

## О СРЕДНЕМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В МОРЯХ И ОКЕАНАХ

© Воронков С.С.

Контакт с автором: [vorss60@yandex.ru](mailto:vorss60@yandex.ru)

### Аннотация

*Показано, что среднемасштабная турбулентность в морях и океанах представляет собой циклический процесс возникновения и распада вихревых трубок, включающий следующие этапы: колебания частоты вращения Земли вокруг своей оси, возникновение нестационарного движения воды в водной оболочке Земли, возникновение вихревых трубок, деформация и растяжение вихревых трубок, распад вихревых трубок, распространение возмущений давления по вихревым трубкам, возникновение пульсаций скорости. В рамках развиваемого подхода естественное объяснение получают волны-убийцы, являющиеся внешним проявлением среднемасштабной турбулентности на поверхности вод. Приводится график цикла среднемасштабной турбулентности в морях и океанах.*

### Содержание

Введение.....	1
1. Мелкомасштабная турбулентность.....	2
2. Среднемасштабная турбулентность. Этапы формирования.....	3
2.1. Колебания частоты вращения Земли вокруг своей оси.....	4
2.2. Возникновение нестационарного движения воды в водной оболочке Земли.....	5
2.3. Возникновение вихревых трубок.....	6
2.4. Деформация и растяжение вихревых трубок.....	6
2.5. Распад вихревых трубок.....	8
2.6. Распространение возмущений давления по вихревым трубкам.....	9
2.7. Возникновение пульсаций скорости. Волны-убийцы.....	10
Выводы.....	12
Литература.....	13

### Введение

Характерными особенностями океанической турбулентности являются многомасштабность ее структуры и существенное влияние плотностной стратификации [1]. Приведем конкретные значения пространственно-временных масштабов в таблице № 1 [1]

Таблица № 1

<b>Обобщенные сведения о порядках скорости притока энергии и характерных пространственно-временных масштабах для основных видов турбулентности</b>				
Вид турбулентности	Скорость притока и диссипации энергии, $\text{м}^2/\text{с}^3$	Характерные временные масштабы турбулентных возмущений	Характерные пространственные масштабы турбулентных возмущений, м	
			горизонтальный	вертикальный
Крупномасштабная	$10^{-9}$	От десятков суток до нескольких месяцев	$10^5-10^6$ (100-1000 км)	$10^2-10^3$
Среднемасштабная	$10^{-7}$	От часов до нескольких суток	$10^4-10^5$ (10-100 км)	$10-10^2$
Мелкомасштабная	$10^{-5}$	От долей секунды до десятков минут	$10^2-10^3$ (0,1-1 км)	0,1-10

«Из всех видов турбулентности, – как отмечается в [1], – наиболее изучена мелкомасштабная турбулентность». Как показано в работе [2], мелкомасштабная турбулентность в жидкостях представляет собой циклический процесс возникновения и распада вихревых трубок. Как будет показано, среднемасштабная турбулентность также представляет циклический процесс, но обладающий специфическими особенностями.

### 1. Мелкомасштабная турбулентность

Мелкомасштабная турбулентность в жидкостях представляет собой циклический процесс возникновения и распада вихревых трубок, включающий различные этапы. Приведем эти этапы в виде таблицы № 2 [2]

Таблица № 2

<b>Полный цикл турбулентности в жидкости (мелкомасштабная турбулентность)</b>		
№ этапа	Название	Уравнения и формулы
1.	Усиление низкочастотных возмущений.	$\Delta p = 2(k_* - 1)\mu \frac{\nu}{\nu - b} \frac{u_\infty u'_m}{\omega \delta^2} \sin \omega t.$
2.	Возникновение волн Толлмина-Шлихтинга.	$\frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2} = (a_{sg}^2 + \frac{4}{3}(k_* - 1) \frac{\nu}{\nu - b} \nu \text{div} \mathbf{V}) \text{grad} \text{div} \mathbf{V}.$
3.	Возникновение вихревых трубок.	$\frac{\partial^2 \boldsymbol{\omega}}{\partial t^2} = 0.$
4.	Деформация и растяжение вихревых трубок.	$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \boldsymbol{\omega} \mathbf{S} - \boldsymbol{\omega} \text{div} \mathbf{V}$ – ур-ние Фридмана.
5.	Распад вихревых трубок, сопровождающийся взрывным, асимптотическим ростом пульсации давления.	$\Delta p = \frac{4(k_* - 1)}{9} \frac{\nu}{\nu - b} \mu \frac{\omega_0^4 t_0^3}{(1 - \tau)^3}.$

6.	Распространение возмущений давления по вихревым трубкам с образованием пятен Эммонса.	$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = (a_{sg}^2 + \frac{4}{3}(k_* - 1) \frac{v}{v-b} v \operatorname{div} \mathbf{V}) \operatorname{div} \operatorname{grad} p.$
7.	Возникновение пульсаций скорости.	$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{v}{3} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{V} -$ уравнение Навье-Стокса.

