

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И ТЕЧЕНИЯ

### **Влияние температуры атмосферы на формирование осеннего термобара**

*Н.С. Блохина, В.А. Борзых* ..... 2

### **Жидкостная модель топологического изолятора Руднера**

*А.С. Зувев, Д.А. Пыхтин, Р.Г. Бикбаев, И.В. Тимофеев*..... 4

### **Образование «парашютов» на границе раздела воды и воздуха как следствие трёхволнового взаимодействия поверхностных волн**

*Д.С. Козлов, Ю.И. Троицкая*..... 8

### **Устойчивость плоскопараллельного течения на границе равномерного и тормозящегося потоков со свободной поверхностью**

*О.Н. Мельникова, Х. Ян*..... 12

### **О влиянии упругой плёнки на затухание волн на горизонтальной поверхности раздела вязкой и движущейся над ней идеальной жидкостей**

*Д.Ф. Белоножко, А.А. Очиров* ..... 15

### **Реверсия конвекции при обрушении неустойчивости Релея-Тейлора в воде в окрестности температуры 4 °С**

*С.М. Першин* ..... 18

### **Влияние примесей малой концентрации на генерацию ветровых волн**

*О.Н. Мельникова, Ю.Ю. Плаксина, А.В. Уваров, Д.А. Агапова, П.Ф. Каррион  
Гонсалес, А.И. Зарубина, Д.И. Ильиных* ..... 19

### **Моделирование колебательно-диффузионного движения молекул жидкой воды**

*С.В. Чучупал, В.С. Ноздрин, А.А. Волков*..... 23

## Влияние температуры атмосферы на формирование осеннего термобара

Н.С. Блохина, В.А. Борзых  
Физический факультет МГУ  
[blokhinans@gmail.com](mailto:blokhinans@gmail.com)

Особенности формирования течений и термического состояния в пресных и слабосоленых водоемах весной и осенью связаны с формированием в них термобара (ТБ). Термобар представляет собой фронтальный раздел, где сходятся на поверхности водоема и опускаются ко дну водные массы с температурой, близкой к температуре максимальной плотности (в пресных водоемах  $T_{\max}=4^{\circ}\text{C}$ ). Справа и слева от него формируются конвективные вихревые структуры. Осенний термобар формируется у берега водоема при охлаждении воды до температур  $4^{\circ}\text{C}$  в отличие от весеннего ТБ, который формируется при прогреве поверхностных вод до той же температуры. Он распространяется к центру водоема и исчезает, когда поверхностные воды прогреваются (остывают) весной (осенью) до температуры больше (меньше)  $4^{\circ}\text{C}$ . ТБ может существовать в больших водоемах несколько месяцев, препятствуя обмену энергией и веществом между прибрежными и глубинными водами, что сказывается на формировании течений, прогреве водоема и распространении загрязнений в нем.

В подавляющем большинстве работ, исследуется весенний термобар, так как в это время года легче проводить натурные наблюдения, а в лабораторных создать условия для его развития. Поэтому физические процессы в водных объектах, связанные с охлаждением воды до  $4^{\circ}\text{C}$  и ниже, все еще плохо изучены.

В связи с огромным влиянием осеннего ТБ на термогидродинамическое состояние пресных и слабосоленых озер, исследования в этом направлении представляют научный и практический интерес.

Целью данной работы является (с помощью численного моделирования) исследование процессов формирования и развития осеннего термобара и сопутствующих ему течений при различных термических состояниях атмосферы.

Для моделирования влияния термического состояния атмосферы на динамические характеристики термобара использовалась математическая модель, созданная автором [1]. Исходя из того, что движение вдоль фронта термобара однородно, решалась плоская задача. Рассматривалось движение вязкой несжимаемой жидкости в двумерной прямоугольной области с наклонной правой границей. Решалась система уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска и уравнение теплопроводности в переменных функции ток  $\psi$  и вихря  $\varphi$  (2)-(4) (см. ниже) с учетом аномальной зависимости плотности пресной воды от температуры в районе  $4^{\circ}\text{C}$  (1):

$$\rho(T) = \rho_0(4^{\circ}\text{C}) - \rho_0(4^{\circ}\text{C})\gamma(T - 4^{\circ}\text{C})^2 \quad (1)$$

Здесь  $T$  – температура и  $\rho$  – плотность воды;  $\rho_0$  – плотность воды при  $4^{\circ}\text{C}$ ;  $\gamma=0.000085^{\circ}\text{C}^{-2}$ .

В безразмерном виде система уравнений и уравнение замыкания для коэффициента турбулентной вязкости имели вид:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \left( \frac{\partial \psi}{\partial x_3} \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} \right) = \mu \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} \right) - 2(T - T_4) \frac{\partial T}{\partial x_2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left( \frac{\partial \psi}{\partial x_3} \frac{\partial T}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \frac{\partial T}{\partial x_3} \right) = \mu \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x_3^2} \right) \quad (3)$$

$$\Delta\psi = \varphi \quad (4)$$

$$\mu^2 = \frac{C^3}{s} \int_S \left[ 4 \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2 \partial x_3} \right)^2 + \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_3^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} \right)^2 - (T - T_4) \frac{\partial T}{\partial x_3} \right] ds \quad (5)$$

Здесь  $\mu = \nu_T / H \sqrt{gH}$  - безразмерный коэффициент турбулентной вязкости,  $T_4$  - безразмерное значение температуры максимальной плотности пресной воды,  $g$  - ускорение свободного падения,  $\gamma$  - коэффициент в формуле (1),  $s$  - площадь области решения задачи,  $C$  - эмпирический коэффициент.

Граничные условия задавались следующим образом. На дне водоема и правой наклонной боковой границе - условия прилипания и непроницаемости для скорости и отсутствия потока тепла. На левой границе - условие симметрии для всех переменных. На верхней границе задавали (для скорости) условие свободной поверхности и тепловой поток, состоящий из явного и скрытого потоков тепла, прямой солнечной радиации, длинноволнового излучения.

Рассматривался водоём глубиной  $H=10$  м и шириной  $L_l=2400$  м (половина водоёма). Температура атмосферы  $T_{амм}$  изменялась от 4 до  $-10^\circ\text{C}$  с шагом  $-2^\circ\text{C}$ . Относительная влажность воздуха задавалась  $f=80\%$ , а поток прямой солнечной радиации  $Q_R$   $25$  Вт/м<sup>2</sup>. Задача решалась численно с шагом по вертикали и горизонтали 0.4 м и 32 м соответственно.

В результате расчетов были получены поля распределения температуры, функции тока, скоростей течения в водоеме и др. Показано, что для одинакового промежутка времени расчетов местоположение термического бара для разных значений температуры воздуха отличается. Для более низких температур «время жизни» фронтального раздела в водоеме уменьшается, например, для температуры атмосферы  $T_{амм} = -10^\circ\text{C}$  примерно в 3 раза по сравнению со случаем  $T_{амм} = 4^\circ\text{C}$ .

Оценка скорости перемещения осеннего ТБ показала, наличие двух фаз в его развития. Первую, более медленную фазу, сменяет быстрая, после прохождения термобаром конца наклонной прибрежной области водоема. Это приводит к неравномерности перемещения фронтального раздела. Причем как при медленной, так и быстрой фазах распространения термобара, скорость его продвижения к центру водоема зависит от  $T_{амм}$ .

Из натуральных наблюдений следует, что в отличие от весеннего ТБ, который формируется у берега при  $T_{амм} > 4^\circ\text{C}$  независимо от теплозапаса водоема, осенний термобар зарождается, лишь когда его теплозапас становится меньше определенной величины. Это утверждение было проверено и получено значение теплозапаса при котором возможно зарождение осеннего ТБ при заданных параметрах задачи.

В работе обнаружен эффект связанный с расхождением зоны опускания вихрей и изотермы  $4^\circ\text{C}$  на поверхности водоема. Получено, что при уменьшении температуры атмосферы и увеличении времени присутствия термобара в водоеме, увеличивается расхождение этих зон. Дана физическая интерпретация этому эффекту. В этой ситуации классическая трактовка термобара как зона схождения вихрей в районе изотермы  $4^\circ\text{C}$  [2] не правомерна.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Блохина, А.Е. Орданович, О.С. Савельева // Вод. ресурсы. 2001. Т. 28, № 2. С. 224. (DOI:10.1023/A:1010339919712).
2. А.И. Тихомиров «Термика крупных озер» Л.: Наука, 1982.

## Жидкостная модель топологического изолятора Руднера

А.С. Зуев<sup>1</sup>, Д.А. Пыхтин<sup>1</sup>, Р.Г. Бикбаев<sup>2,1</sup>, И.В. Тимофеев<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Куренского СО РАН –  
обособленное подразделение ФИЦ КИЦ СО РАН

[ant.zue@ya.ru](mailto:ant.zue@ya.ru), [dimapykhtin02@gmail.com](mailto:dimapykhtin02@gmail.com), [batblr\\_90@mail.ru](mailto:batblr_90@mail.ru), [ivan-v-timofeev@ya.ru](mailto:ivan-v-timofeev@ya.ru)

Топологическая фотоника [1] изучает световые волны, распространяющиеся по поверхности оптической структуры, периодической на масштабе длины волны (фотонный топологический изолятор), и не разрушаемые дефектами поверхности. Когда свет не может пройти сквозь дефекты, он огибает препятствия, и распространяется дальше, без отражения и рассеяния. Такая волна подобна узлу, завязанному на бесконечной веревке, расположенной перпендикулярно поверхности: узел подвижен, но развязать его можно только разрезав веревку, то есть нарушив ее топологию. В 2008 году будущий нобелевский лауреат Данкан Холдейн [2] перенес топологическую идею квантового эффекта Холла в классическую оптику. Затем идея была реализована для акустических волн в фононных кристаллах [3-5] и для механических деформаций [6-7]. В данной работе предлагается сделать еще одно обобщение: вместо волны рассмотреть огибающий препятствия поток жидкости вдоль поверхности трубчатой структуры. Цель данной работы – создание механической модели. Подобно изолятору из массива акустических кольцевых резонаторов [6], предлагаемая модель также может описываться математически как клеточный автомат [8]. Клеточный автомат - это дискретная структура, включающая регулярную решётку ячеек, каждая из которых может находиться в одном из конечного множества состояний, таких как 1 и 0. Для работы клеточного автомата требуется задание начального состояния всех ячеек и правил перехода ячеек из одного состояния в другое. Обычно правила перехода одинаковы для всех ячеек и применяются сразу ко всей решётке. Модель позволяет строить двумерные топологические изоляторы типа игрушки Руднера (Rudner toy) [9].

