

УДК 534.231

ЛОКАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ МЕЛКОГО МОРЯ

В.А. Щуров, А.С. Ляшков, С.Г. Щеглов,
Е.С. Ткаченко,
Г.Ф. Иванова, А.В. Черкасов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Тихоокеанский
оceanологический институт им. В. И. Ильинчёва» ДВО РАН¹
Кафедра физики Морского государственного университета им. адм. Г.И. Невельского²

Статистическому анализу фазовых и векторных энергетических характеристик акустического интерференционного поля мелкого моря посвящена данная работа.

Математическая обработка векторного акустического поля основывается на преобразованиях Фурье и Гильберта и основных векторных уравнениях акустического поля. Методика эксперимента основана на векторно-фазовых измерениях. Эксперимент проведен в Японском море в 2013 г. Приемная 16-канальная комбинированная система находилась на глубине 15 м при глубине места ~ 30 м, диапазон исследуемых частот 108 ± 2 Гц.

Результатом эксперимента являются следующие функции времени: разностно-фазовые характеристики четырех компонент поля, x -, y -, z -компоненты функции когерентности, нормированные компоненты ротора интенсивности, огибающие акустического давления. Статистическая обработка экспериментальных данных основана на анализе распределений плотности вероятности разности фаз компонент векторного поля и нормированных ортогональных компонент ротора вектора интенсивности. Статистический анализ экспериментальных данных показал: движение энергии в горизонтальной и вертикальной плоскостях волновода мелкого моря существенно различно; горизонтальная компонента вектора интенсивности испытывает длиннопериодные и локальные флюктуации, приводящие к случайному изменению направления движения энергии на противоположное; в вертикальной плоскости движение энергии происходит по почти детерминированному периодическому процессу в направлении «поверхность–дно»; плотность вихревых локальных структур на 50- и 150-секундных реализациях составляет не менее 0,8; интерференционное поле статистически однородно.

Полученные результаты являются оригинальными и могут быть полезны при построении реальной акустической модели мелкого моря.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] введено понятие сингулярностей волнового фронта световой электромагнитной волны: дислокаций и седел. Последующие теоретические работы показали универсальность этих понятий для акустических волновых процессов сложной интерференционной природы [2, 3]. Открытие сингулярностей волнового фронта позволило как в оптике [4], так и в подводной векторной акустике обнаружить целый ряд явлений, не известных ранее [5–8]. Теоретическое описание акустического поля, как известно, сводится к следующей математической модели. Движение в акустическом

поле является потенциальным, и поле вектора колебательной скорости частиц среды является безвихревым, т.е. ротор вектора колебательной скорости равен нулю. Однако движение энергии в акустическом поле в окрестности сингулярностей волнового фронта приобретает особенность – движение становится вихревым, т.е. ротор вектора интенсивности не равен нулю. Движение акустической энергии в области точек сингулярности приводит к обратному движению энергии в области, находящейся между дислокацией (центром вихря) и седлом (точкой застоя). Впервые вихри вектора акустической интенсивности были

обнаружены в 2008 г. в заливе Петра Великого Японского моря [5]. Зарегистрировать пути переноса акустической энергии в локальной области океанического волновода возможно только комбинированным приемником, включающим в себя гидрофон (скалярный приемник) и приемник колебательной скорости (векторный приемник). С помощью одиночного комбинированного приемника в точке акустического поля регистрируются величина акустического давления

¹ 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43. Тел.: (423) 2312-101. E-mail: shchurov@poi.dvo.ru

² 690059, Владивосток, ул. Верхнепортовая, 50а. Тел.: (423) 230-12-51

и его локальные ортогональные пространственные производные или компоненты колебательной скорости [9]. Основная цель работы заключалась в том, чтобы по распределению плотности вероятности разности фаз $\Delta\varphi_z(t)$ и ортогональных компонент ротора вектора интенсивности определить среднестатистическое число вихрей в реальном интерференционном поле мелкого моря. Вихревые структуры, связанные с переносом акустической энергии сигнала в вертикальной плоскости волновода, недостаточно изучены до настоящего времени.

1. Математическая обработка векторного акустического сигнала

При математической обработке сигнал считаем комплексным и гармоническим; поле считаем стационарным и эргодическим. Представляя акустическое поле в комплексном виде, введем понятие комплексной интенсивности $\vec{I}_c(\vec{r})$ [10]:

$$\vec{I}_c(r) = \frac{1}{2} p(r) \vec{V}^*(\vec{r}) = \vec{I}(\vec{r}) + i\vec{Q}(\vec{r}) = \text{Re}\vec{I}_c(r) + i\text{Im}\vec{I}_c(r), \quad (1)$$

где $\vec{I}_c(\vec{r}) = \text{Re}\vec{I}(\vec{r})$ – вектор активной интенсивности, $\vec{Q}(\vec{r}) = \text{Im}\vec{I}_c(\vec{r})$ – вектор реактивной интенсивности, \vec{r} – пространственная переменная, $i = \sqrt{-1}$. Если интерференционное поле образовано большим числом независимых слагаемых (лучей), то $\text{Re}\vec{I}_c(\vec{r})$ и $\text{Im}\vec{I}_c(\vec{r})$ – независимые случайные функции с гауссовой статистикой.

Векторные свойства активной и реактивной интенсивности могут быть выражены через ротор и дивергенцию комплексной интенсивности:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{I}_c(r) &= (k/c) [\vec{I} \times \vec{Q}] / V, \\ \text{div } \vec{I}(r) &= 0, \\ \text{rot } \vec{Q}(r) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{div } \vec{Q} = -2\omega(T - V) = -2\omega L,$$

где L – лагранжиан;

$$V = \frac{1}{4\rho c^2} p(r)p^*(r) – \text{потенциальная энергия};$$

$$T = \frac{\rho}{4} \vec{V}(r) \vec{V}^*(r) – \text{кинетическая энергия}.$$

Из системы уравнений (2) следует, что вектор активной интенсивности (т.е. вектор плотности потока энергии, или вектор интенсивности) по своей природе всегда будет обладать вихревыми свойствами, если $\vec{I} \times \vec{Q} \neq 0$, т.е. если вектора \vec{I} и \vec{Q} неколлинеарны. Как показывает натурный эксперимент, в интерференционном поле мелкого моря это условие выполняется. Фундаментальность данного явления, как следует из (2), заключается в том, что $\text{rot } \vec{I}_c(t)$ может быть не равным нулю, а именно:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{I}_c &= \text{rot}(p\vec{V}^*) = \text{prot}\vec{V}^* + \\ &+ [\text{grad } p \times \vec{V}^*] = [\text{grad } p \times \vec{V}^*], \end{aligned} \quad (3)$$

поскольку $\text{rot}\vec{V}^* = 0$.

