

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОСТОМ ВИХРЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

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

На основе анализа экспериментальных данных исследуется акустическое поле тонального сигнала частотой  $88 \pm 1$  Гц в условиях мелкого моря в дальнем поле движущегося источника. В когерентном акустическом поле с помощью шестнадцатиканальной системы, состоящей из четырех комбинированных приемников, наблюдается динамика движения акустической энергии в области вихря вектора интенсивности, вызванного дислокацией фазового фронта. Вихрь, возникающий при скачке фазы, равно  $\pm 2\pi$ , называем простым. Интерференционные процессы в вихре порождают прямые потоки, проходящие через вихрь, и обратные вихревые потоки энергии, которые интерферируют с прямыми потоками и покидают вихрь. Замкнутых потоков энергии в вихре нет.

**Ключевые слова:** активная и реактивная интенсивность, вихрь вектора интенсивности, дислокация фазового фронта, обращение волнового фронта

## Введение

В работе представлены результаты акустических исследований универсальных явлений волнового поля – дислокаций волнового (фазового) фронта и вихрей вектора акустической интенсивности в дальнем поле движущегося источника звука. В области электромагнитных полей оптического диапазона данные явления исследуются с 70-х годов прошлого столетия [1–3].

В подводной акустике первые теоретические исследования дислокаций появились в конце прошлого века [4–7]. Экспериментально дислокации и вихри в дальнем поле источника обнаружены в 2008 году в заливе Петра Великого Японского моря [8–10].

В настоящее время данные явления широко используются в оптике при решении ряда задач современных проблем, в том числе при обращении волнового фронта лазерного излучения [2].

В наиболее полной теоретической работе [7] даны статистические характеристики дислокаций в акустическом поле, связанных с «нулями поля». Показано, что существование дислокаций неотделимо от волновой природы поля, и даны их основные статистические характеристики. В наших исследованиях [11, 12] при малых значениях соотношения сигнал-шум  $S/N \sim 3$  дБ «рождение» дислокаций случайно, и они неустойчивы; устойчивость дислокаций растёт

с ростом отношения сигнал/шум. При  $S/N \sim 10$  дБ в когерентном или частично-когерентном поле рост числа дислокаций принимает упорядоченную последовательность; скачок фазы становится равным  $\pm 2\pi \cdot n$  (где  $n$  – простое число); появление дислокаций сопровождается вихревым движением энергии в области меньшей длины волны излучения.

Акустические приемные системы, используемые в данном эксперименте, построены на принципах векторно-фазового метода [8]. Одновременная регистрация акустических параметров – давления и вектора колебательной скорости частиц среды – позволяет непосредственно исследовать плотность энергии и вектор потока плотности энергии (вектор интенсивности) акустического поля. Использовалась шестнадцатиканальная комбинированная система из разнесенных в пространстве приемников в вертикальной плоскости волновода мелкого моря.

## 1. Комплексный анализ монохроматического сигнала

Комплексный анализ монохроматического векторного сигнала применим в случае средних значений тонального акустического сигнала.

Запишем акустическое давление в комплексном виде [3]:

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

вектор колебательной скорости частиц среды:

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

вектор комплексной мгновенной интенсивности:

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

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

$$\mathbf{I}(r) = \frac{1}{2\omega\rho} P^2(r) \operatorname{grad} \Phi(r) - \text{вектор активной интенсивности} \quad (4)$$

$$\mathbf{Q}(r) = -\frac{1}{2\omega\rho} P(r) \operatorname{grad} P(r) = -\frac{1}{4\omega\rho} \operatorname{grad} U(r) - \text{вектор реактивной интенсивности}; \quad (5)$$

$\omega$  – круговая частота;  $\rho$  – невозмущенное значение плотности среды.

Векторные свойства мгновенных значений активной  $\mathbf{I}(r, t)$  и реактивной  $\mathbf{Q}(r, t)$  интенсивностей могут быть выражены через ротор и дивергенцию комплексной интенсивности  $\mathbf{I}_c(r, t)$  [7]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{I}_c(r) &= (k/c) [(\mathbf{I} \times \mathbf{Q})/U] \quad \text{a),} \\ \operatorname{div} \mathbf{I}(r) &= 0 \quad \text{b),} \\ \operatorname{rot} \mathbf{Q}(r) &= 0 \quad \text{c),} \\ \operatorname{div} \mathbf{Q}(r) &= -2\omega(T - U) = -2\omega L \quad \text{d),} \end{aligned} \quad (6)$$

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 (6, a) представим в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}(p \mathbf{V}^*) &= -i \frac{\omega\rho}{2} [\mathbf{V} \times \mathbf{V}^*] = \\ &= -i\omega\rho \left[ \begin{aligned} &V_y V_z \sin(\varphi_z - \varphi_y) \mathbf{i} + \\ &+ V_x V_z \sin(\varphi_z - \varphi_x) \mathbf{j} + \\ &+ V_y V_x \sin(\varphi_y - \varphi_x) \mathbf{k} \end{aligned} \right] = \\ &= -i\omega\rho [\operatorname{rot}_x p \mathbf{V}^* + \operatorname{rot}_y p \mathbf{V}^* + \operatorname{rot}_z p \mathbf{V}^*], \quad (7) \end{aligned}$$

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 (7) следует, что ротор вихря представлен реактивной частью кинетической энергии комплексного поля.

