

# О природе крупномасштабных корреляций при пластическом течении

© Л.Б. Зуев, В.И. Данилов

Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук, 634021 Томск, Россия

(Поступила в Редакцию 28 января 1997 г.)

Рассмотрена природа крупномасштабных корреляций в расположении очагов пластического течения при деформации кристаллических твердых тел. Показано, что закономерности рождения и развития таких очагов могут быть описаны как различные типы автоволн, возникающих за счет процессов самоорганизации. Приведены примеры экспериментально наблюдаемых при деформации моно- и поликристаллов металлов и сплавов автоволновых процессов типа волн возбуждения и фазовых волн. Оценены некоторые численные параметры автоволновых процессов.

## 1. Экспериментальные данные

Развитие представлений о пластической деформации как о коллективном процессе [1] основано на наблюдении и осмыслении многочисленных фактов, свидетельствующих о существовании пространственно-временной корреляции в распределении и эволюции очагов пластического течения в объеме деформируемого тела. Эта идея, восходящая еще к наблюдениям Чернова [2], получила в последнее время существенное развитие в мезомеханике материалов [3] в связи с использованием для анализа пластической деформации новых экспериментальных методик, существенно расширяющих представления о деталях процесса пластического течения. Таков, например, спекл-интерферометрический метод [4], позволяющий восстановить поле векторов смещений  $r(x, y)$  и далее рассчитать компоненты тензора пластической дисторсии (удлинение  $\varepsilon_{xx}$ , сдвиг  $\varepsilon_{xy}$ , поворот  $\omega_z$ ) во всех точках деформируемого объекта. Его применение к изучению пластического течения моно- и поликристаллов различных металлов и сплавов [3,5–7] позволило установить однозначное соответствие между формой кривой пластического течения  $\sigma(\varepsilon)$  и картинами распределения компонент тензора пластической дисторсии и проследить за их эволюцией. Экспериментальные исследования процессов пластического течения были проведены с помощью такой методики на монокристаллах сплава Cu + 10% Ni + 6% Sn (в закаленном на ГЦК-твердый раствор и упрочненном частицами интерметаллида  $(Cu, Ni)_3Sn$  состояниях), аустенитной высокоазотистой стали (0.013% C, 18% Cr, 12% Ni, 2.3% Mo, 0.35–0.55% N), сплава NiTi с деформацией мартенситного превращения, а также на поликристаллах Al, сплавов Fe + 3% Si и Ni<sub>3</sub>Mn (упорядоченное состояние), мало- и среднеуглеродистой сталях.

Сопоставительный анализ результатов исследований позволил установить соответствие между стадийностью кривой пластического течения  $\sigma(\varepsilon)$  материала и характером наблюдаемых в нем пространственно-временных картин распределения компонент тензора пластической дисторсии в ходе их эволюции. Полученные данные позволили сделать следующие обобщения.

1) На площадках текучести, когда коэффициент деформационного упрочнения  $\Theta = d\sigma/d\varepsilon = 0$ , наблюдается движение вдоль образца одиночного фронта пластической деформации, разделяющего области, находящиеся в упругонапряженном и пластическом состояниях. Такие картины наблюдались нами при деформации малоуглеродистой стали (известный фронт полосы Людерса), упорядоченного сплава Ni<sub>3</sub>Mn, а также монокристаллов аустенитной стали, закаленного сплава Cu + 10% Ni + 6% Sn и никелида титана NiTi. Примеры наблюдаемых в этом случае картин приведены на рис. 1, 2 для случаев дислокационной деформации и деформации мартенситного превращения.

2) При линейном упрочнении ( $\Theta = \text{const} > 0$ ) наблюдалось распространение с постоянной скоростью эквидистантной последовательности очагов пластической деформации (монокристаллы сплава Cu + 10% Ni + 6% Sn в закаленном состоянии, монокристаллы высокоазотистой стали). Типичная пространственно-временная картина такого типа приведена на рис. 3.

