



Издается с 2008 г.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Корчак В.Ю.</i> К 60-летию Секции прикладных проблем при Президиуме РАН	4
Статьи	
<i>Гурьев Ю.В., Ткаченко И.В., Якушенко Е.И.</i> Компьютерные технологии корабельной гидромеханики: состояние и перспективы	8
<i>Родионов А.А., Хантулева Т.А.</i> Нелокальная гидродинамика и ее приложения	22
<i>Кузьмицкий М.А., Гизитдинова М.Р.</i> Мобильные подводные роботы в решении задач ВМФ: современные технологии и перспективы	37
<i>Коваленко В.В., Корчак В.Ю., Чулков В.Л.</i> Концепция и ключевые технологии подводного наблюдения в условиях сетецентрических войн	49
<i>Дашевский О.Ю., Нежевенко Е.С., Чулков В.Л.</i> Апертурный синтез гидроакустических антенн – основа мобильных гидроакустических систем наблюдения	65
<i>Тарасов С.П., Воронин В.А.</i> Перспективы применения методов нелинейной акустики в технологиях гидроакустического поиска	78
<i>Белогубцев Е.С., Кирюхин А.В., Кузнецов Г.Н., Михайлов С.Г., Пудовкин А.А., Смагин Д.А., Федоров В.А.</i> Проблемы и предварительные результаты испытания систем активного гашения низкочастотных сигналов в водной и воздушной среде	93
<i>Иванов М.П., Степанов Б.Г.</i> Исследование акустического биосенсора дельфина и возможности построения его технического аналога	108
<i>Стародубцев Ю.Д., Надолишняя А.П.</i> История, современное состояние и перспективы служебного использования китообразных в составе биотехнических систем двойного назначения	123
Перспективные направления развития науки и техники	
<i>Арсентьев В.Г., Криволапов Г.И.</i> Некоторые результаты реализации подводных сетевых технологий в СибГУТИ	129
Конференции	135
Поздравляем!	138
Хроника	140
Правила представления материалов в редакцию.....	142

CONTENTS

<i>Korchak V.Yu.</i> To the 60-th Anniversary of Section of Applied Problems at Presidium of RAS	4
--	---

Articles

<i>Guriev U.V., Tkachenko I.V., Ykushenko E.I.</i> Computer Technologies in Marine Hydrodynamics: State-of-the-Art and Perspectives	8
---	---

The basic stages and perspective directions of marine hydrodynamics development are considered. Efficiency of computer technologies in hydrodynamic and engineering analysis is demonstrated. Necessity of their wider use in shipbuilding is substantiated.

Key words: computer-aided technologies, marine hydromechanics, mathematical and physical experiments, multidisciplinary modeling.

<i>Rodionov A.A., Khantuleva T.A.</i> Nonlocal Hydrodynamics and Its Applications	22
---	----

Modern problems of science and engineering lead outside the scope of continuum mechanics. In order to solve the problems a new nonlocal hydrodynamics of nonequilibrium processes had been developed on the base of statistical mechanics using methods of nonlinear operator sets and adaptive control. The allowance for self-organization and selfregulation provides the mathematical model to be completed and results discrete structure spectra and structure transitions in a system. Application of the new approach to problems of flow and wave propagation in condensed media allows the description of the observed effects that have no explanation in the framework of the classical hydrodynamics.

Key words: nonequilibrium process, nonlocality, memory, selforganization, structure, multi-scaling, control..

<i>Kuzmitsky M., Gizitdinova M.</i> Mobile Underwater Robots for the Navy Tasks: Modern Technologies and Prospects	37
--	----

In the article the state-of-the-art review of prospects of mobile underwater robots using for solving some naval problems is resulted: MCM, surveys, ports, harbors and sea borders protection, targeting and underwater surveillance. Possible technologies of the specified problems solving using mobile underwater robotics are considered.

Key words: mobile underwater robot, technical shape, mission, energy source, carriers, problems, technologies.

<i>Kovalenko V.V., Korchak V.J., Chulkov V.L.</i> Concepts and Key Technologies of Underwater Surveillance Systems in Networked Centric Warfare	49
---	----

This paper presents the concept of creation and main features of integrated networked underwater surveillance systems. Several key aspects of such systems variants creation and their features are discussed.

Key words: net-centric warfare; integrated networked underwater surveillance system; sensor networks; distributed network system.

<i>Dashevsky O.Yu., Nejevenko E.S., Chulkov V.L.</i> Sonar Array Aperture Synthesis as a Foundation for Mobile Surveillance Sonar Systems	65
---	----

The paper analyzes the most effective aperture synthesis methods in hydroacoustics. A synthesis method for wide-band signals is suggested. A SynApp program developed for comparative analysis of different methods is described. The results of an experimental study with test signals (generated by the program) and real signals (obtained from a real towed array) are presented. Aperture synthesis availability in hydroacoustics is concluded.

Key words: hydroacoustics, synthetic aperture, flexible underwater towed array, wide-band acoustic signals, real signals.

<i>Tarasov S.P., Voronin V.A.</i> Prospects of Application of Nonlinear Acoustics Methods in Hydroacoustic Search Technologies	78
--	----

In the report the results of theoretical and experimental researches of the nonlinear phenomena in acoustics are discussed. It is shown, that using of these phenomena allows to create sonar devices and integrated systems for underwater and buried objects search, underwater surveillance, mineral and biological resources exploration, ocean environment monitoring. Characteristics of parametrical devices are discussed and results of their applications for solving various problems of hydroacoustics are considered. Ways of sonar means perfection and

principles of their construction using methods of nonlinear acoustics are discussed.

Key words: nonlinear phenomena, nonlinear interaction, parametrical arrays, beam pattern.

Belogubtsev E.S., Kirukhin A.V., Kuznetsov G.N., Mikhailov S.G., Pudovkin A.A., Smagin D.A., Fedorov V.A. Testing of Low Frequency Water and Air Sound Active Cancellation Techniques: Problems and Preliminary Results 93

Active control of low frequency sound vibration is considered. The necessity of solving this problem by active means in consequence of low cancellation effectiveness of passive techniques and means for signals on low frequencies is concluded. The algorithms and techniques development results are discussed for active cancellation of sound signals in water and air medium. The importance of solving this problem to ensure sea objects stealth and maintenance staff environmental safety is concluded. The real opportunity to cancel low frequency discreet components on not less then 8–15 dB and to reduce wide band level on not less then 6...8 dB is demonstrated. It is denoted that discreet frequency components cancellation both increase objects latency hiding and falsify objects classification characteristics.

Key words: Object ADT (armament and defense technology), Active cancelling of inner and outer noises, perceptibility decrease, environmental safety support, discreet receiving and radiating elements, falsification of classification characteristics, designer alternative.

Ivanov M.P., Stepanov B.G. Study of the Dolphin Acoustic Biosonar and Feasibility of Constructing Its Technical Analogue 108

Presented below are the results of experimental studies of the biosensor system of dolphins using acoustic channel for search and identification of underwater objects as well as for orientation in three dimensional space and underwater communications between individuals. The dolphin's (*Tursiops truncatus*) sonar functioning in complicated conditions of acoustic noise of the dolphin sonar is analyzed. It is shown that the basic mechanisms that provide noise immunity of the dolphin sonar are: the radiation of broadband pulses with zero carrier, use of burst (accumulation), burst rate variable repetition (time selection), and burst with interval-time coding. Possible ways of constructing of broadband underwater transducers and arrays capable to radiate acoustic signals similar to echolocation impulses of cetaceans are considered. Analyzed in the paper is functioning of two electrically operated models of broadband transducers: rod with phased excitation of sections and waveguide type transducer in the form of a coaxial set of piezoactive rings. Some results of solving synthesis and analysis problems for the above models of transducers are presented. It is shown that these transducers provide bandwidth, respectively, 1.5–2 octaves and 2–3 octaves and more.

