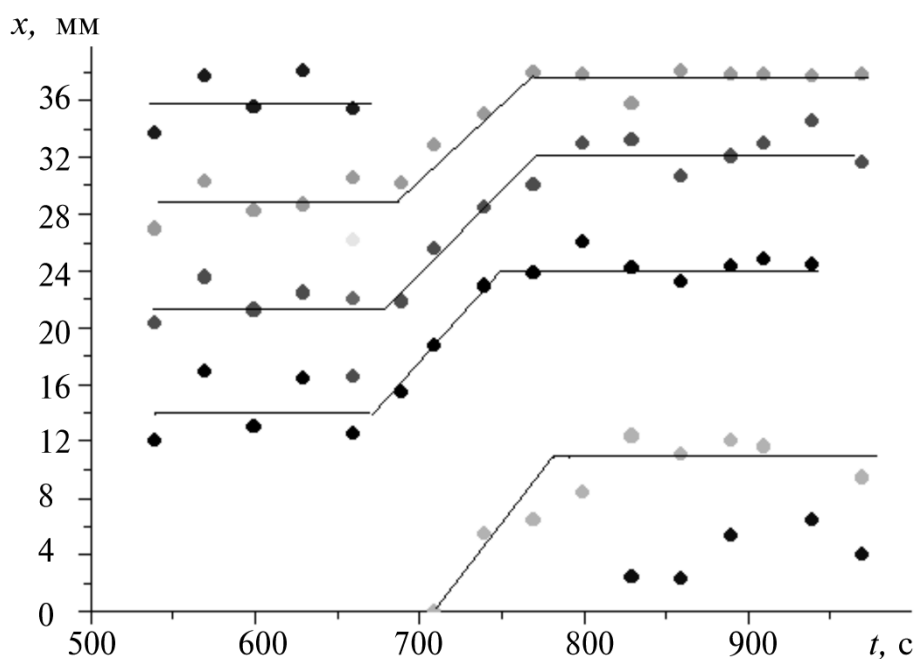


Рис. 10. Эволюция положений зон локализации деформации во время деформирования поликристаллического Al.

кализованной деформации становится неупорядоченным, их амплитуда уменьшается примерно вдвое, а число возрастает, причем некоторые очаги раздваиваются (Рис. 11, а). На втором новая картина локализации (подвижная или стационарная) самопроизвольно рождается из такого неупорядоченного распределения очагов пластического течения, постепенно приобретая закономерные черты, присущие новой стадии процесса (Рис. 11, б).

Переход от первой параболической к линейной стадии осуществляется так, что при выходе диаграммы $\tau(\varepsilon)$ на линейный режим ($\tau \sim \varepsilon$), очаги локализованной деформации еще остаются неподвижными; их движение начинается после $\sim 1/4$ длины стадии линейного упрочнения. Иначе говоря, новый закон деформационного упрочнения устанавливается быстрее, чем формируется новая картина локализации деформации, так что именно динамические условия деформирования являются ведущими при образовании того или иного

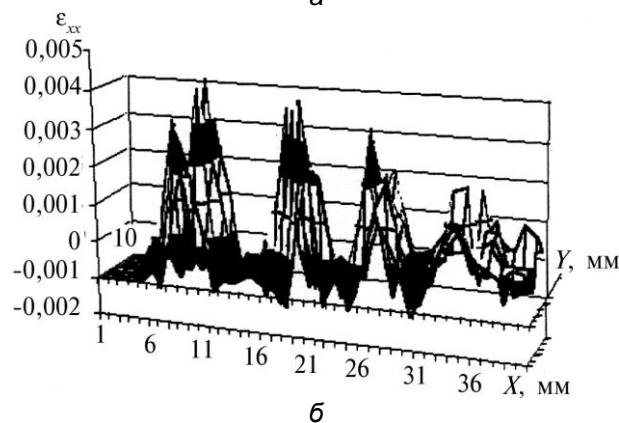
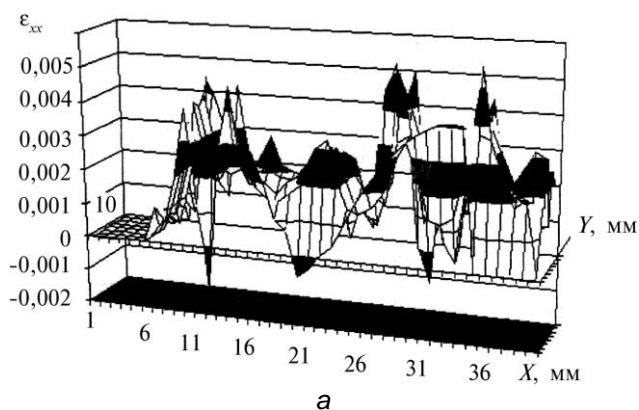


Рис. 11. Переход между стадиями пластического течения поликристаллов Al: а — «рассыпание» очагов локализации; б — рождение новой картины локализации.

типа локализации.

Важно, что хотя растяжение образцов происходит непрерывно и с постоянной скоростью, в них самопроизвольно возникает и закономерным образом эволюционирует система зон локализованного пластического течения в форме волнового процесса или стационарной структуры, а тип картины локализации полностью определяется действующим в данный момент законом деформационного упрочнения.

4. СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ, ДЛИНА ВОЛНЫ И ДИСПЕРСИЯ

Изложенные выше данные свидетельствуют о том, что в процессе пластического течения в образцах самопроизвольно возникает один из четырех возможных типов локализации деформации, тесно связанный с действующим на соответствующей стадии законом пластического течения. При этом, по крайней мере на двух стадиях процесса — при легком скольжении и линейном упрочнении — очаги пластического течения оказываются подвижными. В связи с этим большой интерес представляет вопрос о скорости движения таких очагов и форме ее возможной зависимости от условий нагружения.

4.1. Скорость распространения волн локализации пластической деформации

При обсуждении природы обнаруженных волн, прежде всего, следует сравнить их свойства со свойствами других волновых процессов, существование которых возможно в твердых телах. Речь может идти об упругих волнах [63] и волнах пластичности [64]. Во всех исследованных случаях очевидно существенное различие скоростей распространения обсуждаемых волн $V_{aw} \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ м/с с одной стороны и упругих ($V_s \approx \sqrt{G/\rho_0} \approx (2-6) \cdot 10^3$ м/с) [63], а также пластических [64–67] волн с другой. Сравнение показывает, что $V_{aw} \ll V_{pw} \ll V_s$. Упругие волны не имеют прямого отношения к анализируемой проблеме и распространяются с намного большей скоростью. Поэтому далее можно ограничиться сравнением наблюдаемых значений скоростей распространения наблюдаемых волновых процессов со скоростями волн, имеющих отношение в проблеме деформации — волн пластичности. Как известно [64–67], скорость распространения этих волн $V_{pw} \approx \sqrt{\theta/\rho_0} \sim \sqrt{\theta}$. При минимальном возможном значении коэффициента деформационного упрочнения $\theta \approx 10^{-4}$ [6] скорость волн пластичности $V_{pw} \approx 10^{-2} V_s \approx 20-60$ м/с, что также намного больше наблюдаемых величин. Однако этим не исчерпывается разница между двумя типами волн. Как установлено, существует более глубокое различие сопоставляемых волновых процессов, связанное с разным

типом зависимости скорости распространения от коэффициента деформационного упрочнения, которое будет обсуждаться в следующем разделе.

4.2. Динамика волновых процессов

Точнее всего скорость распространения волн может быть определена на стадии линейного упрочнения в моно- и поликристаллах, когда вдоль оси образца синхронно движется совокупность зон локализации деформации. В этом случае по графикам, аналогичным представленным на Рис. 2, можно измерить обычные волновые характеристики: скорость распространения V_{aw} и длину волны λ .

При исследовании распространения волн локализованной деформации в монокристаллах легированного γ -Fe было установлено [21, 31], что скорость волн и коэффициент деформационного упрочнения связаны соотношением (Рис. 12)

$$V_{aw} = V_* + J/\theta^*, \quad (3)$$

где $V_* \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$ м/с и $J \approx 4,4 \cdot 10^4$ Па·м·с⁻¹ (Вт·м⁻²), а коэффициент деформационного упрочнения использован в размерной форме $\theta^* = d\tau/d\varepsilon$. Коэффициент J с указанной выше размерностью удобно интерпретировать в этом случае как поток энергии от нагружающего устройства через образец, положив, что $J \approx \tau V_m$. Если на стадии линейного упрочнения монокристаллов γ -Fe $\tau \leq 1000$ МПа, то при ис-

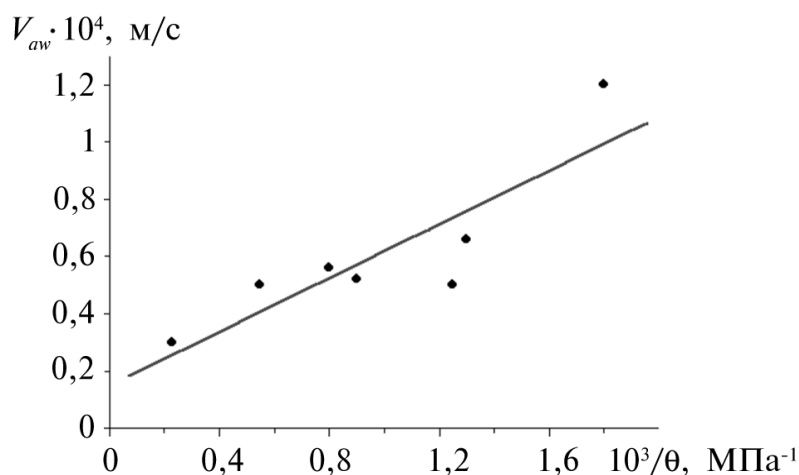


Рис. 12. Зависимость скорости распространения волн локализованной деформации на линейной стадии кривых упрочнения монокристаллов легированного γ -Fe.

пользованной в экспериментах скорости движения подвижного захвата $J \approx 10^4$ Вт·м⁻², что близко к приведенной выше оценке.

Используя в качестве переменной безразмерный коэффициент деформационного упрочнения, можно получить общую для всех изученных материалов, которые при линейном упрочнении демонстрируют волновую картину локализованной деформации, зависимость $V_{ав}(\theta)$. При пластической деформации на стадии легкого скольжения также может быть определена скорость движения отдельных очагов пластического течения в зависимости от коэффициента деформационного упрочнения. Из представленной на Рис. 13 обобщенной для I-й и II-й стадий процесса зависимости $V_{ав}(\theta)$ ясно, что последняя имеет две разделяющиеся ветви для легкого скольжения и линейного упрочнения соответственно.

Обработка данных о зависимости скорости распространения группы очагов пластического течения (волны) $V_{ав}$ от режима упрочнения показала [19–21, 68, 69], что для скорости распространения автоволн на стадии линейного упрочнения аналогично (3)

$$V_{ав}(\theta) = V_0 + \zeta/\theta, \quad (4)$$

где V_0 и ζ — константы с размерностью скорости (Рис. 14). Переменные $V_{ав}$ и $1/\theta$ тесно коррелированы: коэффициент корреляции между ними [70] $s = 0,92$.

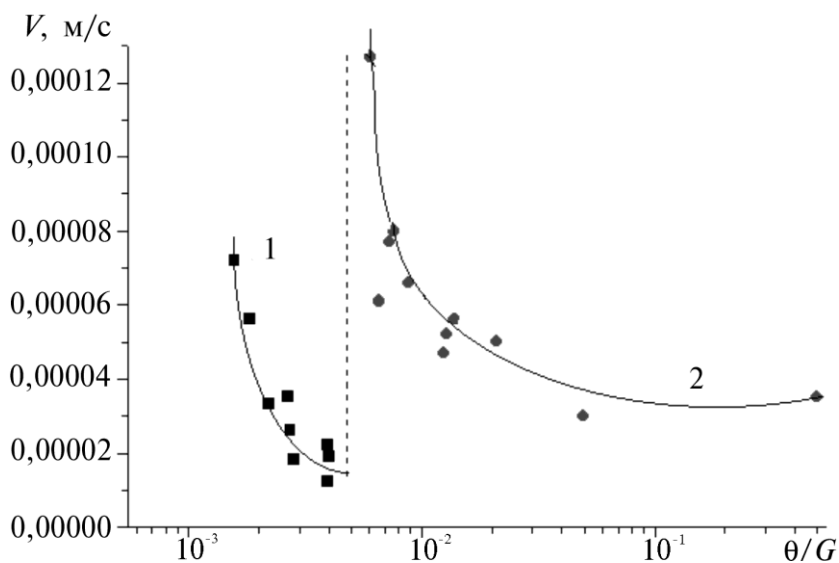


Рис. 13. Обобщенная зависимость скорости волн локализованной деформации от приведенного коэффициента упрочнения θ/G на стадии легкого скольжения (1) и на стадии линейного упрочнения (2).

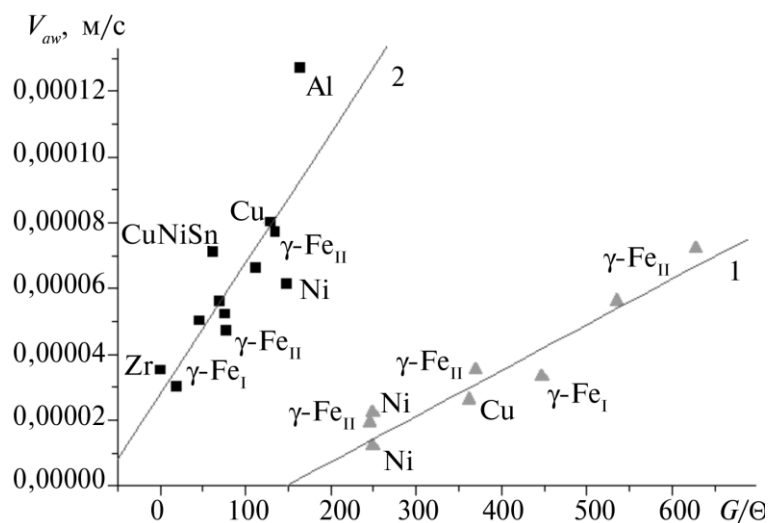


Рис. 14. Данные Рис. 13, представленные в координатах $V_{aw}-G/\theta$; (1) — легкое скольжение, (2) — линейное упрочнение.

Как следует из Рис. 14, этот результат имеет достаточно общий характер. Значения скорости распространения волн для всех случаев, когда при деформации наблюдалась линейная стадия упрочнения, группируются вблизи прямой 2. Для стадии легкого скольжения в монокристаллах также выполняется линейное соотношение между скоростью распространения одиночных очагов пластичности и обратной величиной коэффициента деформационного упрочнения, причем $s = 0,9$. Такую связь естественно описывать соотношением, формально аналогичным (4), но с другими значениями констант V_0 и ζ (прямая 1 на Рис. 14). Принципиально важно, что формы зависимости скорости распространения двух сравниваемых волновых процессов — локализованной деформации и волн пластичности — от коэффициента деформационного упрочнения θ различны: скорость волн локализованной деформации $V_{aw} \sim 1/\theta$, а скорость волн пластичности $V_{pw} \sim \sqrt{\theta}$ [64–65]. Это свидетельствует о разной природе названных волн.