В данной работе в качестве элементарной ячейки массива выбран квадрат, образуемый четырьмя расположенными вблизи вершин трубками для жидкости (рис. 1а). Для соседних квадратов трубки стыкуются и жидкость перетекает с квадрата на соседний. На границе массива соседний квадрат отсутствует, поэтому жидкость посредством дополнительной трубки перетекает к соседней вершине того же квадрата до тех пор, пока не обнаружит соседний квадрат. Стыковка одинаковых квадратов в одном и двух направлениях дает различные топологические изоляторы (рис. 1 б-в).

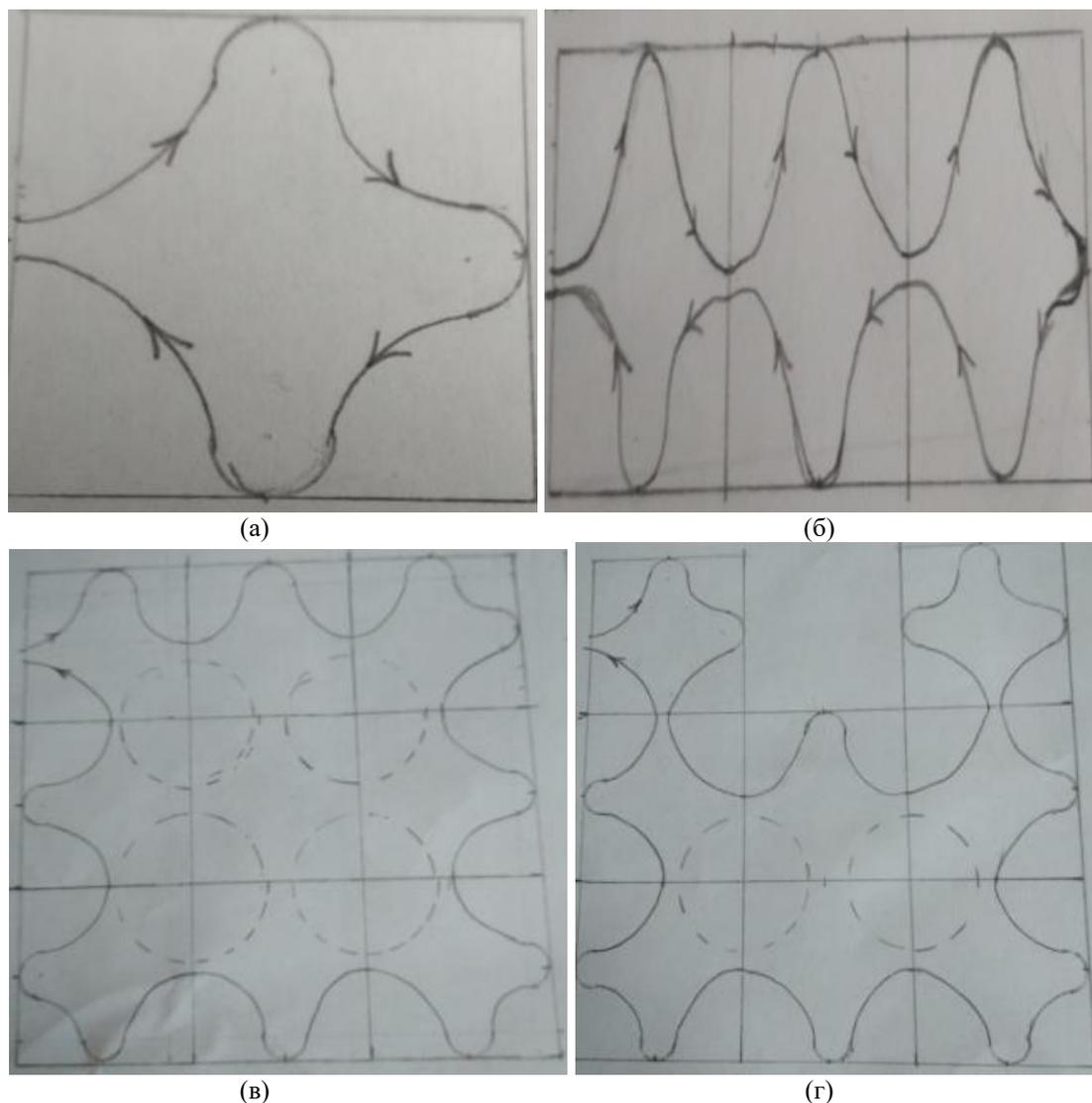


Рис.1. Жидкостная модель двумерного топологического изолятора. (а) Квадратная элементарная ячейка. Стрелками обозначены направления протекания жидкости. (б) Одинаковые квадраты образуют ряд, вдоль которого протекает жидкость. (в) 2Д-массив квадратов. Жидкость циркулирует вдоль границы массива. (г) Извлечение произвольного квадрата перераспределяет поток, однако циркуляция вдоль границы продолжается.

Была предложена трёхмерная модель элементарной ячейки. В программе Blender был спроектирован замкнутый в кольцо стержень круглого сечения, который проходил вдоль всех шести граней куба в выбранном нами порядке (рис. 2 а). В дальнейшем данная фигура была напечатана при помощи 3Д-принтера (рис. 2 б).

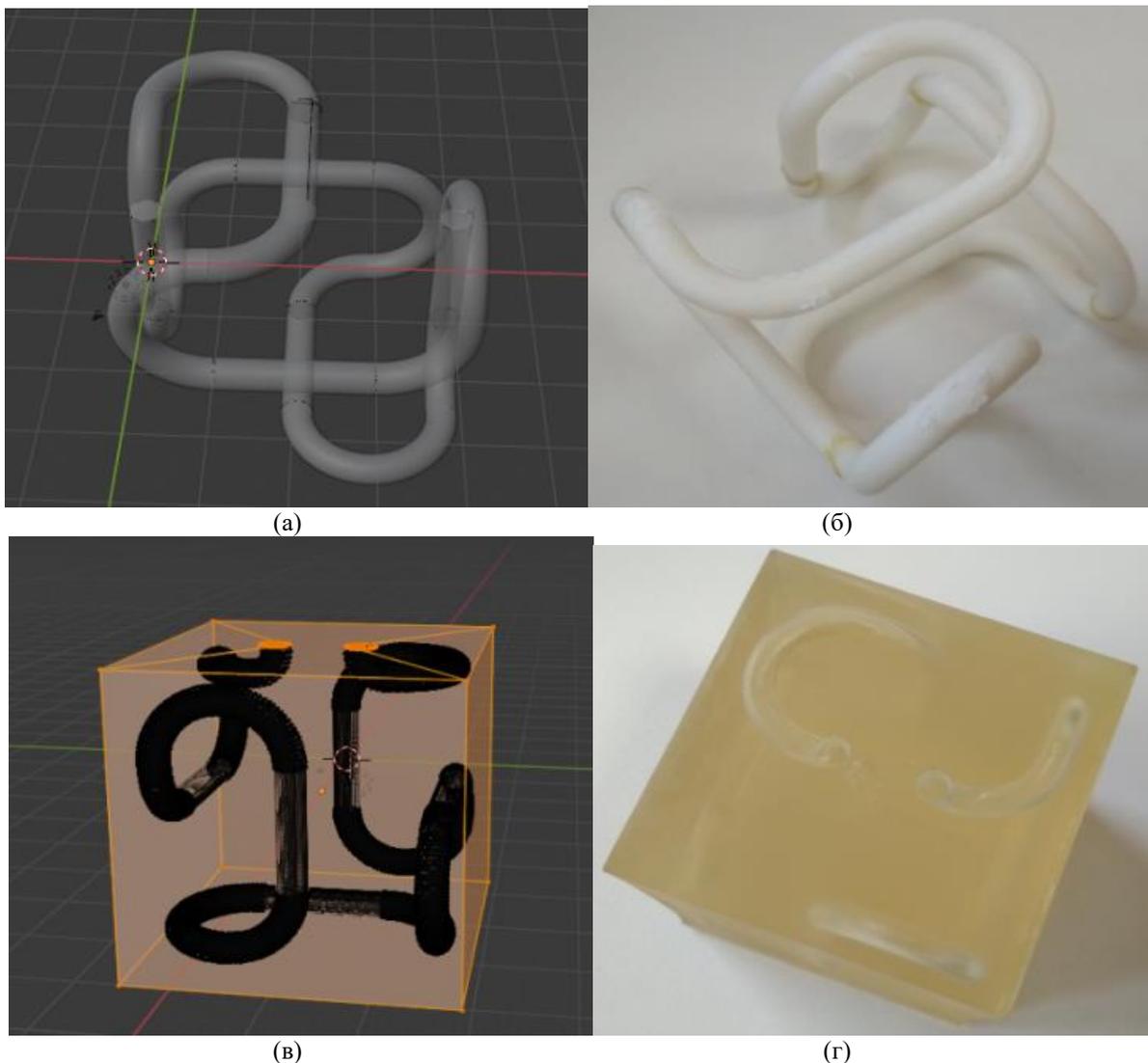


Рис. 2. Проектирование трехмерной элементарной ячейки. (а) Замкнутый в кольцо стержень круглого сечения в программе Blender. (б) Напечатанная на 3D-принтере модель. (в). Куб с отверстиями на одной грани в Blender. (г). Напечатанная элементарная ячейка топологического изолятора.

Затем инвертировали из куба данную фигуру и сделали отверстие на одной грани (рис. 2 в). Методом фотополимерной печати был изготовлен пробный образец для проверки возможности прохождения жидкости по каналам (рис. 2 г). При дальнейшем создании отверстий на оставшихся гранях получили трехмерную элементарную ячейку (рис. 3 а). Собирая из таких ячеек периодические массивы разных размерностей (1 или 2), получаем модель жидкостного топологического изолятора нужной размерности (рис. 3 б-в)

