

## О МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛН-УБИЙЦ В МОРЯХ И ОКЕАНАХ

© Воронков С.С.

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

### Аннотация

Рассмотрен еще один, возможный, механизм генерации волн-убийц, основанный на возникновении и распаде вихревых трубок в морях и океанах. По существу, этот механизм представляет собой среднemasштабную турбулентность в морях и океанах, проявляющуюся на поверхности вод.

### Содержание

Введение.....	1
1. Турбулентность.....	2
2. Приливы и отливы в морях и океанах.....	4
3. Волны-убийцы. Этапы формирования.....	5
3.1. Колебания частоты вращения Земли вокруг своей оси.....	5
3.2. Возникновение нестационарного движения воды в водной оболочке Земли.....	6
3.3. Возникновение вихревых трубок.....	7
3.4. Деформация и растяжение вихревых трубок.....	8
3.5. Распад вихревых трубок.....	9
3.6. Распространение возмущений давления по вихревым трубкам.....	10
3.7. Формирование волн-убийц на поверхности воды.....	11
Выводы.....	12
Литература.....	12

### Введение

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 [1], связанным с внезапностью их появления.

Приведем места наблюдений волн-убийц в 2011–2018 гг., по данным СМИ [2] – рис. 1.

В качестве возможных механизмов образования волн-убийц предлагаются следующие [4]: «линейная или с учетом нелинейных поправок фокусировка волновых групп в результате действия дисперсии, изменчивых условий распространения волн (переменная батиметрия, изменение направления и захват течениями); действие переменных атмосферных условий; нелинейная модуляционная неустойчивость; взаимодействие солитоноподобных волновых групп». Но на сегодня нет окончательного понимания механизма образования волн-убийц.



Рис. 1. 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 [2], цитируется по [3].

### 1. Турбулентность

Характерными особенностями океанической турбулентности являются многомасштабность ее структуры и существенное влияние плотностной стратификации [5]. Приведем конкретные значения пространственно-временных масштабов в таблице № 1 [5]

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 [5], – наиболее изучена мелкомасштабная турбулентность». Как показано в работе [6], мелкомасштабная турбулентность в жидкостях представляет собой циклический процесс возникновения и распада вихревых трубок, включающий различные этапы. Приведем эти этапы в виде таблицы № 2 [6]

Таблица № 2

Полный цикл турбулентности в жидкости (мелкомасштабная турбулентность)		
№ этапа	Название	Уравнения и формулы
1.	Усиление низкочастотных возмущений.	$\Delta p = 2(k_* - 1)\mu \frac{v}{v-b} \frac{u_\infty u'_m}{\omega \delta^2} \sin \omega t.$
2.	Возникновение волн Толлмина-Шлихтинга.	$\frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2} = (a_{sg}^2 + \frac{4}{3}(k_* - 1) \frac{v}{v-b} v \operatorname{div} \mathbf{V}) \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{V}.$
3.	Возникновение вихревых трубок.	$\frac{\partial^2 \boldsymbol{\omega}}{\partial t^2} = 0.$
4.	Деформация и растяжение вихревых трубок.	$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \boldsymbol{\omega} \mathbf{S} - \boldsymbol{\omega} \operatorname{div} \mathbf{V}$ – уравнение Фридмана.
5.	Распад вихревых трубок.	$\Delta p = \frac{4(k_* - 1)}{9} \frac{v}{v-b} \mu \frac{\omega_0^4 t_0^3}{(1-\tau)^3}.$
6.	Распространение возмущений давления.	$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = (a_{sg}^2 + \frac{4}{3}(k_* - 1) \frac{v}{v-b} v \operatorname{div} \mathbf{V}) \operatorname{div} \operatorname{grad} p.$
7.	Возникновение пульсаций скорости.	$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\nu}{3} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{V}$ – уравнение Навье-Стокса.