Key words: echolocation signals, the analysis and synthesis of broadband signals, noise immunity, broadband signal, signal without carrier, wideband underwater transducer.

Starodubtsev Yu.D., Nadolishnyaya A.P. History, State-of-the-Art and Perspectives of the Cetaceans Use as a Part of Biotechnical Dual-Purpose Systems 123

Here we present the history of using marine mammals (MM) as humans' assistants, the place and time of the Soviet Navy Aquarium creation, the main tasks of Lomonosov Moscow State University (MSU) involved into the research of dolphins' abilities. We describe the biotechnical system for the underwater search (UwS) creation by MSU, about the active work of the USA on using MM. It is shown that the effectiveness and the economy of UwS using MM is much higher than using divers and technical means. The forecast of biotechnical systems development perspectives is given, and the necessity of creation of the Federal base for working with MM in Russia is pointed out.

Key words: marine mammals, aquarium, oceanarium, office use, biotechnical systems, underwater search, echolocation, training animals, cognitive activities of animals.

Perspective Tendency of Development of Science and Technics

Arsentiev V.G., Krivolapov G.I. Some Results of Undersea Networks Technologies Realization in SibSUTIS 129

This article represents some results, achieved in Siberian State University of Telecommunications and Information Sciences (SibSUTIS) in research of networks for underwater monitoring. Also, this article reports development and small series manufacturing of the range of unified underwater communication, control and navigation modules. These modules are needed for work in the near-field zone. Now they are used in the University experimental researches in the field of underwater networks technologies. These modules can be used as basis for solution of wide class of underwater researching and manufacturing problems.

Key words: underwater network technologies, underwater communication, control, navigation.

УДК 536.4

© А.А. Родионов¹, Т.А. Хантулева², 2011

¹Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им.П.П.Ширшова РАН

²Санкт-Петербургский государственный университет

khan47@mail.ru

НЕЛОКАЛЬНАЯ ГИДРОДИНАМИКА И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Решение современных проблем науки и техники требует выхода за пределы концепции сплошной среды и классической гидродинамики в частности. В ответ на эти требования на основе статистической механики, теории нелинейных операторных систем и методов теории адаптивного управления разработана нелокальная гидродинамика неравновесных процессов. Включение самоорганизации и саморегуляции как необходимых элементов замыкания математической модели приводит к дискретным спектрам структур и структурным переходам в системе. Применение нового подхода к задачам обтекания и распространения волн позволяет описать те эффекты, которые невозможно объяснить в рамках классической гидродинамики.

Ключевые слова: неравновесные процессы, нелокальность, память, самоорганизация, структура, многомасштабность, управление.

Современные задачи гидродинамики связаны с такими процессами, как высокоскоростные движения тел, распространение ударных волн, турбулентные течения, течения сред со сложной внутренней структурой, перенос на очень малых и очень больших масштабах, биологические процессы и пр. Характерной особенностью таких процессов является появление пространственных неоднородностей, масштабы которых никак не связаны ни со структурой среды на микроуровне, ни с масштабами внешнего воздействия на систему. Использование гидродинамического описания таких неравновесных процессов наталкивается на принципиальные трудности, обусловленные неприменимостью понятий равновесной термодинамики и механики сплошной среды вдали от термодинамического равновесия. Основные уравнения классической гидродинамики, уравнения Навье-Стокса базируются на ньютоновой модели среды, согласно которой тензора вязких напряжений и градиента скорости пропорциональны друг другу. Эта пропорциональность согласуется с линейной термодинамикой необратимых процессов переноса, которая определяет линейные соотношения между термодинамическими силами (гидродинамическими градиентами) и сопряженными им потоками вблизи локального термодинамического равновесия, где эти градиенты невелики [1]. По мере роста градиентов гидродинамических полей, а также для сред со сложной внутренней структурой начинают проявляться неньютоновские эффекты: коэффициенты переноса, и в первую очередь вязкость, начинают зависеть от самих градиентов, связь между потоками и градиентами становится нелинейной. Далее в системе появляется память, и реакция системы становится целостной, нелокальной, когда она уже не складывается из отдельных частей ввиду их активного взаимодействия [2]. Известные эмпирические модели, описывающие течения неньютоновских жидкостей [3], многофазных сред, пластические течения твердых тел на основе локальных математических моделей имеют ограниченные области применимости и совершенно непригодны для динамических процессов. Известно, что макроскопическая реакция среды на воздействие, длительность которого много меньше времени релаксации системы к термодинамическому равновесию, определяется, скорее,

режимом нагружения и геометрией системы, чем ее молекулярным строением, как например, для турбулентных течений [4], а также сопровождается образованием новых структур и внутренних обратных связей [5]. Поскольку гидродинамический набор переменных вдали от локального термодинамического равновесия является заведомо неполным, предпринимались попытки перехода на более глубокие уровни описания, что требовало все более полного знания механизмов взаимодействия между элементами системы. Однако механизмы коллективного взаимодействия, которые играют принципиальную роль в динамических процессах, пока совершенно не ясны. Поэтому для конденсированных сред строгая кинетическая теория так и не построена. Проблема обобщения уравнений классической гидродинамики на далекие от равновесия режимы течения назрела давно, попытки в разных областях предпринимались уже полвека тому назад [6, 7], но фундаментальные результаты в этом направлении были получены только на строгой теоретической основе неравновесной статистической механики [2, 8]. Однако в силу огромного разрыва между концепциями традиционной механики сплошной среды и неравновесной статистической механикой в течение нескольких десятилетий эти результаты пролежали никем не использованными.

Таким образом, создание целостного подхода к макроскопическому описанию неравновесных процессов переноса в открытых системах с учетом самоорганизации и внутреннего управления является чрезвычайно важной проблемой. В последние годы на строгой статистико-механической основе создана гибкая математическая модель переноса, которая единообразно описывает неравновесные процессы в жидкости и твердых телах; установлена связь структуры системы со статистическими моментами корреляционной функции потоков; сформулирована задача определения спектра масштабов структуры по граничным условиям; установлено, что вдали от равновесия роль температуры в уравнениях баланса играет дисперсия массовой скорости. Замыкание математической модели с помощью методов теории адаптивного управления позволило уменьшить число эмпирических констант до одной [9–12].

Неравновесная статистическая механика и корреляционные функции. Как показано в неравновесной статистической механике, общие уравнения баланса в условиях существенной неравновесности полностью не локализуются. Важнейший результат, полученный в рамках неравновесной статистической механики, принадлежит Д.Н.Зубареву [8], которому методом неравновесного статистического оператора удалось получить наиболее общие определяющие соотношения между сопряженными термодинамическими потоками J и силами G (градиенты макроскопических переменных). Эти нелинейные, нелокальные и запаздывающие соотношения справедливы на любых пространственно-временных масштабах, без ограничений на степень неравновесности системы, но определены с вероятностью, которая тем меньше единицы, чем ближе характерные масштабы процессов к микроскопическим. В частности, в рамках этих соотношений зависимость компонент тензора напряжений \mathbf{J} от сопряженных компонент тензора градиента массовой скорости или скоростей деформации $\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{r}}$ носит интегральный характер:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int_V d\mathbf{r}' \mathfrak{K}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t') \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t'}(\mathbf{r}', t'). \quad (1)$$

Это значит, что состояние системы в точке \mathbf{r} в момент времени t определяется в общем случае предысторией эволюции системы во всем объеме, занимаемом системой. Основное значение соотношений типа (1) заключается в том, что неравновесный статистический ансамбль на микроуровне проектируется в конфигурационное пространство и

на ось времени, порождая неравновесную корреляционную функцию $\mathfrak{K}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t')$. Эта меняющаяся в процессе деформирования весовая функция определяет влияние нелокальных эффектов – эффектов коллективного взаимодействия – на макроскопическое поведение среды в неравновесных условиях.

