DOI: 10.37102/1992-4429\_2021\_36\_02\_05

# ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОКЕАНЕ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЕКТОРНОЙ ПРИРОДОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

#### В.А. Щуров, С.Г. Щеглов, А.С. Ляшков, Е.С. Ткаченко

На основе концепции векторно-фазового метода проведены теоретические и экспериментальные акустические исследования глубокого океана и мелкого моря. Впервые обнаружены и исследованы такие фундаментальные явления, как компенсация встречных потоков энергии, вихри вектора плотности потока акустической энергии, анизотропия подводного акустического шума в области низких и средних частот, разработаны алгоритмы обработки на основе четвертого статистического момента, определена помехоустойчивость комбинированных приемных систем относительно квадратичного детектора, созданы приемные комбинированные системы, не имеющие мировых аналогов. В работе представлен обзор явлений, связанных с векторной природой плотности потока энергии (вектора интенсивности).

Ключевые слова: векторно-фазовый метод, вектор акустической интенсивности, вихрь акустической интенсивности, компенсация потоков энергии, четвертый статистический момент

#### Введение

История подводной акустики (гидроакустики) связана с первым применением французским ученым Ланжевеном в 1914 г. датчика давления, помещенного в морскую среду (впоследствии названного гидрофоном) для акустического обнаружения подводных лодок. До настоящего времени гидрофон являлся основным приемным устройством в исследовании акустического поля в океане.

Однако для полного описания акустического поля, как это следует из уравнений гидродинамики, необходимо и достаточно знать восемь величин: трех компонент вектора колебательной скорости частиц среды  $\vec{V}(x, y, z, t)$   $\{V_x, V_y, V_z\}$ , двух скалярных величин – акустического давления p(x, y, z, t), плотности среды  $\rho(x, y, z, t)$  и трех разностно-фазовых соотношений  $\Delta \varphi_{\rho V_x}(x, y, z, t), \Delta \varphi_{\rho V_y}(x, y, z, t), \Delta \varphi_{\rho V_z}(x, y, z, t)$ t). В процессе обработки данных получаем второй статистический момент - вектор плотности потока акустической энергии (вектор интенсивности). Впервые уравнение движения энергии в непрерывных средах сформулировал выдающийся русский ученый Николай Алексеевич Умов (1846–1915 гг.). В 1873 г. он ввел понятие вектора плотности потока энергии – основополагающего понятия современной физики, названного вектором Умова. Вектор акустической интенсивности есть усредненный вектор Умова. В данной работе на основе теоретических и экспериментальных исследований вектора плотности потока энергии акустического поля реального океана авторы выделяют несколько явлений, наблюдение которых с помощью измерения только акустического давления невозможно. Обозначим область векторных явлений как векторную акустику, в отличие от области явлений, связанных со скалярной интенсивностью, как это обозначено в [1].

## 1. КОНЦЕПЦИЯ ВЕКТОРНО-ФАЗОВОГО МЕТОДА

Концептуальная связь восьми искомых акустических величин вытекает из следующего представления. Рассмотрим разложение в ряд Тейлора акустического давления p(x, y, z, t) в окрестности некоторой точки  $M_0(x, y, z, t)$  малой области D [2, 3]:

$$p(x, y, z, t) = p(x_0, y_0, z_0, t) + (x - x_0) \frac{\partial p(x_0, y_0, z_0, t)}{\partial x} + (y - y_0) \frac{\partial p(x_0, y_0, z_0, t)}{\partial y} + (z - z_0) \frac{\partial p(x_0, y_0, z_0, t)}{\partial z} \dots$$
(1)  
Уравнение Эйлера  $\vec{V} = -\frac{1}{\rho} \int grad p \, dt$  для гар-

 $\vec{V} = -\frac{1}{j\rho\omega} \operatorname{grad} p$ . Таким образом, в разложении (1) первые производные  $\frac{\partial p}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial p}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial p}{\partial z}$  пропорциональны компонентам колебательной скорости  $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$ . Физический смысл выражения (1) заключается в том, что мы измеряем давление по всей площади бесконечно малой области *D*. Измеряя одновременно в одной точке акустического поля акустическое давление *p*, компоненты  $\operatorname{grad} p\left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z}\right)$ и определяя фазовые соотношения между данными компонентами, получаем полную информацию о векторном акустическом поле в данной точке, если в области *D* нет источников звука.

