

ФАЗОВЫЙ МЕХАНИЗМ УСТОЙЧИВОСТИ ВИХРЯ ВЕКТОРА АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В МЕЛКОМ МОРЕ

В.А. Щуров

На примере реального вихря вектора акустической интенсивности показана динамика самосогласованной перестройки разности фаз между компонентами акустического поля внутри вихря в условиях мелкого моря. Вводится выражение динамической характеристики – собственного момента импульса вихря. Установлено: устойчивость вихря обусловлена вращением вектора колебательной скорости частиц среды, которое создает собственный момент импульса вихря и компенсирует внешнее воздействие на вихрь со стороны области конструктивной интерференции; вертикальная реактивная компонента плотности энергии достигает в потенциальной яме вихря максимального значения. Диаметр вихря соизмерим с длиной волны звука, частота излучения 88 Гц.

Ключевые слова: акустика мелкого моря, активная и реактивная интенсивность, вихрь интенсивности, потенциальная яма вихря, собственный момент импульса вихря

1. ВВЕДЕНИЕ

Приведены результаты исследований фазовой структуры вихря вектора акустической интенсивности (далее – вихрь) в дальнем поле источника в мелком море. Первые исследования в аэро- и гидроакустике относились к вихрям, возникающим в ближнем поле источника. Первые наглядные изображения вихрей в виде замкнутых линий тока акустической энергии вблизи источников звука получены в [1, 2].

Теоретически предполагалось, что в дальнем поле источника возникновение вихрей невозможно [3, 4]. В работах [5, 6] дана теория образования вихрей в дальнем поле на основе механизма интерференции мод (лучей) с образованием особых точек поля, центра и седла. К этому времени вихри в дальнем поле источника в мелком море ещё не были обнаружены. Теоретический расчет распределения особых точек "центр" и "седло" в идеальном волноводе мелкого моря дан в [7]. Возможное распределение дислокаций в области инфразвуковых частот для тонального сигнала на частотах 7, 10, 16 Гц отмечено в эксперименте в [8]. В [9] теоретически показано, что в области особых точек интерференционного поля ротор активной интенсивности не равен нулю. В натурном эксперименте 2008 г. в заливе Петра Велико-

го Японского моря в регулярном волноводе на низких частотах 50–800 Гц были обнаружены особенности разности фаз между акустическим давлением $p(r, t)$ и ортогональными компонентами вектора колебательной скорости частиц среды $\mathbf{V}(r, t) \{V_x(r, t), V_y(r, t), V_z(r, t)\}$, которые были идентифицированы как вихри вектора акустической интенсивности [10, 11]. В результате многочисленных исследований выяснилось, что генерация вихрей в реальном волноводе мелкого моря – скорее, правило, чем исключение. На средних глубинах реального волновода на низких тональных частотах особенности разности фаз, а также отличный от нуля ротор активной интенсивности наблюдались в эксперименте на дистанциях до ~ 4000 м. Зависимости от времени (расстояния) огибающих плотности мощности акустического давления, разности фаз, реальной и реактивной компонент комплексной интенсивности для различных типов вихрей представлены в [12–21].

Связь горизонтальных смещений вихря с гидродинамической изменчивостью морской среды представлена в работах [5, 16, 19]. С помощью разнесенных в пространстве комбинированных приемников исследована интерференционная структура узкополосного низкочастотного сигнала на дистанции 2000 м; установлено отличие горизонтальных и

вертикальных характеристик поля, предположительно связанных с зонами дислокаций; делается оценка возможности использования полученных характеристик в задачах пассивного обнаружения [20]. Уникальные исследования оценки помехоустойчивости комбинированных систем в поле вихревых структур, возбуждаемых дискретными составляющими вально-лопастного звукового ряда, представлены в [22, 23].

Природа вихрей и возможности их использования как средства исследования изменчивости гидродинамического поля морской среды показаны многими авторами. При всем широком обсуждении данной проблемы вопросы движения энергии в реальном вихре и механизм его устойчивости в научной литературе не обсуждались. Данная работа посвящена этой проблеме.

2. КОМПЛЕКСНОЕ ОПИСАНИЕ ВЕКТОРНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Сигнал считаем гармоническим, детерминированным функцией времени t (расстояния \mathbf{r}). Переменные \mathbf{r} и t равносильны. Приведенные ниже выражения в среднем справедливы и для случайного стационарного эргодического акустического поля. Запишем акустическое давление в комплексном виде:

$$p(r, t) = P(r) e^{i[\omega t - \Phi(r)]}, \quad (1)$$

вектор колебательной скорости частиц среды:

$$\begin{aligned} \mathbf{V}(r, t) &= i/\omega\rho \operatorname{grad} P(r, t) = \\ &= 1/\omega\rho [P(r) \operatorname{grad} \Phi(r) + i \operatorname{grad} P(r)] e^{i(\omega t - \Phi(r))}, \end{aligned} \quad (2)$$

вектор комплексной мгновенной интенсивности:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_c(r) &= \frac{1}{2} p(r) \mathbf{V}^*(r) = \operatorname{Re} \mathbf{I}_c(r) + i \operatorname{Im} \mathbf{I}_c(r) = \\ &= \mathbf{I}(r) + i \mathbf{Q}(r) \end{aligned} \quad (3)$$

$\mathbf{V}^*(r)$ – комплексное сопряжение $\mathbf{V}(r)$,

где $\mathbf{I}(r) = \frac{1}{2\omega\rho} P^2(r) \operatorname{grad} \Phi(r)$ – вектор активной интенсивности

$\mathbf{Q}(r) = -\frac{1}{2\omega\rho} P(r) \operatorname{grad} P(r) = -\frac{1}{4\omega\rho} \operatorname{grad} U(r)$ – вектор реактивной интенсивности;

ω – круговая частота; ρ – невозмущенное значение плотности среды.

В спектральном представлении комплексной интенсивности $\mathbf{I}_c(r, \omega)$ разности фаз между акустиче-

ским давлением и компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_{pV_i}(\mathbf{r}, \omega) = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} S_{pV_i}(\mathbf{r}, \omega)}{\operatorname{Re} S_{pV_i}(\mathbf{r}, \omega)} \quad (i = x, y, z), \quad (6)$$

и между компонентами колебательной скорости $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j$:

$$\Delta\varphi_{V_i V_j}(\mathbf{r}, \omega) = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} S_{V_i V_j}(\mathbf{r}, \omega)}{\operatorname{Re} S_{V_i V_j}(\mathbf{r}, \omega)}, \quad (i, j = x, y, z), \quad i \neq j, \quad (7)$$

где \mathbf{r} – пространственная переменная; $S_{pV_i}(\mathbf{r}, \omega)$ – взаимная спектральная плотность акустического давления и i -компоненты колебательной скорости; $S_{V_i V_j}(\mathbf{r}, \omega)$ – взаимная спектральная плотность i - и j -компонент колебательной скорости, $S_i S_i(\mathbf{r}, \omega)$ – автоспектры измеряемых величин $i = p(t), V_x(t), V_y(t), V_z(t)$.

