

14,08

Двухкомпонентная модель автоволновой пластичности. Макромасштаб и инварианты пластической деформации

© Л.Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
Томск, Россия

E-mail: lbz@ispms.ru

Поступила в Редакцию 13 мая 2025 г.

В окончательной редакции 27 мая 2025 г.

Принята к публикации 29 мая 2025 г.

Рассмотрены структура двухкомпонентной модели локализованной пластичности и сценарий рождения макроскопических масштабов пластического течения в ее рамках. Предложен и количественно обоснован механизм возникновения макроскопического автоволнового масштаба при развитии пластической деформации. Описаны условия расслоения деформируемой среды на динамическую и информационную подсистемы и проанализированы их роли в образовании макроскопических масштабов порядка длины автоволны локализованной пластичности. Объяснена природа связи между возникновением макроскопического масштаба при пластическом течении и упругопластическим инвариантом деформации, ранее установленным экспериментально.

Ключевые слова: деформация, пластичность, локализация, модель, масштаб, самоорганизация.

DOI: 10.61011/FTT.2025.06.60954.114-25

1. Введение

В основе развиваемой в настоящее время автоволновой теории пластичности [1–3] лежат представления о том, что неоднородность деформации, которая является неотъемлемым признаком пластического течения, есть результат самоорганизации дефектного ансамбля деформируемой среды. Эта идея, выдвинутая впервые Зегером и Франком в работе [4], была поддержана заявлением авторов [5] о том, что пластичность нельзя объяснять на чисто механической основе, но следует рассматривать как часть проблематики нелинейных динамических систем, работающих вдали от равновесия — синергетики.

В синергетике, специально созданной для объяснения самопроизвольного рождения структур в таких системах, серьезной проблемой является механизм спонтанного возникновения крупномасштабной когерентности в средах со взаимодействиями микроскопического масштаба [5,6]. Сказанное в полной мере относится к пластической деформации. В физике пластичности, развиваемой на базе теории дислокаций [7–9], пространственные масштабы взаимодействий заданы вектором Бюргера дислокаций $b \approx 10^{-10}$ м. Возникающие в процессе пластического течения дислокационные ансамбли с характерными размерами $\delta \approx 10^{-6}$ м [9] (рис. 1, *a*) и наблюдаемый паттерн локализованной пластичности с макроскопическим масштабом (длиной когерентности) $\lambda \approx 10^{-2}$ м (рис. 1, *b*) [1–3] не находят объяснений в рамках традиционных подходов. Выяснение физической природы соотношения $\lambda \gg \delta \gg b$ могло бы стать ключом к использованию идей и понятий синергетики в изучении феномена пластичности. Такая попытка пред-

принята в данной работе, посвященной физическому обоснованию решения проблемы масштабного соотношения.

2. Генезис двухкомпонентной модели пластического течения

Достижение названной цели невозможно без создания адекватной модели пластического течения. Одно из очевидных требований, которое *a priori* должно быть применено к такой теории, состоит в необходимости использовать дислокационные представления, так как именно на теории дислокаций основано большинство работоспособных моделей физики пластичности [7–9].

2.1. Модель термоактивированного течения Инденбома–Орлова–Эстрина

По этой причине новая модель пластического течения была построена на основе строго обоснованной физически и многократно проверенной экспериментально теории термически активированной пластической деформации Инденбома–Орлова–Эстрина [10], в которой основными элементами являются распределенные по объему деформируемой среды заторможенные дислокационные сдвиги (плоские скопления) [7,8]. Процесс пластического течения в модели [10] описывается последовательностью независимых актов термоактивированной релаксации (распада) и рождения концентраторов, и она описывает пластическое течение как однородное, не объясняя эффектов локализации и рождения макроскопического масштаба.