Физический смысл зависимости (4) выясняется в рамках представлений о природе величины θ , предложенных авторами работ [71, 72]. По их мнению, коэффициент деформационного упрочнения θ есть отношение энергии $W \approx Gb^2\rho_s$ неподвижных дислокаций, накопленных при пластическом деформировании, к энергии $Q \approx \tau bL_{disl}\rho_m$ рассеянной при движении дислокаций (W и Q рассчитаны для единичного объема; b — вектор Бюргерса дислокаций, ρ_s и ρ_m — плотности накопленных и подвижных дислокаций соответственно, L_{disl} — длина их пробега). Тогда

$$\theta \sim \frac{W}{Q} \sim \frac{Gb^2 \rho_s}{\tau b L \rho_m} \sim \frac{b}{\varepsilon_e L} \frac{\rho_s}{\rho_m}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_e = \tau/G$, а $L_{dist} \sim \Lambda/\varepsilon_p$ [6]. В этом случае

$$V_{aw} \sim \zeta \times \frac{\Lambda}{b} \times \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_e} \times \frac{\rho_m}{\rho_s}. \quad (6)$$

При стационарном пластическом течении, таким образом, увеличение плотности накопленных дефектов вызывает соответствующий рост W , что, согласно (1), ведет к снижению V_{aw} . Напротив, увеличение энергии, рассеянной в тепло в образце, Q , приводит к его разогреву [73, 74], что повышает вероятность термически активированных элементарных актов пластической деформации и соответственно увеличивает V_{aw} .

Рассмотрим еще одну возможную причину возникновения зависимости типа $V_{aw} \sim 1/\theta$. Сделаем естественное предположение, что $dV_{aw} \sim L$ (L — длина следа скольжения на стадии линейного упрочнения). На этой стадии [6]

$$L = \frac{\Lambda}{\varepsilon - \varepsilon^*},$$

причем $\Lambda = \text{const}$ и зависит только от сорта исследуемого материала, а ε^* — деформация, соответствующая началу линейной стадии. Коэффициент деформационного упрочнения на этой стадии [6]

$$\theta \sim \sqrt{\frac{nb}{3\Lambda}} \quad (7)$$

(n — число дислокаций с вектором Бюргера b в плоском скоплении [6]). Соответственно $dV_{aw} \sim L \sim \Lambda \sim 1/\theta^2$. Если θ меняется за счет изменения материала, то $d\theta \neq 0$, т. е.

$$dV_{aw} \sim \frac{nb}{(\varepsilon - \varepsilon^*)\theta^2} d\theta. \quad (8)$$

При условии, что $\varepsilon - \varepsilon^*$ слабо меняется при переходе от одного материала к другому [6], можно положить в (8) $\varepsilon - \varepsilon^* \approx \text{const}$, и тогда из (8) следует $V_{aw} \sim 1/\theta$.

4.3. Дисперсионное соотношение для волн деформации

Из полученных на стадии линейного деформационного упрочнения экспериментальных данных удалось получить такое принципиально важное для понимания природы наблюдаемого волнового процесса

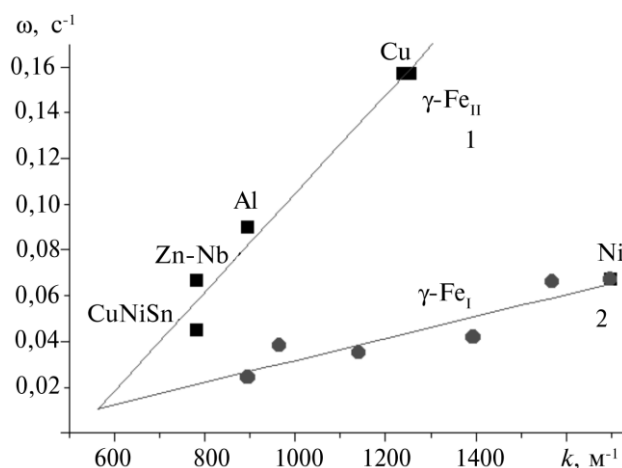


Рис. 15. Дисперсия автоволн локализованной деформации.

закон дисперсии. Для этого волновое число $k = 2\pi/\lambda$ и частота периодического процесса $\omega = 2\pi/T$ (λ — длина волны, T — период колебаний в ней) непосредственно определялись для разных материалов по картинам, аналогичным Рис. 2. Полученные зависимости $\omega(k)$ для разных материалов представлены на Рис. 15. Данные разделяются на две группы, в первую из которых входят поликристаллы Al и сплава Zr–Nb, монокристаллы Cu, сплавов Cu–Ni–Sn и Fe–Mn, а во вторую — монокристаллы Ni и сплава Fe–Cr–Ni, отличающиеся разными ориентациями оси растяжения. Обе зависимости описываются уравнением (закон дисперсии)

$$\omega = \dot{V}^*(k - k_0), \quad (9)$$

указывающим на линейный характер дисперсии. Для первой группы материалов $k_0 = 512 \text{ м}^{-1}$ ($\lambda_0 = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$), $\dot{V}^* = 2,15 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$, $s = 0,98$, а для монокристаллов сплава Fe–Cr–Ni $k_0 = 333 \text{ м}^{-1}$ ($\lambda_0 = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ м}$), $\dot{V}^* = 4,8 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}$, $s = 0,88$. Возможные причины подобного количественного различия и интерпретация величин \dot{V}^* и λ_0 остаются пока неясными.

4.4. Длина волны локализации деформации и масштабный эффект

Вопрос о возможном влиянии размеров деформируемой системы на параметры локализации пластической деформации (масштабный эффект) принципиально важен для понимания природы этого явления. Количественные данные о форме возможной связи между дли-

ной образца L и длиной волны локализации λ могли бы дать дополнительную информацию о природе таких зон локализации и кинетике их возникновения. Исследования зависимости $\lambda(L)$ были проведены на образцах с длиной 25, 50, 75, 100 и 125 мм при одинаковой ширине 5 мм, изготовленных из однородного листа сплава Zr–2,5% Nb толщиной 1,6 мм [68, 69]. Размер зерна составил 5 мкм. Использование листового материала обеспечивало однородность свойств образцов. Длина волны определялась для одинакового для всех размеров образцов интервала общей деформации растяжения $2,2 \leq \varepsilon \leq 2,5\%$.

Обработка полученных данных (Рис. 16) показала, что при прочих эквивалентных условиях проведения эксперимента в исследованном интервале длин

$$\lambda(L) = \kappa \ln L/L_0, \quad (10)$$

причем $L_0 \approx 16$ мм, $\kappa \approx 8$ мм, а коэффициент корреляции между λ и $\ln L$, $s \approx 1$. Зависимость (10) можно интерпретировать следующим образом. Вводя в качестве меры связи величин λ и L безразмерную производную $d\lambda/dL > 0$, положим, что $d\lambda/dL \sim 1/w$ (w — вероятность зарождения очага локализации). Представляется естественным, что $w \sim L$, так как вероятность начала пластической деформации пропорциональна числу случайных концентраторов напряжений, то есть размеру образца (длине при прочих постоянных размерах). Отсюда $d\lambda = \kappa dL/L$, что приводит к (10). Коэффициент κ в (10) имеет смысл естественной масштабной единицы пространственной неоднородности пластической деформации.

Из (10) следует, что $\lambda = 0$ при $L = L_0 \approx 2\kappa \approx 16$ мм. В таком случае L_0 есть минимальный размер образца, в котором могут уложиться две полуволны $\sim \kappa$ и возможно возникновение периодических картин ло-

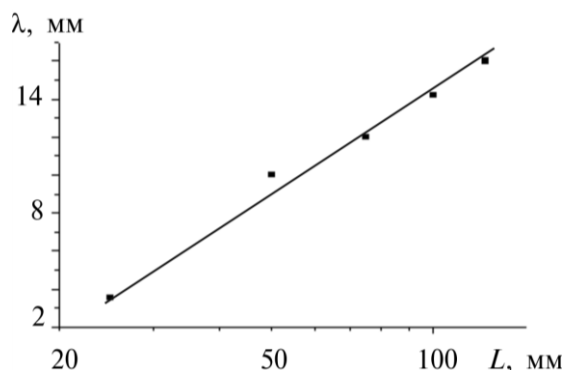


Рис. 16. Зависимость длины автоволны локализованной деформации от длины образцов сплава Zr–Nb.

кализации пластического течения. В образцах длиной $L \leq L_0$ при растяжении следует ожидать однородного распределения деформации. Действительно, при растяжении образца с длиной рабочей части $L \approx 18$ мм локализация деформации в нем не наблюдалась. Рост вероятности локализации деформации в больших образцах, видимо, является одной из причин зависимости прочности от размеров [75].

4.5. Зависимость длины волны локализации от размера зерна

Эта существенная для понимания природы явления проблема была исследована на поликристаллах Al. В ходе экспериментов величина зерна варьировалась в пределах $8 \cdot 10^{-3} \leq D \leq 12,5$ мм за счет рекристаллизации после предварительной деформации, а прочие условия (размеры образца, скорость растяжения, температура) были неизменными. Полученная в [26] зависимость длины волны локализации деформации от размера зерна приведена на Рис. 17. Из нее следует, что при $D \leq 5 \cdot 10^{-2}$ мм $\lambda \sim e^D$ (т. е. $\ln \lambda \sim D$), при $5 \cdot 10^{-2} < D < 2,5$ мм $\lambda \sim \ln D$ и, наконец, при $D \geq 2,5$ мм, $\lambda \rightarrow \lambda_0 \approx 16$ мм.

Рассмотрим природу зависимости $\lambda(D)$. Предположим, что с ростом размера зерна длина волны локализованной деформации также увеличивается из-за удлинения полосы сдвига при элементарном акте деформирования. Однако при величине зерна, сравнимой с поперечником образца, темп прироста должен замедлиться. Принимая

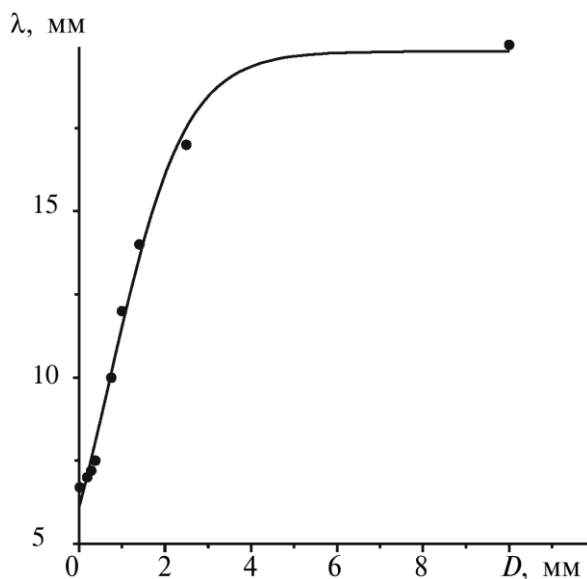


Рис. 17. Зависимость длины автоволн локализованной деформации от размера зерна D в образцах поликристаллического Al.

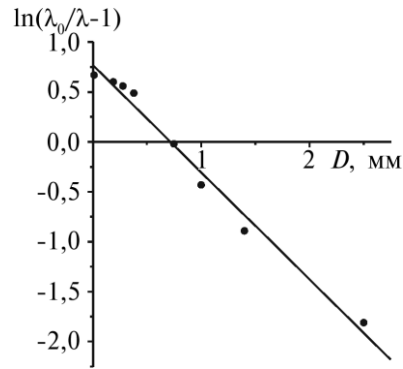


Рис. 18. Данные Рис. 17, перестроенные в координатах $\ln\left(\frac{\lambda^*}{\lambda} - 1\right) - D$.

это во внимание, дифференциальному уравнению, связывающему λ и D , удобно придать вид:

$$\frac{d\lambda}{dD} = a\lambda - a^*\lambda^2. \quad (11)$$

В правой части (11) $a > 0$ и $a^* > 0$ — размерные константы, а квадратичный член $a^*\lambda^2$ учитывает связанное с ограниченностью размеров образца замедление прироста λ в области больших D . Интегрирование (11) приводит к хорошо известному уравнению логистической кривой (см., например, [76])

$$\lambda = \frac{\lambda^*}{1 + C \exp(-aD)} \quad (12)$$

где $\lambda^* = a/a^* \approx 16$ мм, а C — безразмерная постоянная интегрирования. Используя для представления зависимости $\lambda(D)$ координаты

$$\ln\left(\frac{\lambda^*}{\lambda} - 1\right) - D,$$

можно убедиться в применимости уравнения (12) в достаточно широком интервале значений D (рис. 18). Нетрудно видеть, что смена характера зависимости $\lambda(D)$ от $\lambda \sim e^D$ к $\lambda \sim \ln D$ происходит при условии $\lambda = \lambda^*/2$, что соответствует (Рис. 12) $D \approx 0,7$ мм. Численная обработка опытных данных по уравнению (12) позволяет определить значения констант $a = 1,37 \text{ мм}^{-1}$ и $a^* = 8,8 \cdot 10^{-2} \text{ мм}^{-2}$ в уравнениях (11) и (12). Величинам с размерностью длины $1/a \approx 0,73$ мм и $1/\sqrt{a^*} \approx 3,4$ мм можно придать простой геометрический смысл: они близки к одной трети толщины и ширины использованных образцов соответственно.

При размерах зерен $D < 5 \cdot 10^{-2}$ мм членом $a^* \lambda^2$ в (11) можно пренебречь ввиду его малости. Тогда решение уравнения (11) приводит к наблюдаемой в этом интервале зависимости $\lambda \sim e^{aD}$. В области больших зерен ($5 \cdot 10^{-2} < D < 2,5$ мм), где рост длины волны замедляется, можно полагать, что относительный прирост λ пропорционален числу зерен на рабочей длине образца L , т. е.

$$d\lambda/dD \sim L/D \quad \text{или} \quad d\lambda \sim LdD/D.$$

Отсюда, очевидно, следует характерное для этой области логарифмическое соотношение $\lambda \sim \ln D$, установленное ранее для крупнозернистого Al [77].

5. СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДЕФОРМИРУЕМОЙ СРЕДЫ

Изменения дефектной структуры во время деформации должно вызывать и соответствующие изменения физических свойств материалов, что может быть использовано для анализа поведения дефектов в ходе пластического течения. Традиционный подход к этой проблеме основан на высокоточных измерениях плотности дислокаций на разных стадиях процесса и анализе форм возникающих при деформации ансамблей структурных дефектов [10].

В то же время макроскопическую локализацию деформации, описанную выше, трудно интерпретировать с помощью обычных подходов, основанных на дислокационной теории. В этом случае предпочтительно использовать методики интегрального типа, чувствительные к изменениям свойств в объеме, соизмеримом с объемом отдельного очага деформации. Оправданным оказалось применение одного из вариантов акустических исследований — измерение скорости распространения ультразвука [78]. Впервые на это обстоятельство указали авторы [79–81], обнаружившие уменьшение скорости распространения звуковых волн V_S при малых деформациях монокристаллов Al. Расширение исследований такого типа на поликристаллы и область больших деформаций (вплоть до разрушения) показало, что эти изменения имеют более сложный характер [82–89].

5.1. Изменение скорости звука при деформации

Использованная нами автоциркуляционная техника измерения скорости распространения ультразвука (волны Релея, несущая частота $\nu = 2$ МГц, глубина проникновения ~ 1 мм) детально описана в [78], и далее обсуждаться не будет. Наиболее подробно в отношении акустических свойств были исследованы поликристаллы Al, при деформации которых, согласно [28], можно наблюдать последовательную

смену законов упрочнения. Скорость распространения ультразвука, измеренная непосредственно при растяжении, существенно меняется, а сложность зависимостей $V_S(\varepsilon)$ и $V_S(\tau)$ (Рис. 19, а, б, в) указывает на существенное различие природы связи V_S и ε в разных интервалах пластической деформации.