3) В случае параболического упрочнения ( $\Theta \sim \varepsilon^{1/2}$ ) наблюдались локализованные в пространстве образцы зоны пластического течения, не меняющие своего положения на протяжении соответствующего этапа пластического течения. Подобные картины (пример показан на

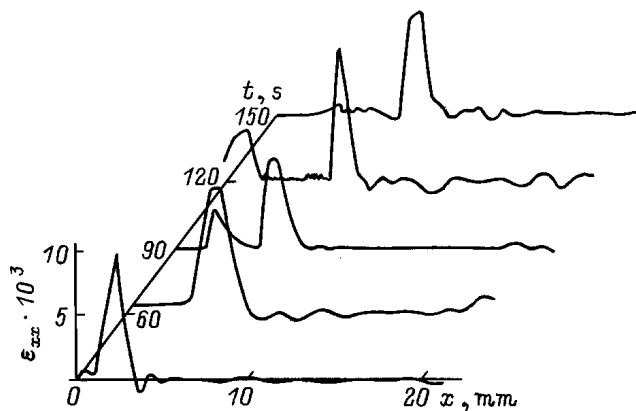


Рис. 1. Движение фронта пластического течения на площадке текучести сплава Cu–Ni–Sn. Монокристалл, растяжение вдоль [111], закаленное состояние.

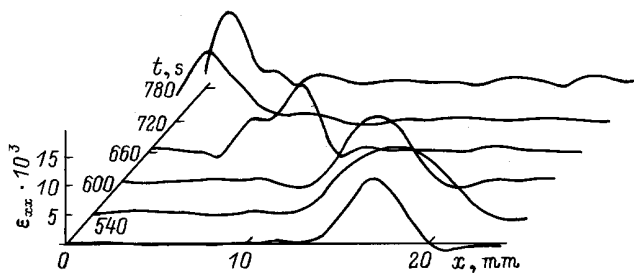


Рис. 2. Движение фронта пластического течения в сплаве NiTi. Монокристалл, растяжение вдоль [112].

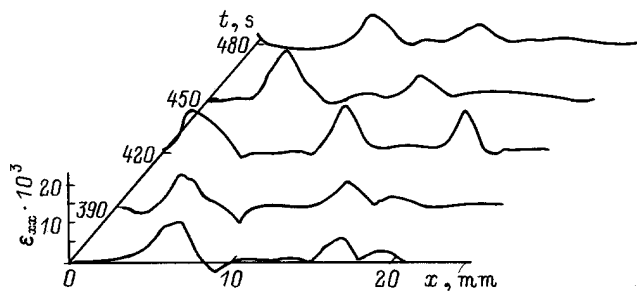


Рис. 3. Волновой процесс пластического течения в высокоазотистой аустенитной стали. Монокристалл, растяжение вдоль [111].

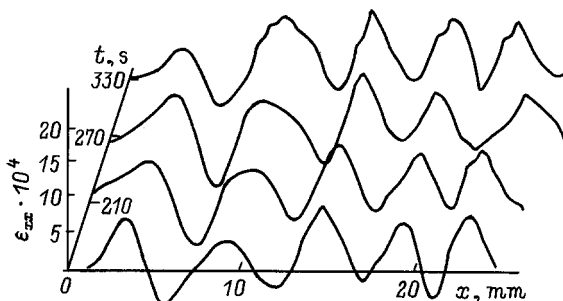


Рис. 4. Стационарная диссипативная структура при деформации поликристаллического Al.

рис. 4) были характерны для деформации монокристаллов сплава  $\text{Cu} + 10\% \text{Ni} + 6\% \text{Sn}$  в дисперсионно упрочненном состоянии, никелида титана, высокоазотистой стали при некоторых ориентациях, поликристаллов Al, кремнистого железа  $\text{Fe} + 3\% \text{Si}$  и ряда сталей.