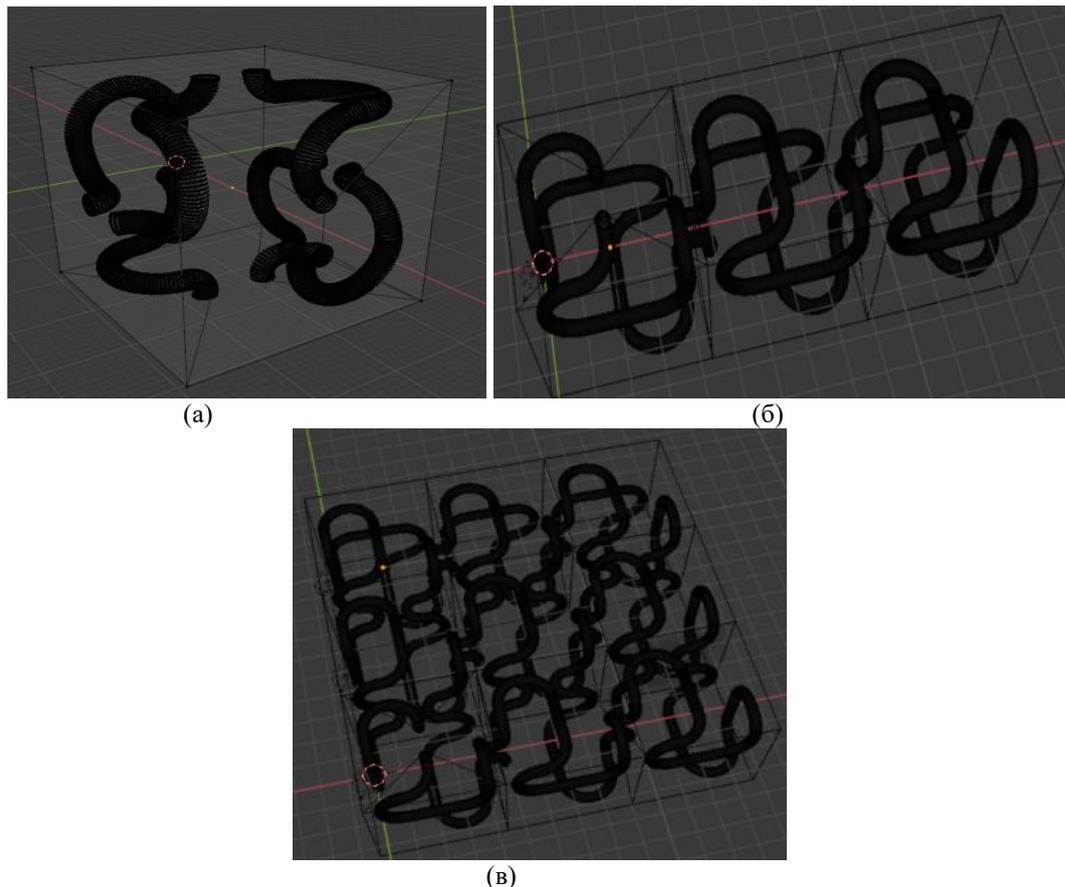


Рис.3. Модель топологического изолятора. (а) Элементарная ячейка топологического изолятора с открытыми трубками на всех шести гранях. (б) Одинаковые кубы образуют ряд, вдоль которого протекает жидкость. (в) 2Д-массив кубов. Жидкость движется вдоль границы.

В результате работы получена жидкостная модель топологического изолятора. В данной модели продемонстрирована топологическая устойчивость – при изменении поверхности поток жидкости всё равно проходит по новой поверхности. Существенно, что в отличие от волны, поток не содержит фазы, поэтому интерференционный механизм локализации волны на поверхности топологического изолятора здесь заменяется локализацией жидкости в трубке.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и МНТ в рамках научного проекта №19-52-52006.

### Список литературы

1. T. Ozawa et al. // *Rev. Mod. Phys.* 2019. V. 91. № 1. P. 015006.
2. F.D.M. Haldane // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. № 1. P. 013904.
3. M.I. Hussein et al. // *Appl. Mech. Rev.* 2014. V. 66. № 4. P. 1–38.
4. P. Wang et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. № 10. P. 104302.
5. J.O. Vasseur et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86. № 14. P. 3012–3015.
6. Souslov A. et al. // *Nat. Phys.* 2017. V. 13. № 11. P. 1091–1094.
7. H. Abbazadeh et al. // *Proc. Natl. Acad. Sci.* 2021. V. 118. № 4. P. e2020525118.
8. T. Farrelly // *Quantum.* 2020. V. 4. P. 368.
9. Rudner M. S. et al. // *Phys. Rev. X.* 2014. V. 3. № 3. P. 1–15

## Образование «парашютов» на границе раздела воды и воздуха как следствие трёхволнового взаимодействия поверхностных волн

Д.С. Козлов, Ю.И. Троицкая

Институт прикладной физики Российской Академии наук  
kozlov.dms@gmail.com

Недавние эксперименты [1]–[3], проведенные на ветро-волновом канале Большого термостратифицированного бассейна ИПФ РАН, показали, что основным источником брызг при ураганных скоростях ветра является фрагментация по типу «парашют». Это явление начинается образования мелкомасштабного возвышения водной поверхности на границе раздела воды и воздуха, которое растёт, а затем превращается в небольшой жидкий «парус», раздувается до «парашюта». Этот «парашют» имеет тонкий жидкий купол, который окружает более толстый ободок. Финальный этап динамики «парашюта» - это образование отверстия в куполе и разрыв всего «парашюта».

Основная цель настоящей работы – исследование начальной стадии процесса дробления по типу «парашют», а именно, образование и развитие начального возмущения. Была выдвинута гипотеза о том, что образование возвышений поверхности воды, из которых, в дальнейшем, формируются «парашюты», связано с неустойчивостью ветрового дрейфового течения в толще воды. Рассматривается нелинейная стадия развития возмущений, а именно, резонансное взаимодействие триплета гравитационно-капиллярных волн, одна из которых распространяется в том же направлении, что и основной поток, а две другие – под одинаковым углом по обе стороны от него (Рис. 1).

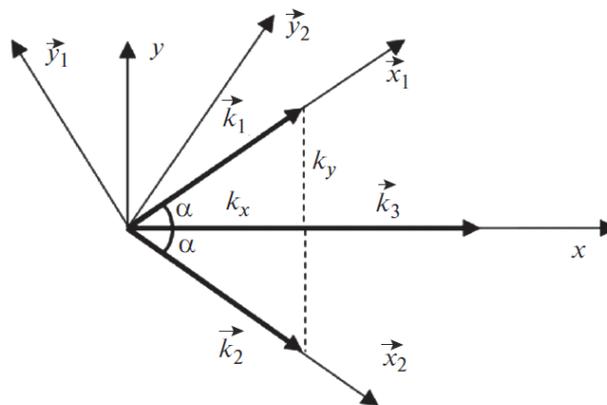


Рис. 1. Схема направления распространения волн.

В настоящей работе для моделирования турбулентного дрейфового течения используется упрощенная модель профиля скорости, которая учитывает резкое изменение скорости дрейфового течения в вязком подслое и её более слабое изменение в турбулентном слое, где профиль скорости является логарифмическим. В итоге модельный профиль имеет вид:

$$\bar{u}(z) = \begin{cases} \frac{\bar{u}_0 z}{\delta}, & -\delta \leq z \leq 0 \\ -\bar{u}_0, & -\infty \leq z \leq -\delta \end{cases}. \quad (1)$$

Для описания турбулентного переноса использовалась градиентная аппроксимация турбулентных напряжений с коэффициентом эффективной

вязкости  $\nu_{эфф} = \nu_w + \nu_t$ , где  $\nu_w$  – кинематическая вязкость воды, а  $\nu_t$  – турбулентная вязкость. В связи с резким отличием  $\nu_w$  от  $\nu_t$  в вязком подслое и области турбулентного течения, использовалась упрощенная кусочно-постоянная модель эффективной вязкости:

$$\nu_{эфф} = \begin{cases} \nu_w, & -1 \leq z \leq 0 \\ \nu_t, & -\infty \leq z \leq -1 \end{cases} \quad (2)$$

Считалось, что основные параметры задачи зависят от динамической скорости ветра следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta &= 20 \div 30 \nu_w / u_* \sqrt{\rho_w / \rho_a} \\ \bar{u}_0 &= 10 \div 12 u_* \sqrt{\rho_w / \rho_a}, \\ \nu_t &= 12 \nu_w \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\rho_{w,a}$  – плотности воды и воздуха,  $u_*$  – динамическая скорость ветра в воздухе,  $\nu_w$  – кинематическая вязкость воды.

Поскольку предполагалось, что  $\nu_t \gg \nu_0$ , жидкость в верхней области считалась идеальной, и для её описания использовалось уравнение Эйлера, а течение в нижней области считалось вязким и описывалось уравнением Навье-Стокса. При этом на границе слоев должны были выполняться кинематические граничные и динамические условия, включающие в себя непрерывность давлений с учётом гравитации и капиллярных эффектов, касательных напряжений и непрерывность смещений.

Используя метод многих масштабов, в первом приближении было найдено дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся под произвольным углом к потоку. В безразмерных переменных оно записывается как

$$D_w(\omega_j, k_j, \alpha_j) + \text{Re}_t^{-1} D_1(\omega_j, k_j, \alpha_j, \text{Re}_t) = 0, \quad (4)$$

где  $D_w(\omega_j, k_j, \alpha_j) = \omega_j^2 \frac{\cos \alpha_j \cosh k_j - (\omega_j + k_j \cos \alpha_j) e^{k_j}}{\cos \alpha_j \sinh k_j - (\omega_j + k_j \cos \alpha_j) e^{k_j}} + \omega_j \cos \alpha_j - (G + \Sigma k_j^2) k_j$ , а

$D_1(\omega_j, k_j, \alpha_j, \text{Re}_t)$  – поправка, связанная с вязкостью,  $\omega_j, k_j$  – частота и волновое число  $j$ -ой волны,  $\alpha_j$  – угол между направлением распространения  $j$ -ой волны и

невозмущенным потоком,  $\text{Re}_t = \frac{\bar{u}_0 \delta}{\nu_w}$  – число Рейнольдса,  $G, \Sigma$  – безразмерные

ускорение свободного падения и коэффициент поверхностного натяжения.

Анализ дисперсионного соотношения (4) показал, что для любого значения скорости существует некоторый диапазон частот и волновых чисел, при которых условия трехволнового синхронизма

$$\begin{aligned} \text{Re } \omega_3(k_3) &= 2 \text{Re } \omega_1(k_1) \\ k_3 &= 2k_1 \cos \alpha \end{aligned} \quad (5)$$

могут быть выполнены.

Учёт второго порядка по амплитуде возмущений приводит к тому, что система уравнений для каждой из волн становятся неоднородной. По аналогии с [4], из условия разрешимости этих системы получаем систему трёхволновых уравнений, описывающую медленное изменение амплитуд волн по времени в следующем виде

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dt} &= \Lambda_1 A_3 A_1^* \exp[\text{Im} \omega_3 t] \\ \frac{dA_3}{dt} &= \Lambda_3 A_1^2 \exp[\text{Im}(2\omega_1 - \omega_3)t] \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\Lambda_1, \Lambda_3$  - комплексные числа,  $A_1, A_3$  - амплитуды возмущений косой и продольной волн.

Анализ уравнений (6) показал, что в рассматриваемой системе может происходить неограниченный рост амплитуд всех трёх волн. Характерная зависимость амплитуд возмущения от времени изображена на Рис. 2. В результате сложения трёх возмущений образуется выступ на поверхности воды, динамика которого напоминает начальную стадию «парашюта».

