

Приложение А
к " " тчету
Государственного контракта 16.518.11.7059

Копии публикаций и выходных листов изданий, перечисленные в форме 18.1

Список публикаций по этапу 1 госконтракта 16.518.11.7059

1. Бардаков Р.Н. Torsional Oscillations of a horizontal disk in stratified fluid. EuroMech Colloquium 531. Vortices and Waves: Identifications and Mutual Influences. Book of Abstracts. P. 9-10.
2. Чаплина Т.О. Experimental model of marine oil spills. EuroMech Colloquium 531. Vortices and Waves: Identifications and Mutual Influences. Book of Abstracts. P. 23-25..
3. Чашечкин Ю.Д. Vortices and waves: inseparable components of periodic flows. EuroMech Colloquium 531. Vortices and Waves: Identifications and Mutual Influences. Book of Abstracts. P. 26-28.
4. Прохоров В.Е. Vortex Ring in Stratified Liquid: Up- and Downstream Distortions. EuroMech Colloquium 531. Vortices and Waves: Identifications and Mutual Influences. Book of Abstracts. P.76-77
5. Степанова Е.В. Fine flow structure features in compound vortex with contaminants. EuroMech Colloquium 531. Vortices and Waves: Identifications and Mutual Influences. Book of Abstracts. P.84-87.

EUROPEAN
MECHANICS
SOCIETY

EuroMech Colloquium 531

**VORTICES and WAVES:
Identifications and Mutual Influences**
Moscow, June 21-24, 2011



BOOK OF ABSTRACTS

Institute for Problems in Mechanics of the RAS

M.V. Lomonosov Moscow State University
Faculty of Mechanics and Mathematics

Moscow 2011

Учреждение Российской академии наук
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН (ИПМех РАН)
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Механико-математический факультет

КОЛЛОКВИУМ ЕВРОМЕХ 531

**Вихри и волны:
идентификация и взаимное влияние**

Москва, 21–24 июня 2011 г.

COLLOQUIUM EUROMECH 531

**Vortices and waves:
identifications and mutual influences**

Moscow, June, 21–24, 2011

BOOK OF ABSTRACTS



МОСКВА – 2011

УДК 531
ББК 22.2
К60

К60 **Коллоквиум ЕвроМех 531: Вихри и волны: идентификация и взаимное влияние: Москва, 21–24 июня 2011 г.; Сборник тезисов.** – М.: МАКС Пресс, 2011. – 108 с. (на англ. яз.)
ISBN 978-5-317-03722-2

УДК 531
ББК 22.2

Научное издание

Напечатано с готового оригинал-макета

Подписано в печать 14.06.2011 г.
Формат 60x90 1/16. Усл.печ.л. 6,75. Тираж 120 экз. Заказ 259.

Издательство ООО "МАКС Пресс".
Лицензия ИД № 00510 от 01.12.99 г.

119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы,
МГУ им. М.В. Ломоносова, 2-й учебный корпус, 627 к.
Тел. 939-3890, 939-3891. Тел./Факс 939-3891.

Отпечатано в ИПП «Типография «Изаука»
121099, Москва, Шубинский пер., 6
Заказ № 3276

ISBN 978-5-317-03722-2

© Учреждение Российской академии наук
Институт проблем механики им. А.Ю. Иштинского РАН, 2011
© Механико-математический факультет
МГУ имени М.В. Ломоносова, 2011

COLLOQUIUM ORGANIZED BY
Presidium of the Russian Academy of Sciences
Institute for Problems in Mechanics
Faculty of Mechanics and Mathematics

SPONSORS:

Presidium of the Russian Academy of Sciences
Russian Foundation for Basic Research

SCIENTIFIC PROGRAM

- Models of vortex and wave flows;
- The formation and evolution of vortices in stratified and/or rotating fluids;
- Formation of complex vortex flows, and the vortex dynamics;
- Interaction of vortices with the gravity and acoustic waves;
- The formation of vortices by interaction of waves;
- Fine structure of waves and vortices;
- Substance transfer in waves and vortices.

Chair of the Colloquium

Professor Yuli D. CHASNIKOV

Co-Chairs:

Academician F.L. CHERNOMONKHIN

Professor X. CARTIER

COLLOQUIUM ORGANIZERS:

Presidium of the Russian Academy of Sciences
Institute for Problems in Mechanics of the RAS
Faculty of Mechanics and Mathematics of the MSU

SPONSORS:

Presidium of the Russian Academy of Sciences
Russian Foundation for Basic Research

SCIENTIFIC PROGRAM:

- Models of vortex and wave flows;
- The formation and evolution of vortices in homogeneous, stratified and/or rotating fluids;
- Formation of complex vortex flows, the extent of interaction in the vortex dynamics;
- Interaction of vortices with the gravitational, inertial, internal or acoustic waves;
- The formation of vortices by interacting waves;
- Fine structure of waves and vortices;
- Substance transfer in waves and vortices.

Chair of the Colloquium:

Professor Yuli D. CHASHECHKIN

Co-Chairs:

Academician F.L. CHERNOUS'KO,

Professor X. CARTON

these cases correspond to a pronounced breakdown of the vortex core with a bubble-type recirculation zone, but the flow patterns differ dramatically. It was observed that the flow for the lifted flame was similar to that for the isothermal jet, while the lean flame resulted in a suppression of turbulent fluctuations near the nozzle exit. The plotted examples of instantaneous velocity fields demonstrate that the large-scale vortex structures, produced with precession of the vortex core, were present only for the lifted regime.

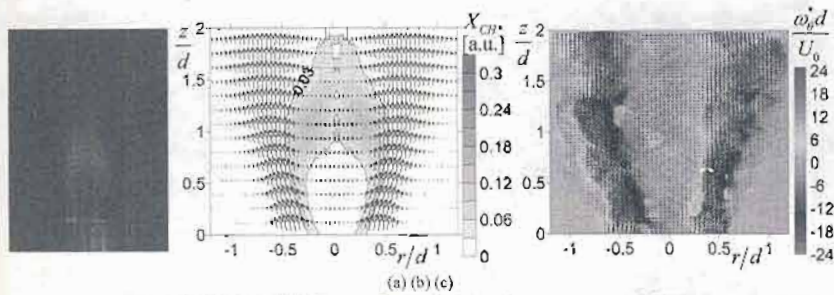


Fig. 3. The (a) photograph, (b) mean velocity field and reconstructed CH^* chemiluminescence source, (c) instantaneous velocity and vorticity field for a strongly swirling lean flame ($S = 1.0$, $Re_{air} = 6800$, $\Phi = 0.7$, $U_0 = 7.2$ m/s).

Acknowledgments. This work was supported by Russian Foundation for Basic Research (Grant No 11-08-00985-a).

REFERENCES

1. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M., Shtork S.I., Tokarev M.P. Flow structure of swirling turbulent propane flames // Flow, Turb. and Comb. 2011. DOI 10.1007/s10494-011-9340-5
2. Cheng R.K. Low Swirl Combustion – in The Gas Turbine Handbook, 2006.
3. Legrand M., Nogueira J., Lecuona A., Nauri S. Rodriguez P.A. Atmospheric low swirl burner flow characterization with Stereo-PIV // Exp. Fluids 2009. V. 48. P. 901 – 913.
4. Liang H., Maxworthy T. An experimental investigation of swirling jets // J. Fluid Mech. 2005. V. 525. P. 115 – 159.

TORSIONAL OSCILLATIONS OF A HORIZONTAL DISK IN A STRATIFIED FLUID

R.N. Bardakov

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

e-mail: chakin@ipmnet.ru, bard@ipmnet.ru

The problem of studying flows in a viscous stratified fluid generated by a rotating or oscillating disc has a rich history and actively studied nowadays [1]. Scientific interest both internal waves emitted by the disc [2] and boundary layers and toroidal vortex system on the disc.

The aim of this work is experimental study of fluid flow patterns caused by forced harmonic torsional vibrations of a horizontal disk. In all experiments, the liquid is stratified linear, buoyancy period T_b varied from 7.5 to up to 14 seconds. Used discs with a thickness of 1 mm to 10 mm and a radius R of 30 mm to 90 mm.

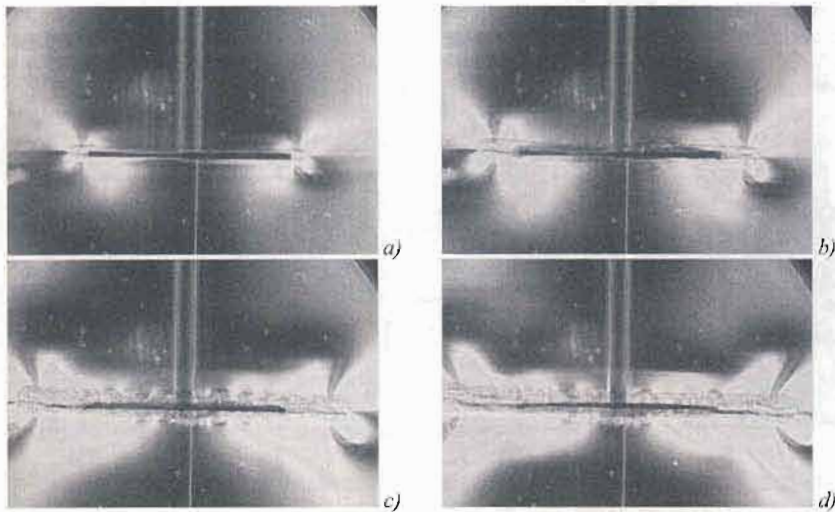


Fig. 1. The evolution of the flow pattern in the torsional oscillations of the horizontal disk ($T_b = 8$ s, $R = 50$ mm)

REFERENCES

1. Anthony M. J. Davis, Stefan G. Llewellyn Smith Tangential oscillations of a circular disk in a viscous stratified fluid // *J. Fluid Mech.* (2010), V. 656, pp. 342 – 359.
2. Bardakov R.N., Vasil'ev A.Y., Chashechkin Yu.D. 2007 Calculation and measurement of conical beams of three-dimensional periodic internal waves excited by a vertically oscillating piston. *Fluid Dyn.* 42, P. 612 – 626.

STRUCTURAL STABILITY OF INVARIANT PROPERTIES OF THE EQUATIONS OF INHOMOGENEOUS FLUID MECHANICS

V.G. Baydulov, Yu.D. Chashechkin

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS
e-mail: bavd@ipmnet.ru, chakin@ipmnet.ru

Conducted group analysis showed that the fundamental system of equations of the mechanics of inhomogeneous fluids, including algebraic equation of state and differential equations of continuity and momentum transfer, temperature and material, is characterized by ten-parametric Galilei group, which is consistent with the fundamental physical principles underlying its deduction.

Simplifying assumptions substantially change the invariant properties of systems of equations, which indicates a loss of equivalence of the original and derivative systems. Most noticeably on the structure of the symmetry group affects the use of approximation of incompressibility, as recorded in the light of thermodynamics, and as a condition of solenoidal of the velocity field. At the same time breaking the relation between density and pressure leads to a group of symmetries of the infinite-dimensional subalgebra of pressure shifts (instead of the generator of translations).

Group analysis indicates the need to integrate all of the dimensionless complex tasks in the simulation of natural processes, and also allows you to find additional symmetry, do not

follow from the analysis of problems using the theory describe the flows of an inhomogeneous fluid developed a la but the connection between the decisions that were built v In this regard, the actual problem turns out to study the st tance to change in the flow model.

As part of the report we investigate the structural (groups of symmetries and invariant solutions) of its modigromehaniki with respect to the use of simplifying as nesq approximation, the boundary layer and a homogeneo

In the framework of linear thermodynamics of non- sumption of constant kinetic coefficients of the fundamen ics of inhomogeneous fluids, takes the form

$$\alpha_p \frac{dp}{dt} - \alpha \frac{dT}{dt} + \alpha_c \frac{dc}{dt} = -\text{div } \mathbf{v}$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{1}{3} \mathbf{v} \right) \nabla \text{div } \mathbf{v} + \mathbf{g}$$

$$\frac{dT}{dt} - \frac{\alpha T}{\rho c_p} \frac{dp}{dt} = \kappa_T \Delta T + \left(\frac{\partial u}{\partial c} \right)_{T,p} \frac{k_T \kappa_c}{c_p} \left(\Delta c + \frac{k_T}{T} \Delta T + \frac{k_p}{p} \Delta p \right)$$

$$\frac{dc}{dt} = \kappa_c \left(\Delta c + \frac{k_T}{T} \Delta T + \frac{k_p}{p} \Delta p \right)$$

Here $\mathbf{v} = \{u, v, w\}$ – velocity, ν and ζ – coefficient κ_T and κ_c – thermal and salt diffusion coefficients, k_T and k_p – coefficients, \mathbf{g} – gravity acceleration.

Using the theory of continuous groups the invariant p tions of mechanics of inhomogeneous fluids, and its comm general, the fundamental system of (1 – 4) is invariant unc flecting common to all mechanical systems, principles of rropy of space and the equivalence of inertial reference syst stantially change the invariant properties of systems of eq crease and narrowing of the number allowed by the symm of the conditions of equivalence of the original and deriva nesq approximation and the incompressibility of the fluid l inertial reference system for all systems moving relative to acceleration.

THE ORIGINAL MAXWELL ELECTROMAGNETIC MICROCONTINUUM THEORY. A FRESH LOOP COMMENTS

V.L. Borsch

Dnepropetrovsk National University, 49010, Gagan
e-mail: bvl@dsu.dp.ua

The governing equations of ideal magnetohydrody coupling the Maxwell equations for the electromagnetic fie fluid, and are a specific case of the governing equations fe tinua. Darrigol [1, 2] gave a detailed historical survey on th

The fact that Maxwell himself derived at least four s moving deformable continua, and the equations usually a

where D is the radial derivative. This equation is singular at the critical radius r_c such as $\gamma(r_c) = 0$ but admits analytical solutions around r_c , r_c being a regular singular point, expressed as Frobenius series. The dimensionless number $J = \left(\frac{kr}{m}\right)^2 \frac{Q_{z,c}\sigma}{(Q_z - \sigma)^2}$, the equivalent of the Richardson number for a stratified critical flow is small for different regimes:

$$I \quad \frac{Q_{z,c}}{\sigma_c} \ll 1, J_c \sim \bar{\omega}^2 \frac{Q_{z,c}}{\sigma_c}, \bar{\omega} = \frac{kr}{m}$$

$$II \quad \frac{Q_{z,c}}{\sigma_c} \gg 1, J_c \sim \bar{\omega}^2 \frac{\sigma_c}{Q_{z,c}},$$

$$III \quad \bar{\omega} \ll 1.$$

When one of these regimes is applied, Frobenius solutions of (1) are

$$\phi_a = \eta + \sum_{n=2} a_{0,n} \eta^n, \phi_b = 1 + b_0 \phi_a(\eta) \ln|\eta| + \sum_{n=2} b_{0,n} \eta^n, \eta = r - r_c$$

The case I represents for example a rapidly rotating vortex. So, the radial velocity is written

$$U_r^{(0)} = (a\phi_a + \phi_b) \sin \xi.$$

The study will treat the case I when $Q_{z,0,c} = 0$. When $J_c \ll 1$, the critical layer width is maximum and is of order $O(\epsilon^{1/2})$, here, we will take $J_c = J_{1,c} \epsilon^{1/2}$. We will use the nonlinear critical layer theory. The rescaled viscosity λ is assumed very small, which allows for a λ -expansion of the flow.

Acknowledgments. This research was supported by the Chilean funding organisation, National Fund for Scientific and Technological Development, as the project Fondecyt 100428.

REFERENCES

1. Fujita T. Jumbo tornado outbreak of 3 April 1974// *Weatherwise* 1974, V. 27, pp. 116 – 119.
2. Gall R.L. A linear analysis of the multiple vortex phenomenon in simulated tornadoes// *J. Atm. Sc.* 1983, V. 40, pp. 973 – 981.
3. Montgomery M.T., Lu C. Free waves on barotropic vortices. Part I: eigenmode structure// *J. Atm. Sc.* 1997, V. 54, pp. 1868 – 1885.
4. Benney D., Bergeron B. A new class of nonlinear waves in parallel flows// *Stud. Appl. Maths.* 1969, V. 48, pp. 181 – 204.
5. Caillol P., Maslowe S. The small-Vorticity Nonlinear Critical Layer for Kelvin Modes on a Vortex// *Stud. Appl. Maths.* 2007, V. 118, pp. 221 – 254.

EXPERIMENTAL MODEL OF MARINE OIL SPILLS

T.O. Chaplina

A. Iskhimsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

Ecological disaster in the Gulf of Mexico showed, that water pollution by oil products is a serious problem. For these reasons operational methods of control of the marine environment and managing the consequences of such accidents acquire the particular importance.

Eddy currents in the bulk liquid leads to the formation of characteristic structures on the free surface, providing information on their geometric and dynamic characteristics. The study of vortex flows appeals a great practical interest. Giant atmospheric vortices (typhoons, hurricanes), and smaller vortices (tornadoes) have great destructive effect, the damage they cause is difficult to assess. Also vortex columns were observed in the atmosphere (tornadoes) and in the water.

Distant sensing methods can not only observe the flow, but also reliably detect spills of hydrocarbons, which represent a growing danger to the ecology of the entire hydrosphere, and particularly for the oceans, due to the increasing volumes of marine mining and transportation. Many types of vortices have their own movement, and decay under the influence of various factors. Therefore, the conditions of stationarity and reproducibility of eddy currents, necessary for measurement, it is difficult to implement in vivo and in a laboratory experiment: stationary vortex flow is implemented in devices that provide a global rotation liquids that are placed on a rotating platform [1] or in containers with a uniformly rotating field [2].

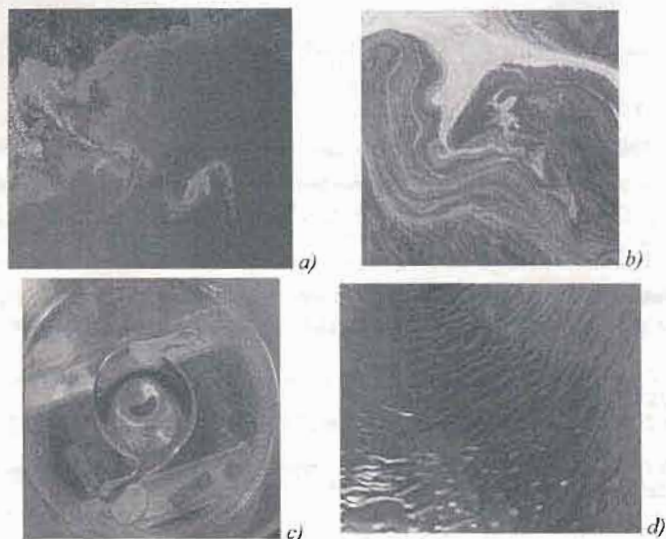


Fig. 1. Immiscible liquids at the surface: a, b) – the oil spill in the Gulf of Mexico [4], c, d) – oil stain on the surface of the composite vortex ($H = 20$ cm, $R = 7.5$ cm), c) – sunflower oil $V_k = 90$ ml, $\Omega = 120$ rpm, d) – Castor oil $V_k = 30$ ml, $\Omega = 750$ rpm.

To realize the condition of stationarity of the vortex flow as the object of study is selected compound vortex is formed with a uniform rotation of the disc set at the bottom of the cylindrical container. In these studies, the free surface of liquid is left open, which allows for different ways of marking the introduction of the impurity and monitoring the transfer of impurity in all volume of liquid. Despite the simplicity of the experimental geometry, the flow is quite complex and includes both the vortex and the wave components in the bulk and on the free surface. The fluid in the container is spinning-up around vertical axis by rotating disk. In general, the liquid rises along the walls of the container, moves along the free surface and

immersed in the vicinity of the axis of rotation, formed by permanent transfer of the substance along the surface of the

Unsaturated liquid fatty acids – common oils: castor, r immiscible impurity. The admixture is brought to the free su then the disk-inductor is driven with a constant angular ve out after establishment of the flow regime and the end of th along the axis of the container near the surface of the walls, ter of cavity and involved into the liquid, where it takes the fr tion in a wide range of parameters for the shape of the free pends on the amount of impurities. In the interior of the liqui tation. The position and shape of this body determined by its buoyancy that consigns a light oil, and the resistance caused compound vortex. The surface of the oil stains can be smo which pass into the spiral arms on the periphery of the oil vol

Oil stain on the surface of the compound vortex is structure, from which are drawn spiral arms. Dimensions formation also depends up all parameters of the experiment. spot to the irregular shape, from which are drawn spiral arm influence of gravity and surface tension of the long, "sleeve" a compact central spot on the contour of which there are come

The process of formation of corner points and the form most continuously. It is significant that between the central strips of pure water. Droplets of impurities were separated fi number increased with time. Remains of arms form a spiral p pty of the compound vortex. In addition, the compact spot im flower oil) with a smooth contour and deformed into a polygo spiral arms [3].

Behavior of the impurity was active in all conducted exp surface does not correspond to the average flow velocity of th of individual oil droplets and the position of the spiral arms de flow in a compound vortex. Similar patterns are observed in were contaminated with light immiscible impurities, such as fi of optical registration of oil spills in nature and patterns of ve tory show that, despite differences in the characteristic scales ters (velocity and angular velocity) have a number of common

Similarity forms of distribution of oil stains indicate the mechanisms of formation and redistribution of surface oil co revealed important properties of these structures are form filamentous education does not widen with increasing age, as and form a compact spot.

REFERENCES

1. Flor J.B., Bush J.W.M., Ungarish M. An experimental study of fluid // Geoph. Astr. Fluid Dyn. 2004. V. 98(4), pp. 277 – 282.
2. Alekseenko S.V., Kuibin P.A., Okulov V.L. Introduction to the theory of vortices, Novosibirsk: ITF SO RAS, 2003, 504p.
3. Chaplina T.O., Stepanova E.V., Chashechkin Yu.D. Deformation of the cavity of the compound vortex Dokl. 2010.T. 432. № 2.
4. <http://nsk.sibnovosti.ru/business/109635-korporatsiya-vr-ot-nefti-v-meksikanskom-zalive-v-1-43-mlrd>

immersed in the vicinity of the axis of rotation, formed by leaking for compensating for a permanent transfer of the substance along the surface of the disk.

Unsaturated liquid fatty acids – common oils: castor, refined sunflower were used as an immiscible impurity. The admixture is brought to the free surface of the stationary water, and then the disk-inductor is driven with a constant angular velocity. Experiments were carried out after establishment of the flow regime and the end of the transition. Vortex flow directed along the axis of the container near the surface of the walls, the oil is transferred into the center of cavity and involved into the liquid, where it takes the form of an elongated body of rotation in a wide range of parameters for the shape of the free surface (the air-water or oil) depends on the amount of impurities. In the interior of the liquid oil is collected in a body of rotation. The position and shape of this body determined by the balance between the forces of buoyancy that consigns a light oil, and the resistance caused by the main circulation flow in a compound vortex. The surface of the oil stains can be smooth or distorted by spiral waves, which pass into the spiral arms on the periphery of the oil volume.

Oil stain on the surface of the compound vortex is deformed into an asymmetric structure, from which are drawn spiral arms. Dimensions of the sleeves, the rate of their formation also depends up all parameters of the experiment. Differential rotation deforms the spot to the irregular shape, from which are drawn spiral arms. A short time later, under the influence of gravity and surface tension of the long, "sleeve" is almost completely drawn into a compact central spot on the contour of which there are corner points.

The process of formation of corner points and the formation of thin spiral arms are almost continuously. It is significant that between the central spot and the sleeves exist thin strips of pure water. Droplets of impurities were separated from the edges of the sleeves, its number increased with time. Remains of arms form a spiral pattern on the surface of the cavity of the compound vortex. In addition, the compact spot immiscible liquid (castor and sunflower oil) with a smooth contour and deformed into a polygon with the angles of which went spiral arms [3].

Behavior of the impurity was active in all conducted experiments. Its distribution on the surface does not correspond to the average flow velocity of the main liquid. The displacement of individual oil droplets and the position of the spiral arms do not reflect the pattern of water flow in a compound vortex. Similar patterns are observed in natural aquatic systems, which were contaminated with light immiscible impurities, such as fuel, oil and others. Comparisons of optical registration of oil spills in nature and patterns of vortex flows of oil in the laboratory show that, despite differences in the characteristic scales and the physical flow parameters (velocity and angular velocity) have a number of common parts (Fig. 1).

Similarity forms of distribution of oil stains indicate the possible existence of universal mechanisms of formation and redistribution of surface oil contamination. The experiments revealed important properties of these structures are formed from immiscible liquids: filamentous education does not widen with increasing age, as commonly assumed, a flat-out, and form a compact spot.

REFERENCES

1. Flor J.B., Bush J.W.M., Ungarish M. An experimental study on the spin up of a stratified fluid // *Geoph. Astr. Fluid Dyn.* 2004. V. 98(4). pp. 277 – 296.
2. Alekseenko S.V., Kuibin P.A., Okulov V.L. Introduction to the Theory of concentrated vortices, Novosibirsk: ITF SO RAS, 2003, 504p.
3. Chaplina T.O., Stepanova E.V., Chashechkin Yu.D. Deformation of compact oil spots in the cavity of the compound vortex *Dokl.* 2010.T. 432. № 2. S. 185 – 189.
4. <http://nsk.sibnovosti.ru/business/109635-korporatsiya-vr-otsenila-uscherb-ot-razliva-nefti-v-meksikanskom-zalive-v-1-43-mlrd>

Yu.D. Chashechkin

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

Investigations of vortices and waves occupy central position in theoretical and applied fluid mechanics. Conventional theory of waves is based on studies of infinitesimal disturbances in framework of linear models. Models of vortex motions are non-linear: as result these phenomena are investigated separately.

New methods of sensitive visualization show that these flow components co-exist and are observed simultaneously. Circular vortex ring horizontally moving inside continuously stratified fluid creates upstream disturbance and downstream (lee) internal waves like a moving solid body [1]. The length of downstream internal waves $\lambda = UT_b$ is defined by the ring

velocity U and buoyancy period $T_b = \frac{2\pi}{N}$, $N^2 = \frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}$ (g is gravity acceleration and ρ is

density, Fig. 1, a).

Wave motion inside the continuously stratified fluid can be supplemented by high gradient interfaces (producing "trauma" of stratification [2]). Sharp isolated interfaces and even secondary vortices are formed in domain of high gradient envelopes of periodic internal wave beams convergence. In contrast with ordinary vortex systems these flow components are synchronized with phase of periodic waves and move from fluid interior to oscillating body (Fig. 2, a).

Intensive wave motion is observed on soaring interfaces past horizontally moving cylinder [3]. Vortices forming in the field of downstream attached internal waves do not contact with bluff body.

High gradient interfaces that are visible component of vortex motions are observed in very slow creeping flows of continuously stratified fluids including the flows induced by diffusion on topography. Mathematical models of such flows have been recently constructed. They are based on high order fundamental governing equations set which was analyzed by methods of the singular perturbations theory taking into account condition of compatibility.

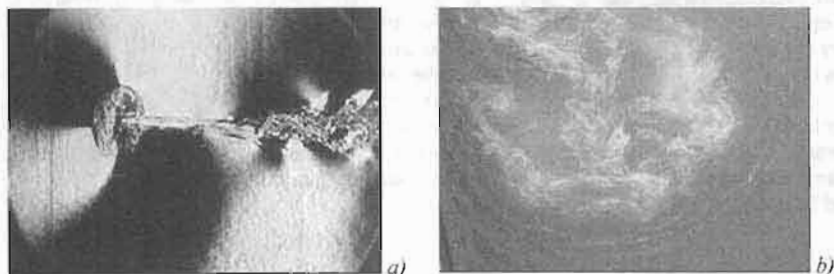


Fig. 1. Moving isolated vortices generate gravity waves:

a) - conventional schlieren image of internal waves past vortex ring in stratified fluid ($T_b = 6$ s, $U = 2.9$ cm/s, $d = 3.8$ cm); b) - short surface waves generated by head vortices of starting jet.

Vortex pair moving ahead of starting swirling jet generates upstream surface wave system like that a bluff body do. Vortex part of the flow is pictured by patches and curve strips of foam. In wave part of flow the foam lines are placed only on the wave crests (Fig. 1, b).

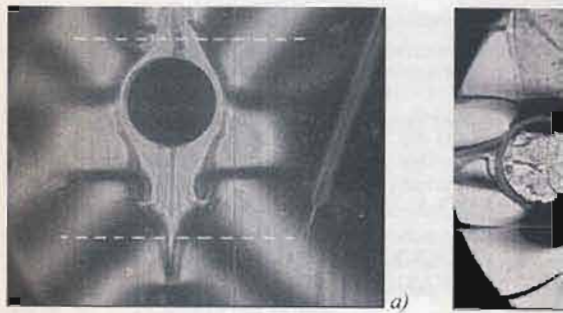


Fig. 2. Secondary vortices forming inside the
a) - interfaces in region of convergence of high gradient wave beams; b) - soaring vortices inside attached (lee) internal waves of moving cylinder ($T_b = 7.4$ s, $U = 1.01$ cm/s, $d = 5$ cm)

In case of small values of kinetic coefficients complex consist of regular perturbed functions characterizing well-known and a rich family of singular perturbed functions describing the flow components with large shear of velocity. Such proper components. Hierarchy of models and number of fine flow components to a high order of Navier-Stokes equations with action of singular components are connected. They become identical in fluid. Detailed calculations 3D periodic internal wave beams are performed [5].

The unity of vortex and wave periodic flow components of solid state and fluid mechanics too.

Mathematical definition of the motion as continuous transformation t (time) of the 3D Euclidian (vector) space into itself presents of two independent constituent that are uniform displacement and rotation. Group of transformations around instantaneous center of rotation $\delta r_j = U_j \delta t + \epsilon_j$. Helian group transformations of coordinates is formed by independent displacements and rotations. Condition of external composition (mass of "point" body and velocity) provides equivalent transformation of vector spaces as well as a displacement of a

Decomposition of fluid flows (follow Cauchy and Helman) $\frac{\partial v_j}{\partial x_j} \delta x_j$ describing possible deformation of "fluid particles" vector

independent components of motion. Flows do not form the group quantity(ies) for their definition. These quantities in classical fluid mechanics they are thermodynamic parameters like density, pressure, enthalpy, concentration of components. Hierarchy of conventional models presented and discussed.

REFERENCES

1. Belyaev V.S., Savinkov A.M., Chashechkin Yu.D. Dynamics of a vortex ring in a stratified liquid // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 1987. V. 28 (1)
2. Chashechkin Yu.D. Visualization of singular components of motion in a continuously stratified fluid (Review report) // Journal of Visualized Mathematics

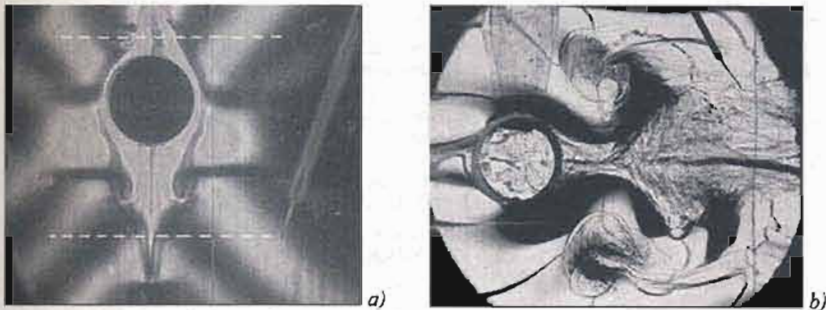


Fig. 2. Secondary vortices forming inside the internal wave fields: a) – interfaces in region of convergence of high gradient envelopes of 3D periodic internal wave beams; b) – soaring vortices inside attached (lee) internal waves past horizontally moving cylinder ($T_1 = 7.4$ s, $U = 1.01$ cm/s, $d = 5$ cm; $Fr = 0.24$; $Re = 501$).

In case of small values of kinetic coefficients complete solutions of the linearized set consist of regular perturbed functions characterizing well-known wave component of flows and a rich family of singular perturbed functions describing family of extended high gradient flow components with large shear of velocity. Such properties are typical for vortex flow components. Hierarchy of models and number of fine flow components are given in [4]. Due to a high order of Navier-Stokes equations with action of viscosity at least two different singular components are connected. They become identical in approximation of homogeneous fluid. Detailed calculations 3D periodic internal wave beams and their high gradient envelopes are performed [5].

The unity of vortex and wave periodic flow components follows directly from axiomatic of solid state and fluid mechanics too.

Mathematical definition of the *motion* as continuous transformation with scalar parameter t (time) of the 3D Euclidian (vector) space into itself prescribes decomposition into sum of two independent constituent that are uniform displacement and rotation with angular velocity $\vec{\omega}$ around instantaneous center of rotation $\delta r_i = U_i \delta t + \epsilon_{ijk} \omega_j r_k \delta t$. Ten-parametric Galilean group transformations of coordinates is formed by independent sub-groups of linear displacements and rotations. Condition of *external composition* saving product of vector by scalar (mass of "point" body and velocity) provides equivalence definitions of the *motion* as transformation of vector spaces as well as a displacement of a solid body.

Decomposition of fluid *flows* (follow Cauchy and Helmholtz) includes additional term $\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \delta x_j$ describing possible deformation of "fluid particles" which connects two before independent components of *motion*. Flows do not form the *group* and need an additional physical quantity(ies) for their definition. These quantities in classical fluid mechanics are well-known, they are thermodynamic parameters like density, pressure, entropy (or temperature), concentration of components. Hierarchy of conventional models presented in number of textbooks is discussed.

REFERENCES

1. Belyaev V.S., Savinkov A.M., Chashechkin Yu.D. Dynamics of laminar vortex rings in a stratified liquid // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 1987, V. 28 (1), P. 34 – 43.
2. Chashechkin Yu.D. Visualization of singular components of periodic motions in a continuously stratified fluid (Review report) // Journal of Visualization 2007, V. 10, No. 1, P.

- 7-20.
3. Chashechkin Yu.D., Mitkin V.V. Soaring interfaces, vortices and vortex systems inside the internal waves wake past the horizontally moving cylinder in a continuously stratified fluid. *J. Visualization*. 2006. V. 9 (3). P. 301 - 308.
 4. Chashechkin Yu.D. Hierarchy of the models of classical mechanics of inhomogeneous fluids *Physical Oceanography*. 2011. V. 20. No. 5. P. 317 - 324.
 5. Bardakov R.N., Vasil'ev A.Yu., Chashechkin Yu.D. Calculation and Measurement of Conical Beams of Three-Dimensional Periodic Internal Waves Excited by a Vertically Oscillating Piston // *Fluid Dynamics*. 2007. V. 42. No. 4. P. 612 - 626.

CLASSIFICATION OF GAS DYNAMICS EQUATIONS WITH RESPECT OF CONSERVATION LAWS

Yu.A. Chirkunov
 Novosibirsk State Technical University, 630092, Novosibirsk, Russia
 e-mail: chr01@rambler.ru

Classification according to the zero-order conservation laws of n -dimensional ($n \geq 1$) gas dynamics equations by means of A -operators method proposed by the author (all generalized symmetries of the system of differential equations are subset of the set of its A -operators) is realized [1]. It is obtained new state equation of gas for which takes place extension of set of conservation laws. All zero-order conservation laws to n -dimensional gas dynamics equations with pressure remaining in particle are found [2]. Classification according to the zero-order conservation laws of equations of isentropic gas motion is carried out [3]. Conservation laws for equations of plane-parallel stationary irrotational isentropic gas motion are investigated with the help of Chaplygyn system; new nonlinear nonlocal conservation laws are obtained.

1. METHOD OF A -OPERATORS

We consider an arbitrary system (s) of differential equations for m ($m \geq 1$) unknown functions $u = (u^1, \dots, u^m)$ of $n+1$ ($n \geq 1$) independent variables $y = (x^0, x^1, \dots, x^n)$. Let $[S]$ - be a manifold in extended space defined by the equations of system (s) and all its differential consequences. The conservation law for system (s) is a vector $A = A(y, u, u_1, u_2, \dots) = (A^0, A^1, \dots, A^n)$ such that $(D \cdot A)|_{[S]} = 0$, where $D = (D_0, D_1, \dots, D_n)$; $D_i = D_{x^i}$ is the operator of total differentiation with respect to the variable x^i ($i = 0, 1, \dots, n$); u_k ($k = 1, 2, \dots$) is the set of functions $D_{i_1} D_{i_2} \dots D_{i_k} u$ ($i_m = 0, \dots, n$; $m = 1, \dots, k$).

Definition 1. Let A be a conservation law for system (s). Then, by virtue of system (s) and all its differential consequences, the evolutionary generalized-symmetry operator $X = \eta(y, u, u_1, u_2, \dots) \cdot \partial_u + \dots$ admitted by the equation $D \cdot A = 0$ is called an A -operator of this system:

$$(X(D \cdot A))|_{[S]} = 0.$$

For the set of A -operators of system (S), the lower-bound estimate can be indicated: this set contains the Lie algebra of all generalized symmetries of system (S). The relationship be-

tween the A -operators of system and the conservation laws of system is given by the following two propositions.

Proposition 1. The action of any A -operator of system (S) gives a conservation law for this system.

Proposition 2. Let A be a conservation law of system (S). The generalized-symmetry operator $X = \eta(y, u, u_1, u_2, \dots) \cdot \partial_u + \dots$ admitted by the equation $D \cdot A = 0$ is its A -operator.

Definition 2. The A -operator X of system (S) is called a trivial A -operator if XA is a trivial conservation law for this system.

Definition 3. Two A -operators of system (S) are called equivalent if their difference is a trivial A -operator of this system.

Application of the A -equivalent A -operators of system (S) yields equivalent conservation laws for this system. Hence, the set of all A -operators of system (S) for each conservation law A is divided into classes of A -equivalent operators.

The following theorem of the generating conservation laws holds.

Theorem. If the system of differential equations (S) has a conservation law A for which the total rank of the Jacobi matrix $\partial A / \partial u$ is equal to the number of variables of system (S), each conservation law for this system is equivalent to some A -operator of this system to the conservation law A .

The method of obtaining conservation laws for system (S) by means of theorem will be called the A -operator method.

2. CONSERVATION LAWS FOR THE EQUATIONS OF IRROTATIONAL GAS MOTION

The equations of motion for a gas with the calorific the entropy are written as

$$\rho(u \cdot \nabla)u + \nabla p = 0, \quad \rho_t + (u \cdot \nabla)\rho + \rho \operatorname{div} u = 0,$$

$$\rho_t + (u \cdot \nabla)\rho + \rho c^2(p, \rho) \operatorname{div} u = 0,$$

where t is time, $u = u(t, x)$ is the velocity vector, $\rho = \rho(t, x)$ is the pressure, $x \in \mathbb{R}^n$ ($n \geq 1$); and $c = c(p, \rho) > 0$ is the sound velocity.

Irrotational gas motion is described by Eqs. (1) and the external multiplication operation \square is defined by

$$\square p \square p = 0, \quad \square u = 0,$$

where the \square symbol denotes the external multiplication operation. If $\varphi = \varphi(t, x)$, we integrate the second equation:

$$u = \nabla \varphi.$$

In gas dynamics, the physical meaning of the conservation laws is determined by the component A^0 the density of the conservation law.

$B = A_1 - A^0 u$, where $A_1 = (A^1, A^2, \dots, A^n)$.

By A -operators method it is realized classification according to the conservation laws of equations: (1); (1)-(2); (1)-(3). This systems have conservation laws only for gas with the equation of state

$$c^2 = (p^2 w'(p))^{-1},$$

equations clearly demonstrate that it provide very accurate approximations to the numerically computed dispersion relation of the full system. In my talk I will explain the underlying reason for the difference between Poincaré waves and Rossby waves in a barotropic ocean.

The complexity of the approximate Schrodinger equation might be handled in future studies by applying advanced perturbation methods of Quantum Mechanics to the find explicit expressions for the energy levels of the Schrodinger equation.

REFERENCES

1. Longuet-Higgins M.S. The eigenfunctions of Laplace's Tidal equations over a sphere // Philos. Trans. Roy. Soc. London. 1968. V. A262. P. 511 – 607.
2. De-Leon Y., Erlick C., Paldor N. The eigenvalue equations of equatorial waves on a sphere // 2010. Tellus. V. 62A. P. 62 – 70.
3. De-Leon Y., Paldor N. Linear waves in midlatitudes on the rotating spherical earth // J. Phys. Oceanogr. 2009. V. 39. P. 3204 – 3215.
4. De-Leon Y., Paldor N. Zonally propagating wave solutions of Laplace Tidal Equations in a baroclinic ocean of an aqua-planet // 2011. Tellus. V. 63A. P. 348 – 353.