Рассмотрим неравновесный процесс переноса импульса, для которого его поток определяется нелокальным выражением (1). Пусть для простоты импульс распространяется вдоль одной оси x ; тогда для продольной компоненты потока импульса имеем

$$J(x, t) = -\left(\lambda + \frac{4}{3}\mu\right) \int_0^{\omega(t)} \frac{dt'}{t_r} \int_{-\infty}^{\Omega(t)} \frac{dx'}{l_r} \mathfrak{Z}(t, t'; x, x') \frac{\partial u}{\partial x'};$$

$$\omega(t) = \begin{cases} t, & t < t_R; \\ t_R, & t \geq t_R; \end{cases} \quad \Omega(t) = \begin{cases} \int_0^t u dt, & \int_0^t u dt < \Gamma \\ \Gamma, & \int_0^t u dt \geq \Gamma \end{cases}, \quad (2)$$

где корреляционная функция для продольной компоненты потока импульса $t_r^{-1} l_r^{-1} \mathfrak{Z}(t, t'; x, x')$ нормирована на единицу по бесконечным пространственно-временным областям; λ – коэффициент объемной вязкости; μ – коэффициент сдвиговой вязкости; t_R – характерное время нагружения; t_r – характерное время релаксации; $l_r = Ct_r$ – характерная длина релаксации. При конечном суммарном импульсе верхний предел интегрирования по времени $\omega(t)$ не может превышать время нагружения – время передачи импульса среде t_R , а по пространству возмущения не могут распространяться быстрее скорости переноса импульса u и поэтому не сразу достигают границ Γ . Значит, область интегрирования по пространству – область пространственных корреляций на начальной стадии процесса – имеет движущуюся границу $\Omega(t)$.

Скорость переноса импульса $u = dx/dt$ может быть разделена на две части: $u = U + v$, где первая компонента определяет фазовую скорость распространения колебаний, а вторая компонента – массовую скорость $v = \mathbf{J}_m/\rho$, максимум которой в силу дисперсии среды движется с групповой скоростью. В длинноволновом пределе фазовая скорость упругих волн постоянна и совпадает с равновесной скоростью звука в среде C . Тогда $U \rightarrow C = \text{const}$ и $u = C + v$. В противном случае эта процедура некорректна, поскольку одного уравнения баланса импульса недостаточно для определения сразу двух независимых скоростей. Коэффициенты вязкости связаны с упругими модулями соотношением: $\lambda + \frac{4}{3}\mu = (K + \frac{4}{3}G)t_r$, где K – объемный модуль упругости; G – упругий модуль сдвига Гука. Поскольку в конденсированной среде сдвиговые степени свободы релаксируют много быстрее, чем объемные, на больших пространственно-временных масштабах сдвиговые степени свободы можно не рассматривать. Уравнение (2) для массовой скорости v без учета сдвига принимает вид

$$J_1(x, t) = -Kt_r \int_0^{\omega(t)} \frac{dt'}{t_r} \int_0^{\Omega(t)} \frac{dx'}{l_r} \mathfrak{Z}(t, t'; x, x') \frac{\partial v}{\partial x'};$$

$$\omega(t) = \begin{cases} t, & t < t_R; \\ t_R, & t \geq t_R; \end{cases} \quad \Omega(t) = \begin{cases} Ct, & Ct < \Gamma \\ \Gamma, & Ct \geq \Gamma. \end{cases}$$

В физической акустике принято вводить волновые безразмерные переменные: $\zeta = \frac{1}{t_R} \left(t - \frac{x}{C} \right)$, $\xi = \frac{x}{L}$. Уравнения переноса массы и импульса для одномерного движения в полупространстве в безразмерной форме, где новые переменные отнесены соответственно к t_R и характерному макроскопическому масштабу L , запишутся в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial \zeta} - \frac{1}{C} \frac{\partial \rho v}{\partial \zeta} + \frac{\varepsilon}{\tau} \frac{\partial \rho v}{\partial \xi} = 0, \quad \rho \frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{1}{C} \frac{\partial p}{\partial \zeta} + \frac{\varepsilon}{\tau} \frac{\partial p}{\partial \xi} = 0. \quad (3)$$

Шаровая компонента тензора напряжений – давление – примет вид

$$p = -K \int_0^{Ct} d\xi' \int_0^\infty d\zeta' \mathfrak{S}(\zeta, \zeta', \xi, \xi'; \tau, \varepsilon) \left[-\frac{\tau}{C} \frac{\partial v}{\partial \zeta'} + \frac{\varepsilon}{C} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right], \quad \omega(\zeta) = \begin{cases} \zeta, & \zeta < 1 \\ 1, & \zeta \geq 1 \end{cases}. \quad (4)$$

В уравнениях (3) введены безразмерные масштабные параметры, характеризующие режимы переноса импульса по времени и пространству $\tau = \frac{t_r}{t_R}$, $\varepsilon = \frac{Ct_r}{L}$.

Покажем, что уравнение сохранения импульса (3), в котором интегральное выражение для потока импульса изначально не разделяется на конвективную (обратимую) и диффузионную (необратимую) части, позволяет описать все режимы и механизмы переноса импульса, включая волновые процессы.

Начальная стадия замороженной релаксации (характерные параметры $\tau \rightarrow \infty$, $\varepsilon \rightarrow 0$) отвечает условиям, когда можно приближенно считать, что на некотором промежутке времени корреляционная функция, согласно гипотезе Боголюбова, сохраняет свое начальное значение $\mathfrak{S}(\zeta, \zeta', \xi, \xi'; \tau, \varepsilon) \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow 0} \rho C W(\zeta, \zeta'; \tau) \delta(|\xi - \xi'|)$, $\rho C W(\zeta, \zeta'; \tau) \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} K = \text{const}$, а процесс переноса еще обратим. Для упругих колебаний в среде выполняются условия $v/C \ll 1$, $\rho_1/\rho_0 \ll 1$, где ρ_1 – поправка к плотности $\rho_0 = \text{const}$ ($\rho = \rho_0 + \rho_1$). Линеаризация уравнений переноса (3) вблизи невозмущенного состояния приводит в первом приближении к тождественному удовлетворению уравнения переноса импульса и равенству $\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v}{C}$, а напряжение (для полупространства его шаровая компонента – давление)

$$p = \rho_0 C \int_0^\zeta d\zeta' W(\zeta, \zeta'; \tau) \frac{\partial v}{\partial \zeta'} = \rho_0 C \int_0^\zeta dv = \rho_0 C v = \rho_0 C^2 e = Ke. \quad (5)$$

Уравнение (5) представляет собой уравнение состояния упругой среды, откуда следует, что константа $K = \rho_0 C^2$ и по смыслу является упругим модулем всестороннего сжатия среды. Уравнения переноса (3) сводятся к волновому уравнению, что соответствует волновому механизму переноса. На начальной стадии переноса импульса в любой среде еще отсутствует диссипация механической энергии в тепло и процесс является обратимым, о чем свидетельствуют многочисленные экспериментальные исследования [13].

