УДК 534.231 DOI: 10.25808/24094609.2019.28.2.007

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЭНЕРГИИ НИЗКОЧАСТОТНОГО СИГНАЛА В ВОЛНОВОДЕ МЕЛКОГО МОРЯ

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

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичёва ДВО РАН[1]

Представлены результаты векторно-фазовых исследований движения энергии низкочастотного тонального сигнала в реальном волноводе мелкого моря. Измерения проводились с помощью комбинированной четырехканальной приемной системы и буксируемого низкочастотного излучателя в условиях, соответствующих регулярному волноводу. Показано: вдоль горизонтальной оси волновода энергия переносится плоской волной; в вертикальной плоскости волновода вдоль оси z наблюдается волновое поле стоячей волны, на которое накладывается поле знакопеременной бегущей волны сигнала. Интенсивность бегущей волны зависит от расстояния между источником и приемником. Линия тока энергии испытывает периодические отклонения относительно оси волновода в вертикальной плоскости. Показано, что скалярное описание акустического поля в волноводе является недостаточным. Результат эксперимента является оригинальным и дополняет модель переноса энергии в волноводе мелкого моря на основе теории нормальных волн для регулярного волновода.

ВВЕДЕНИЕ

Современные представления акустического поля сигнала в волноводе основаны на теории нормальных волн [1, 2]. Теория нормальных волн составляет главную часть теоретической акустики, связанную с распространением звука в волноводе мелкого моря. Под термином «мелкое море» будем понимать такой слой водной толщи, в котором морское дно оказывает заметное влияние на структуру акустического поля. Фундаментальная теория регулярных волноводов [1–3] и решение ряда задач теории нерегулярных волноводов [4, 5] позволили разработать методы расчета звуковых полей при различных гидрологических условиях. Методы лучевой акустики также успешно используются при решении практических задач гидроакустики. Теория регулярных волноводов, несмотря на значительное упрощение (низменность вдоль волновода профиля скорости звука, глубины места, свойств дна), тем не менее отвечает многим акустическим процессам в реальном волноводе. Таким образом, теория нормальных волн есть тот фундамент, на основе которого возможно создать модель мелкого моря. Однако из-за недостатка информации при скалярном представлении акустического поля теоретические оценки, как правило, не совпадают с экспериментом даже на низких частотах [1, 4]. Следует отметить, что даже в контролируем эксперименте в условиях регулярного волновода точного совпадения эксперимента и теории нет. Обычно это связывают с недостоверной оценкой характеристик морского дна.

Теория нормальных волн не учитывает ряда явлений, возникающих в акустическом поле волновода в результате интерференции мод, например вихри вектора акустической интенсивности. Внедрение векторно-фазового метода в практику натурного эксперимента позволило обнаружить и исследовать в акустическом поле реального волновода новое явление – вихри вектора акустической интенсивности [6]. Теоретически вихри были предсказаны ранее [7]. Существование локальных вихрей и завихренности кардинальным образом меняет представление о движении акустической энергии сигнала в волноводе мелкого моря.

Межмодовая интерференция приводит к тому что локальные вихри возникают в дальнем поле источника [7]. В интерференционном поле возникают особые точки – дислокации (центры) и сёдла (точки застоя). Дислокации и сёдла связаны друг с другом и образуют устойчивую топологическую структуру – вихрь. В области вихря между центром и седлом энергия

[1] 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43. Тел.: +7 (4232) 311400. E-mail: shchurov@poi.dvo.ru

сигнала «течёт» в сторону источника. В результате «обтекания» вихрей потоками акустической энергии возникает завихренность вектора плотности потока энергии с отличной от нуля z-компонентой потока энергии. Таким образом, наличие вихревой структуры приводит к «деформации» линий тока акустической энергии, что приводит к возникновению вертикальных потоков энергии с отличными от нуля горизонтальными компонентами ротора вектора интенсивности [8–10]. Этот экспериментальный результат не противоречит, но, скорее, дополняет теорию нормальных волн. Каждая нормальная волна является бегущей вдоль горизонтальной оси волновода и стоячей волной в вертикальном направлении, которое обозначается обычно как ось z. Акустическое давление в волноводе есть сумма нормальных волн, или мод.