В спектральном представлении комплексной интенсивности  $\mathbf{I}_c(r, \omega)$  разности фаз между акустическим давлением и компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_{pV_i}(r, \omega) = \arctg \frac{\operatorname{Im} S_{pV_i}(r, \omega)}{\operatorname{Re} S_{pV_i}(r, \omega)}, \quad (i = x, y, z), \quad (8)$$

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

$$\Delta\varphi_{V_i V_j}(r, \omega) = \arctg \frac{\operatorname{Im} S_{V_i V_j}(r, \omega)}{\operatorname{Re} S_{V_i V_j}(r, \omega)}, \quad (i, j = x, y, z), \quad i \neq j, \quad (9)$$

где  $\mathbf{r}$  – пространственная переменная;  $S_{pV_i}(r, \omega)$  – взаимная спектральная плотность акустического давления и  $i$ -компоненты колебательной скорости;  $S_{V_i V_j}(r, \omega)$  – взаимная спектральная плотность  $i$ - и  $j$ -компонент колебательной скорости,  $S_i S_i^*(r, \omega)$  – 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:

$$\begin{aligned} \Gamma_j(t) &= \frac{\langle \tilde{p}(t) \tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}{\sqrt{\langle \tilde{p}(t) \tilde{p}^*(t) \rangle_t \langle \tilde{V}_j(t) \tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}} = \\ &= \operatorname{Re} \Gamma_j(t) + i \operatorname{Im} \Gamma_j(t), \quad j = x, y, z, \end{aligned} \quad (10)$$

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.

## 2. Методика эксперимента

Экспериментальная техника построена на векторно-фазовой методологии [8]. В пространстве – однородном волноводе мелкого моря постоянной глубины (~30 м) на глубине 15 м располагалась шестнадцати-

канальная приемная комбинированная система. Оси декартовой системы координат  $+0x$  и  $-0y$  приемника располагались в горизонтальной плоскости; ось  $+0z$  направлена вертикально к дну волновода. Излучающее судно двигалось по прямой со скоростью 1,5 м/с к приемной системе по направлению оси  $+0x$ . Частота тонального излучения  $(88 \pm 1)$  Гц, длина волны  $\lambda \approx 15,2$  м при скорости звука, равной 1520 м/с. Длительность общей протяжки составила  $\sim 1300$  с. В точке  $t = 1074$  с расстояние между излучателем и приемником составляет  $r \sim 1200$  м. Скорость звука не зависит от глубины.

Приемная система состоит из четырех комбинированных четырехканальных приемников, расположенных по углам прямоугольника со сторонами: длина по горизонтальной оси  $0x$  равна 1,2 м, по вертикали – 0,7 м. Каждый приемник располагается в сферическом обтекатель нейтральной плавучести на упругой подвеске, который на упругой подвеске помещается в общий обтекатель каплевидной обтекаемой формы, образуя приемный комбинированный модуль. Модуль имеет нейтральную плавучесть, значительную присоединенную массу, считаем его неподвижным. Длина сигнального кабеля, в зависимости от поставленной задачи, может достигать 3 км. Одновременная регистрация временных характеристик акустического поля  $p(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$  разнесенными в пространстве волновода приемниками позволяет исследовать процесс движения энергии в пространстве и времени [8, 10]. Соотношение сигнал/шум в когерентном акустическом поле движущегося источника равно  $\sim 15\text{--}20$  дБ.

### 3. Амплитудно-фазовые характеристики акустического поля движущегося источника

Дислокация фазового фронта, возникающая при интерференции мод, при скачке разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t_0) = \pm 2\pi n$  ( $n$  – простое число) в акустическом когерентном поле ( $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \rightarrow 0^\circ$ ,  $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow +1.0$ ) движущегося источника порождает вихрь вектора интенсивности. Вихрь при скачке, равном  $\pm 2\pi$ , называем простым [11, 12]. Рассматриваются энергетические величины – плотность акустической энергии и вектор потока плотности энергии на примере функций  $S_p(t)$ ,  $\Delta\varphi_{pV_{x,z}}(t)$ ,  $\Delta\varphi_{V_z V_x}(t)$ ,  $\text{Re}\Gamma_{x,z}(t)$ , в вертикальной плоскости волновода  $x0z$  на временном интервале  $\Delta T = 1074$  с – 1080 с. Время усреднения  $\Delta t = 0,025$  с. Сравнивая характеристики когерентного и вихревого поля, возможно оценить движение

акустической энергии в реальном волноводе мелкого моря. Математический аппарат комплексного анализа, изложенный выше для монохроматического сигнала, применим и в случае тонального сигнала  $88 \pm 1$  Гц для средних величин.

На рис. 1 представлены разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  акустического давления  $p(\mathbf{r}, t)$  и  $x$ -компоненты вектора колебательной скорости  $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$  для четырех приемников  $\Pi_1 - \Pi_4$ . Временной интервал  $\Delta T = 1074$  с – 1080 с = 6 с. На врезке рис. 1 приведена схема расположения приемников  $\Pi_1 - \Pi_4$ .

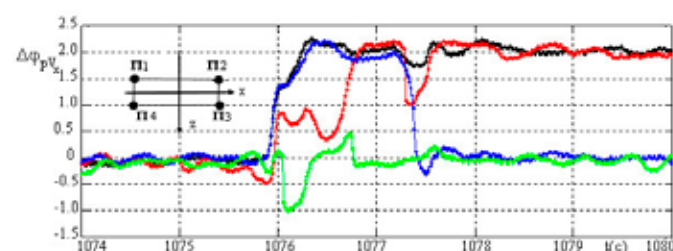


Рис. 1. Общий вид разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  в когерентном и вихревом поле:  $\Pi_1$  – черный,  $\Pi_2$  – зеленый,  $\Pi_3$  – красный,  $\Pi_4$  – синий,  $\Delta t = 0,025$  с