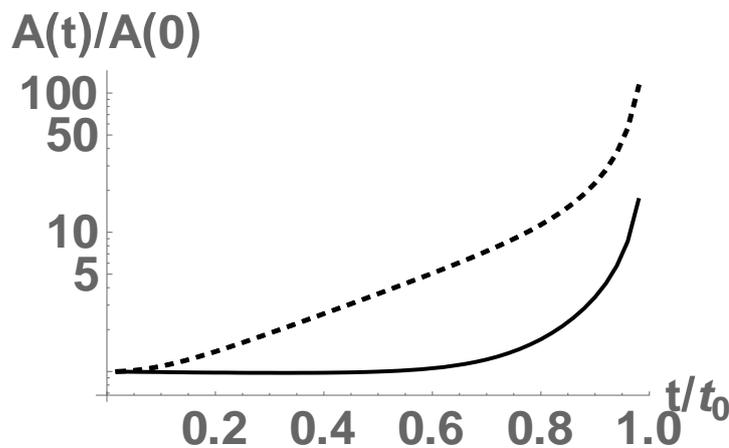


Рис. 2. Результат численного решения системы (6). Сплошная линия соответствует амплитуде продольной волны, пунктирная линия – амплитуде косой волны.

Поскольку в рассматриваемой задаче синхронизм выполняется для некоторого диапазона углов распространения, частот и волновых чисел, спектр неустойчивых возмущений является широкополосным. По характеристикам этого спектра были найдены соответствующие пространственные и временные масштабы структур, образующихся в результате интерференции поверхностных волн, которые согласуются с экспериментальными данными [1-3].

Для описания пороговой зависимости образования «парашютов» от скорости ветра учитывалось затухание возмущений, которое было обусловлено вязкостью. В итоге для того, чтобы взрывной рост имел место, начальная амплитуда возмущений должна преодолеть некоторое критическое значение, которое зависит от скорости ветра. В качестве начальной амплитуды может выступать высота шероховатости, определяемой по формуле Чарнока (Рис.3).

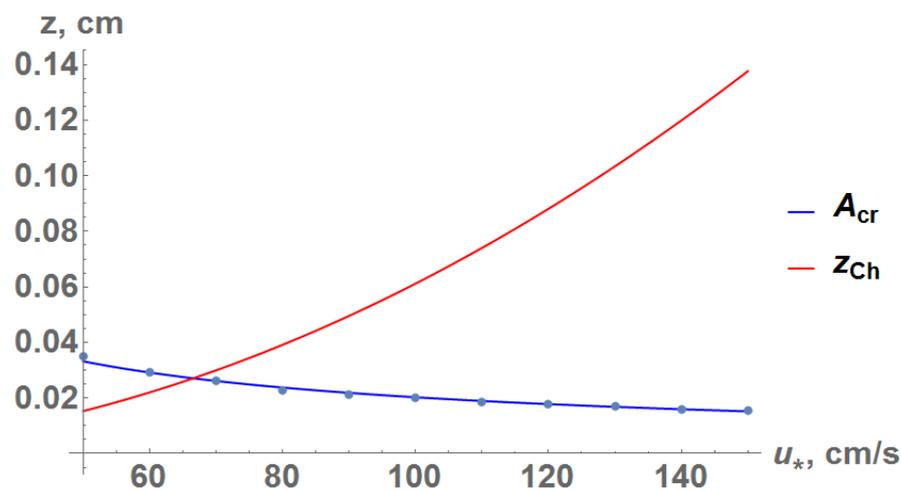


Рис. 3. Зависимость критического значения амплитуды и масштаба шероховатости от динамической скорости ветра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 19-35-90053, 19-05-00249). Аналитические выкладки проводились при поддержке гранта Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Y.I. Troitskaya et al. // Sci. Rep. V. 7. № 1. P. 1–4. 2017.
2. Y.I. Troitskaya et al. // Dokl. Earth Sci. V. 477. № 1. P. 1330–1335. 2017.
3. Y.I. Troitskaya et al. // J. Phys. Oceanogr. V. 48. № 9. P. 2168–2188. 2018.
4. A.D.D. Craik // J. Fluid Mech. V. 50. № 2. P. 393–413. 1971.

## Устойчивость плоскопараллельного течения на границе равномерного и тормозящегося потоков со свободной поверхностью

О.Н. Мельникова, Х. Ян

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

[olamel@yandex.ru](mailto:olamel@yandex.ru)

В [1] Прандтль впервые предположил, что в потоках с обратным градиентом давления, тормозящим жидкость, вблизи подстилающей поверхности, где вязкость еще играет существенную роль, могут возникать вихри. Математическое описание таких нестационарных пограничных течений является довольно сложной задачей, которую пока решить не удалось. В [2, 3] было показано, что процесс торможения происходит в пограничном слое периодически, а цикл торможения заканчивается формированием цепочки цилиндрических вихрей с горизонтальной осью, направленной в поперечном направлении. В [4] экспериментально установлено, что существует такая фаза периодического процесса торможения течения, в которой формируется вертикальный профиль скорости с локальным минимумом и двумя точками перегиба над верхней границей вязкого слоя. Обнаружено, что такой профиль при некоторых параметрах течения обеспечивает потерю устойчивости ламинарного движения в пограничном слое и формирование вихрей. После вылета вихрей система возвращается в исходное состояние. Однако условия потери устойчивости при такой деформации вертикального профиля скорости исследованы не были. Целью настоящей работы является исследование диапазона параметров потока с обратным градиентом давления, для которого происходит потеря устойчивости плоскопараллельного течения в пограничном слое воды со свободной поверхностью. Задача решалась экспериментально. Экспериментальное решение осложняется тем, что параметры течения меняются в направлении движения потока. Для того, чтобы выделить узкую рабочую зону течения с заданными параметрами, отличными от окружающей области, исследования проводились на границе двух участков прямого канала. На первом участке скорость течения не менялась в направлении движения (равномерное течение), а на втором участке скорость убывала в направлении движения. В результате на границе участков перепад скорости вдоль оси канала принимал максимальное значение в процессе торможения жидкости, что обеспечивало потерю устойчивости в узкой зоне продольной оси за минимальный интервал времени. Ниже по течению от границы между участками параметры потока еще не успевали достигнуть критической величины. В результате вылет вихрей ниже по течению не происходил и не искажал поле скорости на границе.

Эксперименты проводились в прямом канале с прозрачными стенками длиной 3.5 м, шириной 15 см, с регулируемым наклоном дна. Расход воды не менялся во времени, обеспечивая стационарное течение на участках с равномерным движением жидкости. ( $\partial p / \partial x = 0$ ). На участках, где скорость падала в направлении движения ( $\partial p / \partial x > 0$ ), течение было квазистационарно. Изменение продольного профиля скорости обеспечивалось переменным наклоном дна канала, изменением расхода и сброса воды. Толщина слоя воды составляла  $2.1 < h < 3.1$  см. Максимальная (в сечении) скорость потоков в серии экспериментов составляла  $15 < U_{\max} < 40$  см/с, производная скорости течения по оси  $x$  в начальный момент времени не превышал по модулю  $0.1 \text{ с}^{-1}$ . Для исследования поля скорости использовалась видеозапись перемещения частиц плотности  $\rho = 1.05 \text{ г} \cdot \text{см}^3$  со средним диаметром 0.2 мм в потоке воды над гладкой поверхностью (органическое стекло). Размер частиц позволял разрешать скорость

течения в вязком слое потока толщиной порядка 2 мм. Запись велась через боковую стенку канала. Скорость видеозаписи – 25 кадров в секунду. Камера вручную фокусировалась на ось канала, чтобы по четкости изображения отличать и использовать частицы, перемещающиеся вдали от вертикальных стенок. Рабочий участок занимал 15 см вдоль продольной оси канала.

Обработка данных с помощью программы Adobe Photoshop позволила получить траектории и скорости частиц, одновременно перемещавшихся вдоль рабочего участка на разных горизонтах. Для исследования поля скорости основного течения использовались частицы, не меняющие своего положения по вертикали. Такой выбор частиц исключал учет возмущений вносимых вихрями, скорость и траектория которых отличаются от скорости основного течения [2, 5].

В [4] показано, что в процессе торможения жидкости в пограничном слое потока с обратным градиентом давления происходит деформация вертикального профиля скорости. В фазе максимального торможения на профиле появляется локальный минимум с двумя точками перегиба вблизи верхней границы вязкого слоя. Если разбить слой, в котором наблюдается минимум скорости на вертикальном профиле, на два подслоя, содержащих по одной точке перегиба, – нижний  $0.04 < \frac{y}{h} < 0.14$  и

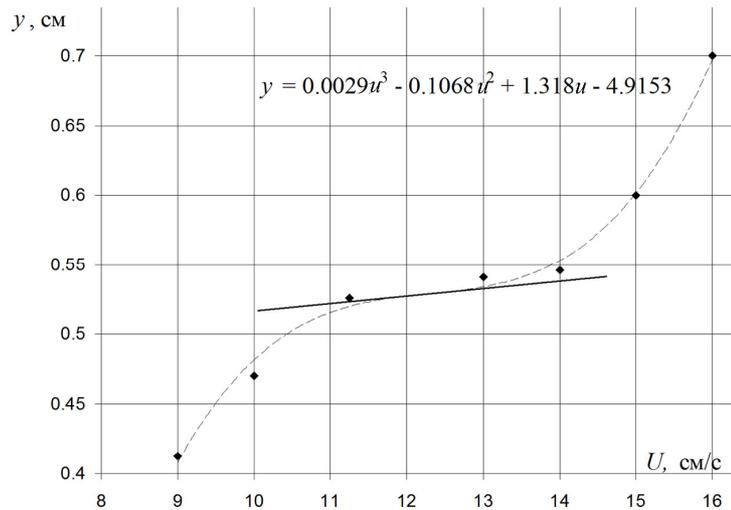
верхний  $0.14 < \frac{y}{h} < 0.23$ , то можно оценить устойчивость ламинарного течения в каждом подслое по форме вертикального профиля скорости течения [6]. Скорость течения монотонно увеличивается вдоль оси  $y$  во всем слое  $(0, h)$ , а первая производная функции  $u_y(y)$  имеет минимум в нижней точке перегиба и максимум в верхней точке перегиба. Для таких течений получен ряд теорем, позволяющих оценить устойчивость ламинарного движения по форме профиля скорости. В нижней точке перегиба выполняются условия теоремы Фьортофта, гарантирующей устойчивость ламинарного движения к малым возмущениям, если в точке перегиба  $u_y(y)$  имеет минимум. Для подслоя, содержащего верхнюю точку перегиба, выполнены условия теоремы Розенблюта-Симона. Эта теорема дает необходимое и достаточное условие устойчивости плоскопараллельного течения, если  $u_y(y)$  имеет максимум в точке перегиба, а следующее выражение имеет отрицательный знак

$$-\frac{dy}{dU} \cdot \frac{1}{U - U_d} \Big|_{U(y_1)}^{U(y_2)} + \int_{U(y_1)}^{U(y_2)} \frac{d^2 y}{dU^2} \cdot \frac{dU}{U - U_d} < 0 \quad (1)$$