В эксперименте векторные характеристики акустического поля определяются из измерений компонент градиента давления (градиентный векторный приемник) или непосредственно, из измерений ортогональных компонент колебательной скорости (электродинамический векторный приемник). Необходимость векторно-фазового метода возникает из требования полного знания характеристик акустического поля, и его внедрение в акустическую практику является достаточным для адекватного описания акустического поля. Одно из универсальных качеств векторного приема заключается в том, что из измерений в одной точке акустического поля возможно определить направление на источник звука.

Концепция векторно-фазового метода основана на одновременных измерениях в одной точке акустического поля скалярной величины акустического давления p(x, y, z, t), трех ортогональных компонент вектора колебательной скорости частиц среды  $\vec{V}(x, y, z, t)$  { $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$ } и разностно-фазовых соотношений между ними. Данный подход был сформулирован проф. Ржевкиным С.Н. как векторно-фазовый метод в шестидесятых годах прошлого века (кафедра акустики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова) [2, 3].

## 2. ПОДВОДНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ПРИЕМНЫЕ КОМБИНИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ

Фундаментальная теория измерения колебательной скорости частиц непрерывной среды в акустической волне изложена в [4, 5].

Исследования акустических полей в реальной подводной среде представляет собой сложную задачу в методологическом и техническом отношении. Это связано прежде всего с тем, что величины давления и колебательной скорости частиц среды в акустической волне несоизмеримы с окружающими гидродинамическими возмущениями этих величин. Приведем следующий пример. Спектральная плотность окружающего шума в диапазоне частот 400–1000 Гц при скорости приводного ветра 7.5–9.8 м/с находится вблизи спектрального уровня, равного 60 дБ отн. 1 мкПа, соответствует акустическому давлению равному  $10^{-3}$  Па, что соответствует акустической интенсивности, равной  $I = 0.667 \cdot 10^{-15}$  BT/м<sup>2</sup>.

Если взять f = 1000 Гц и  $p_m = 10^{-3}$  Па, то получим: амплитуда смещения частиц среды  $\xi_m \approx 10^{-10}$  см, амплитуда колебательной скорости  $V_m \approx 10^{-7}$  см/с, амплитуда ускорения частиц среды  $a_m \approx 10^{-4}$  см/с<sup>2</sup>.

Из значения для  $V_m$  следует, что при измерении окружающего подводного акустического шума мы встречаемся с исключительно малыми смещениями и колебательными скоростями частиц среды, что чрезвычайно усложняет процесс векторных измерений в реальном океане.

Создание комбинированных векторно-фазовых систем и методологии совместных измерений скалярных и векторных величин акустического поля является новым этапом в развитии современной подводной акустики. На протяжении многих лет в ТОИ ДВО РАН создавалась приемная акустическая векторно-фазовая техника, многие из приемных систем не имеют аналогов в мировой технике.

Примеры комбинированных векторно-фазовых систем приведены на рис. 1–6.

Подробное описание технических характеристик приемных систем дано в [6, 7]



Рис. 1. Электродинамический низкочастотный трехкомпонентный векторный приемник. Максимальная глубина погружения 1000 м. Рабочий диапазон 1–100 Гц. Осевая чувствительность каналов 10 мкВ/Па





Рис. 2. Акустический низкочастотный четырехкомпонентный комбииированный приемник в корзине обтекателя. Векторный приемник (сфера) – трехкомпонентный приемник градиента давления. Диапазон рабочих частот 10–1000 Гц. Чувствительность приемника давления 500 мкВ/Па. Осевая чув-

Рис. 3. Комбинированные четырехканальные приемные модули без обтекателя на борту НИС перед постановкой. Залив Петра Великого. 2008 г.