Приведем график полного цикла турбулентности – рис. 2

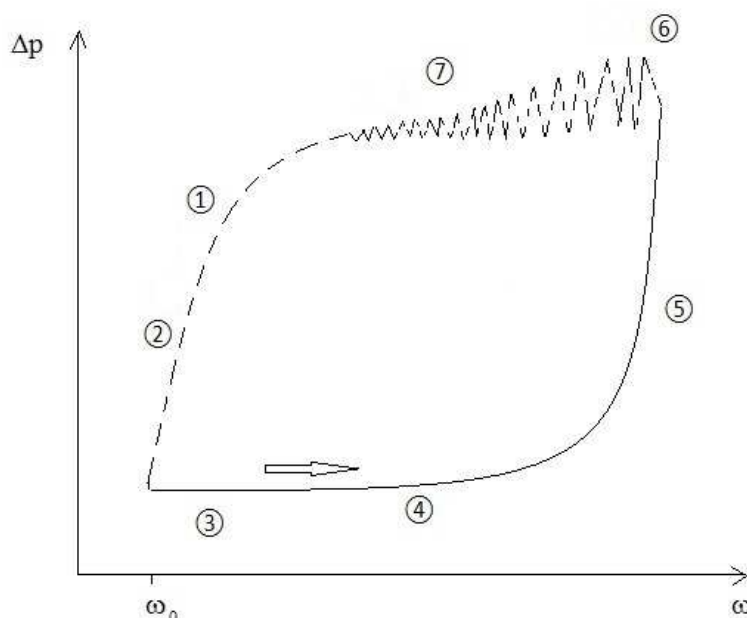


Рис. 2. Полный цикл турбулентности. ① — номер соответствующего этапа,  $\Delta p$  — пульсации давления,  $\omega$  — круговая частота вихревых трубок,  $\omega_0$  — круговая частота вихревой трубки до начала распада. Сплошной кривой изображены процессы образования вихревых трубок, их растяжения, деформации 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 [6].

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

## 2. Приливы и отливы в морях и океанах

Как показал Чуев [7], заслуживает внимания новая теория океанических приливов Юсупа Хизирова. Причиной возникновения приливов и отливов в теории Хизирова [8] являются водовороты в мировом океане. Водные вихри, вихревые трубки, водовороты в мировом океане в поле вращения Земли прецессируют, что и порождает приливы и отливы.

В работе [9] показано, что причиной возникновения вихревых трубок в морях и океанах является неравномерность вращения Земли вокруг своей оси. Возникновение приливов и отливов включает различные этапы. Приведем их в таблице № 3 [9]

Таблица № 3

Этапы возникновения приливов и отливов в морях и океанах		
№ этапа	Название	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.	$V_{\text{e}} = -C_1 R \sin \theta \cos 2\omega_3 t,$ $\frac{dV_{\theta}}{dt} = -\frac{V_{\text{e}}^2 \operatorname{ctg} \theta}{R}.$
3.	Возникновение вихревых трубок в водной оболочке Земли.	$\omega_{\text{R}} = \left( \frac{C_1^2}{2\omega_3} + \frac{C_1^2}{2\omega_3} \cos 4\omega_3 t - 2C_1 \cos 2\omega_3 t \right) \cos \theta.$
4.	Прецессия вихревых трубок под действием вращения Земли.	$M = I \left( \frac{C_1^2}{2} + \frac{C_1^2}{2} \cos 4\omega_3 t - 2C_1 \omega_3 \cos 2\omega_3 t \right) \frac{\sin 2\theta}{2}.$

Правы были Ньютон и Лаплас, что причиной приливов и отливов являются Луна и Солнце и что этот процесс динамический. Но Луна и Солнце воздействуют не напрямую на водную оболочку Земли, а воздействуют на вращение Земли в силу отличия конфигурации Земли от сфероида. Под действием Луны и Солнца возникают колебания скорости вращения Земли с частотой два раза в сутки – с этой же частотой происходят приливы и отливы.

Неравномерность вращения Земли порождает помимо радиальных вихрей, ответственных за приливы и отливы, поверхностные вихри: меридианальные и широтные, влияющие на возникновение волн-убийц.

### 3. Волны-убийцы. Этапы формирования

Формирование волн-убийц включает различные этапы. Рассмотрим их.