DYNAMIC STRUCTURES IN THE BARENTS SEA

D. Petrenko

Russian State Hydrometeorological University, Russian Federation
Nansen International Environmental and Remote Sensing Centre
e-mail: dmitry.petrenko@niersc.spb.ru

Dynamics of Barent's water has been investigated by using satellite remote sensing data. Derived satellite products: sea surface temperature (SST) and chlorophyll concentration (Chl), were used as tracers. Fields of SST and Chl on the base of MODIS (Aqua) L1 daily data with 1km spatial resolution were obtained by SeaDAS software with using SST and OC3 algorithms. Cyclonic gyre was analyzed during the period 27-31 July 2004 in a bin 71-72 N, 27-29 E in the fields of chlorophyll concentration. High chlorophyll concentration in the center of this circulation corresponds to water with lower temperature. This may be caused by upwelling, i.e., rising of cold and rich chlorophyll water. From 09 to 11 July 2004, in bin 70-73N, 38 – 52 E, cold and chlorophyll-poor waters were moving to the west of Novaya Zemlya. On July, 14, variations of wind direction tend to changes of sea surface motion too.

VORTEX RING IN STRATIFIED LIQUID: UP- AND DOWNSTREAM DISTORTIONS

V.E. Prokhorov

A. Ishlitsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS
e-mail: prokhorov@ipmnet.ru

When vortex ring moves in stratified liquid, initially rest media is disturbed both ahead and behind the vortex. The distortion can be distantly visualized by high-sensitive optical technique and some of them – registered by echo sounding methods. Experiments cover Reynolds/Froude number range 900-5500/0.4-10 and carried out in stratified tank: equipped with ring vortex generator, Schlieren instrument, camera and high frequency laboratory sonar.

Specific kind of upstream disturbances discussed in this work exists at $Fr = U / NR > 1$, where Froude number Fr is defined by main vortex radius R , velocity U and buoyancy frequency N . These are density field deformations which occupy an extended area ahead and move jointly with the vortex without appreciable time delay. They are extremely weak to be

recognized in backscattering acoustic field, but easily visualized as figure-of-eight shape (so they extend to the wake) immovable in the horizontal plane. Theoretical background given in frame nearly homogeneous liquid field of the same shape.

Downstream distortions are presented by density wake. They are not registered by sonar in the fixed range. Scattering level is non-monotonous depending on vortex velocity and Froude number varying from 0.4 to 10. Nature of oscillations is determined by 1) acoustic contrast (density gradient) and 2) alternation of dominant microstructure.

REFERENCES

1. Prokhorov V.E. Associated Disturbances around a Vortex in a Stratified Fluid // Fluid Dynamics. 2010. V. 45. No. 4. pp. 566–573.
2. Prokhorov V.E. Spatial Coherence of the Density Wake behind a Vortex in a Stratified Fluid // Doklady Physics. 2008. V. 53. No. 9. pp. 493 – 497.
3. Prokhorov V.E. Microstructure Sources of Sound Backscattering from a Vortex in a Stratified Fluid // Doklady Physics. V. 50. No. 4. 2005. pp. 215 – 219.

INTERACTIONS OF FREE AND TRAPPED WAVES: A CASE STUDY

G.M. Reznik

P.P. Shirshov Institute of Oceanology, Moscow
e-mail: greznik11@yahoo.com

Theory of resonant interactions of the coastal waveguide modes is presented (Reznik, Zeitlin, 2011). The analysis is carried out in the shallow water (RSW in what follows) model of the ocean. Results are formulated for an arbitrary smooth profile of the shelf. The RSW model (Ball, 1967) is used for exhibition calculations. The RSW model is interested by the non-linear excitation of the trapped coastal wave spectrum of the RSW model is rather rich: there is a countable number of wave modes of complicated structure and nontrivial dispersion relation. The type of these modes with free Poincaré waves for arbitrary wave number is examined. All possible resonant excitation regimes are analyzed. Efficiency is estimated. We also derive spatio-temporal modulation equations of Landau type for the amplitudes of excited waves and discuss their

Outline of the work. Linear wave motions of shallow water of variable depth are described by the non-dimensional linearized equations

$$u_t - fv + \zeta_x = 0, \quad v_t + fu + \zeta_y = 0, \quad \zeta_t + (hu)_x + hv_y = 0.$$

Here the shore coincides with the y -axis and the depth varies linearly with x away from the shore; u and v are the components of horizontal velocity; h is the depth; ζ is the free-surface elevation. Wave solutions are sought in the form

$$\mathbf{W} = (u, v, \zeta) = (iU, V, Z)(x)e^{i\theta} + c.c., \quad \theta = ky - \sigma t.$$

Far from the shore, by definition, the trapped wave decays:

$$U, V, Z \sim e^{-px}, \quad x \rightarrow \infty; \quad p = \sqrt{f^2 + l^2 - \sigma^2}$$

recognized in backscattering acoustic field, but easily visualized by Schlieren instrument as figure-of-eight shape (so they extend to the wake) immovable in the vortex reference system. Theoretical background given in frame nearly homogeneous liquid ($Fr \gg 1$) predicts velocity field of the same shape.

Downstream distortions are presented by density wake. They are much stronger of those of downstream and successfully registered by sonar in the fixed section of the wake. Backscattering level is non-monotonous depending on vortex velocity and sharply oscillates with Froude number varying from 0.4 to 10. Nature of oscillations is explained by 1) alternation of acoustic contrast (density gradient) and 2) alternation of dominant internal scale of scattering microstructure.

REFERENCES

1. Prokhorov V.E. Associated Disturbances around a Vortex Ring in a Stratified Fluid // Fluid Dynamics. 2010. V. 45. No. 4. pp. 566–573.
2. Prokhorov V.E. Spatial Coherence of the Density Wake behind a Vortex Ring in a Stratified Fluid // Doklady Physics. 2008. V. 53. No. 9. pp. 493–496.
3. Prokhorov V.E. Microstructure Sources of Sound Backscattering in a Stratified Flow // Doklady Physics, V. 50, No. 4. 2005. pp. 215–219.

INTERACTIONS OF FREE AND TRAPPED WAVES: POINCARÉ AND EDGE WAVES

G.M. Reznik

P.P. Shirshov Institute of Oceanology, Moscow, Russia
e-mail: greznik11@yahoo.com

Theory of resonant interactions of the coastal waveguide modes with free Poincaré waves is presented (Reznik, Zeitlin, 2011). The analysis is carried out in the framework of rotating shallow water (RSW in what follows) model of the ocean with straight coast line. Results are formulated for an arbitrary smooth profile of the shelf and the Ball's model with exponential depth profile (Ball, 1967) is used for exhibition calculations. We are in particular interested by the non-linear excitation of the trapped coastal waves by the free waves. The wave spectrum of the RSW model is rather rich: there is a countable number of trapped edge wave modes of complicated structure and nontrivial dispersion relations. Interactions of each type of these modes with free Poincaré waves for arbitrary wavelengths, with and without rotation, are examined. All possible resonant excitation regimes are explored and their efficiency is estimated. We also derive spatio-temporal modulation equations of the Ginzburg-Landau type for the amplitudes of excited waves and discuss their properties.

Outline of the work. Linear wave motions of shallow rotating fluid in a half-plane basin of variable depth are described by the non-dimensional linearized equations

$$u_t - f\bar{v} + \zeta_x = 0, \quad v_t + f\bar{u} + \zeta_y = 0, \quad \zeta_t + (hu)_x + hv_y = 0. \quad (1a,b,c)$$

Here the shore coincides with the y -axis and the depth varies along the x -axis, i.e. normally to the shore; u and v are the components of horizontal velocity, $h = h(x)$ is the unperturbed depth, $h \rightarrow 1$, $x \rightarrow \infty$; ζ is the free-surface elevation, f is the Coriolis parameter. Wave solutions are sought in the form

$$\mathbf{W} = (u, v, \zeta) = (iU, V, Z)(x)e^{i\theta} + c.c., \quad \theta = iy - \sigma t. \quad (2)$$

Far from the shore, by definition, the trapped wave decays:

$$U, V, Z \sim e^{-px}, \quad x \rightarrow \infty; \quad p = \sqrt{f^2 + l^2 - \sigma^2} \quad (3)$$

strong layer coupling. Then, the possible vortex trajectories were classified using trilinear coordinates. For weak layer coupling, trajectories are open and correspond to horizontal dipoles. For moderate layer coupling, trajectories are still open but a transition between horizontal dipoles and hetons is possible. For even stronger layer coupling, a regime of closed, periodic, trajectories appears. In physical space, closed trajectories correspond to central vortices closer to the center of the plane as increases (if they were initially located at this center). Therefore, a pointwise baroclinic tripole, which is γ -shaped, is possible at large enough γ . Furthermore, we have shown the existence of a new, stationary, pointwise vortex compound: a four-vortex structure in 'solid-body' rotation. Point vortex trajectories in the rotating frame of reference also evidence four-vortex states with periodic motion of the central vortices. As indicated by the trilinear coordinate regime diagram, the transition between tripole, horizontal dipole and hetonic regimes also depends on the initial tilt of the central vortices.

For finite-area vortices, firstly, as layer coupling is increased, numerical simulations evidence a transition between open trajectories of horizontal dipoles, or mixed heton-horizontal dipoles (called L -shaped dipoles), to closed trajectories of baroclinic (Z -shaped) tripoles, when the two central cyclones were initially aligned. This shows the similarity between point vortex dynamics and finite-area vortex dynamics, as long as vortex splitting or a merger is not involved. The formation of an L -shaped heton is specifically a finite-area evolution, since it results from the breaking of the central cyclones under the shear exerted by the peripheral anticyclones.

Secondly, increasing the separation between the central cyclones diminishes their interaction and favors the formation of horizontal dipoles. The formation of a Z -shaped tripole is therefore favored by small initial distances between the central cyclones and by strong layer coupling. Since they form from initial conditions different from their final state, Z -shaped tripoles appear as attractors for a variety of initial conditions (see Figure where solid (dashed) lines correspond to upper- (lower-) layer vortex contours for the indicated moments of times).

Thirdly, oscillating states, intermediate between horizontal dipoles and the Z -shaped tripole, also occur.

FINE FLOW STRUCTURE FEATURES IN COMPOUND VORTEX WITH CONTAMINANTS

E. V. Stepanova

*A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS
e-mail: step@ipmmnet.ru*

The natural vortex flows include vortices along with waves. Vortex flows are rarely modeled in experiments because of its several discriminate features. Vortex flows of fluids are characterized with cylindrical geometry that can be reconstructed in experimental setup in the laboratory. The conditions of stationarity and reproducibility of the flow that are required to the accuracy of the physical experiments are complicated to carry out. The flow produced in the available experimental setup meets the mentioned conditions: the flow is nearly stationary, the flow characteristics could be reproduced in details, and the geometry is cylindrical with the activator at the bottom of the container that produces vortex motion.

The unique experimental setup consists of rectangular Perspex transparent tank with cylindrical container inside. The free surface of the flow could be observed from the side and top views [1]. The fluid body is also available for observations. The flow is generated by the disk that rotates at the bottom of the cylindrical container. The scheme of the flow is drawn in fig.1. Compound vortex consists of vortex with the vertical axis, which is the axis of the

container too and the toroidal vortex with closed axis that rotation in the fluid body. Superimposing of these two motions for

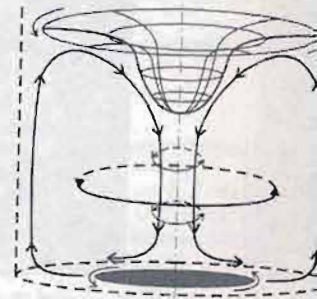


Fig. 1. Scheme of the inquired flow

At the first glance the flow is too simple to be of interesting features that make the flow very engaging. The vortex motion comes covered in the central part. All the observations assume geometry of particular flow and the regime of the activator rotation. Changes of flow pattern could be considered as small fluctuations of mean free surface form corresponds the pressure distribution in the cavern - the trough - could be smooth or distorted with waves. The appearance of the waves depends on the relative depth of fluid $\xi_H = H/R_0$ and its type, frequency of activator rotation Ω , and density ρ , kinematic viscosity ν , surface tension σ .

The most engaging features of the compound vortex revealed on the surface of the flow. The contaminant distribution pattern that could not be seen in homogenous fluid.

Dye patterns. The drop of soluble dye put onto the rotating vortex has two modes of propagation. On the free surface the dye spreads towards and away from the center of free surface. And the dye penetrates into the fluid body with the help of the central vortex. At first the dye penetrates into the fluid body with the help of the central vortex. Next, filaments are difficult to discern and the observed pattern looks like a face stretching down to the bottom of the container. Finally, when the dye penetrates deep into the fluid, the dyed areas are the central dyed column encircled with the flow (fig. 2, b).

container too and the toroidal vortex with closed axis that encircles the vertical axis of rotation in the fluid body. Superimposing of these two motions forms the considered flow.

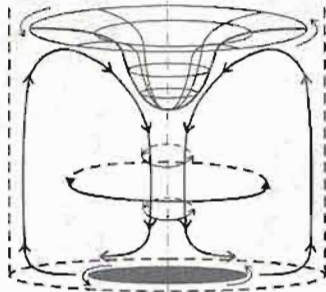


Fig. 1. Scheme of the inquired flow.

At the first glance the flow is too simple to be of interest but in fact there are several features that make the flow very engaging. The vortex motion distorts the fluid surface; it becomes caved in the central part. All the observations assume the flow is stationary, i.e. the geometry of particular flow and the regime of the activator rotation is stable and all the visible changes of flow pattern could be considered as small fluctuation near the equilibrium. The mean free surface form corresponds the pressure distribution in fluid depth [2]. The surface cavern – the trough – could be smooth or distorted with waves of two different types: big inertial or small spiral waves. The appearance of the waves depend on the geometry and the flow parameters that are relative depth of fluid $\xi_H = H / R_0$, relative radius of activator $\xi_R = R / R_0$ and it's type, frequency of activator rotation Ω , and also fluid characteristics as density ρ , kinematic viscosity ν , surface tension σ .

The most engaging features of the compound vortex reveal when the contaminants are put on the surface of the flow. The contaminant distribution patterns are abundant of details that could not be seen in homogenous fluid.

Dye patterns. The drop of soluble dye put onto the rotating free surface of compound vortex has two modes of propagation. On the free surface the dye forms spiral arms elongating towards and away from the center of free surface. And the other mode is observed in the fluid depth. At first the dye penetrates into the fluid body with the helical filaments [3, 4] that are located on the coaxial cylindrical surfaces (see fig. 2, a). Next the adjacent turns of helical filaments are difficult to discern and the observed pattern looks like the dyed cylindrical surface stretching down to the bottom of the container. Finally, when the observation time is long, the dyed areas are the central dyed column encircled with cylindrical dyed envelope (fig. 2, b).

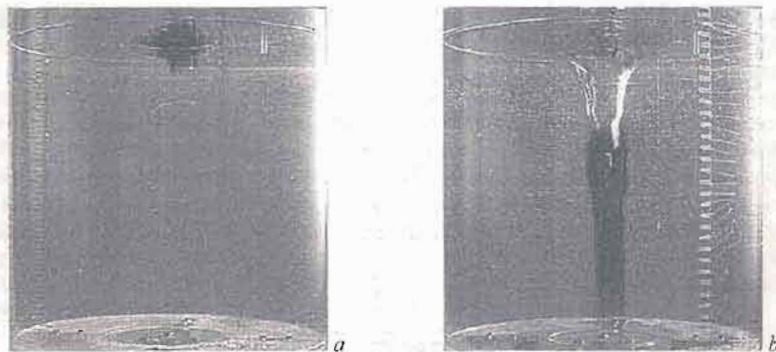


Fig. 2. Dye distribution pattern ($\xi_H = 2$, $\xi_R = 1/3$): a – initial stage ($\Omega = 200$ RPM), b – after the 170 revolutions of activator ($\Omega = 2000$ RPM).

Oil patterns. The patch of immiscible admixture (oil) of finite volume V_k that was put on the free surface of fluid at rest tends to form the thin round spot (like a lens or pancake on the free surface). When the fluid in the container begins to rotate the spot moves to the center of rotating free surface and the spiral arms start to grow from its edges (see fig. 3, a). The spiral arms elongate and some – detach from the central spot, form small spots that spread all over the free surface [5]. At the same time the air-fluid surface of flow with immiscible contaminant is less distorted than in the flow without admixture under the same conditions (ξ_H , ξ_R , Ω), two surfaces air-fluid and water-oil are smooth and the water trough seems to be replaced with oil body (fig. 3, b).

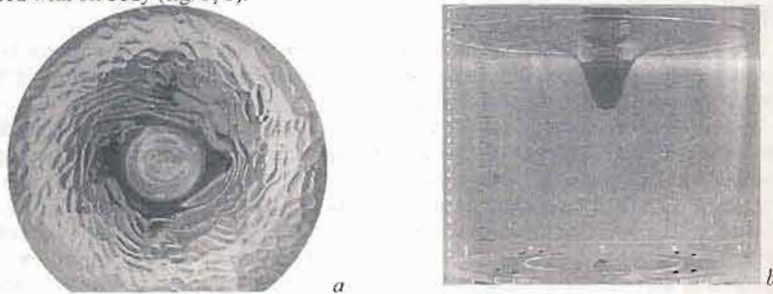


Fig. 3. Oil in the compound vortex ($\xi_R = 1/2$): a – surface view ($\xi_H = 8/3$, $\Omega = 210$ RPM), b – side view ($\xi_H = 4/3$, $\Omega = 320$ RPM).

All the mentioned features of flow are to ponder on the mass transport in the vortex systems and to notice the active character of admixture transport whether it is soluble or immiscible. The general conclusions are:

Compact ink or oil spot on the free surface of the compound vortex transforms into spiral arms system; sizes and periodicity of spiral arms depend on all the flow parameters;

The dye spiral arms elongate in opposite directions from the compact dye spot that was injected not in the center of rotating free surface of compound vortex;

In the fluid depth there are certain areas where the dye accumulates;

The light immiscible admixture pattern develops into spiral arms and decreases the intensity of its vertical displacement;

Contaminants are active, its distribution does not correspond to the velocity field.

Acknowledgements. The work is supported in part by the Russian Federation MK-4650.2011.1.

REFERENCES

1. Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Анизотропный перенос в вихре // 2009, ДАН, Т. 423, №4, С. 474 – 478.
2. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в вихре. Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе.
3. Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Перенос маркера в вихре // МЖТ, № 6. С. 12 – 29.
4. Bèguier Cl., Bousgrarbies J.-L., Leweke Th. Tourbillon. In: Rapides-editions, Toulouse, France, 126 p. // CEPAD 2001 IS.
5. Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Перенос в вихре // Изв. РАН: МЖТ, № 2. 2011. С. 52 – 64.

MODELLING OF CONVECTIVE GAS COMBUSTION IN POROUS MEDIA BY MEANS OF TURBULENT HEAT CONDUCTION

S.F. Urmancheev, D.M. Balapanov

Foundation of Russian academy of sciences Institute of mechanical physics

e-mail: danivarius@gmail.com

Introduction. The flame propagation in combustible gas mixtures is of interest from the practical point of view in connection with the safety of industrial devices.

The basic regularities of gas detonation in porous media are investigated on granular models [1]. The existence of following detonation waves, shock compression, shock reflections on particles and hot jet formation, mathematical theory confirming these considerations, still does not exist. The theory of detonation [2] with losses is applicable only for flow in the porous media into account non-stationary effects, and cannot explain the existence of detonation in low density gases.

Rapid combustion mode of diluted hydrogen-oxygen mixtures with steel shot is discovered and experimentally investigated in [3]. The detonation waves propagate with a constant subsonic velocity of 20-300 m/s, forming a smooth leading front. The mode of fast combustion is investigated on porous media. The influence of the porous medium on the combustion is not taken into account when designing porous fire barriers.

The purpose of the paper is to construct a mathematical model of combustion and to perform numerical simulation to study the structure of the flame.

Mathematical model. Let us consider a porous medium, consisting of identical hard spheres of radius a_2 . We assume that the solid phase is incompressible and immovable, but it can conduct a heat. Also, the properties of the solid phase are constant. The gas flow will be considered as a mixture of two gases. It is assumed that the mutual transformations of the phases do not occur. The mathematical model based on the general conservation equations of mass, momentum and energy [4] can be written as follows:

The light immiscible admixture pattern develops into spiral structure on the free surface and decreases the intensity of its vertical displacement;

Contaminants are active, its distribution does not correspond to the general flow pattern.

Acknowledgements. The work is supported in part by grant of President of Russian Federation MK-4650.2011.1.

REFERENCES

1. Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Анизотропный перенос примеси в составном вихре // 2009. ДАН. Т. 423, №4, С. 474 – 478.
2. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе. – Новосибирск: 2003. 504 с.
3. Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Перенос маркера в составном вихре // 2010. Изв. РАН: МЖГ. № 6. С. 12 – 29.
4. Béguyer Cl., Bousgrarbies J.-L., Leweke Th. Tourbillon, Instabilité & Decollement // CEPAD-éditions, Toulouse, France, 126 p.//CEPAD 2001 ISBN 2.85428.551.4
5. Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Перенос масла в составном вихре // Изв. РАН: МЖГ. № 2. 2011. С. 52 – 64.

MODELLING OF CONVECTIVE GAS COMBUSTION IN INERT POROUS MEDIA BY MEANS OF TURBULENT HEAT CONDUCTION

S.F. Urmancheev, D.M. Balapanov

Foundation of Russian academy of sciences Institute of mechanics of Ufa branch of RAS, Ufa
e-mail: daniyariust@gmail.com

Introduction. The flame propagation in combustible gases, saturating inert porous media is of interest from the practical point of view in connection of necessity of fire and explosion safety providing for various industrial devices.

The basic regularities of gas detonation in porous media are studied well experimentally on granular models [1]. The existence of following detonation mechanisms is suggested: shock compression, shock reflections on particles and hot jet mechanism. However, the mathematical theory confirming these considerations, still does not exist. The classical theory of detonation [2] with losses is applicable only for flow in the direct channel, does not take into account non-stationary effects, and cannot explain the existence of detonation regimes of low density gases.

Rapid combustion mode of diluted hydrogen-oxygen mixtures in the tubes filled with steel shot is discovered and experimentally investigated in [3]. The flame in this mode propagates with a constant subsonic velocity of 20-300 m/s, forming a solitary pressure pulse with a smooth leading front. The mode of fast combustion is investigated insufficiently and its existence is not taken into account when designing porous fire barriers.

The purpose of the paper is to construct a mathematical model of convective regimes of combustion and to perform numerical simulation to study the structure of the wave front.

Mathematical model. Let us consider a porous medium, formed by dense packing of identical hard spheres of radius a_2 . We assume that the solid skeleton of the medium is incompressible and immovable, but it can conduct a heat. Also, the thermophysical parameters of the solid phase are constant. The gas flow will be considered as one-dimensional. It is assumed that the mutual transformations of the phases do not occur. Given these assumptions, a mathematical model based on the general conservation equations of multiphase media mechanics [4] can be written as follows:

CONTENTS

Preface.....	3
<i>Afanasyev A.A.</i> Multiphase flows of binary mixtures in a porous media under sub- and supercritical conditions.....	5
<i>Akulenko L.D., Kalinichenko V.A., Nesterov S.V.</i> Seiches in channels with abrupt rises of bottom.....	6
<i>Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M.</i> Large-scale vortices in swirling jets and premixed flames.....	6
<i>Bardakov R.N.</i> Torsional oscillations of a horizontal disk in a stratified fluid.....	9
<i>Baydulov V.G., Chashechkin Yu.D.</i> Structural stability of invariant properties of the equations of inhomogeneous fluid mechanics.....	10
<i>Borsch V.L.</i> The original Maxwell electromagnetics as a fluent microcontinuum theory. A fresh look based on Boltzmann comments.....	11
<i>Budnikov A.A.</i> Formation modeling "garbage patch" at vortical ocean.....	14
<i>Bulatov V.V., Vladimirov Yu.V.</i> Dynamics of non-harmonic internal gravity waves in stratified inhomogeneous mediums.....	17
<i>Caillol P.</i> Multiple vortices induced by a three-dimensional critical layer within a tornado.....	21
<i>Chaplina T.O.</i> Experimental model of marine oil spills.....	23
<i>Chashechkin Yu.D.</i> Vortices and waves: inseparable components of periodic flows.....	26
<i>Chirkunov Yu.A.</i> Classification of gas dynamics equations with respect of conservation laws.....	28
<i>Doda L.N., Natyaganov V.L., Stepanov I.V.</i> Seismo-induced cloud structures and typhoons as a manifestation of solar-terrestrial relations.....	30
<i>Duarte Rui M., Carton X.</i> Influence of a cape on an alongshore current with application to the Kuroshio along the coast of Japan.....	33
<i>Dynnikov Ya.A.</i> Numerical simulation of the flow-structure interaction by the VVD method.....	36
<i>Filyushkin B.N., Sokolovskiy M.A., Kozheupova N.G., Vagina I.M.</i> Modeling of the meddies evolution in the north atlantic: merging, stability, mixing, satellite detection.....	38
<i>Gorodtsov V.A.</i> The generalizations of Ertel's theorem in viscous and visco-elastic fluids.....	41
<i>Gubaidullin D.A.</i> Coagulation and deposition of aerosol at nonlinear oscillations in tubes.....	43
<i>Gushchin V.A., Matyushin P.V.</i> Identification of the vortices and waves around a sphere moving in viscous stratified fluid.....	46
<i>Kalachinskaya I.S., Gorelits N.K.</i> Mathematical modelling of the thermal convection and formation of vortices in the plane vertical layer.....	49
<i>Kalinichenko V.A.</i> On progressive-standing Faraday waves.....	50
<i>Karlin L.N., Sychev V.I.</i> Characteristics of vortices using high and middle resolution remotely sensed data.....	53
<i>Kelbin O., Cheviakov A.F., Oberlack M.</i> Conservation laws of helically symmetric flows and their importance for turbulence theory.....	55
<i>Khizbullina S.F., Urmancheev S.F.</i> Vortex patterns in anomalous thermoviscous liquids under Couette flow.....	57
<i>Kistovich A.V.</i> Finite amplitude waves on the stratified liquid's surface.....	60
<i>Korolev A.S., Pishkar E.A.</i> Three-dimensional visualization of the process of interference of solar wind strong discontinuities with the earth's bow shock.....	62

<i>Kuibin P.A., Pytev I.M., Zakharov A.V.</i> On modeling of cavitating vortex flow in francis turbine and its influence on hydroacoustics	65
<i>Makarenko N.I., Maltseva J.L.</i> Steady waves in stratified flow over sinusoidal obstacles	68
<i>Mokhov I.I., Chefranov S.G., Chefranov A.G.</i> Dynamics of delta-singular vortices on a rotating sphere and atmospheric centers of action and blockings	71
<i>Nevskii Yu.A., Osipov A.N.</i> Gravitational convection of suspensions in "large" closed vessels	72
<i>Paldor N., De-Leon Y.</i> An approximate Schrödinger equation for planetary waves on a sphere	75
<i>Petrenko D.</i> Dynamic structures in the Barents sea	76
<i>Prokhorov V.E.</i> Vortex ring in stratified liquid: up- and downstream distortions	76
<i>Reznik G.M.</i> Interactions of free and trapped waves; Poincare and edge waves	77
<i>Ryzhov E.A., Koshel K.V.</i> Transport of lagrangian particles induced by the interaction between a free singular vortex and a topographic submerged obstacle	80
<i>Sokolovskiy M.A., Carton X.J.</i> Two opposite-signed heton interaction	82
<i>Stepanova E.V.</i> Fine flow structure features in compound vortex with contaminants	84
<i>Urmancheev S.F., Balapanov D.M.</i> Modelling of convective gas combustion in inert porous media by means of turbulent heat conduction	87
<i>Vasiliev A.Yu.</i> Regular and singular components of the viscous continuously stratified fluid taking into account diffusivity effects	90
<i>Vulfson A.N., Borodin O.O.</i> Statistical entropy and density distribution of spontaneous buoyant eddies in the convective surface layer	91
<i>Zagumennyi Ia.V.</i> Flows induced by breaking of substance diffusion flux on topography	94
<i>Zatsepin A., Baranov V., Korzh A., Kremenetskiy V., Soloviev D.</i> Submesoscale eddies at the narrow Black Sea shelf	97
<i>Zhmur V.V., Ryzhov E.A., Koshel K.V.</i> Chaotic advection of fluid particles around an ellipsoidal vortex in nonuniform shear flow	99
<i>Zyryanov V.N.</i> Primary and secondary vorticies above bottom's perturbations in a rotating fluid	101

Список публикаций по этапу 2 госконтракта 16.518.11.7059

1. Bardakov R.N., Zagumennyi Ya.V.

The Flow Pattern Near a Horizontal Plate Moving in an Exponentially Stratified Fluid: Analytical and Numerical Approach

International Conference "Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres". Abstracts. Vladivostok, 2011. P. 20-23

2. Baydulov V.G.

Formation of Flow around a Circular Cylinder, Submerged in a Viscous Incompressible Stratified Fluid

International Conference "Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres". Abstracts. Vladivostok, 2011. P. 24.

3. Chashechkin Yu.D.

Differential Models of Non-Homogeneous Fluid Mechanics

International Conference "Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres". Abstracts. Vladivostok, 2011. P. 38-41.

4. Прохоров В.Е.

Sound Emission Following a Drop Impact Onto a Free Surface

International Conference "Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres". Abstracts. Vladivostok, 2011. P. 172-173.

5. Stepanova E.V., Chaplina T.O.

Flow Structure Stability in Compound Vortex with Contaminants

International Conference "Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres". Abstracts. Vladivostok, 2011. P. 200-202.

6. Vasiliev A.Yu.

Regular and Singular Components of the Viscous Continuously Stratified Fluid Taking into Account Diffusivity Effects.

International Conference "Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres". Abstracts. Vladivostok, 2011. P. 219-222.

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

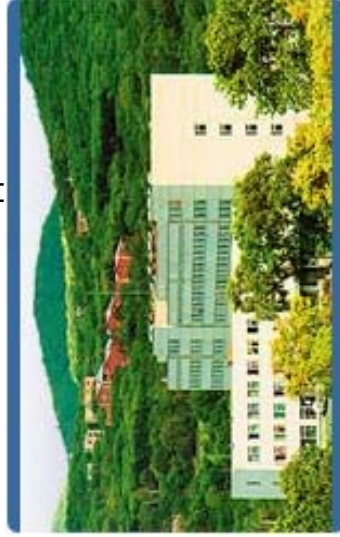
ПОТОКИ И СТРУКТУРЫ В ЖИДКОСТЯХ: ФИЗИКА ГЕОСФЕР



**Владивосток
27 – 30 Сентября 2011 г.**

ПЕРВОЕ ИНФОРМАЦИОННОЕ СООБЩЕНИЕ

Место проведения конференции:
Учреждение Российской академии наук
Тихоокеанский океанологический институт
им. В.И. Ильичева ДВО РАН



ТОИ ДВО РАН
ул. Балтийская, д. 43, Владивосток, 690041

ПРИГЛАШЕНИЕ К УЧАСТИЮ

Программа конференции будет включать приглашенные лекции, устные и стендовые доклады

К СВЕДЕНИЮ ДОКЛАДЧИКОВ

Язык конференции: английский.

Доклады представляются в электронном виде:

- **Регистрационную форму;**
- **Тезисы доклада** объемом до 3-х полных страниц (в рамке 16×24 см в формате MS Word, 12 пунктов, **НАЗВАНИЕ ДОКЛАДА, фамилии авторов, их адреса, включая электронные, выделяются жирным шрифтом** или курсивом в соответствии с образцом, приведенным на сайте конференции).

Сборник тезисов докладов будет распространяться при регистрации.

Программа будет состоять из лекций (30 мин.), докладов (15 мин.) и стендовых сообщений (3 мин. представление + плакат 1×2 м). Залы заседаний оборудованы досками, экранами, оверхедами, слайдо- и видеопроекторами.

КЛЮЧЕВЫЕ ДАТЫ

Представление регистрационных форм и тезисов

до 01 Июля 2011 г.

Информация о включении в программу

до 10 Июля 2011 г.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ ВЗНОС И РАЗМЕЩЕНИЕ

ОРГВЗНОС для российских участников в сумме 2500 руб. используется для покрытия расходов на издание всех материалов и обеспечение работы конференции.

Студенческий ОРГВЗНОС составляет 500 руб. Взнос оплачивается до 1 июля 2011 года банковским переводом (реквизиты предоставляются по запросу) или наличными.

Участники размещаются в гостиницах города по собственному выбору.

РЕГИСТРАЦИЯ

Регистрация участников конференции в здании Тихоокеанского океанологического института им. В.И. Ильичева ДВО РАН
с 25 по 30 сентября 2011 г.

НАУЧНАЯ ПРОГРАММА

- Механика и акустика геосферы, гидросферы и атмосферы
- Динамические процессы в океане: глобальные, тихоокеанские и локальные масштабы
- Волны, вихри, когерентные структуры, турбулентность: перенос через поверхности раздела
- Влияние физических, химических и биологических факторов на формирование структур в жидкостях
- Аналитическое, численное и лабораторное моделирование процессов в океане и атмосфере
- Традиционные и современные методы измерений природных систем
- Технические и технологические приложения

Предваряющий научно-практический семинар

«Морские измерения

в геофизике и гидрофизике»

состоится 22 – 26 сентября 2011 г.



**на Морской экспедиционной станции
ТОИ ДВО РАН «Бухта Витязь»
(число участников ограничено)**

16-ая сессия Рабочей группы "Лабораторное моделирование динамических процессов в океане" Научного совета РАН по проблемам Мирового океана.



СПОНСОРЫ

Российская академия наук
Министерство образования и науки
Российской Федерации
Российский фонд фундаментальных исследований

ОБЩАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Основанный в 1975 году Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН – крупнейшее научное учреждение в западной части азиатско-тихоокеанского региона с лабораториями, оснащенными научной и вычислительной техникой и экспедиционными судами. В структуре Института – 9 научных отделов, объединяющих 35 лабораторий, общая численность – 570 человек, включая 270 научных сотрудников, в т.ч. 38 докторов наук и 123 кандидатов наук. Постоянно в Институте стажироваются до 60 студентов различных вузов.

Ежегодно Институт проводит морские экспедиционные исследования на больших и маломерных судах в северной части Тихого океана и на морских экспериментальных станциях, расположенных на побережье Японского моря, на о. Попова и мысе Шульца. В ТОИ ДВО РАН созданы уникальные аппаратурные комплексы и информационно-аналитические системы, включая сейсмо-акустико-гидрофизический полигон на м. Шульца, экспедиционные акустические системы для исследования распространения и рассеяния звука в океане, лабораторные установки для акустических исследований, лидарная станция высотного зондирования атмосферы.

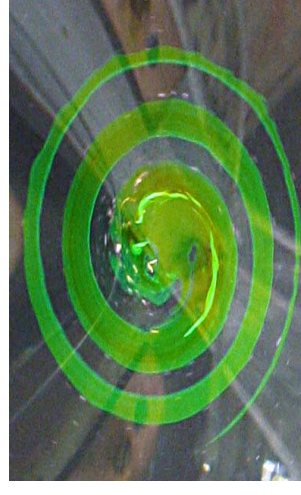


Сотрудники ТОИ ДВО РАН активно участвуют в международной научной деятельности по изучению текущего состояния Мирового океана и оценке его ресурсов. Основные направления работ: изучение локальных (в дальневосточных морях) и глобальных проявлений изменчивости климата, структуры течений Курило-Камчатского региона; физических процессов и биопродуктивности Японского моря; проблем акустической томографии; распространения радиоактивных загрязнений, газолидратных проявлений на шельфе; разработка оперативных диагностических, прогностических систем и информационных ресурсов по океанографии Тихого океана.

Международный

программный комитет

ак. В.А. Акуличев (Россия), проф. Х.Ареф (США), к.ф.-м.н. В.Г. Байдулов (Россия) – научный секретарь, проф. А.В. Борисов (Россия), проф. Ж. Веррон (Франция), проф. С. Далциел (СК), член-корр. РАН Г.И. Долгих (Россия), проф. П.Дэвис (СК), проф. Л.Н. Карлин (Россия), проф. К. Картон (Франция), проф. Ш. Кида (Япония), проф. Ш. Кимура (Япония), проф. З. Кизнер (Израиль), ак. Д.М. Климов (Россия), проф. Р.Д. Косьян (Россия), д.ф.-м.н. К.В. Кошель (Россия), член-корр. РАН Б.В. Левин (Россия), ак. В.А. Левин (Россия), к.г.н. В.Б. Лобанов (Россия), д.ф.-м.н. С.Б. Медведев (Россия), проф. В.В. Мелешко (Украина), член-корр. РАН И.И. Мохов (Россия), ак. Р.И. Нигматулин (Россия), член-корр. НАНУ В.И. Никишов (Украина), проф. Х.-М. Редондо (Испания), проф. П.Л. Рид (СК), проф. Дж. Х.С. Фернандо (США), проф. Г.Дж. Фриланд (Канада), проф. Ф. Фрони (Франция), проф. Г.-Я. ван Хайст (Нидерланды), проф. У. Харландер (Германия), проф. Ф. Чао (Китай), проф. А.П. Чулахин (Россия), проф. Ю.Д. Чашечкин (Россия) – председатель).



АДРЕС ДЛЯ ПЕРЕПИСКИ

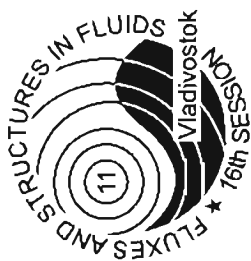
Ю.Д. Чашечкин
ИПМех РАН
проспект Вернадского, 101/1,
Москва,
Россия, 119526

Факс: +7(499)739-9531

Тел.: +7(495)434-0192

E-mail: chakin@ipmnet.ru, yulidch@gmail.com

Официальный сайт конференции
<http://ifm-ipm.ipmnet.ru>



INTERNATIONAL CONFERENCE

**Fluxes and Structures in Fluids:
Physics of Geospheres**

PRECONFERENCE WORKING SEMINAR ON

**Marine Measurements
in Geophysics and Hydrophysics**

ABSTRACTS
СБОРНИК ТЕЗИСОВ



Vladivostok, 2011

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Дальневосточного отделения РАН

**Потоки и структуры в жидкостях:
физика геосфер**

Международная конференция
Владивосток, 27–30 сентября 2011 г.

**Fluxes and Structures in Fluids:
Physics of Geospheres**
INTERNATIONAL CONFERENCE
Vladivostok, September, 27–30, 2011

**Морские измерения
в геофизике и гидрофизике**

Научно-практический семинар молодых ученых и специалистов
Владивосток, 22–26 сентября 2011 г.

**Marine measurements
in Geophysics and Hydrophysics**
Preconference working seminar
Vladivostok, September, 22–26, 2011

**Тезисы докладов
ABSTRACTS**

Владивосток
Издательство Дальневосточного федерального университета
2011

УДК 531
ББК 22.253
М43

Ответственный редактор профессор Ю.Д. Чашечкин
Ответственный за выпуск д. ф.-м. н. К.В. Кошель

М43 Поток и структуры в жидкостях: физика геосфер : международная конференция. Владивосток, 27–30 сентября 2011 г. ; Морские измерения в геофизике и гидрофизике : научно-практический семинар молодых ученых и специалистов. Владивосток, 22–26 сентября 2011 г. : тезисы докладов / Отв. ред. проф. Ю.Д. Чашечкин; отв. за вып. К.В. Кошель]. – Владивосток : Изд-во Дальневост. федерал. ун-та, 2011. – 332 с.

ISBN 978-5-7444-2588-3

Настоящий сборник представляет собой тезисы докладов, прочитанных на научно-практической конференции «Потоки и структуры в жидкостях: физика геосфер», а также на научно-практическом семинаре «Морские измерения в геофизике и гидрофизике». Научные встречи проходили во Владивостоке и были ориентированы на исследования океанологических аспектов гидрохимических проблем.