На конечной стадии релаксации, когда память и нелокальность пренебрежимо малы – $\tau \rightarrow 0$, $\varepsilon \rightarrow 0$, $\varepsilon/\tau \gg 1$ – устанавливается медленный квазистационарный процесс, для которого $v/C \ll 1$, а скорость распространения малых возмущений считается бесконечной. При этом переменные $\zeta = \frac{1}{t_R} \left(t - \frac{x}{C} \right) \rightarrow \frac{t}{t_R}$, $\xi = \frac{x}{L}$, сводятся к безразмерным

координате и времени. Корреляционная функция становится δ -образной: $\mathfrak{Z}(t, t'; x, x'; t_r, \varepsilon) \xrightarrow[\varepsilon \rightarrow 0]{\tau \rightarrow 0} \delta(t - t') \delta(|x - x'|)$. Вблизи термодинамического равновесия в отсутствие эффектов нелокальности и памяти получаются обычные соотношения линейной термодинамики необратимых процессов между термодинамическими силами (макроскопическими градиентами) и потоками [1]. В силу принципа аддитивности, справедливого в отсутствии коллективного взаимодействия, из шаровой части тензора выделяется обратимая компонента в виде гидростатического давления. В отличие от упругого сжатия в гидродинамическом пределе гидростатическое давление является членом порядка $O(1)$, тогда как объемная вязкость появляется в шаровой компоненте тензора вязких напряжений, которая имеет порядок $P_{11} = O(\varepsilon)$:

$$P_{11} = -\rho_0 C \varepsilon \int_0^\Gamma dx' \int_0^t dt' \mathfrak{Z}(t, t'; x, x'; \tau, \varepsilon) \frac{\partial v}{\partial x'} \xrightarrow[\varepsilon \rightarrow 0]{\tau \rightarrow 0} -\rho_0 C \varepsilon \int_0^\Gamma dx' \int_0^t dt' \delta(t - t') \delta(|x - x'|) \frac{\partial v}{\partial x'} = -\rho C_0 \varepsilon \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (6)$$

Заметим, что в гидродинамическом пределе под интеграл входит только градиент скорости, первое слагаемое в (4) исчезает, а второе определяет модель ньютоновской жидкости, лежащую в основе классической гидродинамики и уравнений Навье-Стокса. Подстановка соотношения (6) в уравнение переноса импульса (3) приводит к уравнению диффузии импульса. С учетом сдвиговой компоненты импульса получаем

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\lambda + \frac{4}{3} \mu \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right].$$

Таким образом, при длительном достаточно интенсивном нагружении любая система ведет себя, как жидкость, независимо от начальной структуры, поскольку начальные корреляции в среде теряются. Ясно, что для твердого тела требуется очень большая нагрузка для того, чтобы такая реакция проявилась. Это давно известное свойство твердых тел – пластичность. Наиболее выражена пластичность материалов, которые считаются вязкими. Однако даже хрупкие материалы могут течь, как например, очень медленно текут ледники. Итак, все это означает, что начальная реакция любой среды на внешнее воздействие будет упругой, а конечная стадия – диссипативной.

На промежуточной стадии процесса $t_R \simeq t \simeq t_r$, когда пространственные масштабы корреляции конечны, $\varepsilon \simeq 1$, и нелокальностью, отражающей эффекты коллективного взаимодействия, как и памятью, нельзя пренебречь, перенос сочетает в себе механизмы волнового и диффузионного переноса, которые уже не дают аддитивные вклады в уравнение, и помимо них включают эффекты самоорганизации новых структур на промежуточном мезоскопическом уровне. Наиболее общим механизмом переноса импульса является группа нелинейных затухающих волн, которая расплывается как волновой пакет. Эволюция внутренней структуры среды определяет реакцию системы на внешнее нагружение. Такое описание процесса позволяет проследить изменение механизмов переноса в зависимости от изменения параметров структуры среды. В предельных случаях, когда эффекты внутренней структуры не дают вклада в макроскопическую реакцию, среда считается бесструктурной, а ее поведение адекватно описывается классической механикой сплошной среды. Следовательно, при описании динамических процессов, процессов высокоскоростного движения тел в конденсированной среде ударно-волновых процессов, необходимо включать в описание системы эволюцию ее внутренней структуры посредством учета эффектов памяти и пространственной нелокальности,

согласно определяющему соотношению (4), в котором поведение параметров корреляций заранее неизвестно. Появление пространственно-временных корреляций в среде приводит к невозможности использования классического аппарата дифференциальных уравнений для описания неравновесных процессов.

Итак, даже фазовое состояние среды может быть выражено в терминах неравновесной корреляционной функции. Эффекты нелокальности и памяти – плата за неизбежную неполноту описания неравновесного процесса, когда в нем участвуют сразу несколько масштабных уровней, обмен между которыми неизвестен. В процессе релаксации уравнения баланса импульса меняют свой тип от гиперболического, через интегродифференциальные, до параболического. При этом соотношение (4) в зависимости от траектории процесса может описывать как необратимые процессы переноса импульса (6), так и обратимые процессы (5), когда система возвращается в исходное состояние почти без потерь на диссипацию.

Самоорганизация в открытой системе вдали от равновесия. Корреляционная функция $\mathfrak{Z}(\zeta, \zeta'; \xi)$ в соотношении (4) представляет собой нелинейный функционал градиента скорости и в общем случае не известна. Поэтому единственная возможность преодоления данной трудности заключается в построении на основе общих принципов инвариантности и асимптотики гибкой математической модели, зависящей от функционально связанных с градиентами параметров. Для этого требуется сначала понять смысл первых статистических моментов корреляционной функции.

Покажем, что первые моменты корреляционной функции имеют физический смысл, связанный с новыми линейными масштабами динамической структуры среды. Разложим подынтегральную функцию в ряд Тейлора по градиентам в окрестности точки $\zeta' = \zeta$:

$$J(\zeta; \xi) = \int_0^{\omega(\zeta)} d\zeta' \mathfrak{Z}(\zeta, \zeta'; \xi) \frac{\partial v}{\partial \zeta'}(\zeta') = k_0(\zeta; \xi) \frac{\partial v}{\partial \zeta}(\zeta) + k_1(\zeta; \xi) \frac{\partial^2 v}{\partial \zeta^2}(\zeta) + \frac{1}{2} k_2(\zeta; \xi) \frac{\partial^3 v}{\partial \zeta^3}(\zeta) + \dots$$

Коэффициенты разложения по градиентам представляют собой моменты корреляционной функции $\mathfrak{Z}(\zeta, \zeta'; \xi)$. В длинноволновом пределе моменты имеют физический смысл, связанный с масштабными волновыми характеристиками. Момент нулевого порядка k_0 определяет эффективную вязкость структурированной среды, в том числе турбулентную. Момент первого порядка $\langle \zeta' - \zeta \rangle_{\xi} = \theta$ вводит в систему новый характерный масштаб, определяющий запаздывание волнового фронта по фазе (в векторном случае – это характеристика преломления) за счет эффектов коллективного взаимодействия при интенсивном внешнем воздействии на систему. Это соответствует излучению некоторой волны при внешнем воздействии на систему. Момент второго порядка $k_2(\zeta; \xi) = \langle (\zeta' - \zeta)^2 \rangle = \tau^2 - 2\zeta\theta$, определяющий временную дисперсию функции распределения временных корреляций при $\zeta\theta = 0$, привносит в систему еще один характерный масштаб – среднее время корреляций волновых процессов в среде.

Вдали от границ системы первые моменты корреляционной функции перестают зависеть от волновой переменной, сохраняя лишь зависимость от второй медленной переменной – пространственной координаты. При этом они приобретают смысл характерных размеров структуры эволюционирующей системы.