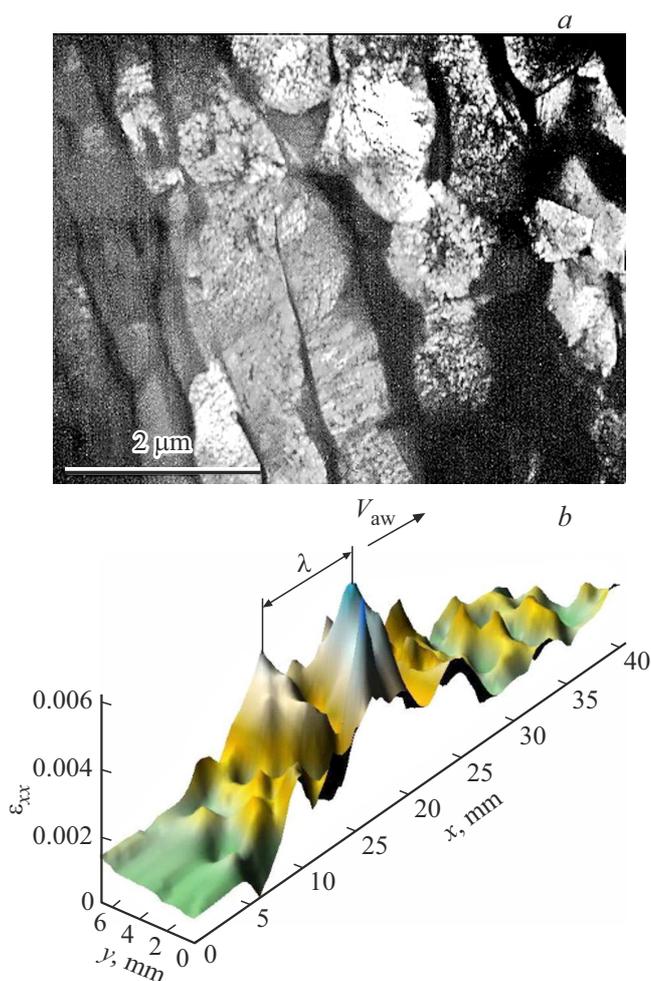


Рис. 1. Примеры крупномасштабных неоднородностей структуры при пластической деформации. Дислокационная субструктура деформированного Zr (a); паттерн локализованной пластичности при деформации Al [3] (b). ϵ_{xx} -продольная компонента тензора пластической дисторсии.

Скорость деформации при термически активированном сдвиге в акте релаксации определяется соотношением Аррениуса [10–12]

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{U_0 - \gamma\sigma}{k_B T}\right), \quad (1)$$

в котором $\dot{\epsilon} = \text{const}$, U_0 — высота потенциального барьера, блокирующего элементарный сдвиг, σ — действующее напряжение, k_B — постоянная Больцмана, T — температура. Активационный объем процесса преодоления барьера γ может рассматриваться как количественная мера концентрации напряжений [11].

2.2. Двухкомпонентная модель локализованной пластичности. Структура

Двухкомпонентная модель локализованной пластичности [1–3] построена для учета коррелированного

развития сдвигов. Чтобы реализовать эту возможность, термоактивационная модель [10] дополняется принципом [13], согласно которому самоорганизующиеся системы самопроизвольно расслаиваются на взаимосвязанные динамическую (силовую) и информационную (сигнальную) подсистемы. Первая включает элементы, меняющие состояние системы, а вторая образуется элементами, управляющими первой за счет слабых возмущений. Предполагается, что функциональная взаимосвязь двух подсистем является причиной возникновения когерентных явлений в среде [13].

В двухкомпонентной модели деформируемая среда представлена ансамблем рождающихся и релаксирующих концентраторов напряжений (динамическая подсистема), в котором блуждают эмитируемые и поглощаемые акустические импульсы (информационная подсистема). Требуемый механизм связи подсистем должен допускать количественную проверку на базе экспериментально измеряемых параметров пластического течения материала. Название *двухкомпонентная модель* оправдано учетом роли двух подсистем.

Динамическая и информационная подсистемы деформируемой среды изменяются в ходе акта релаксации. При этом динамика попарно связанных процессов *рождения–релаксации* концентраторов в динамической и *эмиссии–поглощения* акустических импульсов в информационной подсистеме в соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой [13] определяется специфическими для данной подсистемы механизмами.

Функциональная связь подсистем осуществляется за счет акустопластического эффекта [14,15], то есть, наложения напряжений акустических импульсов на напряжения на фронте пластичности, заторможенном на барьере. Это инициирует релаксацию ждущих концентраторов, сокращая время ожидания термоактивированных релаксационных актов пластичности. Таким образом, специфической чертой двухкомпонентной модели автоволновой пластичности является объединение в ее информационной подсистеме акустоэмиссионного и акустопластического эффектов, изучаемых обычно независимо.