УДК 531
ББК 22.253

ISBN 978-5-7444-2588-3

© Институт проблем механики
им. А.Ю. Ишлинского РАН, 2011
© Тихоокеанский океанологический институт
им. В.И. Ильичева Дальневосточного
отделения РАН, 2011

SCIENTIFIC PROGRAM

- Mechanics and acoustics of geo-, hydro- and atmo- spheres;
- Dynamic processes in the Ocean of global, Pacific and local scales;
- Waves, vortices, coherent structures, turbulence: transport through the interfaces;
- Impact of physical, chemical and biological effects on formation of spatial structures in fluids;
- Analytical, numerical and laboratory modelling of environmental systems and processes;
- Conventional and novel instruments;
- Environmental and technological applications.

НАУЧНАЯ ПРОГРАММА

- Механика и акустика геосферы, гидросферы и атмосферы;
- Динамические процессы в океане: глобальный, тихоокеанский и локальный масштабы;
- Волны, вихри, когерентные структуры, турбулентность: перенос через поверхности раздела;
- Влияние физических, химических и биологических факторов на формирование структур в жидкостях;
- Аналитическое, численное и лабораторное моделирование процессов в окружающей среде;
- Традиционные и современные методы измерений динамики природных систем;
- Технические и технологические приложения.

INTERNATIONAL PROGRAM COMMITTEE

V.A. Akulichev (Rus), H. Aref (USA), V.G. Baydulov (Rus) – scientific secretary,
 A.V. Borisov (Rus), X. Carton (Fra), Y.D. Chashechkin (Rus) – Chair,
 A.P. Chupakhin (Rus), S. Dalziel (UK), P.A. Davies (UK), G.I. Dolgikh (Rus),
 C. Fanglee (Can), J.H.S. Fernando (USA), Ph. Fraunie (Fra), H.J. Freeland (Can),
 U. Harlander (Deu), G.J. van Heijst (Ndl), L.N. Karlin (Rus), S. Kida (Jpn),
 S. Kimura (Jpn), Z. Kizner (Ist), D.M. Klimov (Rus), R.D. Kosian (Rus),
 K.V. Koshel (Rus), B.W. Levin (Rus), V.A. Levin (Rus), V.B. Lobanov (Rus),
 S.B. Medvedev (Rus), V.V. Meleshko (Ukr), I.I. Mohov (Rus), R.I. Nigmatulin
 (Rus), V.I. Nikishov (Ukr), F. Qiao (Chn), P.L. Reed (UK), J. M. Redondo (Esp),
 J. Verron (Fra).

Local Organising Committee

Prof. K.V. Koshel, (chair), Dr. V.G. Baydulov (scientific secretary),
 Dr. R.N. Bardakov, Prof. Yu. D. Chashechkin, Prof. V.A. Gorodtsov,
 Dr. V.E. Prohorov, E.A. Ryzhov, Dr. E.V. Stepanova, Dr. A.Yu. Vasiliev

The conference is supported by

- Russian Academy of Sciences
- Russian Foundation for Basic Research (Grant 11-05-06020-r, 11-05-06814-m06_r)

Consolidated energies of the two geographically remote institution of the Russian Academy of Sciences – V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS and A. Ishinsky Institute for Problems in Mechanics RAS enable organizing the International conference FLUXES AND STRUCTURES IN FLUIDS: PHYSICS OF GEOSPHERES seminar MARINE MEASUREMENTS BI GEOPHYSICS AND HYDROPHYSICS which will be held in Vladivostok again after 20 years. Consolidation leads to expansion of the traditional conferences' topics and allows the mechanics scientists to be acquainted with physical oceanology progress while the oceanologists – with achievements in fluid mechanics.

Economic disbenefits growth caused by catastrophic and extreme environmental processes is an evidence of necessity to perfect the description methods and adequate forecast for nature systems evolution. In spite of growth of observation data volumes and remote sensing development the forecasts quality remains behind of practical necessity. The problems are posed to introduce novel data into theoretical (analytical and numerical) models, to develop the methods of operative forecast quality improvement. Development of the methods of key processes identification and their parameters estimation play important role in implementation of novel algorithms. To control new algorithms, laboratory modeling is developed; the frame of the problems allowing their investigations in controlled and reproduced conditions is extended.

An evidence of progress of all the geophysical investigations is growing number of annually conducted scientific forums. Among them are major meetings like American Geophysical Assemblies, European Geosciences Union which are attended by more than 10000 participants, and small conferences which are devoted to narrow frame. Of the latter is the traditional International conference FLUXES AND STRUCTURES IN FLUIDS: PHYSICS OF GEOSPHERES.

The conference is 16-th in the series of all-union (till 1990) and international sessions of the Working Group "Laboratory Modelling of Dynamic Processes in the Ocean: "Modern problems of laboratory modelling of oceanic processes" (Svetlogorsk, 1987), "Laboratory modelling of a front in a bulk and on a surface of fluids" (Kanev, 1988), "Non-linear internal waves" (Novosibirsk, 1989), "Anisotropy of fluid flows in external forces fields" (Jurmala, 1990), "Waves and vortices in the ocean and their laboratory models" (Vladivostok), "Meso- and microstructure of the ocean – measurements and models of processes" (Saint Petersburg, 1992), "Transport processes in the Ocean and their laboratory models" (Moscow, 1993), "Boundary effects in stratified and/or rotating fluids" (Saint Petersburg, 1995), "Stability and instabilities of stratified and/or rotating flows" (Moscow, 1997), "Fluxes and Structures in Fluids" (Saint Petersburg, 1999, Moscow, 2001, Saint Petersburg, 2003, Moscow, 2005, Saint Petersburg, 2007), "Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres" (Moscow? 2009) and conducted with organizing and financial support of the Russian Academy of Sciences and Russian Foundation for Basic Research.

This book contains the abstracts of the papers selected by International Organizing Committee. To our great regret, the frame of the conference is unable to include all the abstracts submitted.

The Organizing Committee is deeply grateful to all the scientists, students and post-graduate students who manifested their interest in the conference.

Yu.D. Chashechkin
 Chairman

$\Delta C = C(z)_{5955} - C(z)_{5975}$; $2 - \Delta r = 3.6 \cdot 10^5$ m, $\tau = 1.34 \cdot 10^6$ s, $\Delta C = C(z)_{5955} - C(z)_{6031}$; $3 - \Delta r = 2 \cdot 10^5$ m, $\tau = 1.14 \cdot 10^6$ s, $\Delta C = C(z)_{5975} - C(z)_{6031}$. Fig. 2a shows that horizontal component of the gradient C is a zero at the depth $z = 1000$ m. Here with vertical component of the gradient C in band of the depths 700 - 2000 m composes $1.73 \cdot 10^{-2}$ s $^{-1}$ that close to adiabatic gradient. Least values with $\sigma_c < 1$ mm/s are registered on all stations at the depth $z = 1000$ m and in mixed bottom boundary layer ($z > 1800$ m), refer to Fig. 2b.

Detected layered structure of Black Sea bathyal zone (Fig. 2a) may be effect of damped standing elastic waves in plane acoustic volume resonator (bottom - sea surface) which parametric generate seismic vibration of bottom in frequency range some of Hertz.

Conclusion. The main mass thickness of Black Sea water (as internal and non-tide) on greater depth presents itself more stable ambience. Quantitative estimations of intensities fluctuations scalar field to sound velocity are received experimentally in Black Sea on depths from 700 before 2000 m. Reliable values of their square root-means of the deflection $\sigma_c(z)$, do not exceed 1 - 2 mm/s (refer to Fig. 2b) or relative fluctuations $\sigma_c(z)/C(z) \approx 10^{-6}$. Within the range of depths 1000 - 1800 m (Fig. 2a) it is discovered on relative level 10^{-5} (approximately half of the volume Black Sea) firm large-scale stable regular periodic structures by horizontal extent more than 360 km and spatial period 200 m on vertical. This structures nature else will be investigate.

REFERENCES

1. V.I. Babiy. Small-scale structure of Sound velocity field in the Ocean. - Leningrad: Hydrometeoizdat, 1983. - 200 p.
2. V.I. Babiy, M.V. Babiy. Estimate of mezo-scale variability of Black Sea current velocity and temperature // The modern problems of oceanology of Black Sea, Ch. 2. - Sevastopol, 1986, p. 239 - 247. (Dep. VINITI, 6700 - B 86 / AN USSR, MHI)
3. V.I. Babiy. Problems and prospects of the sound velocity measurement in ocean. Sevastopol: SBC "EKOSI - Hydrophysica", 2009. - 142 p. (Series The modern problems of oceanology. Issue 7)

THE FLOW PATTERN AROUND A MOVING PLATE IN AN EXPONENTIALLY STRATIFIED FLUID: ANALYTICAL AND NUMERICAL APPROACHES

R.N. Bardakov

A. Ishtinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS, Moscow,
e-mail: bard@ipmnet.ru

Ya.V. Zagumennyi

Institute of Hydromechanics of the NASU, Kiev, e-mail: zagumennyi@gmail.com

The nonuniformity of dissolved substances distribution in the natural systems causes formation of a variety of fluid motions absent in the case of homogeneous liquid. Among them there are internal waves which are an important element of ocean and atmosphere dynamics. They transport energy and impulse to a great distance, intensify heat-mass transfer and form medium fine structure. A great number of theoretical and experimental works is devoted to the investigation of attached internal waves which appear as a result of obstacle movement in a continuously stratified fluid [1-5]. Analytical investigations of the problem are usually carried out in the linearized formulation with the imposition of artificial boundary conditions (the approximation of underlying plane) [2, 4]. It makes difficulties for carrying

out quantitative comparisons with experimental data and results extrapolation to a range of practically important parameters. Numerical approaches allow considering the problem on obstacle movement in the free space within the full formulation accounting for the effects of nonlinearity and diffusion [5].

We consider the problem on uniform movement of a plate along a sloping trajectory using both the analytical and numerical approaches. As a basis of our investigations the set of fundamental equations is analyzed including the Navier-Stokes accounting for the gravity in the Boussinesq approximation, the continuity and diffusion equations and the closing state equation

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{v}) = -\frac{1}{\rho \theta} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{v} - \mathbf{g};$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0; \quad \frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla s = \kappa_s \Delta s + \frac{U_z}{\Lambda}; \quad \rho = \rho \theta \left(\exp(-z/\Lambda) + s \right).$$

The boundary conditions are no-slip for velocity components and no-flux for substance on the strip surface and attenuation of all perturbations at infinity

$$v_x|_x = U_0 \cos \varphi, \quad v_z|_z = U_0 \sin \varphi, \quad \left[\frac{\partial s}{\partial n} \right]_{z=0} = \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial z}{\partial n}, \quad v_x, s|_{x, z \rightarrow \infty} = 0.$$

In the analytical approach the system of equations is linearized, diffusion effects are neglected and no-slip boundary conditions are imposed along the whole trajectory of movement [4].

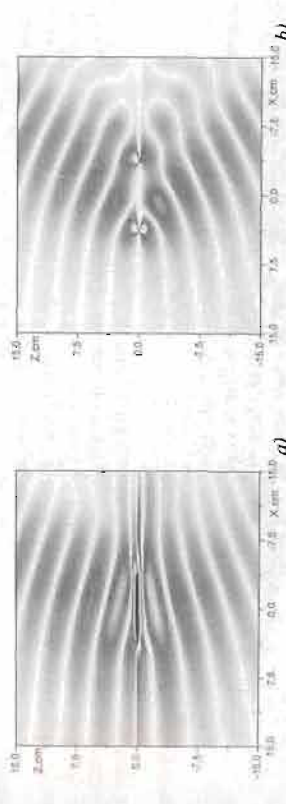


Fig. 1. The fields of horizontal (a) and vertical (b) velocity components around a horizontally moving plate in a continuously stratified fluid: analytical (upper part of the images) and numerical (lower one) approaches: $U_0 = 0.5$ cm/s, $L = 7.5$ cm, $N = 0.5$ s $^{-1}$

The calculated flow patterns are compared with the results on exact solution of the linearized version of the problem with underlying plane. The best agreement of the both approaches is observed in far flow field for the case of horizontally moving plate (Fig. 1). The horizontal component of velocity field reveals noticeable differences around the movement trajectory within the wake and advanced wave field due to the artificial boundary conditions imposed on the separating plane in the case of analytical solution (Fig. 1.a). The vertical component of velocity field shows significant differences in the structure of regional singularities especially around the trailing edge of the plate where a moving obstacle in free space produces essentially much less intensive perturbations (Fig. 1.b).

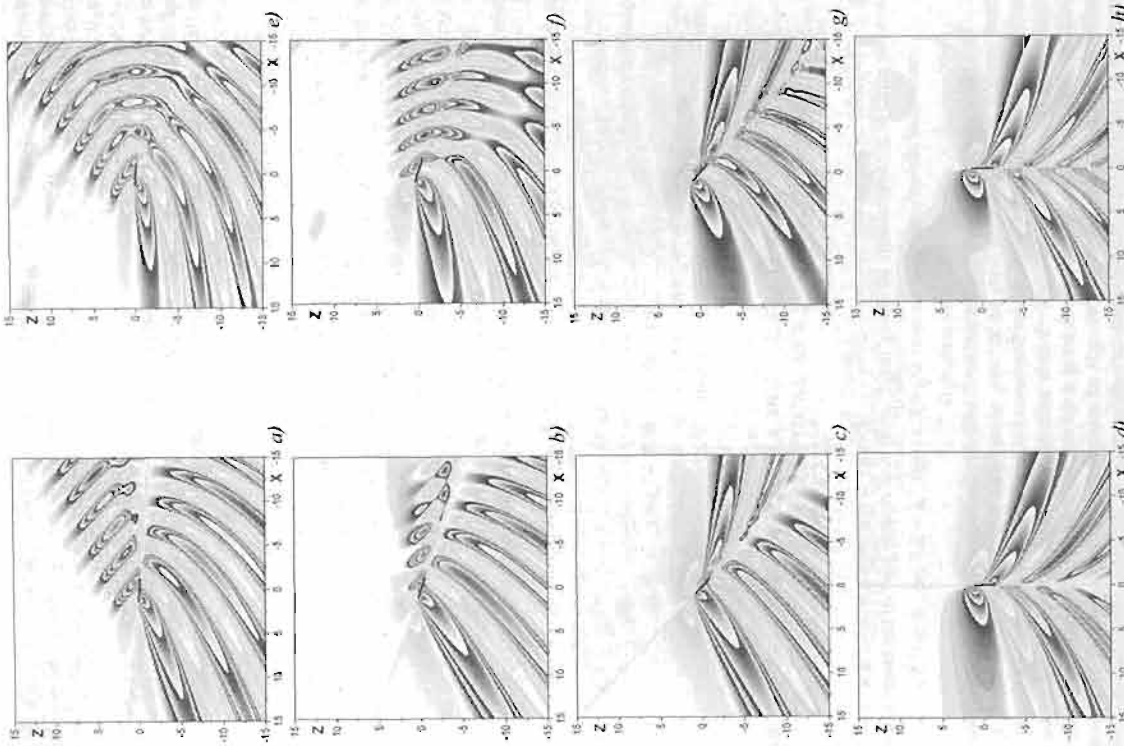


Fig. 2. The fields of vertical velocity component generated by uniform movement of the plate along a sloping trajectory in a continuously stratified fluid: analytical (a-d) and numerical (e-h) approaches:

$U_0 = 0.47 \text{ cm/s}$, $L = 2.5 \text{ cm}$, $N = 0.86 \text{ s}^{-1}$, $\varphi = 5^\circ$ (a, e); 20° (b, f); 45° (c, g); 89° (d, h).

The flow pattern around a plate moving along a sloping underlying plane loses its symmetry relative movement trajectory and consists of a system of transverse waves in the lower halfspace and oblique waves in the upper one. As the slope increases, a wedge-shaped region occupied by internal waves over the plate decreases, their phase surfaces rotate, and the angle made by these surfaces with the plane of motion decreases (Fig. 2, a, b). At slopes $\varphi \geq 30^\circ$ the phase surfaces of the oblique waves begin to stretch along the plane of motion (Fig. 3, c). As the slope increases further, the advanced perturbations disappear in both the upper and lower half spaces and the general flow structure tends to the symmetry relative the plane of motion which takes place in the case of vertically moving plate (Fig. 2, d, h).

In the analytical solution of the problem the rigid surface separates the fields of oblique and transverse waves, which in reality may penetrate into the neighboring regions in the free space. It is clearly demonstrated by the calculation results in the form of a complicated flow structure around the trajectory of motion in the wake of the plate (Fig. 2, e-h). The patterns of far flow field obtained analytically and numerically reveal a number of common features but at the same time there are some distinctions due to the differences in boundary conditions and accounting for the effects of nonlinearity and diffusion in the numerical approach. The wedge-shaped regions occupied by internal oblique waves turn out to be greater and the angles to horizon of phase surfaces of transverse waves do smaller in comparison with the corresponding cases of analytical solution. More over, the calculated flow patterns reveal additional wave systems, which are absent in the presence of the separating plane and experimentally visualized around impermeable obstacles freely moving under an angle to horizon in a stratified fluid.

In general, both the analytical and numerical approaches reveal existence of a complicated structure of internal both advanced and attached waves generated by movement of an obstacle in a continuously stratified medium. Such fluid motions depend essentially upon trajectory slope to horizon and are responsible for formation of flow fine structure which is well-known to degenerate in the case of homogeneous fluid [3].

REFERENCES

1. Lighthill J. *Waves in Fluids*, Cambridge University Press, 1978.
2. Bardakov R.N., Chashechkin Yu.D. A stratified flow fine structure near a horizontally moving strip // *JSME International Journal*. 2006. V. 49. № 3. P. 601-604.
3. Chashechkin Yu.D., Mikhin V.V. A visual study on flow pattern around the strip moving uniformly in a continuously stratified fluid // *J. of Visualiz.* 2004. V.7. № 2. P. 127-134.
4. Chashechkin Yu.D., Bardakov R.N., Zagumennyi Ia.V. *Computation and visualization of fine structure of 2D attached internal wave fields* // *Marine Hydrophysical Journal*. 2010. № 6. P. 3-15.
5. Zagumennyi Ia.V., Bardakov R.N. Internal waves generation by moving obstacle in a continuously stratified fluid // *Colloquium Euromech 531*, Youth International Workshop "Vortices and waves", June 25 - July 1, 2011, Moscow, P. 55-56.

FORMATION OF FLOW AROUND A CIRCULAR CYLINDER, SUBMERGED IN A VISCOUS INCOMPRESSIBLE STRATIFIED FLUID

Y. G. Bayvelov

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

e-mail: bayd@ipmmnet.ru

A general algorithm for constructing solutions of the equations of a stratified fluid based on the method of separation of variables is developed. Since the initial phase of the evolution of convective flow (inertial) terms are small relative to the acceleration of fluid flow dynamics is described by linear equations. Small is also a contribution to the buoyancy force, whose value is determined by the deviation of a fluid particle from its equilibrium position, which requires time. Then the solution of the initial value problem is constructed as an expansion of the dependent variables in time series.

The models take into account the viscosity of the no-slip condition at short times leads to the formation of intense vorticity field in a thin layer near the body. Development of the flow thus occurs under the laws of the heat equation, between the time when the (first order) and spatial (second order) derivatives of the vorticity balance is achieved, and the thickness adjustment of the flow field near the body increases with time, and the growth rate is determined by the Reynolds number. As a result, the initial time in a small neighborhood of the spatial derivatives of the body are associated with time. In this case, the space serves as a self-similar r/\sqrt{t} variable.

The advantage of the proposed technique is the possibility of a uniform solution of linear and nonlinear theory of stratified flows.

The proposed technique used to construct the solution of problems of flow formation at pulse start of a circular cylinder in an ideal and a viscous stratified fluid. In framework of the model of ideal stratified fluid obtained the solution of the nonlinear problem for the cases of horizontal and vertical flow at infinity.

Under the approximation of a viscous fluid in the linearized formulation solved the task of the flow formation caused by rotation of the cylinder around its axis and the problem of flow around a cylinder horizontally incident flow, with the functions of flow divided by the potential and vortex parts.

INVESTIGATION OF THE ACOUSTIC BACKGROUND IN TRANSONIC WIND TUNNELS WITH PERFORATED AND SLOTTED WALLS

V. I. Biriukov, A. S. Glazkov, A. R. Gorbushin, A. I. Ivanov, A. Ph. Kisilev and A. F. Semenov

Central Aerohydrodynamic Institute n.a. prof. N. E. Zhukovskiy (TsAGI), Zhukovskiy,

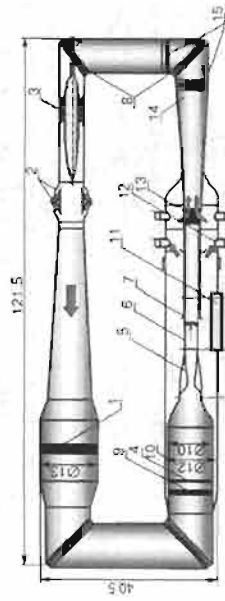
Moscow region, Russia

e-mail: ivanov_a_f@list.ru

Development of new generation of the environmentally-friendly "laminar" airplanes with low CO_2 and NO_x emission implies wide range of the wind tunnel tests aimed at investigation of the laminar-turbulent transition on the aerodynamic surfaces. Effective free transition tests with correct simulation of all physical phenomena (laminar boundary layer instability, acoustic receptivity, initial turbulence level effect, etc.) are possible only in the low-noise and low-turbulence facilities. Nevertheless, such kinds of tests are often carried out in big industrial wind tunnels with significant acoustic disturbances. For better understanding of physical processes taking place in the model vicinity, it is necessary to know the noise sources location, their intensity and spectra. This information helps sometimes to suppress the most

intensive noise sources and to eliminate their influence on the flow field near the model. Acoustic background in the wind tunnel test section depends on many parameters of the facility, such as its type (compressor-driven or balloon), design of the test section walls, diffuser, model support system, etc. Presented here are the results obtained in two different TsAGI wind tunnels - large industrial wind tunnel T-128 with perforated-wall test section No. 1 and low-turbulence small wind tunnel T-125 with test section equipped for simulating three slots of the ETW test section wall. The last experiments were carried out in the framework of the ISTC Project No. 3085 funded by the EU in collaboration with the ETW GmbH.

T-128 wind tunnel is intended to test models of vehicles and their components at Mach numbers from 0.15 to 1.7 in a wide range of Reynolds numbers. The T-128 wind tunnel is a continuous-operating close-circuit facility. Its schematic is presented in Fig. 1.



1. Cooler
2. Inlet and outlet
3. Compressor
4. Deturbulising screens
5. Variable nozzle
6. Test section
7. Movable leaves flaps
8. Turning blades
9. Honeycomb
10. Settling chamber
11. Hatch for test section change
12. Plenum chamber suction
13. Suction outlet
14. Diffuser
15. Protecting screens

Fig. 1 T-128 wind tunnel scheme

The basic wind tunnel components are as follows: a main drive with power of 100 MW, a 4-stage compressor, an air cooler, variable vanes, a honeycomb, a plenum chamber, a variable nozzle, removable test sections. To extend the experimental potentialities, the systems of pressurizing, vacuuming and forced gas suction from the plenum chamber are provided in the wind tunnel. At present, four of five 2.75 m per 2.75 m test sections designed for the T-128 wind tunnel are in service. They offer a wide spectrum of experimental capabilities of the facility. The unique design feature of the T-128 wind tunnel is its capability of changing the porosity of the perforated walls of test sections №1, №2 and №5 (test section №3 has slotted walls of variable porosity). About 130 panels are provided on the perforated test section walls and their open-area ratio can be set individually. During almost 30 years of its exploitation, many flow field investigations were performed in T-128, and the most important results were published [1-3].

In this test series, the Mach number was varied from 0.2 to 1.1, the Reynolds number was also varied by changing stagnation pressure within the range of $Pr = 100$ to 400 kPa. The wall open-area ratio was constant over the whole test section and changed from 1 to 18%. The measurements were made in different points located in the nozzle, test section and plenum chamber.

5. Intense atmospheric vortices: proceedings of the joint symposium (IUTAM / IUUG) held at Reading (United Kingdom) July 14-17, 1981, Berlin: Springer Verlag, 1982. 326 p.
6. Arsenyev S.A., Babkin V.A., Gubar A.Yu., Nikolaevskiy V.N. Theory on Mesoscale Turbulence. Eddies of the Atmosphere and the Ocean, Moscow-Lzhensk: Institute of Computer Science, Regular and Chaotic Dynamics, 2010. 308 p. (in Russian).
7. Nalivkin D.V. Hurricanes, storms, tornadoes. Leningrad: Science, 1969. 488 p. (in Russian).
8. Electro-vortex flow. Ed. Sheherbainin E.V., Riga: Zinatne, 1985. 315 p. (In Russian).
9. Fujita T.T. Tornadoes and downburst in the context of generalized planetary scales // J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 1511-1534.
10. Gendugov V. M., Natiyaganov V.L., Chaika A.A. Oblique Impact of a Cylindrical Jet on a Plane // Doklady Physics, 2010. V. 55. P. 405-408.
11. Frenkel Ya.I. Theory of atmospheric electricity, Leningrad-Moscow: State Publishing House of Technical and Theoretical Literature, 1949. 155 p. (in Russian).
12. Squire H.B. Some viscous fluid flow problems. 1. Jet emerging from a hole in a plane wall // Phil. Mag. 1952. Ser. 7. V. 43. P. 942-945.
13. Abramov V.A. Tornadoes over Vladivostok // Bul. FEB RAS. 1998. P. 3-22 (in Russian).
14. Natiyaganov V.L. Lomonosov and mysteries of natural electricity. Part 3. Electromagnetic nature of light precursors for earthquakes // Moscow University mechanics Bul., Allerton press. 2010. P. 24-31 (in Russian).

DIFFERENTIAL MODELS OF NON-HOMOGENEOUS FLUID MECHANICS

Yuli D. Chashechkin

A. Izhitskiy Institute for Problems in Mechanics of the RAS

e-mail: chashechkin@ipmnet.ru, yulidch@gmail.com

There are at least two goals in organization of laboratory experiments and environmental observations. The first one is to receive new knowledge using traditional and new instruments and methods. The second one is testing of hypothesis. The first goal is achieved when new data become available for independent analysis. The second goal is more difficult and needs in understanding of studied phenomenon that is in development of mathematical model, constructing the procedure of selected physical quantities observations with accuracy control and comparison of calculated and measured parameters.

In environmental fluid mechanics the first way is the main road. Every year new contact and remote sensing instruments are deployed and explored. Flux of new data provides more and more impressive details of environmental flow patterns in wide range of length scales extended from global to several meters. For data interpretations more and more sophisticated analytical and numerical models mostly based on ideas of turbulent transport are created. But current models which can reproduce observed flow fields with acceptable degree of correspondence become ineffective in forecasting of future dynamics of the environment.

At the same time experimental facilities are created in different countries for modeling effects of stratification, general rotation and dissipation. Their results are treated with another group of models which are differed from models of environmental dynamics. Methods and techniques of measurements in laboratory and environmental conditions are also different. In result different bright details of scientific data puzzle cannot be collected into unique pattern. And the most troubled questions concern transport of energy and substances which prescribes local weather and global climate change have no answer.

The goal of given talk is to discuss some recommendation on organization of field company following from analysis of fundamental equations set and data of laboratory experiments

partly satisfied conditions of direct comparison with analytical models.

As theoretical basis for analysis the fundamental set of governing equations including following differential equations: D'Alembert continuity for density, Navier-Stokes, Fourier and Fick for momentum, heat (or entropy) and dissolved or suspended constituents transport and closing equation of state by Mendeleev is commonly accepted. It was Mendeleev who firstly defined experimentally and presented in user-friendly form equations of state for number of gases, pure liquids and different solutions [1-4]. The simplest form of the fundamental set without compressibility, thermo- and barodiffusion effects is [5]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + 2\Omega \times \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \rho \nu \Delta \mathbf{v} + \rho \mathbf{b} \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T = \kappa_T \Delta T$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{S} \mathbf{v}) = \kappa_S \Delta S$$

$$\rho = \rho(T, S)$$

where ρ , p and \mathbf{v} are density, pressure and velocity, ∇ и Δ are Hamilton and Laplace operators, ν , κ_T , κ_S are kinematic viscosity, temperature and salinity diffusivities coefficients which are supposed to be constant here, T is temperature and S is salinity. Boundary conditions are no-slip for velocity and no-flux for density, salinity and temperature on solid surfaces and attenuation of all perturbations at infinity. On deformable contact surfaces kinematics and dynamics conditions are applied.

It is necessary to underline that only the fundamental set (1) or its expanded versions are characterized by ten-parametric Galileitan group of point symmetries which is differential equivalent of fundamental laws of substance, momentum and energy conservations. Constitutive and so called derivative models are characterized by reduced groups of point symmetries and can contain expanding operators and algebra enlarging sense of conservations laws or save parameters with unclear physical content [6].

In case of variable density what is always happen in environmental conditions the second equation of the set (1) is law of momentum transport and not of the velocity transport. It means that for direct comparison of theoretical and experimental data methods of direct measurements of local momentum value inside fluid flows have to be developed. Experimental determination of momentum can be based on measuring of a flow force action on a small standard obstacle or local discharge value. It is worth to note that crucial experiments in fluid mechanics (produced by G. Hagen, J.-L.-M. Poiseuille, O. Reynolds, N.E. Joukovsky, L. Prandtl) are based on these two-fold manifestation of momentum effects. Velocity of fluid particles is derivative parameter which cannot be directly observed and has to be calculated from results of independent momentum and density measurements. G.I. Taylor "passive admixture" hypothesis is now a subject of scrutiny investigations.

Scalar parameters of flowing fluid can be measured by number of methods. To control accuracy of data every parameter must be measured by several independent methods with control of dynamic errors.

From condition of the equation compatibility follows the set (1) has a high order and of its complete solutions are constituted by family of continuous functions of coordinate and time $f(\mathbf{x}, t)$. In case of small kinetic coefficients values with respect to product of macroscopic length and velocity scales the system (1) was treated by methods of singular perturbation theory [7]. Constituents of flow components are analyzed on example of periodic flows

including internal waves and concomitant singular perturbed components. Stratification of density, salinity and temperature is characterized by length scales $\Lambda_p = \left| \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right|^{-1}$,

$$\Lambda_T = \left| \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right|^{-1}, \Lambda_S = \left| \frac{1}{S} \frac{dS}{dz} \right|^{-1}.$$

Propagating periodic waves are characterized by positive frequency ω and a complex wave number $k = k_1 + ik_2$. Imaginary part k_2 describes attenuation of waves. In unbounded stratified media all variables are searched in form of integrals on plane waves $\tau(r, t) = \exp(i(kr - \omega t))$ with individual amplitude factor

$$v = v_0 \tau(r, t), \bar{p} = \bar{p}_0 \tau(r, t). \tag{2}$$

Stationary waves are searched in form of Fourier expansions

$$A = \sum_j \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a_j(k_x, k_y) \exp(i(k_x x + k_y y - \omega t)) dk_x dk_y, \tag{3}$$

where A is pressure, density, components of velocity, temperature or salinity. Summation here is performed on all roots of dispersion relation, following after substitution of expansion (3) into linearized set (1), supplemented by boundary conditions on contact surfaces and at infinity.

Dispersion relation describing connections between the wave number components follows from compatibility condition after substitution (3) in the linearized set (1) and can be written in factorized form

$$D_\nu(k, \omega) \cdot F(k, \omega) = 0 \tag{4}$$

where $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, $k_z^2 = k_x^2 + k_y^2$, $D_\nu(k, \omega) = -i\omega + \nu k^2$, $D_{\kappa_T}(k, \omega) = -i\omega + \kappa_T k^2$,

$$D_{\kappa_S}(k, \omega) = -i\omega + \kappa_S k^2$$

$$F(k, \omega) = -D_\nu(k, \omega) D_{\kappa_T}(k, \omega) D_{\kappa_S}(k, \omega) \left(k^2 + i \frac{k_z(\Lambda_T + \Lambda_S)}{\Lambda_T \Lambda_S} \right) + D_{\kappa_T}(k, \omega) \left(\frac{\omega k_z}{\Lambda_S} D_\nu(k, \omega) - N_S^2 k_z^2 \right) + D_{\kappa_S}(k, \omega) \left(\frac{\omega k_z}{\Lambda_T} D_\nu(k, \omega) - N_T^2 k_z^2 \right)$$

A high order dispersion relation containing small multipliers in terms with the highest exponents is algebraic expression of singular disturbed type. Solution of a high order algebraic equation (4) is searched in form of regular series on small parameter of the problem ε

$$k = k_0 + \varepsilon k_1 + \varepsilon^2 k_2 + \dots \tag{5}$$

These solutions of equation (4) have a typical wave forms with large real and small imaginary part $|k_1| \gg |k_2|$ and corresponding roots define functional connection between components of propagating wave vector for given frequency. Spectral component of these solutions describe large scale waves and are named by *sedes* [7].

Another part of solutions (4) has typical singular perturbed form and can be expressed by series where exponent γ is defined after their substitution in equation (4)

$$k_z = \varepsilon^{-\gamma} (k_0 + \varepsilon k_1 + \varepsilon^2 k_2 + \dots), \quad \gamma > 0 \tag{6}$$

Imaginary part of these roots is not small $|k_1| \sim |k_2|$ and inverse proportional to dissipative coefficient $|k| \sim \sqrt{\omega/\nu}$. They described small scale flow components and are named by *sidex* [7]. In contrast with conventional boundary layer the number of *sidex* is not less than

two and they can occupy any position in space. Factorized form of equation (4) shows way of reconstruction for solution for reduced systems.

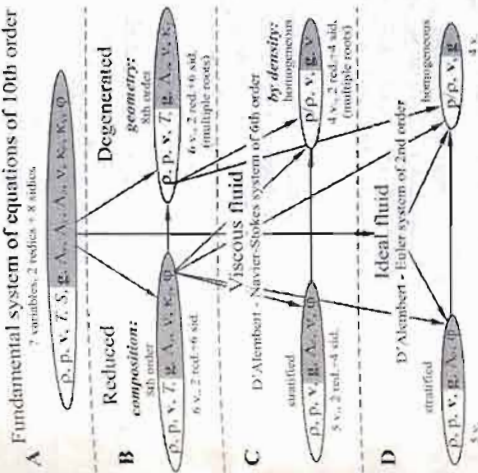


Fig. 1. Hierarchy of fluid mechanics fundamental equations sets.

Complete set of the equations (1) (Level A) for 7 variables (density, pressure, three components of velocity, temperature and salinity) has tenth order. Among its periodic solution there are two which are regular and eight singular disturbed type. Part of solutions can be omitted due to boundary conditions on infinity. Regular disturbed solutions in limiting cases are matched continuously with solution of Navier-Stokes and Euler sets.

The viscosity, which characterize dissipation of vector parameter - velocity v , ensure existence of two different *sidex* in contrast with temperature and salinity.

The linearized Navier-Stokes equations have 6-th order for both stratified and homogeneous fluids (level C). System is solvable and *sidex* are different in stratified environment (left column). One of them is specific internal and depends on the slope of solid boundary angle ϕ . The second one is universal and does not depend on geometry. In limiting case of homogeneous fluid both singular solutions become identical, that is the problem become degenerated and ill-posed.

In right column in Fig. 1 degenerate sets are placed (levels B and C). Degeneration can be caused by geometrical and physical reasons. In the first case due to symmetry of the boundary (round body with vertical axis) the reduction of the problem configuration space dimension occurs and initially 3D problem is transformed into 2D or even 1D problems. These approximations lead to lose some solutions or even whole classes of solutions (for example for 3D motions on a long cylinder).

Approximation of homogeneous fluid results in another type of degeneration (right column, level C). In this case viscous *sidex* become identical and the 3D problem becomes ill-posed. Only particular solutions containing part of the whole family of complete solutions are calculated in this case.

In an ideal fluid approximation (level D) only regular solutions can be calculated. Additional singularities modeling singular disturbed solutions are introduced "by hands" or extract from experiment to fit observed data.

To distinguish fine structures of flow some special demands to the experimental techniques follows from the equations (1) and appropriate boundary conditions. The view field must be large enough to visualize transverse and longitudinal structure of the wave beams. Spatial resolution of the instrument must be high enough to distinguish fine singular disturbed flow components.

Calculations of singular components in the beam of periodic internal waves envelopes are presented in [7]. Experimental evidences of interface formation in smooth field of periodic internal waves in continuously stratified fluid are shown in [9]. In contrast with conventional scheme of fine flow components formation these vortex systems are formed in far wave field in domains of singular perturbed components convergence and run to the source.

The paper was partly supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation (State contract) and Presidium of the Russian Academy of Sciences (Program "Fundamental problems of oceanology: physics, geology, biology and ecology").

REFERENCES

1. Менделеев Д.И. Об упругости газов. СПб.: Тип. А. М. Котомина. 1875. 262 с. = Mendeleeff D. I. On elasticity of gases. (In Russian).
2. Менделеев Д. И. Исследование водных растворов по удельному весу. 1887. 520 с. Mendeleeff D. I. Studying of water solutions on specific gravity. (In Russian).
3. Mendeleeff D. The variation in density of water with temperature // Philosophical Magazine. 1892. V. 33. № 200 (S.5). P. 99-132.
4. Менделеев Д. И. Предисловие и замечания к монографии «Метеорология или учение о погоде» (авт. Г. Мон). СПб., 1876. = Mendeleeff D. I. Introduction and remarks to Russian edition of G. Mohr "Meteorology or weather doctrine".
5. Landau L.D. and Lifshitz E.M. Mechanics of continuous media. Moscow. 1944. V.6. 624 p.
6. Chashechkin Yu.D., Baydulov V.G., Kistovitch A.V. Basic properties of free stratified flows // J. of Engineering Mathematics, 2006. V. 55. No. 1-4, May-August 2006. P. 313-338.
7. Chashechkin Yu.D. Hierarchy of the models of classical mechanics of inhomogeneous fluids // Physical Oceanography. 2011. V. 20, No. 5. P. 317-324.
8. Bardakov R.N., Vasiliev A.Yu., Chashechkin Yu.D. Calculations and measurement of conical beams of three-dimensional periodic internal waves excited by a vertically oscillating piston // Fluid Dynamics. 2007. V. 42, No 4. P. 612-626.
9. Chashechkin Yu.D. Visualization of singular components of periodic motions in a continuously stratified fluid (Review report) // Journal of Visualization 2007. V. 10. No. 1. P. 17-20.

APPLICATION OF HIGH RESOLUTION NON-OSCILLATING ADVECTION SCHEMES TO THE NUMERICAL MODELING OF THE MOTION INDUCED BY MIXED REGION IN A STRATIFIED FLUID

G.G. Chernykh, N.P. Moshkin

Institute of Computational Technology, Novosibirsk, 630090, Russia
e-mail: chernykh@ict.nsc.ru

Kriksada Narong

Institute of Science, School of Mathematics, Suranaree University of Technology,
Nakhon Ratchasima, Thailand
e-mail: kriksada.rm@yahoo.com

The problem of a two-dimensional fully mixed region collapsing in continuously density-stratified medium is considered. This article deals with the numerical treatment of the advective terms in the Navier-Stokes equations in the Oberbeck - Boussinesq approximation.

Comparisons are made between the upwind scheme, flux-limiter schemes namely Mimmod, Superbee, Van Leer and Monotonized Centered (MC), monotone adaptive stencil schemes namely ENO3 and SMIF, and weighted stencil scheme WENO5. We used laboratory experimental data of Wu as a benchmark test to compare performance of different numerical approaches. We found that flux limiter schemes have smallest numerical diffusion. The WENO5 scheme describes more accurately the width of collapse region variation with time. All considered schemes give realistic pattern of internal gravity waves generating by collapse region.