Рис. 4. Свободно дрейфующая телеметрическая автономная низкочастотная комбинированная приемная система. *а* – схема постановки в глубоком открытом океане; б – приемный комбинированный модуль в обтекателе. Разработана в 1985 г.



Рис. 6. Восьмиканальный комбинированный приемный модуль в обтекателе. Один из приемных элементов акустического интерферометра интенсивности (аналог оптического интерферометра Юнга–Релея). Бух. Витязь. 2013 г.

# 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Описываются акустические явления, наблюдаемые в глубоком океане и мелком море с помощью векторно-фазовых акустических приемных систем.

Рис. 5. Беспилотный носитель – глайдер с приемной комбинированной системой. Разработка ТОИ и МГУ им. адм. Невельского. 2007– 2015 гг.

ствительность векторного канала 1200 мкВ/Па на частоте 1000 Гц.



# 3.1. Явление компенсации интенсивности встречных потоков акустической энергии [6-9].

Компенсация потоков энергии, которую мы исследуем, не является результатом интерференции встречных когерентных волн одной частоты (случай стоячей волны).

Обращение в нуль средней мощности встречных некогерентных потоков энергии есть результат их векторной природы. Ярким примером компенсации встречных потоков акустической энергии является диффузное поле [6, 10].

Пусть в точку измерения с направлений  $\vec{s}_1$  и  $\vec{s}_2$  приходят две локально-плоские волны. Результирующий поток энергии вдоль некоторого направления  $\vec{s}_0$  запишем в виде:

$$I_{\bar{s}_0} = \frac{1}{2} p_1 v_1 \cos \theta_1 + \frac{1}{2} p_2 v_2 \cos \theta_2, \tag{2}$$

где  $I_1 = \frac{1}{2} p_1 v_1$  и  $I_2 = \frac{1}{2} p_2 v_2$  – усредненные плотности потока энергии первой и второй локально-плоских волн соответственно;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  – углы между направлениями  $\vec{s}_0$  и  $\vec{s}_1$ ,  $\vec{s}_2$  соответственно.

Рассмотрим компенсацию по оси *z*. Направим  $\vec{s}_0$  по оси +*z*. Интенсивность потока энергии динамического шума равна  $\frac{1}{2}(p_1v_{1,+z})_N$  и  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\cos\theta_1 = 1$ . Для встречного потока энергии сигнала, отраженного от дна, интенсивность равна  $-\frac{1}{2}(p_2v_{2,+z})_S$  и  $\theta_2 = 180^\circ$ ,  $\cos\theta_2 = -1$ . Поэтому результирующий усредненный поток энергии вдоль оси *z* запишем:

$$I_{z} = \frac{1}{2} \left( p_{1} v_{1,+z} \right)_{N} - \frac{1}{2} \left( p_{2} v_{2,+z} \right)_{S} = I_{+z,N} - I_{-z,S}.$$
(3)

Аналогично для двух встречных потоков энергии, распространяющихся вдоль оси +х (горизонтальный поток энергии динамического шума) и –х (поток энергии от локального источника), запишем:

$$I_{x} = \frac{1}{2} \left( p_{1} v_{1,+x} \right)_{N} - \frac{1}{2} \left( p_{2} v_{2,+x} \right)_{S} = I_{+x,N} - I_{-x,S}.$$
 (4)

Выражения (3) и (4) для средних значений результирующих компонент  $I_z$  и  $I_x$  плотности потока энергии могут обратиться в нуль при равенстве их слагаемых. В этом случае в среднем будет наблюдаться полная компенсация интенсивности двух встречных потоков акустической энергии. Если средние значения слагаемых не равны, но одного порядка, будет наблюдаться частичная (неполная) компенсация интенсивности. Таким образом, компенсацию интенсивности встречных потоков энергии встречных потоков энергии возможно наблюдать как для когерентных встречных потоков



*Рис.* 7. Пример взаимодействия встречных потоков энергии тонального сигнала с полем подводного акустического шума

энергии, так и для статистически независимых случайных волновых полей.