Изменения скорости распространения ультразвуковых волн в ходе растяжения поликристаллических образцов Al были зафиксированы одновременно с записью диаграммы пластического течения $\tau(\varepsilon)$, как

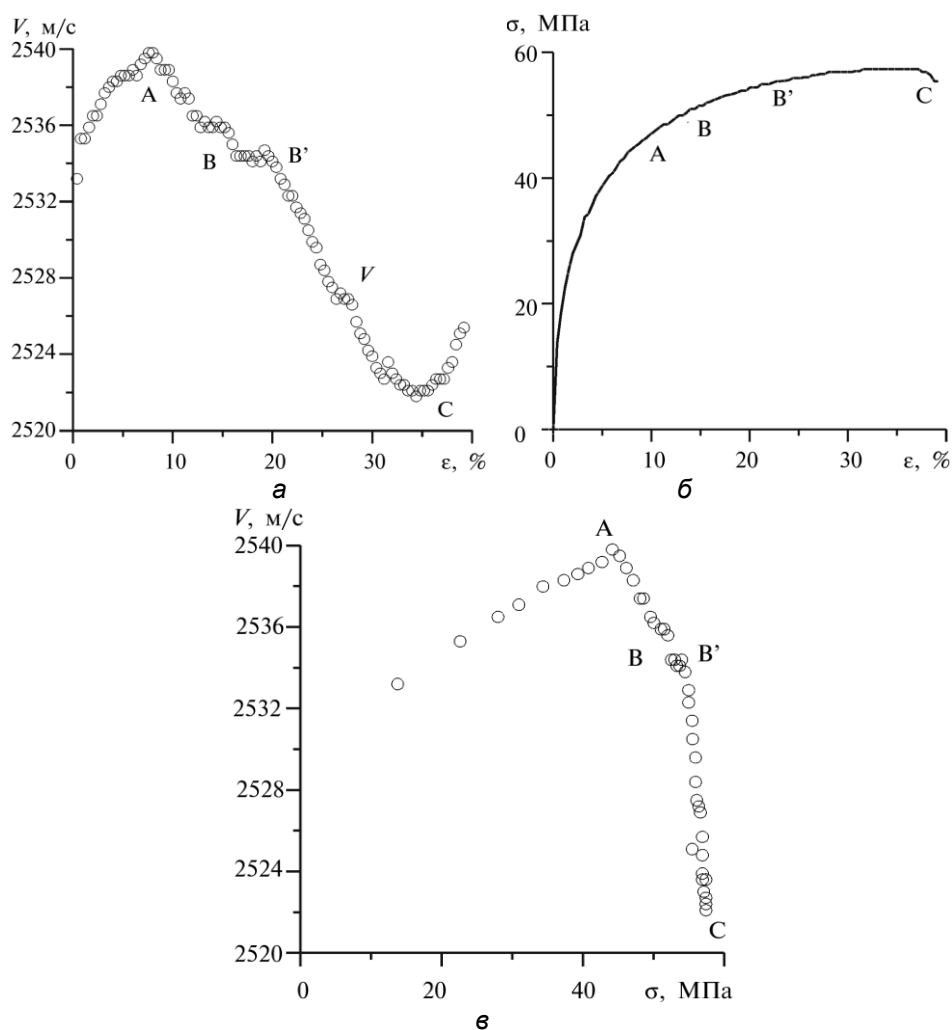


Рис. 19. Изменения акустических свойств поликристалла Al при пластической деформации: а — зависимость $V_S(\tau)$, б — кривая пластического течения, в — зависимость $V_S(\varepsilon)$.

показано на Рис. 20 [82, 84, 85, 87]. Это дало возможность построить зависимости $V_S(\varepsilon)$ и $V_S(\tau)$, анализ которых показал, что:

(I) зависимость $V_S(\varepsilon)$ имеет N -образную трехстадийную форму (Рис. 19, в),

(II) зависимость $V_S(\tau)$ (Рис. 19, б) для этого же образца также имеет три линейных стадии,

(III) существуют участки кривых течения, для которых $V_S(\varepsilon) = \text{const}$ и $V_S(\tau) = \text{const}$.

Эти особенности указывают на более сложную, чем парабола $\tau \sim \varepsilon^m$, форму кривой пластического течения $\tau(\varepsilon)$. Так, например, представление выделенного участка **В–В'** в более крупном масштабе позволило увидеть в этой области линейную стадию, где $\tau \sim \varepsilon$. Анализ экспериментальных данных показал, что $V_S(\varepsilon)$ и $V_S(\tau)$ на этих стадиях постоянны.

Как оказалось, это обстоятельство может быть использовано для выявления стадий на кривых пластического течения $\tau(\varepsilon)$. Характерные точки зависимостей $V_S(\varepsilon)$ и $V_S(\tau)$ надежно разделяют кривую пластического течения на стадии, облегчая выделение моментов смены закона деформационного упрочнения, что часто трудно сделать, пользуясь только зависимостью $\theta(\varepsilon)$. На заключительной стадии деформирования (Рис. 19, в), когда образуется локализованный очаг течения (шейка), меняется знак производной $dV_S/d\varepsilon$, что указывает на существенные изменения структуры деформируемого материала [82, 84].

5.2. О природе связи механических и акустических характеристик

Наиболее интересной является трехстадийная зависимость $V_S(\tau)$, любая из стадий которой линейна и описывается соотношением

$$V_S = V^* + \xi\tau \quad (13)$$

где константы V^* и ξ различны для разных материалов и участков кривой $V_S(\tau)$, а величина $\xi = dV_S/d\tau$ может менять знак в процессе деформации. Такая форма зависимости $V_S(\tau)$ достаточно универсальна и пригодна для представления результатов измерений, проведенных на разных металлах и сплавах [90]. Это показано на Рис. 20, где использованы безразмерные координаты V_S/V_0 и τ/τ_B (V_0 — скорость ультразвука при $\tau = 0$, τ_B — предел прочности соответствующего материала). Важно, что зависимости $V_S(\tau)$ имеют показанную на Рис. 19 форму только при условии, что измерение скорости ультразвука проводится непосредственно во время испытания без разгрузки образца или остановки нагружающей машины. При измерениях после снятия нагрузки различие скоростей в недеформи-

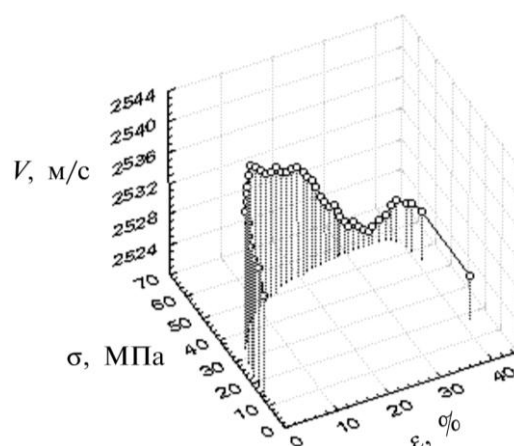


Рис. 20. Вариации скорости ультразвука вдоль кривой пластического течения $V_S(\varepsilon, \tau)$.

рованном и разгруженном состояниях мало, и какие-либо устойчивые закономерности не проявляются. Это означает, что изменения V_S связаны с движением дефектов и/или их самоорганизацией в ансамбли при деформационном упрочнении. Поскольку коэффициент ξ , как следует из приведенных данных, в ходе пластического течения меняет знак, его логично связать с какой-либо характеристикой материала, способной вести себя в этом процессе аналогичным образом. Наиболее подходящей для этих целей величиной может быть плотность подвижных дислокаций ρ_m , которая экстремально зависит от деформации [91, 92]. Ее производная по времени $\dot{\rho}_m$ (или по деформации, так как при активном нагружении $\varepsilon \sim t$), следовательно, должна менять знак (Рис. 21). В этом случае в соответствии с данными Рис. 19 можно полагать, что зависимости $V_S(\varepsilon)$ и $V_S(\tau)$ косвенно отражают экстремальное поведение плотности подвижных дислокаций при деформации.

5.3. Микроструктурные аспекты проблемы

Поскольку наиболее существенные изменения материала при пластическом течении состоят в накоплении и перераспределении решеточных дефектов, необходимы ясные представления о связи микроструктурных параметров с количественными характеристиками картин локализации деформации. Микроструктурные особенности, соответствующие стадиям кривой пластического течения в поликристаллах Al, качественно рассмотрены в [28]. Известны также многочисленные работы (см., например, [93–95]), в которых содержатся полученные путем электронно-микроскопических исследований дан-

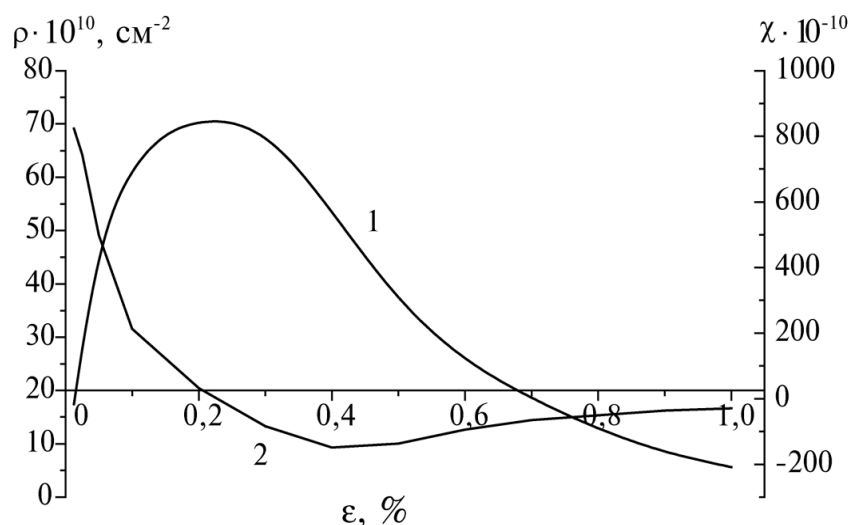


Рис. 21. Изменение плотности подвижных дислокаций в процессе деформирования (схема).

ные о тонкой дислокационной структуре деформированного Al. К сожалению, основываясь только на подобной микроструктурной информации, трудно вскрыть причины макроскопической локализации течения или понять ее детали на разных стадиях деформационного упрочнения. Более предпочтительным выглядит исследование мезоскопической деформационной структуры, например, с помощью различных вариантов рентгеноструктурного анализа и рентгеновской топографии [96–98].

Поскольку межстадийные переходы на кривой пластического течения сопровождаются изменением характера локализации деформации и изменениями скорости распространения звука, очень важен вопрос о сопровождающих их структурных изменениях. При помощи рентгенографической методики [97] и использования специально разработанной рентгенооптической схемы удалось установить, что смена стадий кривой течения сопровождается заметными количественными изменениями структуры деформируемого материала (Рис. 22). Оказалось, что на первой стадии параболического упрочнения зерна Al разбиваются на фрагменты с размером δ , зависящим от деформации. На стадиях линейного упрочнения эта величина увеличивается почти в два раза, а после их окончания размер фрагментов снова падает.

В специальном эксперименте, в котором при малых деформациях одновременно с записью диаграммы деформации методом рентгеновской топографии были получены данные о движении крупных элементов структуры в отдельных зернах поликристалла Al [99]. То-

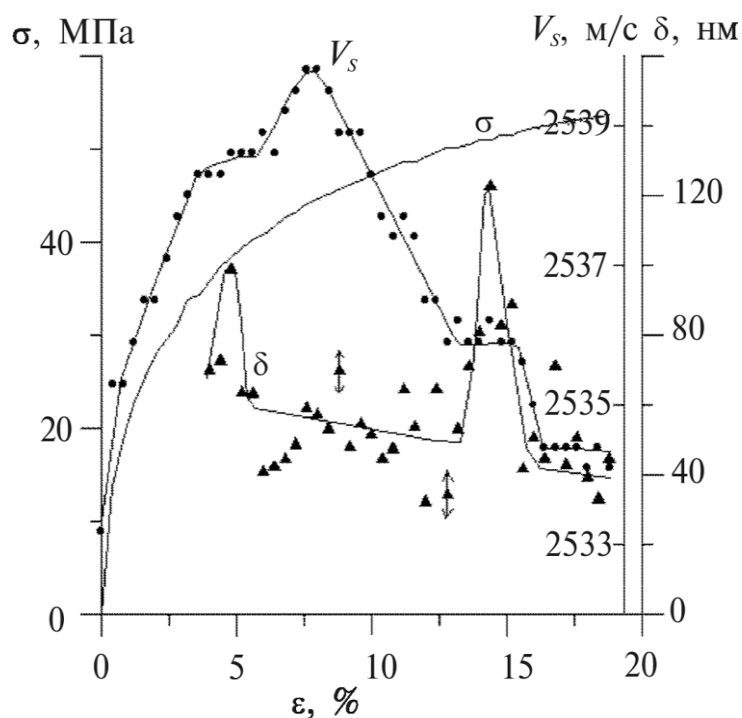


Рис. 22. Скорость распространения ультразвука V_s и размеры фрагментов δ при деформации поликристаллов Al. Участки $V_s = \text{const}$ соответствуют линейным стадиям деформационного упрочнения.

пограммы снимались методом Фудживара [96] во время растяжения поликристалла Al без разгрузки.

Эти данные приведены на Рис. 23. Анализ поведения фрагментов зерен по их лауэ-рефлексам показал, что при деформации $\varepsilon < \varepsilon^*$ разориентировки фрагментов зерен возрастают. На этой же стадии процесса скорость ультразвука быстро растет. После перехода через критическую степень деформации ε^* наблюдается обратный разворот фрагментов, и темп прироста скорости падает. Таким образом, характер приращения скорости ΔV_s , наблюдаемый в эксперименте, указывает на изменение параметров напряженных областей в деформируемой среде в ходе пластического течения. Такое поведение, очевидно, может быть связано с формированием дислокационных ансамблей или более крупных особенностей деформационной структуры типа упорядоченной (самоорганизованной) системы стационарных мезоскопических очагов локализации пластической деформации, характерной для пластической деформации Al.

Ясно, что *in situ* анализ изменения скорости распространения ультразвука в процессе механических испытаний материалов созда-

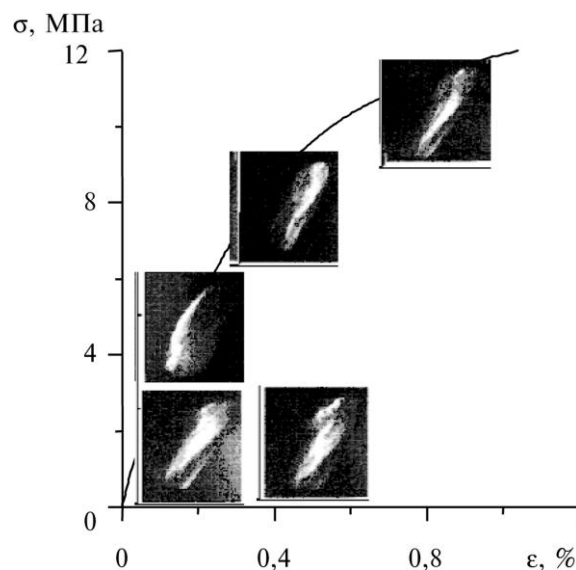


Рис. 23. Рентгеновские топограммы зерен Al, полученные в процессе пластического течения.

ет возможность разделения стадий кривой пластического течения и может давать важную дополнительную информацию о физике деформационных процессов.