Используя уравнение Эйлера $\vec{V} = -\frac{1}{i\rho\omega} \text{grad } p$, соотношение

(3) запишем в виде [6]:

$$\begin{aligned} \text{rot}(p\vec{V}^*) &= -i \frac{\omega\rho}{2} [\vec{V} \times \vec{V}^*] = \\ &= -2\omega\rho \left[V_y V_z \sin(\varphi_z - \varphi_y) \vec{i} + V_x V_z \sin(\varphi_z - \varphi_x) \vec{j} + V_y V_x \sin(\varphi_x - \varphi_y) \vec{k} \right] = \\ &= -2\omega\rho (\text{rot}_x p \vec{V}^* + \text{rot}_y p \vec{V}^* + \text{rot}_z p \vec{V}^*), \end{aligned} \quad (4)$$

где p – акустическое давление; $\vec{V} = \vec{V}_0 e^{i(\omega t - \varphi_v)}$ – колебательная скорость; \vec{V}^* – комплексно-сопряженное значение вектора колебательной скорости; ω – круговая частота; ρ – невозмущенное значение плотности среды; V_i – амплитудное значение компонент ко-

лебательной скорости ($i = x, y, z$); $(\varphi_y - \varphi_z), (\varphi_x - \varphi_z), (\varphi_y - \varphi_x)$ – разности фаз между компонентами колебательной скорости. Из (4) следует, что вихрь вектора интенсивности может возникнуть не только вблизи источника излучения, но и в дальнем поле источника. Признаки существования центра вихря и седловой точки определены в [10]. В центре вихря обращаются в нуль акустическое давление, ротор интенсивности, потенциальная энергия, активная и реактивная интенсивность; вектор реактивной интенсивности направлен в центр вихря. В седловой точке обращаются в нуль активная интенсивность, ротор интенсивности, кинетическая энергия. Ротор вектора интенсивности, поскольку он обращается в нуль в сингулярных точках, имеет максимум между центром и седлом и достигает наибольших значений на периферии вихря. Выражение (4) в среднем справедливо и для случайного стационарного тонального сигнала.

Статистическая обработка экспериментальных реализаций четырех компонент поля $p(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$ основывалась на БПФ в частотном диапазоне и на преобразовании Гильберта на временном интервале. С использованием БПФ получены автоспектры, взаимные спектры, разностно-

фазовые соотношения, функции простой одноточечной когерентности от частоты [9], компоненты ротора интенсивности и т.д. при исследовании крупномасштабной завихренности. Преобразование Гильберта использовалось в основном в исследовании локаль-

ных вихрей непрерывного излучения и импульсных сигналов. Характеристики акустического поля, рассчитанные БПФ и преобразованием Гильберта, идентичны.

В спектральном представлении комплексной интенсивности разности фаз между акустическим давлением и компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_i(r, \omega) = \arctg \frac{\operatorname{Im} S_{pV_i}(r, \omega)}{\operatorname{Re} S_{pV_i}(r, \omega)}, \\ (i = x, y, z) \quad (5)$$

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

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

где r – пространственная переменная; $S_{pV_i}(r, \omega)$ – взаимная спектральная плотность акустического давления и i -компоненты колебательной скорости; $S_{V_{ij}}(r, \omega)$ – взаимная спектральная плотность i - и j -компонент колебательной скорости.

Три компоненты функции коherентности от времени на данной частоте f_0 , вычисленные через преобразование Гильберта, запишем в виде:

$$\Gamma_j(t) = \frac{\langle \tilde{p}(t)\tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}{\sqrt{\langle \tilde{p}(t)\tilde{p}^*(t) \rangle_t \langle \tilde{V}_j(t)\tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}} = \\ = \operatorname{Re}\Gamma_j(t) + i\operatorname{Im}\Gamma_j(t),$$

$$j = x, y, z, \quad (7)$$

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 [9].

2. Методика измерений и условия эксперимента

Эксперимент проведен в бухте Витязь Японского моря в августе–сентябре 2013 г. Приемный модуль состоит из четырех комбинированных приемников (16 информационных акустических каналов). Комбинированные приемники располагались в вертикальной плоскости в углах прямоугольника и находились в одном общем обтекателе (рис. 1). Акустическая информация в цифровом виде транслировалась в береговую лабораторию. Как следует

из рис. 1, декартовы оси координат x --, y -каналов векторных приемников расположены в горизонтальных плоскостях; оси z -каналов лежат в вертикальной плоскости и направлены от поверхности к дну волновода.

На рис. 2 представлен общий вид приемного комбинированного модуля после проведенного эксперимента. Внешний обтекатель модуля снят. Полный объем приемного модуля составляет $\sim 3 \text{ м}^3$, что обеспечивает ему значительную присоединенную массу.

Глубина места измерений $\sim 30 \text{ м}$. После постановки приемной системы на глубину 15 м она была осмотрена аквалангистами на предмет правильности расположения элементов приемной системы. Источниками излучения являлись проходящие суда. Зависимость скорости звука от глубины приведена на рис. 3. Во время эксперимента состояние морской поверхности изменялось от штиля до трех баллов по шкале Бофорта.



Рис. 2. Общий вид комбинированного приемного модуля без обтекателя

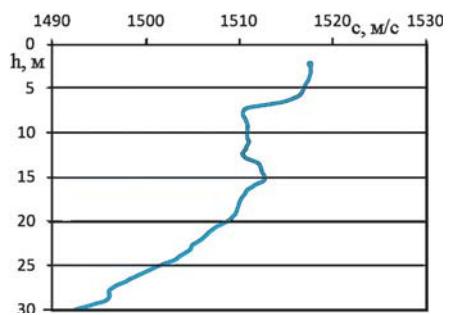


Рис. 3. Зависимость скорости звука от глубины

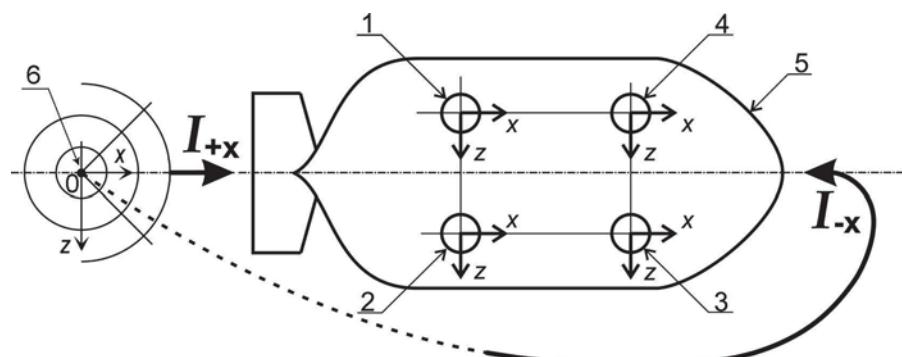


Рис. 1. Схема приемного комбинированного модуля. Обозначения: 1–4 – номера комбинированных приемников П1–П2. Оси у комбинированных приемников направлены вверх от чертежа. Расстояния 1–4 и 2–3 равны 1,20 м; 4–3 и 1–2 равны 0,64 м; 5 – внешний обтекатель приемного модуля; 6 – источник звука; I_x – x-компоненты интенсивности от источника излучения; I_{-x} – x-компоненты интенсивности в области вихря

В отличие от методики, используемой в наших исследованиях, существуют и другие подходы при исследовании вихревых структур [8].

3. Результаты эксперимента

В данной статье исследуются векторные характеристики акустического поля при движении поверхностного источника в направлении приемной системы. Расстояние между источником и приемником в течение эксперимента изменялось в пределах от 1800 м до 100 м; общее время прохода излучающего судна относительно приемной системы составило ~ 600 с; толщина волновода на данном участке ~ 30 м; ровное песчаное дно. При своем движении источник находился в максимуме характеристик направленности чувствительности x-каналов всех приемников, следовательно, в минимуме характеристик z- и y-каналов. В работе приводится статистический анализ двух реализаций длительностью 50 с и 150 с.