Новые интересные результаты в этой области представлены в [7, 11].

На рис. 7 использованы следующие обозначения: A:  $S_{p2}(f)$  – спектр мощности акустического давления шума и сигнала 402 Гц (потоки  $S_{p2}(f)$  сигнала и шума суммируются);  $S_{pV_z}(f) = \gamma_{pV_z}^2(f)S_{p2}(f) -$ z-компонента взаимного спектра (потоки энергии сигнала и шума вычитаются); Б и В:  $\gamma_{pV_z}^2(f)$  – функция частотной когерентности. В случае Б z-компонента вектора плотности потоков энергии сигнала и шума равны. В случае В z-компонента сигнала превышает z-компоненту шума. Частота тонального сигнала 402 Гц. Глубина измерения 500 м. Полоса анализа 1 Гц, время усреднения 60 с, усреднение экспоненциальное. Эксперимент выполнен в центральной части Тихого океана. [6]

## 3.2. Вихри вектора акустической интенсивности в волноводе мелкого моря

Теоретические описания вихрей в электромагнитном поле акустического диапазона дано в [12]. Механизм возникновения локального вихря вектора акустической интенсивности (далее – вихрь) в дальнем поле источника определен циклом теоретических работ Ю.А. Кравцова и др. в 1989–1993 гг. [13, 14]. Вихри в ближнем поле акустического источника известны давно [15]. Впервые вихри вектора акустической интенсивности в дальнем поле источника были обнаружены в августе 2008 г. в экспериментальных исследованиях в заливе Петра Великого Японского моря [16].

При математическом описании сигнал считаем комплексным и гармоническим; поле считаем стационарным и эргодическим. Представляя акустическое поле в комплексном виде, введем понятие комплексной интенсивности [7]:

$$\vec{I}_{c}(\vec{r}) = \frac{1}{2}p(r)\vec{V}^{*}(\vec{r}) = \vec{I}(\vec{r}) + i\vec{Q}(\vec{r}) = \operatorname{Re}I_{c}(\vec{r}) + i\operatorname{Im}I_{c}(\vec{r})$$
(5)

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

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

$$rot\vec{I}_{c}(r) = (k/c)\left[\left(\vec{I}\times\vec{Q}\right)/U\right],$$
  

$$div\vec{I}(r) = 0, \quad rot\vec{Q}(r) = 0,$$
  

$$div\vec{Q}(r) = 2\omega(T-U) = -2\omega L,$$
(6)

где L – лагранжиан;  $U = \frac{1}{4\rho c^2} p(r)p^*(r)$  – плотность потенциальной энергии;  $T = \frac{\rho}{4}\vec{V}(r)\vec{V}^*(r)$  – плотность кинетической энергии. Из системы уравнений (7) следует, что вектор активной интенсивности (т.е. вектор плотности потока энергии (вектор Умова)) по своей природе будет обладать вихревыми свойствами при условии  $\vec{I} \times \vec{Q} \neq 0$ , т.е. если вектора  $\vec{I}$  и  $\vec{Q}$  неколлинеарны. Как показывает натурный эксперимент, в интерференционном поле мелкого моря это условие выполняется, хотя оно сформулировано для свободного поля. Фундаментальность данного явления, как следует из (7), заключается в том, что ротор может быть не равным нулю, а именно:

$$rot \vec{I}_{c} = rot \left( p \vec{V}^{*} \right) = p rot \vec{V}^{*} + \left[ grad \ p \times \vec{V}^{*} \right] = \left[ grad \ p \times \vec{V}^{*} \right],$$
 поскольку  $rot \vec{V}^{*} = 0.$  (7)