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

#### 3.1. Колебания частоты вращения Земли вокруг своей оси

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 [9]

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

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 [10]

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

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.

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

Будем рассматривать процессы, происходящие в водной оболочке Земли, в сферической системе координат – рис. 3, связанной с Землей.

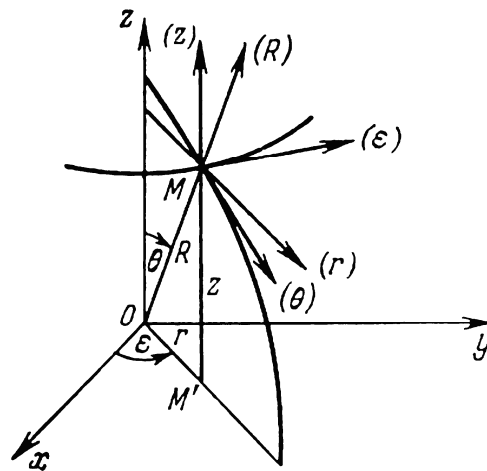


Рис. 3. Сферическая и цилиндрическая системы координат. Рисунок из работы [11].

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

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

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 [11]

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

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

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

Так как константа  $C_1 = 2,567 \cdot 10^{-14}$  рад/с представляет собой малую величину [9], 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.

### 3.3. Возникновение вихревых трубок

Возникновение нестационарного движения воды в водной оболочке Земли порождает вихревые трубки [11]

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

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. Распад меридианальных вихревых трубок  $\omega_\theta$  ответственен за возникновение волн-убийц.

Из второй теоремы Гельмгольца о вихрях следует известный опытный факт [11]: «вихревые трубки не могут заканчиваться внутри жидкости; они либо образуют замкнутые кольца, либо опираются на стенки сосуда или свободные поверхности» – рис.4.

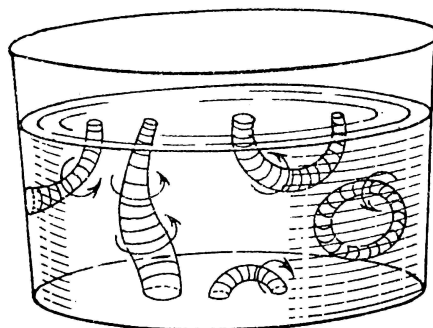


Рис. 4. Вихревые трубки не могут заканчиваться внутри жидкости. Рисунок из работы [11].

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. 1.

### 3.4. Деформация и растяжение вихревых трубок

Вихревые трубки в водной оболочке Земли будут прецессировать во вращающемся поле Земли. Момент прецессии определится [12]

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

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 [12]

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

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° с.ш. Приблизительно на этой широте расположены регионы с максимальными приливами. Залив Фанди (Канада) – 44,95° с.ш. высота прилива до 18 м. Залив Сен-Мало (Франция) – 48,65° 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 [11]

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

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 причудливым образом. Приведем конфигурацию вихревых трубок, принимаемую в пограничном слое – рис. 5.

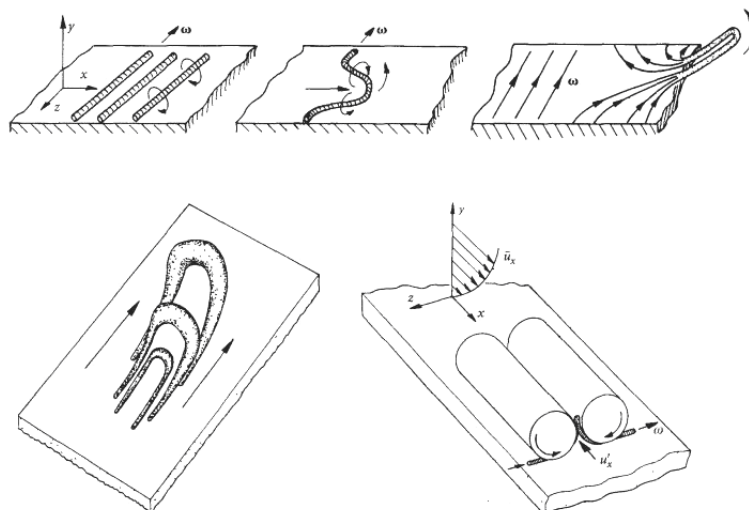


Рис. 5. Появление двумерных вихрей и их распад на трехмерные структуры в естественном переходе. Рисунок из работы [13], цитируется по [14].