Для представления общей картины эксперимента приведем реализацию большей длительности, равной 350 с на временном интервале $\Delta t = 1000-1350$ с. На рис. 4 приведены только z- и x-компоненты реальной части функции когерентности $Re\Gamma_z(f_{1,2}, t)$ и $Re\Gamma_x(f_{1,2}, t)$ для двух частот $f_1=88\pm 2$ Гц и $f_2=108\pm 2$ Гц первого приемника П1, поскольку функции когерентности на приемниках П2-П4 принципиально не отличаются. Физические процессы, протекающие в вертикальной плоскости волновода, описываются функцией когерентности $Re\Gamma_z(f, t)$. Из рис. 4 следует, что $Re\Gamma_z(f_{1,2}, t)$ имеют почти периодическую зависимость от времени, которая наблюдалась в более ранних экспериментах [5]. Функция коге-

рентности на частоте $f_2=108\pm 2$ Гц $Re\Gamma_z(f_2, t)$ сдвинута во времени относительно $Re\Gamma_z(f_1, t)$ вследствие того, что длины волн различны: $\lambda_1=17$ м, $\lambda_2=14$ м согласно условию пространственного инварианта [11]. Физические процессы, связанные с переносом акустической энергии в горизонтальной плоскости, описываются функцией $Re\Gamma_x(f, t)$. Когерентность сигналов $Re\Gamma_x(f_{1,2}, t)$ на частотах f_1 и f_2 находится в пределах ($+0,5$; $1,0$) со случайными отклонениями, достигающими отрицательных значений, что указывает на изменение направления движения энергии на противоположное относительно сплошной части кривой. Обраща-

ет на себя внимание низкочастотная модуляция $Re\Gamma_x(f_1, t)$, $Re\Gamma_x(f_2, t)$ в горизонтальной плоскости $Re\Gamma_z(f_1, t)$ и $Re\Gamma_z(f_2, t)$, которая коррелирует с почти детерминированными периодическими процессами в вертикальной плоскости.

Отметим, если $Re\Gamma_z(f, t) > 0$, то энергия течет от поверхности ко дну, т.е. в положительном направлении оси +z комбинированных приемников. Если $Re\Gamma_z(f, t) < 0$, то энергия течет от дна к поверхности (по направлению оси -z). Если $Re\Gamma_z(f, t)$ проходит через нуль с изменением знака, то это соответствует области относительного минимума акустического давления и наличия в этой области

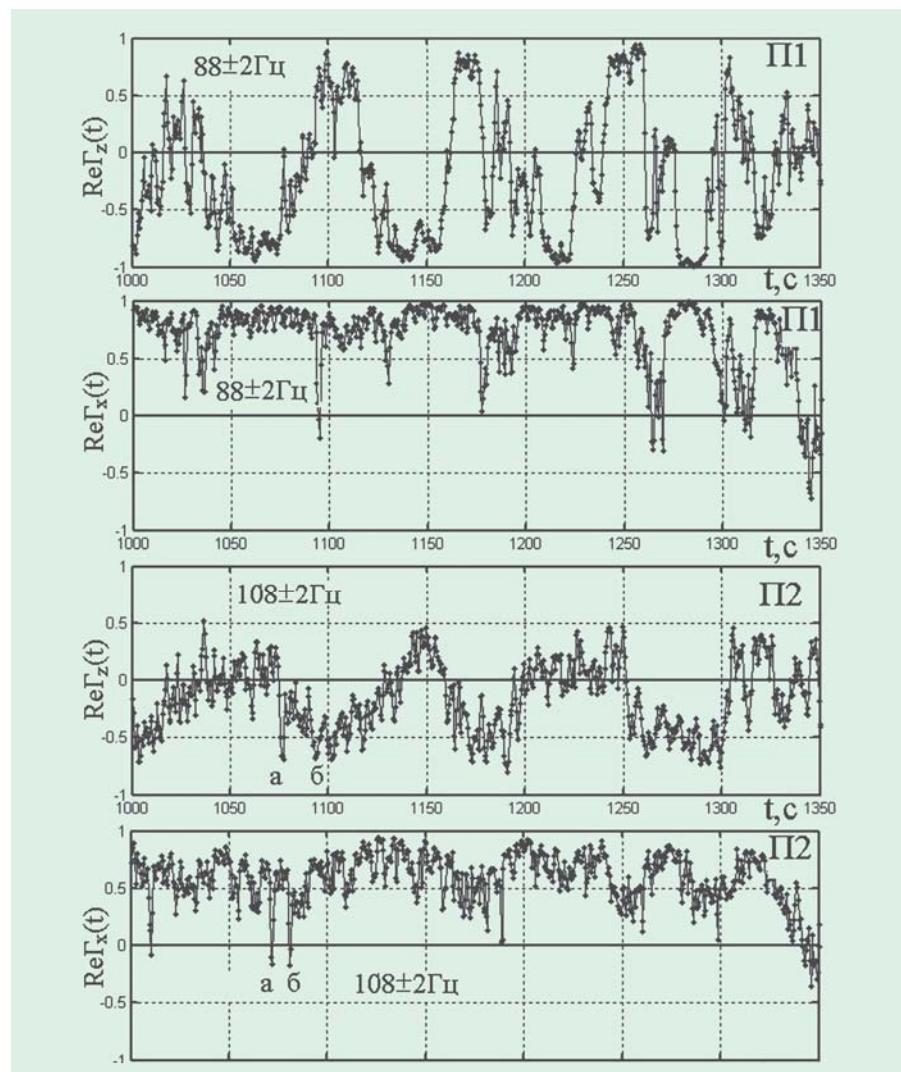


Рис. 4. Зависимость от времени $Re\Gamma_z(f_{1,2}, t)$ и $Re\Gamma_x(f_{1,2}, t)$ для двух частот: $f_1=88\pm 2$ Гц и $f_2=108\pm 2$ Гц. Время усреднения 1 с

центра вихря. В этом случае разность фаз $\Delta\phi_z(t)$ между давлением и вертикальной компонентой колебательной скорости испытывает скачки и неопределенна, но при переходе через эту точку разности фаз $\Delta\phi_z(t)$ испытывает скачок на $\pm\pi$. Движение энергии в горизонтальной плоскости происходит вдоль оси $+x$, если $\text{Re}\Gamma_x(f, t) > 0$; если $\text{Re}\Gamma_z(f, t) < 0$ – энергия переносится в направлении оси $-x$.