Гибкая модель корреляционной функции в приближении первых моментов, сохраняющая интегральный характер соотношения (4), меняет тип уравнений баланса в зависимости от внешнего воздействия – от гиперболического на начальной стадии процесса

до параболического на конечной диссипативной стадии – и на больших временах совпадает с моделью для стационарного равновесного состояния системы [9–12]:

$$\mathbf{J}(\zeta, \xi) = \frac{k_0}{\tau} \int_{-\infty}^{\zeta} d\zeta' \exp \left\{ -\frac{\pi(\zeta' - \zeta + \theta)^2}{\tau^2} \right\} \frac{\partial v}{\partial \zeta'}(\zeta') .$$

Введенные в модель параметры структурной эволюции в общем случае не совпадают с первыми моментами корреляционной функции, но легко позволяют их вычислить. Важно отметить, что параметры модели нельзя просто подобрать – это не константы среды, а функционалы самих неизвестных макрополей. Граничные условия, или условия внешнего воздействия, на систему накладывают взаимосвязь между параметрами корреляций. А поскольку эти соотношения в общем случае нелинейны, возникает множественность значений этих параметров. В квазистационарных процессах граничные условия, наложенные на систему, определяют дискретный спектр масштабов структуры системы. Появление многомасштабности в неравновесных процессах вместе с нелинейностью является необходимым условием синергетического структурообразования или самоорганизации. За счет самосогласованного замыкания интегро-дифференциальных уравнений баланса в системе появляется внутренняя обратная связь. Для формулировки этих замыкающих соотношений предлагается использовать методы теории нелинейных операторных систем и методы теории адаптивного управления.

Эволюция структуры системы и саморегуляция. Оставшаяся часть степеней свободы релаксирует по своим внутренним закономерностям, которые могут быть описаны методом скоростного градиента, разработанного в теории адаптивного управления сложными системами [14]. Метод основан на стремлении системы эволюционировать в соответствии с выбранным функционалом цели, аналогично интегральным вариационным принципам в механике. В качестве функционала цели выбирается интегральное производство энтропии в волне при высокоскоростном движении [15]:

$$\dot{s}(\xi) = \frac{k_0}{\tau} \int_0^{\infty} d\zeta \frac{\partial v}{\partial \zeta} \int_0^{\omega(\zeta)} d\zeta' \exp \left\{ -\frac{\pi(\zeta' - \zeta + \theta)^2}{\tau^2} \right\} \frac{\partial v}{\partial \zeta'}(\zeta') .$$

Поскольку интегральное производство энтропии меняется медленнее, чем сами макрополя в волновом фронте, то и процесс эволюции структуры среды должен характеризоваться большим масштабом, чем масштаб фронта. В системе появляется вторая «медленная» координата ξ , которая определяет темп структурной эволюции системы. Согласно методу скоростного градиента [14], эволюция параметров структуры $s = (\tau, \theta)$ описывается нелинейной системой дифференциальных уравнений $\dot{s} = -g \nabla_s \dot{S}$, которая определяет эволюцию параметров по медленной координате. При этом оказывается, что эволюция структуры отвечает известному принципу Глансдорфа-Пригожина [1], сформулированного в теории диссипативных процессов переноса:

$$\dot{S} = \nabla_s \dot{S} \dot{s} = -g (\nabla_s \dot{S})^2 \leq 0 .$$

Метод скоростного градиента задает скорость спуска по этим траекториям в зависимости от константы эволюции $g > 0$, которая уже характеризует индивидуальные свойства системы и позволяет найти коэффициенты переноса среды с эволюционирующей структурой.

Неравновесные процессы в водных системах. Комплекс сложных физико-химических процессов, протекающих в водных системах, характеризуется следующими особенностями: взаимообусловленностью большого числа одновременно протекающих процессов; иерархией пространственных и временных масштабов конвекции, диффузии, турбулентности и т.д.; нелинейностью; нелокальным взаимодействием компонентов; возникновением разномасштабных флуктуаций параметров; разнообразными резонансными явлениями; появлением стратификации по ряду параметров; развитием диссипативных и волновых структур и структурных переходов; сложной криволинейной формой границ; динамическими условиями на границах взаимодействия различных сред (например, океана и атмосферы).

Все эти особенности присущи процессам переноса вдали от термодинамического равновесия, для которых линейная термодинамика необратимых процессов уже некорректна.

Интересно отметить, что даже такой медленный процесс, как сезонный ход температуры в крупных водоемах (это давно заметили гидрофизики), представляет собой динамический неравновесный процесс, который даже в среднем не описывается уравнением теплопроводности. В среде возникает стратификация с немонотонным поведением температуры, а в областях с наибольшими градиентами температуры обнаружена значительная температурная дисперсия. Это свидетельствует о генерации крупномасштабных флуктуаций или пульсаций макрополей, которые предшествуют конвекции. Без учета этих флуктуаций общий баланс энергии не удовлетворяется, поскольку теплосодержание воды существенно отстает от суммарной солнечной энергии, падающей на поверхность за то же время [16].

Движение тел в системах со сложной внутренней структурой непременно приводит к возникновению эффектов нелокальности и памяти. Сравнение результатов по трению на поверхности обтекаемых тел для простейших тестовых задач показывает, что появление этих эффектов в задачах обтекания ведет к снижению трения в переходных режимах по сравнению с движением в ньютоновской среде с той же эффективной вязкостью. На рис. 1 приведены расчеты временной зависимости трения на поверхности пластины, движущейся в вязкой жидкости, на основе классической и нелокальной гидродинамики. Из графика видно, что на малых характерных временах, где ньютоновская модель среды приводит к сингулярному поведению трения (верхняя кривая), нелокальная модель дает конечные значения трения. Более того, в зависимости от параметров режима можно уменьшить трение до любого заданного значения. Это происходит за счет волновой компоненты напряжения, имеющей знак, обратный вязкому трению (см. (4)). Следовательно, поддержание оптимального режима движения тела при возникновении эффектов структурирования сокращает потери на трение. Решение задачи на частично внешнее и частично внутреннее управление позволит найти оптимальный режим движения тела.

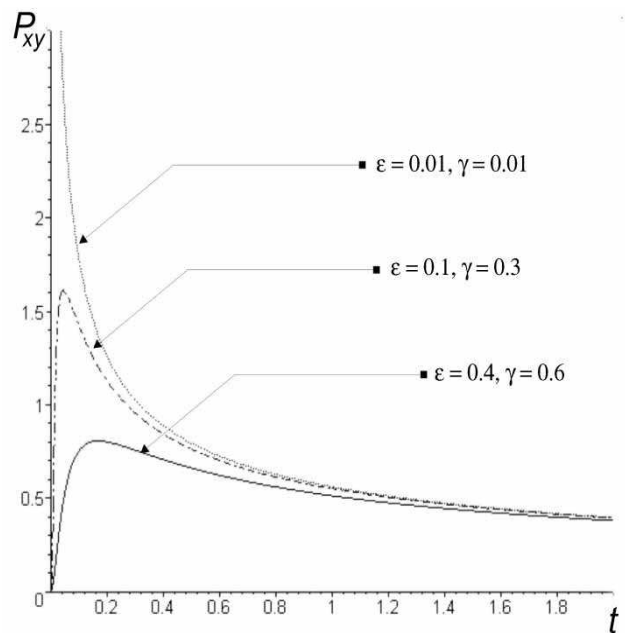


Рис. 1. Нелокальное трение при различных значениях параметров.