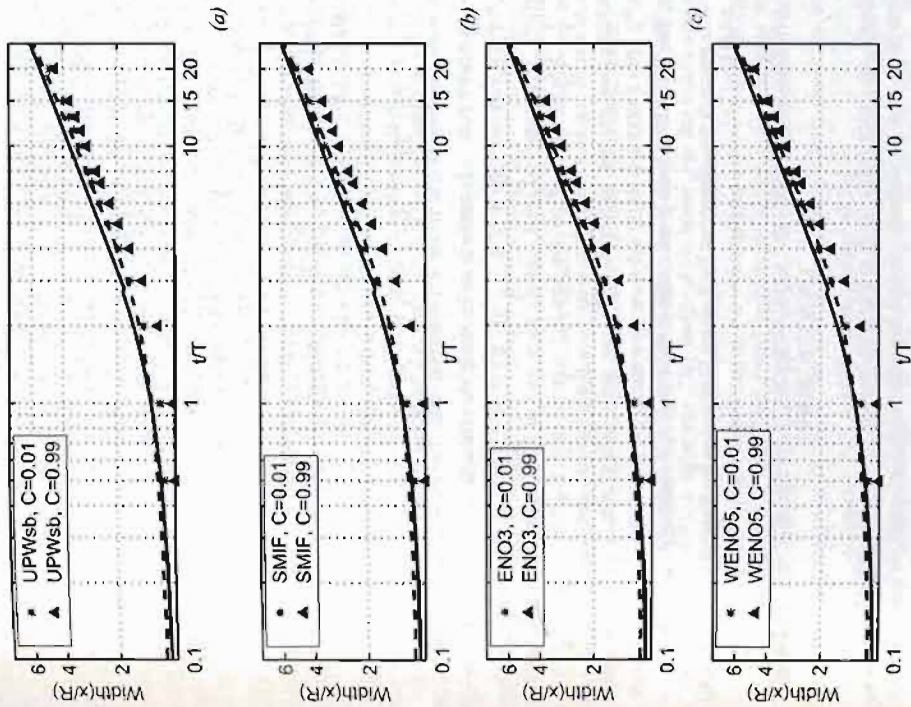


Fig. 1. Comparisons to Wu's data. Flux-limiter Superbee (UPWsb) - (a); SMIF - (b); ENO3 - (c); WENO5 - (d); * corresponds to $C(t, x, 0.5\Delta z)$; Δ corresponds to $C(t, x^{\Delta}, 0.5\Delta z)$; solid lines represent formulae (1), dashed line corresponds to Wu's experimental data.

but easily visualized by Schlieren instrument as figure-of-eight shape immovable in the vortex reference system and centered around the ring. Theoretical background given in frame of nearly homogeneous liquid ($Fr \gg 1$) predicts velocity field of the same shape as for sphere moving in an ideal homogeneous liquid. As follows from the continuity equation, the density field is of the same configuration provided that Froude number satisfies to $Fr > 1$. So, the specific form of attached density field is a consequence of kinematic effect produced by vertical velocity field around moving vortex ring.

Downstream density wake is much stronger of aforesaid attached field and successfully registered by laboratory sonar at sound wavelength $\lambda = 0.15$ cm. Backscattering level is non-monotonous depending on vortex velocity, and sharply oscillates in the experiments when Froude number varying from 0.4 to 10. Most likely mechanism of oscillations is alternation of Bragg resonant scale ($l_B = \lambda_c / 2$) intensity with flow regime. This is supported by spatial spectrum intensities of the shadowgraphs over the flow regimes.

REFERENCES

1. Prokhorov V.E. Associated Disturbances around a Vortex Ring in a Stratified Fluid. Fluid Dynamics. 2010. V. 45. No. 4. pp. 566–573.
2. Prokhorov V.E. Spatial Coherence of the Density Wake behind a Vortex Ring in a Stratified Fluid. Doklady Physics. 2008. V. 53. No. 9. pp. 493–496.
3. Prokhorov V.E. Microstructure Sources of Sound Backscattering in a Stratified Flow. Doklady Physics. V. 50. No. 4. 2005. pp. 215–219.

SOUND EMISSION FOLLOWING A DROP IMPACT ONTO A FREE SURFACE

V.E. Prokhorov

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS
e-mail: prokhorov@ipmmnet.ru

This work deals with experimental study of temporal and spectral characteristics of underwater sound emitted during drop impact and its correlation with the flows arising in the impact area. This phenomenon is of great interest in view of practical applications such as rain intensity estimation, underwater noises monitoring, and atmospheric injection of detrimental impurities from open plant ponds.

Experiments were carried out in the tank ($1.5 \times 0.6 \times 0.45$ m) filled with degasified tap water at room temperature. Drops were produced by dispenser with shaped nozzle of 0.4 cm in diameter. The flows in impact area were recorded by high speed video camera at frame rate 20000 fps.

Sound signals were measured by calibrated hydrophone (bandpass over $2 \div 10^5$ Hz, 30 mV/Pa sensitivity, 3 dB flatness). Depending on the height of fall various regimes of both flow and sound emission were realized.

Typically during the drop fall a series of acoustic signals is emitted (see figure) containing an initial (shock) impulse I (in fact, it is filled very high (up to 100 kHz) frequencies varying from tens to up to 120 kHz) and comparatively low frequency resonant packets (III and IV). The acoustic signals develop on the background of an intricate pattern of underwater flow in which formation of the underwater cavity plays key role in sound emission. It was revealed that sound radiation strongly correlates with dynamics of the cavity vertex and timed to the moments of extreme velocity v and acceleration a of the cavity vertex. Exactly at that moments the air bubbles break away from the cavity, so the large value of acceleration

(~ 1 km/s) means the great pressure gradient (10^6 Pa/m) which is sufficient for excitation of the air detached bubbles.

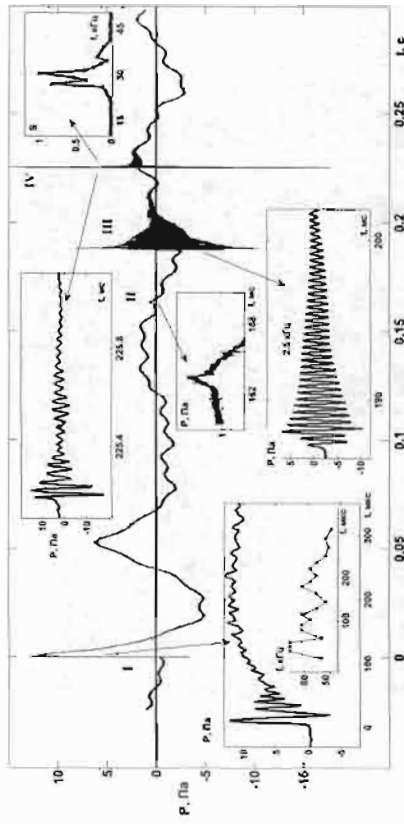


Fig. Underwater acoustic signals (I–IV) and their enlarged patterns. S – spectrum of the packet IV. Height of fall $H_d = 80$ cm, final drop velocity $U_d = 3.7$ m/s, numbers of Weber, Bond, Froude and Reynolds are $We = 925$, $Bo = 3.3$, $Fr = 280$, $Re = 18500$, respectively.

REFERENCES

1. Chashechkin Yu.D., Prokhorov V.E. Aero- and Hydroacoustics of the Impact for a Droplet Freely Falling onto the Water Surface. Doklady Physics. 2010. V. 55. No. 9. pp. 460–464.
2. Chashechkin Yu.D., Prokhorov V.E. The Fine Structure of a Splash Induced by a Droplet Falling on a Liquid Free Surface at Rest. Doklady Physics. 2011. V. 56. No. 2. pp. 134–139.
3. Prokhorov V.E., Chashechkin Yu.D. Two Regimes of Sound Emission Induced by the Impact of a Freely Falling Droplet onto a Water Surface. Doklady Physics. 2011. V. 56. No. 3. pp. 174–177.
4. Prokhorov V.E., Chashechkin Yu.D. Sound generation upon the drop fall onto water surface. Acoustical Physics. 2011. (in press).

MIXING AND DIFFUSION IN SELF-SIMILAR FLOWS

Jose M. Redondo¹, Roberto Castilla¹,
Margarita Díez^{1,2}, and Amia Matilla^{1,3}

¹ Universitat Politècnica de Catalunya (UPC), Dept. Física Aplicada, Barcelona, 08034, Spain, e-mail: redondo@fa.upc.edu, +34-934016090

² Ports de la Generalitat, Harbor, Vilanova i la Geltrú, 08800 Spain

³ Instituto PluriDisciplinar, U.C.M. ERCOFTAC PELNoHT, Madrid, Spain

Numerical and Experimental studies of the local self-similar mixing structure in the evolution of turbulent fronts driven by either stable or unstable (Rayleigh-Taylor / Richtmyer-Meshkov instabilities) are compared in order to show that active mixing regions showing a local cascade process (i.e. high Re) can be detected using multi-fractal analysis.

2. N.A. Diansky, A.V. Bagno, and V.B. Zalesny Sigma Model of Global Ocean Circulation and Its Sensitivity to Variations in Wind Stress // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2002. Vol. 38, N. 4. P. 477–494.
3. Marchuk G.I. Some application of the splitting-up methods to the solution of mathematical physics problems. *Applik. mat.* 1968, V. 13, No. 2.
4. Locarnini, R.A., A.V. Mishonov, J.I. Antonov, T.P. Boyer, H.E. Garcia, O.K. Baranova, M.M. Zweng, and D.R. Johnson, 2010. *World Ocean Atlas 2009, Volume 1: Temperature*. S. Levitus, Ed. NOAA Atlas NESDIS 68, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 184 pp.
5. Antonov, J.I., D. Seidov, T.P. Boyer, R.A. Locarnini, A.V. Mishonov, H.E. Garcia, O.K. Baranova, M.M. Zweng, and D.R. Johnson, 2010. *World Ocean Atlas 2009, Volume 2: Salinity*. S. Levitus, Ed. NOAA Atlas NESDIS 69, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 184 pp.
6. Griffies S.M., Winton M. and Samuels B.L., 2004: *The Large and Yeager (2004) dataset and CORE*. NOAA Geophysical Fluid Dynamics Laboratory PO Box 308, Forrestal Campus Princeton, New Jersey, 08542 USA (Manuscript last edited 28 September 2004).
7. Yanagimoto, K. Taira Current Measurements of the Japan Sea Proper Water and the Intermediate Water by ALACE Floats // *Journal of Oceanography*. 2003. Vol. 59, P. 359–368.
8. C.N.K. Mooers, I. Bang, F. J. Sandoval Comparisons between observations and numerical simulations of Japan (East) Sea flow and mass fields in 1999 through 2001 // *Deep-Sea Research II*. 2005. Vol. 52. P. 1639–1661.
9. Minobe S., Sako A., Nakamura M. Interannual to Interdecadal Variability in the Japan Sea Based on a New Gridded Upper Water Temperature Dataset // *J. Phys. Ocean.* 2004. Vol. 34. P. 2382–2397.

FLOW STRUCTURE STABILITY IN COMPOUND VORTEX WITH CONTAMINANTS

E.V. Stepanova, T.O. Chaplina

A. Istinskiy Institute for Problems in Mechanics of the RAS, e-mail: step@ipmnet.ru
M.V. Lomonosov MSU, physics dept., e-mail: chaplina_tot@inbox.ru

The flows in the Ocean and Atmosphere combine different types of motion: streams, waves, vortices, etc.

The flow investigated in the laboratory conditions is a typical vortex flow with cylindrical symmetry. The generated flow is a compound vortex. It consists of vortex with the vertical axis, which is the axis of container too and the toroidal vortex with closed axis that encircles the vertical axis of rotation in the fluid body. Superimposing of these two motions forms the considered flow.

The conditions of stationarity and reproducibility of the flow that are required to the accuracy of the physical experiments are complicated to carry out. The flow produced in the available experimental setup meets the mentioned conditions: the flow is nearly stationary, the flow characteristics could be reproduced in details, and the geometry is cylindrical with the activator at the bottom of the container that produces vortex motion.

The experimental setup consists of rectangular Perspex transparent tank with cylindrical container inside. The free surface of the flow and the fluid body could be observed from the side and top views [1]. The flow is generated by the disk that rotates at the bottom of the cylindrical container.

The vortex motion distorts the fluid surface; it becomes covered in the central part. All the observations assume the flow is stationary, i.e. the geometry of particular flow and the regime of the activator rotation is stable and all the visible changes of flow pattern could be considered as small fluctuation near the equilibrium. The mean free surface form corresponds to the pressure distribution in fluid depth [2].

When small amount of contaminant is introduced in the flow the fine structure is revealed.

The patch of immiscible admixture (oil) of finite volume V_k that was put on the free surface of fluid at rest tends to form the thin round spot (like a lens or pancake on the free surface).

The admixture was put on the free surface of the water at rest, and then the disk-inductor starts moving with a constant angular velocity. Experiments were carried out after the flow regime become stable and the transitions finished. The oil is transported into the surface trough and involved into the water body where it takes the form of an elongated body of rotation in a wide range of flow parameters. The surface of the oil body may appear smooth or distorted by waves, which pass into the spiral arms on the periphery of the oil volume.

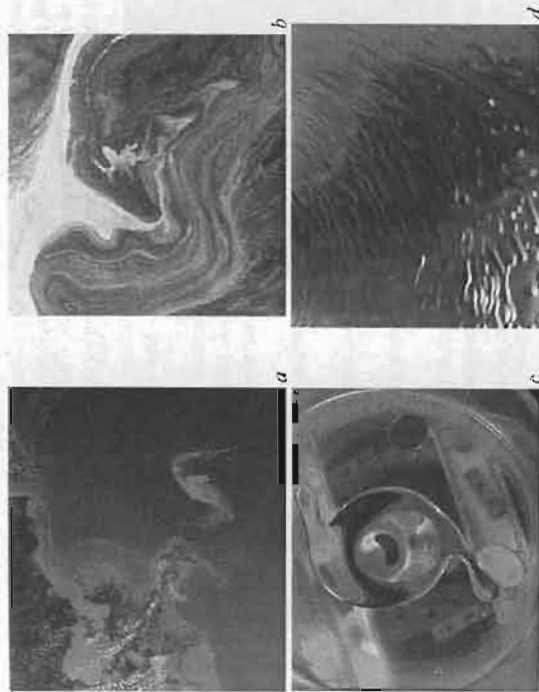


Fig. 1. Immiscible liquids at the surface: a, b) – the oil spill in the Gulf of Mexico [4], c, d) – oil stain on the surface of the composite vortex

($H = 20$ cm, $R = 7.5$ cm), c) – sunflower oil $V_k = 90$ ml, $\Omega = 120$ rpm,

d) – Castor oil $V_k = 30$ ml, $\Omega = 750$ rpm.

Oil patch on the surface of the compound vortex is deformed into an asymmetric structure, from which are drawn spiral arms. Length of the spiral arms, the rate of their formation also depend on all parameters of the experiment. Differential rotation deforms the spot into the patch of irregular shape, from the edge of the patch spiral arms detach continuously. A short time after the arm formation under the influence of gravity, rotation and surface tension

the long spiral arm is almost completely fused into a compact central spot. The compact spot immiscible liquid (castor and sunflower oil) with a smooth contour is constantly deformed into a polygon, the spiral arms went out from the corner points of the piece [3]. Thin strips of pure water exist between the central admixture spot and the arms. Separate droplets of admixture cover almost whole free surface of flow.

The admixture behavior was active in all taken experiments. Its distribution on the surface does not correspond to the average flow pattern of the basic current. The displacement of individual oil droplets and the position of the spiral arms do not reflect the water flow pattern in compound vortex. Similar patterns are observed in natural aquatic systems that were contaminated with light immiscible admixtures, such as fuel, oil and others. Comparisons of optical registration of oil spills in nature and patterns of vortex flows of oil in the laboratory show that, despite differences in the characteristic scales and the physical flow parameters (velocity and angular velocity) have a number of common parts (Fig. 1).

The drop of soluble dye put onto the rotating free surface of compound vortex has two modes of propagation. On the free surface the dye forms spiral arms elongating towards and away from the center of free surface. And the other mode is observed in the fluid depth. At first the dye penetrates into the fluid body with the helical filaments [5, 6] that are located on the coaxial cylindrical surfaces (see fig. 2, a). Next the adjacent turns of helical filaments are difficult to discern and the observed pattern looks like the dyed cylindrical surface stretching down to the bottom of the container. Finally, when the observation time is long, the dyed arms are the central dyed column encircled with cylindrical dyed envelope (fig. 2, b).

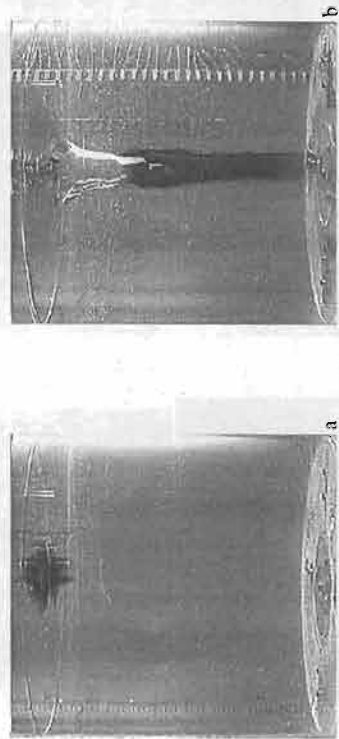


Fig. 2. Dye distribution pattern ($\xi_H = 2$, $\xi_R = 1/3$): a - initial stage ($\Omega = 200$ RPM), b - after the 170 revolutions of activator ($\Omega = 2000$ RPM).

All the mentioned features of flow are to ponder on the mass transport in the vortex systems and to notice the active character of admixture transport whether it is soluble or immiscible.

Similarity of the forms of surface patches indicates the possible existence of universal mechanisms of formation and redistribution of surface contamination. The experiments revealed important properties of these structures are formed from miscible and immiscible liquids: filamentous education does not widen with increasing of time as commonly assumed, and form a compact spots. Compact ink or oil spot on the free surface of the compound vortex transforms into spiral arms system; sizes and periodicity of spiral arms depend on all the flow parameters. Contaminants are active, its distribution does not correspond to the general flow pattern.

The work is supported in part by grant of President of Russian Federation MK-4650.2011.1.

REFERENCES

1. Степанова Е.В., Чалечкин Ю.Д. Аннотированный перенос примеси в составном вихре. ДАН. Т. 423, №4, с. 474-478.
2. Алексеевко С.В., Кутбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе. Новосибирск. 2003. 504 с.
3. Chaplina T.O., Stepanova E.V., Chashechkin Y.D. Deformation of compact oil spots in the cavity of the compound vortex Dokl. 2010. T. 432. № 2. S. 185-189. <http://nsk.sibnovosti.ru/business/109635-korporatsiya-ot-otsepenila-uscherb-ot-razliva-nefti-v-mekskanskom-zaiive-v-1-43-mrd>
4. Степанова Е.В., Чалечкин Ю.Д. Перенос маркера в составном вихре. 2010. Изв. РАН: МЖГ. № 6. С. 12-29.
5. Béguier Cl., Bousgarbies J.-L., Leveke Th., Tourbillon, Instabilité & Decollement // Cepadues-editions, Toulouse, France, 126 p. / CEPAD 2001 ISBN 2.85428.551.4

THE INFLUENCE OF THE ICE COVER ON THE MOTION OF A SUBMERGED BODY

I.V. Starova

Lavrentyev Institute of Hydrodynamics of SB RAS, Novosibirsk,

e-mail: starova@hydro.nsc.ru

1. Introduction. In recent years the increase of human activities in the polar regions amplified the necessity of investigations in the domain of ice cover dynamics. Two problems are considered in the framework of the linear wave theory for incompressible inviscid fluid with an ice-cover:

1) 2D radiation problem about small oscillations of a horizontal cylinder submerged in a uniformly stratified fluid with flat bottom;

2) 3D steady problem about the uniform motion of a submerged sphere in a fluid of infinite depth.

The ice sheet is treated as a thin elastic plate with the lateral stress.

2. Radiation problem. The effect of density stratification on the hydrodynamic loads acting on an oscillating submerged body was considered for some particular cases of stratified fluid (see, for example, the reference book [1]). The fluid was bounded above by either a free surface or a rigid plate. To the author's knowledge, the effect of an ice-cover was investigated only for wave radiation by a submerged sphere in a two-layer fluid [2, 3].

Let a Cartesian coordinate system be taken with the x -axis directed along the undisturbed position of the ice-cover perpendicular to the cylinder axis, and the y -axis pointing vertically upwards. The fluid density $\rho_0(y)$ increases linearly with depth: $\rho_0(y) = \rho_s(1 - \alpha y)$, where $\alpha > 0$ and $\rho_s = \rho_0(0)$. The fluid depth is equal to H . The wave motions are initiated in the fluid, which is initially at rest, by the small oscillations of a cylinder at a frequency ω with amplitudes η_j ($j = 1, 2, 3$) for the sway, heave and roll problems, respectively.

Under the usual assumptions of linear theory, a disturbed pressure in the fluid can be written as

ous manifestation in August revealing the sufficiently large (on the absolute value) Fourier coefficients for all considered time periodicities. Table 2 (for large value ω s related with large mean temperature dependences) show the small manifestation of the multimodal character characterized by the obvious domination of the time periodicity of 7 years for the south stations.

The presented analysis of the revealed [1] time ranges and distinct time periodicities of the temperature variations of the atmosphere and hydrosphere of the Earth confirm the hypothesis about the predominant time periodicities 5 years and 6 years (for obvious multimodal character of highly fluctuating time temperature dependences) and 7 years (for small multimodal character related with strong mean temperature dependences). The present study gives the confirmation of this hypothesis based on the data about the air temperature fluctuations for stations of the Far East during the time range 1980-2009.

Tables 1 The calculated Fourier coefficients of the deviation $T(t) - \bar{T}(t)$ for the time periodicities 2, 3, 5, 6, 7, 10 years for the small values of ω s.

Stations, Months	Time periodicities									
	2	3	5	6	7	10				
Nemuro, Apr.	-0.145	0.024	0.130	-0.098	0.013	0.077				
Nemuro, May	0.005	0.074	0.017	0.135	-0.175	0.191				
Abashiri, July	0.046	0.064	-0.207	0.105	-0.066	-0.081				
Abashikawa, July	-0.012	0.101	-0.137	0.191	-0.099	-0.020				
Wakkanai, July	0.078	0.041	-0.228	0.059	-0.029	-0.114				
Suttsu, July	0.039	0.155	-0.059	0.181	0.025	-0.079				
Taion, July	0.030	-0.161	-0.116	0.103	-0.109	-0.013				
Amori, August	-0.206	-0.014	-0.353	0.074	-0.188	0.227				
Asahikawa, Aug.	-0.254	-0.104	-0.509	0.390	-0.204	0.408				
Sapporo, Aug.	-0.246	-0.102	-0.452	0.368	-0.218	0.328				
Suttsu, Aug.	-0.229	-0.104	-0.416	0.339	-0.245	0.224				
Urakava, Aug.	-0.267	-0.082	-0.432	0.368	-0.255	0.141				
Hakodate, Aug.	-0.299	-0.153	-0.425	0.357	-0.251	0.238				
The mean value of the marked coefficients for each time pe- riodicity	0.250	0.156	0.377	0.313	0.219	0.269				

Tables 2. The calculated Fourier coefficients of the deviation $T(t) - \bar{T}(t)$ for the time periodicities 2, 3, 5, 6, 7, 10 years for the large values of ω s.

Stations, Months	Time periodicities									
	2	3	5	6	7	10				
Taejon, Jan.	0.006	0.067	-0.277	0.053	0.026	-0.278				
Izuhara, Feb.	0.016	0.083	-0.052	0.189	-0.282	0.075				
Kagoshima, Feb.	-0.064	0.216	-0.023	0.083	-0.415	0.041				
Abashiri, Mart.	0.197	0.195	0.129	-0.018	-0.115	0.022				
Tokio, Mart.	0.037	0.315	0.003	-0.301	-0.139	-0.101				
Kagoshima, Aug.	-0.040	-0.069	0.031	0.028	-0.074	-0.039				
Vlad-k. Sept.	-0.028	-0.108	-0.002	0.044	-0.030	-0.056				
Kagoshima, Sep.	-0.114	0.070	0.129	0.098	-0.139	-0.041				

Izuhara, Okt.	-0.003	0.038	-0.206	0.063	0.048	0.040
Fukuoka, Okt.	0.006	0.072	-0.209	0.010	-0.027	0.004
The mean value of the marked coefficients for each time perio- dicity	0.197	0.242	0.23	0.245	0.348	0.278

REFERENCES

1. Simonenko S.V. Fundamentals of the Thermohydrodynamic Theory of Cosmic Genesis of the Planetary Cataclysms. Edited by G. Sh. Tsitsishvili. Nakhodka: Institute of Technology and Business press, 2010. 281 p.

REGULAR AND SINGULAR COMPONENTS OF THE VISCOUS CONTINUOUSLY STRATIFIED FLUID TAKING INTO ACCOUNT DIFFUSIVITY EFFECTS

A. Yu. Vasiliev

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

We analyzed solutions of the fundamental equations set for generation of 3D periodic flows by an oscillating plane or disc in a viscous continuously stratified fluid taking into account diffusivity effects. Boundary conditions are no-slip and no-flux on the solid surfaces and attenuation of all perturbations at infinity.

Complete solution of linearized problem is constructed by method of Fourier decomposition. The expressions obtained are analyzed by methods of perturbation theory in the approximation of small viscosity and diffusion. Complete solutions contain regularly perturbed functions on dissipative factors describing periodic internal wave cones which have no analogues in homogeneous fluid and family of singularly perturbed components (SIDICs). Two kinds of SIDICs are caused by the action of viscosity, while others are results of diffusion effects. Edge singular solutions are pronounced in the far beam structure. Parametric analysis of both dissipative factors that are viscosity and diffusivity as well as stratification value and geometry of the problem (cases of arbitrary sloping, horizontal, vertical critical angles of the emitting surface) is performed.

Undisturbed linear profile of a density $\rho_0(z)$, which is defined by salinity S , is characterized by buoyancy scale $\Lambda = |d \ln \rho_0 / dz|^{-1}$. The linearized system of stratified flow governing equations in the Boussinesq approximation has the form

$$\rho_0(z) \left(1 - \frac{z}{\Lambda} + S \right) \cdot \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\nabla P + \rho_0 \nu \Delta v + \rho_0 g S, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = \kappa_S \Delta S + \frac{v_z}{\Lambda}, \quad \text{div } v = 0 \quad (1)$$

where S , P , ρ and $v = (v_x, v_y, v_z)$ are salinity, density, pressure and velocity of the fluid, v is kinematics viscosity, κ_S is salt diffusion coefficient, g is acceleration of the gravity force, directed opposite to axis Z , e_z is unit ort. The boundary conditions are no-slip for velocity on the whole surface and attenuation of all disturbances at infinity

$$v|_{\Gamma} = u_0 e^{-i\omega t}, \quad \kappa_S \frac{\partial S}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = 0$$

We consider stationary periodical oscillation, because the time dependence of all quantities is $\exp(-i\omega t)$, where the forcing frequency ω is constant

To simplify calculations we introduce toroidal-poloidal decomposition $\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{e}_z \Phi + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{e}_z \Psi)$, where Ψ, Φ are scalar functions and the system (1) is transformed into

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} - D\Delta \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - v\Delta + N^2 \Delta \right) \Phi = 0, & \left(\frac{\partial}{\partial t} - v\Delta \right) \Psi = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - D\Delta \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - v\Delta + N^2 \Delta \right) S = 0 \end{cases}$$

where $\Delta_{\perp} = \partial_x^2 + \partial_y^2$ and $N^2 = -g(d \ln \rho_0(z) / dz) = g / \Lambda$ is square buoyancy frequency. We use four coordinate systems (see Fig. 1). The line of action of the gravity force defines the laboratory reference frame (x, y, z) . The local frame (ξ, η, ζ) is associated with the emitting surface, which is obtained by rotating the frame (x, y, z) around the y axis on the angle φ . Attached coordinate frame (q, p, α) is connected with the emitted wave cone, where q axis is directed along the wave beams. The frames are connected by relations

$$\begin{aligned} \xi &= x \cos \varphi + z \sin \varphi, \quad \eta = y, \quad \zeta = -x \sin \varphi + z \cos \varphi, \\ x &= r \cos \alpha, \quad y = r \sin \alpha, \quad z = z; \quad p = r \sin \theta - z \cos \theta, \quad q = r \cos \theta + z \sin \theta \end{aligned}$$

Solutions of are constructed in spectral form using Fourier transformation

$$\Phi = e^{-i\omega t} \sum_{j=1}^3 \int_{-\infty}^{+\infty} A_j \exp(ik_j \zeta + ik_{\xi} \xi + ik_{\eta} \eta) dk_{\xi} dk_{\eta}$$

$$\Psi = e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} B \exp(ik_{\xi} \xi + ik_{\eta} \eta) dk_{\xi} dk_{\eta}, \quad \zeta > 0$$

$$S = e^{-i\omega t} \sum_{j=1}^3 \int_{-\infty}^{+\infty} C_j \exp(ik_j \zeta + ik_{\xi} \xi + ik_{\eta} \eta) dk_{\xi} dk_{\eta}$$

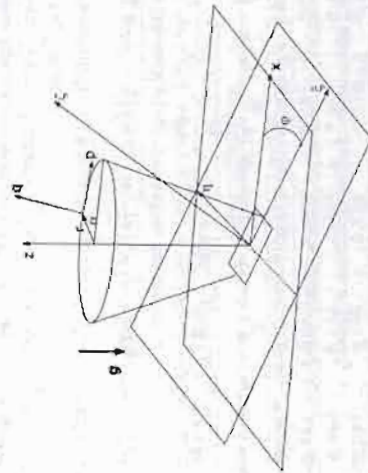


Fig. 1. Basic coordinate systems.

where spectral coefficients A_j, B, C_j are defined by boundary conditions, wave numbers k_j are defined by roots of the dispersion equation of the eight order

$$\begin{aligned} & \left[vD(k^2 + k_j^2)^3 - i\omega(v + D)(k^2 + k_j^2)^2 - \omega^2(k^2 + k_j^2) \right. \\ & \left. + N^2 \left[(k_z \cos \varphi - k_j \sin \varphi)^2 + k_{\eta}^2 \right] \right] (k_j^2 + \frac{\omega}{i\nu} + k^2) = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

The equation (2) is transformed into the second order equation if we neglect dissipative coefficients. That means that the equation has two regular solutions

$$k_{1,2} = \frac{k_z \sin \varphi \cos \varphi \pm \kappa \cos \varphi}{\mu} \pm \delta_N^2 (1 + \varepsilon) \frac{i \tan \theta (k_{\xi} \sin \varphi \cos \varphi \pm \kappa \cos \varphi)}{2\kappa\mu^4} + \dots \quad (3)$$

$\mu = \sin^2 \varphi - \sin^2 \theta$, $\kappa = \sqrt{k^2 \sin^2 \theta - k_{\eta}^2 \sin^2 \varphi}$, $\varepsilon = Sc^{-1} = \frac{\kappa S}{v}$, $\delta_N = \sqrt{\frac{\nu}{N}}$ and six singular solutions which are found by standard perturbation method. This singular on viscosity and diffusivity roots describe boundary layer type components of flow. Two of them

$$k_{2,3} \approx \sqrt{\frac{i\omega(\varepsilon + 1 \pm \lambda_{vk})}{\varepsilon}}, \quad \lambda_{vk} = \frac{2}{\sin \theta} \sqrt{(1 + \varepsilon)^2 - \frac{4\varepsilon\mu}{\sin^2 \theta}}, \quad \delta_{\kappa} = \delta_N \sqrt{\frac{2\varepsilon}{\sin \theta}}$$

are specific for a stratified fluid and have no analogues in a homogeneous fluid. The third singular component is similar to Stokes periodic boundary layer. Its thickness is defined by kinematic viscosity and buoyancy frequency N :

$$\delta_v = \sqrt{2\nu / \omega} = f(\theta) \sqrt{2\nu / N} = f(\theta) \delta_N$$

$$k_4 = \sqrt{\frac{2i}{\delta_v^2} - k^2}, \quad \delta_v = \delta_N \sqrt{\frac{2}{\sin \theta}}$$

Waves and boundary layers compose complete set of periodic flows in a continuously stratified fluid. In case effects of diffusion are small we can use for analysis of the problem. At transition to 2D problems the received formulas are matched with known solutions. There are two specific angles for emitting surface slope that are horizontal plane $\varphi = 0$ and critical angle when the plane coincides with wave cone ($\varphi = \pm \theta$). In case $\varphi = 0$ there is a full decomposition of diffusion boundary layers and Stockes layers. Roots k_3 and k_4 become identical.

General solutions of the problem for components of velocity are

$$\begin{aligned} v_{\xi} & \approx \int_{-\infty}^{+\infty} A_1 (k_{\eta}^2 \sin \varphi - k_j \beta_1) e_1 dk_{\xi} dk_{\eta} + i \cos \varphi e^{\delta_N \sqrt{\frac{1-\varepsilon}{\sin \theta}} \sqrt{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} B Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} + \\ & + \frac{i|\mu|}{\delta_N^2 \sin \theta} e^{\frac{1-\varepsilon}{\delta_N} \sqrt{2} \sin \theta} \int_{-\infty}^{+\infty} A_2 Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} + \\ & + \frac{\sin^2 \varphi \sin \theta}{2\varepsilon \delta_N^2} e^{\frac{\sin \theta}{2\delta_N \sqrt{\varepsilon}} \sqrt{\frac{1-\varepsilon}{\sin \theta}} \sqrt{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} A_3 Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} \end{aligned}$$

$$v_{\eta} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} k_{\eta} A_{\eta} \gamma_{\eta} e^{ik_{\eta} z} dk_{\eta} - \frac{1-\epsilon}{\delta_N \sqrt{\epsilon}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \theta}{2} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} e^{\frac{i-1}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} z} \sqrt{2 \sin \theta} \int_{-\infty}^{+\infty} B Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} -$$

$$\frac{1+\epsilon}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \theta}{2} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} e^{\frac{i-1}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} z} \cos \varphi \int_{-\infty}^{+\infty} k_{\eta} A_1 Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} -$$

$$\frac{1+\epsilon}{\sqrt{2} \delta_N \sqrt{2\epsilon}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \theta}{2} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} e^{\frac{i-1}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} z} \cos \varphi \int_{-\infty}^{+\infty} k_{\eta} A_1 Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} -$$

$$v_{\xi} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} A_1 (k_{\eta}^2 \sin \varphi - k_{\xi}^2 \beta_1) e^{ik_{\xi} z} dk_{\eta} - i \epsilon \frac{1-\epsilon}{\delta_N \sqrt{\epsilon}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \theta}{2} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} e^{\frac{i-1}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} z} \sin \varphi \int_{-\infty}^{+\infty} B Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} -$$

$$\frac{1+\epsilon}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \theta}{2} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} e^{\frac{i-1}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} z} \cos \varphi \int_{-\infty}^{+\infty} A_1 k_{\xi} Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} -$$

$$\frac{1+\epsilon}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \theta}{2} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} e^{\frac{i-1}{\delta_N} \sqrt{\frac{|k|}{2 \sin \theta}} z} \cos \varphi \int_{-\infty}^{+\infty} A_1 k_{\xi} Q_2 dk_{\xi} dk_{\eta} -$$

where are $k_1 - k_4$ are formed (2) and $Q_2 = \exp(i k_{\xi} \xi + i k_{\eta} \eta)$

We calculated the damping of the displacement amplitude at the center of beam for various wave sources (friction, piston and composite). The results of calculations are shown in Table 1. In all cases, the amplitude of internal waves in the far field depends on the relationship velocity and buoyancy frequency and scale of the boundary layers at the emitting surface. Among the considered types of wave sources piston source is most effective. When taking into account nonlinear regular and singular components interact with each other, which creates the possibility of generating internal waves, even in cases when the oscillation frequency exceeds the frequency of the source.

Table 1. Comparison of the displacements on the beam axis $h(0, q)$ for 2D (Yu. V. Kostovich, Yu. D. Chashechkin) and 3D

Type of source	Strip	Rectangle	Disc
Friction	$\frac{\lambda_0 a}{\delta_N} \frac{1}{2^{1/3}} \frac{1}{q^{1/3}}$	$\frac{\lambda_0 ab}{\delta_N^{2/3}} \frac{1}{q^{1/3}}$	$\frac{\lambda_0 R^2}{\delta_N^{2/3}} \frac{1}{q^{1/3}}$
Piston	$\frac{\lambda_0 a}{\delta_N} \frac{a}{2^{1/3}} \frac{1}{q^{1/3}}$	$\frac{\lambda_0 ab}{\delta_N} \frac{1}{q}$	$\frac{\lambda_0 R^2}{\delta_N} \frac{1}{q}$
Composite	$\frac{\lambda_0 a}{\delta_N} \frac{a}{2^{1/3}} \frac{1}{q^{1/3}}$	$\frac{\lambda_0 ab}{\delta_N^{2/3}} \frac{b}{q^{1/3}}$	

In general case there are the two types of flow: regular solution (internal waves) and three types singular a component of flow (boundary layers). Two of them have no analogue in a homogeneous fluid, their thickness are defined dissipative by factors (diffusion and viscosity), parameters of environment and geometry of a problem. Domain of influence of the basic dissipation factors is found. Viscosity and diffusion are the basic factors near of the source. The obtained results show that it is necessary to consider influence of dissipative factors (viscosity, stratification, diffusion) for the analysis of bodies' movement in the viscous stratified fluid. For different type of the source are calculated velocity, density, pressure and forces.

FREE OSCILLATIONS BODIES IN A VISCOUS STRATIFIED FLUID. SPHERE AND CYLINDER

A. Yu. Vasiliev, Yu. D. Chashechkin, A. V. Kostovich
 A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS
 e-mail: corwin@ipmnet.ru

Analytically and experimentally analyzed the flow pattern is formed on the free oscillations of sphere and vertical cylinder near a neutral buoyancy horizon. We calculated free body displacements of the near neutral buoyancy horizon in a viscous exponentially stratified fluid. Calculations of the are based on complete set of fundamental governing equations including Navier-Stokes equations and incompressibility equation for the fluid with no-slip boundary conditions and the Newton's second law for the body. The set is transformed into system of integro-differential equations which is solved by multi-scale perturbation method.