Рассмотрим 50-секундную реализацию акустического давления $S_{p2}(t)$ шумоподобного сигнала от движущегося судна в полосе

частот 108 ± 2 Гц, время усреднения 0,25 с. На рис. 5 приведены огибающие давления для четырех приемников П1–П4. Поскольку диаметр комбинированного приемника $d = 0,2$ м, но длина волны $\lambda \approx 14$ м, т.е. $d \ll \lambda$, считаем приемники точечными и обозначаем их как точки измерения 1–4. Данная реализация соответствует следующим условиям: поверхностный источник (судно) приближается к приемной системе (с расстояния ~ 800 м, скорость 3 м/с), находясь в максимуме x -каналов векторных приемников 1–4. Уровень в

дБ на рис. 5 выбран произвольно. Символами \mathbf{a}_i , \mathbf{b}_i ($i = 1$ –4) обозначаем максимумы, образованные интерференцией прямых и донноповерхностных лучей с превышением уровня акустического давления над средним уровнем сигнала не менее 4 дБ. Средний уровень сигнала на частоте 108 ± 2 Гц превышает уровень подводного окружающего шума от 5 дБ до 10 дБ. Уровень давления в точках \mathbf{a}_i , \mathbf{b}_i обусловлен излучением движущегося одиночного источника, но не другим посторонним источником звука, поскольку на сонограмме «частота–расстояние» огибающей давления это превышение уровня соответствует условию пространственного инварианта. Общий вид кривых $S_{p2}(t)$, пропорциональных плотности потенциальной энергии, в точках 1–4 идентичен.

Из рис. 6 следует, что разности фаз между реализациями акустического давления (рис. 5), регистрируемых в точках 1–4, постоянны во времени, т.е. $S_{p2}(t)$ синфазны. Пары вертикально расположенных гидрофонов 4–3 и 1–2 имеют разности фаз $\Delta\phi_{43}(t) = \Delta\phi_{12}(t) = 0$, т.е. в этом случае гидрофоны находятся на поверхности равных фаз волновых фронтов. В случае пар гидрофонов 1–3, 1–4, 2–3, 2–4 разности фаз определяются временной задержкой τ , вызванной горизонтальным разнесением гидрофонов, т.е. это время, за которое должна пробежать волна путь Δl со скоростью 1510 м/с.

Вне максимумов временная задержка для этих пар равна $\tau = \Delta l/c = 1,2/1510 \approx 10^{-3}$ с, для $T = 0,01$ с разность фаз, соответствующая задержке $\tau = 10^{-3}$ с, есть $\Delta f = 36^\circ$. Что соответствует (вне максимумов) реальной разности фаз $\Delta\phi_{13} = \Delta\phi_{14} = \Delta\phi_{23} = \Delta\phi_{24} \approx +36^\circ$ (рис. 6) (где $\Delta l = 1,2$ м – величина горизонтального разнесения ги-

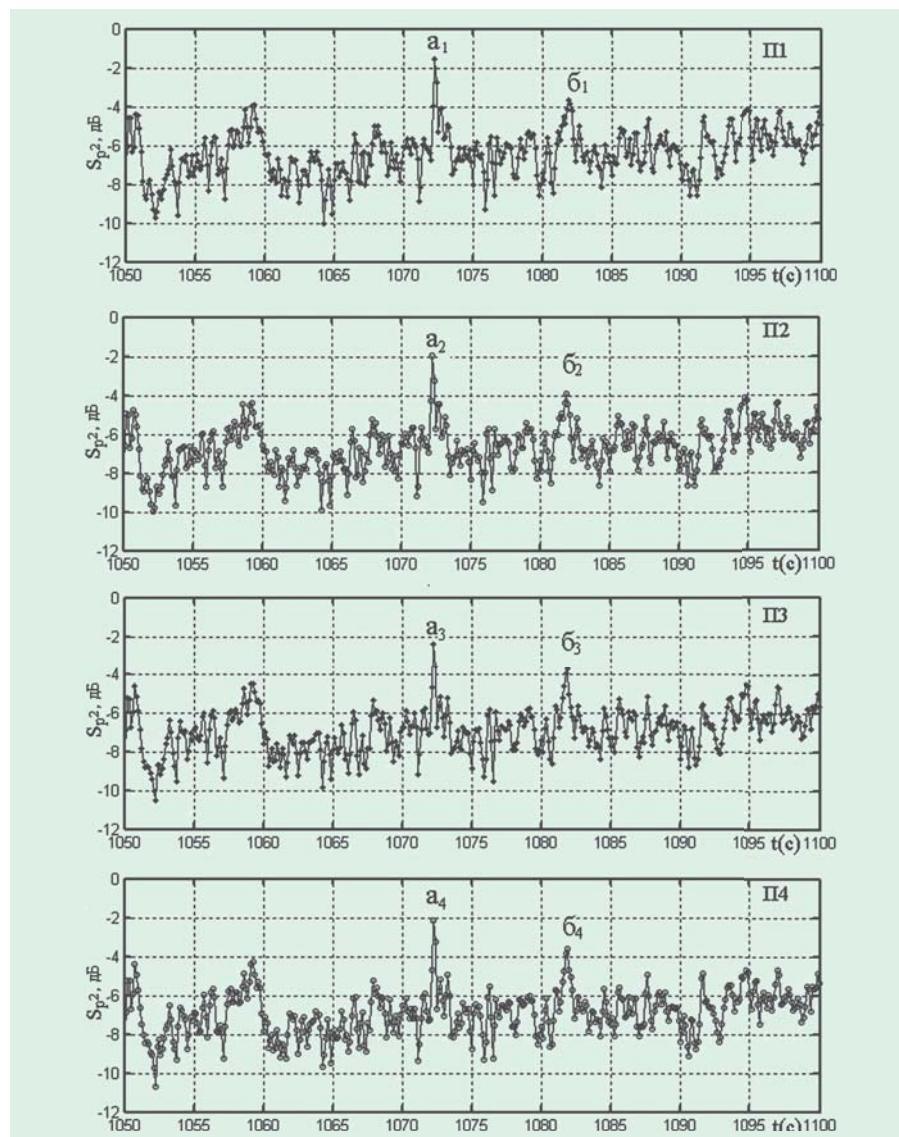


Рис. 5. Зависимость огибающей акустического давления $S_{p2}(t)$ от времени в полосе частот 108 ± 2 Гц. Время усреднения 0,25 с. Обозначения: П1–П4 – номера комбинированных приемников; \mathbf{a}_i , \mathbf{b}_i – обозначения интерференционных максимумов, $i = 1$ –4. Длительность реализаций 50 с

дифонов, $c=1510$ м/с – скорость звука, T – период колебаний для частоты 100 Гц). Этот результат означает, что согласно геометрии эксперимента сигнал на приемники 1–4 поступает с направления I_{+x} (рис. 1). В точках **a**, **б** разности фаз испытывают скачок относительно нулевой линии на угол, равный -36° , причём разности фаз меняют знак с «+» на «-». Это может означать следующее: сигнал от источника 6 к приемникам 3 и 4 приходит раньше, чем к приемникам 1 и 2 (рис. 1), следовательно, направление движения энергии сменилось с $+x$ на $-x$, т.е. в области расположения приемной системы наблюдается вихревой перенос энергии. На рис. 1 направление переноса энергии от источника 6 схематически изображено темными стрелками. Из рис. 5 и 6 следует, что в интерференционном акустическом поле одного локального источника возможно изменение направления движения энергии на обратное, т.е. к самому источнику звука. Это можно объяснить значительным вкладом в интерференционное поле обратного рассеяния сигнала. Подтверждение обратного движения энергии дано на рис. 7.

На рис. 7 представлены реальные части x -компонент функции когерентности $\text{Re}\Gamma_{xi}(t)$, где $i = 1–4$ для четырех точек измерения той же временной реализации, что и на рис. 5, 6. Здесь приведены только x -компоненты. Поскольку источник находится в максимуме характеристик направленности x -каналов, интерференционное поле должно в полной мере проявиться в x -каналах приемного модуля и в меньшей степени в y -каналах. Результаты по y -каналам в данной статье не приводятся, поскольку они принципиально не отличаются от рис. 7.