5.4. О природе изменений скорости звука при деформации

Феноменологически изменение скорости распространения ультразвука объясняется наличием в среде мозаики напряженных областей, распределение и размер которых, очевидно, меняется в ходе пластического течения. Проведем оценку возможного изменения скорости распространения ультразвука в этом случае, используя модель, предложенную в [100]. В поле упругих напряжений поперечная ультразвуковая волна претерпевает акустическое двойное лучепреломление [101], расщепляясь на два взаимно перпендикулярно поляризованных луча со скоростями распространения $V_1 \neq V_2$. Разность хода, выраженная в длинах волн на 1 длины акустического пути, составит в этом случае

$$\Sigma = v \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right), \quad (14)$$

где v — частота используемых ультразвуковых волн. С другой стороны [100] Σ зависит от разности главных напряжений $\sigma_2 - \sigma_1 = 2\tau$

$$\Sigma = \frac{v}{2\rho_0} \cdot V_S^3 (\sigma_2 - \sigma_1), \quad (15)$$

где ρ_0 — плотность материала. Приравняв (14) и (15), обозначив $\Delta V = V_2 - V_1$ и приняв, что $V_2 V_1 \approx V_S^2$, получаем изменение скорости ультразвука в напряженном объеме

$$\Delta V \approx \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2\rho_0 V_S} = \frac{\tau}{\rho_0 V_S}. \quad (16)$$

Оценка ΔV по (16) для Al при $\tau \approx 6$ МПа и $V_S \approx 3000$ м/с приводит к $\Delta V \approx 10$ м/с, что близко к наблюдаемым значениям. Реальная ситуация, естественно, более сложна, так как деформированный кристалл представляет собой совокупность объемов, в которых величины σ_1 и σ_2 распределены случайным образом. Наблюдаемый характер изменения V_S в процессе пластического течения отражает изменение уровня и структуры поля внутренних напряжений при деформации из-за накопления дислокаций и образования их ансамблей разной степени сложности.

5.5. К оценке макроскопического расстояния между очагами деформации

Одной из наиболее сложных проблем в понимании природы крупномасштабной периодичности в расположении очагов локализации деформации является согласование упомянутого масштаба $\lambda \approx 5-10$ мм с масштабом дислокационных процессов, для которых характерен размер от нескольких до нескольких десятков b ($\sim 10^{-6}-10^{-4}$ мм). Это согласование может быть достигнуто на базе данных об акустических свойствах деформируемой среды. Учтем, во-первых, что в нагруженном образце возникает мозаика напряженных областей микроскопического масштаба, связанных с концентраторами напряжений. Во-вторых, акты релаксации напряжений (дислокационные сдвиги), зарождающиеся у таких концентраторов, сопровождаются акустической эмиссией [102, 103]. Следовательно, состояние напряженного материала характерно тем, что в системе концентраторов упругих напряжений блуждают случайные упругие импульсы, наложение которых на статические поля концентраторов повышает вероятность релаксационных актов пластической деформации.

Рассмотрим распространение такого импульса через зону с неоднородной плотностью дислокаций (уже существующий очаг пластического течения с неоднородной плотностью дислокаций) [25, 26]. Для простоты положим, что плотность дислокаций в каждом из фрагментов убывает от центра к периферии. В силу известного [6, 104] соотношения $\tau_i \approx Gb\sqrt{\rho}$ соответствующим образом распределены и внутренние напряжения τ_i в такой зоне. Существование зави-

размере фрагмента $\delta \approx 10^{-7}$ м и отношении $\chi/2\delta \approx 10$ получаем $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-3}$ м, что близко к экспериментально наблюдаемому расстоянию между очагами локализованной деформации. Так как $\lambda \gg \chi > b$, то (17) связывает масштабы явлений на микроскопическом (дислокации) и макроскопическом (очаги локализованной деформации) уровнях.

При распространении таких импульсов в неоднородно деформированной среде возможны искривление акустического пути и фокусировка ультразвуковых волн на большом расстоянии от действующего на данной стадии очага пластичности. Для этого необходимо, чтобы неоднородности дислокационной структуры, неизбежно возникающие при пластической деформации, могли исполнять роль акустических линз. Это реально, поскольку скорость звука в среде зависит от ее пластической деформации, а дислокации обычно распределены неоднородно. Если характерный размер (радиус кривизны) такой неоднородности R (очевидно, $R \approx l_{disl}$), то ее можно рассматривать как акустическую линзу, фокусное расстояние которой f , согласно, например, [105], составит (Рис. 25)

$$f \approx R/(n-1), \quad (18)$$

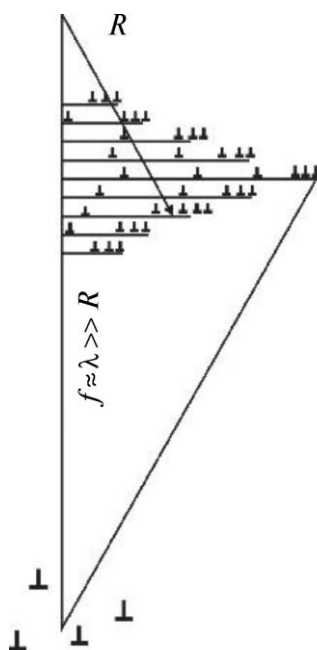


Рис. 25. Область неоднородного распределения дислокаций как акустическая линза.

где $n = V_0/V$ есть показатель преломления звуковых волн. Из приведенных выше данных следует, что почти до разрушения $n \approx 1,002$, а при деформации Al $R \approx 0,01$ мм. Тогда, согласно (18), $f \approx 5$ мм. На этом расстоянии растет вероятность возникновения нового элементарного акта пластичности, то есть в области, где концентрируется излучаемая при элементарном акте пластичности упругая энергия, на расстоянии f от предыдущего рождается новый концентратор напряжений. Именно здесь на расстоянии $\lambda \approx f$ начинает развиваться новый очаг локализации деформации. Так как величины n и R меняются в зависимости от структуры и свойств материала, то именно их эволюция при пластическом течении определяет перестройку волновой картины локализации деформации. Представляется, что роль подобных акустических линз могут играть любые дислокационные ансамбли с неоднородным распределением дислокаций (и напряжений) в них — дислокационные клубки, ячейки и т. п. В этом случае разные варианты распределения и поведения макроскопических зон локализованной деформации естественно связать с изменением геометрии акустических линз (т. е. величин χ , δ и их отношения), рассмотренных выше, или распределения дислокаций в них в ходе пластического течения. Так, например, в соответствии с (17), отмеченное ранее увеличение размера фрагмента δ вызывает рост λ и может рассматриваться как причина движения очага пластического течения вдоль оси растяжения на стадии линейного деформационного упрочнения.

6. ПРИРОДА КРУПНОМАСШТАБНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ

Приведенные выше данные указывают на то, что при растяжении первоначально однородного образца с постоянной скоростью практически с начала пластического течения и вплоть до разрушения пластическая деформация протекает, локализовано, причем в этом интервале возможна последовательная смена картин локализованного течения. Проблема неоднородности протекания во времени и локализации в пространстве при равномерном растяжении образцов с постоянным сечением представляет собой серьезную загадку. Действительно, даже при максимально достижимой степени однородности материала и медленном равномерном его нагружении локализация деформации возникает и принимает различные формы. Согласно Хакену [106], «самоорганизация это приобретение системой пространственной, временной или функциональной неоднородности без специфического воздействия извне». Экспериментальные данные показывают, что в деформируемом материале фактически самопроизвольно формируются пространственная и временная неоднородности, что в соответствии с [106] следует рассматривать как процесс самоорганизации.

Подобная идея начинает широко использоваться в современной физике пластичности. Так, Зеегер и Франк [107] рассматривали подобные явления при пластическом течении как процесс образования структуры. Николис и Пригожин [108] прямо указывали на необходимость привлечения синергетического подхода к проблеме пластического течения.

В обзорах [109, 110] рассмотрены основные подходы, использующие идеи о самоорганизации для описания формирования дефектных структур в деформируемых кристаллах. В большинстве случаев самоорганизация деформации рассматривается на дислокационном уровне (см., например, [111–115]), однако при этом подходе возникают практически непреодолимая проблема согласования дислокационного масштаба с макроскопическими явлениями локализации деформации. Более перспективны попытки описать самоорганизацию в ходе пластической деформации через поля напряжений и деформаций [116–119]. В этом случае [117] удалось предсказать возникновение описанных в разделе 3 картин локализации деформации.

6.1. Самоорганизация. Двухкомпонентная модель

Формальное сходство наблюдаемых картин локализации деформации и автоволновых процессов [120, 121] позволило сформулировать гипотезу [122, 123], согласно которой наблюдаемые пространственно-временные периодические структуры локализованной деформации суть автоволны. Как известно, последние в отличие от обычных волн являются собственными состояниями среды, и их параметры определяются, главным образом, ее микроскопическими свойствами. Действительно, как следует из приведенных выше данных, длина автоволны локализации деформации экспоненциально (сильно) зависит от внутреннего параметра — размера зерна и логарифмически (слабо) от внешнего — размера образца. Это косвенно подтверждает автоволновую природу локализации пластической деформации.

Основные черты модели [38, 123, 137–139] состоят в следующем. Деформируемая среда представляется как мозаика по-разному деформированных областей (Рис. 26), отдельные элементы которой продеформированы и напряжены по-разному. Известно [120, 121], что для описания автоволновых процессов в среде необходимо учитывать эволюцию двух управляющих факторов — автокаталитического (активатор) и демпфирующего (ингибитор). Обычно [109, 110] в таком качестве используются плотности подвижных и неподвижных дислокаций соответственно. К сожалению, при этом трудно скольнибудь точно оценить изменения этих величин в ходе пластического течения.

В рассматриваемой модели в качестве активатора пластической деформации используется деформация ε , а ингибитора — упругие напряжения τ . Такой вариант предложили Николис и Пригожин [108]. Подобный выбор позволяет преодолеть указанные трудности, поскольку имеется возможность экспериментального определения величин τ и ε . Кроме того, это позволяет учесть пространственную разделенность упруго напряженных зон и зон сдвига. Соответствующие механизмы действия факторов, контролирующих развитие пластического течения, представляются следующими. Автокаталитический фактор (деформация) действует так, что каждый произошедший сдвиг инициирует аналогичный процесс, необходимый для аккомодации, в соседнем объеме, так что эффективный радиус действия этого фактора имеет порядок размера зоны сдвига L , а скорость распространения соизмерима со скоростью движения дислокаций V_{disl} . С другой стороны при каждом элементарном акте сдвига высвобождающаяся упругая энергия перераспределяется по объему в форме упругих (звуковых) волн акустической эмиссии [102], вызывая относительный рост концентрации напряжений, что приводит к затруднению пластической деформации [124] и равносильно действию демпфирующего фактора. Очевидно, радиус действия последнего порядка размера образца $L \gg l$, а скорость распространения

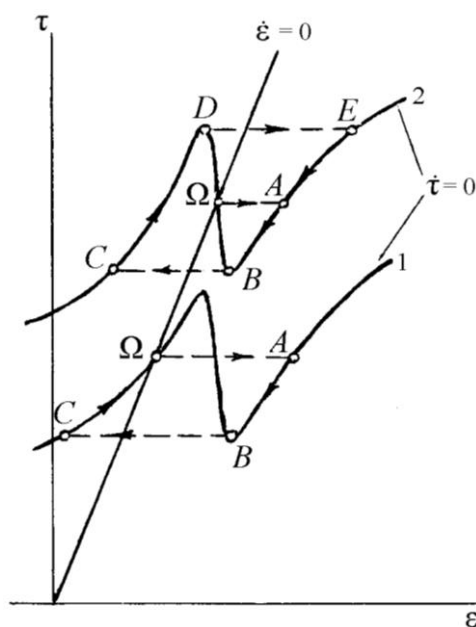


Рис. 26. К объяснению двухкомпонентной модели: схема блоков мозаики в деформируемой среде, L — характерный масштаб макроуровня, l — характерный масштаб мезоуровня.

равна скорости упругих волн $V_S \gg V_{disl}$. Именно такое соотношение между радиусами действия и скоростями распространения необходимо для генерации автоволн [121].

Фактически выбор управляющих параметров отражает различную роль, которую играют шаровой тензор и тензор-девиатор напряжений в теории пластичности [125]. Как известно (см., например, [126]), за пластическое формоизменение ответственен тензор-девиатор, а высокие значения компонент шарового тензора напряжений препятствуют пластической деформации, создавая только гидростатическое сжатие или растяжение материала.

После выбора управляющих факторов следует получить уравнения, описывающие кинетику их пространственно-временной эволюции в деформируемой среде. Здесь они приводятся без вывода, который детально представлен в Приложении. Как известно [120, 121], для описания явлений самоорганизации в активных средах используются уравнения реакционно-диффузионного типа [127] (параболические дифференциальные уравнения в частных производных). В таком случае уравнение для скорости изменения пластической деформации и напряжений имеют соответственно вид:

$$\dot{\varepsilon} = \phi(\varepsilon, \tau) + D_\varepsilon \varepsilon'' , \quad (19)$$

$$\dot{\tau} = \psi(\varepsilon, \tau) + D_\tau \tau'' . \quad (20)$$

где $\phi(\varepsilon, \tau)$ и $\psi(\varepsilon, \tau)$ — нелинейные функции деформации и напряжений (точечные кинетики соответствующих процессов), а D_ε и D_τ — транспортные коэффициенты с размерностью коэффициента диффузии ($\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$). Члены в правой части уравнения (19) описывают два разных компонента потока пластического течения. Первый связан с непрерывным распространением деформации (в частности, дислокационной) вдоль образца за счет последовательной активации локальных концентраторов напряжений. Второй (диффузионный) член описывает случайное возникновение сдвигов вблизи одного из сформировавшихся на предыдущих стадиях процесса концентраторов («заброска» [128]).

Уравнение для демпфирующего фактора (20) описывает релаксацию упругих τ_e и вязких τ_v напряжений в релаксационные процессы. Функция $\psi(\varepsilon, \tau)$ в (20) учитывает перераспределение напряжений при контактном взаимодействии соседних упруго напряженных объемов, а член $D_\tau \tau''$ ответственен за стохастические процессы переноса напряжений и связан с вязкостью деформируемой среды.

Исторически впервые уравнения типа (19) и (20) были введены для описания процессов в нелинейных средах (распространение доминантного гена) авторами [128]. Они широко используются при анализе процессов в химических и биофизических объектах [129],

при описании стратификации плазменных потоков [130, 131] и нашли ряд других приложений. Одним из первых примеров использования подобного подхода в области физики пластичности и прочности была работа Донта [132], развившего подобный подход в теории амплитудно-зависимого внутреннего трения для оценки перераспределения перегибов вдоль дислокационной линии. Близкая идея была позднее использована Орловым [133]. В настоящее время такие подходы начинают широко применяться для описания самоорганизации дислокационных ансамблей при пластической деформации [109–114]. Авторы [134] попытались решить подобные уравнения для объяснения перераспределения тектонических напряжений. В работах [135, 136] подобные уравнения привлечены для описания различных нетривиальных режимов и структур, возникающих при горении.

Система уравнений (19) и (20), описывающая двухкомпонентную модель активной среды, является базовой для теории автоволновых процессов [121]. Наибольшую сложность в ней представляют формы нелинейных функций $\phi(\varepsilon, \tau)$ и $\psi(\varepsilon, \tau)$, которые должны учитывать также нелинейность деформируемой среды (изменения структуры и свойств среды в ходе процесса деформации), что существенно усложняет решение системы уравнений (19) и (20).