Благодаря такому объединению, в двухкомпонентной модели автоволновой пластичности возникает возможность объяснения когерентного развития элементарных актов пластичности. Последнее возникает, когда эмитированный релаксирующим концентратором импульс акустической эмиссии захватывается ждущим концентратором и вызывает его релаксацию. Этот же механизм служит причиной генерации автоволн локализованного пластического течения, наблюдаемых как паттерн локализованной пластичности [1–3].

В двухкомпонентную модель не заложен учет вклада отдельных дислокаций в описание пластичности, что, очевидно, не имеет смысла при плотностях дислокаций $\rho_{\text{disl}} \geq 10^{14} - 10^{16} \text{ m}^{-2}$ [9]. Можно отметить, что модель характеризуется обычной для синергетики *грубостью* [16], то есть, индифферентностью к малым

ширины $\vartheta_{pl} \approx \chi/2V_{aw}$ при непрерывном росте деформирующего напряжения ($\dot{\sigma}$ — скорость нагружения). Условие (4) удовлетворяется, если это время совпадает со временем $\vartheta_{ac} \approx \lambda/V_t$, за которое акустический импульс, испущенный при релаксации концентратора 1, достигает концентратора 3 и поглощается им. Следующее отсюда равенство времен $\vartheta_{pl} = \vartheta_{ac} = \vartheta$ или

$$\frac{\lambda}{V_t} \approx \vartheta \approx \frac{\chi}{2V_{aw}} \quad (5)$$

указывает на причинную взаимосвязь актов релаксации концентраторов 3 и 1 на расстоянии $\lambda \gg \chi$ друг от друга. В соотношении (5) скорость автоволны $V_{aw} \approx (2\pi)^{-1}\lambda\omega \approx 10^{-4}$ м/с задана пространственным масштабом λ и частотой колебаний в автоволне $\omega_{aw} \approx 10^{-2}$ Hz, а скорость упругой волны $V_t \approx (2\pi)^{-1}\chi\omega_D \approx 10^3$ м/с, соответственно, шириной барьера $\sim \chi$ и частотой Дебая $\omega_D \approx 10^{13}$ Hz.

Таким образом, сделанные количественные оценки деформационной, временной и пространственной характеристик двухкомпонентной модели пластичности подтверждают ее адекватность. Рождение явлений макроскопического масштаба $\sim \lambda$ в деформируемой среде может рассматриваться как причина генерации автоволны локализованной пластичности.

3. Двухкомпонентная модель и инварианты пластического течения

Развитие двухкомпонентной модели автоволновой пластической деформации позволяет получить важные общие соотношения для этого процесса — инварианты деформации, позволяющие добиться более глубокого понимания природы пластического течения в твердых телах.

3.1. Инварианты автоволновой физики пластичности

Ясно, что из уравнения (5) следует соотношение

$$\frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} = \hat{Z} \approx \frac{1}{2}, \quad (6)$$

известное как *упругопластический инвариант деформации*. Его существование установлено и проверено экспериментально [1–3]. В рамках излагаемых представлений ясно, что инвариант (6) может рассматриваться как следствие равенства времен (5). Инвариант связывает упругие (χ и V_t) и пластические (λ и V_{aw}) характеристики деформируемой среды и служит основным уравнением автоволновой теории пластичности. Следствия из него объясняют важные закономерности пластического течения, в том числе устанавливают связь автоволновой теории пластичности с теорией дислокаций [1–3].

Существует по крайней мере три варианта интерпретации физического смысла инварианта [1–3], оправданные его важностью для автоволновой модели пластичности. В *энтропийном* объяснении отношения $\lambda/\chi = w_s \gg 1$ и $V_t/V_{aw} = w_k \gg 1$ считаются масштабной и кинетической термодинамическими вероятностями, соответственно. Вычисленное по формуле Больцмана изменение энтропии при генерации автоволн локализованной пластичности

$$\Delta S = S_s - S_k = k_B(\ln w_s - \ln w_k) = k_B \ln 1/2 \quad (7)$$

оказывается отрицательным ($\Delta S < 0$), что указывает на самоорганизацию структуры при генерации автоволн локализованной пластической деформации [5].