Распространение коротких импульсов в конденсированных средах. Процесс распространения коротких импульсов умеренной интенсивности в конденсированной среде инициируется ударом со скоростью $V_0 \ll C$. При этом скорость переноса импульса может быть корректно разделена на скорость волны и массовую скорость: $U = C + v$, $v \ll C$. Перенос массы в этом случае осуществляется только конвективным механизмом. Положим, что плоский удар по полупространству породил продольную нестационарную волну, которая распространяется вдоль оси x . Для коротких ударов релаксация сдвиговых степеней свободы играет важную роль, и вместо скорости объемного звука надо вводить скорость продольного звука $C_l = \sqrt{C_0^2 + \frac{4}{3} \frac{G}{\rho_0}}$. В этом разделе фи-

гурирует только продольная скорость звука, поэтому нижний индекс далее будет опускаться. Именно за счет сдвиговой релаксации появляется упругий предвестник, распространяющийся со скоростью продольного звука, которую можно принять за фазовую скорость волны. При превышении упругого предела формируется двухволновая структура, за предвестником образуется пластический фронт, максимум которого распространяется с групповой скоростью, меньшей скорости продольного звука. В результате в процессе распространения нестационарной волны от поверхности удара пластический фронт отстает от упругого предвестника, а упругий предвестник релаксирует. Со временем может установиться квазистационарный режим, который характеризуется постоянными значениями скорости и формой пластического фронта, а также высотой упругого предвестника. Вплоть до настоящего времени не построено ни одной достаточно строгой и последовательной теории, которая адекватно бы описывала эти процессы в ходе формирования фронтов в зависимости от скорости и времени деформирования.

В динамических процессах практически всегда можно выделить переменную, которая характеризует наибольшее изменение интересующей нас величины, в данном случае – массовой скорости: $\frac{\partial}{\partial \zeta} \gg \varepsilon \frac{\partial}{\partial \xi}$. Разделение характерных масштабов следует считать неотъемлемым признаком сильнонеравновесного процесса.

В переходных режимах, когда предел упругости превышен, но диссипативные процессы еще не сформировались, определяющее соотношение для напряжения (4) должно оставаться интегральным. Если пренебречь продольными производными, считая $\varepsilon \ll 1$, то получим выражение для эволюционирующего профиля скорости, который определяется значением параметра τ :

$$v - \int_0^{\infty} d\zeta' \exp \left\{ -\frac{\pi(\zeta' - \zeta + \theta)^2}{\tau^2} \right\} \frac{\partial v}{\partial \zeta'} = 0. \quad (7)$$

В упругом пределе при $\tau \rightarrow \infty$, $\zeta < 1$ уравнение (7) обращается в тождество. Для конечных значений параметров τ, θ решение уравнения (7) определяет напряжение через скорость деформации, которое в свою очередь определяет новый профиль скорости, сдвинутый вперед по оси x . Если ускорение при ударе (скорость деформации отличается от него на множитель C^{-1}) считать постоянной величиной $\frac{\partial v}{\partial \zeta} = 1$, то решение уравнения (7) в первом приближении дает явное выражение для напряжения, отнесенного к $\rho_0 C V_0$ [16]:

$$\Pi = \begin{cases} \frac{\tau}{2} \left(\operatorname{erf} \frac{\sqrt{\pi}(\zeta - \vartheta)}{\tau} + \operatorname{erf} \frac{\sqrt{\pi}\vartheta}{\tau} \right), & \zeta < 1; \\ \frac{\tau}{2} \left(\operatorname{erf} \frac{\sqrt{\pi}(\zeta - \vartheta)}{\tau} + \operatorname{erf} \frac{\sqrt{\pi}(1 - \zeta + \vartheta)}{\tau} \right), & \zeta \geq 1. \end{cases} \quad (8)$$

Оператор в (7) является оператором эволюции, который позволяет описать процесс нагружения и релаксации напряжений на всей оси x и во всем диапазоне режимов – от упругого предела до гидродинамики.

Поскольку при постоянном ускорении деформация растет со временем $e = \zeta$, выражение (8) для случая неограниченного времени нагружения в явном виде дает зависимость напряжения от деформации (рис. 2). Линейная зависимость напряжения от деформации в упругой области пороговым образом переходит в зависимость от скорости деформации, соответствующую гидродинамическому режиму, который достигается при длительном нагружении. Переход к гидродинамике определяется параметрами τ, θ . Формула (8) содержит зависимость пределов упругости и текучести от скорости деформации, а также от внутренних параметров среды.

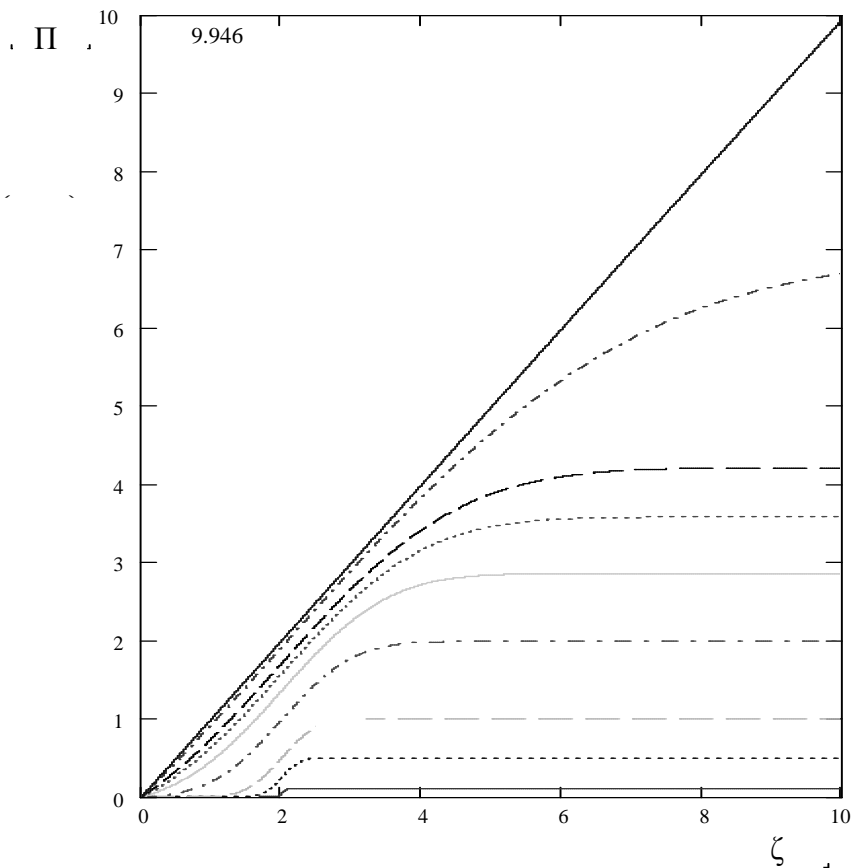


Рис. 2. Диаграмма «напряжение–деформация» при постоянном ускорении и при $\theta = 2$ для различных значений параметра $\tau = 0.1$ (нижняя линия), 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 10, 100 (верхняя прямая).

Если нагрузка (скорость деформации) длится конечное время, то работает второй случай (8), который описывает процесс релаксации напряжений с учетом памяти (рис. 3). В этом случае формула (8) описывает процесс формирования двухволнового

фронта. Из рис. 4 видно, что в момент снятия нагрузки обрывается упругая часть фронта, называемая упругим предвестником, за которым плавно поднимается пластический фронт, который образуется за счет инерционных эффектов и определяет релаксацию напряжения после снятия нагрузки. В зависимости от параметров ядра процесс релаксации может быть монотонным и немонотонным. Вблизи гидродинамического предела, где запаздывание пренебрежимо мало, напряжение после снятия нагружения будет монотонно затухать. При достаточно больших временах запаздывания и релаксации τ, θ после снятия нагружения сверх предела упругости напряжение будет продолжать расти по инерции, пока не достигнет максимального значения, соответствующего скорости удара $\rho_0 C V_0$ или единице (в безразмерных переменных). В области больших τ инерционные эффекты позволяют волне набрать максимальную амплитуду, заданную скоростью удара уже после снятия нагрузки. Увеличение напряжения без нагрузки принято считать упрочнением твердого материала. При продвижении в сторону гидродинамического режима этого эффекта не наблюдается и напряжение сразу же после снятия нагрузки начинает спадать. Часть фронта волны, следующую за упругим предвестником, называют пластическим фронтом. Его ширина и форма полностью определяются значениями параметров релаксации и запаздывания τ, θ . Параметр запаздывания ϑ характеризует временную ширину пластического фронта. Величина, обратная производной от параметра запаздывания $\partial\theta/\partial\xi$ по продольной координате, определяет групповую скорость волнового пакета и может быть принята в качестве скорости пластического фронта. Поскольку экспериментально установлено, что скорость пластического фронта меньше скорости распространения упругого предвестника и приближается со временем к скорости объемного звука, величина параметра запаздывания ϑ должна расти со временем, причем скорость его роста характеризует отставание пластического фронта от упругого предвестника. С ростом скорости удара значения параметров τ, θ уменьшаются, приближаясь к гидродинамической области, где появляется диссипация и сильно растет производство энтропии. Если найти точку максимума производства энтропии на фазовой плоскости параметров τ, θ , то достижение этой точки при ударе можно считать динамическим критерием разрушения материала. При этом критическое напряжение будет зависеть от скорости удара, скорости деформации или времени взаимодействия, а также свойств материала до удара.