где  $U$  – скорость плоскопараллельного течения,  $U_d$  – скорость течения в точке перегиба,  $U(y_1, y_2)$  – скорость течения на нижней и верхней границах подслоя. Если знак выражения (23) больше нуля, то течение неустойчиво. Для проверки устойчивости течения в фазе максимального торможения были использованы данные, полученные в потоке глубиной  $h = 3$  см и скоростью течения на свободной поверхности  $U_{max} = 30$  см/с. Зависимость  $y(U)$  в верхнем подслое была аппроксимирована полиномом (рис.):

$$y = aU^3 + bU^2 + cU + d \quad (2)$$

$$a = 0.0029, b = -0.1068, c = 1.318, d = -4.9153$$



Основные параметры, входящие в выражение (2), составляют  $U(y_1) = 9$ ,  $U(y_2) = 16$ ,  $U_d = 12.3$  см/с, координаты  $y_1 = 0.41$  см,  $y_2 = 0.7$  см, точки перегиба  $y_d = 0.54$  см

Расчет показал, что выражение (2) имеет положительный знак в верхнем подслое, следовательно, течение неустойчиво [6]. Однако надо учесть, что приведенные критерии устойчивости получены для профилей с одной точкой перегиба. Тем не менее, полученный вывод подтверждает эксперимент – наша видеозапись. На кадрах видно, что вихрь сворачивается выше вязкого слоя. Формирование вихрей зафиксировано при критическом значении перепада скорости на границе равномерного и тормозящегося участков. Для данного эксперимента вихри сворачивались, если выполнялось условие  $\frac{\partial u}{\partial x} < -8 \text{ с}^{-1}$  на поверхности воды в начале участка тормозящегося

течения. Экспериментально получено более общее условие  $\left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| > 10T$ , где  $T$  – период цикла торможения жидкости в пограничном слое потока.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Prandtl . // Proc. Third Inter. Math. Congr., Heidelberg, 1904. P. 484.
2. Мельникова О.Н. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 5. С. 682. (Mel'nikova O.N. // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics 2005. V 41. No. 5. P. 620)
3. Lebon B, Nguyen M.Q., Peixinho J. et al. // Phys. Fluids 2018. V. 30. Art. no 031701
4. О.Н. Мельникова, К.В. Показеев, Х. Ян. //Изв. РАН. Серия физическая. 2021. №1. С. 134. DOI: 10.31857/S0367676521010233 (O.N. Melnikova, K.V, Pokazeev., H Yang . //Bull of the Russ. Acad of Sci: Physics. 2021. No 1. С. 98. DOI: 10.3103/S1062873821010202)
5. F. Ahmadi, S. Sanders, S. Ghaemi. // Phys. Rev. Fluids. 2020. V.5. No 1. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.5.014302
6. Л. А. Дикий Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы. М.: Гидрометеоиз-дат. Моск. отд-ние, 1976

## О влиянии упругой плёнки на затухание волн на горизонтальной поверхности раздела вязкой и движущейся над ней идеальной жидкостей

Д.Ф. Белоножко<sup>1</sup>, А.А. Очиров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ЯрГУ им. П.Г. Демидова

<sup>2</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН  
belonozhko@mail.ru

Свойства волнового движения на поверхности жидкости можно в значительной степени корректировать, нанося на такую поверхность пленку поверхностно-активного вещества (ПАВ). В частности, пленка ПАВ весьма эффективно гасит капиллярно-гравитационные волны [1, 2, 3, 4, 5]. Современные исследователи продолжают изучать соответствующие наличию ПАВ дисперсионные зависимости [6]; развивают модель усиления за счет ПАВ компонент длинноволновой части спектра; выявляют новые черты вертикальной структуры поля скоростей в прилегающем к плёнке ПАВ пограничном слое [7]; развивают представления о волновом переносе поверхностных загрязнений [8]. В недавнем исследовании [9] была выявлена взаимосвязь между характером перераспределения ПАВ по поверхности жидкости и способностью плёнки ПАВ демпфировать распространяющиеся по этой поверхности капиллярно-гравитационные волны. Настоящее исследование является развитием работы [9] и её обобщением на случай, когда ПАВ кроме нижней жидкости и пленки ПАВ на её поверхности, в системе присутствует еще и верхняя жидкость, движущаяся относительно нижней в горизонтальном направлении. Целью исследования является анализ закономерностей перераспределения ПАВ вдоль границы раздела двух таких жидкостей, в зависимости от величины тангенциального скачка поля скоростей на их границе.

В качестве исходных данных рассматривалась система из двух несжимаемых жидкостей, заполняющих в декартовой системе координат  $Oxyz$  полупространства  $z < 0$  (нижняя жидкость с плотностью  $\rho$ ) и  $z > 0$  (верхняя жидкость с плотностью  $\rho' < \rho$ ). Ось  $Oz$  полагалась направленной вертикально вверх против направления действия поля силы тяжести  $\mathbf{g}$ . Нижняя жидкость считалась вязкой с кинематической вязкостью  $\nu$ , а верхняя – идеальной. Считалось, что идеальная жидкость движется относительно вязкой скоростью  $U_0$  в направлении оси  $Ox$ . Рассчитывалась и анализировалась функция перераспределения поверхностной плотности ПАВ  $\Gamma \equiv \Gamma(x, t)$ , отклоняющаяся от равновесного значения  $\Gamma_0$  в процессе распространения по поверхности раздела в направлении оси  $Ox$  бегущей периодической волны  $z = \xi(x, t)$  с амплитудой  $\zeta$  и волновым числом  $k$ .

В расчетах учитывалась зависимость значения коэффициента поверхностного натяжения  $\gamma$  на границе раздела от концентрации ПАВ. Полагалось, что в первом приближении по амплитуде волны зависимость  $\gamma = \gamma(\Gamma)$  полностью определяется линейной частью соответствующей изотермы в окрестности равновесного значения  $\gamma_0 = \gamma(\Gamma_0)$

Математическая формулировка задачи расчета гидродинамического потенциала в верхней жидкости  $\varphi'$ , поля скоростей в нижней жидкости  $\mathbf{U} = u\mathbf{e}_x + v\mathbf{e}_z$  и поверхностной концентрации ПАВ  $\Gamma(x, t)$  запишется в виде соотношений:

$$z > \xi: \quad \Delta\varphi' = 0; \quad p' = p_0 - \rho'gz - \rho'\partial_t\varphi' - \frac{\rho'}{2}\left((\partial_x\varphi' + U_0)^2 + \partial_z\varphi'\right); \quad (1)$$

$$z < \xi: \quad \partial_t\mathbf{U} + (\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\Delta\mathbf{U} + \mathbf{g}; \quad \nabla \cdot \mathbf{U} = 0; \quad (2)$$

$$z = \xi: \quad \partial_t\xi + \mathbf{u}\partial_x\xi = v; \quad p - p' - 2\rho\nu(\mathbf{n} \cdot (\mathbf{n} \cdot \nabla)\mathbf{U}) = -\frac{\gamma\partial_{xx}\xi}{(1 + (\partial_x\xi)^2)^{3/2}}; \quad (3)$$

$$-\rho\nu\left((\boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{n} \cdot \nabla)\mathbf{U}) + (\mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla)\mathbf{U})\right) + \frac{\partial_x\gamma}{\sqrt{1 + (\partial_x\xi)^2}} = 0; \quad (4)$$

$$\partial_t\Gamma + \frac{\partial_x(\Gamma\mathbf{u}) + (\Gamma\partial_z\mathbf{u} + \partial_x(\nu\Gamma))\partial_x\xi + \Gamma(\partial_x\xi)^2\partial_z\nu}{1 + (\partial_x\xi)^2} = 0; \quad (5)$$

$$z \rightarrow -\infty: \quad \mathbf{u} \rightarrow 0; \quad \mathbf{v} \rightarrow 0; \quad z \rightarrow \infty: \quad \nabla\varphi' \rightarrow 0; \quad (6)$$

$$\mathbf{n} = \frac{-\partial_x\xi\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z}{\sqrt{1 + (\partial_x\xi)^2}}; \quad \boldsymbol{\tau} = \frac{\mathbf{e}_x + \partial_x\xi\mathbf{e}_z}{\sqrt{1 + (\partial_x\xi)^2}}.$$

Здесь  $p$  и  $p'$  – давление в нижней и верхней жидкости соответственно, а  $\mathbf{n}$  и  $\boldsymbol{\tau}$  – соответственно орты внешней нормали и касательной к границе вязкой жидкости.

Задача (1) – (6) решалась методом разложения по малому параметру, равному отношению амплитуды волны к её длине. В линейном по малому параметру приближении решение задачи имеет вид:

$$\begin{pmatrix} \xi_1 \\ \mathbf{u}_1 \\ v_1 \\ \Gamma_1 \\ \varphi'_1 \end{pmatrix} = \frac{\zeta}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ Ae^{kz} + Be^{qz} \\ iAe^{kz} + \frac{iBk}{q}e^{qz} \\ \frac{ik\Gamma_0(A+B)}{S} \\ \left(iU_0 - \frac{S}{k}\right)e^{-kz} \end{pmatrix} e^{St - ikx} + C.C.; \quad (7)$$

$$A = iS \left( \frac{q}{k-q} - \frac{kS\nu\rho}{k^2\Pi - (k+q)S\nu\rho} \right); \quad B = -\frac{ikqS(k\Pi - 2S\nu\rho)}{(k-q)(k^2\Pi - (k+q)S\nu\rho)};$$

$$q = \sqrt{k^2 + \frac{S}{\nu}}; \quad \Pi = \Gamma_0\chi; \quad \chi = \left( \frac{d\gamma}{d\Gamma} \right)_{\Gamma=\Gamma_0}.$$

Здесь символом  $C.C.$  обозначены комплексно сопряженные слагаемые. Параметр  $\Pi$  определяет упругие свойства плёнки ПАВ, а комплексная частота волнового движения  $S$  определяется из дисперсионного уравнения:

$$\begin{aligned} & (k-q)(iS + kU_0)^2 \rho' \left( \frac{k^2\Pi}{\rho} - S\nu(k+q) \right) - \\ & - k^2 \left( \frac{k\Pi}{\rho} - 2S\nu \right) \left( 2kqS\nu + \omega_0^2 - \frac{kg\rho'}{\rho} \right) - \\ & - \left( q^2S\nu + k^2 \left( S\nu - \frac{q\Pi}{\rho} \right) \right) \left( 2k^2S\nu + S^2 + \omega_0^2 - \frac{kg\rho'}{\rho} \right) = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\omega_0^2 = kg(1 + k^2\alpha^2).$$

Параметр  $\omega_0^2$  имеет смысл квадрата круговой частоты капиллярно-гравитационных волн на поверхности бесконечно глубокой идеальной жидкости с капиллярной постоянной  $\alpha = \sqrt{\gamma_0/(\rho g)}$ .