Taking into account the axial symmetry of induced flows and body symmetry we can transform the governing equations set into next set of integral-differential equations and boundary conditions

$$v_z(r, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(k, \kappa, t) e^{ikz} J_0(\kappa r) dk d\kappa$$

$$\frac{\partial^2 W}{\partial T^2} + \alpha \psi' + \frac{\lambda^2 - 4\alpha \sigma^2 \psi' (\xi^2 + \eta^2)}{\chi} - \frac{\sigma^2}{\chi^2} (\xi^2 + \eta^2 + \alpha \psi' \chi) W = 0$$

$$\psi'' + \psi + e^{\alpha \psi} \left\{ \iint G(\xi, \eta, T) \frac{\partial W}{\partial T} dS + \right.$$

$$\left. + \sigma \left[\alpha \psi' \iint G(\xi, \eta, T) W dS + \iint H(\xi, \eta, T) W dS \right] \right\} = 0$$

$$W|_{T=0} = 0, \quad \psi|_{T=0} = 1, \quad \psi'|_{T=0} = 0$$

$$W|_{T=\infty} = \psi|_{T=\infty} = \psi'|_{T=\infty} = 0$$

for dimensionless variables

$$\lambda^2 = \frac{\eta^2}{\xi^2 + \eta^2}, \quad \alpha = \frac{\xi_0 NR^2}{v \Lambda}, \quad \beta = \frac{NR^3}{v \Lambda}, \quad \epsilon = \frac{v}{NR^2},$$

$$\psi = \frac{\xi}{\xi_0}, \quad T = Nt, \quad \xi = \kappa R, \quad \eta = \kappa R, \quad w = \frac{f}{N \xi_0 R^2}.$$

(1)

CONTENTS

Preface.....	5	Gorodtsov V.A. Wave Resistance of Symmetrical Bodies in a Uniformly Stratified Fluid.....	76
Alekseev G., Vasilieva E., Zemliannikova N. Numerical Simulation of Control Problems for Acoustic Cloaking.....	6	Gronashova O.S., Bachinsky K.V., Kosheleva A.V., Li B.Ya., Yuhimovskiy V.A. Experimental Studies of the Sound Propagation Channel Using the Hydroacoustical Measuring System 'Aposit'.....	79
Alexanin A.I., Alexanina M.G., Dyakov S.E., Zagumennov A.A. Satellite Monitoring of Dynamical Structures on Ocean Surface Imagery.....	8	Gudimenko A.I. Motion of Three Vortex Charges with Zero Total Circulation.....	82
Arsent'yev S.A. On Theory of the Dynamo of Earth and Planets.....	11	Ivontin D.V., Bakhanov V.V., Ermoshkin A.V., Telegin V.A. Measurements of Velocity Vector of Surface Currents by Means of Nautical Radar Furuno 1832.....	83
Averkiev A.S., Klevannyi K.A. Hydrophysical Structures and Biology Concentrations in Barents Sea.....	14	Jana T.K., Ganguly D. Hydrogen Sulphide Emissions As a Source of Nonsea Sulphate in Arcosol over Tropical Mangrove Forest.....	86
Averkiev A.S., Klevannyi K.A. Modeling of the Dangerous Cyclones and Extreme Water Levels in the Gulfs of Baltic Sea.....	17	Khatkov T.R., Trinko O.I. The Climatic Ocean Trends and a Structural Instability of Jet Current.....	88
Babiy V.I., Babiy M.F. Layered Structure of Black Sea Bathyal Zone.....	18	Kimura S., Kivata T., Komatsu N., Yamamoto H. Time-Dependent Solidification in a Rectangular Duct with Velocity Modulation; a Perturbation Analysis.....	91
Bardakov R.N., Zagumennyi Ya.V. The Flow Pattern Near a Horizontal Plate Moving in an Exponentially Stratified Fluid: Analytical and Numerical Approach.....	20	Kiryanova E.V., Pochekutova I.A., Korenbaum V.I. Aerodynamic Resistance of Human Respiratory Path and Acoustic Forced Expiratory Time.....	95
Byadulov V.G. Formation of Flow around a Circular Cylinder, Submerged in a Viscous Incompressible Stratified Fluid.....	24	Konstantinov O.G. Analysis of Polarizing Video Images of the Sea Surface Subjected to Weak Electromagnetic Field.....	101
Birinkov V.I., Glazkov A.S., Garbushin A.R., Ivanov A.I., Kiselev A.Ph., Semenov A.F. Investigation of the Acoustic Background in Transonic Wind Tunnels with Perforated and Slotted Walls.....	24	Korenbaum V.I., Chernysheva T.N., Sergeev A.A., Galay V.N., Galay R.P., Zakharov S.P. An Order in Near-Infrared Absorption Spectrum of Saline Solution Subjected to Weak Electromagnetic Field.....	104
Buchvansky M.F., Uleysky M.Yu., Prants S.F. On Possibility to Observe Cross-Jet Chaotic Transport in Laboratory Flows.....	28	Koshel K.V., Ryzhov E.A., Zhmur V.V. Ellipsoidal Vortex in a Non-Uniform Flow: Dynamics and Chaotic Advection.....	107
Bulatov V.V., Vladimirov Yu.V. The Far Internal Gravity Wave Field in Stratified Media of Non-Uniform Depth.....	31	Kosyan R., Divinsky B., Podymov I., Grune J. Estimation of the Low-Frequency Water Velocity Fluctuations Contribution into the Process of the Bottom Sediment Suspension.....	109
Chaika A.A., Maslov S.A., Nanyaganov V.L., Lomonosov and Electrical Nature of Tornado: Natural Facts, Arguments, Models and Results.....	35	Kozickii S.B. A Family of Amplitude Equations for a Three-Dimensional Double-Diffusive Convection with Cells of Various Shapes.....	112
Chashechkin Yu.D. Differential Models of Non-Homogeneous Fluid Mechanics.....	38	Kirakin L.G., Ostrovskaya I.V. Stability of the Regular Vortex Polygon with Evenly Many Vortices Outside a Circular Domain.....	114
Chernykh G.G., Moshkin N.P., Narong Kr. Application of High Resolution Non-Oscillating Advection Schemes to the Numerical modeling of the Motion Induced by Mixed Region in a Stratified Fluid.....	42	Kuznetsova D., Sibgatullin I. Development of Instability and Transition to Chaotic Motions in Penetrative Convection.....	117
Chernyshev S.L., Kiselev A.Ph., Voronikov P.P. On the Modeling of Atmospheric Turbulence Influence on Sonic Boom.....	44	Lazaryuk A., Burov B., Ponomarev V. Convection and brine rejection in Amurskii Bay.....	117
Churilov S.M. Resonant Three-Wave Interactions in Ensembles of Waves with a Common Critical Layer.....	47	Lobanov V.B., Ludychenko S.Y., Sergeev A.F., Tishchenko P.Y., Zvalinsky V.I. Mesoscale Eddies and Streams Along Primorye Coast in the Northwestern Japan Sea and Their Ecological Implications.....	117
Darnitskiy F.B. Long-Period and Short-Period Thermohaline Dynamics around Northwest Underwater Mountains of the Hawaiian Ridge and Southern Imperial Mountains.....	50	Lovtsov S.V., Portvanskaya L.A., Rastegin A.E. Some Features of Excitation Propagation in Southern Baikal via Temperature Observations.....	121
Dolgikh G.I., Kosheleva A.V., Luchin V.A., Yaroshchuk I.O. Short-Period Sound Velocity Fluctuations Caused by Internal Waves.....	53	Makarov V.G. Desymmetrization of Barotropic Dipole due to Bottom Friction.....	123
Durykh D., Giscelon M., Liapidevskii V.Yu. Mathematical Model of a Turbidity Current.....	56	Maksimov A.O. Acoustic Properties of Sea Floor Gas Hydrates.....	125
Ermanyuk E.V., Shmalkova N.D., Fior J.-B. Internal Wave Generation by Oscillations of a Torus.....	59	Maryushin P.F. Mathematical Modeling of the 3D Viscous Fluid Flows at the Wide Ranges of the Internal Froude and Reynolds Numbers.....	128
Filyushkin B.N., Sokolovskiy M.A., Kozhelupova N.G., Vagina I.M. Evolution of the Medies Moving over a Submerged Obstacle.....	63	Milyate E., Milyavene E., Milyas A.A.F. Some Questions about Mechanism of Interaction of Different Masses of a Rotating Substance.....	132
Fuka V., Brechtler J. Large Eddy Simulation and Pod Analysis of an Idealised Street Canyon.....	66	Makhov I.I., Chefranov S.G., Chefranov A.G. Vortices on a Rotating Sphere and Atmospheric Dynamics.....	132
Fukamoto Y., Mite Y. Hamiltonian Bifurcation of a Rotating Flow Confined in a Cylinder with Elliptically Deformed Crosssection.....	69	Morgantov Y.N., Bezavayevkh V.F., Burenin A.V., Strabykin D.S. Test Experiment of System for Positioning Underwater Objects in the Korea Strait.....	133
Gorodtsov V.A. Small Perturbations in a Stratified Viscous Fluid.....	73		

<i>Morgunov Yu.N., Polovina Yu.A., Sirobykin D.S., Azarov A.A., Lebedev M.S.</i> Program for Measurement and Monitoring of a Sound Speed, Temperature and a Level of Surface in Environment of Shallow-Water Areas.....	137
<i>Novitsky V., Pavlova E., Liapidevskii V.</i> Internal Waves in the Near-Bottom Thermocline: Heat, Momentum and Energy Fluxes.....	140
<i>Novitsky V.V., Konstantinov O.G., Stepanov D.V.</i> Nonlinear Internal Gravity Waves in the Coastal Zone of the Japan/East Sea.....	143
<i>Novitsky V.V., Yaroshchuk I.O.</i> Fine-Scale Stratification Influence on Nonlin- ear Internal Waves Propagation.....	145
<i>Oleynikov I.S., Fichtenko V.K.</i> Developing Corporate Modeling System in Poi Febras Based on Roms Model.....	146
<i>Ozerov A.Yu.</i> The Mechanism of Periodicities in the Dynamics of Fountaining of Incandescent Bombs at Basalt Volcanoes (According to Experimental Data and Natural Observations).....	149
<i>Pak V.V.</i> An Asymptotic Study of Axisymmetric Free-Surface Two-Layered Creeping Flow.....	153
<i>Paka V.T., Zhurbas V.M.</i> Measurements of Turbulence in the Denmark Strait Overflow.....	156
<i>Perig A.V., Golodenko N.N.</i> Physical Simulation of Newtonian Viscous Magma Flow in an Angular Domain During Lithospheric Plates Shear.....	161
<i>Permyukov M.S., Matikova N.P., Reva T.V.</i> Effect of the Ekman Boundary Layer on the Evolution of Vortex Formations.....	165
<i>Perron X., Dritschel D.G., Reinard J.N.</i> Stability of Vortices in 3D QG Model with Boundary Conditions.....	167
<i>Ponomarev V., Fyman P., Mashkina I., Dabina V.</i> Mesoscale Eddy Dynamics over the Continental Shelf and Slope of the Japan Basin.....	168
<i>Prants S.V.</i> Lagrangian Tools to Monitor the Ocean.....	168
<i>Prokhorov V.E.</i> Attached and Downstream Deformations of the Density Field Produced by Vortex Ring in Stratified Liquid.....	171
<i>Prokhorov V.E.</i> Sound Backscattering from the Wake Past a Solitary Vortex in a Stratified Liquid.....	172
<i>Redondo J.M., Castilla R., Diez M., Mantika A.</i> Mixing and Diffusion in Self- Similar Flows.....	173
<i>Reznik G.M.</i> Singular Quasi-Geostrophic Vortices Embedded in Regular Flows.....	176
<i>Ryzhov E.A., Koshel K.V.</i> Advection of Passive Scalars Induced by the Interaction of a Free Vortex Monopole and a Isolated Topographic Feature.....	177
<i>Ryzhov E.A., Koshel K.V.</i> On Advection of Passive Scalars in the Vicinity of a Self-Propelling Vortex Pair.....	178
<i>Safronova M.A., Markina V.V., Pochetkova I.A., Korenbaum V.I.</i> Turbulent Flow and Bronchial Tree Structure Interaction in Production of Forced Expiratory Whistles.....	180
<i>Simonenko S.V.</i> Fundamentals of the Non-Equilibrium Statistical Thermohydro- dynamics of Turbulence.....	183
<i>Simonenko S.V., Lohano V.B.</i> Dissipative Structure of Turbulence in Mesoscale Eddy.....	187
<i>Simonenko S.V., Farlay E.P., Sereda A.V.</i> The High-Frequency Internal Gravity Waves and Dissipative Turbulence in a Shelf Zone of the Japan Sea.....	190
<i>Smirnov S.V.</i> On the Internal Kelvin Waves in a Two-Layer Liquid Model with Friction.....	194

<i>Soloviev D.A., Nigmatulin R.S.I.</i> Supplement Model of Turbulent Exchange Proc- esses for Natural Reservoir.....	195
<i>Stepanov D.V., Dianzky N.A.</i> Interannual Variability of the Circulation in the Cen- tral Part of the Japan/East Sea Based on Numerical Simulations.....	198
<i>Stepanova E.V., Chaplina T.O.</i> Flow Structure Stability in Compound Vortex with Contaminants.....	200
<i>Sturova I.V.</i> The Influence of the Ice Cover on the Motion of a Submerged Body.....	203
<i>Tagiltsev A.A., Korenbaum V.I.</i> Turbulent Flow Pseudo-Sound Influence on Towed Array with Vector Sensors.....	206
<i>Tereshko D.A.</i> Optimal Control Problems for the Primitive Equations of the Ocean.....	210
<i>Trofimov M.Yu.</i> An Energy-Conserving Parabolic Approximation for Sound Propagation in Inhomogeneous Waveguides.....	212
<i>Trusenkova O.O., Ladschenko S.Yu., Kaplunenko D.D., Lohano V.B.</i> Non-Linear Statistical Patterns of Eddy Kinetic Energy in the Japan Sea, Estimated from Sat- ellite Altimetry Data.....	213
<i>Tsitsishvili G.Sh., Shatilina T.A., Radchenko T.V.</i> Analysis of the Periodicities of the Air Temperature Fluctuations for Far Eastern Stations During 1980-2009.....	217
<i>Vasiliev A.Yu.</i> Regular and Singular Components of the Viscous Continuously Stratified Fluid Taking into Account Diffusivity Effects.....	219
<i>Vasiliev A.Yu., Chashechkin Yu.D., Kistovich A.V.</i> Free Oscillations Bodies in a Viscous Stratified Fluid, Sphere and Cylinder.....	223
<i>Verron J., Gaultier L., Brankart J.M., Tiaud O., Brasseur P.</i> On the Oceanic Submesoscales and on Their Use for the Control of Ocean Circulations.....	225
<i>Vlasova G.</i> Seasonal Variability of the Water Circulation Under Influence of At- mospheric Processes in Far Easter Region.....	226
<i>Voisin B.</i> Internal Gravity Waves and Boundary Layers from an Oscillating Circu- lar Disc.....	227
<i>Voskoboinik V.A., Voskoboinik A.V., Kornet N.V., Zdanov V.L., Turmov J.</i> Co- herent Vortex Flow Switching Inside Deep Spherical Dimple.....	231
<i>Vulison A.N., Borodin O.O.</i> Distributions of Thermals over Velocities in a Turbu- lent Surface Convective Layer: Statistical Theory.....	234
<i>Zagimenniy I.A.V.</i> Structure of Diffusion-Induced Flow around a Thin Sloping Plate.....	237
<i>Zakharenko A.D.</i> Scattering of Internal Waves from Small Sea Bottom Inho- mogeneities.....	241
<i>Zuruganov V.A.</i> Topographic and Toroidal Vortexes above Seamounts and Vertical Mixing of Waters.....	241
<i>Авербух Е.Л., Куркин А.А., Куркина О.Е.</i> Моделирование нелинейных резо- нансных трехволновых взаимодействий краевых волн в контексте динами- ки пленок поверхностно-активных веществ.....	245
<i>Авербух Е.Л., Рувицкая Е.А., Куркин А.А., Куркина О.Е.</i> Динамика топогра- фических захваченных волн во вдольбереговом потоке над ступенчатым пелором.....	247
<i>Ахметов А.Т., Лукин С.В., Урманчев С.Ф., Гумеров Н.М., Яхит И.К.</i> Прохо- ждение ударной волны через насыщенную пористую среду при различной во- донасыщенности.....	247
<i>Ахметов А.Т., Мавлятов М.В., Салимов С.П., Рахимов А.А.</i> Течение диспер- сий жидкость-жидкость через цилиндрические микроканалы.....	250

Байдулов В.Г. Сравнительный анализ симметрией уравнений термодинамики и критерии моделирования	254
Бардаков Р.Н. Крутильные колебания горизонтального диска в линейно стратифицированной жидкости	254
Беленко Т.В., Фукс В.Р. Баротропные Стояче-Поступательные Волны Россби	255
Борисов А.В., Кирил А.А., Манаев И.С. Интегрируемые случаи и периодические решения в динамике коаксиальных вихревых структур	259
Бышева В.И., Нелман В.Г., Серых Н.В. Влияние Эль-Ниньо на структуру зональных потоков в системе океан-атмосфера индооцифика	259
Васильевский В.А., Воскобойник А.В. Измерения пульсаций пристеночного давления на поверхности глубокой сферической дугки, обтекаемой турбулентным потоком	262
Вульфсон А.Н., Борозин О.О. Распределение термиков по скоростям в турбулентном конвективном слое. Кинетическая теория	265
Гавришова К.И., Чебожникова А.В. Влияние дисперсии на эволюцию пакета длинных волн в горизонтальном канале: гиперболическая модель	269
Галенко М.Н., Галенко Н.Н. О структуре течения, воя и турбулентной вязкости в Юго-Восточной Балтике	270
Григорьев А.В., Кубряков В.А., Чериков И.В., Запелин А.Г. Численное моделирование динамики вод Российской зоны Черного моря	271
Грибин Б.Н., Лалица Б.Е., Плотников В.С., Слюжанинов Н.А. Моделирование изображений оптической микроструктуры термодинамических неоднородностей морской воды и облучающего покрыва	274
Землинский Я.В. Динамические характеристики пластины в непрерывно стратифицированной жидкости	277
Землинский Я.В., Чашечкин Ю.Д. Тонкая структура течения около кромок неподвижной наклонной пластины, погруженной в покоящуюся стратифицированную жидкость	280
Киреев В.Н., Урлицева С.Ф. Эволюция границы слоя аномально термовязкой жидкости при взаимодействии с дисперсным потоком	284
Мокряков Д.В., Копылов Л.Е., Петров П.С. Молодая томография синоптических вихрей в Японском море	288
Митлиц Л.М. Отпечатки вихревых структур в океане и атмосфере на спутниковых радиолокационных изображениях	288
Никифоров В.М., Дмитриев И.В., Шкелберия Г.Н. Связь аномалий проводимости тектоносферы с месторождениями полезных ископаемых и тектоникой (для южной части Дальнего Востока)	292
Петров П.С., Боровой Д.Н. Моделирование распространения импульсных акустических сигналов в вязкоупругих средах	295
Простоквашина В.М. О периодических решениях при моделировании извержений вулканов на основе уравнений фильтрации магмы через горную породу вблизи канала прорыва	298
Смирнова Л.К. Пространственно-временная изменчивость уровня в северозападной части Тихого океана по данным спутниковых высотных альтиметрических измерений	299
Степанова Е.В., Чиркина Т.О. Устойчивые элементы в структуре переноса Растворимой примеси в составном вихре	301
Хизбуллина С.Ф., Урлицева С.Ф. Характер изменения касательных напряжений в аномально термовязкой жидкости при течении Куртга	304

Чашечкин Ю.Д. Методы контроля точности морских и лабораторных измерений физических величин	308
Чернышев С.Л., Курячий А.П., Русьянов Д.А., Скворцов В.В. Численное моделирование системы плазматических актуаторов	311
Четырбоцкий А.И. Численное моделирование движения снежных лавин методами теории мелкой воды	314
Чухалин А.П. Многомерные автоматизированные модели движения газа	316
Шолов И.О. Использование методов нелинейной динамики для исследования изменчивости океанографических процессов	318
Шмаровцев М.Н., Блинов В.В., Жданов А.А., Троицкая Е.С. Применение теории при изучении формирования стока вод р. Алгаты из Байкала	320
Шлихтин А.В. Решение трехмерной модели дальнего турбулентного следа за буксирным телом	322

Научное издание

Потоки и структуры в жидкостях: физика геосфер

Международная конференция
Владивосток, 27–30 сентября 2011 г.

Морские измерения в геофизике и гидрофизике

Научно-практический семинар молодых ученых и специалистов
Владивосток, 22–26 сентября 2011 г.

Тезисы докладов

Подписано в печать 29.08.2011 г.

Формат 60x84 1/16. Усл. печ. л. 19,30. Уч.-изд. л. 30,00.

Тираж 150 экз. Заказ 91.

Издательство Дальневосточного федерального университета
690950, г. Владивосток, ул. Октябрьская, 27

Отпечатано в типографии № 2

Издательско-полиграфического комплекса ДВФУ
690990, г. Владивосток, ул. Пушкинская, 10

1. Чашечкин Ю.Д., Загуменный Я.В. Структура течения, индуцированного диффузией на наклонной пластине. Доклады АН. 2012. Т.444. № 2. С. 165-171.
2. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. Сравнительный анализ симметрий моделей механики неоднородных жидкостей. Доклады АН. 2012. том 444. № 1. С. 38–41.
3. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Излучение последовательности звуковых пакетов при падении капли на водную поверхность. Доклады АН. 2012. Т.443. № 1. С. 48–52.
4. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Подводные и воздушные звуковые сигналы при падении капли на поверхность жидкости. Доклады АН. 2012. Т.443. № 5. С. 570–575.
5. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Динамика излучения подводного звука при падении капли в жидкость. Доклады АН. 2012. Т.443. № 6. С. 686-691.
6. Степанова Е.В, Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д., Петренко А.И. Экспериментальные исследования переноса примесей в составном вихре. Физические проблемы экологии. 2012. № 18. С. 370-378.
7. Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Картины переноса маркеров в составном вихре. Естественные и технические науки. 2012. № 2. С. 45-51.
8. Bardakov R.N., Zagumennyi Ia.V. Hydrodynamics of the moving plate in an inhomogeneous fluid. Fluxes and structures in fluids: physics of geospheres -2011. Selected papers. Moscow.2012. pp. 9-12.
9. Baydulov V .G. Comparative analysis of the symmetries of the thermohydrodynamics equations and simulation criteria. Fluxes and structures in fluids: physics of geospheres -2011. Selected papers. Moscow.2012. pp. 12-17.
10. Chashechkin Yu.D. Differential models of non-homogeneous fluid mechanics. Fluxes and structures in fluids: physics of geospheres -2011. Selected papers. Moscow.2012. pp. 28-38.
11. Prokhorov V.E. Acoustic signals emitted in the process of a drop falling on the surface of the liquid. Fluxes and structures in fluids: physics of geospheres -2011. Selected papers. Moscow.2012. pp. 95-100.
12. Stepanova E.V, Chaplina T .O. Flow structure stability in compound vortex with contaminants. Fluxes and structures in fluids: physics of geospheres -2011. Selected papers. Moscow.2012. pp. 119-124.
13. Vasiliev A.Yu. Regular and singular components of the viscous continuously stratified fluid taking into account diffusivity effects. Fluxes and structures in fluids: physics of geospheres - 2011. Selected papers. Moscow.2012. pp. 135-139.
14. Zagumennyi Ia.V., Bardakov R.N. Analytical and numerical calculations of the flow pattern around a moving plate in a stratified fluid. Fluxes and structures in fluids: physics of geospheres -2011. Selected papers. Moscow.2012. pp. 163-166.

УДК 551.466.6:532.529.2

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО ДИФФУЗИЕЙ НА НАКЛОННОЙ ПЛАСТИНЕ

© 2012 г. Ю. Д. Чашечкин, Я. В. Загуменный

Представлено академиком Д.М. Климовым 30.11.2011 г.

Поступило 02.12.2011 г.

Прерывание диффузионного переноса стратифицирующей компоненты плотности неоднородной жидкости (температуры или концентрации растворенного вещества) на непроницаемой границе или препятствии, погруженном в толщу жидкости, нарушает условие горизонтальной однородности распределения давления и формирует в поле гравитационных или кориолисовых сил специфические медленные течения даже в отсутствие внешних дестабилизирующих факторов [1, 2]. Такие течения, названные индуцированными диффузией на топографии, активно изучаются как один из механизмов формирования интенсивных долинных или горных ветров в атмосфере [3] и склоновых потоков в океане [4]. В диапазоне малых масштабов они проявляются в самодвижении биологических объектов или поплавков нейтральной плавучести в толще стратифицированной жидкости [5], формируют тонкую структуру среды, влияют на перенос вещества в чистой жидкости, а также пористой среде и в микроканалах [6].

Теоретическое изучение установившихся течений, индуцированных диффузией, на первом этапе было ограничено расчетом возмущений солёности и скорости в примыкающем к препятствию тонком слое для атмосферных температурных инверсий [1] и в стратифицированном растворе соли [7, 8]. Позднее были построены асимптотическое [9] и точное [10] решения задачи установления течений на бесконечном склоне, когда нелинейные члены в уравнениях движения выпадают в силу геометрии. Недавно выполнены аналитические оценки параметров установившихся течений в наклонном контейнере [11].

При численном исследовании задачи установления течения на двумерном и трехмерном препятствии основное внимание уделялось описанию картины течения [12], параметриче-

ское исследование проведено только частично. В данной работе впервые детально исследованы динамика установления и тонкая структура двумерного течения, индуцированного диффузией на непроницаемой наклонной пластине, как в непосредственной окрестности препятствия, где существенны нелинейные эффекты, так и на больших удалениях.

Система уравнений механики несжимаемой линейно стратифицированной жидкости, невозмущенное распределение плотности которой $\rho_0(z)$ задается профилем солёности $S_0(z)$ (где ось $0z$ направлена вертикально вверх, $\Lambda = \left(\frac{d \ln \rho_0}{dz}\right)^{-1}$ – масштаб, $N = \frac{2\pi}{T_b} = \sqrt{\frac{g}{\Lambda}}$ – частота и T_b – период плавучести, g – ускорение свободного падения), включает уравнения состояния $\rho(S(z))$, неразрывности, Навье–Стокса в приближении Буссинеска и диффузии стратифицирующей компоненты [9, 10]

$$\rho = \rho_{00} \left(\exp\left(-\frac{z}{\Lambda}\right) + s \right), \quad \text{div} \mathbf{v} = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_{00}} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{v} - s \mathbf{g}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla s = \kappa_S \Delta s + \frac{v_z}{\Lambda}.$$

Здесь s – возмущение солёности, включающее коэффициент солевого сжатия, $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ – индуцированная скорость, P – давление за вычетом гидростатического, ν и κ_S – коэффициенты кинематической вязкости и диффузии соли соответственно, t – время, ∇ и Δ – операторы Гамильтона и Лапласа. Рассмотрение проводится в лабораторной системе координат $x0z$, связанной с силой тяжести (невозмущенная жидкость покоится) и локальной системой $\xi 0 \zeta$, помещенной в центр пластины, которые связаны между собой соотношениями

$$\xi = x \cos \varphi + z \sin \varphi, \quad \zeta = z \cos \varphi - x \sin \varphi.$$

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского
Российской Академии наук, Москва

Институт гидромеханики
Национальной академии наук Украины, Киев

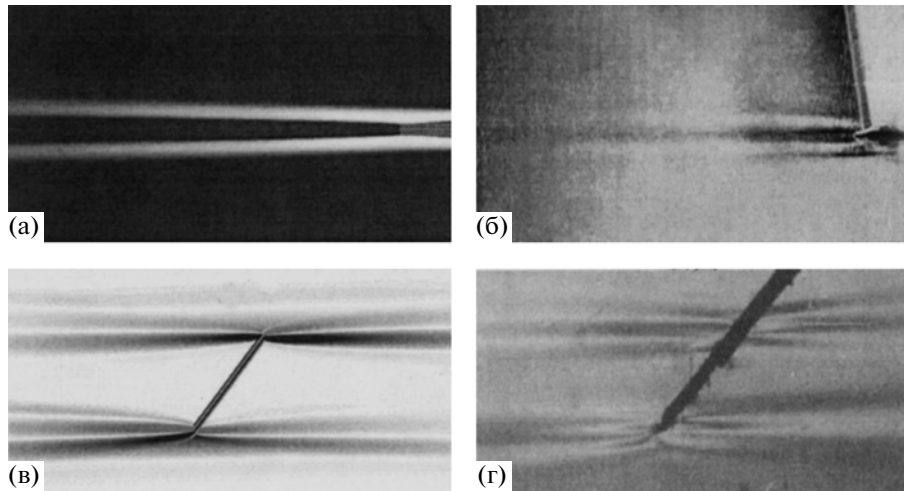


Рис. 4. Рассчитанные (а, в) и наблюдаемые теневые (б, г) картины течений, индуцированных диффузией на неподвижной пластине ($L = 5$ см, $N = 0.84$ с $^{-1}$, $T_b = 7.5$ с); а, б: $\varphi = 0^\circ$, метод “вертикальная щель – нож Фуко”; в, г: $\varphi = 40^\circ$, “цветной теневой метод” с горизонтальной щелью и решеткой (цветные теневые изображения преобразованы в полутоновые).

справа снизу, а к верхней — слева. Их возникновение обусловлено инерцией струек жидкости, оттекающей от пластины, и притекающей к окружающей жидкости в областях формирования восходящей и нисходящей струй (рис. 3б). Отрыв струйных течений от кромок способствует возникновению характерных горизонтальных полос и появлению момента сил, стремящихся развернуть наклонную пластину в устойчивое горизонтальное положение.

Картина поля динамической компоненты завихренности Ω (рис. 3в) подтверждает сложность вихревой структуры течения на наклонной пластине, проявляющейся в ячеистой картине линий тока. Резкие границы между областями циклонической и антициклонической завихренности над кромками пластины близки к прямым линиям, расположенным вертикально.

Скорость бароклинной генерации завихренности $\dot{\Omega}$ распределена антисимметрично относительно центра пластины и отлична от нуля в широкой зоне. Отличительной особенностью поля $\dot{\Omega}$ является четкость и вертикальное положение границ, разделяющих области различных знаков данного параметра.

Рассчитаны поля возмущений градиента плотности $\nabla\rho$ для течений, индуцированных диффузией на горизонтальной или наклонной пластине. В них проявляются и крупномасштабные компоненты, размер которых задается длиной пластины, и тонкие прослойки с масштабами δ_N^v

$= \sqrt{\frac{v}{N}}$ и $\delta_N^{ks} = \sqrt{\frac{\kappa_S}{N}}$. На больших временах рассчи-

танные поля возмущений согласуются с картинами визуализации распределения градиента коэффициента преломления около пластины в лабораторном бассейне (плотность и коэффициент преломления водных растворов поваренной соли связаны линейным соотношением [15]).

В рассчитанных и теневых картинах (рис. 4) выделяются протяженные горизонтальные полосчатые структуры, примыкающие непосредственно к кромкам пластины. Длина полосок растет с повышением чувствительности метода регистрации: структура течения около кромок наклонной пластины выражена более отчетливо при использовании цветного теневого метода с горизонтальным положением осветительной щели и визуализирующей решетки (рис. 4б, г). Течения, индуцированные диффузией, существуют в стратифицированной среде при произвольной ориентации препятствия и отсутствуют в однородной жидкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 11–07–90904–моб_снг_ст). Эксперименты проведены на стенде ЛВК “ГФК ИПМех РАН” при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ГК № 16.518.11.7059).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Прандтль Л.* Гидроаэромеханика. М.: Изд-во иностр. лит., 1949. 520 с.
2. *Garrett C., MacCready P., Rhines P.* // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1993. V. 25. С. 291–323.
3. *Oerlemans J., Grisogono B.* // *Tellus.* 2002. V. 54. P. 440–452.
4. *Thompson L., Johnson G.C.* // *Deep-Sea. Res.* 1996. V. 43. № 2. P. 193–211.

УДК 532.5.01

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СИММЕТРИЙ МОДЕЛЕЙ МЕХАНИКИ НЕОДНОРОДНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

© 2012 г. В. Г. Байдулов, Ю. Д. Чашечкин

Представлено академиком А.Г. Куликовским 16.11.2011 г.

Поступило 05.12.2011 г.

Математическая теория групп, предложенная для анализа алгебраических и обыкновенных дифференциальных уравнений, получила интенсивное развитие в XX в. применительно к задачам механики жидкостей, которые описываются сложными системами нелинейных дифференциальных уравнений. Теория групп используется для поиска автомодельных решений, построения новых решений на базе уже полученных, классификации решений – соотношения с алгеброй Ли генераторов групп симметрии и разбивкой на неприводимые классы, а также классификации моделей по произвольному элементу [1]. В прикладных исследованиях теория групп широко применяется для построения асимптотических решений [2] и обоснования выбора модели изучаемого процесса с учетом характера симметрий, которые в лагранжевой механике связаны с законами сохранения. Повышение числа симметрий расширяет возможности анализа системы, сравнения модели с экспериментом и наблюдениями.

В практических целях фундаментальная система уравнений механики жидкости, основанная на базовых физических принципах (законах сохранения) [3], часто заменяется приближенными моделями, подчеркивающими особенности рассматриваемого класса задач (анизотропию пограничных слоев [4], интенсивный перенос в турбулентных течениях [5], исключение акустических волн). Внимание уделяется изучению инвариантных свойств [6, 7] и поиску общих решений уравнений, описывающих течения в окружающей среде [8]. На их структуру и динамику влияют неоднородность многокомпонентной среды и глобальное вращение.

Приближения, положенные в основу вывода модельных систем уравнений, могут менять тип уравнений и их инвариантные свойства, в том числе отвечающие базовым физическим принципам. В этой связи актуальной становится задача сравнительного анализа общих свойств различ-

ных систем. В данной работе впервые проведен сравнительный анализ инвариантных свойств моделей механики неоднородных жидкостей, учитывающих эффекты стратификации и диссипации, методами теории непрерывных групп.

Для среды с термодинамическим состоянием вдали от точек фазовых переходов система уравнений механики двухкомпонентной жидкости основывается на балансных соотношениях, следующих из основных законов сохранения [3, 9, 10]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_{\alpha i}}{\partial x_\alpha} &= \rho f_i, \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho e \mathbf{v} + \mathbf{J}^{(e)}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho s}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho s \mathbf{v} + \mathbf{J}^{(s)}) &= P^{(s)}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_{(n)}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_{(n)} \mathbf{v}_{(n)}) = 0, \quad \rho = \rho(T, P, c) = \sum \rho_{(n)},$$

$$\mathbf{v} = \rho^{-1} \sum \rho_{(n)} \mathbf{v}_{(n)},$$

где ρ , $\rho_{(n)}$ – суммарная плотность среды и ее компонентов, $\mathbf{v} = (v_1, v_2, v_3) = (u, v, w)$ и v_n – скорости движения центра масс жидкой частицы и ее компонентов, $\Pi_{ij} = \rho v_i v_j + P \delta_{ij} - \sigma_{ij}$ – тензор потока импульса, σ_{ij} – тензор вязких напряжений, P – давление, f_i – плотность внешних сил, e и $\mathbf{J}^{(e)}$ – плотность и поток энергии, s – энтропия единицы массы, $\mathbf{J}^{(s)}$ и $P^{(s)}$ – поток и производство энтропии, T – температура, c – концентрация примеси.

Выбор вида переменных в уравнении состояния $\rho = \rho(T, P, c)$ сделан с учетом распространенности методов измерений параметров окружающей среды (в океане – давления, температуры и солености [11], в атмосфере – давления, температуры и влажности [12]). Полная энергия e элементарного объема жидкости включает внутреннюю

кальной системы отсчета и учитывается при оценке силового взаимодействия течения с источником [3].

Задачи обтекания препятствий традиционно изучаются в приближении пограничного слоя, когда система (7) переходит в уравнения, предложенные Л. Прандтлем в 1904 г. для описания двумерных течений в толще жидкости:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial P}{\partial y} &= 0, \\ \operatorname{div} v &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь x и y – локальные тангенциальная и нормальная к обтекаемой поверхности координаты.

Набор симметрии, допускаемых системой (11), состоит из генераторов

$$\begin{aligned} T_1 &= 2t\partial_t + 2x\partial_x + y\partial_y - \nu\partial_\nu, \\ T_2 &= x\partial_x + u\partial_u + 2P\partial_P, \\ T_{\chi_1} &= \chi_1\partial_x + \dot{\chi}_1\partial_u - \rho\ddot{\chi}_1 x\partial_P, \end{aligned} \quad (12)$$

$$T_{\chi_2} = \chi_2\partial_y + (\chi_{2,t} + \chi_{2,x}u)\partial_\nu, \quad T_\pi = \pi(t)\partial_P$$

и не содержит симметрии вращения, что отражает специфику приближения, выведенного с нарушением изотропии пространства. С различием в масштабах изменчивости нормальных и тангенциальных компонент течения связано появление симметрии T_1 и T_2 анизотропного растяжения по осям x и y .

Подалгебра T_{χ_1} , присутствующая и в наборе (8), выражает условие эквивалентности всех систем координат, движущихся поступательно параллельно границе тела с произвольным линейным ускорением.

При движении системы координат в поперечном направлении (оператор T_{χ_2}) происходит расширение допускаемой симметрии и эквивалентными оказываются также и системы координат, движущиеся и с вращением, и с деформацией $\chi_2 = \chi_2(x, t)$. Обычно внимание обращается на зависимость закона движения только от времени [1], и генератор T_{χ_2} записывается в форме $T_{\chi_2} = \chi_2(t)\partial_y + \chi_{2,t}\partial_\nu$.

Из проведенного анализа следует, что из всех рассмотренных моделей только фундаментальная система (2)–(5) инвариантна относительно десятипараметрической группы Галилея. В целом переходы от системы (2)–(5) к системам (8) и (12) носят сингулярный характер, связанный с понижением порядка. В приближении однородной

изотермической жидкости теряется часть переменных, а также граничные условия и соответствующие компоненты течений. При упрощении модели за счет исключения эффектов диссипации также появляются избыточные граничные условия (при переходе к модели пограничного слоя одно, а от уравнений Навье–Стокса к уравнениям Эйлера два). Часть исходных краевых условий вязкой задачи оказывается избыточной, и в общем случае всем им удовлетворить невозможно. В частности, решения задач для идеальной жидкости оказываются сингулярными на характеристиках.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы”, Госконтракт № 16.518.11.7059).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Овсянников Л.В. Групповой анализ дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1978. 400 с.
2. Журавлев В.Ф., Климов Д.М. Прикладные методы в теории колебаний. М.: Наука, 1988. 188 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика и теории упругости. М.; Л.: Гостехиздат, 1944. 624 с.
4. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
5. Монин А.С., Яглом А.Н. Статистическая гидромеханика, механика турбулентности. М.: Наука, 1965. Т. 1. 640 с.
6. Chashechkin Yu.D., Baydulov V.G., Kistovich A. V. // Comput. Fluid Dyn. J. 2003. V. 11. № 4. P. 480–485.
7. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. // ПММ. 2011. Т. 75. № 4. С. 551–562.
8. Чашечкин Ю.Д. // Мор. гидрофиз. журн. 2010. № 5. С. 3–10.
9. Каменкович В.М., Монин А.С. В кн.: Океанология. Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана. М.: Наука, 1978. С. 85–112.
10. Muller P. The Equations of Oceanic Motions. N.Y.: Cambridge Univ. Press, 2006. 291 p.
11. Попов Н.И., Федоров К.Н., Орлов В.М. Морская вода. Справочное руководство. М.: Наука, 1979. 327 с.
12. Моргунов В.К. Основы метеорологии, климатологии, метеорологические приборы и методы наблюдений. Ростов н/Д.: Феникс, 2005. 332 с.
13. Олвер П. Приложение групп Ли к дифференциальным уравнениям. М.: Мир, 1989. 637 с.
14. Бытев В.О. // Числ. методы механики сплош. среды. 1972. Т. 3. № 3. С. 13–17.
15. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. // ДАН. 2002. Т. 387. № 6. С. 760–763.

УДК 551.46

ИЗЛУЧЕНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЗВУКОВЫХ ПАКЕТОВ ПРИ ПАДЕНИИ КАПЛИ НА ВОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

© 2012 г. В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин

Представлено академиком Д.М. Климовым 22.08.2011 г.

Поступило 25.08.2011 г.

Из подводного акустического шума дождя — источника ценной информации о процессах в морской среде — современными средствами наблюдений выделяют информацию о скорости ветра, характере волнения, интенсивности осадков [1]. По данным измерений основной спектр источников шума дождя в океане лежит в интервале частот 10–15 кГц [2, 3]. Шумовой фон сильного дождя распределен в более широкой полосе 0.1–10 кГц, включающей выделенные экстремумы. Наблюдаемые закономерности уточняются в лабораторных экспериментах, в которых изучаются акустические свойства сигналов отдельных капель и моделей дождя, воздействующего на свободную гладкую или взволнованную поверхность [3].

Актуальность прикладных задач акустики океана стимулировала разработку математических моделей процесса излучения звука. В качестве основного источника звука рассматриваются монопольные (объемные) колебания сферических или эллиптических газовых полостей [4, 5]. Детализация процессов генерации звука при падении капли в воду повышается по мере развития техники визуализации картин течений и регистрации акустических сигналов [6].

В опытах с одиночными каплями установлено, что звуковые пакеты в толще жидкости возникают при начальном контакте капли с поверхностью жидкости и при появлении воздушных полостей. При этом частота излучаемого звука определяется размерами полости, величиной коэффициента поверхностного натяжения и локальным давлением в соответствии с приближенной формулой Минаэрта, полученной еще в 30-е годы прошлого века [1, 5].

В более поздних экспериментах были выделены два режима излучения звука, связанных с образованием полостей при схлопывании первичной каверны, которая формируется свободно падающей каплей, и вторичной каверны, образованной при

опускании кумулятивной струи [7]. Точность и временное разрешение ранее проведенных экспериментов не позволяли определить механизм передачи энергии механического движения в акустическое излучение и условия генерации звука образующимися в жидкости газовыми полостями. В данной работе впервые показано, что интенсивный подводный звук излучается газовой полостью неправильной формы в ходе ее стремительной перестройки в равновесную (эллиптическую и далее в сферическую) форму с одновременным уменьшением потенциальной поверхностной энергии.

Падение капли порождает ряд процессов, приводящих к формированию каверны, венца и семейства гравитационно-капиллярных волн. При этом в принимающую жидкость вносится кинетическая энергия $E_k = \frac{mU^2}{2}$ ($m = \frac{\pi\rho D^3}{6}$ — масса

капли) и поверхностная потенциальная энергия

$E_s = \sigma S_d$ ($S_d = \pi D^2$ — площадь поверхности сферической капли). Кинетическая энергия частично переходит в энергию крупномасштабных течений жидкости. Потенциальная поверхностная энергия порождает тонкоструктурные компоненты течений в принимающей жидкости, которые характеризуются собственными масштабами.