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. 6.

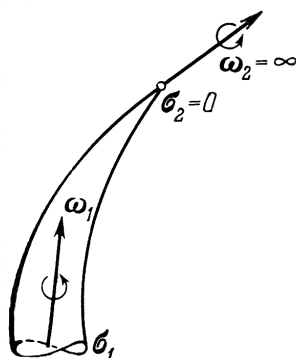


Рис. 6. Вихревая трубка. Рисунок из работы [11].

В самом узком сечении вихревой трубки, как показано в работе [9], будет происходить распад вихревой трубки и асимптотический рост пульсации давления.

### 3.5. Распад вихревых трубок

Распад вихревых трубок сопровождается взрывным, асимптотическим ростом пульсации давления, определяемым по формуле [9]

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

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 для вязкого газа [9] – рис. 7, для жидкости график аналогичен.

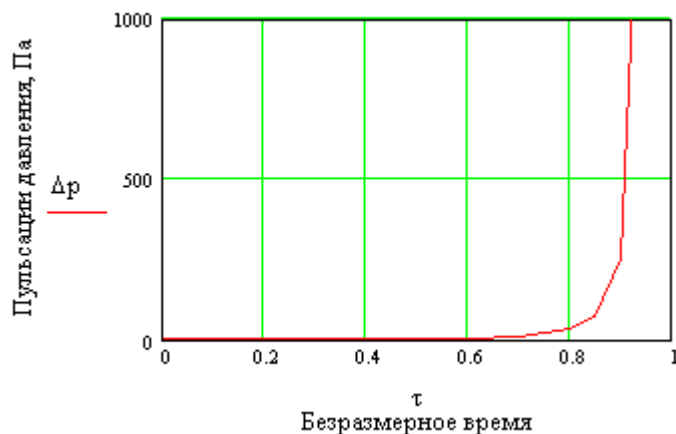


Рис. 7. Пульсации давления в пограничном слое вязкого газа в зоне распада вихревой трубки. При расчете принималось:  $\mu = 1,82 \cdot 10^{-5}$  Па·с;  $k = 1,4$ ;  $\omega_0 = 100\pi$  рад/с;  $t_0 = 0,02$  с. Рисунок из работы [9].

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

### 3.6. 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. 8

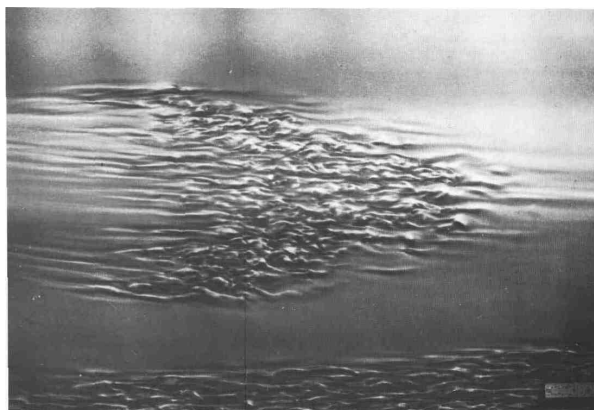


Рис. 8. Турбулентное пятно Эммонса в воде. Число Рейнольдса  $Re=200000$ . Рисунок из работы [15], цитируется по [16].

Приведем волновое уравнение, описывающее распространение возмущений давления по вихревым трубкам [9]

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

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

В толще океана распределение турбулентности отличается большим своеобразием. Как отмечается в работе [5]: «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.

### 3.7. Формирование волн-убийц на поверхности воды

Возникшие пульсации давления при распаде вихревых трубок в толще океана порождают пульсации скорости, описываемые уравнением Навье-Стокса [17]

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

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, под действием значительных пульсаций давления и скорости на поверхности воды возникнет резкий всплеск в виде волны больших размеров, это и есть волна-убийца.