6.2. Режимы автоволновой деформации

В этом разделе будут рассмотрены варианты анализа режимов пластической деформации с помощью уравнений (19) и (20). Рассмотрение основано на работах [37, 123, 137–139]. Анализ возможности необходимых решений (19) и (20) обычно проводят методом линеаризации и построения фазового портрета системы [129]. Конкретные виды функций $\phi(\varepsilon, \tau)$ и $\psi(\varepsilon, \tau)$, описывающих точечную кинетику релаксационных деформационных процессов, были постулированы в [122, 123] (см. также [5]) как

$$\phi(\varepsilon, \tau) = -\frac{\varepsilon}{\Theta} + \frac{\tau}{\eta}, \quad (21)$$

$$\psi(\varepsilon, \tau) = -\frac{(\tau - \tau_y) - \tau_0}{\theta_\tau} + \frac{\tau\varepsilon}{\Theta}. \quad (22)$$

Здесь η — динамическая вязкость кристалла, $\theta_\tau \ll \Theta$ — времена релаксации упругих напряжений и деформаций соответственно, τ_0 — напряжение, при котором оканчивается релаксация, τ_y — предел текучести. Для построения 0-изоклин процессов необходимо приравнять левые части (21) и (22) нулю. В этом случае [123, 139] из (21) следует:

$$\tau = \frac{\eta}{\Theta} \varepsilon = G\varepsilon, \quad (23)$$

а из (22)

$$\tau = \frac{\tau_0 + \tau_y}{1 - (\theta_\tau / \Theta)\varepsilon}. \quad (24)$$

Форма полученных 0-изоклин представлена на Рис. 27 [123]. Дальнейший качественный анализ уравнений (21) и (22) проводится в соответствии с [140] и состоит в поиске особых точек (точек пересечения 0-изоклин) [123]. Ясно, что (23) представляет собой просто закон Гука. N — форма и положение кривой (24) определяется соотношением входящих в нее констант и уровнем текущей деформации ε , причем $\tau_0 = f(\varepsilon)$. В области малых напряжений (и деформаций) после достижения особой точки (точки пересечения) Ω любое малое отклонение от равновесия приводит к скачкообразному переходу $\Omega \rightarrow A$ на устойчивую ветвь изоклины $\dot{\tau} = 0$. При низких напряжениях изображающая точка совершает цикл $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow \Omega$, и система вновь приходит в равновесие. При более высоком уровне напряжений (верхняя кривая) после срыва

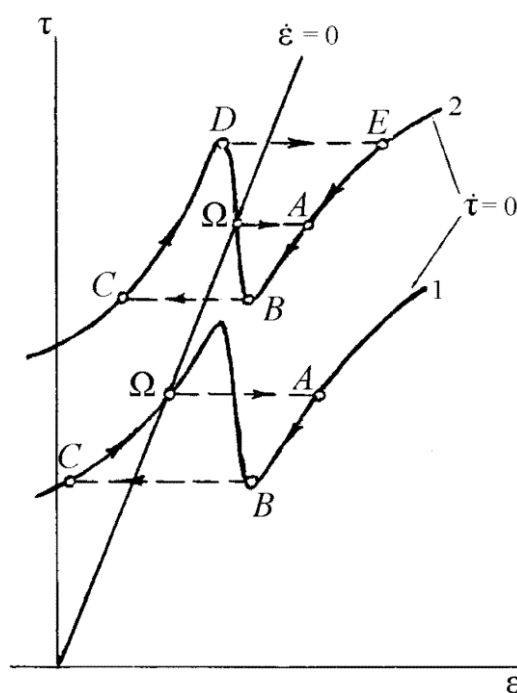


Рис. 27. Фазовые портреты системы, полученные для бистабильной (1) и автоколебательной (2) точечной кинетики согласно уравнениям (23) и (24).

$\Omega \rightarrow A$ изображающая точка уже не возвращается в положение равновесия, а совершает движение по замкнутому циклу $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E \rightarrow B$.

Эти ситуации отвечают двум типам автоколебательных процессов [141] и соответственно двум типам автоволн пластического течения. Первый случай соответствует распространению в системе одиночного импульса, который, очевидно, может быть отождествлен с распространением уединенного очага пластической деформации, обычно определяемого как фронт Людерса [142–144]. Повторение циклов во втором случае указывает на последовательное распространение таких очагов, образующих автоволну деформации [145].

Функция $\psi(\varepsilon, \tau)$ в (21) может быть определена и по-другому [37]. Например, при термофлуктуационном характере процесса релаксации эта зависимость должна включать логарифмический член, что прямо вытекает из соотношения Аррениуса [146] для скорости деформации. Данные рассуждения позволяют вместо (22) представить $\psi(\varepsilon, \tau)$ как

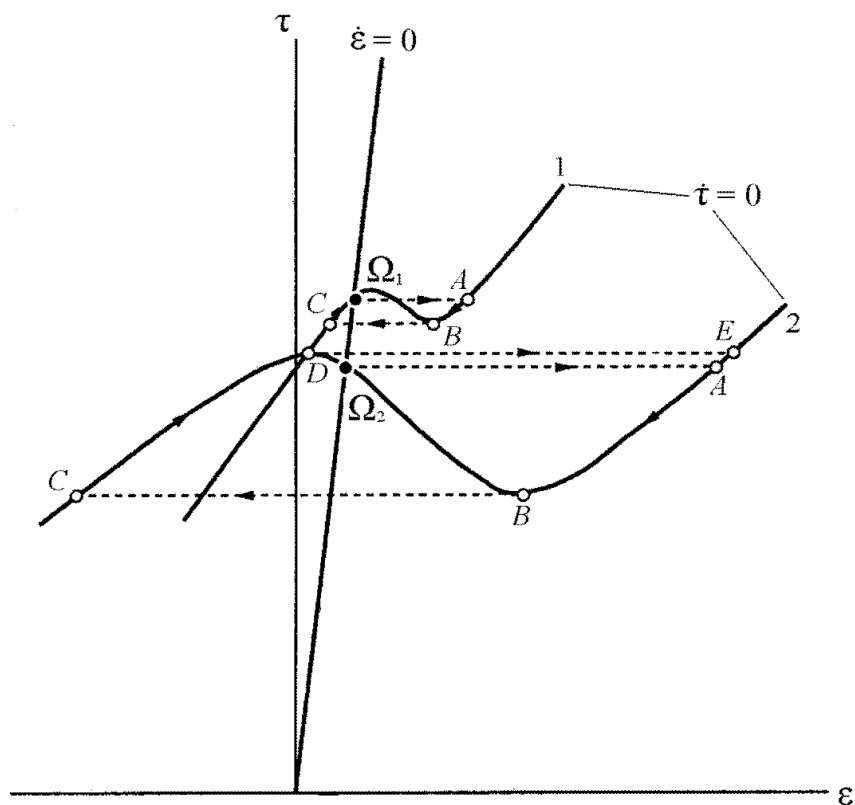


Рис. 28. Фазовые портреты системы согласно уравнениям (23) и (26).

$$\psi(\varepsilon, \tau) = A \ln \varepsilon + (\tau - \tau_0) / \theta_\tau, \quad (25)$$

где константа A определяется конкретным физическим механизмом пластической деформации. 0-изоклина в этом случае имеет вид

$$\tau = \tau_0 + A^* \ln \varepsilon, \quad (26)$$

где $A^* = A\theta_\tau$, а τ_0 есть функция действующих напряжений.

На Рис. 28 представлены изоклины (23) и (26). Дальнейший анализ, принцип которого аналогичен изложенному выше, также предсказывает появление двух режимов пластического течения. При малой предварительной деформации, то есть, низкой плотности носителей пластического течения в образце (кривая 1) изображающая точка по пути $\Omega_1 \rightarrow A \rightarrow B \rightarrow C$ возвращается в положение равновесия. При высокой плотности носителей деформации (кривая 2) после перехода $\Omega_2 \rightarrow A$ изображающая точка движется по замкнутой траектории $B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E \rightarrow B$, что снова соответствует формированию волнового процесса. Приведенные рассуждения, естественно, имеют качественный характер.

6.3. О физическом смысле коэффициентов D_ε и D_τ

Установление физического смысла транспортных коэффициентов D_ε и D_τ в уравнениях (19) и (20) представляет собой достаточно сложную проблему. Поскольку каждый из них входит в соответствующее уравнение для скорости изменения автокаталитического и демпфирующего факторов, то первоначальные соображения о природе коэффициентов могут быть сформулированы из самых общих соображений. Очевидно, коэффициент D_τ определяется распределением напряжений в образце, а коэффициент D_ε естественно связывать с плотностью подвижных дислокаций. Поэтому из соображений размерности [123, 147] ($[D] = [L]^2 \cdot [T]^{-1}$)

$$D_\tau \sim \sqrt{\frac{F}{\rho_0}}, \quad (27)$$

$$D_\varepsilon \sim \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho_m} \right). \quad (28)$$

Здесь F — сила натяжения образца во время испытания, остальные обозначения приводились выше.

Возможна еще одна интерпретация рассматриваемых коэффициентов, основанная на зависимости скорости ультразвука от деформирующего напряжения (см. выше раздел 5.3, уравнение (13)). Коэф-

коэффициент ξ в уравнении (13), как следует из приведенных данных, меняет знак в ходе пластического течения и должен зависеть от какой-либо характеристики материала, ведущей себя аналогично в этом процессе. Набор подобных характеристик в рассматриваемой проблеме пластической деформации ограничен, практически единственной подходящей величиной является плотность подвижных дислокаций ρ_m , которая, как показал Гилман [91, 92], экстремально зависит от деформации, так что ее производная по времени деформации, т. е. определяемая уравнением (28) величина D_ε , должна менять знак. Размерность коэффициента ξ в (13), очевидно, $[L]^2 \cdot [T] \cdot [M]^{-1}$ ($\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кг}^{-1}$). Учитывая, что скорость распространения упругих волн связана с плотностью вещества ρ_0 , можно с помощью анализа размерностей получить

$$D_\varepsilon \sim \frac{L_i}{\rho_0 \xi}, \quad (29)$$

где длина L_i представляет собой масштаб действующего на данной стадии процесса механизма пластической деформации. Ясно, что условие $\xi = \text{const}$, определяющее постоянство наклона зависимости $V_S(\tau)$ на определенной стадии пластического течения, может быть соблюдено только при $D_\varepsilon/L_i = V_{\text{disl}} = \text{const}$, то есть, при постоянстве скорости движения дислокаций при развитии скольжения на уровне масштаба L_i . Соответственно, причиной «перелома» зависимости $V_S(\tau)$ может быть дискретное изменение L_i , то есть скачкообразный переход деформации на другой масштабный уровень.

С другой стороны (см. Приложение)

$$D_\tau \sim \eta \xi V_S. \quad (30)$$

Очевидно, что транспортные коэффициенты уравнений (19) и (20) противоположным образом зависят от параметра ξ , связывающего скорость звука и действующие напряжения, т. е. $D_\varepsilon \sim 1/\xi$, а $D_\tau \sim \xi$. Кроме того, D_ε включает в себя меняющийся масштабный фактор L_i , чем учитывается протекание сдвиговых процессов на разных масштабных уровнях. Поскольку возможны случаи, когда $\xi > 0$, $\xi = 0$ и $\xi < 0$, то соответственно коэффициенты D_ε и D_τ могут быть положительными, отрицательными и равными 0. При этом отрицательное значение члена $D_\tau \tau''$ в (20), соответствующее отрицательной скорости релаксации напряжений (возрастанию напряжений), может интерпретироваться как рождение новых концентраторов напряжений, необходимых для последовательного развития процесса. Сочетание таких вариантов формально порождает множество принципиально возможных режимов локализации деформации, некоторые из которых пока экспериментально не наблюдались.

Используя уравнения (27–30) и экспериментальные данные, мож-

но грубо оценить значения коэффициентов. В этом случае типичная величина $D_\tau \approx 1 \text{ м}^2/\text{с}$. Что касается величины D_ε , то ее найти труднее, поскольку имеющиеся в литературе данные о плотности подвижных дислокаций на разных стадиях процесса пластического течения отличаются в значительной степени. Тем не менее, основываясь на данных [91, 92], есть основания полагать [147], что $D_\varepsilon \approx 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$, т. е. $D_\varepsilon \ll D_\tau$.

В таком случае можно использовать «диффузионное приближение», представив коэффициент диффузии как произведение «длины свободного пробега R » и скорости V , т. е. $D = RV$. Величина R интерпретируется как размер области неоднородности в деформируемой системе, а V — как скорость перераспределения деформаций или напряжений [147] в ней. Так как коэффициент D_τ связан с перераспределением напряжений, то характерная скорость этого процесса $V = V_S \approx 10^3 \text{ м/с}$. В этом случае $R \equiv l_\tau \approx 10^{-3} \text{ м}$, что соответствует мезоскопическому масштабу неоднородности пластической деформации [3, 148–151].

Для коэффициента D_ε , связанного с движением дислокаций, можно положить $V \approx V_{disl} \approx 10 \text{ м/с}$ [152], так что в этом случае $R \equiv l_\varepsilon \approx 10^{-9} \text{ м} \approx nb$, где $n \approx 2-5$, что, очевидно, отвечает микроскопическому (дислокационному) масштабу пластического течения. Таким образом, в коэффициенты D_τ и D_ε , характеризующие макро- и мезомасштаб волновых структур соответственно, входят длины, характеризующие структурный ниже лежащий уровень пластического течения. При этом осуществляются следующие соотношения, определяющие иерархию и соподчинение масштабов пластического течения:

$$D_\varepsilon \approx bV_{disl} = l_{micro}V_{disl} \quad \text{и} \quad D_\tau \approx l_{meso}V_S. \quad (31)$$

Результаты соответствующих вычислений приведены в Табл. 2

ТАБЛИЦА 2. Параметры автоволновых процессов локализации деформации.

Материал	Структурное состояние	$V_{aw} \cdot 10^5, \text{ м/с}$	$D_\varepsilon \cdot 10^7, \text{ м}^2/\text{с}$	$R \cdot 10^9, \text{ м}$
Сталь 09Г2С	поликристалл	4,5	8,1	5,35
Cu–Ni–Sn	монокристалл	6,5	7,6	5,23
NiTi	монокристалл	1,0	0,84	0,62
Ni ₃ Mn (упоряд.)	поликристалл	10,0	13,5	6,80
Fe + 16% Cr + 12% Ni + 0,35% N	монокристалл	3,5	7,8	4,30
Fe + 16% Cr + 12% Ni + 0,5% N	монокристалл	2,7	2,0	1,0

[147]. В случае пластической деформации интерметаллида TiNi [23] использовано экспериментально определенное значение V_S [153], поскольку его деформация осуществляется за счет мартенситного превращения [154], в ходе которого скорость звука существенно уменьшается.

6.4. О природе автоволн пластической деформации

Один из наиболее сложных вопросов, связанных с волновым характером процесс пластического течения, является вопрос о происхождении таких волн. Естественно предположить, что генерация волн пространственно связана с наличием концентраторов напряжений разного масштаба, возникающих в материале при его деформации [155]. В работах [156, 157] была предпринята попытка проверки этого предположения путем экспериментального анализа распределения компонент тензора пластической дисторсии в зоне пластичности возле кончика трещины в изгибаемом образце из малоуглеродистой стали. Была рассмотрена картина распределения таких компонент в области, где материал не подчиняется линейной механике разрушения [158].

Оказалось, что в зоне пластичности можно наблюдать начальные этапы зарождения волнового процесса (Рис. 29, а–е), но возникающие волны оказываются неустойчивыми и при дальнейшем увеличении деформации исчезают. Процесс зарождения волн может наблюдаться несколько раз в одной и той же зоне образца, прилегающей к кончику трещины. На Рис. 29, а–е они представлены на примере пространственных распределений радиальной компоненты ε_{rr} тензора пластической дисторсии. Видно, что деформация сдвига внутри указанной зоны распределена весьма неоднородно. В начале нагружения поле ε_{rr} стохастично и его экстремальные значения сдвинуты к границе зоны. По мере роста прогиба образца происходило перемещение очагов локализации сдвигов от периферии зоны к вершине трещины.