На рис. 5 изображены профили скорости для импульсов различной длительности, где задний фронт задан условиями разгрузки. В отличие от области сжатия на переднем фронте идет область растяжения, величина которого зависит от параметров τ, θ .

Термодинамика такого неравновесного процесса характеризуется соотношением

$$\int_0^{\infty} d\xi \Pi \frac{\partial v}{\partial \xi} = \Delta_i S - \Delta E. \quad (9)$$

Работа по деформированию среды, совершаемая волной (левая часть равенства), определяется формой профиля скорости, а потому зависит от пути интегрирования. Если она положительная, то согласно первому и второму началам термодинамики, она соответствует диссипации кинетической энергии волны в среде за счет вязкостных эффектов и в этом случае определяет производство энтропии в среде после прохождения волны $\Delta_i S > 0$. Если работа дает отрицательную величину, то она определяет увеличение потенциальной энергии в среде $\Delta E > 0$, запасенной в ее внутренней структуре промежуточного масштабного уровня между макро- и микроскопическим масштабами. Синергетическое формирование новой внутренней структуры среды происходит внутри волны, где эти структуры динамические, вихре-волновые или пульсационные. За волной часть

этих структур остается «вмороженной» в среду и обнаружена экспериментально [18]. При этом внутри волны пульсации скорости могут либо передавать свою энергию в тепло за счет хаотизации и дробления динамических структур, либо в резонансных условиях могут запасать потенциальную энергию в виде новых пространственных структур за волной. В обоих случаях процесс переноса импульса волной был необратимый. Эффект возникновения запасенной энергии прослеживается в литературе в течение полутора столетий, но до сих пор не был объяснен. Когда переноса массы нет, не будет ни изменения энергии за волной, ни производства энтропии $\Delta_t S = \Delta E = 0$. Это условие выполняется только в упругом пределе, когда процесс полностью обратимый.

Вид поверхности производства энтропии для импульса конечной длительности в фазовом пространстве системы представлен на рис. 6. По поверхности спускаются траектории эволюции состояния среды, удовлетворяющие уравнениям скоростного градиента. На этой поверхности выявлена область отрицательных значений, которая возникает тогда, когда запаздывающий фронт накладывается на спадающий задний фронт нагрузки. Такой резонанс может приводить к синергетическому образованию вихреволновых структур, которые были обнаружены в экспериментах по ударному нагружению твердых тел [18].

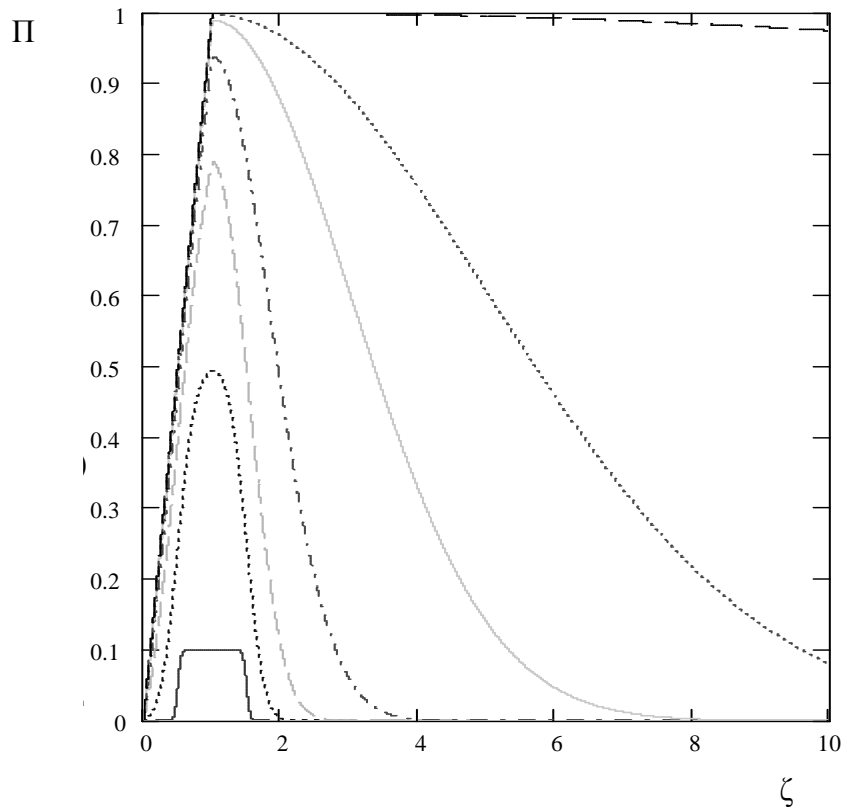


Рис. 3. Релаксация напряжений после снятия нагрузки с постоянной скоростью деформации и параметрами $\theta = 0.5$, $\tau = 0.1$ (нижняя линия), 0.5, 1, 2, 5, 10, 100 (верхняя прямая).

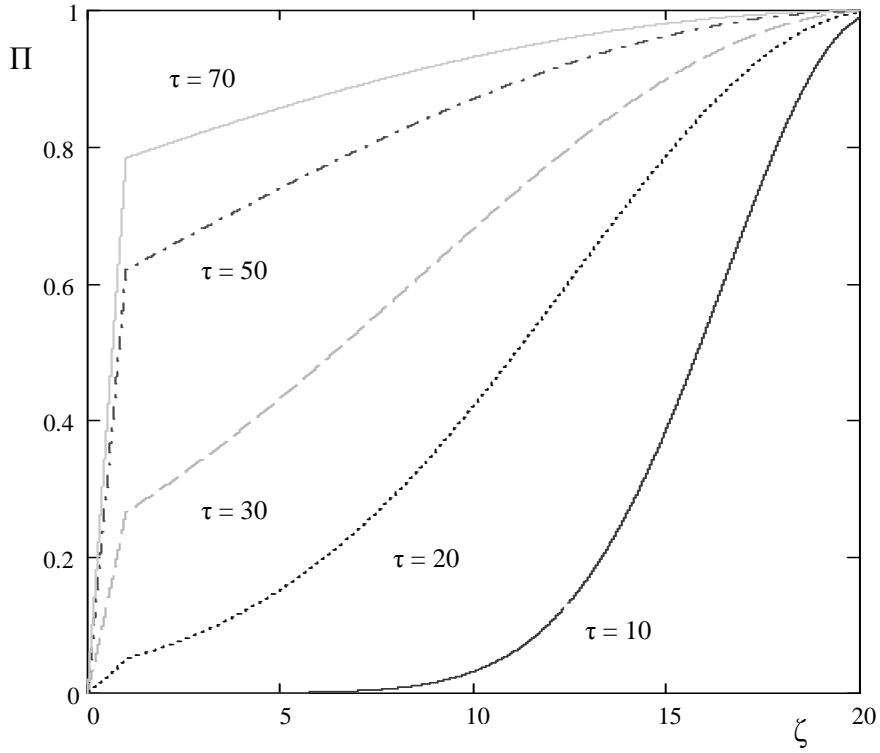


Рис. 4. Процесс релаксации упругого предвестника при $\theta = 20$ в зависимости от параметра релаксации τ .