Приведем график полного цикла мелкомасштабной турбулентности – рис. 1

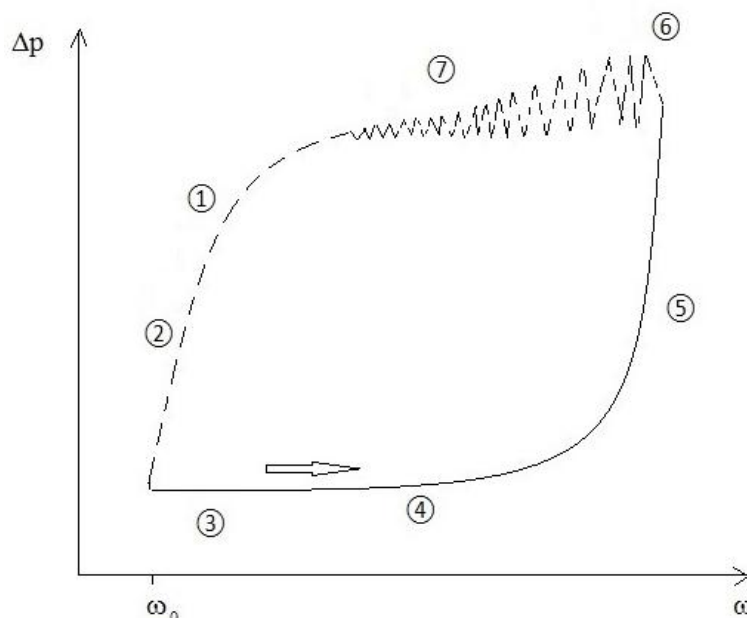


Рис. 1. Полный цикл мелкомасштабной турбулентности. ① — номер соответствующего этапа,  $\Delta p$  — пульсации давления,  $\omega$  — круговая частота вихревых трубок,  $\omega_0$  — круговая частота вихревой трубки до начала распада. Сплошной кривой изображены процессы образования вихревых трубок, их растяжения, деформации и распада — этапы ③, ④, ⑤. Штриховой кривой изображены процессы образования пятен Эммонса, возникновения пульсаций скорости, усиления низкочастотных возмущений, возникновения волн Толлмина-Шлихтинга — этапы ⑥, ⑦, ①, ②. На этих этапах происходит непосредственно диссипация энергии и подготовка формирования вихревых трубок. Стрелка указывает направление обхода цикла — «против часовой стрелки». Рисунок из работы [2].

Ниже покажем, что среднемасштабная турбулентность также представляет собой циклически повторяющийся процесс возникновения и распада вихревых трубок в морях и океанах.

## 2. Среднемасштабная турбулентность. Этапы формирования

Среднемасштабная турбулентность представляет собой циклически повторяющийся процесс возникновения и распада вихревых трубок в морях и океанах, включающий следующие этапы.

## 2.1. Колебания частоты вращения Земли вокруг своей оси

Колебания скорости вращения Земли порождают вихревые трубки в морях и океанах Земли. Покажем это. При рассмотрении примем, что вся поверхность Земли покрыта водной оболочкой.

Оценим неравномерность вращения Земли, возникающую под действием внешнего момента со стороны Луны, действие со стороны Солнца происходит аналогично. Для этого привлечем второе уравнение системы (7.1) с учетом (7.2) из работы [3]

$$I_y \frac{d\omega_y}{dt} + (I_x - I_z)\omega_z\omega_x = \frac{3Gm_{\text{л}}}{R_{\text{л}}^3} (I_x - I_z)\gamma_3\gamma_1. \quad (1)$$

Рассмотрение проведем в предположении  $\omega_y \gg \omega_x$  и  $\omega_y \gg \omega_z$ , где  $\omega_y$  представляет собой круговую частоту вращения Земли, а  $\omega_x$  и  $\omega_z$  определяются прецессией и нутацией земной оси, и они значительно меньше частоты вращения Земли. В этом приближении вторым членом в левой части уравнения (1) можно пренебречь как величиной второго порядка малости.

Для оценки направляющих косинусов выразим их значения через углы Эйлера и оценим диапазон изменений [4]

$$\begin{aligned} \cos(z_1, x) &= \gamma_1 = \sin\psi \cos\varepsilon + \cos\psi \sin\varepsilon \cos\theta, \\ \cos(z_1, z) &= \gamma_3 = -\sin\psi \sin\varepsilon + \cos\psi \cos\varepsilon \cos\theta. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\psi, \theta, \varepsilon$  – эйлеровы углы: прецессии, нутации, чистого вращения соответственно.