4) На разных стадиях кривой  $\sigma(\varepsilon)$  одного и того же образца может наблюдаться последовательно несколько типичных картин распределения компонент тензора пластической дисторсии, например смена одиночного фронта серией движущихся фронтов или переход от такой серии к системе локализованных стационарных зон пластической деформации. Переход от одной стадии течения к другой с соответствующим изменением коэффициента деформационного упрочнения реализуется через этап хаотического распределения компонент тензора пластической дисторсии.

5) Эволюция пространственно-временных картин пластического течения завершается формированием одиночного стационарного максимума всех компонент тензора пластической дисторсии, локализованного в месте будущего вязкого разрушения. Фактически, в этом случае обнаруживается ранняя стадия формирования шейки, когда ее наблюдение еще невозможно обычными методами.

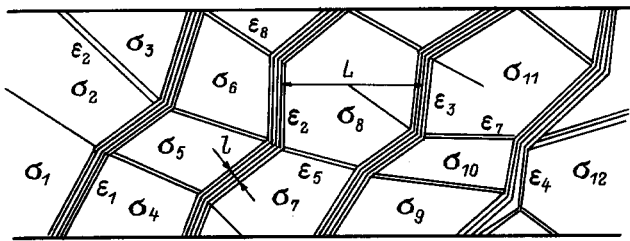
Поскольку исследованные моно- и поликристаллы охватывают основные классы материалов, деформирующихся как дислокационными механизмами, так и за счет мартенситного превращения, можно предположить, что наблюдаемые закономерности являются в достаточной степени общими и отражают главные макроскопические особенности процессов пластического течения. Приведенные данные могут рассматриваться как указания на то, что пластическая деформация протекает коррелированно по всему объему образца, и формы такой корреляции вполне исчерпываются перечисленными выше закономерностями. В связи со сказанным важная проблема анализа пластической деформации, по крайней мере на макроскопическом масштабном уровне, состоит в необходимости выбора достаточно универсального способа описания подобных крупномасштабных корреляций.

## 2. Деформация как автоволновой процесс

Рассмотрим новый подход к проблеме пластичности кристаллов, основанный на учете явлений самоорганизации, понимая при этом под самоорганизацией, как в [8], обретение системой пространственной, временной или функциональной структуры без специфического воздействия извне. Подобные синергетические модели широко используются в последнее время для описания процессов формирования пространственно-временных упорядоченных структур в биологических и химических системах [9], плазме [10] и других объектах [11]. Как показали авторы [9,11], в этих случаях наблюдаемые эффекты описываются решениями параболических дифференциальных уравнений типа (здесь и далее нижние индексы означают дифференцирование по соответствующей переменной)

$$X_t = f(X) + DX_{xx}, \quad (1)$$

где  $X$  — параметр, описывающий динамику процессов в системе,  $f(X)$  — так называемая "точечная кинетика" (нелинейная функция, описывающая скорость изменения  $X$  в локальном микрообъеме),  $D$  — транспортный коэффициент с размерностью коэффициента диффузии ( $\text{m}^2/\text{s}$ ),  $t$  и  $x$  — время и координата. Наличие первой производной по времени в уравнении (1) указывает на его применимость к описанию необратимых процессов. В перечисленных выше задачах [9–11] наблюдаются пространственно-временные закономерности, аналогичные наблюдаемым при деформации (рис. 1–4), что делает использование такого подхода в физике пластичности весьма заманчивым.



**Рис. 5.** Схема деформируемой среды. К объяснению масштабов деформационных процессов.  $L$  — характерный масштаб макроуровня, тождественный длине автоволны  $\xi$ .  $l$  — характерный масштаб мезоуровня, тождественный ширине деформационного фронта.