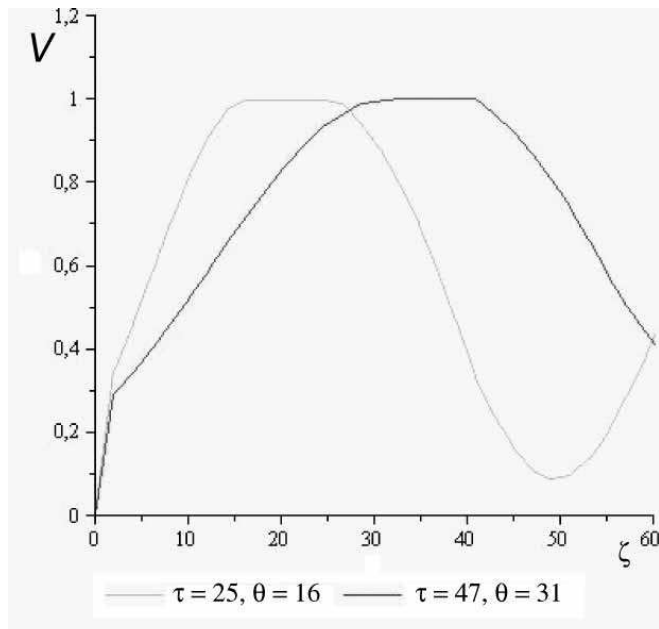


Рис. 5. Эволюция конечного импульса в процессе его распространения.

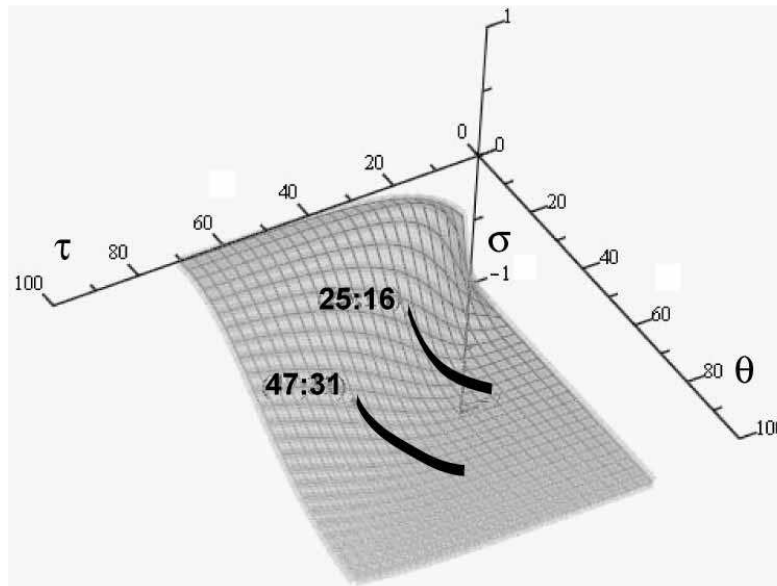


Рис. 6. Траектории спуска по поверхности производства энтропии.

Таким образом, в рамках нелокальной гидродинамики удастся описать совокупность реальных эффектов, сопутствующих течениям сложных сред и распространению нелинейных волн в экстремальных условиях. Применение аппарата нелокальной гидродинамики для решения прикладных проблем должно позволить выбрать оптимальные значения определяющих параметров в задачах высокоскоростного движения объектов, формирования вынужденной структуры или разрушения твердых тел, самоорганизации сложных, в том числе многофазных, сред и др.

Новые подходы на стыке различных дисциплин уже сейчас позволяют разрешить ряд фундаментальных проблем, которые ставит перед наукой развитие современной техники и технологии. Поэтому понятно, что для предсказания переходов от одного режима к другому, катастрофического изменения макроскопических свойств системы, ее разрушения эмпирические модели непригодны, необходимо использовать новые результаты, полученные в смежных областях науки.

Литература

1. Глэнсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Мир, 1973. 280 с.
2. Боголюбов Н.Н. (мл.), Садовников Б.И., Шумовский А.С. Математические методы статистической механики модельных систем. М.: Наука, 1989. 295 с.
3. Астарита Дж., Марруччи Дж. Основы гидромеханики неьютоновских жидкостей. М.: Мир, 1978. 310 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
5. Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г. Синергетика – теория самоорганизации. Идеи, методы, перспективы. М.: Знание, 1983. 64 с.
6. Richardson J.M. The hydrodynamical equations of a one-component system derived from nonequilibrium statistical mechanics // J. Math. Anal. And Appl. 1960. N 1. P.12–60.
7. Ailavadi N., Rahman A., Zwanzig R. Generalized hydrodynamics and analysis of current correlation functions // Phys. Rev. 1971. V.4a, N 4. P.1616–1625.
8. Зубарев Д.Н. Современные методы статистической теории необратимых процессов // Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы математики. М. 1980. Т.15. С. 152–376.
9. Хантулева Т.А. Описание неравновесных процессов в жидких средах с позиций нелокальной гидродинамики // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. № 1. 2008. С.5–13.

10. Родионов А.А., Хантулева Т.А. Описание эффектов взаимодействия гидродинамических и акустических мод гидрофизических процессов в рамках классической и нелокальной гидродинамики // Тр. 9-й Всерос. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». СПб.: Наука, 2008. С.17–23.
11. *Khantuleva T.A.* The shock wave as a nonequilibrium transport process // «High-pressure compression of solids VI: old paradigms and new challenges» / Ed. Y.Horie, L.Daison, N.N.Thadhani. Berlin: Springer, 2003. P.215–254.
12. Хантулева Т.А. Самоорганизация мезоуровня при высокоскоростном деформировании конденсированных сред // Химическая физика. 2005. Т.24, № 11. С.1–12.
13. *Ravichandran G., Rosakis A.J., Hodovany J., Rosakis P.* Shock Compression of Condensed Matter // Proc.SP620. Intern. Conf. Atlanta, USA, 2001 / Ed. M.D.Furnish, N.N. Thadhani, Y. Horie. 2002. P.557.
14. Фрадков А.Л. Кибернетическая физика. СПб.: Наука, 2003.
15. *Khantuleva T.A.* Internal control in nonequilibrium transport // Proc. the 2nd Intern. Conf. «Physics and Control 2005» (PhysCon 2005). IEEE 05EX1099C ISBN 0-7803-9235-3.05. P.41.
16. Хантулева Т.А. Применение самосогласованного нелокально-гидродинамического подхода для описания динамических процессов теплопереноса в структурированных средах // Инж.-физ. журн. 2003. Т.76, № 5. С.193–198.
17. Хантулева Т.А., Серебрянская Н.А. Релаксация волн, распространяющихся в конденсированной среде // Изв. ВУЗов. Физика. 2009. Т.52, № 2/2. С.165–171.
18. Хантулева Т.А., Мещеряков Ю.И., Диваков А.К. Расшифровка экспериментальных профилей скорости в нестационарной волне в рамках нелокальной модели // Proc. Intern. conf. «Shock waves in condensed matter». S.-Petersburg – Novgorod, 5–10 Sept. 2010. P.275–279.

Статья поступила в редакцию 30.05.2011 г.