Взаимные спектральные плотности выражаем через функции временной когерентности. Три компоненты функции временной когерентности для данной частоты f_0 , вычисленные через преобразование Гильберта, запишем в виде:

$$\Gamma_j(t) = \frac{\tilde{p}(t) \tilde{V}_j^*(t)_t}{\sqrt{\tilde{p}(t) \tilde{p}^*(t)_t \tilde{V}_j(t) \tilde{V}_j^*(t)_t}}, \quad \operatorname{Re} \Gamma_j(t) + i \operatorname{Im} \Gamma_j, \quad j = x, y, z, \quad (8)$$

где $\tilde{p}(t), \tilde{V}_j(t)$ – аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости; $j = x, y, z$; $\langle \dots \rangle_t$ – линейное усреднение по нескольким периодам монохроматического сигнала. Величины $\operatorname{Re} \Gamma_j(t)$ и $\operatorname{Im} \Gamma_j(t)$ представляют собой нормированные значения x -, y -, z -компонент плотности потока энергии: первая отвечает за перенос энергии в волноводе; вторая – за локально связанную энергию поля.

3. ТЕОРИЯ МЕХАНИЗМА УСТОЙЧИВОСТИ ВИХРЯ

Для свободного поля и детерминированного гармонического сигнала векторные свойства активной $\mathbf{I}(r, t)$ и реактивной $\mathbf{Q}(r, t)$ интенсивностей могут быть выражены через ротор и дивергенцию комплексной интенсивности $\mathbf{I}_c(r, t)$ в дифференциальной форме для мгновенных значений [24]:

$$\begin{aligned} \text{a) } \operatorname{rot} \mathbf{I}_c(r) &= (k/c) [(\mathbf{I} \times \mathbf{Q})/U], \\ \text{b) } \operatorname{div} \mathbf{I}(r) &= 0, \quad \text{c) } \operatorname{rot} \mathbf{Q}(r) = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$d) \operatorname{div} \mathbf{Q}(r) = -2\omega(T - U) = -2\omega L,$$

где L – плотность лагранжиана; $U = \frac{1}{4\rho c^2} p(r) p^*(r)$ – плотность потенциальной энергии;

$T = \frac{\rho}{4} \mathbf{V}(r) \mathbf{V}^*(r)$ – плотность кинетической энергии.

Ротор вектора комплексной интенсивности (9а) представим в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}(p\mathbf{V}^*) &= -i \frac{\omega\rho}{2} [\mathbf{V} \times \mathbf{V}^*] = \\ &= \omega\rho \left[\begin{aligned} &V_y V_z \sin(\varphi_z - \varphi_y) \mathbf{i} + V_x V_z \sin(\varphi_z - \varphi_x) \mathbf{j} + \\ &+ V_y V_x \sin(\varphi_y - \varphi_x) \mathbf{k} \end{aligned} \right] = \\ &= \omega\rho [\operatorname{rot}_x p\mathbf{V}^* + \operatorname{rot}_y p\mathbf{V}^* + \operatorname{rot}_z p\mathbf{V}^*], \quad (10) \end{aligned}$$

где V_i – амплитудное значение компонент колебательной скорости ($i = x, y, z$); $(\varphi_z - \varphi_y)$, $(\varphi_z - \varphi_x)$, $(\varphi_x - \varphi_y)$ – разности фаз между компонентами колебательной скорости. Из (10) следует, что ротор вихря представлен реактивной частью кинетической энергии и может возникнуть не только вблизи источника излучения, но и в дальнем поле источника, при условии, что разности фаз не равны $\pm n\pi$, при $n = 0, 1, 2 \dots$, хотя бы для одного слагаемого. Из (9b) следует: вектор активной интенсивности $\mathbf{I}(r)$ является вихревым, поскольку его линии тока энергии могут быть замкнуты. Вектор реактивной интенсивности $\mathbf{Q}(r)$ не может образовывать замкнутых линий тока (9c) и должен иметь особую точку поля – сток (исток) (9d). Отсюда следует, что реактивная компонента $\mathbf{Q}(r)$ играет существенную роль в вихревом процессе (9d). Не являясь вихревым (9c), вектор $\mathbf{Q}(r)$ определяется взаимной связью между кинетической и потенциальной энергиями в интерференционном поле (5, 9d). Необходимым условием образования вихря есть минимум акустического давления, возникающий в области деструктивной интерференции, т.е. «потенциальная яма» [25]. Потенциальная яма вихря окружена областью конструктивной интерференции, в которой акустическое давление достигает максимальных значений. Поскольку в (9d) $T > U$, то $\operatorname{div} \mathbf{Q}(r) < 0$ и в «яме» находятся две особые точки: «сток» и «центр», которые совпадают [21]. Таким образом, вихрь образует три особых точки – центр, седло, сток. В точке стока $\mathbf{Q}(r) = 0$, но $\operatorname{div} \mathbf{Q}(r) < 0$. Вихрь обладает цилиндрической симметрией, поэтому векторные линии $\mathbf{Q}(r)$ сходятся по радиальным направлениям в точке центра (стока) вихря и перпендикулярны к линиям постоянного давления (5). Линии тока энергии $\mathbf{I}(r)$ должны пересекать радиальные линии $\mathbf{Q}(r)$

под прямым углом, т.е. линии тока активной энергии должны быть замкнуты. Внутри вихря преобладает кинетическая энергия, т.е. $T > U$ (9d).

На вихрь из окружающей области конструктивной интерференции действуют силы внешнего давления, устойчивость которого должна быть скомпенсирована динамическими процессами внутри вихря. Каков может быть механизм устойчивости вихря?

Исследуем динамический механизм, который ранее не обсуждался при исследовании вихрей, а именно процесс, связанный с вращением вектора колебательной скорости. Рассмотрим разрез вихря в вертикальной плоскости xOz . Ось $+Ox$ горизонтальная, ось $+Oz$ направлена вертикально вниз. Ось $+Oy$ горизонтальна и перпендикулярна плоскости xOz .

Ортогональные компоненты скорости $V_x(t)$ и $V_z(t)$, имея разность фаз $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$, образуют результирующий вектор $\mathbf{V}_{zx}(t)$, конец которого за время, равное одному периоду колебаний, описывает в плоскости xOz эллиптическую траекторию. Направление движения результирующего вектора $\mathbf{V}_{zx}(t)$ меняется на обратное в зависимости от величины разности фаз. При $0 < \Delta\varphi_{V_z V_x}(t) < \pi$ вектор вращается по часовой стрелке, при $\pi < \Delta\varphi_{V_z V_x}(t) < 2\pi$ – против часовой стрелки.

Запишем y -компоненту момента импульса, возникающего из-за вращения вектора колебательной скорости в плоскости xOz в виде [26]:

$$H_y = \frac{\rho}{2\omega} V_z V_x \sin \Delta\varphi_{V_z V_x}; \quad (11)$$

y -компоненту ротора запишем в виде (формула (10)):

$$\operatorname{rot}_y I_{zx} = \omega\rho V_z V_x \sin \Delta\varphi_{V_z V_x}. \quad (12)$$

Значения функций (11), (12) достигают максимума при $\Delta\varphi_{V_z V_x} \rightarrow \pm \frac{\pi}{2}$ (знак \pm определяется знаком вихря). Траектория кривой, описываемой концом результирующего вектора $\mathbf{V}_{zx}(t)$, при максимальных значениях $\operatorname{rot}_y I_{zx}$ и H_y является окружностью в случае $|V_z| = |V_x|$. Значениям $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$, равным $n\pi$ (где $n = 0, 1, 2 \dots$), соответствуют прямолинейные траектории вектора колебательной скорости, для которых $\operatorname{rot}_y I_{zx}(t) = H_y(t) = 0$. Из (11) и (12) следует, что момент импульса и ротор отличаются только постоянным множителем. Физически они отличаются тем, что $H_y(t)$ есть собственный механический момент импульса вихря, уравнивающий импульс внешней среды; ротор – математическая дифференциальная характеристика интенсивности, описывающая геометрическую кинематическую завихренность поля. В вихре должно выполняться условие $T > U$ (9d).