Приемники  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  находятся на верхнем горизонте по оси  $+0x$  на расстоянии, равном 1,2 м. Ниже, на расстоянии 0,7 м, находится горизонтальная пара приемников  $\Pi_3$  и  $\Pi_4$ . Пары приемников  $\Pi_1, \Pi_2$  и  $\Pi_3, \Pi_4$  образуют горизонтальные стороны прямоугольного модуля;  $\Pi_1, \Pi_4$  и  $\Pi_2, \Pi_3$  образуют его вертикальные пары. Номера приемников идут по часовой стрелке, т.к. ось  $+0y$  системы координат направлена за чертеж, ось  $+0x$  совпадает с горизонтальной осью волновода, ось  $+0z$  направлена от поверхности к дну. Направление потока излучения от движущегося источника совпадает с осью  $+0x$ , соотношение сигнал/помеха составляет  $\sim 15$  дБ, что позволяет избавиться от влияния подводного окружающего шума на результаты эксперимента [12]. На интервале  $\Delta t = 1074$  с – 1075 с разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \approx 0^\circ$ ,  $x$ -компонента нормированной функции когерентности  $\text{Re}\Gamma_x(t) \approx +1.0$ , что позволяет считать акустическое поле в волноводе мелкого моря на данном интервале когерентным и однородным. Из рис. 1 следует: скачок  $\Delta\varphi_{pV_x}(t_0) = \pm 2\pi$  разделяет временной интервал на область когерентного акустического поля ( $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = 0^\circ, 2\pi$ ) и область поля с нестабильной изменяющейся фазой. Скачки разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  (далее просто «фаза») на приемниках различны по времени:  $\Pi_1, \Pi_4 t_{10} = 1076 - 0,06$  с;  $\Pi_2, \Pi_3 t_{20} = 1076 + 0,01$  с; т.е. скачок на  $\Pi_1$  и  $\Pi_4$  опережает скачок фазы на  $\Pi_2, \Pi_3$  на величину  $\Delta t_{12} \approx 0,07$  с (рис. 1–3). Скачок фазы  $\Delta\varphi_{pV_x}(t_0) = \pm 2\pi$  состоит из четырех этапов:  $0^\circ \div \pi/2$ ,  $\pi/2 \div \pi$ ,  $\pi \div (3/2)\pi$ ,

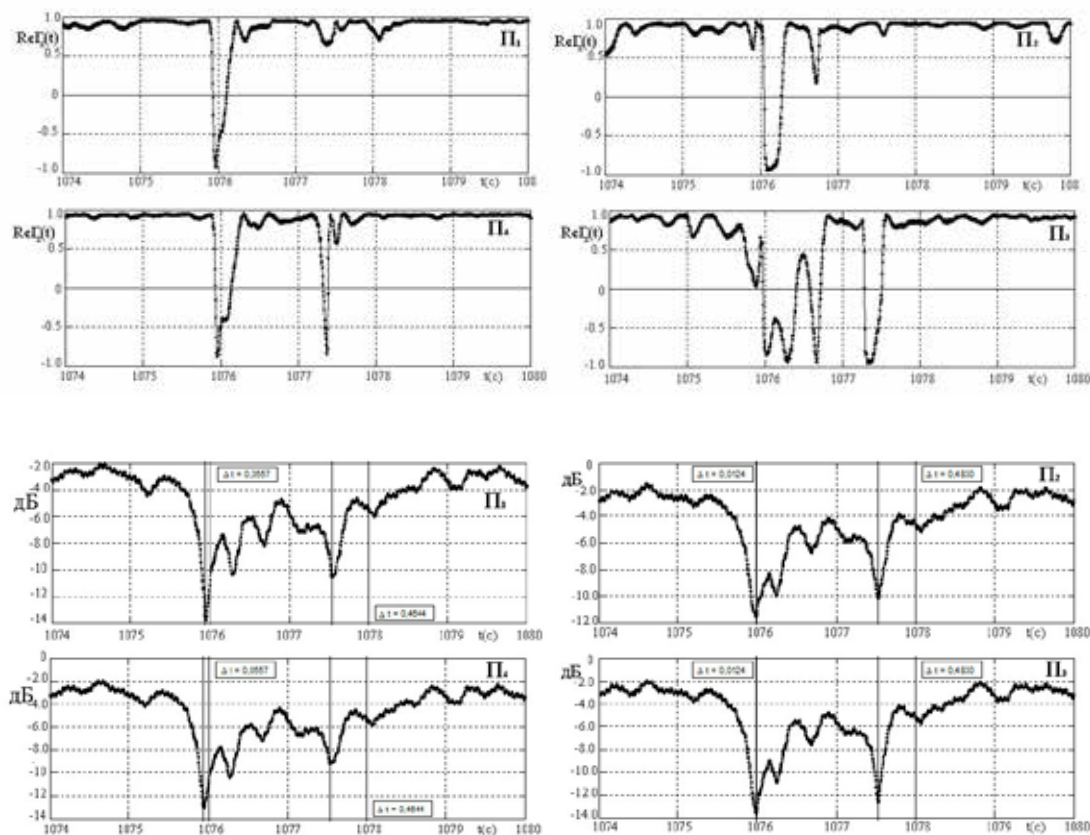


Рис. 2. Общий вид х-компоненты нормированной функции когерентности  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  четырех приемников  $\Pi_1 - \Pi_4$ .  $\Delta t = 0,025$

Рис. 3. Спектральная плотность мощности  $S_{p^2}(t)$  акустического давления четырех приемников  $\Pi_1 - \Pi_4$ . Частота  $f = 88$  Гц. Время усреднения  $\Delta t = 0,025$  с. Уровень дБ выбран произвольно

$(3/2)\pi \div 2\pi$ . При  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = \pm\pi/2$   $\text{Re}\Gamma_x(t) = 0$ , т.е. поток энергии проходит через нуль. При угле, равном  $\pm\pi$ , функция когерентности меняет знак на  $\text{Re}\Gamma_x(t) = -1,0$ , образуя узкий когерентный луч, направленный на источник излучателя. Когерентный поток в направлении  $+0x$  на интервале времени  $\Delta t \sim 0,2$  с от излучателя отсутствует (рис. 2).