Угол чистого вращения определяется вращением Земли вокруг своей оси и за один оборот изменяется от 0 до  $2\pi$ . Его можно определить через скорость вращения Земли

$$\varepsilon = \omega_3 t, \quad (3)$$

где  $\omega_3$  – постоянное значение круговой частоты вращения Земли,  $t$  – время.

ценим из (2) диапазон изменений произведения направляющих косинусов в предположении  $\psi = 0, \theta = 0$

$$\gamma_3\gamma_1 = \cos\varepsilon \sin\varepsilon = \frac{1}{2} \sin 2\varepsilon, \quad (4)$$

то есть за один оборот Земли она будет дважды ускоряться и дважды замедляться под действием момента внешних сил, действующего со стороны Луны.

Перепишем уравнение (1) с учетом принятых допущений

$$I_y \frac{d\omega_y}{dt} = \frac{3Gm_{\text{л}}}{R_{\text{л}}^3} (I_x - I_z)\gamma_3\gamma_1 = \frac{3Gm_{\text{л}}}{2R_{\text{л}}^3} (I_x - I_z) \sin 2\omega_3 t. \quad (5)$$

Найдем величину колебания скорости вращения Земли под действием возмущения Луны, проинтегрировав уравнение (5)

$$\Delta\omega = -\frac{3Gm_{\text{л}}}{4\omega_3 R_{\text{л}}^3} \frac{(I_x - I_z)}{I_y} \cos 2\omega_3 t. \quad (6)$$

За один оборот Земли вокруг своей оси ее вращение дважды ускоряется и дважды замедляется. С такой же частотой действуют приливы и отливы.

## 2.2. Возникновение нестационарного движения воды в водной оболочке Земли

Будем рассматривать процессы, происходящие в водной оболочке Земли, в сферической системе координат – рис. 2, связанной с Землей.

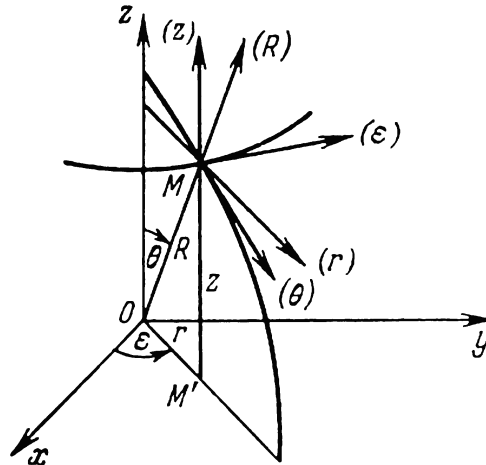


Рис. 2. Сферическая и цилиндрическая системы координат. Рисунок из работы [5].

Жидкость, находящаяся на Земле подвержена вращению и движется со скоростью вращения Земли. Но так как вращение Земли неравномерное, будет возникать пульсационная составляющая скорости, определяемая как

$$V_\varepsilon = \Delta\omega r = \Delta\omega R \sin\theta = -C_1 R \sin\theta \cos 2\omega_3 t, \quad (7)$$

где  $\Delta\omega$  – колебания круговой частоты вращения Земли,  $C_1 = \frac{3Gm_{\text{л}}}{4\omega_3 R_{\text{л}}^3} \frac{I_x - I_z}{I_y}$  – константа,  $R$  – радиус Земли.

Выпишем выражение для субстанциональных производных скоростей  $V_\theta$ ,  $V_R$  жидкости [5]

$$\frac{dV_\theta}{dt} = \frac{\partial V_\theta}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_\theta}{\partial R} + \frac{V_\theta}{R} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_\varepsilon}{R \sin\theta} \frac{\partial V_\theta}{\partial \varepsilon} + \frac{V_R V_\theta}{R} - \frac{V_\varepsilon^2 \operatorname{ctg}\theta}{R}, \quad (8)$$

$$\frac{dV_R}{dt} = \frac{\partial V_R}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_R}{\partial R} + \frac{V_\theta}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \theta} + \frac{V_\varepsilon}{R \sin\theta} \frac{\partial V_R}{\partial \varepsilon} - \frac{V_\theta^2 + V_\varepsilon^2}{R}, \quad (9)$$

где  $V_R, V_\theta, V_\varepsilon$  – проекции скорости жидкости на оси сферической системы координат  $R, \theta, \varepsilon$  соответственно.

Так как константа  $C_1 = 2,567 \cdot 10^{-14}$  рад/с представляет собой малую величину [3], проведенные оценки показывают, что пульсационные составляющие скорости  $V_\theta, V_R$  значительно меньше пульсационной составляющей скорости  $V_\varepsilon$

$$V_\theta \ll V_\varepsilon, \quad V_R \ll V_\varepsilon. \quad (10)$$

Поэтому в дальнейшем ограничимся учетом только этой  $V_\varepsilon$  пульсационной составляющей скорости.