Таким образом, генерация и устойчивость вихря требуют выполнения следующих условий: образование в результате интерференции потенциальной ямы акустического давления и постоянное вращение вектора колебательной скорости при $\Delta\varphi_{V_i V_x} = \pm \frac{\pi}{2}$.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Покажем, что теоретически представленный механизм устойчивости полностью подтверждается экспериментом.

Эксперименты проводились в прибрежных районах залива Петра Великого Японского моря. Приемная система состояла из четырех комбинированных приёмников, расположенных в одном модуле нейтральной плавучести. Приёмники располагались в углах прямоугольника: разнесения по горизонтали 1.25 м, по вертикали – 0.7 м. Глубина места измерений ~ 30 м. Приёмный модуль располагался на глубине ~ 15 м. Дно песчаное, ровное, с небольшим уклоном в сторону больших глубин. Будем считать волновод горизонтально-однородным, поскольку скорость звука постоянна по всей глубине. Подобный вертикальный разрез скорости звука характерен для августа в данном районе (см. вставку на рис. 1).

Источником излучения являлось судно, приближающееся к приёмной системе со скоростью 1,5 м/с по прямой с расстояния ~ 600 м. Частота излучения - 88 ± 1 Гц. Полное описание эксперимента дано в [15].

При анализе экспериментальных реализаций необходимо учитывать смещение (иногда значительное) интерференционной картины по закону пространственного инварианта $\Delta r / r \sim \Delta \omega / \omega$, вызванное флуктуациями среды. Источником смещений могут быть, например, внутренние волны [26].

Эффект периодического смещения вихря в реальном волноводе мелкого моря проанализирован в [15–17]. Для получения достоверной информации необходимо выбирать соответствующее время усреднения.

Измеряемыми в эксперименте величинами являются следующие функции времени (расстояния):

акустическое давление $p(t)$ и три ортогональные компоненты вектора колебательной скорости частиц среды $\mathbf{V}(t) \{V_x, V_y, V_z\}$. На их основе исследовались функции: спектральная плотность мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$; разностно-фазовые соотношения между компонентами $\Delta\varphi_{pV_i}(t)$, $\Delta\varphi_{V_i V_j}(t)$; компоненты комплексной функции временной когерентности $\text{Re}\Gamma_i(t)$, $\text{Im}\Gamma_i(t)$, где $i, j = x, y, z$ и $i \neq j$. Данные функции вычислялись для всех четырёх приёмников П1–П4. Совпадение вектора плотности потока энергии сигнала с осью +0x достигалось программным поворотом горизонтальных осей x и y декартовой системы координат приёмной системы вокруг оси +0z.

Особенности разности фаз векторного акустического поля в волноводе мелкого моря

В теоретических работах условием образования вихрей является наличие нуль-линий поля $\text{Re}\mathbf{I}_c(r, t) = \text{Im}\mathbf{I}_c(r, t) = 0$, точка пересечения которых является центром вихря [5, 6]. Покажем, что это условие есть не причина, но следствие, т.к. в интерференционном поле амплитудные и энергетические характеристики вторичны и определяются фазовыми соотношениями [27]. Механизм возникновения и устойчивости вихря кроется в закономерном согласованном формировании разности фаз интерференционного поля между компонентами акустического поля $p(r, t)$, $V_x(r, t)$, $V_y(r, t)$, $V_z(r, t)$.

Рассмотрим поле вектора комплексной интенсивности в вертикальной плоскости x0z. Вектор интенсивности ориентирован в горизонтальной плоскости x0y по оси +0x. На рис. 1–3 представлены проходные характеристики функций: $S_{p^2}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$, $\text{Re}\Gamma_x(t)$, $\text{Im}\Gamma_x(t)$, $\text{Re}\Gamma_z(t)$, $\text{Im}\Gamma_z(t)$. Набор приведенных экспериментальных параметров

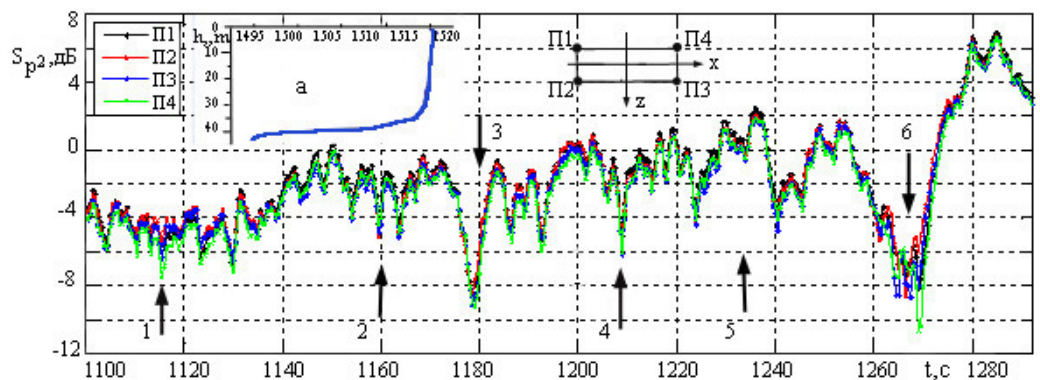


Рис. 1. Зависимость от времени уровня спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$ для четырех приёмников. Уровень децибел выбран произвольно. Частота 88 Гц. Время усреднения 1.0 с. На вставке: вертикальный разрез скорости звука (а). Схема расположения приёмников П1–П4 в измерительном модуле. П1–П4 – 1.2 м, П1–П2 – 0.7 м

представляет замкнутую систему функций и полностью описывает данное явление [21]. На рис. 1 представлена зависимость от времени спектральной плотности мощности $S_{p^2}(t)$. Частота сигнала 88 Гц. Время усреднения 1.0 с. Поскольку судно приближается к приемной системе, наблюдается рост уровня сигнала. Выбран интервал временной реализации, равный 180 с, что соответствует пройденному расстоянию судна ~270 м. На всей дистанции наблюдались вихревые скопления различной сложности, от простых вихрей размером ~ 1,5 м (вихрь 1), до сложных, размером ~ 20 м (вихрь 6). Линейный размер вихря определяется числом интерферирующих мод, чем больше число мод, тем крупнее вихрь. При сближении приемника и судна число мод в вихре растет. При $t = 1260$ с расстояние источник–приемник равно 300 ± 50 м. Различие в уровнях давления всех четырех приемников минимально между вихрями. Это объясняется тем, что пространственный интервал усреднения равен 1.5 м, что почти равно горизон-

тальному расстоянию между приемниками П1 и П4. Номера 1–6 на кривой $S_{p^2}(t)$ указывают на наличие вихрей и однозначно связаны с особенностями кривых на рис. 2, 3. Как следует из рис. 1, спад уровня минимума давления, в которых наблюдаются вихри, может быть от двух до восьми децибел при времени усреднения, равном 1.0 с и пространственном усреднении, равном 1.5 м. При наблюдении отдельного вихря и времени усреднения от 0.025 с до 0.1 с «провал» уровня в месте нахождения вихря составляет не менее 3 дБ и может достигать 15 дБ, величина зависит от соотношения сигнал–шум. Таким образом, спектральная плотность мощности в области вихря образует потенциальную яму [25].