При скачке фазы на  $180^\circ$  в момент скачка  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  (рис. 2) плотность энергии акустического поля сигнала  $S_{p^2}(t)$  обращается в нуль (рис. 3). В лазерной оптике такое явление получило название «точки нуля поля» [2]. В нашем эксперименте спектральная плотность мощности давления  $S_{p^2}(t)$  испытывает скачок падения уровня давления на -12 дБ (рис. 3) Изменения уровня давления в вихре аналогичны для всех приемников, что указывает на единый механизм процессов переноса энергии в области вихря, линейные размеры которого меньше длины волны, и на его устойчивость. В результате значительного изменения уровня давления и градиента давления возникает реактивная компонента вектора комплексной интенсивности (формулы 3, 5, 6d), что приводит к возникновению топологически устойчивой конструкции движения энергии в ограниченной области с линейными размерами меньше длины волны – вихрю вектора интенсивности. Движение энергии в вихре рассмотрим по характеристи-

кам гистограмм  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ ,  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ ,  $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$ .

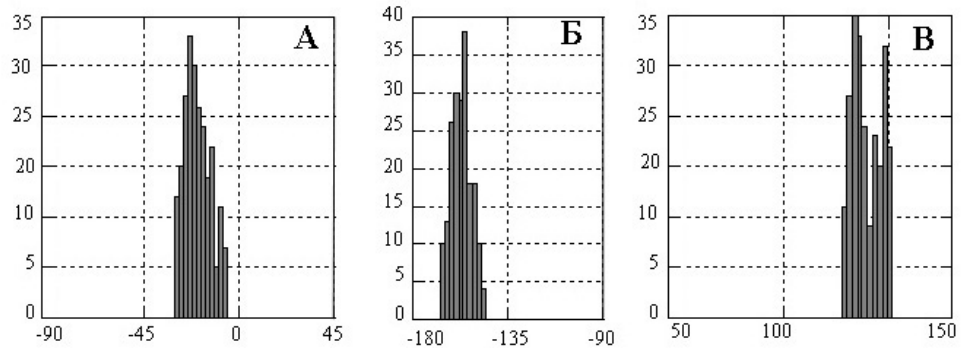
#### 4. Гистограммы $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ , $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ , $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$ когерентного поля

На основе полученных в эксперименте временных рядов акустического давления  $p(\mathbf{r}, t)$  и вектора колебательной скорости частиц среды  $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$  строим гистограммы – выборочные вероятности разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ ,  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ ,  $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$ . По сравнению с рис. 1, гистограммы дают более детальное представление о формировании фазовой структуры акустического поля. Рассмотрим область когерентного поля на временном интервале  $\Delta T = 1074$  с – 1075 с. Время усреднения 0,025 с (рис. 4).

Угловая ширина кармана гистограмм равна  $\sim 3^\circ$ , гистограммы **А** и **Б** имеют четко выраженный пик, гистограмма **В** имеет двойной пик. Пик **А** при  $\pi = 35$  сдвинут относительно  $0^\circ$  на угол  $-27^\circ$ , т.е. х-компонента колебательной скорости отстает по фазе от давления. Пик **Б** сдвинут относительно  $180^\circ$  на  $+32^\circ$ , т.е. z-компонента опережает давление по фазе. Следовательно, х-, z-компоненты потока имеют активную и реактивную составляющие (формулы 3–9). Из гистограммы **В** следует – вращение вектора  $\mathbf{V}(t)$  устойчиво при двух значениях угла  $\Delta\varphi_{V_zV_x}(t)$ . Как следует из **А**



Рис. 4. Гистограммы разности фаз когерентного поля: А –  $\Delta\varphi_{pV_x}$ , Б –  $\Delta\varphi_{pV_z}$ , В –  $\Delta\varphi_{V_zV_x}$ .  $\Delta T_1 = 1074$  с – 1075 с. Приемник  $\Pi_1$



и Б, компонента вектора потока плотности энергии в вертикальной плоскости  $xOz$  направлена от дна к поверхности и составляет с горизонтальной осью волновода и с осью  $+Ox$  угол  $-24^\circ$ . Ось координат  $+Oz$  направлена от поверхности к дну. Гистограммы рис. 4 идентичны для всех приемников  $\Pi_1$ – $\Pi_4$ . Из рис. 4 новым результатом эксперимента является: плотность потока энергии сигнала распространяется в узком пучке, т.е. излучение сосредоточено в малом телесном угле и волновой фронт есть плоская волна. Учет векторного характера акустического поля (векторной интенсивности) показывает, что перенос акустической энергии осуществляется при малой расходимости пучков, т.е. выполняется условие параксиального приближения. Сравнение характеристик двух фазовых состояний акустического поля есть предмет данной работы.

### 5. Гистограммы $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ , $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$ в области вихря

Рассматриваются гистограммы на трехсекундных интервалах временной реализации  $\Delta T = 1076$  с – 1079 с (рис. 5, 6). Все детали гистограммы следует рассматривать как мгновенную фотографию, т.е. все детали существуют одновременно, без всякой последовательности во времени равному 1 с. Разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_{x,z}}(t)$  рассчитываются по формулам (8) и (9). Активная часть плотности потока энергии пропорциональна  $\cos\Delta\varphi_{pV_{x,z}}$  и являются проекциями на оси координат  $Ox$  и  $Oz$ , с определенным знаком. Соответственно, складывая геометрически  $x$ -,  $z$ -проекции потоков энергии  $I_x(t)$  и  $I_z(t)$ , получаем результирующую компоненту вектора в вертикальной плоскости  $xOz$ .