Используя уравнение Эйлера  $\vec{V} = -\frac{1}{i\rho\omega}$  grad *p*, соотношение (8) запишем в виде [3]:

$$rot(p\mathbf{V}^{*}) = -i\frac{\omega\rho}{2} [\mathbf{V} \times \mathbf{V}^{*}] =$$
$$= -2\omega\rho \begin{bmatrix} V_{y}V_{z}\sin(\phi_{z} - \phi_{y})\mathbf{i} + V_{x}V_{z}\sin(\phi_{z} - \phi_{x})\mathbf{j} + \\ + V_{y}V_{x}\sin(\phi_{x} - \phi_{y})\mathbf{k} \end{bmatrix} =$$
$$-2\omega\rho (rot_{x}p\mathbf{V}^{*} + rot_{y}p\mathbf{V}^{*} + rot_{z}p\mathbf{V}^{*}), \quad (8)$$

где  $p = P_0 e^{i(\omega t - \varphi_p)}$  – акустическое давление;  $\vec{V} = \vec{V}_0 e^{i(\omega t - \varphi_v)}$  – вектор колебательной скорости;  $\vec{V}^*$  – комплексно-сопряженное значение вектора колебательной скорости;  $\omega$  – круговая частота;  $\rho$  – невозмущенное значение плотности среды;  $V_j$  – амплитудное значение компонент колебательной скорости (j = x, y, z); ( $\varphi_z - \varphi_y$ ), ( $\varphi_z - \varphi_x$ ), ( $\varphi_x - \varphi_y$ ) – разности фаз между компонентами колебательной скорости; **i**, **j**, **k** – единичные векторы декартовой системы координат. Из (8) следует, что вихрь вектора интенсивности может возникнуть не только вблизи источника излучения, но и в дальнем поле источника, при условии, что, хотя бы одна из разностей фаз была отлична от нуля.

В интерференционном поле тонального сигнала мелкого моря появление вихрей вектора акустической интенсивности является скорее правилом, чем исключением. Для наблюдения этого явления требуется высокое качество векторно-фазовой техники эксперимента. На рис. 8 представлены зависимости спектральной плотности мощности акустического давления  $S_{p^2}(t)$ , x-, z-компонент колебательной скорости  $S_{V_x^2}(t)$ ,  $S_{V_z^2}(t)$  на временной реализации дли-тельностью 200 с. Кривые  $S_{p^2}(t)$  и  $S_{V_x^2}(t)$  подобны, интерференция в вертикальной плоскости  $S_{V_z^2}(t)$ имеет иной вид. Из рис. (9-11) следует, что интерференционный процесс связан с интенсивными процессами преобразования потенциальной энергии  $\sim p^2(t)$ и x- и y-компонент кинетической энергии ~  $V_x^2(t)$ ,  $V_z^2(t)$ . Области деструктивной интерференции, в которых наблюдаются вихри  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , отмечены темным полем (рис. 8).

Линия тока энергии сигнала вдоль оси волновода в вертикальной плоскости x0y определяется углом скольжения  $\theta(t)$  (рис. 9, А). Скачки угла  $\theta(t)$ на  $\pi/2$  в окрестности локальных вихрей  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  согласуются с теоретической кривой (сплошная линия), взятой из [14]. Компонента вектора интенсивности  $\vec{I}_{xz} = \vec{i}I_x(t) + \vec{k}I_z(t)$ , являясь касательной к кривой  $\theta(t)$ ,



*Рис. 8.* Зависимость от времени: А – спектральной плотности акустического давления  $S_{p^2}(t)$ , Б –  $S_{V_X^2}(t)$ , В –  $S_{(V_Z^2)}(t)$ . Время усреднения 1 с. Полоса частот (88 ± 1) Гц. Первый приемник. Уровень дБ выбран произвольно



*Рис. 9.* Зависимость от времени: A – угол скольжения тока энергии  $\theta(t)$ , Б – у-компонента ротора  $rot_y \overline{I}(t)$ . Частота 88 Гц, время усреднения – 1 с. Угол  $\theta$  = 90° соответствует оси х.