В число определяющих размерных параметров входят плотность жидкости ρ , скорость U и диаметр D капли, коэффициент поверхностного натяжения σ , кинематическая вязкость ν , ускорение силы тяжести g . Для дальнейшего анализа на их основе образуется набор параметров с размерностью длины. Некоторые из них, в частности капиллярный масштаб $\delta_\sigma^{(g)} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$, входящий в дисперсионное уравнение коротких волн на поверхности жидкости $\omega^2 = gk(1 + (\delta_\sigma^{(g)}k)^2)$, и масштаб Прандтля $\delta_\nu^{(U)} = \frac{\nu}{U}$, часто встречаются в литерату-

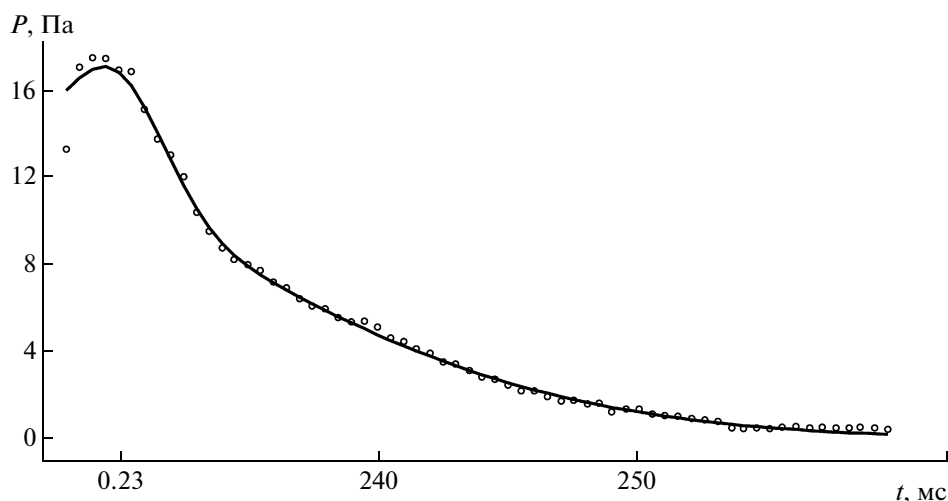


Рис. 4. Текущая амплитуда звукового пакета IV (частоты ниже 100 Гц отфильтрованы). Точки – измерения, сплошная линия – аппроксимация.

Кроме основной газовой полости и оторвавшихся крупных пузырей на рис. 3 видна группа мелких сферических газовых пузырьков размерами от 0.15 до 0.35 мм. Некоторые из них к моменту $t = 218.0$ мс сливаются в пузырь большего размера – $D = 0.85$ мм. Соответствующие им резонансные частоты (от 7.6 до 43.0 кГц) не наблюдаются.

Текущая амплитуда звукового пакета IV (вклад в сигнал от поверхностного волнения с частотой ниже 100 Гц отфильтрован) приведена на рис. 4. Звуковое давление в течение 1.5 мс повышается до максимального и далее монотонно спадает. Затухающий участок кривой приближенно описывается функцией Гаусса вида

$$P = a_1 \exp\left(-\left(\frac{t-t_1}{\tau_1}\right)^2\right) + a_2 \exp\left(-\left(\frac{t-t_2}{\tau_2}\right)^2\right),$$

где $a_1 = 5.669$ и $a_2 = 16.28$ Па, $t_1 = 0.2298$ и $t_2 = 0.2175$ мс, $\tau_1 = 0.00267$ и $\tau_2 = 0.02032$ мс.

Во всех опытах излучение интенсивных звуковых пакетов сопровождало образование газовых полостей неравновесной формы с заострениями и складками. В силу сложности картины течения на этапах отрыва и слипания газовых полостей частота и интенсивность излучаемого звука меня-

лись в широких пределах даже при неизменных начальных условиях опыта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы” Госконтракт №16.518.11.7059).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ma B.B., Nystuen J.A. // J. Atmos. Oceanic Tech. 2005. V. 22. P. 1225–1247.
2. Prosperetti A., Oguz H.N. // Annu. Rev. Fluid Mech. 1993. V. 25. P. 577–602.
3. Bjorno L. // J. Phys. IV. Colloq. C5. Suppl. J. Phys. 3. 1994. V. 4. P. C5-1023–C5-1030.
4. Longuet-Higgins M.S. // J. Fluid. Mech. 1999. V. 201. P. 525–541.
5. Pumphrey H.C., Crum L. // J. Acoust. Soc. Amer. 1990. V. 87. P. 142–148.
6. Jonsson P., Sillitoe I., Dushaw B. et al. // Ocean Sci. Discuss. 2009. № 6. P. 819–870.
7. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. // ДАН. 2011. Т. 437. № 1. С. 46–49.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. Т. 6. 736 с.

ПОДВОДНЫЕ И ВОЗДУШНЫЕ ЗВУКОВЫЕ СИГНАЛЫ
ПРИ ПАДЕНИИ КАПЛИ НА ПОВЕРХНОСТЬ ЖИДКОСТИ

© 2012 г. В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин

Представлено академиком Д.М. Климовым 27.12.2011 г.

Поступило 28.12.2011 г.

Среди природных быстропротекающих явлений интерес представляют процессы обмена между атмосферой и океаном, включающие взаимодействие осадков, прежде всего дождя, с принимающей океанской поверхностью. Кинетическая энергия дождевой капли и поверхностная энергия, освобождающаяся после ее поглощения, приводят к серии гидродинамических явлений, таких как образование каверны, кумулятивной струи, стримеров, регулярных капиллярных волн и нерегулярного волнения. Формирование и заполнение каверн сопровождается отрывом воздушных полостей как правильной, так и нерегулярной формы, часть из которых излучает звук. Общий звуковой фон, порождаемый падающими каплями, создает акустический шум дождя – источник ценной информации о его интенсивности и локализации, составляющий заметную долю общего акустического шума океана [1]. В регистрограммах подводных акустических сигналов, полученных во время дождя, устойчиво выделяется спектральный пик в диапазоне 10–15 кГц [2].

Совершенствование экспериментальной техники открыло возможность измерения флуктуаций звукового давления в воде, возникающих при падении как множества капель (дождя), так и одиночной капли с одновременной регистрацией картины течения [2]. Среди конкурирующих механизмов излучения звука рассматривались ударный импульс, гидравлический удар и резонансы воздушных полостей. Поскольку в опытах одновременно с регистрацией звука всегда наблюдались воздушные пузырьки, основное внимание стало уделяться изучению резонансного механизма, при котором частота излучаемого звука определялась размером пузырька простым расчетным соотношением [3].

По экспериментальным данным была получена диаграмма режимов течений на плоскости скорость падения – диаметр капли, в которой выде-

лена область устойчивой регистрации газовых пузырьков с размерами, соответствующими частоте спектрального пика [4]. В резонансном механизме остался открытым вопрос перехода энергии падающей капли в энергию резонансных колебаний пузырька, сопровождающихся излучением звука. В последующих опытах было замечено, что газовые полости излучают подводный звук в процессе перестройки формы из нерегулярной с заострениями и складками в равновесную (сферическую), которая происходит с освобождением поверхностной потенциальной энергии [5]. В анализе процессов учитывается, что падающая капля вносит в принимающую жидкость вещество, импульс и энергию механического движения, которые порождают видимые и скрытые течения различных масштабов. Видимые течения – каверна, венец, кумулятивная струя, стример – проявляются в изменении формы свободной поверхности [6].

Крупномасштабные скрытые течения вызывают хаотические перемещения газовых пузырьков в толще жидкости. Практически неизученные тонкоструктурные скрытые течения проявляются в особенностях формы свободной поверхности, картины переноса вещества вблизи границ раздела, а также свойств излучаемых звуковых пакетов. В данной работе впервые детально прослеживаются частотно-временные параметры аэро- и гидроакустических сигналов, инициированных свободным падением капли.

Капля жидкости (объемом V_d и диаметром D) массой m , плотностью ρ_d , кинематической вязкостью ν_d и коэффициентом поверхностного натяжения σ_d , свободно падающая в воздухе (плотность ρ_a , кинематическая вязкость ν_a , давление P_a , температура T_a , ускорение свободного падения g) с высоты H , деформируется под действием сил сопротивления и градиента давления. Взаимодействие капли с набегающим потоком воздуха приводит к изменению ее формы от сферической до куполообразной в зависимости от размеров, массы и высоты падения [7]. В диапазоне параметров данного эксперимента можно считать, что

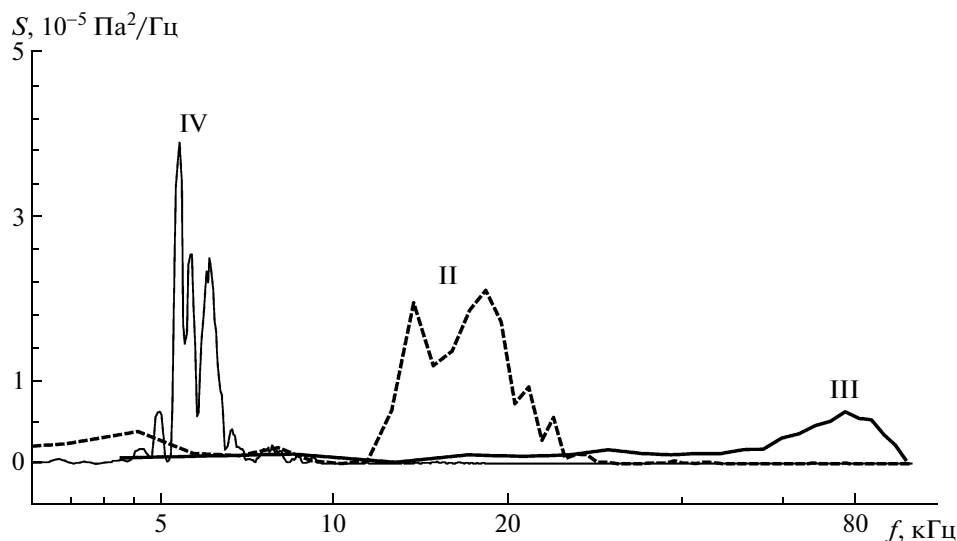


Рис. 4. Спектры звуковых пакетов (II–IV) на выходе гидрофона.

ют, что звуковые пакеты разделены не только во времени (рис. 2), но и значительно разнесены по частоте в широком диапазоне от 5 до 95 кГц. Средние частоты спектральных пиков f_c позволяют оценить характерные размеры воздушных полостей согласно $d = \frac{656}{f_c}$ [3]. Для пакетов II, III и IV они составляют 0,4, 0,08 и 1,2 мм.

Длительность излучения пакета растет с увеличением размера полости, который определяет резонансную частоту, а также время перехода к равновесной форме. Полученные значения h_c и d на порядок меньше характерных расстояний, приведенных на схеме (рис. 1), что позволяет считать излучающие полости точечными источниками. В то же время значения длины звуковой волны пакетов II, III и IV равны 7,5, 1,8 и 30 см в воде и 1,7, 0,4 и 6,8 см на воздухе. Таким образом, подводные звуковые волны, переносимые пакетами II и IV, нельзя считать сферическими в пределах характерных расстояний эксперимента (рис. 1).

Однако волна пакета III условию сферичности удовлетворяет, что позволяет провести оценку энергии излучения по измеренному звуковому давлению

$$E = \int_T 4\pi R^2 J dt,$$

где R – расстояние от центра излучающей полости до гидрофона, $J = \frac{P^2}{\rho c_w}$ – плотность потока акустической энергии [10], T – длительность па-

кета. Учитывая небольшие значения глубины погружения полости h_c , в качестве приближенной оценки R можно взять расстояние L_h .

Интегрирование в пределах длительности пакета III ($T = 85$ мкс) дает значение энергии излучения $1,6 \cdot 10^{-7}$ эрг. Формальное применение аналогичной методики для пакетов II и IV позволяет оценить порядок энергии: $5 \cdot 10^{-7}$ и $1,3 \cdot 10^{-6}$ эрг соответственно. Кинетическая $E_k = \frac{1}{12} \rho_d U^2 \pi D^3$ и

потенциальная поверхностная $E_s = \sigma_d \pi D^2$ энергии капли в момент ее контакта с принимающей поверхностью в условиях опыта ($U = 3$ м/с при $H = 50$ см [9]) равны соответственно 2900 и 58 эрг. Таким образом, хотя на излучение расходуется малая часть суммарной энергии E_s и E_k (в основном энергия идет на формирование течений – подводных и поверхностных и воздушных полостей), уровень регистрируемого звукового давления оказывается весьма значительным, что указывает на эффективность преобразования небольшой доли механической энергии в акустическое излучение. При этом последовательное формирование полостей различных размеров порождает звуковые пакеты, резонансные частоты которых различаются в десятки раз.

Эксперименты выполнены на УСУ “ГФК ИПМех РАН” при частичной финансовой поддержке Минобр-науки Российской Федерации (государственный контракт 16.518.11.7059) и Российской Академии наук (программа научных исследований Президиума РАН “Фундаментальные проблемы океанологии: физика, геология, биология, экология”).

УДК 53.043

ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОДВОДНОГО ЗВУКА ПРИ ПАДЕНИИ КАПЛИ В ЖИДКОСТЬ

© 2012 г. В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин

Представлено академиком В.Ф. Журавлевым 15.11.2011 г.

Поступило 16.11.2011 г.

Проблема излучения звука потоками жидкости и газа привлекает внимание физиков и математиков в силу распространенности и практической важности явления [1]. Реактивные двигатели, насосы, вентиляторы относятся к числу наиболее мощных источников “акустического загрязнения” окружающей среды. Интенсивным источником подводного шума является дождь [2].

Была замечена связь излучаемого звука с процессами образования в жидкости газовых пузырей. Частота звука хорошо согласуется с расчетами по приближенным формулам для полости сферической формы [3]. При этом остается открытым вопрос об энергетике процесса излучения [4]. Среди механизмов генерации звука указывались резкое возрастание внутреннего давления при сжатии пузыря под действием сил поверхностного натяжения [5], взаимодействие мод колебаний поверхности пузыря [6] и воздействие кумулятивной струйки, возникающей при разрыве перемычки, связывающей пузырь с поверхностью жидкости [7, 8], что сопровождается быстрым падением давления в окружающей жидкости [9]. Оценки показали, что совместное действие сил поверхностного натяжения и гидростатического давления обеспечивает не более 10% энергии регистрируемого акустического излучения [5].

В опытах с вдувом газа в жидкость через профилированное сопло излучение звука обосновывалось уменьшением объема пузыря при разрыве соединительной перемычки [10]. Начало процесса излучения последовательности звуковых пакетов, инициированных падением капли на поверхность воды, также регистрировалось в момент разрыва перемычки [11]. В экспериментах с падающими каплями замечено, что параметры звуковых пакетов (длительность, амплитуда, частота) сильно менялись даже при сохранении внешних условий.

Таким образом, начало генерации звука отрывающимися газовыми пузырями в момент разрыва перемычки подтверждается в ряде независимо выполненных экспериментов и может считаться установленным. Однако механизмы возбуждения и поддержания излучения, трансформации энергии механического движения в акустическую остаются неизвестными. В данной работе впервые прослежена связь процессов излучения звука с изменением формы излучающей газовой полости.

Эксперименты проводили в гидрооптическом бассейне размерами $145 \times 50 \times 60$ см с иллюминаторами из оптического стекла, заполненном дегазированной водопроводной водой на глубину 40 см, которая существенно превышала размеры капель, каверны и образующихся газовых пузырей. Вариации акустического давления регистрировались измерительным гидрофоном ГИ51Б (полоса 2 Гц – 120 кГц, чувствительность 30 мВ/Па, неравномерность АЧХ – не более 3 дБ). Картина течения снималась высокоскоростной видеокамерой Optonis CR3000 $\times 2$ (скорость съемки до 200000 кадров/с). Ось зрения камеры располагалась горизонтально на уровне свободной поверхности.

Синхронизацию видеоряда и фонограмм с гидрофона производили на стадии измерений с помощью специального программируемого блока, который выполнял цифровое измерение сигналов по четырем аналоговым каналам, обеспечивал хранение результатов во внутренней памяти и передачу в персональный компьютер через интерфейс USB (интервал дискретизации 0.025–410 мкс, период повторения 1–130000 мс). Капля выпускалась из калиброванного сопла (диаметр 0.4 см), установленного на высоте H . В каждой серии опытов производили калибровку масштаба изображения при заданном разрешении. Более подробное описание установки приведено в [12]. Условия опытов (диаметр капли $D = 0.5$ см, высота падения $H = 66$ см) обеспечивали формирование последовательности каверн и толстой кумулятивной струйки [1].

На всех стадиях эволюции первичной и вторичных каверн в принимающей жидкости образуются одиночные газовые пузырьки различных

Значения t_1 и t_2 характеризуют положения максимумов функций Гаусса, входящих в аппроксимирующую кривую, τ_1 и τ_2 — время спада, а обратные величины $\alpha_n = \frac{1}{\tau_n}$ — затухание сигнала.

Кривая 2 образована двумя функциями с близко расположенными максимумами ($t_1 \approx t_2$), примыкающими к ее началу. На начальном участке 2 затухание максимально $\alpha_1 = 417 \text{ с}^{-1}$, а затем резко снижается до $\alpha_2 = 28 \text{ с}^{-1}$.

Кривая 3, которая начинается в момент касания вторичной каверны 3 воздушной полости 2 ($t_1 = 213.9 \text{ мс}$), описывается одиночной быстро затухающей (с коэффициентом $\alpha_1 = 500 \text{ с}^{-1}$) функцией Гаусса. Далее полость резонирует с переменными частотой и амплитудой, которая постепенно затухает до нуля при $t_1 = 230 \text{ мс}$.

Отрыв полости 2 от каверны 3 сопровождается генерацией пакета III, огибающая которого аппроксимируется двумя функциями с различающимися координатами максимумов $t_1 = 232.3$ и $t_2 = 237.3 \text{ мс}$ и затухания $\alpha_1 = 555 \text{ с}^{-1}$ — для первой и значительно меньшим $\alpha_2 = 116 \text{ с}^{-1}$ — для второй. Суммарная кривая 4 быстро нарастает, спадает и выходит на пологий участок, определяемый функцией с коэффициентом затухания α_2 .

Изменение динамического состояния газовой полости влияет и на частоту излучения. Частота пакета II вначале плавно уменьшается с 1.57 до 1.41 кГц, а затем монотонно увеличивается до 2.07 кГц (рис. 3в). Соприкосновение полости с каверной ($t = 213.9 \text{ мс}$) приводит к демпфированию осцилляций (рис. 3а) и резкому спаду частоты до 1.8 кГц (рис. 3б). Сложный процесс взаимодействия излучающей полости с каверной проявляется в существенном уменьшении амплитуды звукового давления (рис. 3б) при одновременном увеличении сильно меняющейся частоты в диапазоне 2.31–1.88 кГц (рис. 3б,в). Минимальное значение 1.6 кГц достигается перед отрывом полости 2 и составляет 1.6 кГц.

Излучение пакета III сопровождается нарастанием частоты до 1.88 кГц при максимальной амплитуде излучения и плавным спаданием до $f = 1.65 \text{ кГц}$ при затухании сигнала ($t > 270 \text{ мс}$).

В целом наблюдения за изменением свободной поверхности, формами газовых пузырьков и их перемещениями показали, что падающая капля порождает в принимающей жидкости две группы крупномасштабных и группу тонкоструктурных течений.

Наиболее изучены течения, вызывающие характерные возмущения свободной поверхности:

каверны, последовательно сменяющие друг друга, кумулятивные струи, расходящиеся кольцевые капиллярные волны, динамика которых определяется балансом сил инерции, плавучести, вязкости и поверхностного натяжения [1, 2].

Вторая группа скрытых крупномасштабных течений не производит видимых возмущений свободной поверхности и проявляется в нерегулярных перемещениях газовых полостей в толще жидкости, их отрыве и слиянии. Нерегулярные перемещения образующихся пузырей в толще жидкости показывают, что силовое воздействие скрытых течений преобладает над силами плавучести. Методы визуализации таких течений не разработаны, их структура и динамика практически не изучены.

Совсем не изучены мелкомасштабные течения, обусловленные действием сил поверхностного натяжения, определяющие динамику и энергетику звукового излучения. Под их действием формируется сложный рельеф газовых полостей и кумулятивных струй [15]. Существование нескольких видов течений, образованных упавшей каплей, которое предполагалось экспериментаторами еще в начале прошлого века [2], косвенно подтверждается данными опытами. Их влияние на гидродинамику и акустику всплеска падающей капли нуждается в дальнейшем изучении.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки России (госконтракт 16.518.11.7059) и Российской Академии наук (Программа научных исследований Президиума РАН “Фундаментальные проблемы океанологии: физика, геология, биология, экология”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вовк И.В., Гринченко В.Т.* Звук, рожденный потоком (очерк об аэродинамической акустике). Киев: Наук. думка. 2010. 221 с.
2. *Prosperetti A., Oguz H.N.* // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1993. V. 25. P. 577–602.
3. *Minnaert M.* // *Phil. Mag.* 1933. V. 16. P. 235–248.
4. *Leighton T.G.* *The acoustic bubble.* N.Y.: Acad. Press, 1997. 613 p.
5. *Pumphrey H.C., Ffowcs Williams J.E.* // *IEEE J. Ocean. Eng.* 1990. V. 15. P. 268–274.
6. *Manassch R., Bui A., Sandercock J., Ooi A.* In: *Proc. XIV Australasian Fluid Mech. Conf. Adelaide, 2001.* V. 1. P. 857–860.
7. *Longuet-Higgins M.S.* // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1992. V. 91. P. 1414–1422.
8. *Longuet-Higgins M.S.* // *J. Fluid Mech.* 1991. V. 230. P. 365–390.

УДК 551.46

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕНОСА
ПРИМЕСЕЙ В СОСТАВНОМ ВИХРЕЕ.В. Степанова¹, Т.О. Чаплина², Ю.Д. Чашечкин¹, А.И. Петренко²¹Институт проблем механики РАН²Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова**Аннотация**

Выполнен цикл экспериментальных исследований переноса маркирующих примесей, как растворимых (раствор красителя), так и нерастворимых (различные типы масел) в составном вихре, взаимодействующим со свободной поверхностью. Опыты позволили промоделировать важные особенности динамики разливов нефти в океане, которые трансформируются в вытянутые нитевидные рукава спиральной или нерегулярной формы. Картины таких течений в лабораторных установках качественно подобны наблюдаемым в океане и в распределении разлившейся нефти, и в расположении мусора или битого льда.

Введение. В динамике природных систем большое внимание уделяется изучению периодических течений – вихрей и волн, как структурированным элементам, так и механизмам переноса вещества. Развитие методов дистанционного зондирования способствовало получению большого числа впечатляющих изображений вихревых течений в атмосфере и океане с выраженными спиральными рукавами, разделенными полосами базового вещества [1-3]. Выраженные спиральные рукава регистрируются как в установившихся течениях, так и в нестационарных, созданных волнами цунами после сильного землетрясения [4]. Однако, в силу крупномасштабности и нестационарности изучаемого процесса, отсутствие надежных методов предсказания локализации вихрей изучение их динамики и влияния на перенос вещества в природных условиях затруднено. Перенос примесей вихревыми течениями до сих пор остается недостаточно изученным, что не позволяет построить полные математические модели, которые могли быть применимы при расчете последствий экологических катастроф, подобных разливу нефти в Мексиканском заливе.

Визуализация кольцевой и спиральной структуры вихревых течений в лабораторных условиях осуществляется с помощью растворимых красителей, дыма [5] и мелкодисперсных частиц в методе электролитической преципитации [6].

В последнее время изучается перенос примеси из пятна, помещенного на свободную поверхность составного вихря [7]. Образование спиральных структур наблюдалось не только в равномерно При моделировании переноса и растворимых (смешивающихся) [8], и нерастворимых примесей (различных видов масел [8]) компактное пятно на поверхности вихря трансформируется в спиральные рукава, разделенные полосами чистой воды. Такая пространственная структура качественно соответствует наблюдаемой в природных условиях, что указывает на возможность систематических исследований динамики переноса несмешивающихся и несмешивающихся примесей в лабораторных условиях, обеспечивающих воспроизводимость начальных условий.

Размеры и темп эволюции спиральных структур зависят от всех параметров эксперимента (радиуса и скорости вращения диска, глубины жидкости, количества примеси).

Во всех проведенных экспериментах примесь не может считаться пассивной, смещения отдельных окрашенных полос, положения капель масла и ориентация спиральных рукавов не отражают картину течения в составном вихре.

Все наблюдаемые картины течения устойчиво воспроизводятся в пределах точности опытов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки России (Госконтракт № 16.518.11.7059), Грант Президента РФ МК-4650.2011.1.

Литература:

1. <http://earthobservatory.nasa.gov/NaturalHazards/>
2. <http://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/iotd2.html>
3. Актуальные проблемы механики: физико-химическая механика жидкостей и газов: сб. трудов / отв.ред. С.Т. Суржиков; Ин-т проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН. – М.: Наука. 2010. (349 с.) ISBN 978-5-02-037459-1, Моделирование течений стратифицированных и вращающихся жидкостей. Сборник трудов. С. 277-348.
4. <http://www.liveinternet.ru/users/4181418/post155955062/>
5. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. 182 с.
6. Nonji H. Vortex motions in a stratified wake flows // Fluid Dyn. Res. 1988. V. 3. No. 1 - 4. P. 425 - 430.
7. Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Анизотропный перенос примеси в составном вихре // Доклады АН. 2008. Т. 423, № 4. с. 474-478.
8. Степанова Е.В., Чаплина Т.О., Чашечкин Ю.Д. Моделирование морских разливов нефти в лабораторных условиях //Физические проблемы экологии (Экологическая физика). Сб. научн. тр. МГУ. М.: Макс Пресс. 2011. Вып. 17.
9. Чашечкин Ю.Д. и др. Механика свободных стратифицированных течений // Препринт ИПМех РАН № 876, 2008. Москва. 2008. 128 с. стр. 84-95. Картина вихревых течений, индуцированных вращающимся диском в цилиндрическом контейнере.
10. Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Деформация компактного масляного пятна в камере составного вихря. 2010. ДАН. Т. 432. № 2. с. 185-189.
11. Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Перенос масла в составном вихре. Изв. РАН: МЖГ. № 2. 2011. С. 52-64.

Чаплина Т.О., кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Степанова Е.В., кандидат физико-математических наук, научный сотрудник

Чашечкин Ю.Д., доктор физико-математических наук, зав. лабораторией (Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук)

КАРТИНЫ ПЕРЕНОСА МАРКЕРОВ В СОСТАВНОМ ВИХРЕ

Выполнено моделирование процесса переноса примесей в вихревых течениях, контактирующих со свободной поверхностью. Прослежена эволюция компактного пятна маркера в спиральные рукава на поверхности жидкости с примыкающим составным вихрем, который создавался в цилиндрическом контейнере установленным на дне равномерно вращающимся диском. Выделены характерные формы переноса маркера в толщу жидкости.

Ключевые слова: вихревые течения, разливы нефти, динамика жидкости.

PICTURE OF THE TRANSFER OF MARKERS IN COMPOSITE VORTEX

Transport of miscible or immiscible fluids in a compound vortex created by a uniformly rotating disk located on the bottom of a cylindrical tank is investigated. At the initial instant, a round spot of a heavy dye or lightweight oil is deposited on the free surface of the liquid at the centre of the tank. In the course of the formation of the compound vortex, the marker is partially entrained into the interior of the liquid and forms a body of revolution. On the free surface, the spot loses the round shape, spiral branches stretch out from the appeared protrusions and cusps. The orientation of these arms is opposite to the direction of fluid rotation in the container. Geometrical parameters of these structures for different flow regimes are studied.

Key words: vortex flows, oil spills, fluid dynamics.

Введение

Развитие технологий в XX веке существенно увеличило объем добычи и транспортировки веществ в жидкой и газообразной фазах, и вероятность незапланированных разливов. Часть веществ теряется при транспортировке и попадает и на почву, поверхность рек, озер и океанов и в их толщу, что приводит к загрязнению окружающей среды экологически опасными (нефть и нефтепродукты) и даже ядовитыми веществами (в качестве примера можно указать различные щелочи и кислоты). Разливы больших объемов нефти приводят к тяжелым экологическим катастрофам [1]. Эффективность мероприятий по дезактивации разливов и уменьшению тяжести их последствий зависит от ряда факторов, в число которых входит моделирование переноса вещества. Теория вихревых течений в модели идеальной жидкости в покоящейся [2] или вращающейся среде [3] и расчет переноса вещества основываются на априорных предположениях о динамике явления, таких как «пассивность примеси» и «турбулентный характер переноса».

Однако, факты последних лет указывают, что идентифицируемые на поверхности океана нефтяные пятна регистрируются в форме тонких вытянутых рукавов, разделенных полосами чистой воды [4] и сложных спиральных структур, один из примеров которых приведен на рис. 1, а.

В дополнение к теоретическим исследованиям, начиная с начала прошлого века, проводятся экспериментальные исследования распространения примеси в вихревых течениях.

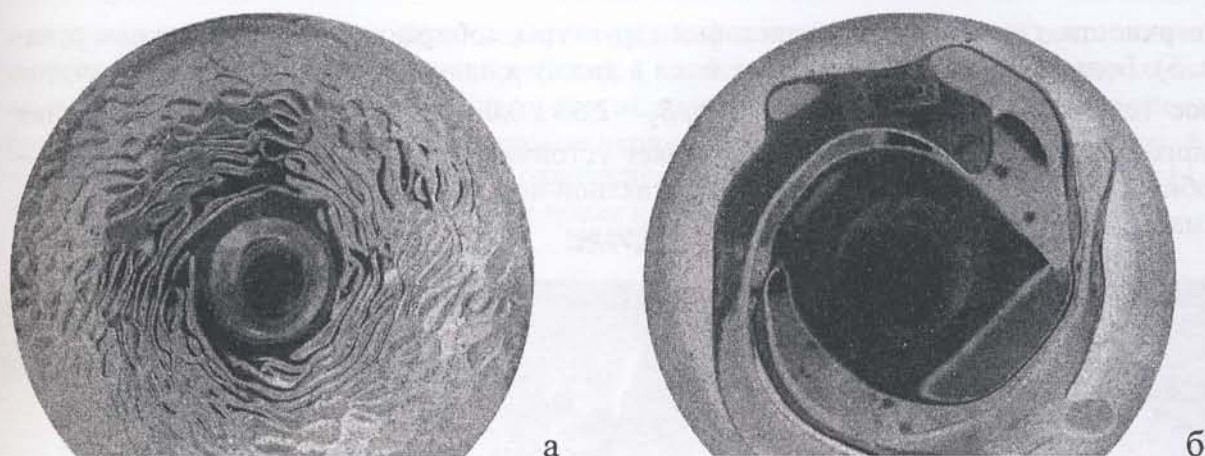


Рис. 5. Распределение масла по поверхности жидкости с составным вихрем ($H = 40$ см, $R = 7.5$ см): а) $\Omega = 210$ об/мин, $V_k = 90$ мл, б) $\Omega = 260$ об/мин, $V_k = 150$ мл.

Заключение

Проведенные опыты показали, что компактное пятно, как смешивающейся (анилиновые чернила) с основной жидкостью, так и несмешивающейся (подсолнечное масло) примеси, внесенное на поверхность вращающейся жидкости, трансформируется в поверхностные спиральные рукава.

Размеры и темп эволюции спиральных структур зависят от всех параметров эксперимента (радиуса и скорости вращения диска, глубины жидкости, количества примеси).

В толщу жидкости растворимый краситель переносится вдоль винтовых линий, навитых на вертикальный цилиндр, диаметр которого зависит от начального положения пятна и параметров течения. Масло образует компактное тело, форма поверхности которого зависит от параметров течения.

Во всех проведенных экспериментах примесь не может считаться пассивной, смещения отдельных окрашенных полос, положения капель масла и ориентация спиральных рукавов не отражают картину течения в составном вихре.

Все наблюдаемые картины течения устойчиво воспроизводятся в пределах точности опытов.

Экспериментальные исследования выполнены на стенде ВТК УСУ "ГФК ИПМех РАН" (Государственный контракт № 16.518.11.7059).

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.vesti.ru/theme.html?tid=79973>
2. Милн-Томсон Л.М. Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1964. 655 с.
3. Рыжов Е.А., Кошель К.В. Хаотический перенос и перемешивание пассивной примеси вихревыми потоками за препятствиями // Физика атмосферы и океан. том 46. № 2. Март-Апрель 2010. С. 204-211.
4. Jose M Redondo and Alexei K Platonov Self-similar distribution of oil spills in European coastal waters, Environ. Res. Lett. 4. 2009. p. 1-10.
5. <http://fototelegraf.ru/?p=43582>
6. Taylor G.I. Experiments with rotating fluids // Roy. Soc. Proc. A. 1921. V. 100. Pl. 2. P. 114-121, Long R. R. Note on Taylor's «ink walls» in a rotating fluid // Journal of the Atmospheric Sciences. 1954. V. 11. No. 3. P. 247-249.

Естественные и технические науки[®]

№ 2(58) 2012 г.

ISSN 1684-2626

В соответствии с решением Высшей аттестационной комиссии журнал «**Естественные и технические науки**» включен в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора и кандидата наук (в редакции сентября 2010 г.):

Учредитель – Издательство «Спутник +»
Корректор – М.А. Рожкова
Компьютерный набор и верстка – О.Б. Вереина

Адрес редакции: Россия, 109428, Москва, Рязанский проспект, д.8а

Телефон: (495) 730-47-74, 778-45-60 (с 9 до 18, обед с 14 до 15)

E-mail: sputnikplus2000@mail.ru

**Издание зарегистрировано
Министерством Российской Федерации по делам печати,
телерадиовещания и средств массовых коммуникаций**

**Свидетельство о регистрации
ПИ № ФС77-39983 от 20 мая 2010 г.**

Объем 64,13 печ. л.
Тираж 1000 экз. Заказ № 2822.
Подписано в печать 15.05.12.

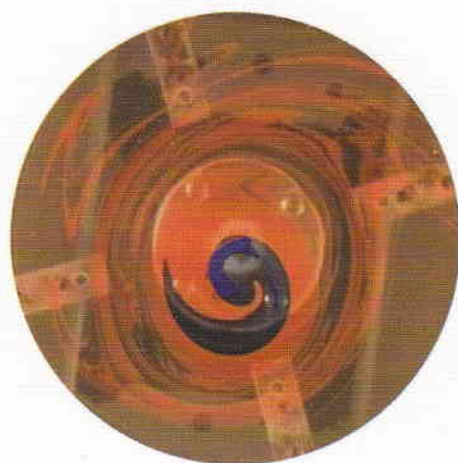
**Отпечатано в ООО «Издательство «Спутник +»
ПД №1-00007 от 28.07.2000**

FUNDAMENTAL AND ENVIRONMENTAL FLUID MECHANICS



International Conference

**FLUXES AND STRUCTURES IN FLUIDS:
PHYSICS OF GEOSPHERES - 2011**



SELECTED PAPERS

Editors

Yuli D. CHASHECHKIN

Vasily G. BAYDULOV

Institution of the Russian Academy of Sciences
A.Yu. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

Moscow 2012

Научное издание

Международная конференция
**ПОТОКИ И СТРУКТУРЫ В ЖИДКОСТЯХ:
ФИЗИКА ГЕОСФЕР**

Владивосток, 27–30 сентября 2011 г.

Учреждение Российской академии наук
Тихоокеанский океанологический институт
им. В.И. Ильичева ДВО РАН

Напечатано с готового оригинал-макета

Подписано в печать 12.04.2012 г.
Формат 60x90 1/8. Усл.печ.л. 24,0. Тираж 120 экз. Изд. № 163.

Издательство ООО «МАКС Пресс»
Лицензия ИД N 00510 от 01.12.99 г.

119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы,
МГУ им. М.В. Ломоносова, 2-й учебный корпус, 527 к.
Тел. 939-3890, 939-3891. Тел./Факс 939-3891.

Отпечатано в ППП «Типография «Наука»
121099, Москва, Шубинский пер., 6
Заказ № 583

10. *Aleksanin A.I., Aleksanina M.G.* Detection of Stable Synoptical Features of Sea Surface from a Series of Infrared Satellite Images// Pattern Recognition and Image Analysis. 2007. V. 17. № 4. P. 480 – 486.
11. *Castellani M.* Identification of eddies from sea surface temperature maps with neural networks // International Journal of Remote Sensing, V. 27, 2006, P. 1601 – 1618.
12. *Fernandes A.M.* Study of the automatic recognition of oceanic eddies in satellite images by ellipse center detection – the Iberian coast case // IEEE transaction on geoscience and remote sensing, V. 47, No 8, 2009, P. 2478 – 2491.
13. *Hai J., Xiaomei Ya., Jianming G., Zhenyu G.* Automatic eddy extraction from SST Imagery using artificial neural network // The international archives of the photogrammetry, remote sensing and spatial information science, Beijing, V. XXXVII. Part B6b, 2008, P. 279 – 282.
14. *Aleksanin A.I., Zagumyonov A.A.* The problems of automatic sea eddy detection on satellite IR-imagery // Issledovanie Zemli iz Kosmosa, No 3, 2011, P. 65 – 74, in Russian.



HYDRODYNAMICS OF THE MOVING PLATE IN AN INHOMOGENEOUS FLUID

R.N. Bardakov, Ia.V. Zagumennyi
A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS
Institute of Hydromechanics NASU

In the problem of studying and calculating the flow pattern of smooth homogeneous viscous liquid barriers traditionally distinguish several stages: empirical, which lasted until the early XX century, the development of boundary-layer model, initiated by the work of Prandtl, whose results are summarized in [1], and modern, which takes into account the effects of buoyancy [2] and the complex structure of the current obstacles to even a simple form.

More detailed calculations have shown that in an inhomogeneous fluid near the edges of the plate having the characteristic of the singularity, which serve as sources of internal waves [3]. With increasing speed the singularity generate characteristic sequence of streaky structures that steadily observed in the experiment. The results of calculations of the flow pattern [4] performed in the model formulation in good agreement with the data shadow observations.

In the first stage analytical methods studied model solution of the linearized problem of motion of the plate along the underlying plane, whose properties are studied numerically and by asymptotic methods. The resulting solution is used as the basis for constructing an algorithm for solving the complete nonlinear problem of computing the flow induced by a plate moving uniformly and horizontally in free space filled with an exponentially stratified fluid. The obtained numerical results are compared with experiment.

The unperturbed density distribution of a viscous stratified vertically and incompressible fluid is determined by the salinity $\rho(S(z))$ and characterized by scale $\Lambda = \left| \frac{d \ln \rho}{dz} \right|^{-1}$, frequency $N = \sqrt{g / \Lambda}$. The fundamental system of equations of the mechanics of an inhomogeneous fluid is given by

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \rho \nu \Delta \mathbf{v} + \rho \mathbf{g}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) S = \kappa_s \Delta S, \quad S = S_0(z) + S'(x, y, z, t) \quad (1)$$

Acknowledgements. Experiments were performed at set ups USU “HPC IPMech RAS” and supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation (State contract 16.518.11.7059).

REFERENCES

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука. 1969. 744 с.
2. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. – М.: Мир, 1981. 598 с.
3. Бардаков Р.Н., Чашечкин Ю.Д. Расчет и визуализация двумерных присоединенных внутренних волн в вязкой экспоненциально стратифицированной жидкости // Известия АН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 4. С. 531 – 544.
4. Bardakov R.N., Chashechkin Yu.D. A stratified flow fine structure near a horizontally moving strip // JSME International Journal. 2006. V. 49. No 3. P. 601 – 604.
5. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Расчет структуры периодических течений в непрерывно стратифицированной жидкости с учетом эффектов диффузии // ДАН. 2003. Т. 393. № 6. С. 776 – 780.



COMPARATIVE ANALYSIS OF THE SYMMETRIES OF THE THERMOHYDRODYNAMICS EQUATIONS AND SIMULATION CRITERIA

V.G. Baydulov

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

e-mail: bayd@ipmnet.ru

In recent years, the group analysis is widely used in geophysical fluid dynamics as a tool for comparing the properties of various systems of differential equations that are used to model of the similar phenomena or even one and the same process. The development of symbolic computation is extremely extended possibilities of mathematical modeling of the processes in the environmental systems, including the questions of uniformity of the transition from basic systems of differential equations to simplified systems more convenient for the description of the selected range of phenomena. These approaches were developed the end of XIX century with the introduction of simplifying approximations (Boussinesq free convection, nonlinear waves), the development of theories of the boundary layer and different versions of the theory of turbulence. The approximations are the basis construction of model systems of equations that can change the type of equations and their invariant properties, including corresponding to the basic physical principles.