Для применения подобного синергетического подхода к проблеме пластичности необходим физически обоснованный выбор параметра  $X$ , удобного для описания деформируемой системы. Имея в виду экспериментальную возможность прямого измерения деформаций, положим, что такой величиной является  $\epsilon$ . При этом используется естественное и достаточно убедительно обоснованное (см., например, [12]) предположение о том, что среда в ходе пластического течения представляет собой мозаику по-разному деформированных областей (рис. 5). Пластические сдвиги в ней распределены стохастически, так что локальная деформация  $\epsilon = \epsilon(r, t)$  ( $r$  — координата,  $t$  — время). В этом случае пластическое течение имеет смысл описывать как диффузионный процесс [13,14], используя в качестве  $X$  пластическую деформацию  $\epsilon$  и подчиняя ее уравнению неразрывности потока

$$\epsilon_t = \nabla [D(r, t) \nabla \epsilon], \quad (2)$$

где величина в квадратных скобках — поток деформации в поле градиента деформации,  $\nabla$  — оператор "набла". Отметим, что такой "диффузионный" подход ранее уже использовался в [15] для описания родственной проблемы — перераспределения напряжений при деформации горных пород. Ограничившись анализом одномерного случая растяжения вдоль оси  $x$ , получим уравнение, аналогичное (1),

$$\epsilon_t = \epsilon_x D_x + D \epsilon_{xx} = \chi(\epsilon, \sigma) + D \epsilon_{xx}, \quad (3)$$

где  $\chi(\epsilon, \sigma) = \epsilon_x D_x$  — нелинейная функция деформации и напряжения. Параболическое дифференциальное уравнение такого типа, как известно [8–11], является базовым для описания так называемых автоволновых процессов [16], возникающих в системах при монотонном внешнем воздействии на них. Можно проследить взаимосвязь (3) с уравнениями дислокационной кинетики [17]. Полагая, что при равномерном распределении дислокаций  $\epsilon_x \approx b\rho$  [18], и используя для коэффициента  $D$  "диффузионное" представление  $D = \Lambda v$ , где  $\Lambda$  — характерная длина, получим при  $v = v_{\text{disl}} = \text{const}$

$$\epsilon_t = ab\rho v_{\text{disl}} + D^\epsilon \epsilon_{xx}. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha = \Lambda_x$  — безразмерный коэффициент, а первый член в правой части совпадает, очевидно, с правой частью известного уравнения Тейлора–Орована, используемого для описания дислокационной кинетики пластической деформации [13,17],

$$\epsilon_t = b\rho v_{\text{disl}}. \quad (5)$$

Из сравнения (4) и (5) ясно, что последнее фактически описывает только "точечную кинетику" деформируемой системы — элементарный релаксационный акт, часто протекающий как нелинейный процесс скачкообразной деформации [17,19]. Макроскопическая же пластическая деформация в рамках синергетического подхода, очевидно, является результатом полной или частичной синхронизации таких элементарных актов во времени и в пространстве [9].

На принципиальную необходимость синергетического подхода к описанию пластической деформации указал Пригожин [20]; практически независимо эти идеи были развиты Айфантисом [21], Малыгиным [22,23] и авторами настоящей работы [6,24]. Известно [10,11], что для адекватного описания процессов самоорганизации в большинстве реальных ситуаций необходима двухкомпонентная модель, в которой уравнениями типа (3) описывается поведение двух контролирующих эволюцию среды конкурирующих факторов: автокаталитического и демпфирующего. Среды подобного типа, в которых реализуется положительная обратная связь по одному из параметров — активатору, принято называть активными [10]. При феноменологическом описании пластического течения имеет смысл в соответствии с [20] автокаталитическим фактором считать пластическую деформацию, подчиняющуюся уравнению (3), а демпфирующим — упругие напряжения, для которых по аналогии с (3) следует записать уравнение

$$\sigma_t = \phi(\sigma, \epsilon) + D^\alpha \sigma_{xx}, \quad (6)$$

где  $\phi(\sigma, \epsilon)$  — нелинейная функция напряжений и деформации, определяющаяся как внешними нагрузками, так и внутренними упругими полями концентраторов напряжений, существующих и возникающих в деформируемом теле.