также отклоняется от оси х в окрестности локальных вихрей, что порождает завихренность поля вектора интенсивности в вертикальной плоскости x0z. В результате «обтекания» вихрей потоками акустической энергии сигнала возникает завихренность вектора плотности потока энергии с отличной от нуля z-компонентой потока энергии. Степень завихренности в



Рис. 10. Вихрь β. Зависимость от времени огибающей спектральной плотности мощности акустического давления  $S_{\rho^2}(t)$ . А – первый приемник, Б – второй приемник. Частота 88 Гц. Время усреднения 0,025 с. Минимум  $S_{\rho^2}(t)$  указывает на первый признак присутствия вихря. Приемники разнесены по горизонтали на расстояние 1,5 м. Уровень дБ выбран произвольно. Вихрь β неподвижен [17]



Рис. 11. Вихрь β. Первый приемник. Зависимость от времени: A – разность фаз  $\Delta \varphi_{\rho_{V_Z}}(t)$ , Б – разность фаз  $\Delta \varphi_{\rho_{V_X}}(t)$ , В – реальная часть х-компоненты функции временной когерентности ReГ<sub>x</sub> (t). Скачки функции  $\Delta \varphi_{\rho_{V_Z}}(t)$  и  $\Delta \varphi_{\rho_{V_X}}(t)$  соответствуют второму признаку вихря. Скачок указывает на перенос энергии в сторону источника. Время усреднения 0.025 с



p<sup>2</sup>(t), дБ

0

-1.0

Рис. 12. Вихрь у. Первый приемник. Зависимость от времени: А огибающая акустического давления  $S_{n2}(t)$ , Б – разность фаз  $\Delta \varphi_{pV,r}(t)$ , В – реальная часть х-компоненты функции временной когерентности ReГ<sub>x</sub> (t). Время усреднения – 0.025 с.

данном случае определяется у-компонентой ротора вектора интенсивности  $rot_{v}I(t)$  (рис. 9, Б). Все исследуемые характеристики поля являются детерминированными функциями и образуют замкнутую систему функций.

Вихрь в наблюдается в области деструктивной интерференции на временном интервале  $\Delta T - 118$  с -128 c = 10 c, что соответствует пространственному интервалу 15 м. Расстояние между приемником и источником равно ~ 520 м. Время усреднения – 0.025 с. Пространственный интервал усреднения ~ 0.04 м. На рис. 10, 11 приведены следующие функции:  $S_{p2}(t), \Delta \varphi_{pV_{z}}(t), \Delta \varphi_{pV_{x}}(t), \text{Re}\Gamma_{x}(t).$  Из рис. 10, 11 следует, что акустический центр комбинированного приемника находится в области вихря.

Рассмотрим вихрь у, наблюдаемый при значительном удалении от источника звука, на дистанции ~ 1000 м. Частота излучения 88 Гц (рис. 12). Условия эксперимента те же. Время наблюдения ∆T= 6 с (интервал ab), пространственный интервал, занимаемый вихрем, ~ 9 м. Время усреднения 0,025 с, пространственный интервал усреднения 0,04 м. При длине волны  $\lambda = 17$  м линейный размер вихря должен быть равен ~ 1,7 м. На интервале 1,7 м укладывается ~ 42 пространственных интервала усреднения, что обеспечивает высокую точность сканирования вихря

и его движение. Вихрь у колеблется вдоль горизонтальной оси волновода с частотой ~ 2 Гц [7].

## 4. ЧЕТВЕРТЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ МОМЕНТ ВЕКТОРА АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Вектор плотности потока энергии (вектор интенсивности) является статистическим моментом второго порядка:

$$\vec{I}(f) = p(f,t)\vec{V}(f,t)_{t}, \qquad (9)$$

где  $p(f, t), \vec{V}(f, t)$  – мгновенные значения акустического давления и вектора колебательной скорости, соответственно; знак <→.>, означает усреднение по времени. Выражение (9) есть функция взаимной корреляции двух случайных процессов акустического давления p(t) и вектора колебательной скорости V(t), при относительном временном сдвиге  $\tau = 0$ . Акустическое поле считаем стационарным, эргодичным, величины p(t) и  $\vec{V}(t)$  – центрированными. Сигналы считаем монохроматическими.

Рассматривая связь акустической интенсивности во времени и в различных точках пространства, мы приходим к моменту четвертого порядка [18].

Корреляционную функцию интенсивности запишем в виде:

$$\psi_I(\tau) = I_1(t+\tau)I_2(t) - I_1(t+\tau)I_2(t), \qquad (10)$$

где т – относительная временная задержка, обусловленная разностью хода длин волн  $\Delta l$  от локального источника до каждого из двух приемников (рис. 13).

В результате формула (10) приводится к виду:  $\psi_1(\tau) = |B_{12}(\tau)|^2 = I_1 I_2 |K_{12}(\tau)|^2$ , где  $K_{12}(\tau) -$ коэффициент корреляции для комплексных амплитуд,

$$K_{12}(\tau) = \frac{B_{12}(\tau)}{2\sqrt{I_1I_2}} = |K_{12}(\tau)|e^{i\theta_{12}(\tau)}$$

В окончательном виде корреляционную функцию интенсивности запишем в виде:

$$\psi_I(\tau) = I_1 I_2 \left| K_{12}(\tau) \right| \cos \theta_{12}(\tau).$$
(12)

Исследование сложных акустических процессов и выяснение степени их когерентности с использованием четвертого статистического момента вектора интенсивности открывает совершенно новую, ранее неизвестную, информацию об акустическом поле шума и сигнала, что дает новый импульс в развитии теории частичной и полной когерентности в векторной акустике. Очевидно, что данный подход может найти применение при решении прикладных задач.



Рис. 13. Схема эксперимента на основе акустического интерферометра интенсивности (аналог оптического интерферометра Юнга– Релея). Обозначения: 1, 2 – комбинированные приемники; 3 – гермоконтейнер с электронной аппаратурой; 4 – источник звука, Δ*I* = τ·*c* – разность хода длин волн; *d* = 300 м – расстояние между приемниками (база интерферометра); 5, 6 – приемопередатчики; 7 – многоканальная цифровая система обработки информации

## выводы

На основе концепции акустического векторно-фазового метода разработаны экспериментальная векторно-фазовая техника измерений для проведения исследований в условиях реальной океанической среды, методы математической обработки многоканальной информации. Разработанный математический аппарат составляет замкнутую систему скалярных и векторных функций, позволяющий на основе восьми параметров акустического поля описать акустические процессы, происходящие в реальном океане. В результате многолетних теоретических и экспериментальных исследований акустического поля реального океана был обнаружен ряд физических явлений в океане, которые невозможно наблюдать, используя измерения только акустического давления. Акустические явления, обусловленные векторной природой интенсивности, и векторно-фазовый метод исследований могут рассматриваться в совокупности как «векторная акустика океана» в отличие от той области акустики, которая основана на исследовании процессов в их скалярном описании (на основе измерений акустического давления).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / под. ред. Л.М. Бреховских. М: Наука, 1982. С. 71–91.

2. Захаров Л.Н., Ржевкин С.Н. Векторно-фазовые измерения в акустическом поле // Акуст. журн. 1974. Т. 20, № 3. С. 52-61.

3. Воробьев С.О., Сизов В.И. Векторно-фазовая структура и векторно-фазовый метод описания и анализа случайных акустических полей // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 4. С. 654–659.