Особый интерес представляет ситуация в зоне пластичности, показанная на Рис. 29, б, в. Здесь появляется упорядоченная пространственно-периодическая система очагов локализованных сдвигов с расстоянием между максимумами ~ 2 –3 мм. Такое поведение пластически деформированного материала легко укладывается в рамки автоволновой модели развития пластической деформации. Этот процесс, по-видимому, представляет собой начальную стадию самоорганизации пластического течения в форме автоволны, возникающей из хаотического распределения сдвигов [25]. Автоволны в установившемся режиме регистрировались нами на стадиях линейного упрочнения различных сплавов, однако, процесс их рождения ранее не фиксировался. Наблюдаемые волны неустойчивы и исче-

зают при росте деформации (Рис. 29, а).

Следующая не менее важная проблема связана с необходимостью объяснения низкой скорости распространения волн локализованной деформации (10^{-5} – 10^{-4} м/с). Главная сложность здесь состоит в том, что, как было показано выше, перераспределение упругих напряжений происходит со скоростью $V_S \geq 10^3$ м/с, а распростране-

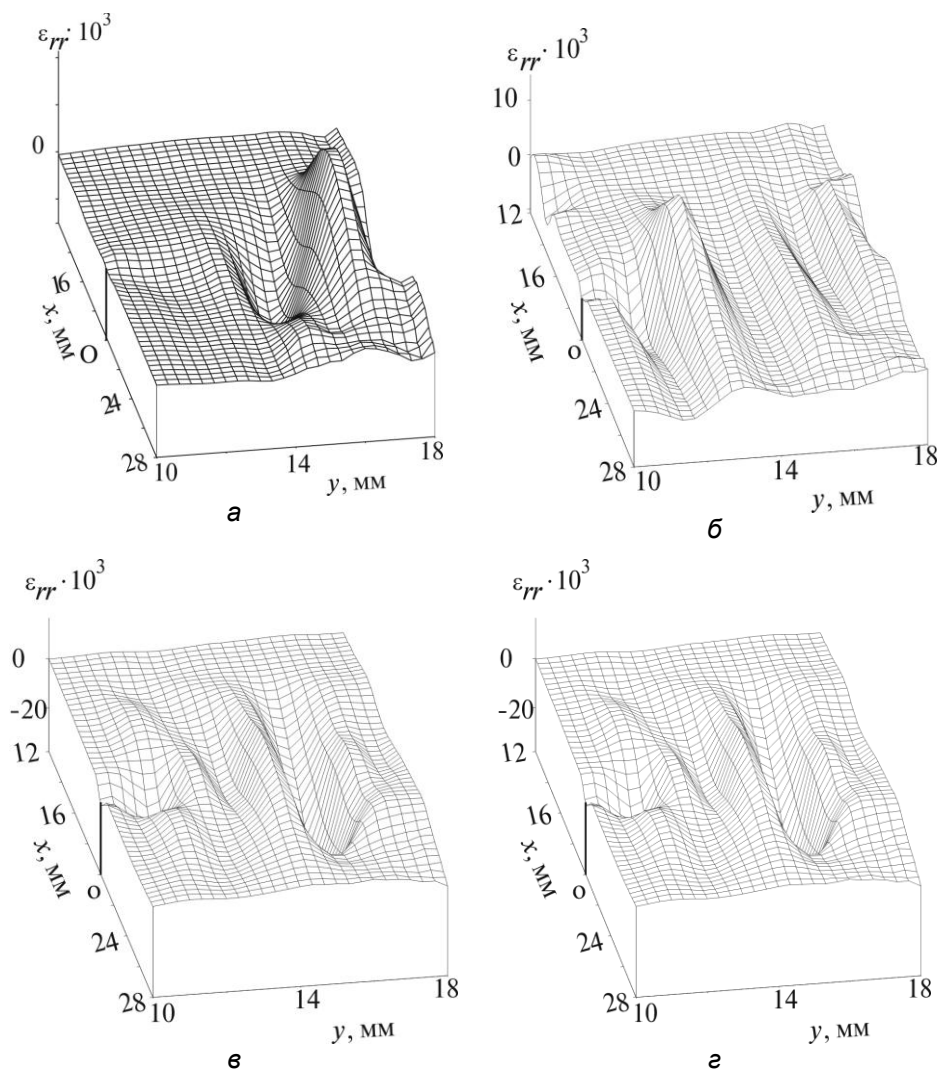


Рис. 29. Последовательность картин эволюции распределений локальных деформаций в пластической зоне перед острым концентратором (трещиной) по мере увеличения прогиба образцов f при нагружении. O — положение вершины трещины. а) $f=0,7$ мм, б) $f=0,8$ мм, в) $f=1,2$ мм, г) $f=2$ мм.

ние пластических сдвигов со скоростью $V_{disl} \approx 10$ м/с [152]. Формально, процессы, описываемые параболическими уравнениями, характеризуются бесконечно большой скоростью [121, 160]. Объяснение низкого значения V_{aw} может быть получено в рамках используемой нами двухкомпонентной модели [37, 38, 123, 137–139], согласно которой, деформируемая среда представляет собой смесь областей, находящихся в упруго напряженном и пластически деформированном состояниях. Имеются многочисленные экспериментальные подтверждения такой точки зрения (см., например, [159]). В таком случае, учитывая существенное различие механических свойств материала в таких зонах, можно воспользоваться методом оценки скорости звука в суспензиях и эмульсиях [105]. Известно, что для таких смесей скорость звука оказывается существенно меньшей, чем для каждой из компонент, причем в зависимости от соотношения параметров сред и объемной доли каждой из них снижение может быть различным. К сожалению, количественная оценка снижения скорости распространения деформации в реальном материале пока затруднительно, но качественная сторона вопроса представляется вполне ясной.

Проблема скорости распространения имеет прямую связь с природой волн локализованной пластической деформации. Николлис и Пригожин [160] показали, что возникающие в диссипативных системах структуры могут рассматриваться как кинематические волны (псевдоволны). Их возникновение связано с неполной синхронизацией элементарных автоколебательных процессов в отдельных областях активной среды, а скорость не может быть выражена через материальные константы среды. В случае пластической деформации такие элементарные автоколебательные процессы описываются уравнениями «точечных кинетик», входящих в (19) и (20). Эта же точка зрения на происхождение автоволн изложена в [161].

Для автоволн (диссипативных структур), возникающих в активных средах, характерно наличие минимального размера системы, допускающего реализацию такого процесса [160]. В случае деформируемых систем соответствующее ограничение наблюдалось, например, при исследовании масштабного эффекта (раздел 4.4, а также [26, 162]). При анализе дисперсии автоволн (раздел 4.3) также установлено критическое значение волнового числа $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, причем $\lambda_0 \leq 15$ мм также может интерпретироваться как минимальный размер системы, допускающий возникновение в ней автоволновых процессов.

Наконец, понятие автоволнового процесса является общим и включает в себя различные типы волн [121, 129]. К настоящему времени появилась возможность сопоставить наблюдающиеся закономерности с соответствующими типами автоволн. Так одиночный очаг, соответствующий деформации на стадии площадки текучести, может рассматриваться как автоволна переключения [120, 121, 128, 163], для которой характерно однократное прохождение по каждому

объему материала. При этом среда переводится в новое состояние с другими свойствами.

Периодические процессы, характерные для стадий линейного упрочнения, могут рассматриваться как фазовые автоволны [163]. Для них характерно многократное возбуждение одних и тех же объемов материала, позволяющее определять типичные волновые характеристики — длину волны и частоту колебаний. Наконец, на стадиях параболического упрочнения материалов возникают стационарные системы очагов локализованной деформации, которые отвечают стационарным диссипативным структурам [121, 128], характеризующимся только длиной волны.

Совершенно очевидно, что тип соответствующего волнового процесса определяется сочетанием многих параметров, таких как структура материала, форма образца и условия нагружения. Так в экспериментах с растяжением деформирующейся двойникованием стали Гатфильда удалось наблюдать последовательную смену автоволновых картин (Рис. 30).

Представленная на Рис. 30 картина показывает, что процесс пластического течения реализуется по следующей схеме: после достижения нижнего предела текучести вдоль образца от одного захвата машины к другому с постоянной скоростью движется локализованный фронт пластического течения. От него отщепляются дополнительные фронты, движущиеся в противоположном направлении также с постоянной скоростью. На стадии I такие фронты появляются по одному, а на стадии II группа параллельных друг другу фронтов образует типич-

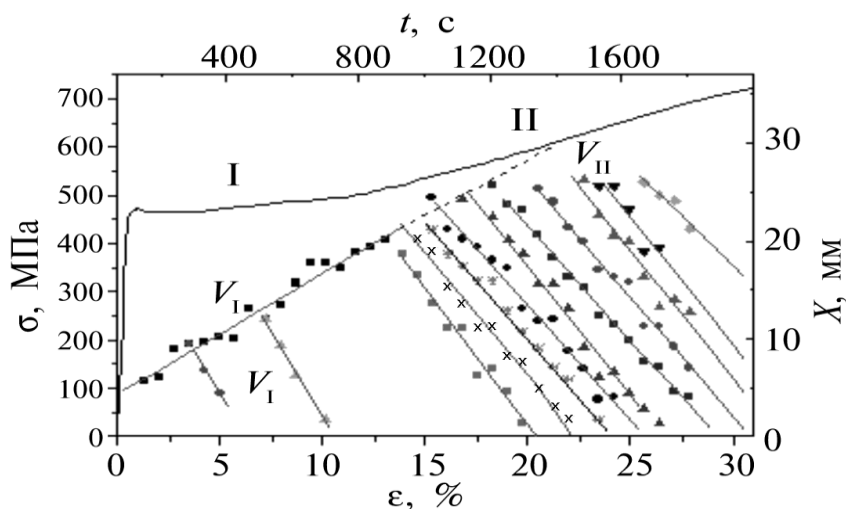


Рис. 30. Пространственно-временная эволюция максимумов локализованной деформации при растяжении монокристалла высокомарганцовистого γ -Fe вдоль оси [55].

ную фазовую автоволну с длиной $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-3}$ м, модулем скорости распространения $|V_{II}| \approx 4,2 \cdot 10^{-5}$ м/с и (очень низкой!) частотой $f = V_{II}/\lambda \approx 8,4 \cdot 10^{-3}$ Гц. Таким образом, именно исходный очаг пластического течения — граница между деформированной и недеформированной частями среды — генерирует при своем движении волновые процессы аналогично тому, как это описано в [164].

Интересно отметить, что близкая ситуация была рассмотрена ранее в работе [165] методом математического моделирования процесса распространения импульса в неоднородной активной среде. Полученные в этой работе решения указывают на связь локальных характеристик активной среды с параметрами автоволновых процессов.

6.5. О практическом применении автоволновых процессов

Тесная связь явления локализации пластической деформации и волновых картин распределения компонент тензора пластической дилатации позволила использовать их для анализа технологической пластичности металлов и сплавов при обработке металлов давлением. Во многих случаях изготовление металлических изделий сопряжено с большими пластическими деформациями, и возможность дальнейшего пластического деформирования определяет устойчивость технологического процесса [166]. Представленные выше картины были использованы для контроля пластичности циркониево-ниобиевых сплавов Э110 и Э635 [167], применяемых для изготовления тонкостенных труб для тепловыделяющих элементов — ТВЭЛов ядерных реакторов.

Анализ пластических свойств таких сплавов на основе автоволновых представлений был применен на разных стадиях изготовления труб, начиная от слитка [168, 169] и заканчивая конечными этапами прокатки труб [162, 170–172] на станах холодной прокатки. В этих исследованиях удалось установить связь между структурой металла в осевой и периферийной частях слитка и автоволновыми картинками, которые в этой ситуации могут рассматриваться как информативный параметр, характеризующий пластические свойства материала. При исследованиях пластичности сплавов Э110 и Э635 на конечной стадии производства труб с помощью картин локализации деформации удалось выявить опасные сечения заготовки, где металл практически не деформируем и возможно разрушение. При этом традиционные методики механических испытаний и измерения твердости не выявляют ни наличия таких зон, ни их локализацию [162, 172]. Визуализация указанных недеформируемых зон позволила оптимизировать форму инструмента (валки и оправки) так, чтобы изменить условия в очаге деформации и исключить разрушение. Таким образом, развиваемый подход к проблеме прочности и пластич-

ности имеет определенные перспективы в смысле создания новых методов аттестации металлов и сплавов и оптимизации технологических процессов обработки металлов давлением.

6.6. Некоторые дополнительные данные об автоволновых процессах

Автоволновой характер пластического течения проявляется не только при активном нагружении. Существование подобных картин локализации деформации было обнаружено и при испытаниях в режиме ползучести [173]. Некристаллический (аморфный) характер материала также не исключает существования подобных автоволн [174, 175]. По-видимому, волновой характер локализованного пластического течения является универсальным свойством деформируемых сред.

Автоволновые характеристики пластического течения чувствительны к состоянию материала. Так в работе [176] было показано, что при жидкометаллическом охрупчивании [177] в паре Al–Ga картина локализации деформации меняется и могут наблюдаться резко выраженные очаги зернограничной деформации, форма и размер которых позволяет следить за кинетикой процесса проникновения жидкого Ga по границам зерне крупнокристаллического Al.

Наконец, удалось получить экспериментальные указания на термически активированный характер наблюдаемых автоволновых процессов. Так при понижении температуры испытаний от 300 до 200 К длина волны локализации деформации при растяжении поликристаллического Al увеличилась с 4 до 8 мм [38]. При измерении скорости распространения автоволны переключения на стадии площадки текучести в малоуглеродистой стали [178] было установлено, что ее скорость возрастает при пластификации материала за счет электропластического эффекта.

Необходимо упомянуть здесь любопытную идею, предложенную автором [179], который применил к полученным в работах [13–24, 173] волновым характеристикам соотношение де Бройля $\lambda = h/(mV)$. При этой процедуре, используя экспериментальные значения λ для разных металлов при условии, что $V = V_m$ (скорость движения подвижного захвата испытательной машины), он получил значение m порядка массы атома соответствующего элемента. Смысл такого совпадения пока непонятен.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проблема нелинейного поведения конденсированных сред является одной из центральных в современной физике [180]. Рождение струк-

тур в открытых системах, через которые проходит поток энергии, все больше привлекает внимание физиков. Так в монографии [181] разработан аппарат теории нелинейных процессов в конденсированных средах применительно к упругим и магнитным явлениям.

Локализация пластической деформации также может и должна рассматриваться как новый тип автоволнового процесса, спонтанно возникающего в деформируемой среде. Закономерности процессов подобного типа ранее исследовались в физических и биологических системах [120, 121, 129]. Общий анализ их особенностей, условий возникновения и режимов эволюции показал, что они, в общем, аналогичны фундаментальному понятию синергетики — диссипативным структурам, введенным авторами [108, 160].

Автоволны локализации пластической деформации имеют отличающуюся от известных зависимость скорости распространения от коэффициента деформационного упрочнения ($V_{aw} \sim 1/\theta$) и линейный закон дисперсии ($\omega \sim k$). Их длина слабо (логарифмически) зависит от длины образца ($\lambda \sim \ln L$). В ходе непрерывного растяжения образца с постоянной скоростью последовательно возникают несколько типов волновых процессов, сменяющих друг друга, причем существует однозначное соответствие между типом волновой картины и законом деформационного упрочнения, действующим на данной стадии процесса. Смена макроскопических картин локализации пластического течения может рассматриваться как результат перестройки автоволновых картин. В основе такой перестройки лежат процессы, протекающие на более мелкомасштабных уровнях системы, например, при скачкообразном изменении плотности дислокаций в ходе деформации [182].