Анализировалось влияние скорости движения идеальной верхней среды на закономерности гашения капиллярно-гравитационных волн упругой плёнкой. Диапазон изменения значений скорости верхней среды выбирался таким образом, чтобы не выходить на режим неустойчивости тангенциального разрыва поля скоростей.

В недавнем исследовании [9] было показано, что для наиболее эффективного гашения капиллярно-гравитационных волн величину упругости пленки ПАВ нужно положить равной специальному характерному значению (для каждой длины волны своему)  $\Pi^*$ , при котором частоты капиллярно-гравитационных волн и волн Марангони (упругих волн сжатия растяжения) сравниваются. При этом разность фаз между положением максимума концентрации вещества плёнки и положением горба волнового возмущения становится равной примерно  $\pi/2$ . Это означает, что в условиях наибольшей для данного типа ПАВ эффективности гашения капиллярно-гравитационных волн, сгущения пленки ПАВ занимают весьма примечательное положение - вблизи середины переднего склона волны наблюдаются.

В настоящем исследовании показано, что эта закономерность распространяется и на случай, когда над плёнкой ПАВ, покрывающей нижнюю вязкую жидкость, с постоянной скоростью  $U_0$  движется ещё одна - идеальная менее плотная жидкость. Выяснилось, в такой ситуации расположение сгущений пленки ПАВ вблизи середины переднего склона волны снова свидетельствует о достижении максимального для заданного типа ПАВ эффекта гашения капиллярно-гравитационных волн. Интересно, что с увеличением скорости  $U_0$  (в диапазоне докритических по отношению к неустойчивости тангенциального разрыва значений) эффект затухания капиллярно-гравитационных волн становится несколько менее выражен: необходимое для наиболее эффективного затухания значение упругости пленки ПАВ падает в разы, а значение декремента затухания уменьшается на проценты.

Результаты получены в рамках выполнения НИР ЯрГУ № ОП-2Г-11-2019

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Левич // ЖЭТФ. 1940. Т. 10. №. 11. С. 1296 – 1304.
2. В.Г. Левич // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. №. 2 – 3. С. 340 – 345.
3. В.Г. Левич “Физико-химическая гидродинамика” М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1959.
4. J. Lucassen // Trans. Faraday Soc. 1968. V. 64. P. 2221 – 2229.
5. Е.Н. Lucassen-Reynders, J. Lucassen // Adv. Colloid Interface Sci. 1969. V. 2 No. 4. P. 347 – 395.
6. Е.Л. Авербух и др. // Изв. РАН. МЖГ. 2014. №. 6. С. 109 – 117.
7. Е.Л. Авербух, Т.Г. Талипова, А.А. Куркин // Изв. РАН. МЖГ. 2015. №. 3. С. 148 – 159.
8. S.L. Strickland, M. Shearer, K/E. Daniels // Journal of Fluid Mechanichs. 2015. V. 777. P. 523 – 543.
9. Д.Ф. Белоножко, А.А. Очиров // Изв. РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82. №. 1. С. 47 – 51.

## Реверсия конвекции при обрушении неустойчивости Релея-Тейлора в воде в окрестности температуры 4 °С

С.М. Першин

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Вавилова 38  
pershin@kapella.gpi.ru*

Известно [1], что вода и лёд имеют более 70 аномалий, в частности, в окрестности температур особых точек воды: 4 °С - максимум плотности и скорости восстановления оптической однородности [2,3] или фазовый переход в ньютонову жидкость (60 °С) и обнуление угла скатывания [4]. Так, при 60 °С наблюдается «расплав» гидратных оболочек макромолекул в растворах [5] и «исправление» неравновесного отношения 1:1 (при 20 °С) орто/пара спиновых изомеров до 2:1 при нагреве до 60 °С [6]. В докладе остановимся на более известной точке - 4 °С, в окрестности которой нами было обнаружено новое физическое явление – спонтанная реверсия конвекции. Ранее в работе [7] при нагреве-охлаждении (1-10-1°С) воды в ограниченном объёме были обнаружены, по мнению авторов, неравновесные фазовые переходы в воде в окрестности 4°С, которые сопровождаются скачком температуры на 1-1.5 °С в слое у поверхности на оси емкости. Наблюдаемые особенности повторились в наших измерениях. Увеличение гидродинамического сопротивления (размещение марли в объёме), как фактор увеличения «вязкости», исключило эти особенности. Мы предположили развитие конвекции. Для наблюдения конвекции мы разместили трассеры внутренних течений в цилиндрическом объёме (окрашенные вертикальные траектории опускания кристалликов перманганата калия равноудалённые от оси). Эволюция изгибов трассеров при пассивном нагреве от 1 °С указывала на траекторию конвекции: опускание по стенкам - подъём по оси, а затем реверсию конвекции в окрестности ~4 °С. Мы предложили механизм реверсии с учётом срыва неустойчивости Релея-Тейлора в соответствии с законом Архимеда при инверсии плотности в верхнем слое в окрестности ~4 °С (тяжёлое тонет). Принимая во внимание 4-кратный резонанс вращательных уровней орто-пара спиновых изомеров H<sub>2</sub>O при 4 °С (два столкновительных и два смешанных квантовых состояний), мы полагаем, что квантовые отличия орто-пара спиновых изомеров H<sub>2</sub>O являются ключевым фактором изменения свойств воды в окрестности особых точек воды и указывает на квантовую природу не случайных значений температур 4, 19, 36.6, 60 С и других [1,8].

[1] M. Chaplin, Water Structure and Science, [www.btinternet.com/martin.chaplin/phase.html](http://www.btinternet.com/martin.chaplin/phase.html)

[2] С.В. Стебновский, Журнал технической физики, **74**(1), 21-24 (2004).

[3] С.М. Першин, Л.М. Крутянский, В.А. Лукьянченко, Об обнаружении неравновесных фазовых переходов в воде, Письма в ЖЭТФ, **94**(2), 131-136, (2011);

[4] Н.Ф. Бондаренко, Физика движения подземных вод, Л., Гидрометеониздат, 1973, 215 с

[5] J.G. Davis, K.P. Gierszal, P.Wang, Water structural transformation at molecular hydrophobic interfaces, Nature, **491**, 519 (2012)

[6] S.M. Pershin, A.F. Bunkin, Temperature Evolution of the Relative Concentration of the H<sub>2</sub>O ortho/para Spin Isomers in Water Studied by Four-Photon Laser Spectroscopy, Laser Phys. **19**(7), 1410-1414, (2009)

[7] Л.Н. Батуров, И.Н. Говор, А.С. Обухов, В.Г. Плотниченко, Е.М. Дианов, Обнаружение в воде неравновесных фазовых переходов, Письма в ЖЭТФ **93**(2), 92-94 (2011)

[8] S.M.Pershin, Coincidence of Rotational Energy of H<sub>2</sub>O Ortho-Para Molecules And Translation Energy near Specific Temperatures in Water and Ice, Physics of Wave Phenomena, **16**(1), 15–25 (2008).

## Влияние примесей малой концентрации на генерацию ветровых волн

О. Н. Мельникова, Ю.Ю. Плаксина, А.В. Уваров, Д.А. Агапова, П.Ф. Каррион Гонсалес,  
А.И. Зарубина, Д.И. Ильиных

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

[olamel@yandex.ru](mailto:olamel@yandex.ru)

Одной из фундаментальных проблем теории генерации ветровых волн, до сих пор не решенных, является определение критической скорости ветра, при которой возникают устойчивые волны. Многочисленные натурные наблюдения и лабораторные эксперименты дают широкий диапазон значений критической скорости  $1 < u < 3$  м/с с длиной волны  $\lambda \approx 4 - 6$  см, [1]. Существующие модели генерации ветровых волн (например [2]) не могут объяснить такое смещение, так как в рамках этих моделей решается линейная задача на устойчивость течения со сдвигом скорости, устанавливается только потеря устойчивости, но не параметры устойчивых возмущений. Одной из возможных причин смещения границы генерации при одинаковых фиксированных динамических параметрах потоков может быть состояние поверхности воды, на которой могут существовать пленки различной концентрации, которые и меняют условия генерации. Ранее вопрос о влиянии таких пленок подробно рассматривался применительно к условиям конвекции за счет испарения с поверхности жидкости при отсутствии ветра [3,4]. Было показано, что даже в дистиллированной воде концентрации примесей достаточно, чтобы блокировать конвекцию Марангони. По этой причине термин «холодная пленка», который хорошо известен в геофизике и связывается, как правило, только с температурным полем, необходимо распространить и на гидродинамические движения в жидкости – пленка препятствует массообмену «поверхность-объем». Но при наличии обдува (ветра) основной характеристикой пленки оказывается ее прочность и в этом случае результат измерений в канале начинает зависеть от чистоты воды. Пленка на поверхности воды может существенно изменить взаимодействие воздушного потока с водой, что может отразиться на таком макропараметре, как коэффициент трения.

Задачей настоящей работы является оценка влияния таких пленок на процесс генерации ветровых волн на гладкой поверхности воды. Эксперименты показали, что генерация коротких волн на воде наблюдается только в зоне торможения горизонтального потока воздуха о подстилающую поверхность [5]. На рис. 1 видно, что под наклонной крышей, где скорость потока растет в направлении движения, волны не образуются. На выходе из-под крыши скорость потока падает, сразу появляются волны.



Рис. 1. Генерация волн в тормозящемся потоке воздуха (без крыши), отсутствие волн в ускоряющемся потоке (под крышей). 1 – гладкая поверхность воды

Прандтль [6] предположил, что для таких потоков действие силы обратного градиента давления может привести к остановке приповерхностного слоя и формированию вихрей. Экспериментальные исследования [5] показали, что такая остановка действительно происходит периодически, что при торможении в пограничном слое воздуха образуются цилиндрические вихри, ось которых направлена горизонтально по нормали к направлению движения потока, причем, вихри расположены на одинаковом расстоянии друг от друга  $s$ . При возникновении цепочки вихрей у поверхности воды, под вихрями возникает понижение давления, приводящее к деформации водной поверхности – возникают предпосылки вынужденной генерации ветровых волн, длина которых совпадает с расстоянием между вихрями  $\lambda = s$ , а период – с периодом вылета вихрей [5]. В [7] получено условие соответствия характеристик вынужденных колебаний водной поверхности дисперсионному соотношению для свободных волн на воде: только такие колебания оказывались устойчивыми. Параметры вынужденных колебаний существенно зависят от силы трения на границе сред и должны меняться при формировании органической пленки на поверхности воды.