Полевой вариант объяснения использует анализ векторных полей обратимых и необратимых смещений в автоволне локализованной пластичности. В этом случае произведения λV_{aw} и χV_t , отношение которых образует инвариант (6), являются недиагональными компонентами 2×2 -матрицы коэффициентов уравнений, связывающих скорости смещений с градиентами деформаций и напряжений [2,3]. Приравняв их в соответствии с принципом симметрии Онсагера [19], сразу же приходим к инварианту (6).

Наконец, *гидродинамическая* интерпретация инварианта (6) следует из его формального сходства с числом Рейнольдса $Re = us/\nu$ [19], которое становится очевидным, если в уравнении (6) принять, что $\chi V_t = \nu_{ph}$ — вязкость фононного газа, тормозящего движение дислокаций [18], $\lambda \equiv s$ — геометрический, а $V_{aw} \equiv u$ — скоростной параметр деформации. В этом случае можно записать

$$\hat{Z} = \frac{\lambda V_{aw}}{\nu_{ph}} \equiv Re, \quad (8)$$

и тогда на стадии линейного деформационного упрочнения $\hat{Z} = Re_{lwh} = 1/2$.

Изложенные варианты интерпретации не прояснили до конца природу инварианта (6). Это стало возможным в рамках излагаемой двухкомпонентной модели локализованной пластичности, позволяющей непротиворечиво объяснить причины и механизм рождения макроскопического масштаба пластического течения. Развиваемая точка зрения подтверждает, что автоволновой механизм пластичности контролируется связью процессов упругой и пластической деформации, реализующихся с существенно разными скоростями и масштабами.

Эта мысль допускает интересное развитие. Введя в уравнение (6) дебройлевскую массу фонона $h/\chi V_t = m_{ph}$ и автолокализона (квазичастицы, отвечающей автоволне локализованной пластичности [20]) $h/\lambda V_{aw} = m_{a-1}$ и используя усреднение $\langle \dots \rangle$ по всем данным, можно записать

$$\hat{Z} = \frac{h/\langle \chi V_t \rangle}{h/\langle \lambda V_{aw} \rangle} \approx \frac{1}{2}. \quad (9)$$

Вычисления [3] показали, что $\langle m_{a-1} \rangle \approx \xi$, а $\langle m_{ph} \rangle \approx \xi$, где $\xi = 1.66 \cdot 10^{-27}$ kg — атомная единица массы. Иначе

говоря, $\langle m_{a-1} \rangle \approx 2\langle m_{ph} \rangle$, или

$$\left(\frac{\hbar}{\langle V_{aw} \rangle} - \frac{\hbar}{\langle \chi V_t \rangle} \right) = \xi. \quad (10)$$

Уравнение (10) порождает инвариант (6) и соотношение

$$\xi^{-1} \left\langle \frac{\hbar}{\lambda V_{aw}} \right\rangle = \hat{M} \approx 2, \quad (11)$$

для дебройлевской массы автолокализона, которое было названо массовым инвариантом. Следствия из него (11) [3] позволяют, перейдя от автоволны локализованной пластичности к автолокализону, описать пластическую деформацию как его броуновское движение в фоновом газе, интерпретировать деформацию и разрушение как конденсацию автолокализонов и даже обосновать введение квантовых представлений в физику пластичности [3,20].

Произведение упругопластического \hat{Z} и массового \hat{M} инвариантов

$$\hat{Z}\hat{M} = \xi^{-1} \frac{\hbar}{\langle \chi V_t \rangle} = 0.84 \pm 0.11 \approx 1 \quad (12)$$

также оказывается инвариантной величиной. Данные, приведенные в работе [3], подтверждают справедливость соотношения (12), которое подчеркивает решающую роль кристаллической решетки в развитии пластического течения. Смысл этого заключения состоит в том, что хотя пластичность определяется движением дислокаций, последние являются подвижными источниками упругого поля [7,8] и, пробегая по плоскости скольжения идеального кристалла, не нарушают его совершенства. Возникшие необратимые (пластические) деформации связаны с пространственным перераспределением дислокаций в деформируемой среде и с изменением их плотности.