### 2.3. Возникновение вихревых трубок

Возникновение нестационарного движения воды в водной оболочке Земли порождает вихревые трубки [5]

$$\begin{aligned}\omega_R &= \text{rot}_R \mathbf{V} = \frac{1}{R \sin \theta} \left[ \frac{\partial(V_\varepsilon \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{\partial V_\theta}{\partial \varepsilon} \right], \\ \omega_\theta &= \text{rot}_\theta \mathbf{V} = \frac{1}{R} \left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial V_R}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial(RV_\varepsilon)}{\partial R} \right].\end{aligned}\quad (11)$$

Вычислим производные в выражениях (11), учитывая только составляющую скорости  $V_\varepsilon$ . В результате после преобразований получим

$$\begin{aligned}\omega_R &= -2C_1 \cos 2\omega_3 t \cos \theta, \\ \omega_\theta &= 2C_1 \cos 2\omega_3 t \sin \theta.\end{aligned}\quad (12)$$

Радиальные вихревые трубки, водовороты с круговой частотой  $\omega_R$  ответственны за возникновение приливов и отливов в морях и океанах [3]. Распад меридианальных вихревых трубок  $\omega_\theta$  порождает среднемасштабную турбулентность и ответственен за возникновение волн-убийц.

Из второй теоремы Гельмгольца о вихрях следует известный опытный факт [5]: «вихревые трубки не могут заканчиваться внутри жидкости; они либо образуют замкнутые кольца, либо опираются на стенки сосуда или свободные поверхности» – рис.3.

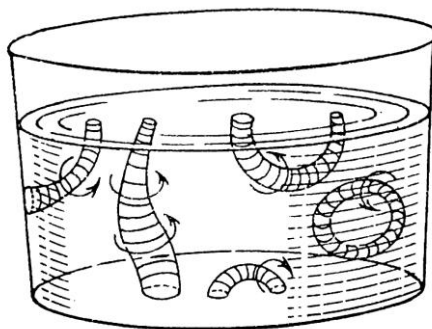


Рис. 3. Вихревые трубки не могут заканчиваться внутри жидкости. Рисунок из работы [5].

Радиальные вихревые трубки  $\omega_R$  начинаются на дне водоемов и заканчиваются на свободной поверхности. Меридианальные вихревые трубки  $\omega_\theta$  начинаются у берегов и заканчиваются либо на противоположном берегу или на свободной поверхности. Видимо этим объясняется высокий процент возникновения волн-убийц у береговой линии – рис. 9.

### 2.4. Деформация и растяжение вихревых трубок

Вихревые трубки в водной оболочке Земли будут прецессировать во вращающемся поле Земли. Момент прецессии определится [6]

$$\mathbf{M} = I(\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega}_3), \quad (13)$$

где  $I$  – момент инерции вращающейся вихревой трубки,  $\boldsymbol{\omega}$  – круговая частота вращения вихревой трубки,  $\boldsymbol{\omega}_3$  – круговая частота вращения Земли.

Модуль момента прецессии будет равен [6]

$$\begin{aligned} M_R &= I_R \omega_R \omega_3 \sin \theta, \\ M_\theta &= I_\theta \omega_\theta \omega_3 \sin\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) = I_\theta \omega_\theta \omega_3 \cos \theta. \end{aligned} \quad (14)$$

Момент прецессии стремится совместить ось вихревой трубки с осью вращения Земли, и направление действия момента осуществляется по меридиану.

Найдем моменты прецессии, подставив (12) в (14)

$$\begin{aligned} M_R &= -I_R C_1 \omega_3 \cos 2\omega_3 t \sin 2\theta, \\ M_\theta &= I_\theta C_1 \omega_3 \cos 2\omega_3 t \sin 2\theta. \end{aligned} \quad (15)$$

Анализ выражений (15) показывает, что максимальные значения моменты прецессии имеют в северном полушарии при угле  $\theta = \frac{\pi}{4}$ , что соответствует  $45^\circ$  с.ш. Приблизительно на этой широте расположены регионы с максимальными приливами. Залив Фанди (Канада) –  $44,95^\circ$  с.ш. высота прилива до 18 м. Залив Сен-Мало (Франция) –  $48,65^\circ$  с.ш. высота прилива до 15 м.

Моменты прецессии будут деформировать и исказить первоначальную конфигурацию вихревых трубок.