Последние экспериментальные и теоретические исследования вихревой структуры акустического поля приведены в работах [11, 13]. Общая картина движения акустической энергии в реальном волноводе до настоящего времени не исследована. В данной работе на основе экспериментальных данных исследуется перенос энергии тонального сигнала частотой 163 Гц в вертикальной плоскости волновода мелкого моря. Исследуются векторные характеристики акустического поля на тех глубинах, на которых вихри вектора акустической интенсивности не обнаружены. Такой подход позволит исключить влияние вихрей и обнаружить другие механизмы переноса энергии в вертикальной плоскости волновода. Характеристики реального волновода удовлетворяют условиям регулярного волновода [2].

В работе приводятся также математический аппарат обработки векторного сигнала и схема эксперимента. Представленные результаты являются оригинальными.

1. Математическая обработка векторного акустического сигнала

В процессе математической обработки сигнал считаем гармоническим; поле считаем стационарным и эргодическим. Запишем акустическое давление в комплексном виде:

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

и введем понятие вектора комплексной интенсивности [14]:

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{I}_c(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2}\boldsymbol{p}(\boldsymbol{r})\boldsymbol{V}^*(\boldsymbol{r}) = \\ &\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{iQ}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{ReI}_c(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{iImI}_c(\boldsymbol{r}), \end{aligned} \tag{1}$$

где $\boldsymbol{I}(r) = \boldsymbol{ReI}_c(r) = \frac{1}{2\omega\rho}P^2(r)\boldsymbol{grad\,\Phi}(r)$ – вектор активной интенсивности, r – пространственная переменная, i – мнимая единица ($i^2 = -1$), $\boldsymbol{Q}(r) = \boldsymbol{ImI}_c(r) = -\frac{1}{2\omega\rho}P(r)gradP(r)$ – вектор реактивной интенсивности. Если интерференционное поле образовано большим числом независимых слагаемых (лучей, мод), то $Re\boldsymbol{I}_c(r)$ и $Im\boldsymbol{I}_c(r)$ – независимые случайные функции с гауссовой статистикой [15].

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

$$\begin{aligned} &rot\boldsymbol{I}_c(r) = (k/c)\left[(\boldsymbol{I}\times\boldsymbol{Q})/U\right], \\ &div\boldsymbol{I}(r) = 0, rot\boldsymbol{Q}(r) = 0, \\ &div\boldsymbol{Q}(r) = 2\omega(T-U) = -2\omega L, \end{aligned} \tag{2}$$

где L – лагранжиан; $U = \frac{1}{4\rho c^2}p(r)p^*(r)$ – плотность потенциальной энергии; $T = \frac{\rho}{4}\boldsymbol{V}(r)\boldsymbol{V}^*(r)$ – плотность кинетической энергии. Из системы уравнений (2) следует, что вектор активной интенсивности (т.е. вектор плотности потока энергии (вектор Умова)) по своей природе будет обладать вихревыми свойствами в дальнем поле при условии $\boldsymbol{I}\times\boldsymbol{Q}\neq 0$, т.е. если вектора $\boldsymbol{I}$ и $\boldsymbol{Q}$ неколлинеарны. Как показывает натурный эксперимент, в интерференционном поле мелкого моря это условие выполняется, хотя оно сформулировано для свободного поля. Большую роль в структуре поля играют скалярные характеристики U потенциальная и T кинетическая энергии, если $T - U = 0$, то $div\boldsymbol{Q} = 0$.

Для исследования динамики интерференционного процесса в планируемом эксперименте, включающем в себя как конструктивные, так и деструктивные элементы, была выбрана следующая схема математической обработки. Взаимная статистическая обработка экспериментальных временных реализаций четырех компонент поля тонального сигнала $p(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$, являясь, по существу, корреляционным анализом данных (при сдвиге $\tau = 0$), основывалась на БПФ в частотном диапазоне и на преобразовании Гильберта на временном интервале. Исследовались автоспектры, взаимные спектры, разностно-фазовые соотношения, функции временной когерентности, угол скольжения тока энергии относительно горизонтальной плоскости. Необходимый перечень формул дан в (1–5).