На рис. 2 представлены проходные характеристики для разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$. Вне вихря (между номерами 1–6): фазы $p(t)$ и $V_x(t)$ сфазированы и $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \approx 0$ (рис. 2, А); фаза $p(t)$ опережает фазу $V_z(t)$ и $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ линейно растет от времени (рис. 2, Б); фаза $V_z(t)$ отстает от фазы $V_x(t)$ и

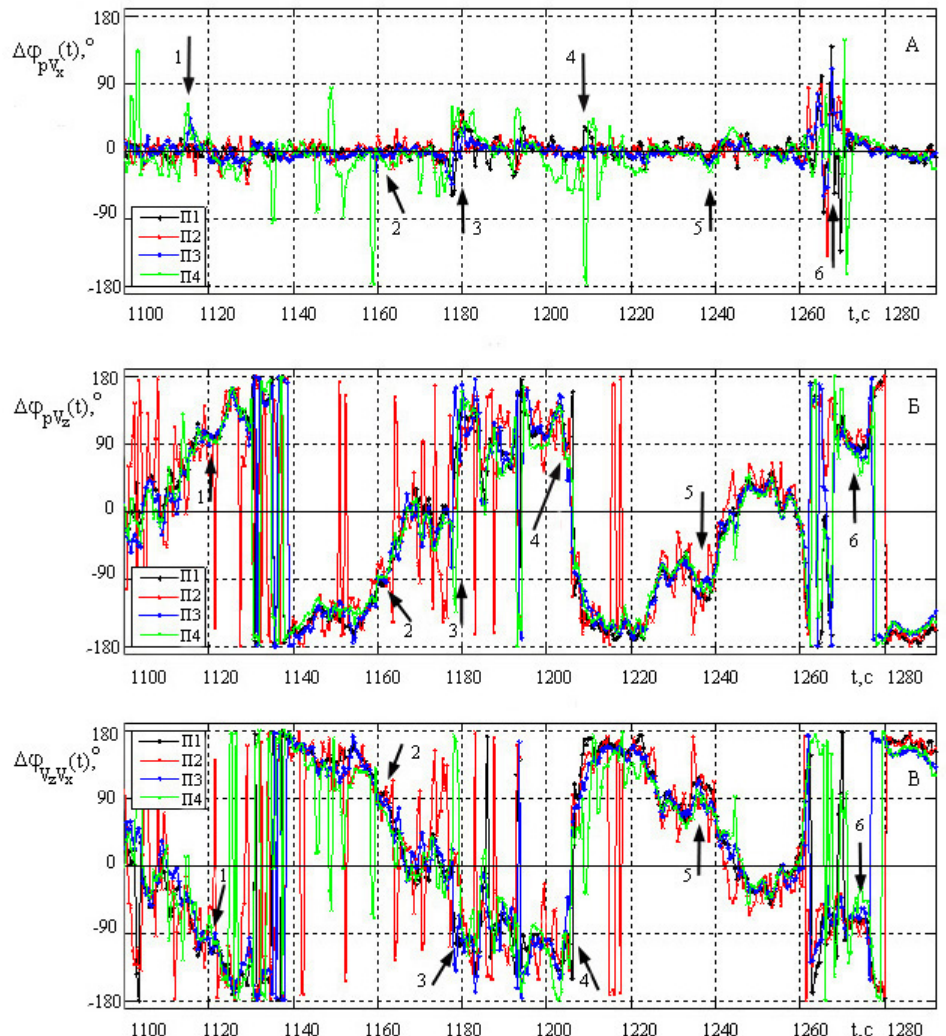


Рис. 2. Зависимость от времени разности фаз для четырех приемников: А – $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, Б – $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, В – $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$. Время усреднения 1.0 с. Частота 88 Гц

$\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$ линейно убывает от времени (рис. 2, В). На рис. 2, В номера 1–6 указывают на положение разности фаз $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) = \pm 90^\circ$. Как известно, при $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) = -90^\circ$ результирующий вектор $V_{zx}(t)$ движется против часовой стрелки, знак вихря «+»; при $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) = +90^\circ$ $V_{zx}(t)$ движется по часовой стрелке, знак вихря «-». Вихри 1–6 имеют знаки: 1 – «+», 2 – «-», 3 – «+», 4 – «+», 5 – «-», 6 – «+». Из рис. 2, Б,В следует, что фазы $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ и $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$ в вихре всегда отличаются

на 180° . Согласованность фаз: при $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = +90^\circ$ и $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) = -90^\circ$, $Re\Gamma_z(t)$ проходит через нуль сверху вниз, $V_{zx}(t)$ вращается против часовой стрелки; при $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = -90^\circ$ и $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) = +90^\circ$ движение происходит в обратном порядке. Это условие определяет переход активной $Re\Gamma_z(t)$ в реактивную $Im\Gamma_z(t)$ интенсивность (8). При $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t) = \pm 90^\circ$ у-компонента момента импульса H_y и у- компонента ротора $rot_y I_{zx}$ достигают своего максимального значения (11, 12).