Описанные здесь явления стратификации пластически деформируемых сред должны учитываться при создании теории упрочнения материалов, расчетах напряженно-деформированного состояния, прогнозировании ресурса деталей и конструкций и других подобных задачах, поскольку это явление ясно показывает, что процессы в разных объемах одного и того же образца протекают по-разному.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Дифференциальные кинетические уравнения для автокаталитического и демпфирующего факторов пластического течения. Как показали авторы [120, 121], эффекты самоорганизации в активных средах разного типа описываются решениями параболических дифференциальных уравнений в частных производных типа:

$$\dot{Y} = f(Y) + D\Delta Y, \quad (\text{П.1})$$

где Y — переменная, характеризующая динамику процессов в сис-

теме, $f(Y)$ — так называемая «точечная кинетика» — нелинейная функция, описывающая скорость изменения переменной Y в локальном микрообъеме, D — транспортный коэффициент с размерностью $[L]^2 \cdot [T]^{-1}$, $\Delta \equiv \nabla^2$ — лапласиан. Наличие первой временной производной и диффузионного члена $D\Delta Y$ в уравнении (П.1) указывают на необратимый характер описываемых им процессов. Во многих случаях [130, 131] из соображений большей наглядности вместо коэффициента D используется эквивалентная ему величина L_i^2/θ_i , включающая одновременно масштаб L_i и время релаксации θ_i соответствующего фактора.

Для применения подобного синергетического подхода к проблеме пластичности необходим физически обоснованный выбор параметра Y , удобного для описания деформируемой системы. В общем случае [120, 121] для этих целей необходимы, вообще говоря, две величины, одна из которых ответственна за ускорение процесса — активатор (катализатор), а другая за его торможение — ингибитор (демпфер). Имея ввиду экспериментальную возможность прямого измерения деформаций, положим, что первой величиной является деформация ε . При этом используется естественное предположение о том, что среда в ходе пластического течения представляет собой мозаику по разному деформированных областей, так что локальная деформация есть функция координат и времени $\varepsilon = \varepsilon(r, t)$. В этом случае пластическое течение имеет смысл описывать как диффузионный процесс [133], подразумевая под Y пластическую деформацию ε и подчиняя ее уравнению неразрывности потока:

$$\dot{\varepsilon} = \nabla(D_\varepsilon \nabla \varepsilon). \quad (\text{П.2})$$

Здесь величина в квадратных скобках — поток деформации в поле градиента деформации, коэффициент D_ε зависит от координат $D_\varepsilon = D_\varepsilon(x, y, z)$. Отметим, что такой «диффузионный» подход ранее уже использовался, например, в [132] для описания перераспределения сегментов на дислокационной линии, а также в [183] для описания эволюции полей напряжений при хаотическом распределении дефектов. Ограничившись одномерным случаем растяжения вдоль оси x , получим уравнение, формально аналогичное (П.1),

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' D'_\varepsilon + D_\varepsilon \varepsilon'' = \phi(\varepsilon, \tau) + D_\varepsilon \varepsilon'', \quad (\text{П.3})$$

где $\phi(\varepsilon, \tau) = \varepsilon' \cdot D'_\varepsilon$ — нелинейная функция деформации и напряжения. Очевидно, что введенное выше условие приводит к появлению «гидродинамического» вклада $\phi(\varepsilon, \tau)$ [127] в скорость изменения деформаций.

Уравнение для скорости изменения напряжений $\dot{\tau}$ не может быть получено из соответствующего уравнения непрерывности, поскольку

внутренние напряжения скачком меняются на границах областей уравнивания. Для его вывода положим, что $\dot{\tau} = \dot{\tau}_e + \dot{\tau}_v$, причем $\dot{\tau}_e$ и $\dot{\tau}_v$ — скорости релаксации упругих и вязких напряжений соответственно. Природа τ_v определяется неоднородностью пластической деформации. При этом величина вязких напряжений связана с изменениями скорости распространения упругих волн при деформации среды известным соотношением

$$\tau_v = \eta \nabla V_S, \quad (\text{П.4})$$

где η — динамическая вязкость среды. После обычных преобразований из (П.4) следует

$$\dot{\tau}_v = V_S \nabla \cdot (\eta \nabla V_S) = V_S \eta \Delta V_S. \quad (\text{П.5})$$

В свою очередь V_S , как было показано выше [85, 89], является функцией действующих напряжений вида $V_S = V + \xi \tau$. Соответственно, дифференциальное уравнение для скорости изменения демпфирующего фактора (напряжений) приобретает вид

$$\dot{\tau} = \dot{\tau}_e + \eta \xi V_S \Delta \tau = \psi(\varepsilon, \tau) + D_\tau \tau'' \quad (\text{П.6})$$

где коэффициент $D_\tau = \eta \xi V_S$ также имеет размерность $\text{м}^2/\text{с}$. Очевидно, уравнения (П.3) \equiv (19) и (П.6) \equiv (20) образуют систему, описывающую эволюцию деформируемой среды.

Интересно проследить взаимосвязь уравнения (П.3) с известным уравнением дислокационной кинетики [104]. Полагая, что при равномерном распределении дислокаций

$$\varepsilon' \approx \frac{1}{d} \frac{b}{d} \approx b \rho_m$$

(если d — расстояние между дислокациями, то b/d — деформация сдвига при смещении одной дислокации на d , а $1/d^2 \approx \rho_m$ — плотность подвижных дислокаций) и используя «диффузионное» представление $D_\varepsilon \approx L_{disl} V_{disl}$, где $L_{disl} = \alpha \lambda$ — длина пробега дислокаций, а $V_{disl} = \text{const}$ их скорость, получаем:

$$\dot{\varepsilon} = \alpha b \rho_m V_{disl} + D_\varepsilon \varepsilon'' \quad (\text{П.7})$$

Здесь безразмерный коэффициент $\alpha = L'_{disl}$, а первый член в правой части совпадает, очевидно, с известным уравнением Тейлора–Орована [184, 185] $\dot{\varepsilon} = b \rho_m V_{disl}$, используемым для описания дислокационной кинетики пластической деформации. Таким образом, ясно, что последнее является частным случаем уравнения (П.3) и фактически может описывать только «точечную кинетику» деформируемой системы — элементарный релаксационный акт, обычно проте-

кающий как нелинейный процесс скачкообразной деформации [73, 74].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы глубоко признательны своим коллегам по Лаборатории физики прочности ИФПМ СО РАН В. В. Горбатенко, С. А. Баранниковой, К. И. Бушмелевой, К. В. Гончикову, Н. В. Зариковской, И. Ю. Зыкову, Н. В. Карташовой, А. Г. Луневу, Г. Н. Наримановой и Л. В. Шершовой за неоценимую помощь в проведении экспериментов и обсуждении результатов. Выражаем также искреннюю благодарность сотрудникам Сибирского физико-технического института Ю. И. Чумлякову и И. В. Киреевой за приготовление монокристаллических образцов и дискуссию о закономерностях их деформации. Мы особенно благодарны А. И. Олемскому (Сумский государственный университет, Украина), вместе с которым были сделаны первые шаги к пониманию природы сложного явления волновой локализации деформации.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Larmor, *Philos. Mag.*, **33**, No. 1: 70 (1892) (цит. по [3]).
2. Д. К. Чернов, *Д. К. Чернов и наука о металлах* (Москва: Металлургиздат: 1950), с. 196.
3. J. J. Gilman, *Mech. Mater.*, **17**, No. 1: 83 (1994).
4. В. В. Рыбин, *Большие пластические деформации и разрушение металлов* (Москва: Металлургия: 1986).
5. А. И. Олемской, А. В. Хоменко, *УФМ*, **2**, № 3: 189 (2002).
6. А. Зеегер, *Дислокации и механические свойства кристаллов* (Москва: ИИЛ: 1960), с. 179.
7. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, Н. М. Мних, *Зав. лаб.*, **56**, № 2: 90 (1990).
8. Р. Джоунс, К. Уайкс, *Голографическая и спекл-интерферометрия* (Москва: Мир: 1986).
9. А. Кадич, Д. Еделен, *Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций* (Москва: Мир: 1987).
10. П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, М. Уэлан, *Электронная микроскопия тонких кристаллов* (Москва: Мир: 1968.).
11. Т. М. Полетика, Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, *ФММ*, **91**, № 5: 91 (2001).
12. Т. М. Poletika, L. B. Zuev, and A. A. Nor, *Appl. Phys. A*, **73**, No. 9: 601 (2001).
13. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, В. В. Горбатенко, *Физическая мезомеханика и компьютерное моделирование материалов* (Новосибирск: Наука: 1995), т. 1, с. 162.
14. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, Н. В. Карташова, *Письма в ЖЭТФ*, **60**, № 7: 538 (1994).
15. L. B. Zuev, V. I. Danilov, N. V. Kartashova, and S. A. Barannikova, *Mater. Sci. Eng. A*, **234–236**: 699 (1997).
16. W. I. Danilow, S. A. Barannikowa, L. B. Sujew, und I. W. Kireewa, *Zs. Metallkd.*, **88**, No. 9: 748 (1997) (in German).

17. В. И. Данилов, С. А. Баранникова, Л. Б. Зуев, И. В. Киреева, *ФММ*, **83**, № 1: 140 (1997).
18. Л. Б. Зуев, С. А. Баранникова, В. И. Данилов, Ю. И. Чумляков и др., *ЖТФ*, **69**, № 10: 56 (1999).
19. С. А. Баранникова, Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, *ФТТ*, **41**, № 7: 1222 (1999).
20. С. А. Баранникова, *ЖТФ*, **70**, № 10: 138 (2000).
21. L. B. Zuev, V. I. Danilov, and S. A. Barannikova, *Int. J. Plasticity*, **17**, No. 1: 47 (2001).
22. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, С. А. Баранникова, Ю. И. Чумляков и др., *Кристаллография*, **46**, № 1: 99 (2001).
23. В. И. Данилов, С. А. Баранникова, К. В. Гончиков и др., *Кристаллография*, **47**, № 3: 558 (2002).
24. Л. Б. Зуев, Н. В. Карташова, В. И. Данилов, Ю. И. Чумляков и др., *ЖТФ*, **66**, № 11: 190 (1996).
25. Л. Б. Зуев, Б. С. Семухин, Н. В. Зариковская, *ЖТФ*, **71**, № 5: 57 (2001).
26. Л. Б. Зуев, С. А. Баранникова, Н. В. Зариковская, И. Ю. Зыков, *ФТТ*, **43**, № 8: 1423 (2001).
27. В. И. Данилов, С. Ю. Заводчиков, С. А. Баранникова, И. Ю. Зыков и др., *Письма в ЖТФ*, **24**, № 1: 26 (1998).
28. V. Jaoul, *J. Mech. Phys. Solids*, **5**, No. 1: 95 (1957) (in French).
29. В. И. Трефилов, В. Ф. Моисеев, Э. П. Печковский, *Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов* (Киев: Наукова думка: 1987).
30. Л. Б. Зуев, С. А. Баранникова, С. Ю. Заводчиков, *ФММ*, **67**, № 3: 77 (1999).
31. L. B. Zuev, V. I. Danilov, S. Y. Zavodchikov, and S. A. Barannikova, *J. Phys. IV (France)*, **9**, No. 9: 165 (1999).
32. В. И. Данилов, Л. Б. Зуев, Н. М. Мних, В. Е. Панин, *Физика дефектов поверхностных слоев материалов* (Ленинград: ЛФТИ: 1989), с. 161.
33. Я. Б. Фридман, *Механические свойства металлов* (Москва: Оборонгиз: 1952).
34. Д. Мак Лин, *Механические свойства металлов* (Москва: Металлургия: 1965).
35. L. B. Zuev and V. I. Danilov, *J. Phys. IV (France)*, **8**, No. 8: 413 (1998).
36. L. B. Zuev, V. I. Danilov, V. V. Gorbatenko, and S. N. Polyakov, *Trends in NDE Science and Technology. Proceedings of 14th World Conf. on NDT* (New Delhi: Oxford & IBN Publ. Co.: 1996), vol. **2**, p. 1015.
37. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, В. В. Горбатенко, *ЖТФ*, **65**, № 5: 91 (1995).
38. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, *ФТТ*, **39**, № 8: 1399 (1997).
39. И. А. Одинг, В. С. Иванова, В. В. Бурдукский, В. Н. Геминев, *Теория ползучести и длительной прочности металлов* (Москва: Металлургиздат: 1959).
40. В. С. Иванова, *Прочность металлов* (Москва: Изд. АН СССР: 1956).
41. Л. Г. Тимошук, *Механические испытания металлов* (Москва: Металлургия: 1971).
42. H. C. Chang and N. J. Grant, *Trans. AIME*, **197**: 217 (1953).
43. Ф. Гарофало, *Законы ползучести и длительной прочности металлов* (Москва: Металлургия: 1968).
44. Э. Гисман, *Изв. АН СССР. ОТН*, № 11: 50 (1955).
45. Т. Ш. Шагдыр, А. А. Вайнштейн, Г. К. Кошкин, В. А. Стрижак, *Зав. лаб.*, **42**, № 8: 1008 (1976).
46. М. А. Кибардин, *Зав. лаб.*, **47**, № 9: 85 (1981).
47. А. А. Вайнштейн, В. С. Боровиков, *Проблемы прочности*, № 6: 47 (1982).