The theory of continuous groups (Lie groups) is still one of the few mathematical tools that can be unified used for the analysis of a wide range of nonlinear models. It should be noted that the efficiency of practical use of the theory of groups has grown considerably in recent years, since the methods of symbolic computation have allowed the realization of highly complex and multi-level algorithms for computation of symmetries.

In this context, it becomes the actual problem of comparative analysis of the general properties of various systems. In this work by the continuous groups’ methods the first performed a comparative analysis of the invariant properties of the models of the mechanics of inhomogeneous fluids, taking into account the effects of stratification and dissipation.

For a medium with the thermodynamic state far away from points of phase changes the system of equations of two-component fluid mechanics is based on the balanced relations that are followed from the basic conservation laws [1 – 3]

When the reference frames moving in the transverse direction (the operator T_{χ_2}) is expanding admitted symmetry and are also equivalent to the reference frame moving with the rotation and deformation $\chi_2 = \chi_2(x, t)$. Usually attention is paid to the dependence of the law of motion only on time [6], and the generator T_{χ_2} is written in the form $T_{\chi_2} = \chi_2(t)\partial_y + \chi_{2,t}\partial_v$.

From this analysis it follows that among all the models discussed, only the fundamental system of (2 – 5) is invariant relatively the ten-parametric Galileo group. In general, the transitions from the system (2 – 5) to (8) and (12) have singular character that is associated with a decrease in the order of the system. In the approximation of a homogeneous isothermal fluid some of the variables is lost, as well as boundary conditions and the corresponding components of currents. In simplifying the model by eliminating the effects of dissipation excessive boundary conditions are also appeared (in the transition to boundary-layer model – one, and from the Navier – Stokes equations to the Euler equations – two). Part of the initial boundary conditions of viscous problem is excessive and in general all of them can not be satisfy. In particular, solution of problems for an ideal fluid are singular on the characteristics.

Acknowledgements. The work is supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation (State contract 16.518.11.7059).

REFERENCES

1. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Гидродинамика и теории упругости. – М.; Л.: Гостехиздат, 1944. 624 с.
2. Каменкович В.М., Монин А.С. Основные положения термогидромеханики океана. С. 85 – 112. в кн.: Океанология. Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана. Отв. ред. Каменкович В.М., Монин А.С. – М.: Наука, 1978. 456 с.
3. Muller P. The equations of oceanic motions. New York: Cambridge University Press, 2006. 291 p.
4. Попов Н. И., Фёдоров К. Н., Орлов В.М. Морская вода: Справочное руководство. – М.: Наука, 1979. 327 с.
5. Моргунов В.К. Основы метеорологии, климатологии, метеорологические приборы и методы наблюдений. – Ростов-на-Дону: Феникс, 2005. 332 с.
6. Овсянников Л.В. Групповой анализ дифференциальных уравнений. – М.: Наука, 1978. 400 с.
7. Olver P.J. Applications of Lie Groups to Differential Equations. – N.Y. etc: Springer, 1986.
8. Чашечкин Ю.Д. // Морской гидрофизический журнал. 2010. № 5. С. 3 – 10.
9. Бытнев В.О. // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: ВЦ АН СССР. СО. 1972. Т. 3. № 3. С. 13 – 17.
10. Черный Г.Г. Газовая динамика. – М.: Наука, 1988. 424 с.
11. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. // Доклады АН. 2002. Т. 387. № 6. С. 760 – 763.
12. Моргунов В.К. Основы метеорологии, климатологии, метеорологические приборы и методы наблюдений. – Ростов-на-Дону: Феникс, 2005. 332 с.



REFERENCES

1. *Bulatov V.V., Vladimirov Y.V.* 2007. Internal gravity waves: theory and application. – Moscow: Nauka Publishers, 314 p.
2. *Bulatov V.V., Vladimirov Yu.V.* 2010. Far fields of internal gravity waves in stratified media of variable depth // Russian Journal of Mathematical Physics, 2010, V. 17, №4, P. 400 – 412.
3. *Bulatov V.V., Vladimirov Yu.V.* 2011. The uniform asymptotic form of the internal gravity-wave field generated by a source moving above a smoothly varying bottom // J. Engineering Mathematics, 2011, V. 69, issue 2, P. 243 – 260.



DIFFERENTIAL MODELS OF NON-HOMOGENEOUS FLUID MECHANICS

Yu.D. Chashechkin

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

e-mail: chakin@ipmnet.ru, yulidch@gmail.com

Analytical modeling of fluid flows was initiated by L. Euler who applied Newton's principles to motions of continuous media and derived the first set of governing equations. The Euler's seminal paper containing equations of motion and continuity was finished by statement that “Nevertheless everything what contains theory of fluids is enclosed in these two equations (§ 34), so for continuation of the study we do not need in new principles of mechanics but only instruments of analysis which are still not developed enough for this purposes” [1]. Although J.-R. d’Alembert and L. Euler discovered a body resistance paradox in the potential flow and redundancy of physically reasonable boundary conditions the Euler's set of equations remains the subject of active analysis as important part of the theory of fluid flows. Sixty five years later the French engineer C.M.H. Navier basing on de Laplace hypothesis of the molecular structure of matter supplemented the Euler's equations by additional terms describing action of shear stresses in a flow [2]. New equations were met skeptically by contemporaries, who accepted them as a hypothesis that needs in experimental confirmation.

The equations were several times re-derived until G.G. Stokes gave them a modern form and could constructed a number of key solutions, describing a pipe flow, sound attenuation, propagation of linear and nonlinear gravitational waves [3]. Formulation of substances [4] and internal energy (basing on heat [5] or temperature concepts) principles of conservations together with derived by D.I. Mendeleef equations of states for gases and solutions [6 – 8] leads to collecting basic equations [9] into compatible fundamental set [10].

In parallel with creation of models based on “first principles” a large family of constitutive models based on concepts of “random motions” and rules of averaging introduced by O. Reynolds [11, 12] were developed [13]. To describe particular experiments with characteristic features (mostly with pronounced wave motions) abridged version of the fundamental set were adopted [10]. So now a lot of co-existing theoretical models of flows are used for interpretations of a large number of particular experiments with more or less high degree of correspondence. Variety of models did not improve understanding of environmental processes and forecasting of catastrophic events and complicates the interpretation even laboratory experiments.

As result two main ways in an experiment organization are explored. The first way is the organization of descriptive exploratory experiments using traditional and new instruments. The second way is experimental testing of hypothesis. The second way is more difficult and needs in understanding of phenomenon that is in development of a mathematical model, con-

around the sphere and double dark vertical lines near the sphere poles in *Fig. 4, a* shows the near field region where non-linear effects are valuable. Dark horizontal lines inside internal wave beams of large amplitude are non-linear envelope produced due to interaction between singular perturbed components. Various running short horizontal interfaces do not disturb the stratification in *Fig. 4, b*.

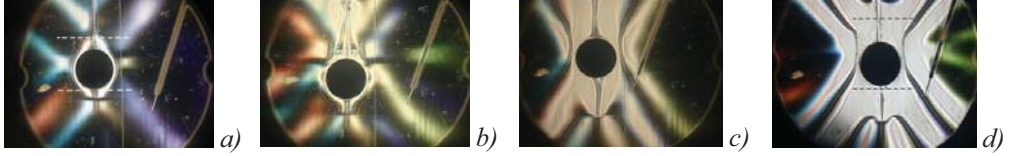


Fig. 4. Schlieren images (slit-filament) of flows induced by oscillating sphere ($D = 4.5$ cm): a – d) $T_b = 11.2, 11.2, 11.2, 7.3$ s; $H = 1.0, 5.4, 2.8, 2.8$ cm;

$$\omega / N = 0.73, 0.43, 0.8, 0.8 \text{ s}^{-1}.$$

Sharp mushroom-like interfaces are formed in domains of convergences of high gradient envelopes of the wave beam directly in the fluid body without any contact with solid boundaries (*Fig. 4, c*), the high gradient interfaces outline gradually the whole near field domain around moving sphere.

The vertical size of vortices exceeds the vertical swing H of the sphere. Dark lines on edges of the wave beam in *Fig. 4* visualize high gradient interfaces bounding running internal waves beam. In domain of convergence interacting interfaces produced “trauma” of stratification and semi-closed mushroom-like structures and closed vortex loops.

Varieties of flow components must be visualized by distant and measured by contact probes with a high temporal and spatial resolution with control of accuracy during the experiment.

Conclusion. Mathematically defined *vector space* and *motion* are distinguished from physical description of *continuous medium* deformations and fluid *flows* which are self-consistent variations of basic physical quantities presenting in resolvable models (momentum \mathbf{p} , density ρ and pressure P form minimal family of flow parameters).

Set of fundamental equations constitutes adequate basis for mathematical modelling and describe large scale and fine flow components. In fluids with small dissipative factors solutions describe large scale regular perturbed components and family of fine singular perturbed components. Results of complete calculations are in reasonable agreement with precision experiment.

Fluid flows are complex phenomena which must be studied in a wide range of spatial and temporal scales by sensitive instruments with control of absolute accuracy during the experiment.

Acknowledgments. Experiments were performed at set ups USU “HPC IPMech RAS” and supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation (State contract 16.518.11.7059).

REFERENCES

1. *Euler L.* Principes généraux du mouvement des fluides // Mémoires de l’Académie royale des sciences et belles lettres. Berlin. 1757. V. 11. P. 274 – 315.
2. *Navier C.L.M.H.* Mémoire sur les Lois du Mouvement des Fluides // Mém. d l’Acad. des Sciences. 1822. V. 6. P. 389 – 417.

ACOUSTIC SIGNALS EMITTED IN THE PROCESS OF A DROP FALLING ON THE SURFACE OF THE LIQUID

V.E. Prokhorov

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

e-mail: prohorov@ipmnet.ru

The impact of a drop on the free surface initiates a number of objects such as the caverns arising sequentially, ascending jet, cascades of the eddies, on the background of large and small scale underwater and surface flows. These phenomena are attractive for investigators in view of practical importance and perspectives for various purposes, especially for acoustic applications [1]. The sound emission produced by falling rain drops carries important information of rain intensity and acoustic noises of the ocean [2].

Systematic registration of the sound following the falling drops was initiated in the twenties of past age [3]. Relationship between frequency of the emitted and dimension of the oscillating air bubble is used in estimations up to now [4].

In well known paper [5] a few mechanisms of sound emission have been suggested among them hydraulic (at initial impact of the drop with the surface) and resonant (oscillations of the air cavities) dominate. Further investigations revealed a stable spectral maximum within 10-15 kHz in the acoustic records of the rain [2].

For refinement of the sound emission the techniques and apparatus have been developed in which high-speed video record is synchronized with underwater sound pressure registration [6].

Typical experimental technique is issuing a drop from the nozzle placed at a certain height, measuring final drop velocity, detecting sound signals, drawing empirical curves and diagrams in a field of dimensionless numbers (of Weber, Reynolds, Bond and Froude) which, as expected, could be basic parameters to create model of sound generation by drops. This way did not give noticeable advance. Although it was revealed that emission is chiefly caused by oscillations of gas cavities, however, mechanism has not been found to provide transform of mechanical energy into acoustic oscillations.

This work presents the experiments in which correlation between the sound emission and shape variability of radiating air cavity is first traced.

The experiments are carried out in the laboratory tank (145×50×60 cm) supplied with optical glass portholes. The tank was filled with gas-free tap water to a depth of 40 cm that is much greater of the drops, caverns and arising air cavities dimensions. Acoustic pressure is fixed by hydrophone GI51B (bandwidth 2 kHz – 120 kHz, sensitivity – 30 mV/Pa, amplitude-frequency characteristic unevenness – 3 dB at the most). The flow picture is recorded by the high-speed camera Optronis CR3000x2 (in the experiments fps varies from 4000 to 20000 k/s). Camera lens axis is horizontal at the level of a free surface.

Video and acoustic records are synchronized by programmable PC-interface providing 12-bit AD-conversion, data storage and transmitting to PC (0.025 ÷ 410 μs of sample times, 1 ÷ 130000 ms of repetition periods). The drop is issued by the calibrated nozzle (0.4 cm in diameter) from height $H = 87$ cm. In each measurement series a scale calibration of the image is carried out. Detailed description of the experimental setup is given in [7, 8]. In the current experiments drop diameter ($D = 0.5$ cm) and depth of fall ($H = 66$ cm) provide formation of the sequential caverns and thick cumulative jets.

Air bubbles and their congregations of different sizes are visualized in the intaking liquid at all stages of the primary and secondary caverns.

Acknowledgements. Experiments were performed at set ups USU “HPC IPMech RAS” and supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation (State contract 16.518.11.7059).

REFERENCES

1. *Prosperetti A., Oguz H.N.* The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1993. V. 25. P. 577 – 602.
2. *Bjorno L.* Underwater rain noise: sources, spectra and interpretations // *J. De Physique IV. Colloque C5. Supplement de J. De Physique 3.* 1994. V. 4. P. C5-1023 – C5-1030.
3. *Jones A.T.* The sound of splashes // *Science.* 1920. V. 52. P. 295 – 296.
4. *Minnaert M.* On musical air bubbles and the sounds of running water // *Phil. Mag.* 1933. V. 16. P. 235 – 248.
5. *Franz G.J.* Splashes as sources of sounds in liquids // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1959. V. 31. No 8. P. 1080 – 1096.
6. *Prosperetti A., Crum L.A., Pumphrey H.C.* The underwater noise of rain. *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. No C3. P. 3255 – 3259.
7. *Chashechkin Yu.D., Prokhorov V.E.* Aero- and Hydroacoustics of the Impact for a Droplet Freely Falling onto the Water Surface // *Doklady Physics.* 2010. V. 55. No 9. P. 460 – 464.
8. *Prokhorov V.E., Chashechkin Yu.D.* Sound Generation as a Drop Falls on a Water Surface // *Acoustical Physics.* 2011. V. 57. No 6. P. 807 – 818.



FUNDAMENTALS OF THE NON-EQUILIBRIUM STATISTICAL THERMOHYDRODYNAMICS OF TURBULENCE

S.V. Simonenko

*V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch of the RAS, (POI FEB RAS),
Vladivostok, Russia*

e-mail: sergeysimonenko@mail.ru

Website: <http://www.drsergeyvsimonenkohondgibc.ru>

The non-equilibrium statistical thermohydrodynamic theory of the three-dimensional small-scale dissipative turbulence combines the thermodynamic [1, 2], hydrodynamic [3 – 5] and statistical [1, 4, 6 – 8, 12] theoretical approaches. The non-equilibrium statistical thermohydrodynamic theory [10, 11] was synthesized based on the fundamental foundations: 1) the generalization [9] of the classical expression [2] for the macroscopic kinetic energy, 2) the generalization [8] of the classical formulation [12] of the law of large numbers, 3) the generalization [10] of the classical formulation [1] of the first law of thermodynamics.

1. The Macroscopic Non-Equilibrium Kinetic Energies of the Small Fluid Particle.

The classical expression $\varepsilon_k = \varepsilon_t + g\varepsilon_r$ [2] for the macroscopic kinetic energy per unit mass ε_k was generalized [9] by founding the expression

$$\varepsilon_k = \varepsilon_t + \varepsilon_r + \varepsilon_s + \varepsilon_{s,r}^{coup} + \varepsilon_{res} \quad (1.1)$$

12. *Simonenko S.V.* Non-equilibrium statistical thermohydrodynamics. Foundation of the theory of the small-scale turbulence and the tolerances theory. – Vladivostok: the Pacific State University of Economics press, 2006. 334 p. (in Russian).
13. *Kolmogorov A.N.* Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high Reynolds numbers // Dokl. AN SSSR. 1941. V. 30. No 4. P. 299 – 303. (in Russian).
14. *Miropolsky Yu.Z., Filyushkin B.N.* The investigations of the temperature fluctuations in the ocean upper layer for the scale of internal gravity waves // Izv. AN SSSR. Fizika atmosfery i oceana. 1971. V. 7. No 7. P. 778 – 797.
15. *Gibson C.H.* Fossil turbulence and intermittence in sampling oceanic mixing processes // J. Geoph. Res. 1987. V. 92. No C5. P. 5383 – 5404.
16. *Gregg M.C.* Diapycnal mixing in the thermocline: A review // J. Geoph. Res. 1987. V. 92. No C5. P. 5249 – 5286.
17. *Garrett C.J., Munk W.* Internal wave spectra in the present of fine structure // J. Phys. Oceanogr. 1971. V.1. No 3. P. 196 – 202.
18. *Hunt J.C.R., Carruthers D.J.* Rapid distortion theory and the problems of turbulence // J. Fluid Mech. 1990. V. 212. P. 497 – 532.



FLOW STRUCTURE STABILITY IN COMPOUND VORTEX WITH CONTAMINANTS

E.V. Stepanova, T.O. Chaplina

IPMech RAS, e-mail: step@ipmnet.ru

M.V. Lomonosov MSU, physics dept., e-mail: chaplina_to@inbox.ru

The flows in the Ocean and Atmosphere combine different types of motion: streams, waves, vortices, etc. Picturesque flow patterns reveal the transport solid bodies, miscible or immiscible admixtures in the flows of different types. The spiral patterns visualize vortex flow structure. With the growth and development of industry more and more chemically active substances and compounds are polluted into the environment. To control the level of pollution and environmental safety, the mass transfer from a compact source, that is affected by streams, vortices and waves should be evaluated and studied carefully.

Theoretical studies of vortex flows are based on the theory of an ideal quiescent [1, 2] and rotating [3] fluid, using a priori assumptions about the dynamics of the phenomenon. Many works are devoted to study of the passive admixture spread in the vortex flows [4 – 6]. At the same time in some experiments the admixture were found in compact areas that have typical forms of “dye walls” [4, 7] and helical structures, the patterns of such structures are widely represented in the well-known albums and books [8 – 10].

Investigations of flow patterns in the environment are difficult due to their occasional appearance and fast evolution. Laboratory experiments provide wide range of possible flow realizations with the stationary characteristics and reproducible parameters and at the same time allows registering all the necessary information to describe the flow in tiny details.

The goal of the investigation is to register the matter transport in compound vortex and confirm the stability of the flow structure despite the presence of various admixtures.

The flow investigated in the laboratory conditions is a typical vortex flow with cylindrical symmetry. When vortex flows are studied in experiments the rotating disk placed in the center of the bottom of the cylindrical container is chosen to produce stationary vortex flow. The generated flow is a compound vortex. It consists of vortex with the vertical axis, witch is the axis the axis of container too and the toroidal vortex with closed axis that encircles the

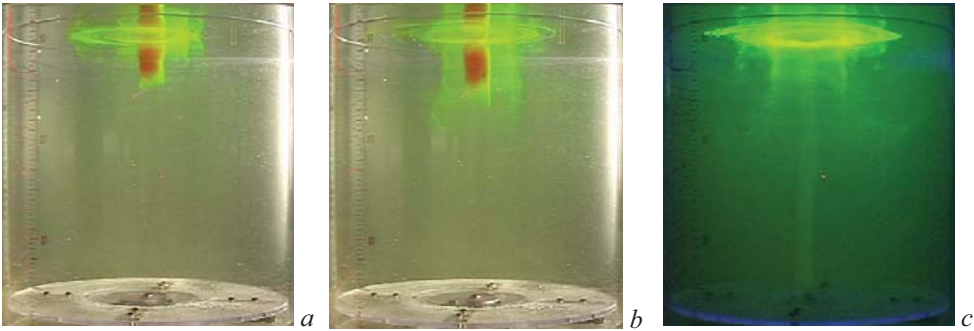


Fig. 3. Dye distribution pattern ($H = 30$ cm, $R = 5.0$ cm, $\Omega = 200$ RPM):
a – c $t = 18, 39, 304$ s.

The structure of the dye distribution in the liquid body is preserved the same whether one or more colored dye drops are used. The dye from the surface drop goes downwards in vertical helical lines. Two vertical cylindrical areas of different colors are formed in the body of compound vortex after the drops were placed onto free surface. Tinted areas are slowly elongated downstream. The velocity of elongation is higher for the dye introduced farther from the vertical axis of liquid rotation.

Conclusions. The admixture behavior was active in all taken experiments with different types of touches. Its distribution on the surface does not correspond to the average flow pattern of the basic current. The displacement of individual oil droplets and the position of the spiral arms do not reflect the water flow pattern in compound vortex. Similar patterns are observed in natural aquatic systems contaminated with light immiscible admixtures, such as fuel, oil and others. Comparisons of optical registration of oil spills in nature and patterns of vortex flows of oil in the laboratory show that, despite differences in the characteristic scales and the physical flow parameters (linear and angular velocity) have a number of common parts.

Similarity of the forms of surface patches indicates the possible existence of universal mechanisms of formation and redistribution of surface contamination. The experiments revealed important properties of these structures are formed from miscible and immiscible liquids: compact ink or oil spot on the free surface of the compound vortex transforms into spiral arms system; sizes and periodicity of spiral arms depend on all the flow parameters, filamentous elongation does not widen with increasing of time as commonly assumed, and form a compact spots. All the mentioned features of flow are to ponder on the mass transport in the vortex systems and to notice the active character of admixture transport whether it is soluble or immiscible.

All the taken experiments with different types of miscible admixtures showed stability of the dye distribution patterns their structure and dynamics as on the free surface, as in the liquid depth.

Acknowledgements. All the experiments are performed on the laboratory setup VTK, which is the part of the unique complex USU “GFK IPMech RAS” (supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation state contract 16.518.11.7059). The work is supported in part by grant of President of Russian Federation MK-4650.2011.1.

$$\Delta_{m+1}\varepsilon(t) = \sum_{k=0}^{m+1} \varepsilon(t+k) (-1)^{m+1-k} C_{m+1}^k,$$

consequently

$$M\Delta_{m+1}\varepsilon(t) = 0, \quad D\Delta_{m+1}\varepsilon(t) = F_{m+1}\sigma^2, \quad F_{m+1} = \sum_{k=0}^{m+1} (C_{m+1}^k)^2$$

and so almost surely $\frac{1}{TF_{m+1}} \sum_{t=1}^T (\Delta_{m+1}x(t))^2 \rightarrow \sigma^2, T \rightarrow \infty$.

Consequently modified method decreases values of Fourier coefficients for small periods and so large periods with 10, 7, 6 years become more important.

REFERENCES

1. *Simonenko S.V.* Fundamentals of the Thermohydrogravodynamic Theory of Cosmic Genesis of the Planetary Cataclysms. Edited by G. Sh. Tsitsiashvili. – Nakhodka: Institute of Technology and Business press, 2010. 281 p.



REGULAR AND SINGULAR COMPONENTS OF THE VISCOUS CONTINUOUSLY STRATIFIED FLUID TAKING INTO ACCOUNT DIFFUSIVITY EFFECTS

A.Yu. Vasiliev

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS

e-mail: corwin@ipmnet.ru

We are constructed of 3D periodical flows generation problem in a viscous exponentially stratified incompressible fluid taking into account effects. Method of calculations basing on expansion of algorithm developed in [3 – 5]. We have shown that for real stratified fluid is necessary to consider influence of all dissipative factors (viscosity, stratification, diffusion).

1. Introduction. The linearized problem of computing the viscous homogeneous fluid excited by a plane, oscillating along its surface, was examined in the XIX century [1]. Further development of approximate models obtained [2]. Accounting for the effects of stratification possible to find not only one-dimensional, but two-dimensional and three-dimensional periodic flows that form part of an oscillating flat surface [3, 4]. In this case calculated as the large-scale internal waves [3] and the accompanying fine-components, which are located on the contact surfaces and edges of the beam in the bulk liquid [4]. The results of calculations of wave beams in good agreement with previously obtained asymptotic estimates [5] and data from laboratory experiments [6]. Comparison of existing models of the radiation of internal waves is given in [7].

However, task [3, 4] is incomplete because it does not take into account the physical nature of stratification due to the inhomogeneity of the composition (salinity), temperature and compressibility of the medium (pressure). The full description of the density in the equations of mechanics [8] is given by equations of state. In this case the fundamental system of equations there are mass transfer and temperature, which includes the kinetic coefficients

face. Among the considered types of wave sources piston source is most effective. When taking into account nonlinear regular and singular components interact with each other, which creates the possibility of generating internal waves, even in cases when the oscillation frequency exceeds the frequency of the source.

In general case there are the two types of flow: regular solution (internal waves) and three types singular a component of flow (boundary layers). Two of them have no analogue in a homogeneous fluid, their thickness are defined dissipative by factors (diffusion and viscosity), parameters of environment and geometry of a problem. Domain of influence of the basic dissipation factors is found. Viscosity and diffusion are the basic factors near of the source. The obtained results show that it is necessary to consider influence of dissipative factors (viscosity, stratification, diffusion) for the analysis of bodies' movement in the viscous stratified fluid. For different type of the source are calculated velocity, density, pressure and forces.

Table 1. Comparison of the displacements on the beam axis $h(0, q)$ for 2D (Yu.V. Kistovich, Yu.D. Chashechkin) and 3D

Type of source	Strip	Rectangle	Disc
Friction	$\frac{\lambda_0 a}{\delta_N^{1/3}} \frac{1}{q^{2/3}}$	$\frac{\lambda_0 ab}{\delta_N^{2/3}} \frac{1}{q^{4/3}}$	$\frac{\lambda_0 R^2}{\delta_N^{2/3}} \frac{1}{q^{4/3}}$
Piston	$\frac{\lambda_0 a}{\delta_N^{2/3}} \frac{1}{q^{1/3}}$	$\frac{\lambda_0 ab}{\delta_N} \frac{1}{q}$	$\frac{\lambda_0 R^2}{\delta_N} \frac{1}{q}$
Composite	$\frac{\lambda_0 a}{\delta_N^{4/3}} \frac{a}{q^{2/3}}$	$\frac{\lambda_0 ab}{\delta_N^{5/3}} \frac{b}{q^{4/3}}$	

Conclusion. We developed an approach [3] to solving the problems of generation of periodic flows, including regular and singular perturbations in the viscous component of a continuously stratified fluid with allowance for the effects of diffusion.

Regular part of the solution, built using the theory of singular perturbations, describes internal waves, the calculation results are consistent with the observations of shadow and contact measurements of fields periodic internal waves excited by an oscillating band in its own plane.

The number of singularly perturbed solutions is determined by taking into account the depth of dissipative factors and geometry of the problem. The compact source in addition to the beam of internal waves forming three singularly perturbed solutions, two of which are due to the effects of viscosity, and the third – diffusion. In the limiting case of increase in the size of the parties consistent source of the problem becomes two-dimensional, and in the limiting case of a transition to a homogeneous fluid - in the Stokes problem.

Nonlinear effects can be expected in the vicinity of an oscillating body, and in the areas of convergence of singularly perturbed solutions directly in the bulk fluid.

Acknowledgements. The work was supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation (State contract 16.518.11.7059).

**ANALYTICAL AND NUMERICAL CALCULATIONS OF THE FLOW PATTERN
AROUND A MOVING PLATE IN A STRATIFIED FLUID**

Ia.V. Zagumennyi

Institute of Hydromechanics of the NASU, Kiev, e-mail: zagumennyi@gmail.com

R.N. Bardakov

A. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS, Moscow,

e-mail: bard@ipmnet.ru

The nonuniformity of dissolved substances distribution in the natural systems causes formation of a variety of fluid motions absent in the case of homogeneous liquid. Among them there are internal waves which are an important element of ocean and atmosphere dynamics. They transport energy and impulse to a great distance, intensify heat-mass transfer and form medium fine structure. A great number of theoretical and experimental works is devoted to the investigation of attached internal waves which appear as a result of obstacle movement in a continuously stratified fluid [1 – 5]. Analytical investigations of the problem are usually carried out in the linearized formulation with the imposition of artificial boundary conditions (the approximation of underlying plane) [2, 4]. It makes difficulties for carrying out quantitative comparisons with experimental data and results extrapolation to a range of practically important parameters. Numerical approaches allow considering the problem on obstacle movement in the free space within the full formulation accounting for the effects of nonlinearity and diffusion [5].

We consider the problem on uniform movement of a plate along a sloping trajectory using both the analytical and numerical approaches. As a basis of our investigations the set of fundamental equations is analyzed including the Navier – Stokes accounting for the gravity in the Boussinesq approximation, the continuity and diffusion equations and the closing state equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{v}) &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{v} - \mathbf{s} \mathbf{g}, \\ \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \quad \frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla s = \kappa_S \Delta s + \frac{v_z}{\Lambda}, \\ \rho &= \rho_0 (\exp(-z/\Lambda) + s) = \rho_0 + \rho_0 s, \\ \Lambda &= |d \ln \rho / dz|^{-1}, \quad N = \sqrt{\frac{g}{\rho} \frac{d\rho_0}{dz}}, \quad T_b = 2\pi/N. \end{aligned} \quad (1)$$

The boundary conditions are no-slip for velocity components and no-flux for substance on the strip surface and attenuation of all perturbations at infinity

$$v_x|_{\Sigma} = U_0 \cos \varphi, \quad v_z|_{\Sigma} = U_0 \sin \varphi, \quad \left[\frac{\partial s}{\partial n} \right]_{\Sigma} = \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial z}{\partial n}, \quad \mathbf{v}, s|_{x, z \rightarrow \infty} = 0. \quad (2)$$

In the analytical approach the system of equations is linearized, diffusion effects are neglected and no-slip boundary conditions are imposed along the whole trajectory of movement [4]

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \rho_0 \nu \Delta v_x, \quad \rho_0 \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \rho_0 \nu \Delta v_z - \rho g, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_z \frac{\partial \rho_0}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$v_x|_{\Sigma} = U_0 \cos \varphi, \quad v_z|_{\Sigma} = U_0 \sin \varphi, \quad v_x, v_z|_{x \notin [-L, L]} = v_x, v_z|_{x, z \rightarrow \infty} = 0. \quad (4)$$

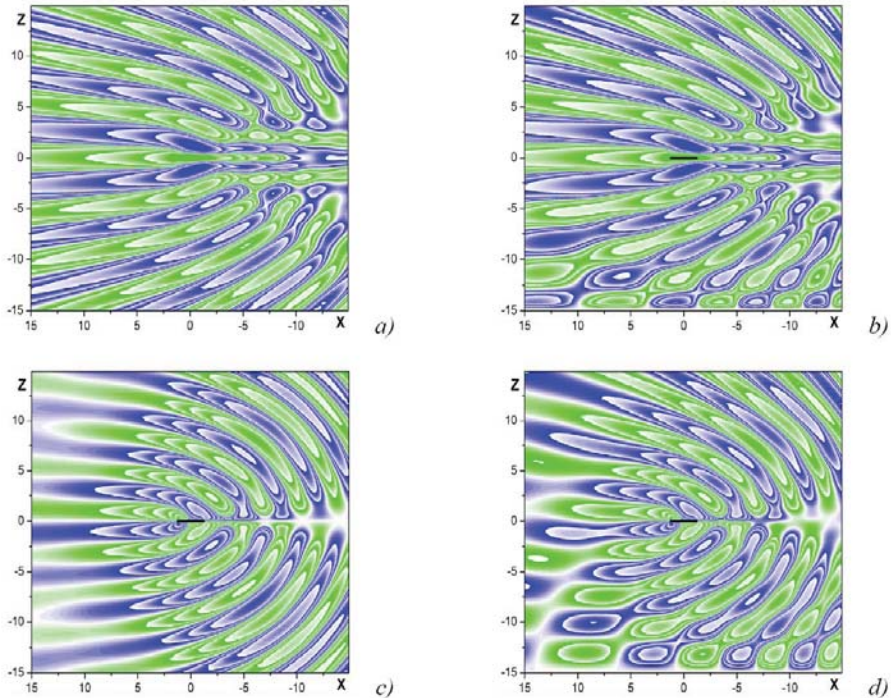


Fig. 3. The fields of horizontal (a,b) and vertical (c,d) velocity components generated by uniform movement of a horizontal plate over an underlying surface:

$$U_0 = 0.47 \text{ cm/s}, L = 2.5 \text{ cm}, N = 0.86 \text{ s}^{-1}, \varphi = 0^\circ, h = 50 \text{ cm (a,c) and } h = 15 \text{ cm (b,d)}.$$

In the case of a plate movement in a stratified fluid at some distance from the underlying plane the flow pattern starts to change drastically compared to the case of a plate in free space (Fig. 3). Such investigations are of a great practical interest because taking into account ground effects or closeness of a moving body to other objects is very important in environmental fluid mechanics. Introducing the underlying plane leads to formation of reflected waves which essentially distort the general flow structure and break the flow symmetry observed in the case of a moving plate in free space. Moreover a noticeable changes in drag and lift forces along both sides of the plate are observed at its approaching to the underlying surface.

Acknowledgements. The work was supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation (State contract 16.518.11.7059) and by the Russian Foundation for Basic Research under the grants 09-05-90902, 10-05-90905-mob_sng_st headed by Prof. Yuli D. Chashechkin.

REFERENCES

1. *Lighthill J.* Waves in Fluids. – Cambridge: Cambridge University Press. 1978.
2. Bardakov R.N., Chashechkin Yu.D. A stratified flow fine structure near a horizontally moving strip // JSME International Journal. 2006. V. 49. № 3. P. 601 – 604.
3. Chashechkin Yu.D., Mitkin V.V. A visual study on flow pattern around the strip moving uniformly in a continuously stratified fluid // J. Visualiz. 2004. V.7. № 2. P. 127 – 134.

Экспериментальное моделирование процесса переноса плавающих объектов в «мусорных островах»

А. А. Будников^{1,a}, П. В. Жарков^{1,b}, Ю. Д. Чашечкин^{2,c}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики моря и вод суши. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Институт проблем механики имени А. Ю. Ишлинского РАН.

Россия, 119526, Москва, просп. Вернадского 101, корп. 1.

E-mail: ^aaa.budnikov@physics.msu.ru, ^bphysicmsu@mail.ru, ^cchakin@ipmnet.ru

Статья поступила 24.02.2012, подписана в печать 11.04.2012.

В лабораторной установке изучены движения полипропиленовых маркеров в составном вихре в качестве модели переноса мусора в океане. Показано, что при движении на поверхности вихря маркер вращается как вокруг центра вихря, так и вокруг собственной оси. Определены зависимости угловых скоростей вращения маркеров от расстояния до центра вихря, значения которых, при фиксированных внешних условиях зависят от размеров маркеров. Найдена сепаратриса, разделяющая области начальных положений, из которых маркер при дальнейшем движении смещается к центру вихря или к стенкам контейнера.

Ключевые слова: мусорные острова, составной вихрь, траектории перемещения твердотельных маркеров.

УДК: 550.3. PACS: 92.05.Bc.

Введение

Начиная с 1980-х гг. внимание общественности и научных кругов привлек факт увеличения количества дрейфующих пластиковых отходов в водах Мирового океана. Измерение концентрации пластика в поверхностных водах северной части Тихого океана [1] выявило повышение концентрации в областях, подвластных определенным океаническим течениям. В 1997 г. Чарльзом Муром было обнаружено огромное скопление пластика в Тихом океане в районе Северо-Тихоокеанской системы течений, названное «Great Pacific Garbage Patch». Площадь «Мусорного Тихоокеанского пятна», по разным оценкам, составляет от 700 тыс. до 15 млн км², а общая масса мусора превышает 100 млн т [2] и при этом постоянно увеличивается. Плавающий мусор представляет собой в основном мелкие кусочки пластика, концентрирующиеся в верхнем (до 30 м) слое воды (рис. 1) [3].

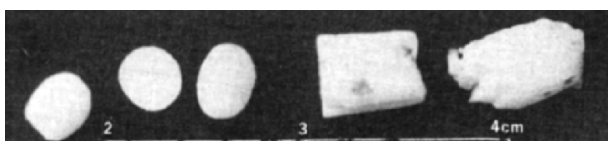


Рис. 1. Типичные частицы пластика в пробе из приповерхностного слоя загрязненной области

Впоследствии подобные скопления были обнаружены и в других океанах, в тех местах, где система течений образует устойчивые циркуляционные зоны. На сегодняшний день известно о пяти наиболее массивных скоплениях мусора: двух в Тихом, двух в Атлантическом и одном в Индийском океане [4, 5]. Для наблюдения за обнаруженными мусорными островами и изучения связанных с загрязнением проблем в 2009 г. создан «Институт пяти водоворотов» (5 Gyres Institute) [6].

Проблема исследования «мусорных островов» осложняется тем, что транспортные маршруты морских

судов проходят мимо этих районов, а наблюдения со спутника не представляются возможными из-за прозрачности пластика, мелких размеров пластиковых частиц и из-за того, что большинство частиц находится под поверхностью воды. В то же время непредсказуемое поведение «мусорного пятна» представляет большую опасность для прибрежных территорий.

Теоретическое описание переноса мусора сильно осложнено вследствие большого числа факторов, оказывающих влияние на данный процесс. В данной ситуации лабораторное моделирование, позволяющее контролировать внешние параметры, может помочь в оценке влияния различных факторов на динамику как самого мусорного острова, так и на динамику элементов, его составляющих.

Цель настоящей работы — экспериментальное изучение динамики плавающих частиц на поверхности составного вихря, моделирующего вихревую систему со стоком в центре и притоком жидкости на периферии.

1. Лабораторная установка

Эксперименты проведены на стенде ВТК Уникальной установки УСУ «Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере (ГФК ИПМехРАН)».

Схема лабораторной установки приведена на рис. 2. Основной установкой является рабочая ячейка — цилиндр 1 высотой 70 см и внутренним диаметром 29.4 см. Для уменьшения оптических искажений при фотографировании течений цилиндр помещался внутрь открытого параллелепипеда размерами 64 × 45 × 70 см. в металлической раме 2. Сквозь геометрический центр контейнера через уплотнительный сальник проходит вал, соединенный напрямую с электромотором 6,

маркер вращается как вокруг центра, так и вокруг собственной оси.

3. Мгновенный центр вращения картины течения смещен относительно центра симметрии контейнера.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки, (госконтракт 16.518.11.7059) на стенде ВТК УСУ «ГФК ИПМех РАН».

Список литературы

1. Day R.H., Shaw D.G., Ignell S.E. // Final Report to US Department of Commerce, National Marine Fisheries Service, Auke Bay Laboratory. Auke Ba. AK. 1988. P. 247.

2. Moore C. // Nat. Hist. Mag. 2003. **112**, N 9.
 3. Carpenter E.J., Smith K.L. // Science. 1972. **175**. P. 1240.
 4. Lavender L.K., Morét-Ferguson S., Maximenko N.A. et al. // Science. 2010. **329**. P. 1185.
 5. Barnes D.K.A. // The Effects of Human Transport on Ecosystems: Cars and Planes, Boats and Trains / Ed. by J. Davenport, J. L. Davenport. Dublin: Royal Irish Academy, 2004. P. 193.
 6. http://5gyres.org/media/Flotsam_in_the_Indian_Ocean.pdf
 7. Будников А.А., Степанова Е.В., Зырянов Ф.Б. // Физические проблемы экологии (Экологическая физика): Сб. науч. тр. / Под ред. В. И. Трухина, Ю. А. Пирогова, К. В. Показеева. М., 2005. № 13. С. 44.

Modeling of «garbage island» formation in the vortex ocean

A. A. Budnikov^{1,a}, P. V. Zharkov^{1,b}, Yu. D. Chashechkin^{2,c}

¹Department of Marine and Inland Water Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²A. Yu. Ishlinsky Institute of Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119526, Russia. E-mail: ^aaa.budnikov@physics.msu.ru, ^bphysicmsu@mail.ru, ^cchakin@ipmnet.ru.

The polypropylene markers set movement in composite vortex in a laboratory setting studied. Trajectories of the markers which parameters, under the fixed external conditions, depend on their initial position are tracked. At movement the marker rotates both round the whirlwind center, and round own axis, corresponding angular speeds are defined. The separatrix, dividing areas of initial positions from which the marker at the further movement is displaced to the center of a whirlwind or to container walls was found.

Keywords: garbage islands, compound vortex, solid-state markers movement trajectories.

PACS: 92.05.Bc.

Received 24 February 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2012).

Сведения об авторах

1. Будников Андрей Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: aa.budnikov@physics.msu.ru.
2. Жарков Павел Витальевич — студент; тел.: (495) 939-16-77, e-mail: physicmsu@mail.ru.
3. Чашечкин Юлий Дмитриевич — докт. физ.-мат. наук, зав. лабораторией, профессор; тел.: (495) 434-01-92; e-mail: chakin@ipmnet.ru.