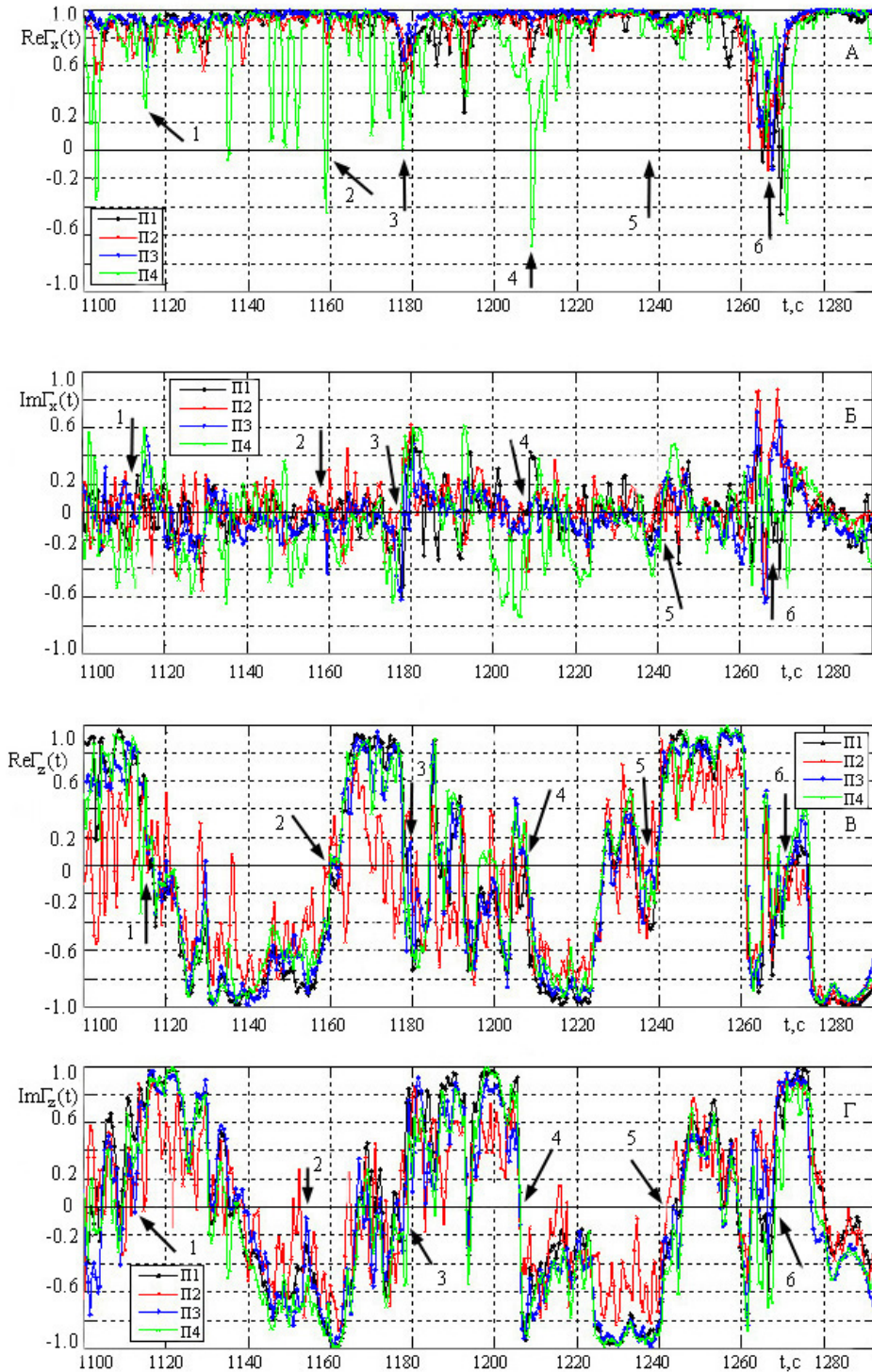


Рис. 3 Зависимость от времени (расстояния) для четырех приемников: А – $Re\Gamma_x(t)$; Б – $Im\Gamma_x(t)$, В – $Re\Gamma_z(t)$, Г – $Im\Gamma_z(t)$. Время усреднения 1.0 с

При $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = 90^\circ$ $\text{Re}\Gamma_z(t) = 0$, $\text{Im}\Gamma_z(t) = \pm 1.0$, т.е. z-компонента интенсивности становится полностью реактивной $Qz(t)$, вектор которой радиально направлена к центру вихря, т.е. в точку стока реактивной энергии. Направление $Qz(t)$ совпадает с линией градиента (с обратным знаком) потенциальной энергии (5). Таким образом, разности фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ и $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$ формируют пространственное распределение потенциальной энергии (потенциальную яму). Момент импульса H_u , являясь действительной величиной, порожден реактивным полем и обеспечивает динамическую устойчивость вихря.

Согласно условию существования вихря, в центре вихря $\text{Re}\Gamma_z(t)$ должна проходить через нуль и менять знак, $\text{Im}\Gamma_z(t)$ должна стремиться в данной точке к нулю [5, 6]. На рис. 3, В, Г эти особенности указаны номерами 1–6. В точке нулей $\text{Re}\Gamma_z(t)$ и $\text{Im}\Gamma_z(t)$ разность фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ терпит разрыв, $\text{Re}\Gamma_x(t)$ и $\text{Im}\Gamma_x(t)$ стремятся к нулю.

На рис. 3, А, Б отклонения этих функций к нулю также обозначены стрелками. Все эти признаки указывают на наличие сингулярности фазового фронта – точки центра вихря. Положение центра совпадает с минимальным значением акустического давления (рис. 1–3). Все перечисленные особенности являются признаками существования вихря. Подобная система вихрей должна наблюдаться и на других глубинах волновода [5–7]. Фазовая структура поля в волноводе определяется геометрическим характером интерференции, связанной с разностью хода длин волн. Вертикальная плоскость волновода xOz представляет собой «сетку», состоящую из особых точек центра и седла.

Векторно-фазовое поле реального вихря

Рассмотрим вихрь под номером 6, находящийся от источника звука на расстоянии ~ 350 м (рис. 1–3). Вихрь имеет знак «+», следовательно, его центр находится ниже седла. Используем замкнутый набор функций: $S_{p^2}(t)$, $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, $\text{Re}\Gamma_z(t)$, $\text{Im}\Gamma_z(t)$, $\text{Re}\Gamma_x(t)$, $\text{Im}\Gamma_x(t)$. Соотношение сигнал-шум для давления в области конструктивной интерференции, прилегающей непосредственно к вихрю, составляет ~ 20 дБ. Покажем, как рас-

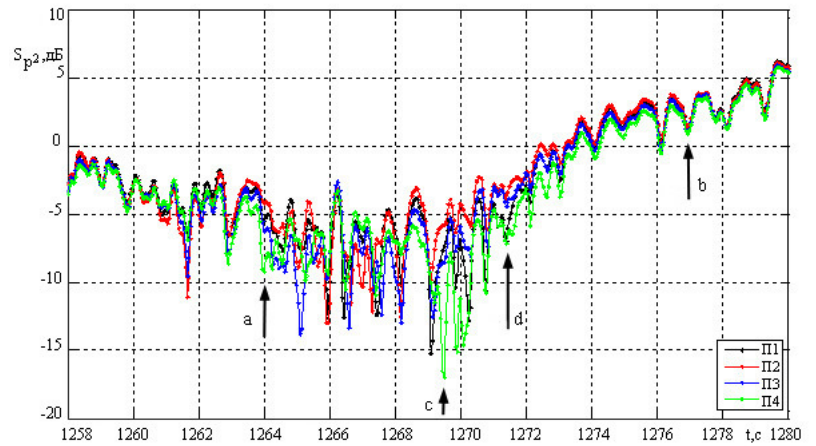


Рис. 4. Вихрь номер шесть. Зависимость от времени уровня спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$ для четырех приемников. Частота 88 Гц. Время усреднения 0.1 с. Уровень дБ выбран произвольно

смотренный выше механизм (раздел 2) работает в реальном вихре.

На рис. 4 приведена зависимость уровня спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$ от времени для приемников П1–П4. Уровень децибел выбран произвольно.

По горизонтали – отрезок времени, взятый из временного ряда 16-канальной записи, равный 22 с. Пространственная длина записи равна 33 м. Время усреднения $\Delta t = 0.1$ с. Наименьшее значение уровня спектральной плотности мощности давления определим как центр вихря (стрелка «с»). Значение $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t) = -\pi/2$ соответствует области устойчивости вихря (рис. 5). Временной интервал от 1264 с (т. а) до 1277 с (т. б) определяет временные границы, в которых должен существовать вихрь.