Для решения поставленной задачи проведено экспериментальное исследование процесса генерации ветровых волн в прямом канале с прозрачными стенками. Длина канала – 3.5 м, ширина – 15 см, высота слоя воды – 30 см. Горизонтальный поток воздуха создавался вентилятором и подавался в канал через решетку прямых гладких каналов диаметром 1 см. Скорость потока воздуха составляла от 235 до 620 см/с. Параметры волн определялись по видеозаписи, сделанной через боковую стенку канала. В экспериментах формировались волны длиной  $1 < \lambda < 5$  см.

Процесс генерации волн исследован в двух режимах: непосредственно после заполнения канала водой и через двое суток. Наличие пленки фиксировалось с помощью инфракрасной камеры. Если пленка отсутствует, то на поверхности воды видны конвективные ячейки, визуализированные перепадом температур в струйках (рис.2а). Установлено, что пленка без воздействия ветра покрывала всю поверхность воды в канале.

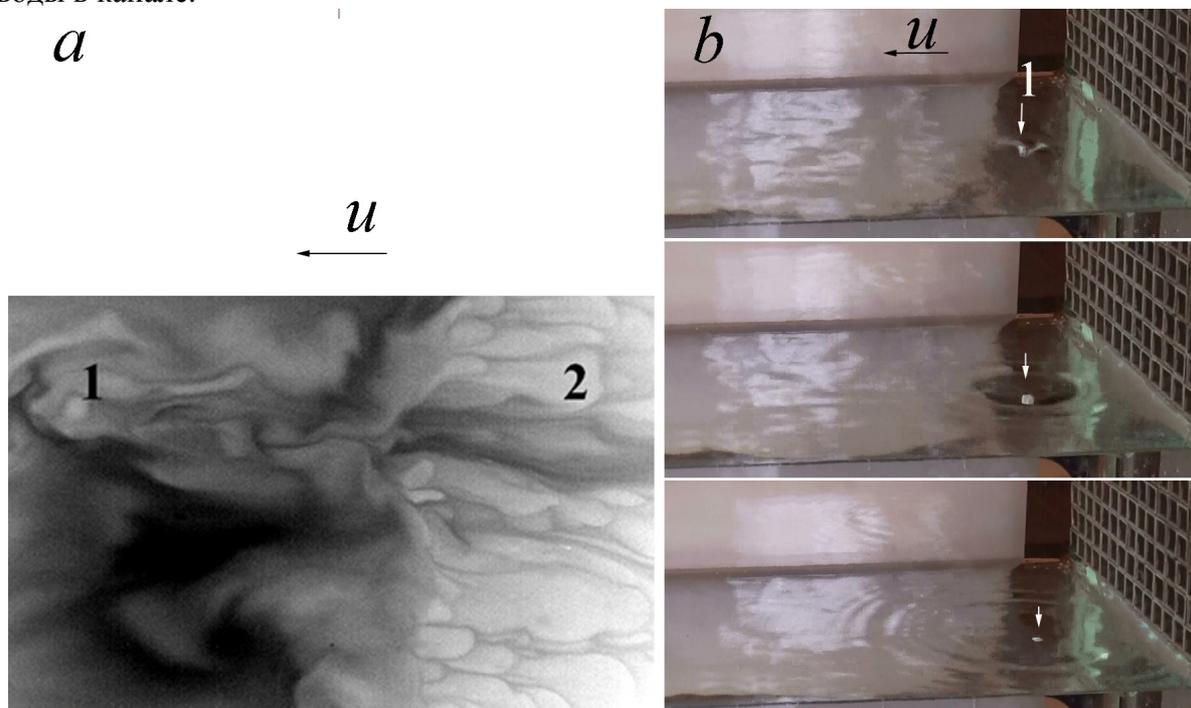


Рис.2. *a* – Поле температур на границе перехода «свободная поверхность-пленка». Хорошо видна разница в структурах приповерхностного течения (зона 1- плёнка, зона 2 – свободная поверхность). Максимальная разность температур  $1.3^{\circ}\text{C}$ . *b* – Ускоряющийся поток воздуха. Падение частицы на воду с пленкой. 1 – момент приводнения частицы на поверхность пленки. Между кадрами 0.08 с.

Если скорость ветрового потока увеличивалась вдоль направления движения в сужающемся канале, то волны на поверхности воды не формировались, отсутствовало и дрейфовое течение. На рис. 2б приведены последовательные кадры записи в потоке воздуха  $u=235$  см/с на входе в сужающийся канал. Сверху на воду с пленкой падает частица нейтральной плавучести, которая порождает кольцевые волны, так как поверхность пленки неподвижна. Сама частица остается в месте падения, так как пленка не позволяет развиваться вязкому дрейфу на поверхности воды (зона вблизи вентилятора также оказывается под пленкой, это хорошо видно на тепловизоре).

В том случае, если скорость потока уменьшалась в направлении движения (в канале без крыши), пленка сохранялась на начальном участке канала протяженностью 10-15 см. Именно в этой зоне происходит генерация волн. Была установлена критическая скорость потока воздуха, при которой происходит генерация волн в двух состояниях чистоты поверхности воды. На воде, выдержанной 2 суток, критическое значение скорости ветра  $u = 235$  см/с, длина волны  $\lambda = 3-3.1$  см. Если использовать свежую водопроводную воду при той же скорости ветра, то волны не образуются, начало генерации соответствует скорости 290 см/с, а длина волны 5 см. При меньшей скорости ветра не существует резонансных значений длины волны, удовлетворяющих и дисперсионному соотношению свободных колебаний, и расстоянию между воздушными вихрями, возмущающими поверхность воды.

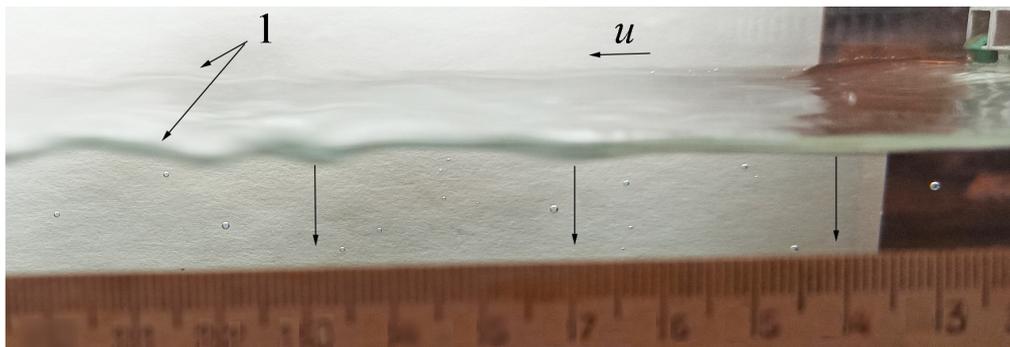


Рис.3. Генерация волн на начальном участке канала. Скорость ветра  $u = 235$  см/с. 1 – поверхность воды

Полученное смещение критической скорости ветра, при которой возникает генерация устойчивых волн, соответствует увеличению коэффициента трения в выражениях, определяющих период формирования вихрей  $T$  и расстояние между ними  $s$  в замедляющемся потоке воздуха [5]:

$$s = Tu_s - \frac{\delta}{2C_f} \ln \left( 1 + u_s \frac{2C_f}{5|u_x|\delta} \right), \quad T = \left( \frac{2\delta}{5u_s|u_x|C_f} \right)^{1/2} \arctg \left( \sqrt{\frac{2u_s C_f}{5|u_x|\delta}} \right), \quad (1)$$

где  $u_s$  – средняя скорость воздушного потока на нижней границе вязкого слоя,  $\delta$  – толщина вязкого слоя,  $C_f$  – безразмерный коэффициент трения скольжения воздуха по поверхности воды. При  $u > 1$  м·с<sup>-1</sup>  $u_s \approx 0.1u$ , а  $\delta = 0.05$  см [5]. В соответствии с данными работы [5] коэффициент трения для свеженалитой водопроводной воды  $C_f = 0.08$ . Результат, полученный в эксперименте на воде с пленкой, сформировавшейся за двое суток, соответствует увеличению коэффициента трения до значения  $C_f = 0.2$ . Для этого значения коэффициента трения при расчетах длины устойчивой резонансной волны для заданной скорости ветра по (1) получено хорошее соответствие экспериментальным данными. Эксперименты, проведенные нами для различных подстилающих поверхностей [5] в потоках воды и воздуха, показали, что

коэффициент трения не зависит от поля скорости в потоке, и определяется только структурой стенок. Можно предположить, что и в данном эксперименте коэффициент трения не зависит от скорости ветра. На рис. 4 приведены зависимости резонансной длины волны от скорости ветра, полученные для воды, налитой перед экспериментом и для воды, отстоявшейся двое суток с более прочной пленкой.

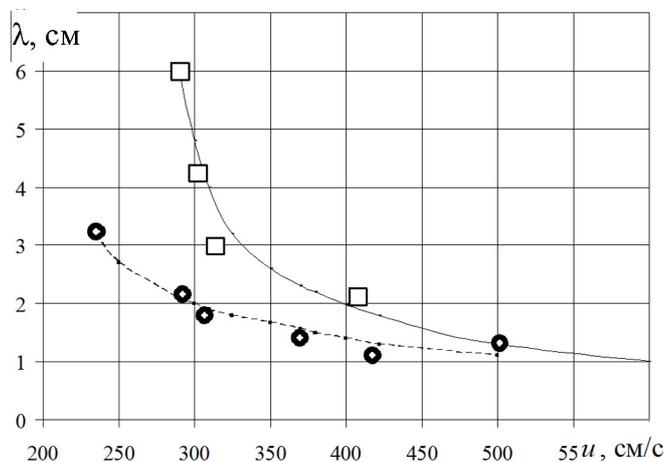


Рис. 4 Резонансная длина волны как функция скорости ветра. Сплошная линия – расчет для свежей водопроводной воды  $C_f = 0.08$ , штриховая – для воды с пленкой, сформировавшейся за 2 суток  $C_f = 0.2$ , квадраты – эксперимент для свежей воды, кружки – эксперимент для постоявшей двое суток воды.

Все экспериментальные значения лежат внутри доверительного интервала для вероятности 0.67 вдоль теоретических кривых, что подтверждает сделанное предположение.

Можно заключить, что увеличение времени формирования пленки примеси на поверхности воды приводит к изменению длины резонансной волны в зоне генерации. Коэффициент трения воздушного потока о поверхность воды оказывается выше при усилении пленки, а длина резонансной волны меньше.

В работе показано, что одной из причин сдвига значения критической скорости ветра, при которой начинается генерация устойчивых волн на поверхности воды, является наличие пленки примеси малой концентрации на ее поверхности.