В результате углового распределения разности фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  и  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$  на интервале  $180^\circ \div +180^\circ$ , представленных на гистограммах (рис. 4–6), имеем:

1. Гистограммы в области вихря существенно отличаются от гистограмм когерентного поля. Но все приемники регистрируют также углы, характерные для когерентного поля (рис. 4), только с меньшим

коэффициентом вероятности: в когерентном поле  $p = 40$ , в вихре  $p \sim 10 \div 25$ . Следовательно, некоторая часть потока энергии, связанная с когерентным полем, проходит напрямую через вихрь по тому же направлению, что и в когерентном поле. Остальная часть плотности потока энергии проходит путями более длинными и также должна покинуть вихрь, поскольку накапливаться плотность энергии в вихре не может (6d). Плотность энергии может накапливаться в области повышенного давления только посредством потенциальной энергии.

2.  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  занимает диапазон углов  $-90^\circ \div +90^\circ$  симметрично относительно  $0^\circ$ , что соответствует потоку в направлении  $+Ox$ ; т.е. прямому потоку, идущему от источника через приемник («вправо»), а также диапазон углов  $+90^\circ \div +180^\circ$  и  $-180^\circ \div -90^\circ$ , что соответствует направлению потока  $-Ox$ , идущему от приемника в сторону источника «противопотока энергии» («влево») (рис. 5, 6А).

3.  $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$  занимает диапазон углов  $-90^\circ \div +90^\circ$ , что соответствует направлению вертикальной компоненты потока энергии по оси  $+Oz$  (от поверхности к дну, «вниз»); а также диапазон углов  $+90^\circ \div +180^\circ$  и  $-180^\circ \div -90^\circ$ , что соответствует направлению вертикального потока энергии от дна к поверхности  $-Oz$  («вверх»).

Общими совпадающими свойствами гистограмм когерентного и вихревого поля (рис. 4, 5, 6) есть положение А-гистограмм в интервале углов  $-45^\circ \div +45^\circ$  и положение Б-гистограмм в интервале углов  $-180^\circ \div -135^\circ$ , которое наблюдается на всех приемниках  $\Pi_1$ – $\Pi_4$ . Особенность А-гистограммы в вихре есть наличие двух максимумов, симметрично расположенных относительно  $0^\circ$ , и минимумов при угле  $0^\circ$ . Условие  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \neq 0$  указывает на то, что в поле интенсивности присутствуют активная и реактивная компоненты поля. Причем если  $-\pi/2 < \cos\Delta\varphi_{pV_x} < +\pi/2$ , направление активного потока не меняет знак, то при  $-\pi/2 < \sin\Delta\varphi_{pV_x} < +\pi/2$  направление реактивного потока меняет знак с «–» на «+». Таким образом, активная компонента интенсивно-

сти может принимать в вихре сколь угодно малые значения, но реактивная интенсивность достигать максимальных значений. При углах  $\pm 180^\circ$  А-гистограммы маловероятны (рис. 5, 6), т.е. величина «противотока» активной интенсивности не может быть равной величине прямого потока. Противотоки х-, z-компонент порождают в плоскости  $xOz$  вихревые потоки интенсивности, движущиеся по часовой стрелке. Наиболее характерным примером

является движение вихревых потоков в окрестности приемника  $\Pi_3$  (рис. 6, правая колонка). Прямой поток ( $\Delta T = 1076$  с – 1077 с) занимает область углов  $-90^\circ \div +90^\circ$ , на других приемниках он занимает область  $-45^\circ \div +45^\circ$ . Максимальные значения противотока занимает область углов с центром  $\sim 135^\circ$ , при  $\pm 180^\circ$  он маловероятен. Результирующее направление потока – вниз. Поток, идущий вверх, распадается по всему спектру углов  $\pm 90^\circ \div \pm 180^\circ$ .