Границы вихря 1264–1277 с согласуются также с рис. 7–11. Временные интервалы 1262–1264 с и 1277–1280 с соответствуют областям завихренности, окру-

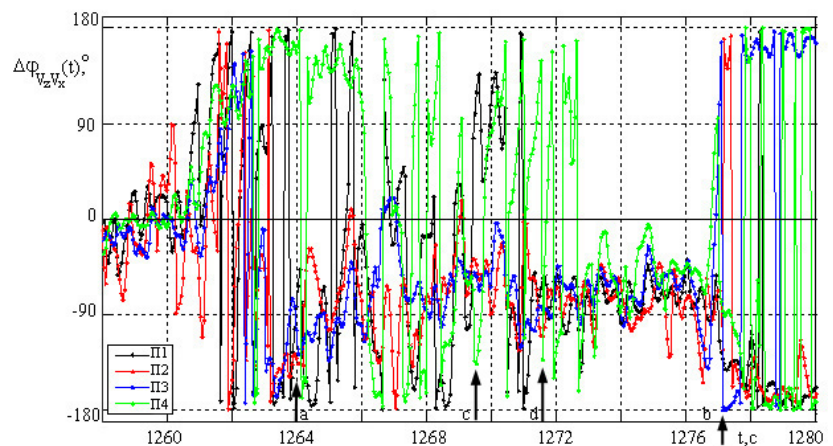


Рис. 5. Зависимость разность фаз $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$ от времени (расстояния) для четырех приемников. Время усреднения 0.1 с

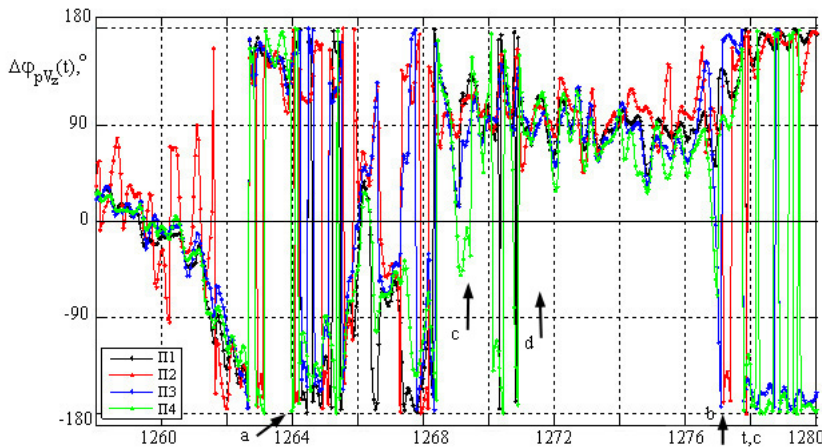


Рис. 6. Зависимость от времени разности фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ для четырех приемников. Время усреднения 0.1 с

жающим вихрь [21]. Интересная особенность наблюдается в т. d. Рост давления соответствует выходу вихря из потенциальной ямы, но функции $\Delta\varphi_{V_z}(t)$ и $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ не меняют своих значений, $\text{Re}\Gamma_z(t) \rightarrow 0$, $\text{Im}\Gamma_z(t) \rightarrow +1.0$ для всех приемников (рис. 4–8). Характер горизонтальных компонент изменяется скачком: $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \rightarrow 0$, $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow +1.0$ (кроме П4), $\text{Im}\Gamma_x(t) \rightarrow 0$ (рис. 9–11).

Поскольку на интервале d–b $\text{Re}\Gamma_z(t)$ флуктуирует относительно нуля (рис. 7), но $\text{Im}\Gamma_z(t) \approx +1.0$, то на этом интервале поток энергии в вихре имеет горизонтальную составляющую (рис. 9–11), т.е. на этом интервале поток энергии, захваченный вихрем, покидает вихрь. Далее, при $t > 1277$ с появляется вертикальная составляющая $\text{Re}\Gamma_z(t) \approx -1.0$, направленная от дна к поверхности (рис. 7, 8) и результирующий поток энергии меняет направление на 45°, обтекая вихрь по направлению против часовой стрелки.

Рассмотрим внутреннюю структуру вихря. При скорости звука, равной 1520 м/с (рис. 1), $\lambda \approx 15,2$ м. Пространственный интервал вихря равен $\sim 19,5$ м, что превышает длину волны сигнала. Поскольку вихрь обладает осевой симметрией, то его диаметр должен быть равен 19.5 м. Таким образом, при глубине волновода ~ 30 м данный вихрь занимает значительную часть реального волновода. Данный эксперимент показывает, что диаметр реального вихря может значительно превышать 0.1λ , как это принято считать [5–7].

Точно зафиксировать в эксперименте особые точки центр и седло маловероятно. Из анализа экспериментальных данных возможно оценить, какой из четырех приемников находится ближе к особой точке. Если определять центр вихря по минимальному уровню давления (рис. 4), то надо считать, что

он находится во временной области 1269–1270 с, равной 1.0 с. Поскольку приемники разнесены в пространстве, их минимумы давления могут и не совпадать. Наиболее глубокий минимум (т. «с» на рис. 4) дают приемники П1 и П4, расположенные на одном горизонте. Ширина этих минимумов внизу кривых составляет десятые доли секунды и соизмерима с временем усреднения $\Delta t = 0.1$ с, что соответствует расстоянию ~ 0.15 м. Временной интервал 1262–1264 с находится в области конструктивной интерференции. Область вихря от 1264-й с до 1271-й с занимает деструктивная интерференция с уровнем -5 дБ относительно уровня нуля децибел (рис. 4). Остальная часть вихря от 1272-й с до 1277-й с находится в области конструктивной интерференции с высоким уровнем акустического давления с превышением до 7 дБ (т. b) относительно т. d. Отсюда следует, что в вихре сконцентрирована значительная часть энергии поля и на границе вихря (т. b) давление отличается от давления в центре (т. c) не менее чем на 15 дБ. Таким образом, вихрь представляет собой грандиозную «воронку» давления – энергетическую потенциальную яму. Внешняя граница потенциальной ямы по горизонтали равна 19.5 м, диаметр центра (стока) менее 0.15 м.

Колоссальная разность давлений между центром (т. c) и внешней границей (т.т. a, b) должна быть скомпенсирована динамическими процессами в вихре. Динамическое равновесие достигается тем, что разности фаз $\Delta\varphi_{V_z}(t)$ в вихре достигают значения -90° (см. рис. 2, 5) и собственный момент N_y , возникающий в результате вращения $V_{zx}(t)$, компенсирует разность давлений.

Сравним рис. 4 и рис. 5. В интервале 1258–1264 с находится область конструктивной интерференции, в которой уровень давления всех четырех приемников совпадает. На этом интервале разность фаз $\Delta\varphi_{V_z}(t)$ флуктуирует относительно 0° , траектория компоненты $V_{zx}(t)$ есть прямая, проходящая через первую и третью четверти декартовой системы координат, собственный момент импульса $N_y = 0$. Интервал 1264–1277 с принадлежит вихрю: $\Delta\varphi_{V_z}(t) \approx -90^\circ$, вектор скорости вращается против часовой стрелки; знак вихря «+»; N_y и $rot_y I_{zx}$ принимают максимальные значения; $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ от 1268-й с до 1277-й с флуктуирует относительно $+90^\circ$; $\text{Re}\Gamma_z(t)$ флуктуирует относительно нуля; $\text{Im}\Gamma_z(t)$ стремится к $+1.0$, т.е. вертикальная компонента комплексной интенсивности