Остановимся более подробно на обосновании выбора автокаталитического и демпфирующего факторов при пластической деформации. Тензор пластической деформации можно представить в виде суммы шарового тензора и тензора-девиатора [25]. При этом пластические сдвиги инициируются девиаторной частью, а шаровая (гидростатическая) часть ответственна только за упругое изменение объема при всестороннем сжатии или растяжении. Известно, что гидростатическая компонента деформации или напряжения затрудняет пластическую деформацию [18] и с этой точки зрения должна служить демпфирующим фактором при пластическом течении. Таким образом, введение автокаталитического и демпфирующего факторов формально равносильно традиционному

приему разбиения тензора напряжений на шаровую и девиаторную части [25]. Заметим, что случайные поля деформаций  $\varepsilon(x, t)$  и упругих напряжений  $\sigma(x, t)$  взаимосвязаны, но не обязательно пространственно совпадают (рис. 5). По нашему мнению, использование в качестве контролирующей деформацию факторов напряжений и деформаций является более удобным особенно для ситуации микроскопического масштаба, чем, например, использование плотности подвижных и неподвижных дислокаций, как это сделано в [22,23,26,27], поскольку имеется возможность прямого экспериментального определения по крайней мере одного из факторов —  $\varepsilon$ .

Предложенная модель деформируемой среды (рис. 5) вполне аналогична разработанной в известном мезомеханическом подходе [3], согласно которому деформационные процессы локализуются на границах между блоками с разным уровнем напряжений, в результате чего сами блоки движутся как целое. Заметим, что такая же ситуация создается и при малых деформациях за счет движения дислокаций, когда деформируемый объем разбивается на фрагменты тонкими дислокационными линиями скольжения.

Для решения системы уравнений (3) и (6) необходима физическая или аксиоматическая формализация функций  $\chi(\varepsilon, \sigma)$  и  $\phi(\varepsilon, \sigma)$ , что является нетривиальной проблемой, как следует из [9–11], где этот вопрос рассмотрен подробно на примере процессов рождения и эволюции структур в физических, химических и биологических системах. В наших работах [6,24] предложены два варианта записи нелинейных функций  $\chi(\varepsilon, \sigma)$  и  $\phi(\varepsilon, \sigma)$  и на основе их качественного анализа показана возможность существования автоволновых процессов типа волны переключения или фазовой автоволны в деформируемых средах. В то же время многие закономерности пластического течения в подобных ситуациях могут быть поняты на основе анализа диффузионных членов в этих уравнениях.

### 3. О некоторых особенностях автоволновых процессов пластического течения

Накопленный к настоящему времени достаточно большой объем экспериментальных данных свидетельствует о том, что крупномасштабная пространственно-временная корреляция в распределении деформаций по объему образца на всех этапах пластического течения имеет форму волн с характерными длиной  $5 < \xi < 10 \text{ mm}$  и периодом  $\tau \approx 10^2 \text{ s}$ . Им могут быть сопоставлены вполне определенные типы особенностей, описанных в [8,11,16]. Так, распространение фронтов пластической деформации (рис. 1,2) соответствует автоволне возбуждения. Последовательность движущихся синхронно очагов пластического течения (рис. 3) отвечает фазовой автоволне, а неподвижные распределения (рис. 4) могут интерпретироваться как стационарные

диссипативные структуры. Очевидно, масштабные характеристики всех автоволновых структур определяются пространственными членами в уравнениях (3) и (6). Поэтому очень важна оценка соотношения между "диффузионными" коэффициентами  $D^\varepsilon$  в (3) и  $D^\sigma$  в (6), для которых можно записать соответственно