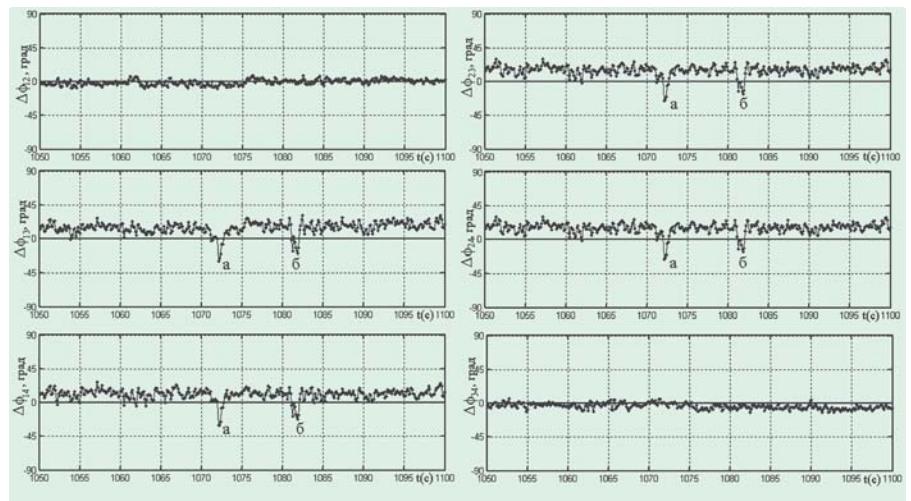


Рис. 6. Зависимость разности фаз от времени между гидрофонами приемного модуля: а, б – скачки разности фаз $\Delta\phi_{12}$, $\Delta\phi_{13}$, $\Delta\phi_{23}$, $\Delta\phi_{24}$ на угол $\alpha \approx -36^\circ$ в области максимумов на рис. 5

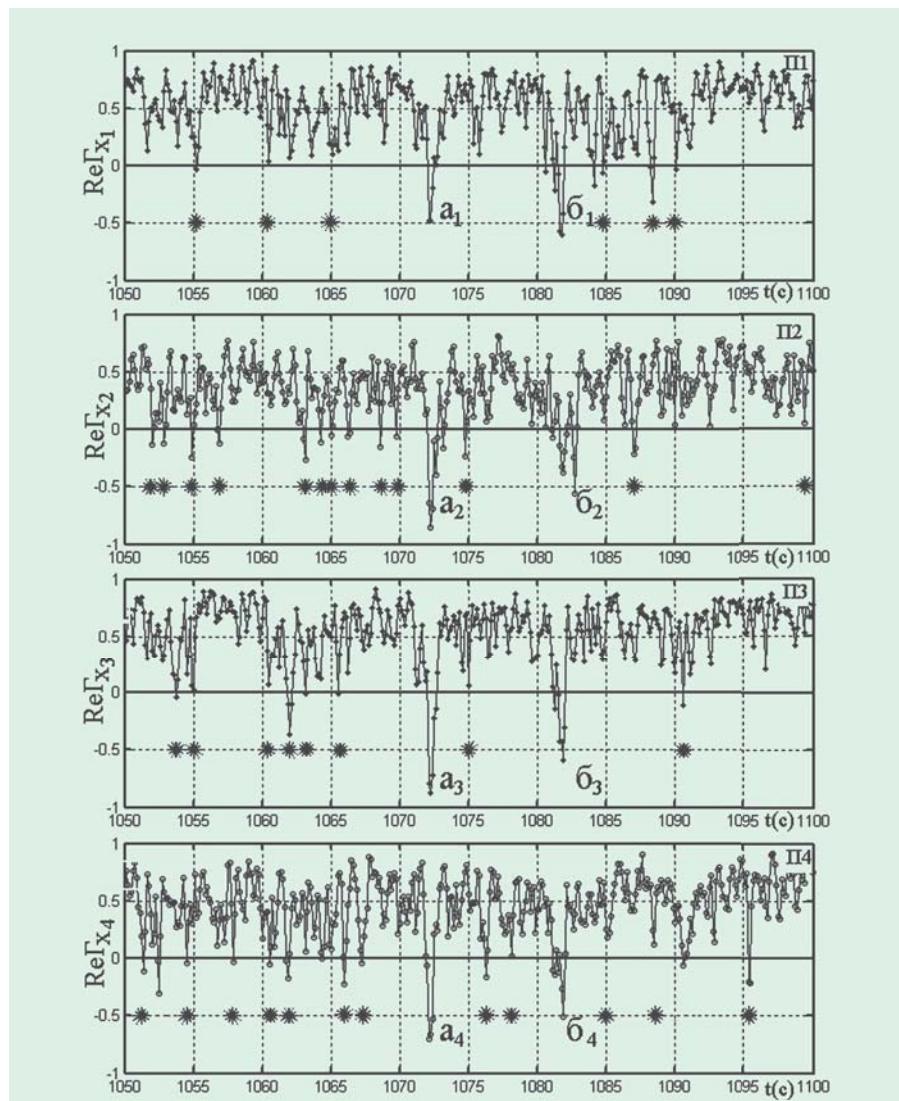


Рис. 7. Зависимости от времени x -компонент реальной части функции когерентности $\text{Re}\Gamma_{xi}(t)$, $i=1–4$. Время усреднения 0,25 с. а_i, б_i – точки, соответствующие максимумам акустического давления на рис. 5, 6

В z-каналы также попадает незначительная часть энергии сигнала, распространяющегося по прямому пути, но природа явления в вертикальной плоскости иная, чем в горизонтальной плоскости, и будет рассмотрена далее. В течение 50-секундной реализации источник звука сместился на расстояние ~ 150 м (при глубине места ~30 м и ровном дне). Вид интерференционного процесса на всем протяжении реализации в его сплошной мелкомасштабной флюктуационной части остается подобным, как это следует из рис. 5–7.

Из рис. 7 следует, что на протяжении всей 50-секундной реализации (кроме областей точек **a_i**, **b_i**) функция когерентности $Re\Gamma_{x_i}(t) \geq 0$, т.е. энергия течет в основном в положительном направлении оси x , причем когерентность поля испытывает значительные флюктуации в интервале значений от -0,25 до +1. В области точек **a_i**, **b_i** ($i=1-4$) $Re\Gamma_{x_i}(t)$ меняет знак с «+» на «-», что означает: энергия от источника (рис. 1) течет по направлению

оси $-x$, т.е. по направлению к источнику звука. Когерентность при отрицательных значениях $Re\Gamma_x(t)$ достигает значительных величин, например, для **a₂** и **a₃** $|Re\Gamma_x(t)| \approx 1$. Это также подтверждается и на разности фазовых характеристик давления на рис. 6.