Сведем полученные результаты в таблицу № 4

Таблица № 4

<b>Этапы формирования волн-убийц (среднемасштабная турбулентность в морях и океанах)</b>		
№ 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.	$M_R = -I_R C_1 \omega_3 \cos 2\omega_3 t \sin 2\theta,$ $M_{\theta} = I_{\theta} C_1 \omega_3 \cos 2\omega_3 t \sin 2\theta,$ $\frac{d\omega}{dt} = \omega \mathbf{S} - \omega \operatorname{div} \mathbf{V} \quad \text{– ур-ние Фридмана.}$
5.	Распад вихревых трубок.	$\Delta p = \frac{4(k_* - 1)}{9} \frac{v}{v - b} \mu \frac{\omega_0^4 t_0^3}{(1 - \tau)^3}.$
6.	Распространение возмущений давления по вихревым трубкам	$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = (a_{\text{sg}}^2 + \frac{4}{3}(k_* - 1) \frac{v}{v - b} v \operatorname{div} \mathbf{V}) \operatorname{div} \operatorname{grad} p.$
7.	Формирование волн-убийц на поверхности воды.	$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\nu}{3} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{V} \quad \text{–}$ уравнение Навье-Стокса.

### Выводы

1. Механизм генерации волн-убийц представляет собой среднемасштабную турбулентность в морях и океанах, проявляющуюся на поверхности вод.
2. Формирование волн-убийц, формирование среднемасштабной турбулентности в морях и океанах включает 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, формирование волн-убийц на поверхности воды.

### Литература

1. Волны-убийцы – Википедия <https://ru.wikipedia.org/wiki/Волны-убийцы>
2. Диденкулова Е.Г., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы в 2011-2018 годах. Доклады РАН. Науки о Земле. 2020; 491: 187-190.
3. Слюняев А.В., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы: мифы и реальность. Природа № 10, 2021. С. 10-25.
4. Левин Б.В., Носов М.А. Физика цунами и родственных явлений в океане. – М.: Янус-К, 2005. – 360 с.
5. Физика океана. Под редакцией Ю.П. Доронина. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1978. – 294 с.
6. Воронков С. С. Полный цикл турбулентности в жидкостях и газах. Электронный журнал «Техническая акустика», <http://www.ejta.org>, 2022, 3.

7. Чуев А.С. Новая теория океанических приливов Юсупа Хизирова. МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2019. [https://www.youtube.com/watch?v=9\\_SI-Hp-m6Y](https://www.youtube.com/watch?v=9_SI-Hp-m6Y)
8. Хизиров Ю. Приливы и отливы – результат вращения Земли и водоворотов. 06.07.2018. <https://www.rusnor.org/pubs/articles/15638.htm>
9. 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)
10. Лойцянский Л.Г., Лурье А.И. Курс теоретической механики. Т.1. Статика и кинематика. – М.: Наука, 1982. – 352 с.
11. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. Изд. 5-е. – М.: Наука, 1978. – 736 с.
12. Бутенин Н.В., Лунц Я.Л., Меркин Д.Р. Курс теоретической механики. Т.П.: Динамика. – М.: Наука, 1979. – 544 с.
13. Davidson P.A. Turbulence: an introduction for scientists and engineers. Oxford, UK: Oxford University Press, 2004. – 680 p.
14. Гарбарук А.В. Переход к турбулентности. Лекция 2. – С-П.: СПбГПУ, 2019. – 35 с. Режим доступа: [https://cfд.spbstu.ru/agarbaruk/turb\\_models/Term8\\_Lec02\\_transition.pdf](https://cfд.spbstu.ru/agarbaruk/turb_models/Term8_Lec02_transition.pdf)
15. Cantwell B., Coles D., Dimotakis P. – J. Fluid Mech., 1978, 87, p. 641-672.
16. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. – М.: Мир, 1986. – 184 с.
17. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Часть вторая. – М-Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1948. – 612 с.