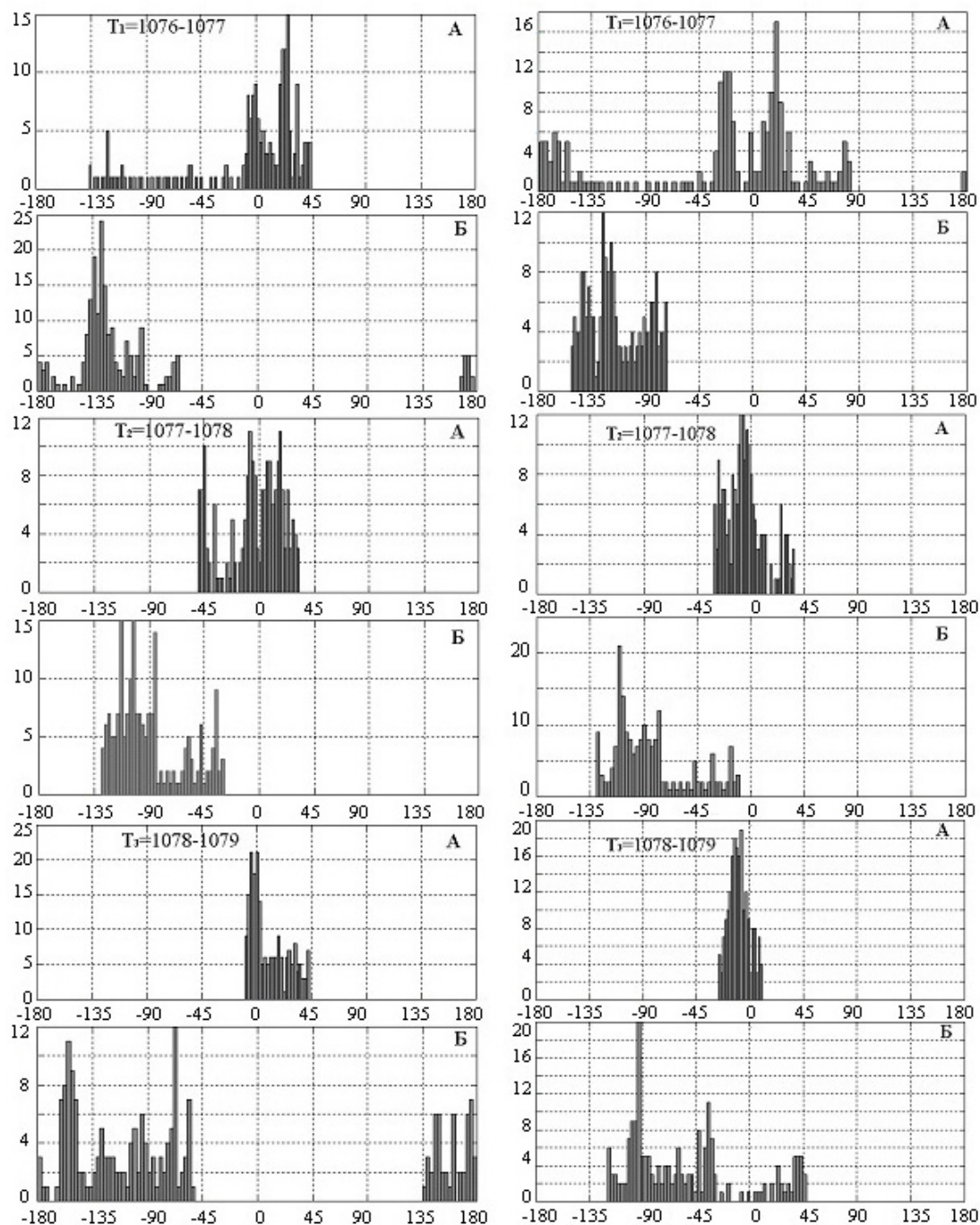


Рис. 5. Гистограммы: А –  $\Delta \varphi_{pV_x}(t)$ , Б –  $\Delta \varphi_{pV_z}(t)$  на трехсекундных интервалах внутри вихря. Приемники:  $\Pi_1$  (левая колонка),  $\Pi_2$  (правая колонка). Усреднение  $\Delta t = 0,025$  с

При  $T_2$  наблюдаются мощный прямой поток ( $p = 45$ ) и слабый вихревой поток, идущий вниз. При  $T_3$  мощный прямой поток флуктуирует относительно  $+0x$  (рис. 6). Данная тенденция в различной степени наблюдается на всех приемниках на всем интервале  $\Delta T = 1076 \text{ с} - 1079 \text{ с}$  и является существенным экспериментальным результатом. Из рис. 5, 6 следует, что  $z$ -компонента в вихре многократно меняет направление также, как и  $x$ -компонента.

Итак, из рис. 5, 6 следует, в трехсекундных интервалах на приемниках  $\Pi_1 - \Pi_4$  наблюдается следующее:  $x$ -компонента потока плотности энергии может принимать направление  $+0x$  (по направлению движения энергии от источника) и  $-0x$  (по направлению против переноса энергии, «противоток»),  $z$ -компонента потока плотности энергии принимает направление как  $+0z$ , так и  $-0z$ , т.е. «вниз» и «вверх». Когерентный поток, проходящий через вихрь, как это следует из