4. Обсуждение результатов

Исследуем статистические характеристики интерференции, основываясь на векторном представлении акустического поля согласно формулам 1–7 и полученным экспериментальным результатам (рис. 4–7). Когерентность акустического поля вдоль оси x – $Re\Gamma_{x_i}(t)$, где $i=1-4$, испытывает как маломасштабные, так и крупномасштабные флюктуации. Наиболее значимые флюктуации выделены на рис. 7 звездочкой *. Таким образом, из рис. 7 следует, что перенос энергии сигнала в горизонтальной плоскости от источника к приемнику имеет длиннопериодный «мерцающий»

характер, на фоне которого наблюдаются короткоживущие флюктуации, которые обращают горизонтальный поток энергии до нуля, или, в некоторых случаях, поворачивают поток энергии в сторону источника.

Движение энергии в вертикальной плоскости, по сравнению с горизонтом, носит принципиально иной характер. Достаточно сравнить $Re_z(f_{1,2}, t)$ с $Re_x(f_{1,2}, t)$ на рис. 4 и убедиться в почти периодической зависимости переноса энергии в вертикальной плоскости. Вертикальная структура акустического поля определяется почти детерминированным периодическим переносом энергии в вертикальной плоскости, что определяется разностно-фазовой природой интерференции. На рис. 8 представлены вычисленные по формуле (5) разности фаз $\Delta\phi_{z,i}(t)$ для z-каналов всех приемников и соответственно гистограммы распределения плотности вероятности для этих характеристик $\rho_i(\Delta\phi_z(t))$, где $i = 1-4$. Условие вычисления гистограмм: время накопления 50 с; ширина кармана 11,25°; время усреднения 0,25 с. Отметим, что если $\Delta\phi_{z,i}(t) = 0^\circ$, то z-компоненты плотности потока энергии совпадают по направлению с осью z приемника, что соответствует переносу энергии от поверхности ко дну; в случае, если $\Delta\phi_{z,i}(t) = \pm 180^\circ$, энергия переносится от дна к поверхности; если $\Delta\phi_{z,i}(t) = \pm 90^\circ$, то центр комбинированного приемника находится в области седла вихря; если $\Delta\phi_{z,i}(t)$ испытывает скачок на 180°, то через приемник проходит область центра вихря [6].

На рис. 8 максимальные значения плотности вероятности находятся в области углов, равных $\pm 180^\circ$, т.е. энергия на этом участке «текет» в основном от дна к поверхности. На всех приемниках наблюдается значительная

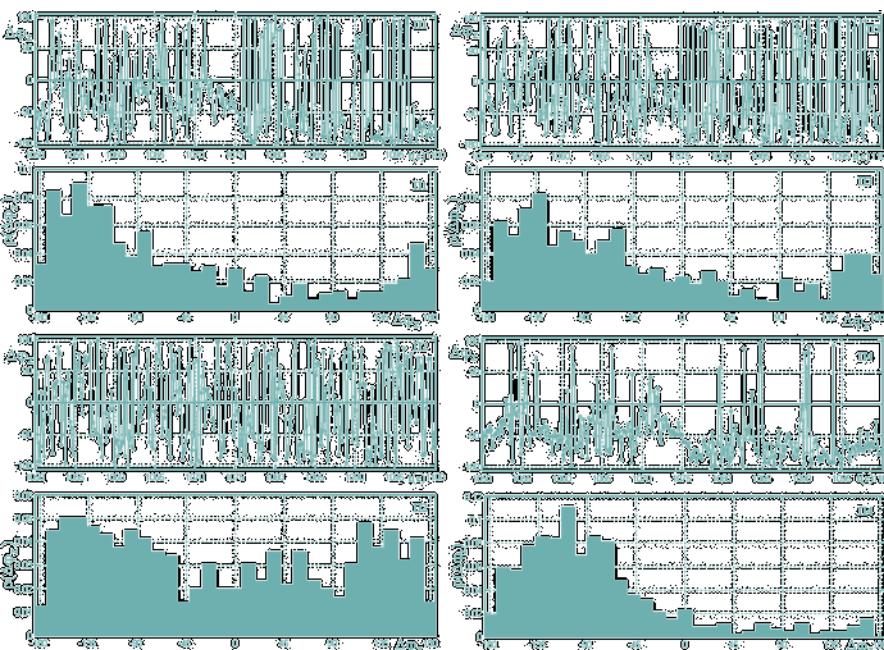


Рис. 8. Зависимости от времени разности фаз $\Delta\phi_z(t)$ между акустическим давлением и вертикальной компонентой колебательной скорости для П1-П4 (по оси абсцисс – время t (с)). Гистограммы плотности вероятности $\rho(\Delta\phi_z(t))$ (по оси абсцисс – $\Delta\phi_z$). Время накопления гистограмм 50 с. Время усреднения 0,25 с

плотность вероятности в области углов -90° . На приемниках П2, П3 плотность вероятности для углов в области 0° выше, чем на приемниках П1 и П4.

На рис. 9 представлены гистограммы распределения плотности вероятности нормированных значений z -, x -, y -компонент случайных величин $\text{rot}I_z(f_1,t)$, $\text{rot}I_x(f_1,t)$, $\text{rot}I_y(f_1,t)$ для всех четырех точек измерения 50-секундной реализации, вычисленные по формуле (4).

Распределения для первого приемника: z -компонента ротора представлена практически равномерным распределением; вероятность для x -, y -компонент в области ± 1 отлична от нуля. В точках 2, 3, 4 возникновение z -, x -, y -комопнент вихрей, равных ± 1 , более вероятно. Встает вопрос: насколько представленная на временном интервале 50 с статистическая ситуация устойчива в реальном акустическом поле мелкого моря? Скорость источника звука равна ~ 3 м/с. Чтобы геометрия эксперимента не сильно отличалась от геометрии эксперимента для временного интервала, равного 50 с ($\Delta t=1050-1100$ с), был взят интервал, равный 150 с ($\Delta t_2=1050-1200$ с). Расстояние, на которое судно сместится от своего первоначального положения при $t=1050$ с за время 150 с, равно 450 м. На рис. 10 представлены разности фаз $\Delta\phi_{z,i}(t)$ и их гистограммы. Можно утверждать, что гистограммы рис. 10 и рис. 8 идентичны, т.е. реализации длительностью 50 с и 150 с статистически однородны.

На приемниках 1, 2 и 3 выросла вероятность появления особых точек вихрей (сёдел); гистограммы на четвертом приемнике не изменились. Гистограммы z -, x -, y -компонент ротора вектора интенсивности (рис. 11) по-