Инварианту (6) можно придать еще более глубокий физический смысл, если, в соответствии с предложенным в работе [21] подходом, использовать при описании автоволновой пластичности масштабные единицы Хартри, выраженные комбинациями физических констант. Масштабом длины тогда является борковский радиус атома водорода $a_0 = \hbar^2/me^2$, а масштабом скорости в конденсированной среде — величина $V_s = (e^2/\hbar) \cdot (m/2M)^{1/2}$ [20]. Здесь $\hbar = h/2\pi$ редуцированная постоянная Планка, e и m — заряд и масса электрона, соответственно, а M — масса атома. Сделав в уравнении (6) замены $\chi \rightarrow a_0$ и $V_t \rightarrow V_s$, получаем

$$2\lambda V_{aw} \approx \chi V_t \approx \frac{\hbar}{(mM)^{1/2}} \sim M^{-1/2}. \quad (13)$$

Корневая зависимость $(\lambda V_{aw}) \sim M^{-1/2}$ экспериментально подтверждена в работе [22] данными для двенадцати металлов. Вычисленные и экспериментально найденные значения $2\lambda V_{aw} \approx \chi V_t \approx 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ суть минимальные значения кинематической вязкости упругих (χV_t) и неупругих (λV_{aw}) деформационных процессов.

3.2. Скачкообразность пластического течения

Как в двухкомпонентной модели, так и в модели [10], пластическое течение рассматривается как последовательность релаксационных скачков напряжения и деформации при термоактивируемом преодолении локальных барьеров. Можно думать, что скачкообразность есть общий механизм деформационных процессов [23], и кривая пластического течения состоит из множества последовательных скачков. Они не всегда могут быть зафиксированы регистрирующей аппаратурой, но для ряда материалов основные закономерности макроскопической скачкообразной деформации детально изучены [17,24,25].

Общие принципы развития макроскопической скачкообразности в рамках двухкомпонентной модели объясняются, если принять, что на длине образца L должно укладываться целое число $i = 1, 2, 3 \dots$ автоволн длиной λ , то есть, $L = \lambda i$. Запишем теперь уравнение (13) в виде

$$\lambda = \frac{\hbar}{2(mM)^{1/2}} \cdot \frac{1}{V_{aw}} = \frac{\xi}{M^{1/2} V_{aw}}, \quad (14)$$

и, принимая, что $\lambda \approx \delta L/i$, получим из него удлинение образца

$$\delta L \approx \frac{\hbar}{2(mM)^{1/2}} \cdot \frac{i}{V_{aw}} = \xi \cdot \frac{i}{M^{1/2} V_{aw}} = \frac{\xi}{\kappa} \cdot i, \quad (15)$$

где коэффициент $\kappa = V_{aw} M^{1/2}$ учитывает индивидуальность деформируемого материала через скорость распространения автоволн локализованной пластичности V_{aw} и атомную массу M .

Оценка величины δL для случая растяжения образца из Al при $i = 1$ и характерной скорости автоволны локализованной пластичности $V_{aw} \approx 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$ [1], сделанная по уравнению (15), приводит к $\delta L \approx 10^{-4} \text{ m}$. Это соответствует приросту деформации в отдельном скачке $\delta \varepsilon = \frac{\delta L}{L} \approx 10^{-3}$, что согласуется с многократно экспериментально измеренными параметрами индивидуальных деформационных скачков, приведенными в работах [17,24,25], а также с оценкой, сделанной выше в настоящей статье при анализе деформационного параметра двухкомпонентной модели.

4. Заключение

Отсутствие адекватного объяснения механизмов рождения макроскопического масштаба (длины автоволны локализованной пластичности) долгое время препятствовало пониманию физических основ автоволновой модели пластичности. Удовлетворительное понимание этой проблемы было достигнуто в этой работе за счет развития двухкомпонентной модели локализованной пластичности и включения в нее представлений о расслоении среды на взаимодействующие динамическую и информационную подсистемы. Полученное на этой основе объяснение причин рождения макроскопического

масштаба локализованной пластичности привело к следующим выводам.

1. При анализе природы явлений в деформируемой среде следует учитывать ее спонтанное расслоение на динамическую и информационную подсистемы. Первая объединяет ждущие и релаксирующие концентраторы дислокационного происхождения, а вторая включает сигналы акустической эмиссии, испускаемые или поглощаемые в ходе каждого релаксационного акта.

2. Пластическое формоизменение среды осуществляется элементами динамической подсистемы (релаксационными актами), управляемыми элементами информационной подсистемы путем влияния на их кинетику. Взаимодействие названных подсистем имеет акустическую природу и ответственно за формирование паттерна локализованной пластичности с его характерным макроскопическим масштабом.