$$D^\varepsilon = \Lambda^\varepsilon v^\varepsilon, \quad (7a)$$

$$D^\sigma = \Lambda^\sigma v^\sigma, \quad (7b)$$

где  $\Lambda$  — масштабные множители, а  $v$  — скорости передачи взаимодействий, отвечающих автокаталитическому ( $\varepsilon$ ) и демпфирующему ( $\sigma$ ) факторам. Величины  $D$  могут быть получены из экспериментальных данных [5–7]; они составляют  $D^\sigma \approx 1 \text{ m/s}^2$ ,  $D^\varepsilon \approx 10^{-8} \text{ m/s}^2$  [28]. Для скоростей примем следующие физически очевидные оценки:  $v^\sigma$  — скорость перераспределения напряжений, т.е.  $v^\sigma = v_s = (E/\rho_0)^{1/2} \approx 2000\text{--}3000 \text{ m/s}$  ( $E$  — модуль упругости,  $\rho_0$  — плотность вещества), а  $v^\varepsilon = v_{\text{disl}} \approx 10\text{--}100 \text{ m/s}$  [17] (квазивязкое движение). При этих условиях для масштабных множителей получается  $\Lambda^\varepsilon \approx 10^{-9} \text{ m} = b$ , а  $\Lambda^\sigma \approx 10^{-3} \text{ m} = l_{\text{meso}}$  ( $10^{-3} \text{ m}$  — характерный масштаб мезоскопического уровня пластического течения [3]), т.е. для мезоуровня

$$D^\varepsilon = b v_{\text{disl}}, \quad (8a)$$

а для макроуровня

$$D^\sigma = l_{\text{meso}} v_s, \quad (8b)$$

что обеспечивает, как показано в [28], иерархическую соподчиненность макро-, мезо- и микроскопического уровней пластического течения [3], состоящую в том, что характерный масштаб нижележащего уровня определяет величину транспортного коэффициента для вышележащего уровня, входя в соответствующий коэффициент  $D$  в виде множителя.

При анализе уравнений (3), (6) и явлений, которые ими описываются, возникает вопрос о скорости распространения автоволн пластической деформации. Экспериментально наблюдаемая [5–7] скорость перемещения очагов локализации деформации  $v_f \approx 10^{-5} \text{ m/s} \ll v_{\text{disl}} \ll v_s$ , т.е. существенно меньше скорости физических процессов в деформируемой среде. Именно такая ситуация характерна для автоволн [11,16]. Причина состоит в том, что в этом случае [29] отдельные части системы обмениваются информационными (управляющими) сигналами типа упругих волн, а скорость перемещения фронта определяется большим временем реализации отдельных релаксационных актов пластической деформации термоактивационной природы [17,19], так что эффективная скорость распространения деформации оказывается меньше  $v_{\text{disl}}$ .

Наконец, как следует из экспериментальных данных, почти во всех случаях, когда наблюдались автоволны, их длина оказывалась  $\sim 5\text{--}10 \text{ mm}$  и практически не зависела от условий деформирования и сорта материала.

Подобная независимость является характерным свойством автоволновых процессов в нелинейных средах, где эта величина определяется локальными взаимодействиями [9,11], как правило не имеющими макроскопического масштаба [11]. Во многих случаях характерный параметр системы ("фундаментальная длина" [30]) может быть вычислен с учетом уравнений (3) или (6). Используя решение, полученное в [30], оценим фундаментальную длину  $\xi$ , тождественную, очевидно, в нашем случае длине автоволны, следующим образом ( $\Omega \approx 10^2$  s — время релаксации [24]):

$$\xi \approx 2\pi(2D^e\Omega)^{1/2}. \quad (9)$$

Подстановка в (9) приведенных выше значений величин дает  $\xi \approx 6$  мкм, что хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемой длиной волны. Заметим, что понижение температуры испытаний от 300 до 200 К в случае поликристаллов Al привело к возрастанию пространственного масштаба корреляции (длины волны) с 5 (рис. 4) до 8 мкм, что может быть легко объяснено увеличением длительности термически активированного акта пластической деформации, определяющего  $\Omega$  в (9).

Таким образом, на основе анализа экспериментальных данных показано, что крупномасштабные корреляции в локализации пластического течения могут быть описаны как различные варианты автоволновых процессов в активной деформируемой среде. При этом в зависимости от механизма пластической деформации и стадии течения могут наблюдаться автоволны возбуждения, фазовые автоволны, стационарные диссипативные структуры.