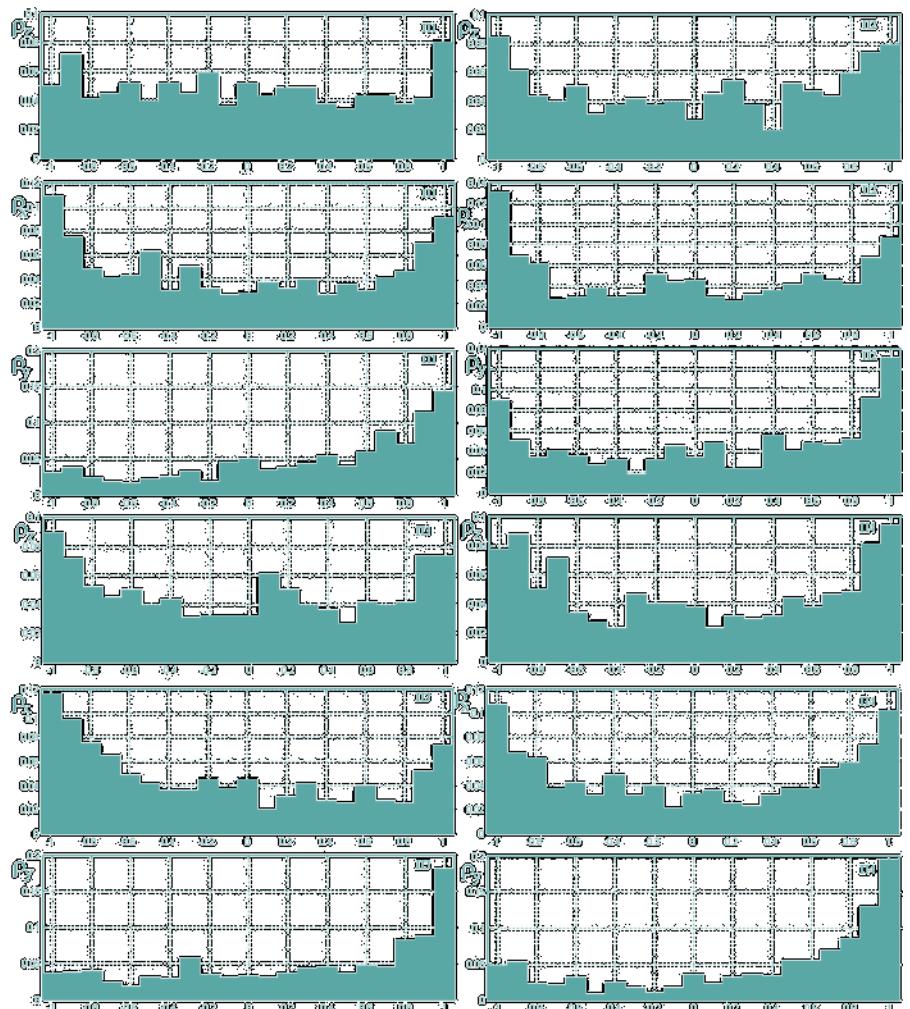


Рис. 9. Гистограммы плотности вероятности ρ компонент ротора $\text{rot}I_i(f_1,t)$, $i = z, x, y$ для приемников П1–П4. Время накопления 50 с. Время усреднения 0,25 с. По оси абсцисс – относительное значение компонент ротора в интервале $(-1, +1)$

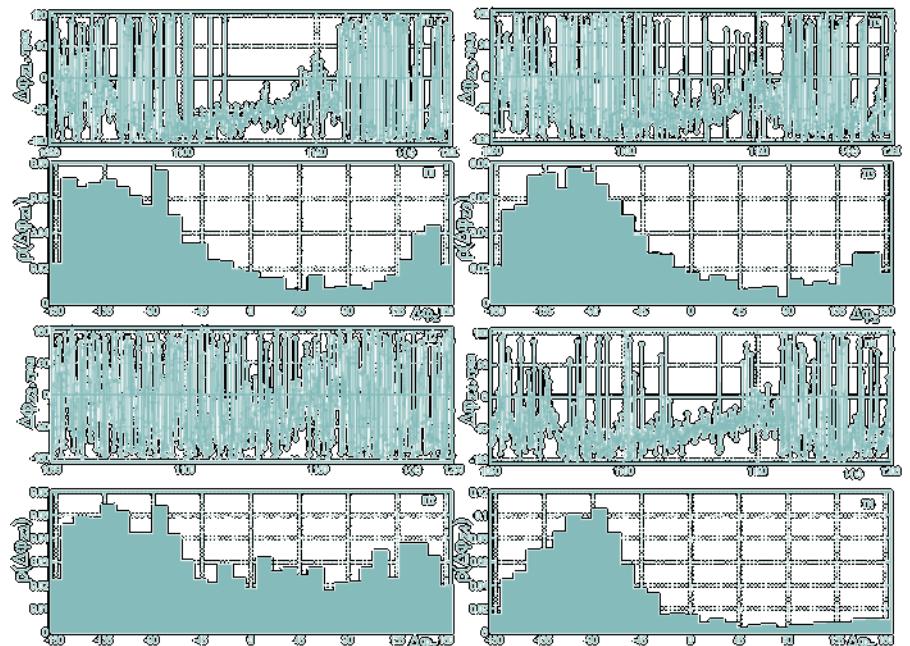


Рис. 10. Зависимости разности фаз $\Delta\phi_{z,i}(t)$ от времени для П1–П4 и их гистограммы плотности вероятности $\rho(\Delta\phi_{z,i}(t))$. Время накопления гистограмм 150 с. Время усреднения 0,25 с

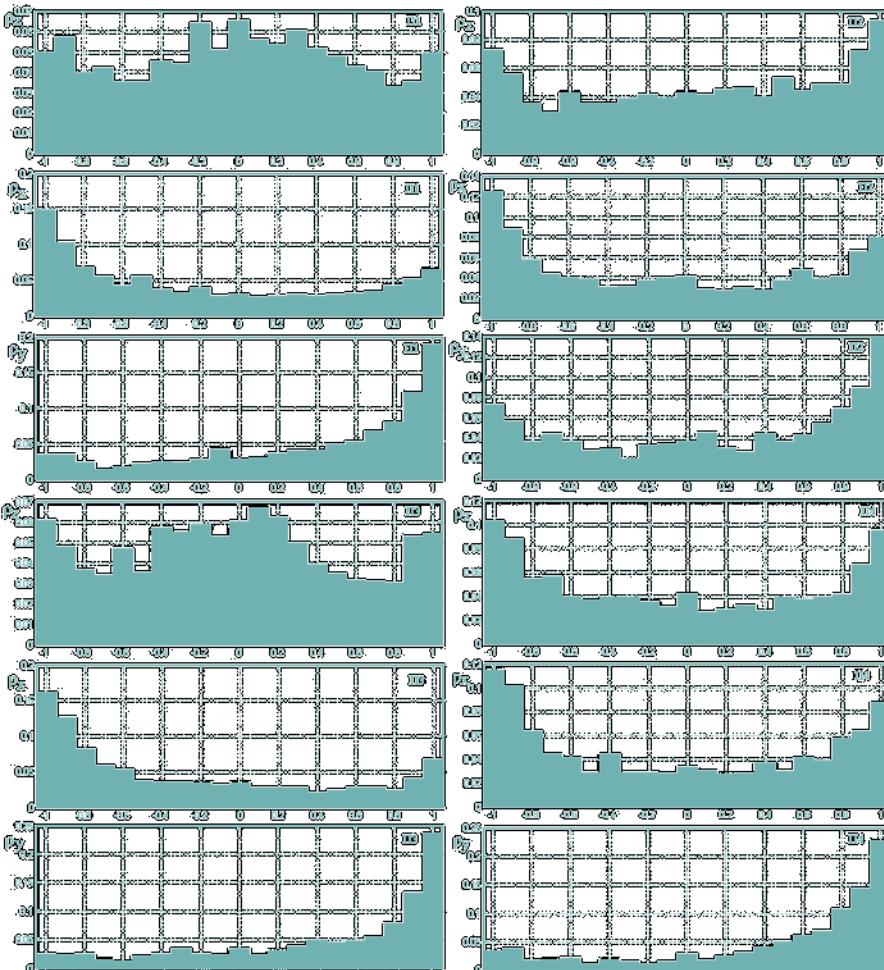


Рис. 11. Гистограммы плотности вероятности ρ_i компонент ротора $\text{rot}_i(f,t)$ для приемников П1–П4. Время накопления гистограмм 150 с. Время усреднения 0,25 с. По оси абсцисс – относительное значение компонент ротора в интервале $(-1, +1)$

казывают, что: x-, y-компоненты всех приемников не изменились; z-компоненты второго и четвертого приемников также не изменились; z-компоненты первого и третьего приемников показывают, что выросла вероятность обращения в нуль z-компонент в данных точках измерения. Таким образом, мы видим, что векторные характеристики позволяют представить тонкую структуру акустического поля: направление движения энергии в сложном интерференционном поле, его вертикальную вихревую структуру.