48. А. А. Вайнштейн, М. А. Кибардин, В. С. Боровиков, *Металлы*, № 3: 171 (1983).
49. И. Н. Богачев, А. А. Вайнштейн, С. Д. Волков, *Статистическое металлоредение* (Москва: Металлургия: 1984).
50. P. J. Wray, *J. Appl. Phys.*, **40**: 4018 (1969).
51. P. J. Wray, *J. Appl. Phys.*, **41**: 3347 (1970).
52. А. А. Пресняков, *Локализация пластической деформации* (Алма-Ата: Наука: 1981).
53. А. А. Пресняков, Н. Н. Мофа, *Изв. АН СССР. Металлы*, № 2: 205 (1981).
54. А. А. Пресняков, Н. Н. Мофа, Т. В. Черноглазова, *Зав. лаб.*, **51**, № 10: 76 (1985).
55. Б. К. Барахтин, В. И. Владимиров, С. А. Иванов, И. А. Овидько и др., *ФММ*, **63**, № 6: 1185 (1987).
56. Б. К. Барахтин, С. А. Иванов, *Изв. вузов. Физика*, 1982, № 8: 107 (1982).
57. Б. К. Барахтин, *ФТТ*, **28**: 1531 (1986).
58. Д. М. Васильев, Ю. Ф. Титовец, *Зав. лаб.*, **43**, № 11: 1235 (1977).
59. Ю. Ф. Титовец, *Зав. лаб.*, **57**, № 2: 133 (1991).
60. В. В. Рыбин, Ю. Ф. Титовец, *Зав. лаб.*, **58**, № 1: 46 (1992).
61. Я. Д. Вишняков, *Современные методы исследования структуры деформированных кристаллов* (Москва: Металлургия: 1975).
62. А. А. Урусовская, *Некоторые вопросы физики пластичности кристаллов* (Москва: Изд-во АН СССР: 1960), с. 75.
63. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости* (Москва: Физматгиз: 1965).
64. Г. Кольский, *Волны напряжений в твердых телах* (Москва: ИИЛ: 1955).
65. Р. М. Дейвис, *Волны напряжений в твердых телах* (Москва: ИИЛ: 1961).
66. В. Гольдсмит, *Удар. Теория и физические свойства соударяемых тел* (Москва: Стройиздат: 1965).
67. Л. М. Шестопапов, *Деформация металлов и волны пластичности в них* (Москва–Ленинград: Изд-во АН СССР: 1958).
68. L. B. Zuev, V. I. Danilov, S. A. Barannikova, and I. Y. Zykov, *Appl. Phys. A*, **71**, No. 5: 91 (2000).
69. L. B. Zuev, V. I. Danilov, S. A. Barannikova, and I. Y. Zykov, *Mater. Sci. Eng. A*, **319–321**: 160 (2001).
70. А. К. Митропольский, *Техника статистических вычислений* (Москва: Физматгиз: 1961).
71. Ф. Р. Н. Набарро, З. С. Базинский, Д. Б. Холт, *Пластичность чистых монокристаллов* (Москва: Металлургия: 1967).
72. А. Л. Ройтбурд, *Физика деформационного упрочнения монокристаллов* (Киев: Наукова думка: 1972), с. 5.
73. А. Лоули, Д. Микин, *Микропластичность* (Москва: Металлургия: 1972), с. 62.
74. В. И. Доценко, А. И. Ландау, В. В. Пустовалов, *Современные проблемы низкотемпературной пластичности материалов* (Киев: Наукова думка: 1987).
75. Б. Б. Чечулин, *Масштабный фактор и статистическая природа прочности металлов* (Москва: Металлургиздат: 1963).
76. В. Вольтерра, *Математическая теория борьбы за существование* (Москва: Наука: 1976).
77. В. И. Данилов, Л. Б. Зуев, Н. М. Мних, В. Е. Панин и др., *ФММ*, № 3: 187 (1991).
78. В. В. Муравьев, Л. Б. Зуев, К. Л. Комаров, *Скорость звука и структура сталей и сплавов* (Новосибирск: Наука: 1996).
79. Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик, *Ультразвуковые методы в физике твердого*

- тела (Москва: Мир: 1975).
80. А. Б. Лебедев, С. Б. Кустов, Б. К. Кардашов, *ФТТ*, **34**, № 9: 2915 (1992).
 81. А. Б. Лебедев, *ФТТ*, **35**, № 9: 2305 (1993).
 82. Л. Б. Зуев, Б. С. Семухин, К. И. Бушмелева, *Письма в ЖТФ*, **22**, № 14: 76 (1996).
 83. Л. Б. Зуев, К. И. Бушмелева, Б. С. Семухин, *Металлофиз. новейшие технол.*, **20**, № 5: 68 (1998).
 84. Л. Б. Зуев, Б. С. Семухин, К. И. Бушмелева, *ЖТФ*, **69**, № 12: (1999).
 85. L. B. Zuev, B. S. Semukhin, K. I. Bushmelyova, and N. V. Zarikovskaya, *Mater. Lett.*, **42**, No. 1–2: 97 (2000).
 86. Л. Б. Зуев, Б. С. Семухин, К. И. Бушмелева, *Металлофиз. новейшие технол.*, **22**, № 10: 67 (2000).
 87. Л. Б. Зуев, Б. С. Семухин, К. И. Бушмелева, *ЖТФ*, **70**, № 1: 52 (2000).
 88. Б. С. Семухин, Л. Б. Зуев, К. И. Бушмелева, *ПМТФ*, **41**, № 3: 197 (2000).
 89. L. B. Zuev, B. S. Semukhin, and K. I. Bushmelyova, *Mater. Res. Innov.*, **5**, No. 3–4: 140 (2002).
 90. Л. Б. Зуев, Б. С. Семухин, А. Г. Лунев, *ПМТФ*, **43**, № 1: 202 (2002).
 91. J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, **36**: 2772 (1965).
 92. Д. Д. Гилман, *Микропластичность* (Москва: Металлургия: 1972), с. 18.
 93. H. Fujita and T. Tabata, *Acta Met.*, **21**: 355 (1973).
 94. A. W. Thompson and M. I. Baskes, *Philos. Mag.*, **28**: 301 (1973).
 95. М. М. Мышляев, *Несовершенства кристаллического строения и мартенситные превращения* (Москва: Наука: 1972), с. 194.
 96. А. Гинье, *Рентгенография кристаллов* (Москва: Физматгиз: 1961).
 97. Б. И. Уоррен, *Успехи физики металлов* (Москва: Металлургиздат: 1963), т. 5, с. 172.
 98. Ч. С. Барретт, *Структура металлов* (Москва: Металлургиздат: 1948).
 99. Л. Б. Зуев, Т. М. Полетика, Б. С. Семухин, *Кристаллография*, **40**, № 6: 1071 (1995).
 100. T. Tokuoaka and Y. Ivashimizu, *Int. J. Solids Structures*, **4**, No. 2: 383 (1968).
 101. А. Н. Гузь, Ф. Г. Махорт, О. И. Гуца, *Введение в акустоупругость* (Киев: Наукова думка: 1977).
 102. P. P. Gillis and M. A. Hamstad, *Mater. Sci. and Engng.*, **14**, No. 1: 103 (1974).
 103. В. С. Бойко, В. Д. Нацик, *Элементарные процессы пластической деформации кристаллов* (Киев: Наукова думка: 1978), с. 159.
 104. Ж. Фридель, *Дислокации* (Москва: Мир: 1967).
 105. Л. Бергман, *Ультразвук и его применение в науке и технике* (Москва: ИИЛ: 1956).
 106. Г. Хакен, *Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам* (Москва: Мир: 1991).
 107. A. Seeger and W. Frank, *Non-Linear Phenomena in Material Science* (New York: Trans. Tech. Publ.: 1987), p. 125.
 108. Г. Николис, И. Пригожин, *Познание сложного* (Москва: Мир: 1990).
 109. Г. А. Малыгин, *ФТТ*, **37**, № 1: 3 (1995).
 110. Г. А. Малыгин, *УФН*, **42**, № 9: 979 (1999).
 111. Y. Estrin and L. P. Kubin, *Acta Met.*, **34**, No. 12: 2455 (1986).
 112. Ш. Х. Ханнанов, *ФММ*, № 4: 14 (1992).
 113. С. Н. Нагорных, Г. Ф. Сарафанов, *Металлы*, № 3: 199 (1993).
 114. И. Л. Максимов, Г. Ф. Сарафанов, С. Н. Нагорных, *ФТТ*, **37**, № 10: 3169 (1995).
 115. M. Zaiser and P. Hahner, *Phys. Stat. Sol. A*, **199**, No.2: 267 (1997).

116. E. C. Aifantis, *Proceedings of the Natural Science Foundation* (Atlanta: Georgia Institute Technology: 1982), p. 1.
117. E. C. Aifantis, *Int. J. Plasticity*, **3**, No. 3: 211 (1987).
118. E. C. Aifantis, *Int. J. Engng. Sci.*, **30**, No. 10: 1279 (1992).
119. E. C. Aifantis, *Handbook Materials Behavior* (New York: Academic Press: 2001), p. 291.
120. В. И. Кринский, А. М. Жаботинский, *Автоволновые процессы в системах с диффузией* (Горький: Ин-т прикл. физики АН СССР: 1981), с. 6.
121. В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно. *Автоволновые процессы* (Москва: Наука: 1987).
122. Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, Н. М. Мних, А. И. Олемской, *Известия вузов. Черн. металл.*, № 10: 79 (1990).
123. Л. Б. Зуев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **16**, № 10: 31 (1994).
124. А. М. Косевич, *Дислокации в теории упругости* (Киев: Наукова думка: 1987).
125. Н. И. Безухов, *Основы теории упругости, пластичности и ползучести* (Москва: Высшая школа: 1968).
126. А. С. Тихонов, В. Г. Осипов, С. И. Булат, *Деформируемость металлов и бинарных сплавов* (Москва: Наука: 1971).
127. Н. Н. Туницкий, В. А. Каминский, С. Ф. Тимашев, *Методы физико-химической кинетики* (Москва: Химия: 1972).
128. А. Н. Колмогоров, И. Г. Петровский, Н. С. Пискунов, *Бюлл. МГУ. Сер. А. Мат. и мех.*, **1**, № 1: 6 (1937).
129. Ю. М. Романовский, Н. В. Степанова, Д. С. Чернавский, *Математическая биофизика* (Москва: Наука: 1984).
130. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, *УФН*, **157**, № 2: 201 (1989).
131. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, *УФН*, **160**, № 9: 2 (1990).
132. Г. Донт, *Ультразвуковые методы исследования дислокаций* (Москва: ИИЛ: 1963), с. 95.
133. А. Н. Орлов, *Вопросы теории дефектов в кристаллах* (Ленинград: Наука: 1987), с. 6.
134. В. С. Митлин, В. Н. Николаевский, *ДАН СССР*, **315**, № 5: 1093 (1990).
135. А. А. Самарский, Н. В. Змитренко, С. П. Курдюмов, А. Н. Михайлов, *ДАН СССР*, **227**, № 2: 321 (1976).
136. А. А. Самарский, Г. Г. Еленин, Н. В. Змитренко, С. П. Курдюмов и др., *ДАН СССР*, **237**, № 6: 1330 (1977).
137. L. B. Zuev and V. I. Danilov, *Int. J. Solids Structures*, **34**, No. 12: 3795 (1997).
138. L. B. Zuev and V. I. Danilov, *Theor. and Appl. Fracture Mech.*, **30**, No. 11: 175 (1998).
139. L. B. Zuev and V. I. Danilov, *Philos. Mag. A*, **79**, No. 1: 43 (1999).
140. В. Л. Попов, *Письма в ЖТФ*, **21**, № 2: 89 (1995).
141. В. Эбелинг, *Образование структур при необратимых процессах* (Москва: Мир: 1979).
142. В. М. Андронов, А. М. Гвоздилов, *ФММ*, **63**, № 6: 1212 (1987).
143. A. Ziegenbein, H. Voss, J. Plessner, A. Hampel, and H. Neuhäuser, *Strength of Materials* (Tokyo: The Japan Inst. Metals: 1994), p. 303.
144. H. Tsukahara and T. lung, *J. Phys. IV (France)*, **9**, No. 9: 156 (1999).
145. L. B. Zuev, *Ann. Phys.*, **10**, No. 11–12: (2001).
146. П. Фелтам, *Деформация и прочность материалов* (Москва: Металлургия, 1968).
147. Л. Б. Зуев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **18**, № 5: 55 (1996).

148. L. Anand and S. R. Kalidindi, *Mech. Mater.*, **17**: 223 (1994).
149. П. Н. Анцифоров, Е. Э. Засимчук, *ДАН СССР*, **268**, № 5: 1116 (1983).
150. Е. Э. Засимчук, Л. И. Маркашова, *Микрополосы в деформированных прокатной монокристаллах никеля* (Киев: 1988) (Препр. № 23.88 ИМФ АН УССР).
151. В. И. Владимиров, *Вопросы теории дефектов в кристаллах* (Ленинград: Наука: 1987), с. 43.
152. Т. Судзуки, Х. Ёсинага, С. Такеути, *Динамика дислокаций и пластичность* (Москва: Мир: 1989).
153. А. И. Лотков, А. В. Кузнецов, *ФММ*, **66**, № 5: 903 (1988).
154. В. С. Бойко, Р. И. Гарбер, А. М. Косевич, *Обратимая пластичность кристаллов* (Москва: Наука: 1991).
155. В. Е. Панин, В. А. Лихачев, Ю. В. Гриняев, *Структурные уровни деформации твердых тел* (Новосибирск: Наука: 1985).
156. V. I. Danilov, G. N. Narimanova, and L. B. Zuev, *Int. J. Fracture*, **101**, No. 3: L35 (2000).
157. В. И. Данилов, Г. Н. Нариманова, Л. Б. Зуев, *Металлофиз. новейшие технол.*, **22**, № 6: 56 (2000).
158. Дж. Ирвин, П. Парис, *Разрушение* (Москва: Мир: 1976), т. 3, с. 17.
159. Р. И. Гарбер, И. В. Обреимов, Л. М. Поляков, *ДАН СССР*, **108**, № 3: 425 (1956).
160. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах* (Москва: Мир: 1979).
161. И. И. Блехман, *Синхронизация в науке и технике* (Москва: Наука: 1981).
162. Л. Б. Зуев, И. Ю. Зыков, В. И. Данилов, С. Ю. Заводчиков, *ПМТФ*, **41**, № 6: 133 (2000).
163. А. Ю. Лоскутов, А. С. Михайлов, *Введение в синергетику* (Москва: Наука: 1990).
164. J. F. Bell, *Int. J. Plasticity*, **3**, No. 2: 91 (1987).
165. А. Н. Заикин, Т. Я. Морозова, *Биофизика*, **24**, № 1: 124 (1978).
166. В. Л. Колмогоров, *Напряжения. Деформации. Разрушение* (Москва: Металлургия: 1970).
167. А. С. Займовский, А. В. Никулина, Н. Г. Решетников, *Циркониевые сплавы в атомной энергетике* (Москва: Энергоиздат: 1981).
168. В. И. Данилов, С. Ю. Заводчиков, Т. М. Полетика, Б. С. Семухин и др., *Материаловедение*, № 8–9: 37 (1997).
169. Т. М. Полетика, И. Ю. Зыков, Н. В. Карташова, С. Ю. Заводчиков и др., *Материаловедение*, № 10: 32 (1999).
170. L. B. Zuev, V. I. Danilov, S. Y. Zavodchikov, V. A. Kotrechov et al., *Metall*, **52**, No. 7–8: 455 (1998).
171. L. B. Zuev and S. Y. Zavodchikov, *Tech. Mech.* **19**, No. 1: 49 (1999).
172. L. B. Zuev, V. I. Danilov, S. A. Barannikova, I. Y. Zykov et al., *Metal Forming 2000* (Rotterdam: A. A. Balkema: 2000), p. 537.
173. В. И. Данилов, А. А. Яворский, Л. Б. Зуев, В. Е. Панин, *Известия вузов. Физика*, № 4: 5 (1991).
174. В. И. Данилов, В. Е. Панин, Н. М. Мних, Л. Б. Зуев, *ФММ*, № 6: 189 (1990).
175. В. И. Данилов, С. В. Евсиков, Л. Б. Зуев, *ФММ*, № 5: 189 (1991).
176. Л. Б. Зуев, В. В. Горбатенко, В. И. Данилов, *ФХММ*, **27**, № 4: 92 (1991).
177. У. Ростокер, Дж. Мак-Коги, Г. Маркус, *Хрупкость под действием жидких металлов* (Москва: ИИЛ: 1962).

178. Л. Б. Зуев, В. Е. Громов, Н. В. Пекер, *Металлофизика*, **14**, № 11: 88 (1992).
179. J. P. Billingsley, *Int. J. Solids Structures*, **38**, No. 24–25: 4221 (2001).
180. *Nonlinear Wave Processes in Excitable Media. Proc. of a NATO Advanced Res. Workshop* (New York: Plenum Press: 1989).
181. А. М. Косевич, А. С. Ковалев, *Введение в нелинейную физическую механику* (Киев: Наукова думка: 1989).
182. Э. В. Козлов, В. А. Старенченко, Н. А. Конева, *Металлы*, № 8: 152 (1993).
183. С. И. Селицер, *Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации* (Киев: Наукова думка: 1987), с. 167.
184. G. Taylor, *Proc. Roy. Soc.*, **A145**: 362 (1934).
185. E. Orowan, *Zs. Phys.*, **89**: 605 (1934).