3. Количественные оценки деформационного, временного и пространственного параметров двухкомпонентной модели автоволновой пластичности, основанные на механизме активации релаксационных сдвигов акустическими импульсами, эмитированными при распаде других концентраторов, дают правильные размеры областей когерентной деформации макроскопического масштаба при пластическом течении кристаллических материалов.

4. В рамках автоволновой теории пластичности физический смысл упругопластического инварианта деформации определяется взаимосвязанными ролями упругих (волновых) и пластических (автоволновых) деформационных процессов в деформируемой конденсированной среде. Инвариант указывает на количественную неразрывную связь этих процессов, определяющую кинетику пластического течения.

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.B. Zuev, S.A. Barannikova, V.I. Danilov, V.V. Gorbatenko. Prog. Phys. Met. **22**, 1, 3 (2021). <https://doi.org/10.15407/ufm.22.01.003>.
- [2] Л.Б. Зуев, Ю.А. Хон, В.В. Горбатенко. Физика неоднородного пластического течения. Физматлит, М. (2024). 316 с.
- [3] L.B. Zuev, Yu.A. Khon. Phys. Mesomech. **28**, 5, 1 (2025). DOI: 10/1134/ S10299599224601325.
- [4] A. Seeger and W. Frank. Non-linear Phenomena in Material Science. Trans. Tech. Publish., New York (1987). 125 p.
- [5] Г. Николис, И. Пригожин. Познание сложного. Мир, М. (1990). 342 с.
- [6] D. Crisan, M. Ghil, R. Nuckchady. Chaos **35**, 5, 053133 (2025). <https://doi.org/10.1063/5.0241166>.
- [7] Т. Судзуки, Х. Ёсинага, С. Такеути. Динамика дислокаций и пластичность. Мир, М. (1989). 294 с.
- [8] D. Hull, D.J. Bacon. Introduction in Dislocations. Elsevier, Oxford (2011). 272 p.
- [9] U. Messerschmidt. Dislocation Dynamics during Plastic Deformation. Springer, Heidelberg (2010). 503 p. DOI: 10.1007/978-3-642-03177-9.
- [10] В.Л. Инденбом, А.Н. Орлов, Ю.З. Эстрин. Элементарные процессы пластической деформации кристаллов. Наук. думка, Киев (1978). с. 93–113.
- [11] П.А. Глебовский, Ю.В. Петров. ФТТ **46**, 6, 1021 (2004).
- [12] D. Caillard and J.L. Martin. Thermally Activated Mechanisms in Crystal Plasticity. Elsevier, Oxford (2003). 433 p.
- [13] Б.Б. Кадомцев. Динамика и информация. Редакция УФН, М. (1997). 399 с.
- [14] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков. ФТТ **66**, 3, 359 (2024). DOI:1061011/FTT.2024.03.5745.19.
- [15] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков, А.А. Сухарев. ФТТ **66**, 9, 1483 (2024). DOI: 1061011. 2024.58769.208.
- [16] Д.С. Чернавский. Синергетика и информация. УРСС, М. (2004). 287 с.
- [17] Л.Б. Зуев, В.И. Данилов. ФТТ **64**, 8, 1006 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022. 08.52698.311.
- [18] D. Blaschke, J. Chen, S. Fensin, B.A. Szajewski. Phil. Mag. A. **101**, 8, 997 (2021). <https://doi.org/10.1080/14786435.2021.1876269>.
- [19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Гидродинамика. Физматлит, Москва (2001). 736 с.
- [20] L.B. Zuev, S.A. Barannikova. J. Mod. Phys. **1**, 1, 1 (2010). DOI: 10.4236/jmp.2010. 11001.
- [21] В.В. Бражкин. УФН **193**, 11, 1227 (2023). <https://doi.org/10.3367/UFN.2022. 11.039261>.
- [22] Л.Б. Зуев. Письма в ЖТФ **50**, 12, 9 (2024). DOI: 0.61011/PJTF. 2024/1258056.19877.
- [23] А.И. Олемской. Синергетика сложных систем. Красанд, М. (2009). 379 с.
- [24] A.C. Iliopoulos, N.S. Nikolaidis, E.C. Aifantis. Physika A **438**, 3, 509 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.physa.2015.06.007>.
- [25] J.S. Langer. Adv. Phys. **70**, 4, 445 (2021). <https://doi.org/10.1080/00018732.2023.2190730>.

Редактор А.Н. Смирнов