4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

5. Ржевкин С.Н. О колебаниях тел, погруженных в жидкость, под действием звуковой волны // Вестн. МГУ. 1971. № 1. С. 52–61.

6. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с.

7. Щуров В.А. Движение акустической энергии в океане. Владивосток: ИП ХЦ ТИГ ДВО РАН, 2019. 204 с.

8. Ильичев В.И., Кулешов В.И., Куянова М.В., Щуров В.А. Взаимодействие потоков мощности подводных окружающих шумов и локального источника // Акуст. журн. 1991. Т. 37, № 1. С. 99–103.

9. Shchurov V.A., Ilyichev V.I., Kuleshov V.P., Kuyanova M.V. The interaction of energy flows of underwater ambient noise and local source // J. Acoust. Soc. Am. 1991. Vol. 90 (2), pt 1. P. 1002–1004.

10. Shchurov V.A. Coherent and diffusive fields of underwater acoustics ambient noise // J. Acoust. Soc. Am. 1991. Vol. 90 (2). P. 1002-1004.

11. Касаткин Б.А. и др. Акустика мелкого моря в скалярно-векторном описании. Владивосток: ИПМТ ДВО РАН, 2019. 359 с.

12. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Дислокации поверхностей волнового фронта и нули амплитуды //ЖЭТФ. 1981. Т. 80, № 5. С. 1789–1797.

13. 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.

14. Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47, № 6. С. 781–788.

15. Tichy J. Basic intensity flow relationship acoustic fields // Inter-noise 84. Honolulu, USA. 1984. Vol II. P. 1149-54.

16. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Интерференция фазового спектра широкополосного точечного источника в мелком море // Докл. 22-й сессии русского акустического сообщества (ГЕОС, Москва). 2010. № 2. С. 248–251.

17. Shchurov V.A. Peculiarities of real shallow sea wave-guide vortex structure // J. Acoust. Soc. Am. 2019. Vol 145, No. 1. P. 525-530.

18. Рытов С.М. Случайные процессы. Ч. І. М.: Наука, 1976. 494 с.

#### Для цитирования:

Щуров В.А., Щеглов С.Г., Ляшков А.С., Ткаченко Е.С. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОКЕАНЕ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЕКТОРНОЙ ПРИРОДОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ // Подводные исследования и робототехника. 2021. №. 2 (36). С. 47–56. DOI: 10.37102/1992-4429\_2021\_36\_02\_05.

### Об авторах

- ЩУРОВ Владимир Александрович профессор, д.ф.-м.н., советник
- Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва ДВО РАН (www.poi.dvo.ru), лаборатория статистической гидроакустики

Научные интересы: векторная акустика океана E-mail: shchurov@ poi.dvo.ru Тел. +7(423)231-21-01

**ID eLibrary.ru:** 27462

#### ЩЕГЛОВ Сергей Георгиевич – ведущий инженер

- Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН (www.poi.dvo.ru), лаборатория статистической гидроакустики
- Научные интересы: экспериментальные исследования океана методами векторной акустики, обработка экспериментальных данных

E-mail: ssg57@mail.ru Тел. +7(423)231-21-01

#### ЛЯШКОВ Алексей Сергеевич – ведущий инженер

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева

- ДВО РАН (www.poi.dvo.ru), лаборатория статистической гидроакустики
- Научные интересы: математическая обработка сигналов в подводной векторной акустике

E-mail: aslsh@mail.ru Тел. +7(423)231-21-01

ТКАЧЕНКО Елена Станиславовна – ведущий инженер

- Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт им. В.И.Ильичева ДВО РАН (www.poi.dvo.ru), лаборатория статистической гидроакустики
- Научные интересы: экспериментальные исследования океана методами векторной акустики, обработка экспериментальных данных

**E-mail**: 525065@mail.ru **Тел.** +7(423)231-21-01