Особенности переноса примеси в стационарном вихревом течении

Т. О. Чаплина¹, Е. В. Степанова², Ю. Д. Чашечкин²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики моря и вод суши. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Институт проблем механики РАН. Россия, 119526, Москва, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1.
E-mail: ^atanya75.06@mail.ru

Статья поступила 17.12.2011, подписана в печать 10.03.2012.

Изучена картина переноса вещества в составном вихревом течении, контактирующим со свободной поверхностью. Прослежена эволюция компактного пятна маркера (анилиновые чернила или подсолнечное масло) в спиральные рукава на поверхности вихря, который создавался равномерно вращающимся диском в цилиндрическом контейнере. Определены параметры структурных элементов течений. Геометрия спирального течения структурно устойчива в широком диапазоне параметров опытов.

Ключевые слова: составной вихрь, примесь, спиральные рукава.

УДК: 551.46. PACS: 92.05.Vc.

Введение

По мере роста экономики и развития производств в природную среду попадает все большее количество химически активных веществ и соединений, в том числе экологически опасных, которые попадают и в воздушный бассейн, и в гидросферу. Периодически происходят катастрофы на производствах с участием ядовитых веществ, в частности диоксида (катастрофы в Бхопале, Индия, 1984, Севесо, Италия, 1976, сбросы в Амур, Китай, 2005, авария на заводе по переработке ядерного топлива, Селлафилд, Великобритания, 2005). Для контроля уровня загрязненности и обеспечения экологической безопасности или даже для планирования эвакуации людей необходимо оценивать перенос вещества из компактного источника в сложившихся гидрометеорологических условиях. На перенос вещества влияют течения в гидросфере — аналог ветра в атмосфере, вихри и волны (стоксов дрейф). Наиболее полно теоретически и экспериментально изучено влияние течений, как ламинарных, так и турбулентных, на перенос вещества [1]. Теоретически исследован перенос вещества в нелинейных волнах [2].

Развитие технических средств получения инфор-

мации об удаленных и крупномасштабных объектах позволило получить и построить большое количество впечатляющих изображений вихревых течений в атмосфере и океане с выраженными спиральными рукавами, разделенными полосами базового вещества, а также изображений различных космических объектов, несущих схожие черты (рис. 1). Выявленные спиральные структуры регистрируются как в установившихся, так и в нестационарных течениях.

Теоретические исследования вихревых течений основываются на теории идеальной жидкости в покоящейся [5, 6] и вращающейся среде [7] с использованием априорных предположений о динамике явления. Большой цикл работ посвящен изучению распространения в вихревых течениях примеси, которая предполагается пассивной [8, 9]. В ранее выполненных экспериментах показано, что примесь в глобально вращающихся жидкостях сосредотачивается в компактных областях, имеющих характерную форму спиральных структур — «стен краски» [10, 11], представленных в ряде публикаций [12, 13].

При моделировании переноса и растворимых (смешивающихся), и нерастворимых примесей (различных

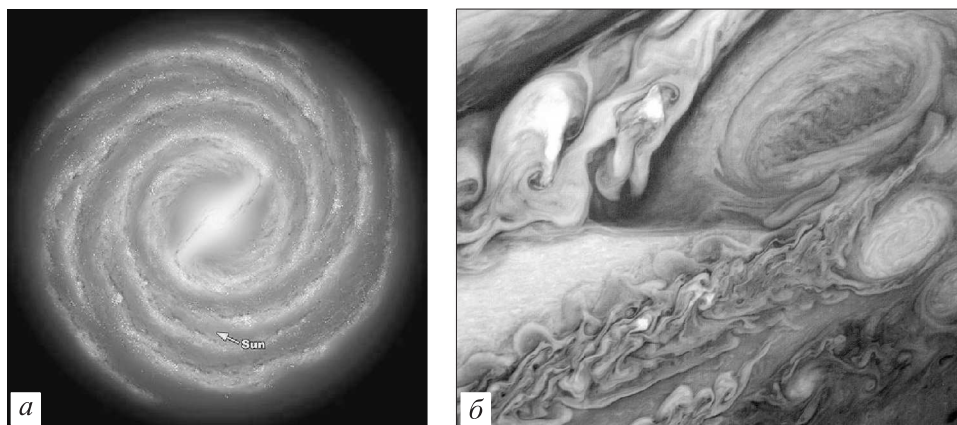


Рис. 1. Изображения спиральных структур: спиральная галактика NGC 1566 [3] (а) и красное пятно на Юпитере [4] (б)

ральных рукавов противоположны. Рост спиральных рукавов происходит во всем диапазоне исследованных параметров течения.

Во всех проведенных экспериментах примесь не может считаться пассивной, смещения отдельных полос примеси, положения капель масла и ориентация спиральных рукавов не отражают картину течения в составном вихре. Все наблюдаемые картины течения устойчиво воспроизводятся в пределах точности опытов.

Наблюдаемые особенности распределения маркера, который сохраняется в спиральных рукавах, разделенных полосами чистой воды в лабораторных вихрях, согласуются с картинами течений в природных условиях. Теория таких процессов в настоящее время не разработана.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (госконтракт № 16.518.11.7059).

Список литературы

1. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск, 2003.
2. Ламб Г. Гидродинамика. М., 1947.
3. http://www.znayki.com/blog/archives/16-Kosmicheskij_teloskop.html
4. http://www.koryagin.newmail.ru/belt_theory.htm
5. Милн-Томсон Л.М. Теоретическая гидродинамика. М., 1964.
6. Кошель К.В., Пранц С.В. Хаотическая адвекция в океане. М., 2008.
7. Резник Г.М. // Физика атмосферы и океана. 2010. **46**, № 6. С. 846.
8. Рыжов Е.А., Кошель К.В. // Физика атмосферы и океана. 2010. **46**, № 2. С. 204.
9. Кухарец В.П., Налбандян О.Г., Шмаков А.В. // Физика атмосферы и океана. 2009. **45**, № 4. С. 443.
10. Taylor G.I. // Roy. Soc. Proc. A. 1921. **100**, N Pl.2. P. 114.
11. Long R.R. // J. Atm. Sci. 1954. **11**, N 3. P. 247.
12. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. М., 1986.
13. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М., 1973.
14. Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2011. № 2. С. 52.
15. Монин А.С., Озмидов Р.В. // Турбулентность в океане. Океанология, физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана, М., 1978.

Contaminant transport features in stationary vortex flow

T. O. Chaplina^{1,a}, E. V. Stepanova^{2,b}, Yu. D. Chashechkin^{2,c}

¹Department of Marine and Inland Water Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²A. Yu. Ishlinskii Institute of Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow 119526, Russia.
E-mail: ^a tanya75.06@mail.ru, ^b step@ipmnet.ru, ^c chakin@ipmnet.ru.

The experimental modeling of the admixture transport in vortex currents with the free surface is taken. The evolution of the compact admixture spot (aniline ink or sunflower oil) into spiral arms on the free surface of the vortex driven by the rotating disk at the bottom of cylindrical container is observed. The parameters of the basic structure elements of the current are estimated. The general spiral flow geometry is stable under all the experimentally checked conditions.

Keywords: compound vortex, admixture, spiral arms.

PACS: 92.05.Bc.

Received 17 December 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2012).

Сведения об авторах

1. Чаплина Татьяна Олеговна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 434-14-87, e-mail: tanya75.06@mail.ru.
2. Степанова Евгения Вячеславовна — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 434-14-87, e-mail: step@ipmnet.ru.
3. Чашечкин Юлий Дмитриевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией ИПМ РАН; тел.: (495) 434-01-92, e-mail: chakin@ipmnet.ru.

**Естественные
и
технические
науки[®]**

№ 3(59) 2012 г.

ISSN 1684-2626

Чашечкин Ю.Д., доктор физико-математических наук, зав. лабораторией Института проблем механики Российской академии наук

ОСНОВАНИЯ МЕХАНИКИ НЕОДНОРОДНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Проведен сравнительный анализ кинематики движений векторного пространства и течений сплошной среды. Обоснован выбор фундаментальной системы уравнений из совокупности практически используемых моделей, полные решения которой описывают все компоненты течений – и крупномасштабные, и тонкоструктурные. Обсуждаются требования к методике адекватного эксперимента в гидроаэродинамике, разрешающего все компоненты течений с контролем точности в ходе опытов.

Ключевые слова: векторное пространство, неоднородная жидкость, кинематика.

FOUNDATIONS OF MECHANICS OF INHOMOGENEOUS FLUID

A comparative analysis of the kinematics of the continuum vector space motions and flows of continuum media is presented. The foundations for selection of the fundamental equations set from practical used models are discussed. Complete solutions of the set describe all flow components – both the large-scale components and a fine flow structure. The requirements for an adequate methodic of experiment in hydrodynamics, visualizing all flow components with control of accuracy during the experiments are discussed.

Key words: vector space, inhomogeneous liquid, kinematics.

Введение

Промышленная революция XVIII – XIX веков совпала со сменой этапа эмпирического развития гидродинамики, отмеченного такими достижениями как протяженные водоводы (акведуки), оросительные системы, судоходные каналы, парусные суда, этапом создания научно обоснованных подходов, основанных на совместном математическом и лабораторном моделировании технических устройств и технологий. Развитие теоретической гидродинамики на основе «первых принципов – законов природы», представленных в форме дифференциальных уравнений, способствовало углублению понимания природы течений и созданию методик высокоточных воспроизводимых экспериментов.

Однако, в силу математической сложности, системы определяющих уравнений, как правило, непосредственно не решались, а сводились к упрощенным: *редуцированным* (например, путем линеаризации уравнений, пренебрежением неоднородностью состава сред или действием диссипативных факторов) и *конститутивным моделям*, среди которых наибольшее распространение получили различные версии теории турбулентности. При переходе от одной системы уравнений к другой, как правило, не проверялись условия сохранения смысла физических величин, который определяется базовыми формулами теории, и степень соответствия преобразованных систем исходным. В качестве одного из примеров можно отметить эволюцию содержания такого параметра, как скорость диссипации механической энергии – производной величины, определяемой сдвигом скорости в классическом подходе, и новой независимой переменной в теориях турбулентности.

Результаты проведенного в последнее время теоретико-группового анализа, показавшие существенные различия симметрий различных систем уравнений в современной гидродинамике [1-4], указывают на необходимость анализа принципов выбора анализируемых систем уравнений и разработки методов построения полных решений сложных систем с учетом условия совместности входящих в них уравнений.

Широкое распространение оптических методов наблюдений позволило выявить «тонкую структуру среды» – семейства высокоградиентных прослоек и протяженных нитей – в широком диапазоне линейных размеров природных систем: от галактических масштабов в едини-

Скорость жидкости, непосредственно не наблюдаемый параметр течений, может быть рассчитана по измерениям мгновенных значений плотности вещества и импульса.

Разработка методов и инструментов измерения **плотности импульса** течения становится одной из наиболее актуальных задач прикладной аэрогидродинамики.

Эксперименты проведены на УСУ «ГФК ИПМех РАН» при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Госконтракт № 16.518.11.7059).

ЛИТЕРАТУРА

1. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. Инвариантные свойства уравнений движения стратифицированных жидкостей // Доклады АН. 2002, Т. 387. № 6. С. 760-763.
2. Chashechkin Yu.D., Baydulov V.G., Kistovich A.V. Basic properties of free stratified flows // J. of Engng. Math. 2006. V. 55. № 1-4. P. 313-338.
3. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. Инвариантные свойства систем уравнений механики неоднородных жидкостей // Прикладная математика и механика. 2011. Т. 75. Вып. 4. С. 551-562.
4. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. Сравнительный анализ симметрий моделей механики неоднородных жидкостей // Доклады АН. 2012. Т. 444. № 1. С. 1-4.
5. Light Echoes from V838 Mon: Astronomy Picture of the Day 2011 Dec. 4 // <http://apod.nasa.gov/apod/ap111204.html>.
6. Чашечкин Ю.Д., Бардаков Р.Н., Шабалин В.В. Регулярная тонкая структура течений в высыхающей капле суспензии наночастиц кварца // Доклады АН. 2011. Т. 436. № 3. С. 338-338.
7. Бронштейн Н.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. Изд. 13-е. М.: Наука. 1986. 544 с.
8. Журавлев В.Ф. Основы теоретической механики. М.: Физматлит. 304 с.
9. Серрин Дж. Математические основы классической механики жидкостей. Ижевск: НИЦ РХД. 2001. 256 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
11. Chashechkin Yu.D., Mitkin V.V. Transportation of a dye in upstream and downstream wakes of the cylinder in continuously stratified liquid // J. of Vis. 2007. V. 10. No. 1. P. 7-11.
12. Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Перенос маркера в составном вихре // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2010. № 6. P. 12-29.
13. Менделеев Д.И. Об упругости газов. 1876.
14. Менделеев Д.И. Исследование водных растворов по удельному весу. СПб: Тип. Демакова. 1887. 520 с.
15. Ломов С.А. Введение в общую теорию сингулярных возмущений. М.: Наука. 1981. 400 с.
16. Найфэ А. Введение в методы возмущений. М. Мир. 1984. 533 с.
17. Чашечкин Ю.Д. Иерархия моделей классической механики неоднородных жидкостей // Морской гидрофизический журнал. 2010. № 5. С. 3-10.
18. Чашечкин Ю.Д., Загуменный Я.В. Структура течения, индуцированного диффузией на наклонной пластине // Доклады АН. 2012. Т. 444. № 2. С. 11-14.
19. Бардаков Р.Н., Васильев А.Ю., Чашечкин Ю.Д. Расчет и измерения конических пучков трехмерных периодических внутренних волн, возбуждаемых вертикально осциллирующим поршнем // Механика жидкости и газа. 2007. № 4. С. 117-133.
20. Chashechkin Yu.D. Visualization of singular components of periodic motions in a continuous-stratified fluid (Review report) // Journal of Visualization 2007. V. 10. No. 1. P. 17-20.

УДК 551.46

СТРУКТУРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА ВЕЩЕСТВА В СОСТАВНОМ ВИХРЕ

© 2012 г. Е. В. Степанова, М. В. Трофимова, Т. О. Чаплина, Ю. Д. Чашечкин

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

E-mail: chakin@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 07.06.2011 г., после доработки 27.09.2011 г.

Выполнено моделирование картины переноса примесей в вихревых течениях, контактирующих со свободной поверхностью. Прослежена эволюция компактного пятна маркера в спиральные рукава на поверхности составного вихря, который создавался равномерно вращающимся диском в цилиндрическом контейнере. В качестве маркеров использовались анилиновые чернила и подсолнечное масло. Определены параметры структурных элементов течений. Геометрия спирального течения структурно устойчива в широком диапазоне параметров опытов.

Ключевые слова: Лабораторный эксперимент, вихри, перенос вещества, спиральные структуры, масляное тело.

ВВЕДЕНИЕ

В динамике природных систем — атмосферы и океана — большое внимание уделяется изучению периодических течений — вихрей и волн, как структурированным элементам, так и механизмам переноса вещества [1]. Последняя тема приобретает все большее значение в связи с обострением экологических проблем естественного и антропогенного происхождения. Развитие методов дистанционного зондирования способствовало получению большого числа впечатляющих изображений вихревых течений в атмосфере и океане с выраженными спиральными рукавами, разделенными полосами базового вещества [2–4]. Выраженные спиральные рукава регистрируются как в установившихся течениях, так и в нестационарных, созданных волнами цунами после сильного землетрясения [5]. Однако, в силу крупномасштабности и нестационарности изучаемого процесса, отсутствия надежных методов предсказания локализации вихрей, изучение их динамики и влияния на перенос вещества в природных условиях затруднено. Теоретические исследования вихревых течений основываются на теории идеальной жидкости в покоящейся [6, 7] и вращающейся среде [8] с использованием априорных предположений о динамике явления. Большой цикл работ посвящен изучению распространения в вихревых течениях примеси, которая предполагается пассивной [9, 10]. В то же время в некоторых экспериментах показано, что примесь может сосредотачиваться в компактных областях, имеющих характерную форму “стен краски” [11, 12]

и спиральных структур, широко представленных в известных альбомах и монографиях [13, 14].

В последние годы распространение получили лабораторные исследования вихревых течений, контактирующих со свободной поверхностью, продолжающие эксперименты Дж. Тейлора и Р. Лонга [11, 12]. Методика проводимых экспериментов [15] базируется на методах визуализации кольцевой и спиральной структур вихревых течений растворимыми красителями, дымом [13], мелкодисперсными частицами в методе электролитической преципитации [16]. Визуализирующий маркер вводится и на свободную поверхность, и в толщу жидкости. Фиксация локализации, времени формирования и формы источника повышает точность интерпретации результатов. В последнее время изучается перенос примеси из пятна, помещенного на свободную поверхность составного вихря [17].

При моделировании переноса и растворимых (смешивающихся), и нерастворимых примесей (различных видов масел [18]) компактное пятно на поверхности вихря трансформируется в спиральные рукава, разделенные полосами чистой воды. Такая пространственная структура качественно соответствует наблюдаемой в природных условиях [2–4]. В отличие от природных условий, в лаборатории обеспечивается высокая степень воспроизводимости начальных условий в установившемся вихревом течении.

Цель данной работы — проверка структурной устойчивости картины переноса маркера в стационарном составном вихре из компактного пятна, внесенного на свободную поверхность жидкости.

чернила) с основной жидкостью, так и несмешивающейся (подсолнечное масло) примеси, внесенное на поверхность вращающейся жидкости, трансформируется в спиральные рукава.

Размеры и темп эволюции спиральных структур зависят от всех параметров эксперимента (радиуса и скорости вращения диска, глубины жидкости, количества примеси).

Во всех проведенных экспериментах примесь не может считаться пассивной, смещения отдельных окрашенных полос, положения капель масла и ориентация спиральных рукавов не отражают картину течения в составном вихре.

Все наблюдаемые картины течения устойчиво воспроизводятся в пределах точности опытов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ (Госконтракт № 16.518.11.7059), Российской академии наук (Программа Президиума РАН П-20, "Фундаментальные проблемы океанологии: физика, геология, биология, экология", Грант Президента РФ МК-4650.2011.1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Наливкин Д.В.* Ураганы, бури и смерчи. Л.: Наука, 1969. 487 с.
2. <http://earthobservatory.nasa.gov/NaturalHazards/>
3. <http://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/iodt2.html>
4. Актуальные проблемы механики: физико-химическая механика жидкостей и газов: сб. трудов / Под ред. С.Т. Суржилова. М.: Наука, 2010. С. 277–348.
5. <http://www.liveinternet.ru/users/4181418/post155955062/>
6. *Милн-Томсон Л.М.* Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1964. 655 с.
7. *Кошель К.В., Пранц С.В.* Хаотическая адвекция в океане. М.—Ижевск: РХД, 2008. 364 с.
8. *Резник Г.М.* Динамика локализованных вихрей на бета-плоскости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 6. С. 846–860.
9. *Рыжов Е.А., Кошель К.В.* Хаотический перенос и перемешивание пассивной примеси вихревыми потоками за препятствиями // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 2. С. 204–211.
10. *Кухарец В.П., Налбандян О.Г., Шмаков А.В.* Перенос пассивной примеси в турбулентной среде с конвективным перемешиванием // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 4. С. 443–447.
11. *Taylor G.I.* Experiments with rotating fluids // Roy. Soc. Proc. A. 1921. V. 100. Pt. 2. P. 114–121.
12. *Long R.R.* Note on Taylor's "ink walls" in a rotating fluid // J. Atmos. Sci. 1954. V. 11. № 3. P. 247–249.
13. *Ван-Дайк М.* Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. 182 с.
14. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с. (Batchelor G. K. An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge: CUP, 1967. 615 p.)
15. *Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л.* Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск. Ин-т теплофизики им. С.С. Кутателадзе, 2003. 508 с.
16. *Нонji Н.* Vortex motions in a stratified wake flows // Fluid Dyn. Res. 1988. V. 3. № 1–4. P. 425–430.
17. *Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д.* Анизотропный перенос примеси в составном вихре // ДАН. 2008. Т. 423. № 4. С. 474–478.
18. *Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д.* Деформация компактного масляного пятна в каверне составного вихря // ДАН. 2010. Т. 432. № 2. С. 185–189.
19. *Чашечкин Ю.Д., Байдулов В.Г., Кистович А.В. и др.* Механика свободных стратифицированных течений // Препринт ИПМех РАН № 876, 2008. Москва. 2008. 128 с. С. 84–95.
20. *Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д.* Перенос масла в составном вихре // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 2. С. 52–64.

Structural Stability of Substance Transport in a Composite Vortex

E. V. Stepanova, M. V. Trofimova, T. O. Chaplina, and Yu. D. Chashechkin

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, pr. Vernadskogo 101/1, Moscow, 119526 Russia
e-mail: chakin@ipmnet.ru

Received June 7, 2011; in final form, September 27, 2011

Abstract—We simulate the pattern of impurity transport in vortex flows contacting the free surface. We trace the evolution of a compact spot of a marker into spiral arms on the surface of a composite vortex created by a uniformly rotating disk in a cylindrical container. The markers are aniline ink and sunflower oil. We calculate the parameters of structural elements of flows. The geometry of the spiral flow is structurally stable in a wide range of experimental parameters.

Keywords: Laboratory experiment, vortices, substance transport, spiral structures, oil body.

УДК 532.584:532.59:551.465.78

ОБРАЗЫ ТОПОГРАФИИ В СТРУКТУРЕ СУСПЕНЗИИ В СТОЯЧИХ ВОЛНАХ

© 2012 г. Ю. Д. Чашечкин, В. А. Калиниченко

Представлено академиком А.Г. Куликовским 31.05.2012 г.

Поступило 31.01.2012 г.

Исследование динамики и структуры суспензий — традиционная задача механики жидкостей [1], интерес к которой сохраняется и в настоящее время вследствие фундаментальности темы [2] и обширности списка приложений, в котором важное место занимают проблемы технологий и окружающей среды. В теории разрабатываются модели переноса вещества нестационарными течениями [3], определяются условия дифференциации и накопления дисперсных фаз в определенных частях потока [4]. На практике в гидросфере с волновыми течениями суспензий связан перенос и накопление отложений, изменяющих рельеф дна [5], который проявляется на спутниковых фотографиях поверхности глубокого океана. Дистанционные методы контроля топографии дна в последние годы получили широкое распространение в практической батиметрии, несмотря на отсутствие математических моделей процессов формирования таких изображений [6].

Цикл лабораторных исследований переноса вещества волнами и образования донных форм открыла пионерская работа [7]. В последние годы в основном изучаются связи статистических характеристик течения с процессами формирования и разрушения волновых рифелей, а также перехода донных осадков во взвешенное состояние [8].

В современных динамических моделях волн в неоднородных средах энергонесущие крупномасштабные компоненты дополнены богатым семейством тонкоструктурных компонент, влияющих на диссипацию, локализацию областей с высокой завихренностью и перенос вещества [9]. В ряде опытов был отмечен эффект концентрации растворимых примесей на тонких прослойках в поле внутренних волн [10]. Однако изменения пространственной структуры суспензий в толще жидкости, вовлеченной в волновое течение, ранее не изучались. В данной работе впервые прослежен процесс структуризации первоначально однородной суспензии в поле стоячих волн,

постепенно захватывающий всю глубину прямоугольного лабораторного сосуда.

Опыты выполнены в прозрачном сосуде ($50 \times 4 \times 40$ см), колеблющемся в вертикальном направлении в режиме основного резонанса Фарадея [11]. Рабочая среда — водная суспензия, дисперсную фазу которой составляли частицы алюминиевой пигментной пудры пластинчатой формы с эквивалентным диаметром 10 мкм и гидравлической крупностью порядка 10^{-2} см/с. Концентрация C дисперсной фазы составляла 300–400 частиц на 1 см^3 и практически не влияла на плотность и эффективную вязкость суспензии. Для создания слоя несвязных осадков на дне сосуда применялся алюмосиликатный пропант (частицы диаметром 0.063 ± 0.007 см при округлости 0.8–0.9).

В данных опытах размах колебаний частиц жидкости вблизи дна на частоте первой волновой моды $\omega = 5.19\text{--}5.45 \text{ с}^{-1}$ составлял $A = 4.5\text{--}10.8$ см, величина донной скорости $U_b = 13.1\text{--}30.0$ см/с. При $\omega = 5.36 \text{ с}^{-1}$ волновое течение жидкости в сосуде с горизонтальным слоем толщиной 0.15 см монодисперсного пропанта приводило к формированию трех стационарных донных форм с неизменными параметрами (длина и высота каждой $l_r = 5$ см, $h_r = 0.9$ см) в центральной части сосуда. Такие формы традиционно относят к стационарным донным образованиям из несвязанных частиц песка, для описания которых в литературе используется термин “вихревые рифели” [5].

Волновые движения суспензии регистрировали цифровой видеокамерой DIMAGE Z2 (частота кадров 24–30 к/с, F/2.8–3.6) в подвижной жестко связанной с сосудом системе координат. Последующая обработка видеок кадров осуществлялась в оболочке GetData Graph Digitizer 2.22 и ImageJ 1.43u. Разрешение видеоизображения составляло 0.15 мм/пиксель. На обрабатываемых видеок кадрах области с повышенной концентрацией дисперсной фазы выглядели более светлыми, с меньшим содержанием частиц — темными. Для определения пространственно-временных масштабов изменения концентрации использовалось дис-

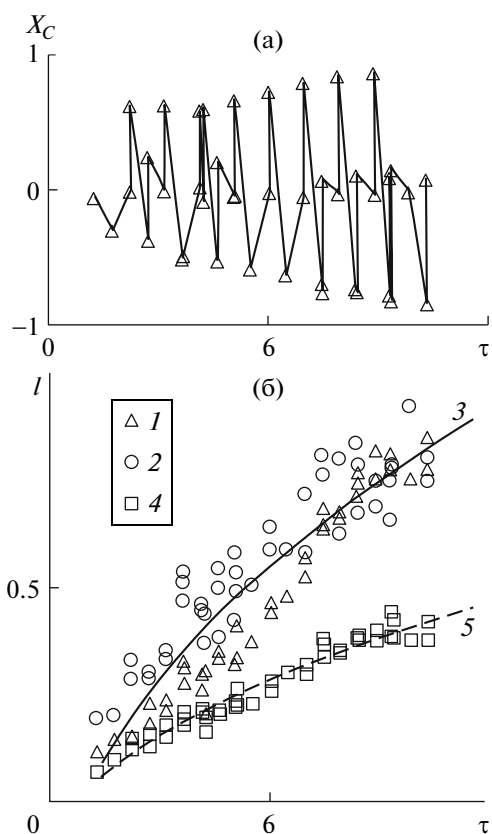


Рис. 4. Эволюция дисперсного облака II над центральным рифелем (рис. 1): а – горизонтальная координата центра масс облака; б – вертикальный (l) и горизонтальный (2) размеры, 4 – горизонтальная координата центра масс облака, 3, 5 – интерполяционные кривые.

вале роста структурированных облаков над песчаными рифелями, приведены на рис. 4.

Изменение горизонтального положения $X_C(t)$ центра масс облака II (рис. 1, 2), приведенное на рис. 4а, представляет собой чередование колебаний с большим и малым размахом. Размах больших смещений монотонно растет во времени, а малых убывает. Характер кривой отражает слож-

ность течения около топографии, в котором присутствуют волновые и быстропеременные пространственно неоднородные вихревые компоненты.

Относительные линейные размеры (нормировка на h) облака по горизонтали (1) и вертикали (2), приведенные на рис. 4б, описываются показательной функцией $a\tau^n$. Интерполяция представленных экспериментальных данных (кривая 3) дает значения $a = 0.36$, $n = \frac{1}{2}$.

Вертикальная координата центра масс, представленная на рис. 4б монотонно растет со временем, экспериментальные точки (4) с малым разбросом группируются около кривой 5 $Y_C(t) = a_Y\tau^n$, $a_Y = 0.18$, $n = \frac{1}{2}$.

Вид зависимости позволяет классифицировать процесс роста облака как диффузионный и оценить эффективный коэффициент индуцированной диффузии $D_f \sim 5$ см²/с. Значение коэффициента D_f определяет эффективный диффузионный масштаб

$$\delta_\omega^{(D)} = \sqrt{\frac{2D_f}{\omega}} = 1.4 \text{ см, заметно превосходящий его}$$

молекулярный аналог – масштаб Стокса $\delta_\omega^{(v)} = 0.06$ см. Неоднородности с масштабом $\delta_\omega^{(D)}$ представлены в перечне значений l табл. 1 для промежуточных спектральных пиков.

Во всех проведенных опытах структуризация сохранялась в течение всего интервала волнового движения суспензии и исчезала в течение нескольких минут после прекращения параметрического возбуждения волн.

Эксперименты выполнены на стенде ПР-2М УСУ “ГФК ИПМех РАН” (госконтракт Минобрнауки России 16.518.11.7059) при частичной финансовой поддержке ОЭММПУ РАН (Программа ОЭ-13 “Вихри и волны в сложных средах”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крайко А.Н., Нигматулин Р.И., Старков В.К., Стернин Л.Е. В сб.: Итоги науки и техники. Гидромеханика. М: ВИНТИ, 1972. Т. 6. С. 93–174.
2. Particle-Laden Flow: from Geophysical to Kolmogorov Scales (ERCOFTAC Series) / B.J. Geurts, H. Clercx, W. Uijttewaal. Eds. Amsterdam: Springer, 2007. 436 p.
3. Guha A. // Annu. Rev. Fluid Mech. 2008. V. 40. P. 311–341.
4. Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д. // ДАН. 2010. Т. 433. № 3. С. 346–349.
5. Davies A.G., Thorne P.D. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. C05017.

Таблица 1

y , см	C_{\min}/C_{\max}	l
–2.2	0.8/1.5	4.1, 4.6, 6.5, 8.2
–3.2	0.6/1.5	2.7, 4.0, 6.5, 8.2, 11
–5.0	0.6/1.5	1, 2.7, 4, 5.5, 6.5, 8.1
–6.2	0.6/1.4	1.4, 2.2, 3.3, 5.4, 8.1
–6.7	0.5/1.5	0.6, 1.4, 3.6, 5.6, 6.5, 8.1

Примечание. $l_{\min} = 0.1$ см, $l_{\max} = 11$ см.

УДК: 538.91.913.54:27

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРИЗАЦИИ В ВЫСЫХАЮЩИХ КАПЛЯХ РАСТВОРОВ СОЛЕЙ И ТОНКИХ СУСПЕНЗИЙ

Чашечкин Ю.Д., Бардаков Р.Н.

*Институт проблем механики им. акад. А.Ю. Иилинского РАН, г. Москва,
e-mail: chakin@ipmnet.ru*

Введение

Изучение структуры и динамики течений в капле, находящейся на твердой подложке, — одна из традиционных задач механики жидкостей. Систематические исследования, берущие свое начало еще в XIX веке [1, 2], выявили существенное влияние поверхностной конвекции, изменения фазового состояния, характера взаимодействия с окружающей средой и подложкой на перенос вещества внутри жидкой капли и формирование текстуры ее сухого остатка [3]. Высыхающие капли морской воды образуют "солевой туман" — взвешенные медленно оседающие частицы соли в атмосфере, образующие центры коррозии на металлических предметах.

Изучение гидродинамики капли представляет и общенаучный, и практический интерес. Процессы структуризации вещества в каплях составляют основу ряда быстроразвивающихся нано- и микротехнологий [4], используются для формирования текстуры рельефных поверхностей [5], в производстве химически и биологически активных веществ [6]. Одна из задач современных исследований — поиск методов управления структурой течения и текстурой сухого остатка капли. Анализ текстуры фаций, образующихся при высыхании (дегидратации) капель биологических жидкостей на твердых подложках, положен в основу новых интегральных методов медицинской диагностики [7].

Процесс высыхания капель многокомпонентных растворов включает несколько последовательных этапов: начальный гидродинамический (на нем жидкость представляет собой слабый раствор входящих в ее состав веществ [8]), последующие – гелеобразования и кристаллизации [9]. Текстура сухого остатка начинает формироваться уже на начальном гидродинамическом этапе, на котором происходит пространственное перераспределение первоначально однородно распределенных компонент истинных или коллоидных растворов.

В процессе высыхания в капле формируются градиенты температуры, концентрации растворенных веществ (взвешенных частиц) и коэффициента поверхностного натяжения. Возникающие градиенты порождают как медленный диффузионный перенос вещества и энергии [10], так и более активные гидродинамические течения. Упрощенная математическая модель формирования тонких пленок при высыхании полимерных и коллоидных растворов предложена в [5], механизмы формирования структур остатков капель сложных биожидкостей рассмотрены в [11].

Традиционно полагается, что среди гидродинамических процессов в высыхающей капле доминирует поверхностная конвекция [2, 12, 13]. На формирование таких представлений, возможно, повлияло отсутствие технических средств визуализации и измерений течений внутри капель. Однако, неравномерность процесса высыхания, сложная текстура сухих остатков (особенно капель, содержащих летучие жидкости) указывают

ных частиц и коэффициента поверхностного натяжения, так и размеров капли. В сложных растворах с изменением относительной концентрации растворенных веществ (наблюдаемой дифференциации компонент глобальное течение может разбиваться на отдельные ячейки, как это наблюдается в случае интенсивного высыхания быстроиспаряющихся жидкостей.

Полученная по всей совокупности проведенных опытов схема течения в капле существенно отличается от предложенной в работах [11,17,19], в которой жидкость опускается в центре капли. В них фактически случае пренебрегается влиянием гидродинамических эффектов в высыхающей капле неоднородной жидкости и недооценивается влияние гравитационной конвекции на массоперенос.

Выводы

Проведенные опыты показали, что на гидродинамической стадии процессы высыхания в каплях многокомпонентных жидкостей (чистых и истинных растворов, их смесей с суспензиями из наночастиц) образуются выраженные течения, как локальные, занимающие часть капли, так и глобальные, охватывающие весь объем.

Картина глобального течения, специфическая для гравитационной конвекции в геометрии капли, представлена тороидальным вихрем с вертикальной осью в центральной части капли. Тонкая структура эволюционирующих компонент течений определяется составом и геометрией капли. В активной фазе испарения летучих веществ на основном течение накладываются интенсивные мелкомасштабные возмущения, обусловленные поверхностной конвекцией.

Высыхающие суспензии микро и наночастиц оксида кремния формируют характерные текстуры, образованные системой впадин и трещин. В структуре тонкого слоя переменной толщины между кромкой капли и кольцевым валиком выражена система радиальных и аркадных трещин. В центрах большинства трещин остаются гребни наночастиц. Текстура твердого остатка капли суспензии сохраняет информацию об энергетических и масштабных характеристиках течений в капле.

В фазе испарения остатков жидкости при высыхании капли раствора этанола с наночастицами кремния формируется регулярная радиальная структура.

В остатках истинных растворов минеральных солей, высыхающих с образованием объемных кристаллов, формируются упорядоченные системы, отражающие геометрию глобального течения, и области хаотически расположенных мелких кристаллов, иллюстрирующих положение фиксированных и подвижных контактных линий.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российской академии наук (Программа Президиума РАН "Мировой океан", РФФИ (грант 12-05 -00128-а). Эксперименты выполнены на стенде МТ УСУ "ГФК ИПМех РАН" при поддержке Минобрнауки России (ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы», Госконтракт № 16.518.11.7059).

Литература

1. *Young T.* An essay on the cohesion of fluids // *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* 1805. Vol. 95 P. 65–87.
2. *Thomson J.* On certain curious motions observable at the surfaces of wine and other alcoholic liquids // *Phil. Mag. Ser. 4.* 1855. Vol. 10. P. 330–333.
3. *Interface dynamics, Stability and Fragmentation.* EUROMECH Conference 493. 29–31 August, 2007, Grenoble, France // <http://interfacedyn-2007.hmg.inpg.fr/>

УДК 538.91.913.54:27

ГИДРОДИНАМИКА ВЫСЫХАЮЩЕЙ КАПЛИ ВОДНОГО И ВОДНО-СОЛЕВОГО РАСТВОРОВ БЕЛКА

Р.Н. Бардаков

*Институт проблем механики им. акад. А.Ю. Ишлинского РАН, г. Москва,
e-mail: chakin@ipmnet.ru*

Изучение структуры и динамики течений в высыхающей капле, начатых в конце XIX века [1, 2], выявило влияние поверхностной конвекции, изменения фазового состояния, взаимодействия с окружающей средой или подложкой на перенос вещества и формировании текстуры остатка [3].

Процесс высыхания капель многокомпонентных растворов включает несколько последовательных этапов: начальный гидродинамический (на нем жидкость представляет собой слабый раствор входящих в ее состав веществ), и последующие гелеобразования и кристаллизации [4, 5]. Текстура сухого остатка начинает формироваться уже на начальном гидродинамическом этапе, на котором происходит пространственное перераспределение первоначально однородно распределенных компонент истинных или коллоидных растворов.

В процессе высыхания в капле формируются градиенты температуры, концентрации растворенных веществ (взвешенных частиц) и коэффициента поверхностного натяжения. Возникающие градиенты порождают как медленный диффузионный перенос вещества и энергии [6], так и более активные гидродинамические течения. Упрощенная математическая модель формирования тонких пленок при высыхании полимерных и коллоидных растворов предложена в [5], механизмы формирования структур остатков капель сложных биожидкостей рассмотрены в [7]. Неравномерность процесса высыхания, сложная текстура сухих остатков (особенно капель, содержащих летучие жидкости) указывают на заметную роль не только диффузионных, но и гидродинамических процессов. Ранее влияние течений на динамику формирования структура течений в капле, высыхающей на подложке, систематически не изучалось, хотя в отдельных работах отмечалось возможность их существования и влияния на перенос вещества [8]. В данной работе прослежена эволюция течений, возникающих внутри капель многокомпонентных жидкостей, высыхающих на плоской подложке, определено их влияние на перенос вещества и формирование текстуры остатка.

В опытах изучалось высыхание на стеклянной подложке капель водных и водно-солевых растворов яичного белка. Предварительно приготовленные растворы помещались на предметные стекла с помощью микродозатора. Капли объемом 5–20 мкл высушивались при нормальных комнатных условиях или в термощкафу. Условия эксперимента регистрировались с помощью измерителя влажности и температуры ИВТМ-7 с погрешностью не более 3%.

Картина течений в капле наблюдалась с помощью оптического микроскопа (Leica MZ16a или Биомед 2) с увеличением 7.1–115 и 40–600 крат соответственно и регистрировалась цифровыми фото и видеокамерами. Ввод изображений в компьютер осуществлялся через стандартный интерфейс USB с помощью видеонасадок. В микроскопе Биомед 2 используется ручная настройка. Автоматизированный микроскоп Leica MZ16a позволяет по заданной программе оперативно устанавливать размер изображе-

(грант 12-05 -00128-а). Эксперименты выполнены на стенде ММТ УСУ "ГФК ИПМех РАН" при поддержке Минобрнауки России (ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2012 годы», Госконтракт № 16.518.11.7059).

Литература

1. *Young T.* An essay on the cohesion of fluids // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. Vol. 95. 1805. P. 65–87.
2. *Thomson J.* On certain curious motions observable on the surfaces of wine and other alcoholic liquours // *Philosophical Magazine*. Vol. 10. 1855. Series 4. P. 330–333.
3. EUROMECH 493 Interface dynamics, Stability and Fragmentation. 29–31 August, 2007 Grenoble, France // <http://interfacedyn-2007.hmg.inpg.fr/>
4. *Тарасевич Ю.Ю.* Механизмы и модели дегидратационной самоорганизации биологических жидкостей // *Успехи физических наук*. Т. 174. 2004. № 7. С. 779–790.
5. *Langbein D., Heide W.* The Separation of Liquids Due to Marangoni Convection // *Advances in Space Research*. Vol. 4. 1984. N. 5. P. 27–36.
6. *Тарасевич Ю.Ю., Аюпова А.К.* Влияние диффузии на разделение компонентов биологической жидкости при клиновидной дегидратации // *Журнал технической физики*. Т. 73. 2003. Вып. 5. С. 13–18.
7. *Шабалин В.Н., Шатохина С.Н.* Морфология биологических жидкостей человека. М.: Хризопраз, 2001. 304 с.
8. *Зуев А.Л., Костарев К.Г.* Особенности концентрационно-капиллярной конвекции // *Успехи физических наук*. Т. 178. 2008. № 10. С. 1065–1085.
9. *Бардаков Р.Н., Чашечкин Ю.Д., Шабалин В.В.* Гидродинамика высыхающей капли многокомпонентной жидкости // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. 2010. № 5. С. 141–155.