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

$$\Delta\varphi_{pV_i}(r,\omega) = arc\,tg\frac{ImS_{pV_i}(\boldsymbol{r},\omega)}{ReS_{pV_i}(\boldsymbol{r},\omega)}, (i = x, y, z), \quad (3)$$

а между компонентами колебательной скорости $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j$ – из выражения:

$$\Delta\varphi_{V_iV_j}(r,\omega) = arc\,tg\frac{ImS_{V_iV_j}(\boldsymbol{r},\omega)}{ReS_{V_iV_j}(\boldsymbol{r},\omega)}, \quad (4)$$
$$(i, j = x, y, z), \; i \neq j,$$

где r – пространственная переменная; $S_{pV_i}(r,\omega)$ – взаимная спектральная плотность акустического давления и i-компоненты колебательной скорости; $S_{V_iV_j}(r,\omega)$ – взаимная спектральная плотность, здесь V_i- и V_j – ортогональные компоненты колебательной скорости.

Три компоненты функции временной когерентности для данной частоты ω_0, вычисленные через преобразование Гильберта, запишем в виде:

$$\Delta\varphi_{V_iV_j}(r,\omega) = arc\,tg\frac{ImS_{V_iV_j}(\boldsymbol{r},\omega)}{ReS_{V_iV_j}(\boldsymbol{r},\omega)}, \quad (5)$$
$$(i, j = x, y, z), \; i \neq j,$$

где $\tilde{p}(t), \tilde{V}_j(t)$ - аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости; здесь и далее i – мнимая единица; $j = x, y, z$; $<\ldots>_t$ – линейное усреднение по нескольким периодам монохроматического сигнала. Величины $Re\Gamma_j(t)$ и $Im\Gamma_j(t)$ представляют собой нормированные значения x-, y-, z-компонент вектора комплексной интенсивности $\boldsymbol{I}_c(r)$: первая отвечает за перенос энергии в волноводе; вторая – за локально связанную энергию поля. Переменные r и t равносильны. Выражения (1−5) в среднем справедливы и для случайного стационарного эргодического сигнала [15].

2. Описание эксперимента

Измерения проводились с помощью векторно-фазовой комбинированной четырехканальной приемной системы и буксируемого излучателя. Приемная система была установлена перед входом в б. Витязь. На рис. 1 её положение обозначено как «System». Глубина места – 34 м. Приемный модуль располагался на глубине 19 м, излучатель на глубине 14 м. Схема движения судна приведена на рис. 1. По всей трассе протяжки глубина менялась в пределах 34–42 м. Максимальное удаление судна при t =12:15 ч составляет 10800 м. Из рис. 1, *б* следует, что на исследуемой акватории скорость звука практически постоянна по всей толще волновода. Излучающее судно двигалось к приемной системе с постоянной скоростью 2 узла (1 м/с). Декартовы оси координат комбинированного приемника располагались следующим образом: оси x и y – в горизонтальной плоскости; ось z – в вертикальной плоскости, в направлении поверхность−дно. Направление оси x составляет 165° относительно N. Излучатель при буксировке постоянно находился в четвёртой четверти $x0y$ декартовой системы координат комбинированного приемника. Темным тоном обозначен сектор излучения во время протяжки (вставка *а* на рис. 1). Излучался тональный сигнал частотой f_0 = 163 Гц.

На данной акватории осадочные слои дна представлены песками различного гранулометрического состава: поверхностный слой − грубозернистыми песками, второй и третий слои состоят из гравийно-галечных отложений. Средние значения скорости продольной волны для осадочного слоя колеблются в пределах от 1575 до 1810 м/с, скорость поперечных волн – от 300 до 475 м/с. Максимальная мощность осадочного слоя не более 50 м [16]. Метеорологическая обстановка на протяжении всего эксперимента не менялась: ветер ~ 2–3 м/с, поверхностное волнение слабое.

Для анализа экспериментальных данных выбраны временные интервалы протяжки 13:15–13:45 ч и 14:45–15:15 ч (рис. 1). Длительность каждой временной реализации составляет 1700 с, пройденное

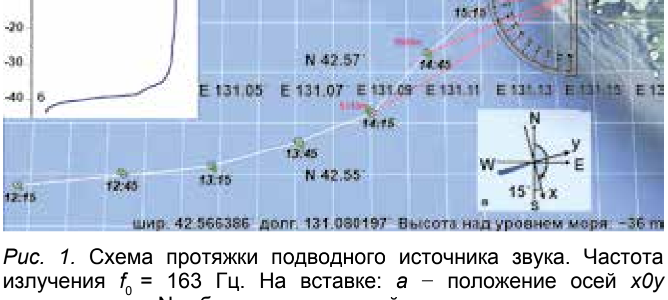

Рис. 1. Схема протяжки подводного источника звука. Частота излучения f_0 = 163 Гц. На вставке: *а* − положение осей *x0y* относительно N; *б* – вертикальный разрез скорости звука в т. 14:15