Также деформация и растяжение вихревых трубок будет происходить под действием тензора скоростей деформации, описываемой уравнением Фридмана [5]

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \boldsymbol{\omega} \mathbf{S} - \boldsymbol{\omega} \operatorname{div} \mathbf{V}, \quad (16)$$

где  $\mathbf{S}$  – тензор скоростей деформации, равный

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \frac{\partial V_R}{\partial R} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_\theta}{\partial R} - \frac{V_\theta}{R} + \frac{1}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \theta} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial V_R}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial V_\varepsilon}{\partial R} - \frac{V_\varepsilon}{R} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_\theta}{\partial R} - \frac{V_\theta}{R} + \frac{1}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \theta} \right) & \frac{1}{R} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_R}{R} & \frac{1}{2R} \left( \frac{\partial V_\varepsilon}{\partial \theta} - V_\varepsilon \operatorname{ctg} \theta \right) + \frac{1}{2R \sin \theta} \frac{\partial V_\theta}{\partial \varepsilon} \\ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial V_R}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial V_\varepsilon}{\partial R} - \frac{V_\varepsilon}{R} \right) & \frac{1}{2R} \left( \frac{\partial V_\varepsilon}{\partial \theta} - V_\varepsilon \operatorname{ctg} \theta \right) + \frac{1}{2R \sin \theta} \frac{\partial V_\theta}{\partial \varepsilon} & \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial V_\varepsilon}{\partial \varepsilon} + \frac{V_\theta}{R} \operatorname{ctg} \theta + \frac{V_R}{R} \end{pmatrix}.$$

Под действием тензора скоростей деформации вихревые трубки деформируются самым необычным образом. Приведем конфигурацию вихревых трубок, принимаемую в пограничном слое – рис. 4.

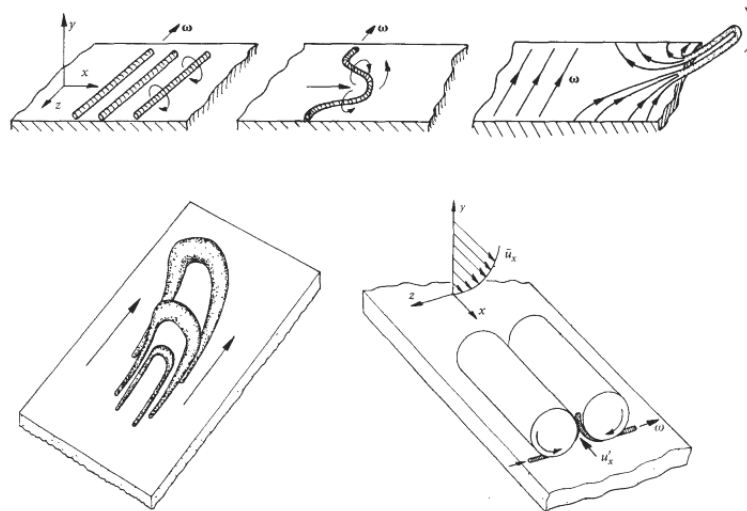


Рис. 4. Появление двумерных вихрей и их распад на трехмерные структуры в естественном переходе. Рисунок из работы [7], цитируется по [8].

При деформации и растяжении вихревой трубки в определенном сечении будет происходить уменьшение площади сечения и рост круговой частоты, вытекающий из второй теоремы Гельмгольца  $\omega_1 \sigma_1 = \omega_2 \sigma_2$ . Из этого равенства вытекает, что площадь сечения трубки не может стать равной нулю, так как это привело бы к возрастанию до бесконечности угловой скорости вращения жидких частиц в этом сечении – рис. 5.

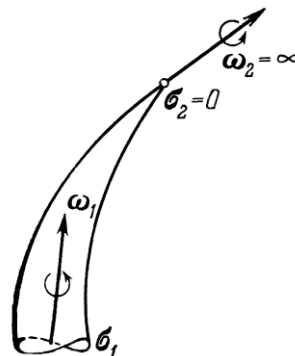


Рис. 5. Вихревая трубка. Рисунок из работы [5].

В самом узком сечении вихревой трубки, как показано в работе [3], будет происходить распад вихревой трубки и асимптотический рост пульсации давления.

## 2.5. Распад вихревых трубок

Распад вихревых трубок сопровождается взрывным, асимптотическим ростом пульсации давления, определяемым по формуле [3]

$$\Delta p = \frac{4(k_* - 1)}{9} \frac{\nu}{\nu - b} \mu \frac{\omega_0^4 t_0^3}{(1 - \tau)^3}. \quad (17)$$

где  $k_*$  – аналог показателя адиабаты, для воды  $\approx 7$ ;  $\nu$  – удельный объем жидкости;  $b$  –



константа газа Ван-дер-Ваальса;  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости;  $\tau = \frac{t}{t_0}$  – безразмерное время;  $t_0$  – время полного распада вихревой трубки;  $\omega_0$  – круговая частота вихревой трубки до начала распада.