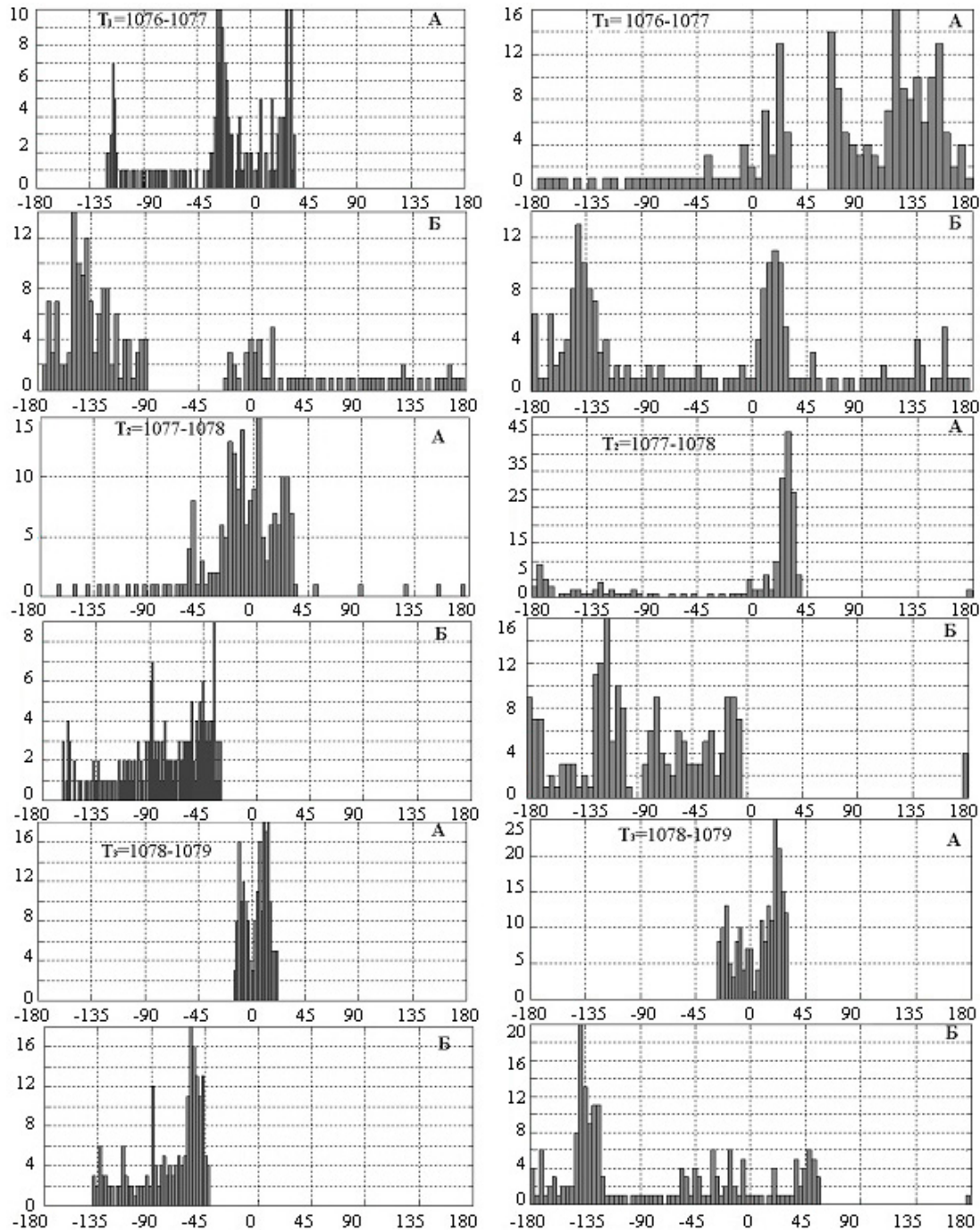


Рис. 6. Гистограммы: А –  $\Delta\phi pV_x(t)$ , Б –  $\Delta\phi pV_z(t)$  на трехсекундном интервале внутри вихря. Приемники:  $\Pi_4$  (левая колонка),  $\Pi_3$  (правая колонка). Усреднение  $\Delta t = 0,025 \text{ с}$



рис. 1, 4–6, флуктуирует относительно направления  $+0x$  (оси волновода) и покидает вихрь ( $t < 1079$  с), причем выполняется условие  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) \approx 0^\circ$ ,  $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow +1.0$ .

## Выводы

В когерентном акустическом поле при  $S/N \sim 15\text{дБ}$  в дальнем поле движущегося источника исследуется процесс, включающий скачок фазы, равный величине  $\pm 2\pi$ , обусловленный интерференцией мод (дислокация), и вихревой процесс, роль которого, в конечном счете, упорядочить движение энергии, вызванное скачком фазы.

Скачок фазы вызывает противопоток вектора потока плотности энергии и, как следствие, минимум плотности активной энергии («нуль энергии») в области скачка фазы (рис. 1–3).

Поскольку  $\text{Re}\Gamma_{x,z}(t) \leq +1.0$ , то в когерентном поле и в области вихря  $\text{Im}\Gamma_{x,z}(t) \neq 0$ .

Из рис. 5, 6 следует: в вихре на протяжении времени 3 с существует прямой поток энергии по оси  $+0x$  в направлении оси волновода, представляющий

совокупность узких  $\sim 3^\circ$  линий тока энергии. Ширина пучка в плоскости  $xOz$  не превышает  $90^\circ$ ; противопотоки энергии по оси  $0x$  имеют значительную мощность в первой и второй секундах. На третьей секунде гистограммы (рис. 5, 6) схожи с гистограммами когерентного поля (рис. 4). По оси  $0z$  потоки энергии также меняют знак с «+» на «–». Таким образом, результирующие противопотоки могут иметь круговые линии тока энергии, меняющие направление по часовой стрелке, образуя вихревые потоки энергии. Если бы эти потоки были замкнуты на рис. 5, 6, гистограммы занимали бы весь ряд углов  $-180^\circ \div +180^\circ$  по оси  $x$  и  $z$ .

В итоге: прямые линии тока и противопотоки интерферируют внутри вихря и покидают его. Замкнутых потоков плотности энергии в вихре нет. После вихря (третья секунда на рис. 5, 6) характеристики акустического поля идентичны характеристикам, наблюдаемым до скачка фазы.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Изучение природы линейного и нелинейного взаимодействия геосферных полей переходных зон Мирового океана и их последствий», науч. рук. Долгих Г.И. Регистрационный номер: 124022100074-9.

## СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Nye J.F., Berry V.V. Dislocation in wave train // *Proceedings of the Royal Society of London. Ser. A. Vol. 336, No. 1605. P. 165–190.*
2. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Дислокации поверхностей волнового фронта и нули амплитуды // *ЖЭТФ. 1981. Т. 80, № 5. С. 1789–1797.*
3. Mann J., Tichy T., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in oceanic acoustic fields // *J. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82, No. 4. P. 17–30.*
4. Waterouse R.V., Yates T.W., Feit D., Liu Y.N. Energy streamlines of a sound source // *J. Acoust. Soc. Am. 1985. Vol. 78, No. 2. P. 758–762.*
5. Журавлев В.А., Кобозев 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. Жуков А.Н., Иванников А.Н., Кравченко Д.И., Павлов В.И. Особенности тонкой энергетической структуры звукового поля // *Акуст. журн. 1989. Т. 35. Вып. 4. С. 634–638.*
7. Журавлев В.А., Кобозев Н.К., Кравцов Ю.А. Статистические характеристики дислокаций фазового фронта волнового поля // *ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 2(8). С. 483–494.*
8. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с. ISBN 5-8044-0301-X
9. Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Фазовые спектры интерференции широкополосного поверхностного источника в мелком море // *Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества и Сессии Научного совета РАН по акустике. М.: ГЕОС, 2010. Т. 2. С. 248–251.*
10. 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.*
11. Щуров В.А. Движение акустической энергии в океане. Владивосток, 2019. 204 с. ISBN 978-6043211-5-7
12. Щуров В.А., Ткаченко Е.С., Ляшков А.С., Щеглов С.Г. Описание физических эффектов акустического поля в волноводе мелкого моря // *Подводные исследования и робототехника. 2024. № 3 (49). С. 4–12. (DOI: 10.37102/1992-4429\_2024\_49\_03\_01)*

## Об авторах:

**ЩУРОВ Владимир Александрович** – профессор, д.ф.-м.н., советник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева Дальневосточного отделения РАН

Адрес: 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43

Область научных интересов: векторная акустика океана

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

ORCID: 0000-0002-2659-974X

**ЩЕГЛОВ Сергей Георгиевич** – ведущий инженер

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

Адрес: 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43

Область научных интересов: экспериментальные исследования океана методами векторной акустики, обработка экспериментальных данных