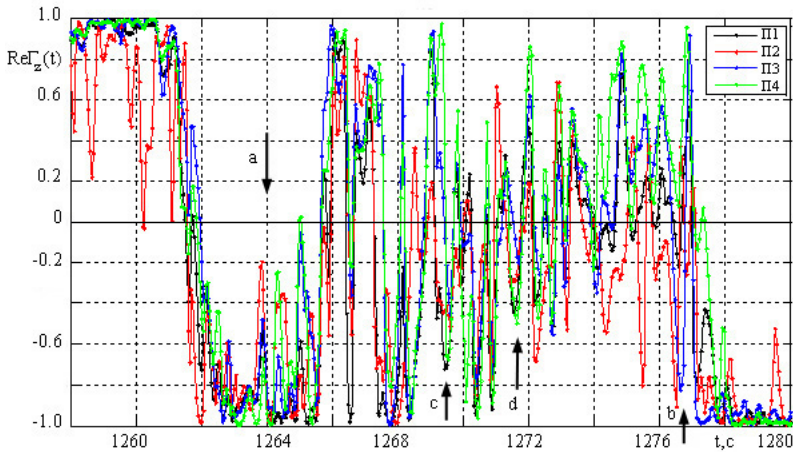


Рис. 7. Зависимость от времени реальной части z-компоненты $Re\Gamma_z(t)$ для четырех приемников. Время усреднения 0.1 с

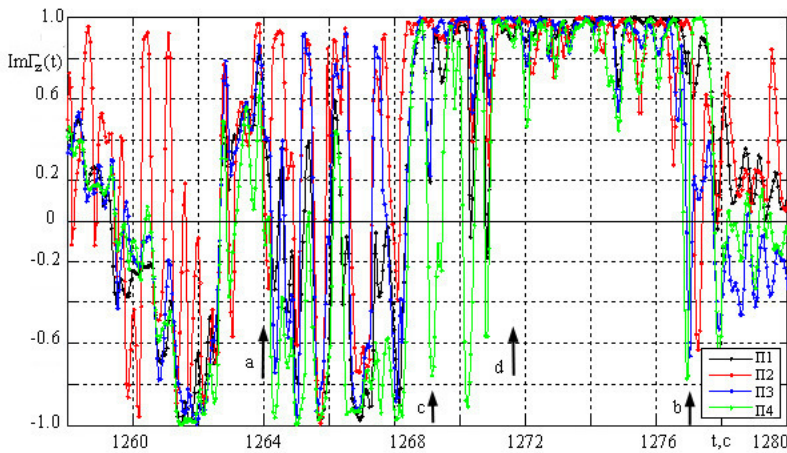


Рис. 8. Зависимость от времени мнимой части z-компоненты $Im\Gamma_z(t)$ для четырех приемников. Время усреднения 0.1 с

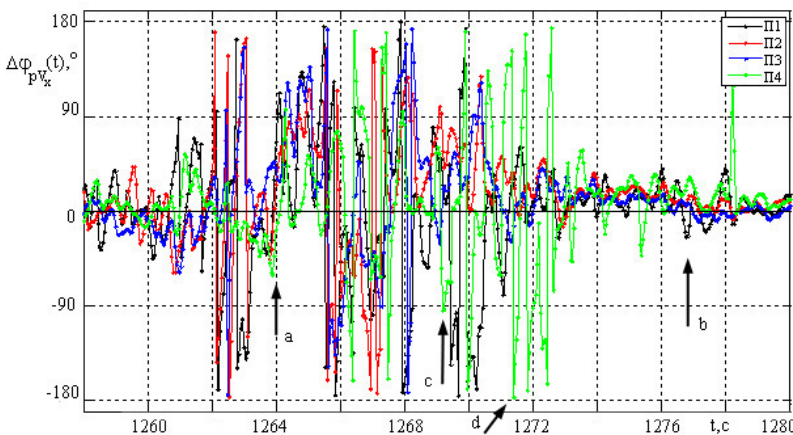


Рис. 9. Зависимость от времени разности фаз $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ для четырех приемников. Время усреднения 0.1 с

полностью представлена своей мнимой компонентой, вектор которой направлен в центр (сток) вихря.

Движение энергии вдоль горизонтальной оси $+0x$ определяется функциями $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$, $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$, $Re\Gamma_x(t)$, $Im\Gamma_x(t)$ (рис. 9–11). Поскольку вне вихря $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \approx 0^\circ$, то энергия от источника движется вдоль $+0x$ и $Re\Gamma_x(t) \approx +1.0$, $Im\Gamma_x(t) \approx 0$ (рис. 2, А, 3, А,В). В вихре $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ может принимать следующие значения: в особой точке «центр» $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ не существует, в особой точке «седло» $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = \pm 90^\circ$, $Re\Gamma_x(t) = 0$. В интервале $t \approx 1264\text{--}1270$ с приемник находится в области вихря между центром и седлом, $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ флуктуирует вблизи 180° (следует заметить, что $\pm 180^\circ$ – это одно значение угла), $Re\Gamma_x(t) \rightarrow -1.0$ (энергия движется в сторону источника (рис. 10)). Далее, при $t > 1270$ с приемники П1–П3 попадают в область вихря, в которой $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \approx 0^\circ$ и $Re\Gamma_x(t) \approx +1.0$ (рис. 6, 7). При $t > 1277$ с горизонтальная компонента $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \approx 0^\circ$ и $Re\Gamma_x(t) \approx +1.0$, т.е. энергия «вытекает» в область высокого давления, созданного конструктивной интерференцией (рис. 4–11). Разность фаз $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$ при $t = 1277$ с испытывает скачок с -90° до 180° , $N_y \rightarrow 0$, колебательная скорость совершает колебания во второй и четвертой четвертях.

5. Выводы

Показано теоретически и экспериментально влияние разности фаз и собственного момента импульса вихря на механизм устойчивости вихря в реальном волноводе мелкого моря.

Из ряда вихревых структур, обнаруженных в волноводе мелкого моря, рассмотрен вихрь, находящийся на расстоянии ~ 350 м от приповерхностного движущегося источника излучения. Глубина места ~ 30 м. Глубина приема ~ 15 м. Скорость звука не зависит от глубины. Как показал эксперимент, вихрь возникает в потенциальной яме деструктивной интерференции спектральной плотности мощности давления, имеющей вид «энергетической воронки», у основания

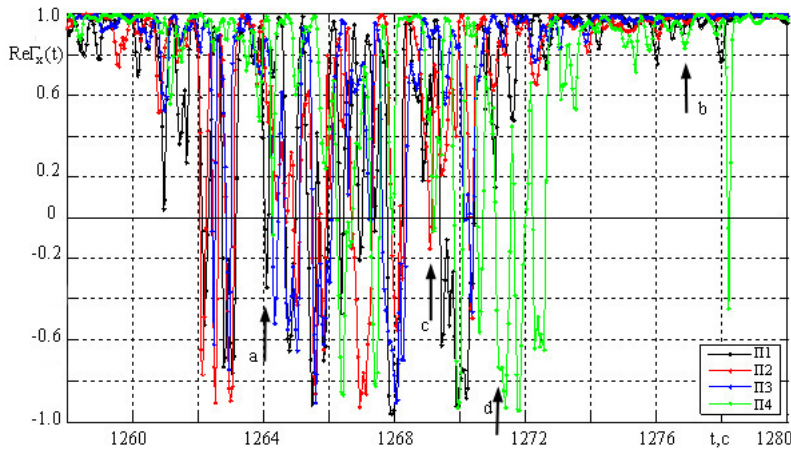


Рис. 10. Зависимость от времени реальной части x-компоненты $Re\Gamma_x(t)$ для четырех приемников. Время усреднения 0.1 с