Работа была выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств «Программы развития Московского университета».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Paquier A., Moisy F., Rabaud M. // Phys. Rev. Fluids. 2016. V. 1, 083901.
2. Kharif C., Abid M. Miles // J. Mar. Sci. Eng. 2020, V.8, 623.
3. Плаксина Ю.Ю. и др. // Вестн. Моск. Унив.: Физика, астрономия. 2018. № 5. С.56.
4. Vinnichenko N.A. et al. // Exp. Therm. Fluid Sci. 2014. V. 59. P. 238
5. Волков П.Ю., и др. // Изв. АН, Физика атмосферы и океана, 2001. Т. 37. № 6. С.834. (Volkov P.Yu., et al. // Izv, Atmos. and Ocean. Physics. 2001. V. 37. № 6. P. 769).
6. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.-И.: РХД, 2002. (L. Prandtl. Führer durch die Strömungslehre. Braunschweig / Wiesbaden, 1990).
7. Мельникова О.Н., Показеев К.В., Шабров М.Н. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2017 Т. 81. № 1. С. 102. (Melnikova O.N., Pokazeev K.V., Shabrov M.N. // Bull. of the Rus. Ac. of Sci. Physics, 2017. V. 81. № 1. P. 92.

## Моделирование колебательно-диффузионного движения молекул жидкой воды

С.В. Чучупал, В.С. Ноздрин, А.А. Волков

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
MirrorMan@yandex.ru*

Вода в силу жизненной важности является объектом интенсивных исследований во многих областях науки. Общепринято, что вода в конденсированном состоянии представляет собой ансамбль неделимых газовых молекул  $H_2O$ , скреплённых сеткой водородных связей. Считается, что всё богатство свойств воды обязано динамическим процессам в структуре сетки водородных связей — их непрекращающимся разрывам и восстановлением. Несмотря на простоту химического состава воды, продолжительное изучение и богатство экспериментального материала, по мере привлечения всё новых экспериментальных и расчётных методов проблема понимания свойств воды не снимается, а только усугубляется — количество неясных и спорных вопросов непрерывно растёт [1]. Устройство воды на молекулярном уровне, наделяющее воду гигантским многообразием свойств, до сих пор не установлено. В работах последних лет высказывается догадка, что базовая парадигма воды выстроена неправильно: “If the truncation scheme is inappropriate for the problem of interest, predictions can go significantly awry. Clearly, this is likely to be true for water” [2].

Для ухода от существующих трудностей мы обратились к газо-твёрдотельной модели Френкеля, в которой понятие водородных связей не используется [3]. Воду в жидкой фазе мы представили в виде плотного газа сферических частиц, находящихся в тепловом колебательно-диффузионном движении, при котором каждая частица одновременно колеблется внутри клетки (роя) из окружающих её соседей и вместе с окружением постепенно диффундирует. Поскольку водородные связи устанавливаются на очень короткие (пикосекундные) времена, взаимодействие между молекулами мы представили как столкновения. Дополнительно мы отказались от постулата о неделимости молекул  $H_2O$  и ввели условие, что при столкновениях между частицами происходит протонный обмен, в результате которого молекулы и ионы взаимопревращаются. С помощью описанной модели были успешно описаны диэлектрические, транспортные и тепловые свойства жидкой воды [4], было показано, что в рамках ион-молекулярной модели связующим фактором жидкой воды является кулоновское поле зарядов, броуновским способом блуждающих по молекулам  $H_2O$  [5].

В настоящей работе в развитие темы мы по второму кругу обращаемся к диэлектрическим спектрам жидкой воды, углубляясь в вопрос о молекулярном механизме их формирования. Диэлектрический отклик среди специфических свойств любого вещества занимает центральное место так как в силу электромагнитной природы вещества несёт первичную информацию о происходящих в нём процессах. Для жидкой воды диэлектрический отклик к настоящему времени изучен досконально.

Мы впервые привлекаем к обработке диэлектрических спектров воды модель, разработанную нами в конце 80-х гг. для описания диэлектрического отклика суперионных проводников [6]. Диэлектрические спектры воды, расширенные до 10 частотных декад и взятые в широком диапазоне температур (0–100°C), интерпретируются как отклик диффузного перемещения заряженной частицы, находящейся в параболическом потенциале. Модельная проводимость  $\sigma(\nu)$  диффузно-колебательного движения имеет вид:

$$\sigma(\nu) = 2\pi\epsilon_0\nu_{pl}^2\gamma \frac{\nu^2\tau_R a + b}{\nu^2 a^2 + b^2}, \quad (1)$$

где  $a = \gamma(1 + \gamma\tau_R)$ ,  $b = \gamma\tau_R(\nu_0^2 - \nu^2) + \gamma^2 - \nu_0^2$ ,  $\nu_{pl}$  — плазменная частота,  $\nu_0$  — частота колебаний частицы в локализованном состоянии,  $\tau_R$  — время локализации,  $\gamma$  — частота столкновений,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная. При  $\tau_R = 0$  модель описывает отклик Друде свободно проводящих частиц, при  $\tau_R \rightarrow \infty$  — отклик гармонического осциллятора с затуханием (рис. 1).

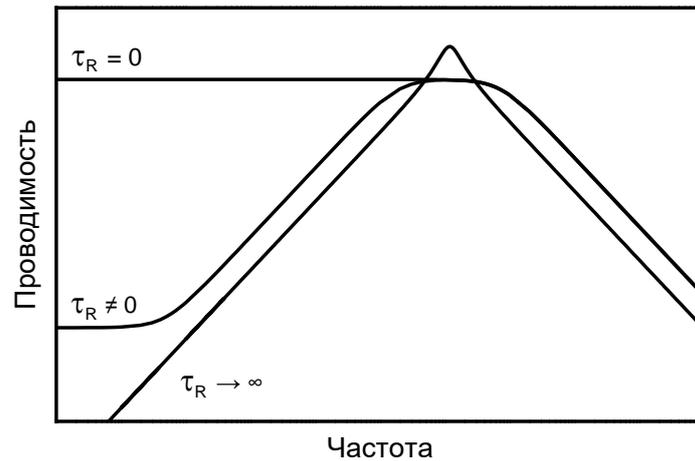


Рис. 1. Схематическая трансформация спектра проводимости при изменении времени локализации частицы в клетке из своих соседей: осцилляторный пик при  $\tau_R = \infty$  и друдевское плато при  $\tau_R \rightarrow 0$ .

Путём подбора параметров  $\nu_{pl}$ ,  $\nu_0$ ,  $\tau_R$  и  $\gamma$  формула (1) подгонялась к панорамным спектрам проводимости. Главным результатом стало совместное модельное описание разнесённых на 7 порядков величины высокочастотной и низкочастотной полок проводимости (рис. 2).

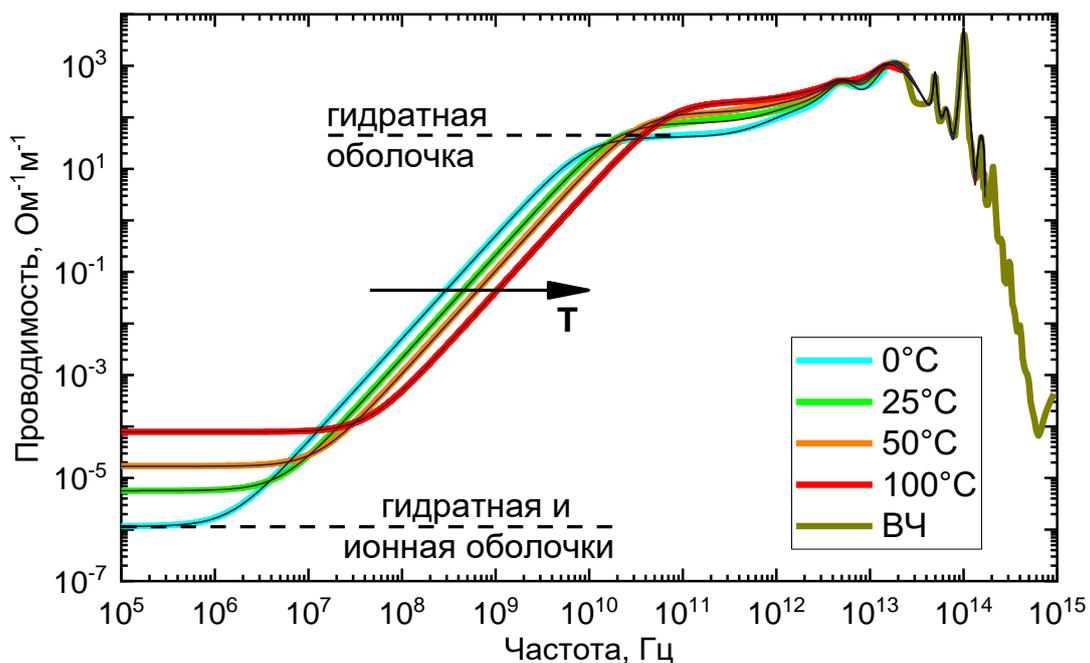


Рис. 2. Спектры проводимости жидкой воды для различных температур: толстые линии — экспериментальные данные (ВЧ — высокие частоты), тонкие линии чёрного цвета — модельные спектры.

Ранее в работе [7] полки были связаны нами с молекулярной динамикой воды в режиме трансляционного перемещения иона, находящегося в, соответственно, гидратной и в ион-гидратной оболочках. Считалось, что таким образом нами наблюдаются два диффузионных процесса со временами локализации, различающимися на 7 порядков. В настоящей работе теперь показана возможность полноценного последовательного описания диэлектрического отклика воды с позиций газо-твердотельной модели Френкеля, дополненной эффектом взаимопревращения частиц при тепловых столкновениях, и определены параметры модели для широкого диапазона температур.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-02-00446 (А).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. P. Ball // Chem. Rev. 2008. V. 108. N. 1. P. 74. DOI: 10.1021/cr068037a
2. V.P. Sokhan et al. // PNAS 2015. V. 112. N. 20. P. 6341. DOI: 10.1073/pnas.1418982112
3. Я.И. Френкель “Кинетическая теория жидкостей” М.: Наука, 1975.
4. А.А. Васин, А.А. Волков // ЖТФ 2020. Т. 90. № 9. С. 1470. DOI: 10.21883/JTF.2020.09.49677.404-19
5. А.А. Volkov, S.V. Chuchupal “Cohesion of a model medium with mutual ion-dipole transformations of particles” // Ferroelectrics 2021 (in press).
6. А.А. Волков, Г.В. Козлов, С.П. Лебедев, А.С. Ракитин // ФТТ 1990. Т. 32. № 2. С. 329.
7. А.А. Volkov et al. // J. Mol. Liq. 2017. V. 248. P. 564. DOI: 10.1016/j.molliq.2017.10.071