В работе [6] показано, что при глубине места волновода, равной 120 м, и удалении источника (частота сигнала $f_0 = 110$ Гц) на расстояние до ~ 2000 м вели-

чине вертикальной компоненты $\text{rot}_z \vec{I}(f_0, t) = 0$ соответствует наибольшая вероятность, равная 0,8, но соответственно с такой же вероятностью гарантировано появление x-, y-компонент нормированного ротора вектора интенсивности $\text{rot}_x \vec{I}(f_0, t) \approx \text{rot}_y \vec{I}(f_0, t) \approx \pm 1$. Таким образом, результирующий вектор ротора интенсивности

$$\text{rot} \vec{I}(f_0, t) = \vec{i} \text{rot}_x \vec{I}(f_0, t) + \vec{j} \text{rot}_y \vec{I}(f_0, t) + \vec{k} \text{rot}_z \vec{I}(f_0, t)$$

не имеет вертикальной составляющей, поскольку $\text{rot}_z(f_0, t) = 0$ и вихревого движения энергии в горизонтальной плоскости нет. В данном эксперименте ситуация отлична от описываемой в [6] глубиной места и расстояни-

ем до источника звука. В этом случае, как следует из рис. 9 и 11, вихревое движение энергии наблюдается как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях. Однако если в вертикальной плоскости вихревые движения являются ясно выраженным, x-, y-компоненты ротора для всех приемников П1–П4 имеют максимумы на гистограммах вблизи ± 1 , то z-компоненты ротора имеют распределение или ближе к равномерному (П1, рис. 9), или с небольшим превышением в области нуля (П1, П3, рис. 11). Из сравнения рис. 9–11 можно сделать вывод, что в точках измерения П1 и П3 вероятность $\text{rot}_z \vec{I}(f, t)$ стремится к нулю значительно больше, чем в случае П2 и П4.

Найдем вероятность появления нормированных значений x-, y-, z-компонент ротора, близких к ± 1 и близких к нулевому значению, основываясь на результатах статистического анализа рис. 9, 11. Интервал нормированных значений от -1 до $+1$ разобьем на три интервала $(-1,0, -0,35)$, $(-0,35, +0,35)$, $(+0,35, +1,0)$. Интервал $(-0,35, +0,35)$ соответствует малым величинам ротора, находящимся вблизи нуля. Два оставшихся интервала объединены в один $(-1,0, -0,35; +0,35, +1,0)$, в котором сосредоточены наибольшие значения компонент ротора в окрестности ± 1 . Результаты обработки гистограмм рис. 9, 11 помещены в таблице.

Из таблицы следует:

- изменение времени накопления гистограмм от 50 с до 150 с не влияет на величину вероятности наблюдения z-, x-, y-компонент ротора в двух рассматриваемых интервалах, т.е. поле вихрей является статистически однородным;

Характеристики гистограмм

Приемник	Длительность реализации, с	z	x	y
П1	50	0,6	0,8	0,8
		0,4	0,2	0,2
	150	0,6	0,8	0,8
		0,4	0,2	0,2
П2	50	0,7	0,8	0,8
		0,3	0,2	0,2
	150	0,7	0,8	0,8
		0,3	0,2	0,2
П3	50	0,7	0,8	0,8
		0,3	0,2	0,2
	150	0,6	0,9	0,9
		0,4	0,1	0,1
П4	50	0,8	0,8	0,8
		0,2	0,2	0,2
	150	0,8	0,8	0,9
		0,2	0,2	0,1
Среднестатистическое значение	интервал (-1,0;-0,35) (+0,35;+1,0)	0,7	0,8	0,8
	интервал (-0,35;+0,35)	0,3	0,2	0,2

Примечание. Над чертой – вероятность наблюдения данной компоненты ротора в интервалах (-1,0;-0,35; +0,35;+1,0); под чертой – вероятность наблюдения данной компоненты ротора в интервале (-0,35;+0,35).

- среднестатистическая величина вероятности наблюдения x-, y-компонент ротора в окрестности значений ± 1 равна 0,8; вероятность появления компонент ротора в окрестности нуля равна 0,2;
- соответствующие величины вероятности для вертикальной z-компоненты ротора равны 0,7 и 0,3.

- перенос энергии сигнала в горизонтальной плоскости от источника к приемнику в локальной области вихревого акустического поля случайно может измениться на обратное (от приемника к источнику) в течение времени 0,1 периода монохроматического сигнала;

– наличие относительных минимумов в поле интерференционного акустического давления указывает на присутствие вихрей с «+» и «-» ориентацией, более детальное исследование которых позволит продвинуться в использовании этого явления в прикладных задачах.

Авторы благодарят к.г.н. Храпченкова Ф.Ф. за предоставление зависимости скорости звука от глубины.

ВЫВОДЫ

Основные результаты данной работы:

- величина среднестатистической плотности вихревых структур составляет не менее 0,8 от временной длительности исследуемых реализаций 50 с и 150 с;
- интерференционное акустическое поле в вертикальной плоскости волновода мелкого моря является статистически однородным вихревым образованием;

ЛИТЕРАТУРА

1. Nye J. F., Berry M. V. Dislocations in wave trains // Proceedings of the Royal Society of London. 1974. Ser. A. Vol. 336, No. 1605. P. 165–90.
2. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях // Акуст. журн. 1989. Т. 35, № 2. С. 260–265.
3. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового фронта волнового поля // ЖЭТФ. 1993. Т. 104, № 5 (11). С. 3769–3783.
4. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Дислокации поверхностей волнового фронта и нули амплитуды // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 5. С. 1789–1797.
5. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Фазовые спектры интерференции широкополосного поверхностного источника в мелком море // Сб. тр. 22-й сессии Рос. акуст. о-ва и Сессии Научного совета РАН по акустике. Т. 2. М.: ГЕОС, 2010. С. 248–251.
6. Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихри акустической интенсивности в мелком море // Акуст. журн. 2011. Т. 57, № 6. С. 837–843.
7. Щуров В.А., Черкасов А.В., Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Аномальные особенности структуры поля вектора интенсивности в акустических волноводах // Подводные исследования и робототехника. 2011. № 2 (12). С. 4–17.
8. Dall'Osto D.R. Properties of the Acoustic Vector Field in Underwater Waveguides: A dissertation for the degree of Doctor of Philosophy. USA: University of Washington, 2013.
9. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с.
10. Mann J.A., Tichy J., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // J. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82, N 4. P. 17–30.
11. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / под ред. Л.М. Бреховских // Акустика океана. М: Наука, 1982. С. 71–91.