Приведем график изменения пульсации давления в зоне распада вихревых трубок, рассчитанный по формуле (17) – рис. 6

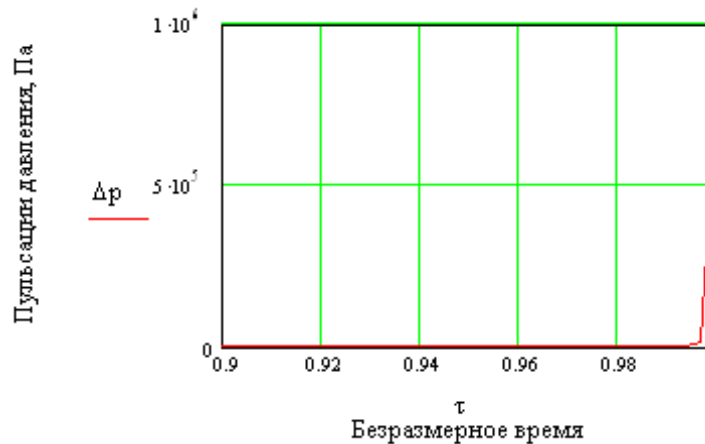


Рис. 6. Пульсации давления в зоне распада вихревой трубки. При расчете принималось:  $k_* = 7$ ;  $\nu = 0,001 \text{ м}^3 / \text{кг}$ ;  $b = 0,0009 \text{ м}^3 / \text{кг}$ ;  $\mu = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ;  $\omega_0 = 7,2921 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с}$ ;  $t_0 = 86164 \text{ с}$ .

Давление в зонах распада вихревых трубок асимптотически возрастает и претерпевает разрыв.

## 2.6. Распространение возмущений давления по вихревым трубкам

Возникшее возмущение давления распространяется по вихревым трубкам как каналам проводимости и разрушает их. Об этом свидетельствует стреловидная конфигурация пятен Эммонса, возникающих в пограничном слое (конфигурация пятна Эммонса воспроизводит конфигурацию деформированной вихревой трубки) – рис. 7

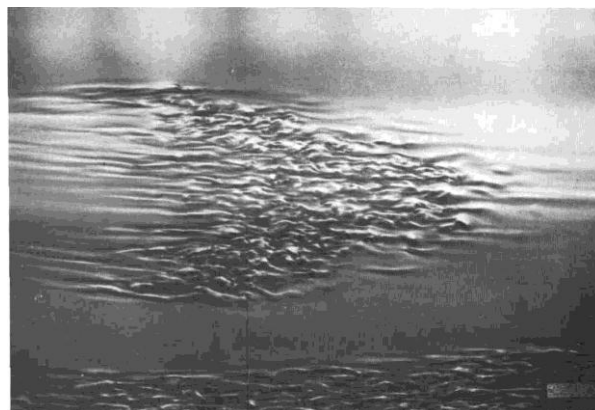


Рис. 7. Турбулентное пятно Эммонса в воде. Число Рейнольдса  $Re=200000$ . Рисунок из работы [9], цитируется по [10].

Приведем волновое уравнение, описывающее распространение возмущений давления по вихревым трубкам [3]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = (a_{sg}^2 + \frac{4}{3}(k_* - 1) \frac{\nu}{\nu - b}) \nu \operatorname{div} \mathbf{V} \operatorname{div} \operatorname{grad} p, \quad (18)$$

где  $a_{sg}$  – скорость звука в жидкости,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости.

В толще океана распределение турбулентности отличается большим своеобразием. Как отмечается в работе [1]: «Турбулентность не является непрерывной, а характеризуется перемежаемостью с резко очерченными областями турбулентной и нетурбулентной воды. При этом изолированные турбулентные пятна имеют форму горизонтальных дисков («блинов»)). Видимо, форма изолированных турбулентных пятен в виде горизонтальных дисков возникла при разрушении замкнутых вихревых трубок – торов.

«Данные наблюдений показывают, - как отмечается в работе [11], что за пределами поверхностного слоя волнового перемешивания и проникновения дрейфового течения (толщина до 30-50 м) турбулентное перемешивание происходит эпизодически и в ограниченных объемах. Это явление получило название перемежающейся турбулентности. Обычно оно является следствием потери устойчивости на локальных участках за счет действия внутренних волн, приливов, прохождения мезомасштабных вихрей и других возмущений. При этом появляется пятно или группа пятен с повышенной интенсивностью турбулентного перемешивания. За их пределами турбулентность либо отсутствует, либо очень слабая. Толщина пятна турбулентности в среднем составляет  $10^0$ - $10^1$  м, а горизонтальная протяженность  $10^2$ - $10^3$  м. Существуют такие пятна турбулентности ограниченное время от долей часа до нескольких часов и исчезают, появляясь снова в другом месте (рис. 8)».

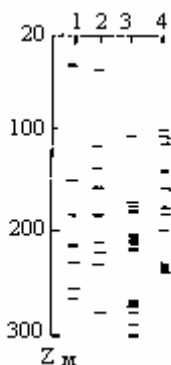


Рис. 8. Расположение пятен турбулентности по результатам зондирования в мае 1985 г. (20<sup>0</sup>с.ш., 37<sup>0</sup>з.д.). Цифры на оси абсцисс обозначают последовательные зондирования. Рисунок из работы [12]. Цитируется по [11].