Формирование таких автоволновых структур определяется автокаталитическим и демпфирующим факторами, контролирующими течение деформационного процесса. В качестве указанных факторов могут быть использованы деформации и упругие напряжения (шаровая часть тензора упругих напряжений) соответственно. Количественные характеристики автоволновых структур взаимосвязаны между собой и определяются параметрами дефектной структуры деформируемой среды на соответствующем масштабном уровне.

## Список литературы

- [1] В.И. Владимиров. Вопросы теории дефектов в кристаллах. Наука, Л. (1987). С. 43–57.
- [2] Д.К. Чернов и наука о металлах / Под ред. Н.Т. Гудцова. Металлургиздат, М. (1950). С. 196–207.
- [3] Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов / Под ред. В.Е. Панина. Наука, Новосибирск (1995). Т. 1. 250 с.
- [4] Р. Джоунс, К. Уайкс. Голографическая и спекл-интерферометрия. Мир, М. (1986). 327 с.
- [5] Л.Б. Зуев, В.И. Данилов, Н.В. Карташова. Письма в ЖЭТФ **60**, 7, 538 (1994).
- [6] Л.Б. Зуев, В.И. Данилов, В.В. Горбатенко. ЖТФ **65**, 5, 91 (1995).
- [7] Л.Б. Зуев, Н.В. Карташова, В.И. Данилов. ЖТФ **66**, 11, 190 (1996).
- [8] Г. Хакен. Информация и самоорганизация. Мир, М. (1991). 240 с.
- [9] Ю.М. Романовский, Н.В. Степанова, Д.С. Чернавский. Математическая биофизика. Наука, М. (1984). 304 с.
- [10] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. УФН. **157**, 2, 201 (1989).
- [11] В.И. Кринский, А.М. Жаботинский. Автоволновые процессы в системах с диффузией. Изд-во ИПФ АН СССР. Горький (1981). С. 6–32.
- [12] Р.И. Гарбер, И.В. Обреимов, Я.М. Поляков. ДАН СССР **108**, 2, 425 (1956).
- [13] А.Н. Орлов. В кн: Вопросы теории дефектов в кристаллах. Наука, Л. (1987). С. 6–24.
- [14] С.И. Селицер. Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации. Наук. думка, Киев (1989). С. 167–195.
- [15] В.С. Митлин, В.Н. Николаевский. ДАН СССР **315**, 5, 1093 (1990).
- [16] В.А. Васильев, Ю.М. Романовский, В.Г. Яхно. Автоволновые процессы. Наука, М. (1987). 280 с.
- [17] Б.И. Смирнов. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Наука, Л. (1981). 232 с.
- [18] А.М. Косевич. Физическая механика реальных кристаллов. Наук. думка, Киев. (1981). 327 с.
- [19] О.В. Клявин. Физические процессы пластической деформации при низких температурах. Наук. думка, Киев (1974). С. 5–30.
- [20] Г. Николис, И. Пригожин. Познание сложного. Мир, М. (1990). 342 с.
- [21] Е.С. Aifantis. Int. J. Eng. Sci. **30**, 10, 1279 (1992).
- [22] Г.А. Малыгин. ФТТ **32**, 4, 1102 (1990).
- [23] Г.А. Малыгин. ФТТ **37**, 1, 3 (1995).
- [24] Л.Б. Зуев. Металлофизика и новейш. технол. **16**, 10, 31 (1994).
- [25] Т. Томас. Пластическое течение и разрушение в твердых телах. Мир, М. (1964). 308 с.
- [26] Ш.Х. Ханнанов. ФММ, **4**, 14 (1992).
- [27] С.Н. Нагорных, Г.Ф. Сарафанов. Металлы, **3**, 199 (1993).
- [28] Л.Б. Зуев. Металлофизика и новейш. технол. **18**, 5, 55 (1996).
- [29] Г. Николис, И. Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах. Мир, М. (1979). 512 с.
- [30] А.А. Самарский, Н.В. Змитриенко, С.П. Курдюмов, А.П. Михайлов. ДАН СССР **227**, 2, 321 (1976).