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

**ЛЯШКОВ Алексей Сергеевич** – ведущий инженер

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

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

Область научных интересов: математическая обработка сигналов в подводной векторной акустике

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

**ТКАЧЕНКО Елена Станиславовна** – ведущий инженер

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

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

Область научных интересов: экспериментальные исследования океана методами векторной акустики, обработка экспериментальных данных

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



# ENERGY PROCESSES IN A SIMPLE VORTEX OF ACOUSTIC INTENSITY

V.A. Shchurov, E.S. Tkachenko, A.S. Lyashkov, S.G. Shcheglov

Based on an analysis of experimental data, the acoustic field of a tonal signal with a frequency of  $88 \pm 1$  Hz is studied in shallow water conditions in the far field of a moving source. In a coherent acoustic field, a sixteen-channel system consisting of four combined receivers is used to observe the dynamics of acoustic energy movement in the region of an intensity vector vortex caused by a phase front dislocation. A vortex arising from a phase jump of  $\pm 2\pi$  is called a simple vortex. Interference processes in the vortex generate direct flows passing through the vortex and reverse vortex energy flows that interfere with the direct flows and leave the vortex. There are no closed energy flows in the vortex.

**Keywords:** active and reactive intensity, intensity vector vortex, phase front dislocation, wave front reversal.

## Reference

1. Nye J.F., Berry V.V. Dislocation in wave train // Proceedings of the Royal Society of London. 1974. Ser. A. Vol. 336, No. 1605. P. 165–190.
2. Baranova N.B., Zeldovich B.Ya. Dislocations of wave front surfaces and amplitude zeros. JETP. 1981. V. 80. No. 5. P. 1789–1797
3. Mann J., Tichy T., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // J. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82, No. 4. P. 17–30.
4. Waterouse R.V., Yates T.W., Feit D., Liu Y.N. Energy streamlines of a sound source // J. Acoust. Soc. Am. 1985. Vol. 78, No. 2. P. 758–762.
5. Zhuravlev V.A., Kobozev N.K., Kravtsov Yu.A. Phase front dislocations in an oceanic waveguide and their manifestation in acoustic measurements. Acoust Journal. 1989. Vol. 36, No. 2. P. 260–265.
6. Zhukov A.N., Ivannikov A.N., Kravchenko D.I., Pavlov V.I. Features of the fine energy structure of the sound field. Acoust Journal. 1989. Vol. 35, No. 4. P. 634–638.
7. Zhuravlev V.A., Kobozev N.K., Kravtsov Yu.A. Statistical characteristics of dislocations of the phase front of the wave field // JETP. 1992. Vol. 120, No. 2(8). P. 483–494.
8. Shchurov V.A. Vector acoustics of the ocean. Vladivostok: Dalnauka, 2003. 307 p. ISBN 5-8044-0301-X
9. Shchurov V.A., Kuleshov V.P., Tkachenko E.S. Phase spectra of interference of a broadband surface source in a shallow sea // Collection of proceedings of the XXII session of the Russian Acoustical Society and the Session of the Scientific Council of the Russian Academy of Sciences on Acoustics. M.: GEOS, 2010. Vol. 2. P. 248–251.
10. Shchurov V.A., Kuleshov V.P., Cherkasov A.V. Eddy properties of the acoustic intensity vector in a shallow sea // Acoust Journal. 2011. Vol. 57, No. 6. P. 837–843.
11. Shchurov V.A. Movement of acoustic energy in the ocean. Vladivostok. Information-polygraph. self-financing. center TIG FEB RAS. 2019. 204 p. ISBN 978-6043211-5-7 (Shchurov V.A., Movement of Acoustic Energy in the Ocean. Springer 2022. 204 p.)
12. Shchuro V.A., Tkachenko E.S., Lyashkov A.S., Shcheglov S.G. Description of the physical effects of acoustic field in a shallow sea waveguide // Underwater Investigations and Robotics. 2024. No. 3 (49) P. 4–12. (DOI: 10.37102/1992-4429\_2024\_49\_03\_01)

## Information about authors

**SHCHUROV Vladimir Aleksandrovich** – professor, doctor of physical and mathematical sciences, advisor  
Federal State Budgetary Institution of Science Pacific Oceanological Institute named after. V. I. Ilyichev Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences  
**Address:** 690041, Vladivostok, st. Baltiyskaya, 43  
**Area of scientific interest:** vector acoustics of the ocean  
**Phone:** +7(423)231-21-01. **E-mail:** shchurov@poi.dvo.ru  
**ORCID:** 0000-0002-2659-974X

**SHCHEGLOV Sergey Georgievich** – leading engineer  
Federal State Budgetary Institution of Science Pacific Oceanological Institute named after. V. I. Ilyichev Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences  
**Address:** 690041, Vladivostok, st. Baltiyskaya, 43  
**Area of scientific interests:** experimental studies of the ocean using vector acoustics methods, processing of experimental data.  
**Phone:** +7(423)231-21-01. **E-mail:** ssg57@mail.ru

**LYASHKOV Alexey Sergeevich** – leading engineer  
Federal State Budgetary Institution of Science Pacific Oceanological Institute named after. V. I. Ilyichev Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences  
**Address:** 690041, Vladivostok, st. Baltiyskaya, 43  
**Area of scientific interests:** mathematical signal processing in underwater vector acoustics  
**Phone:** +7(423)231-21-01. **E-mail:** aslsh@mail.ru

**TKACHENKO Elena Stanislavovna** – leading engineer  
Federal State Budgetary Institution of Science Pacific Oceanological Institute named after. V. I. Ilyichev Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences  
**Address:** 690041, Vladivostok, st. Baltiyskaya, 43  
**Area of scientific interests:** experimental studies of the ocean using vector acoustics methods, processing of experimental data  
**Phone:** +7(423)231-21-01. **E-mail:** 525065@mail.ru