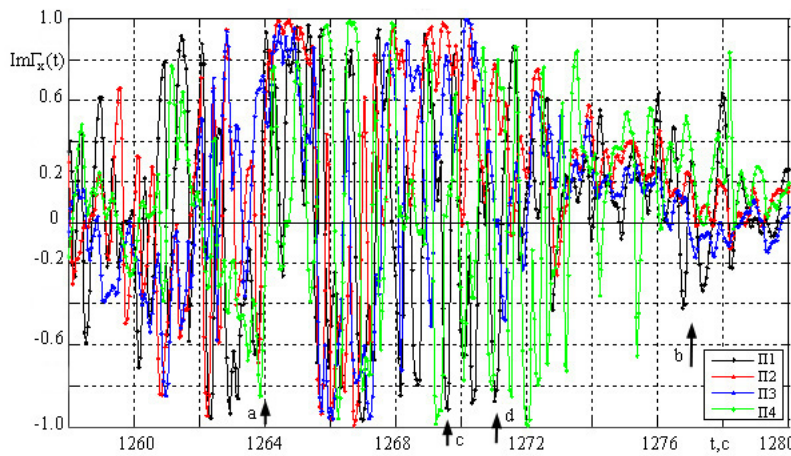


Рис. 11. Зависимость от времени мнимой части x-компоненты $Im\Gamma_x(t)$ для четырех приемников. Время усреднения 0.1 с

которой находятся совпадающие особые точки центра и стока. Вне вихря, в области конструктивной интерференции, вектор колебательной скорости V_{zx}

имеет гидроакустических, гидрофизических и геофизических полей Мирового океана». Регистрационный номер: АААА-А20-120021990003-3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elko G.W., Tichy J. Measurement of the complex acoustic intensity and the acoustic energy // INCE Conf. Proc. INTER-NOISE, Honolulu, USA. 1984. T. 230. P. 1061-1064.
2. Waterouse R.V., Yates T.W., Feit D., Liu Y.N. Energy streamlines of a sound source // J. Acoust. Soc. Am. 1985. V. 78, No 2. P. 758-762.
3. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М., 1960. 336 с.
4. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. 480 с.
5. Журавлев В.А., Кобзев Н.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях // Акуст журн. 1989. Т. 36, № 2. С. 260-265.
6. Журавлев В.А., Кобзев Н.К., Кравцов Ю.А. Поток энергии в окрестности дислокаций фазового фронта волнового поля // Журн. экспер. теор. физ. 1993. Т. 104 №5(11). С. 3769-3783.
7. Елисеєвнин В.А., Тузилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47, № 6. С. 781-788.
8. D'Spain G. L., Williams D. P. and Kuperman W. F. Energetics of dislocations in ocean acoustic fields // J. Acoust. Soc. Am. 2000 V. 108, No 2543.
9. Дзюба В.П. Скалярно-векторные методы теоретической акустики. Владивосток: Дальнаука, 2006. 190 с.
10. Шуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Фазовые спектры интерференции широкополосного поверхностного источника в мелком море // Сб. трудов XXII сессии РАО и Сессии Научного совета РАН по акустике. М.: ГЕОС, 2010. Т. 2. С. 248-251.
11. Шуров В. А., Кулешов В. П., Ткаченко Е. С. Вихри акустической интенсивности в мелком море // Электронный журнал «Техническая акустика», <http://ejta.org>, 2010.

12. Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихревые свойства вектора акустической интенсивности в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57, № 6. С. 837–843.
13. Shchurov V. Comparison of the Vorticity of Acoustic Intensity Vector at 23 Hz and 110 Hz Frequencies in the Shallow Sea // Applied Physics Research. Canadian Center of Science and Education. 2011. V. 3, No 2. P. 179–189.
14. Щуров В.А., Ляшков А.С. О некоторых особенностях энергетических характеристик интерференционного акустического поля мелкого моря // Акуст. журн. 2013. Т. 59, № 4. С. 459–468.
15. Щуров В.А., Ляшков А.С. Вихревая структура вектора акустической интенсивности в реальных условиях мелкого моря. // Подводные исследования и робототехника. 2018. №1 (25). С. 38–46.
16. Shchurov V.A. Peculiarities of real shallow sea wave-guide vortex structure // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 145, No 1. P. 525–530.
17. Shchurov V.A. The dynamics of low-frequency signal acoustic intensity vector vortex structure in shallow sea // Chinese Journal of Acoustics. 2019. V. 38, No 2. P. 113–131.
18. Dall’Osto D.R., Dahl P. Properties of acoustic intensity vector field in a shallow water wave-guide // J. Acoust. Soc. Am. 2012. Vol.131(3). P. 2023–2035.
19. Кузькин В.М., Огурцов А.В., Петников В.Г. Влияние гидродинамической изменчивости на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1998. Т. 44, № 1. С. 94–100.
20. Белова Н.И., Кузнецов Г.Н. Интерференционная амплитудно-фазовая структура узкополосных векторно-скалярных сигналов в мелком поле // Уч. зап. физ. факультета Московского университета. 2017. №5. С. 1751103-1–1751103-4.
21. Щуров В.А. Движение акустической энергии в океане. Владивосток: ТИГ ДВО РАН, 2019. 205 с. (Shchurov V.A., Movement of Acoustic Energy in the Ocean. Springer 2022. 188 p. ISBN 978-981-19-1299-3, ISBN 978-981-19-1300-6 (<https://doi.org/10.1007/978-981-19-1300-6>)).
22. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Особенности пространственно-частотной структуры звуковых полей, сформированных пограничными волнами Релея-Шолте // Подводные исследования и робототехника. 2018. № 2(26). С. 55–62.
23. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Экспериментальная оценка помехоустойчивости комбинированного приемника в инфразвуковом диапазоне частот // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 1 (27). С. 38–48.
24. Mann J.A., Tichy J., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // J. Acoust. Soc. Am. 1987. V. 82, No 4. P. 17–30.
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1958. 215 с.
26. Щуров В.А., Щеглов С.Г., Ляшков А.С., Ткаченко Е.С. Механизм передачи акустической энергии в вихревом поле вектора акустической интенсивности // Двенадцатый Всероссийский симпозиум «Физика геофер». Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2021. С. 132–134. (<https://www.poi.dvo.ru/conf/phg2021>).
27. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1, М.: Наука, 1976. 404 с.
28. Белов А.И., Журавлев В.А., Серебряный А.Н. Особенности вариаций звукового поля, вызванных интенсивными внутренними волнами в мелком море со слабым термоклинном // Акуст. журн. 2006. Т. 52, № 2. С. 165–171.

Об авторах

ЩУРОВ Владимир Александрович, д.ф.-м.н., профессор, советник

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки.

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева

Дальневосточного отделения Российской академии наук

Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43

Область научных интересов: векторная акустика океана

Тел.: +7(423)231-2101

E-mail: shchurov@poi.dvo.ru

ID eLibrary.ru: 27462

Для цитирования:

Щуров В.А. ФАЗОВЫЙ МЕХАНИЗМ УСТОЙЧИВОСТИ ВИХРЯ ВЕКТОРА АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В МЕЛКОМ МОРЕ // Подводные исследования и робототехника. 2022. № 3 (41). С. 79–91. DOI: 10.37102/1992-4429_2022_41_03_07. EDN: YZLWYW.