Из рис. 8 следует, что в 1 и 2 измерениях турбулентные пятна располагаются на незначительном расстоянии от поверхности воды.

## 2.7. Возникновение пульсаций скорости. Волны-убийцы

Возникшие пульсации давления при распаде вихревых трубок в толще океана порождают пульсации скорости, описываемые уравнением Навье-Стокса [13]

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad}p + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\nu}{3} \text{grad} \text{div} \mathbf{V}, \quad (19)$$

где  $\mathbf{V}$  – вектор скорости жидкости;  $\mathbf{F}$  – вектор объемных сил (гравитационных, сил инерции и др.);  $p, \rho$  – давление и плотность,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости.

В большинстве случаев пульсации скорости происходят в толще океана и под действием сил вязкости гасятся. В том случае, когда распад вихревой трубки произошел у поверхности воды – рис. 8, под действием значительных пульсаций давления и скорости на поверхности воды возникнет резкий всплеск в виде волны больших размеров, это и есть волна-убийца. Для выброса воды на высоту 10 м необходимо избыточное давление порядка  $10^5$  Па. При распаде вихревой трубки на глубине 30 м необходимо давление для преодоления этой высоты. Анализ закона изменения давления при распаде вихревой трубки – рис. 6 показывает, что это достижимые значения давления для возникновения волны-убийцы.

Волны-убийцы (блуждающие волны, волны-монстры, белая волна, англ. *rogue wave* — волна-разбойник, *freak wave* — чокнутая волна;) — гигантские одиночные волны, возникающие в океане, высотой 20—30 метров (а иногда и больше), обладающие нехарактерным для морских волн поведением [14], связанным с внезапностью их появления.

Приведем места наблюдений волн-убийц в 2011–2018 гг., по данным СМИ [15] – рис. 9.



Рис. 9. Места событий волн-убийц в мире, по данным СМИ в 2011-2018 гг. (а) и распределение случаев по местам их возникновения (б). Рисунок из работы [15], цитируется по [16].

Сведем полученные результаты в таблицу № 4

Таблица № 4

Среднемасштабная турбулентность в морях и океанах		
№ этапа	Название	Уравнения и формулы
1.	Колебания частоты вращения Земли вокруг своей оси (под действием возмущения Луны).	$\Delta\omega = -\frac{3Gm_{\text{л}}}{4\omega_3 R_{\text{л}}^3} \frac{(I_x - I_z)}{I_y} \cos 2\omega_3 t.$
2.	Возникновение нестационарного движения воды в водной оболочке Земли.	$V_{\varepsilon} = -C_1 R \sin\theta \cos 2\omega_3 t.$
3.	Возникновение вихревых трубок.	$\omega_R = -2C_1 \cos 2\omega_3 t \cos\theta,$ $\omega_{\theta} = 2C_1 \cos 2\omega_3 t \sin\theta.$

4.	Деформация и растяжение вихревых трубок.	$M_R = -I_R C_1 \omega_3 \cos 2\omega_3 t \sin 2\theta,$ $M_\theta = I_\theta C_1 \omega_3 \cos 2\omega_3 t \sin 2\theta,$ $\frac{d\omega}{dt} = \omega \mathbf{S} - \omega \operatorname{div} \mathbf{V} \quad \text{— уравнение Фридмана.}$
5.	Распад вихревых трубок, сопровождающийся взрывным асимптотическим ростом пульсации давления.	$\Delta p = \frac{4(k_* - 1)}{9} \frac{\nu}{\nu - b} \mu \frac{\omega_0^4 t_0^3}{(1 - \tau)^3}.$
6.	Распространение возмущений давления по вихревым трубкам с образованием турбулентных пятен.	$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = (a_{sg}^2 + \frac{4}{3}(k_* - 1) \frac{\nu}{\nu - b} \nu \operatorname{div} \mathbf{V}) \operatorname{div} \operatorname{grad} p.$
7.	Возникновение пульсаций скорости, проявляющихся на поверхности вод в виде волн-убийц.	$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\nu}{3} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{V} \quad \text{—}$ <p>уравнение Навье-Стокса.</p>

Приведем график цикла среднемасштабной турбулентности – рис. 10. В отличие от мелкомасштабной турбулентности – рис. 1, этот цикл является разомкнутым. Этапы ①, ② определяются не внутренними процессами цикла, а внешними: неравномерностью вращения Земли.

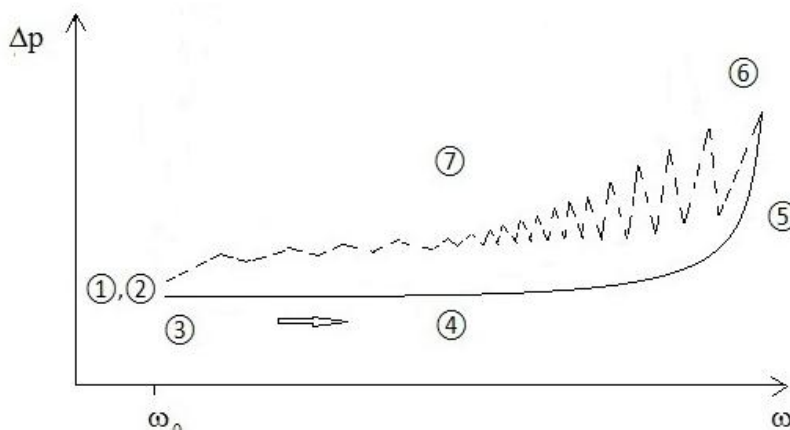


Рис. 10. График разомкнутого цикла среднемасштабной турбулентности. ① — номер соответствующего этапа,  $\Delta p$  — пульсации давления,  $\omega$  — круговая частота вихревых трубок,  $\omega_0$  — круговая частота вихревой трубки до начала распада. Сплошной кривой изображены процессы образования вихревых трубок, их растяжения, деформации и распада — этапы ③, ④, ⑤. Штриховой кривой изображены процессы образования турбулентных пятен и возникновения пульсаций скорости — этапы ⑥, ⑦. Этапы ①, ② определяются внешними процессами: неравномерностью вращения Земли. Стрелка указывает направление обхода цикла — «против часовой стрелки».

### Выводы

1. Показано, что среднемасштабная турбулентность в морях и океанах представляет собой циклический процесс возникновения и распада вихревых трубок, включающий

следующие этапы: колебания частоты вращения Земли вокруг своей оси, возникновение нестационарного движения воды в водной оболочке Земли, возникновение вихревых трубок, деформация и растяжение вихревых трубок, распад вихревых трубок, сопровождающийся взрывным асимптотическим ростом пульсации давления, распространение возмущений давления по вихревым трубкам с образованием турбулентных пятен, возникновение пульсаций скорости с образованием на поверхности вод волн-убийц.

2. В рамках развиваемого подхода естественное объяснение получают волны-убийцы, являющиеся внешним проявлением среднемасштабной турбулентности на поверхности вод.
3. Приводится график цикла среднемасштабной турбулентности в морях и океанах.

### Литература

1. Физика океана. Под редакцией Ю.П. Доронина. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1978. – 294 с.
2. Воронков С. С. Полный цикл турбулентности в жидкостях и газах. Электронный журнал «Техническая акустика», <http://www.ejta.org>, 2022, 3.
3. Воронков С.С. Общая динамика. – 9-е изд., переработанное. – Псков: ЛЕВИТРОН, 2022. – 307 с. Электронный вариант работы представлен на Яндекс.Диске: [https://disk.yandex.ru/i/DU9Zf\\_STwOgJUQ](https://disk.yandex.ru/i/DU9Zf_STwOgJUQ)
4. Лойцянский Л.Г., Лурье А.И. Курс теоретической механики. Т.1. Статика и кинематика. – М.: Наука, 1982. – 352 с.
5. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. Изд. 5-е. – М.: Наука, 1978. – 736 с.
6. Бутенин Н.В., Лунц Я.Л., Меркин Д.Р. Курс теоретической механики. Т.П.: Динамика. – М.: Наука, 1979. – 544 с.
7. Davidson P.A. Turbulence: an introduction for scientists and engineers. Oxford, UK: Oxford University Press, 2004. – 680 p.
8. Гарбарук А.В. Переход к турбулентности. Лекция 2. – С-П.: СПбГПУ, 2019. – 35 с. Режим доступа: [https://cfd.spbstu.ru/agarbaruk/turb\\_models/Term8\\_Lec02\\_transition.pdf](https://cfd.spbstu.ru/agarbaruk/turb_models/Term8_Lec02_transition.pdf)
9. Cantwell B., Coles D., Dimotakis P. – J. Fluid Mech., 1978, 87, p. 641-672.
10. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. – М.: Мир, 1986. – 184 с.
11. Доронин Ю.П. Физика океана. – С.-Петербург: РГГМУ, 2000. – 340 с.
12. Поздынин В.Д. Элементы вероятностного описания мелкомасштабной турбулентности в океане.- Л.: Гидрометеиздат, 1989. - 50 с.
13. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Часть вторая. – М-Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1948. – 612 с.
14. Волны-убийцы – Википедия <https://ru.wikipedia.org/wiki/Волны-убийцы>
15. Диденкулова Е.Г., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы в 2011-2018 годах. Доклады РАН. Науки о Земле. 2020; 491: 187-190.
16. Слюняев А.В., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы: мифы и реальность. Природа № 10, 2021. С. 10-25.