расстояние равно 1700 м. Для первого временного интервала расстояние от источника до приёмника менялось от ~9550м до ~6850м, для второго от ~ 3500 м до ~ 1850 м. Расстояние контролировалось судовым радаром. На всем временном интервале реализации превышение тонального сигнала над шумом для акустического давления и y-компоненты колебательной скорости составляло 20–35 дБ, для z-компоненты – 15–30 дБ. Следовательно, влиянием подводного окружающего шума на результат обработки данных можно пренебречь. Характеристики волновода удовлетворяют условиям теоретического регулярного волновода [2].

3. Анализ экспериментальных данных

Исследования движения энергии тонального сигнала в волноводе основаны на анализе энергетических и фазовых характеристик акустического поля от времени и расстояния в вертикальной плоскости $y0z$, проходящей через горизонтальную ось y комбинированного приемника. Ось y совпадает с горизонтальной осью реального волновода. Частота тонального сигнала f_0 = 163 Гц, длина волны λ = 9,3 м при скорости звука c_0 = 1520 м/с. В данном эксперименте азимутальный угол $\psi(t)$ направления распространения акустической волны в горизонтальной плоскости составляет с осью x угол $\approx -80^0$, но с осью y – в пределах 0°–10° (рис. 1, *а*). Поэтому будем рассматривать только y-компоненты исследуемых функций. Рисунок для $\psi(t)$ в статье не приводится.

Исследовались следующие функции времени и расстояния: огибающая спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$ и огибающие мощности ортогональных компонент вектора колебательной скорости $S_{V_x^2}(t), S_{V_y^2}(t), S_{V_z^2}(t)$; разности фаз $\Delta\varphi_{pV_j}(t) = \Delta\varphi_p(t) - \Delta\varphi_{V_j}(t)$; реальные и мнимые части временной когерентности $\Gamma_j(t) = Re\Gamma_j(t) + i\,Im\Gamma_j(t)$; азимутальный угол $\psi(t)$ и угол скольжения тока энергии $\theta(t)$, где $j = x, y, z$ [14]. Переменные времени t и расстояния r считаются равноправными. Для удобства в тексте будем обозначать время протяжки символом «t». Время t отсчитывается в секундах от начала записи эксперимента. Пройденное расстояние легко определить, поскольку скорость протяжки в среднем равна 1 м/с.

Рассмотрим движение акустической энергии тонального сигнала вдоль горизонтальной оси волновода в точке приема в зависимости от времени. На рис. 2 представлены результаты статистической обработки функций $S_{p^2}(t), S_{V_y^2}(t), \Delta\varphi_{pV_y}(t)$ и $Re\Gamma_y(t)$ на первом временном интервале 13:15–13:45 ч.

Время усреднения данных Δt = 1 с. Пространственный интервал усреднения равен 1 м. Усреднение по фазе составляет 36°.

Кривые огибающих давления $S_{p^2}(t)$ и колебательной скорости частиц среды $S_{V_y^2}(t)$ подобны. На расстоянии 1700 м наблюдается рост уровня на максимумах $S_{p^2}(t)$ и $S_{V_y^2}(t)$ (рис. 2 , *а*, *б*). Разность фаз $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ флуктуирует вблизи нуля (рис. 2, *в*). Отклонения от нуля $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ не превышают 10^0 и связаны с положениями минимумов огибающих $p(t)$ *и* $V_y(t)$. Из $Re\Gamma_y(t)$ = +1,0 следует, что в точке приёма сигнала вдоль оси $+y$ бежит плоская когерентная волна (вдоль горизонтальной оси волновода). В этом случае связь между давлением $p(t)$ и y-компонентой колебательной скорости $V_y(t)$ определяется формулой $V_y(t) = \pm(1/\rho c)\,p(t)$, этот факт отмечен также в [8–10].

Вид экспериментальной кривой $S_{p^2}(t)$ подобен теоретической кривой давления для случая интерференции двух близких мод [1, 2, 5]. В данном случае

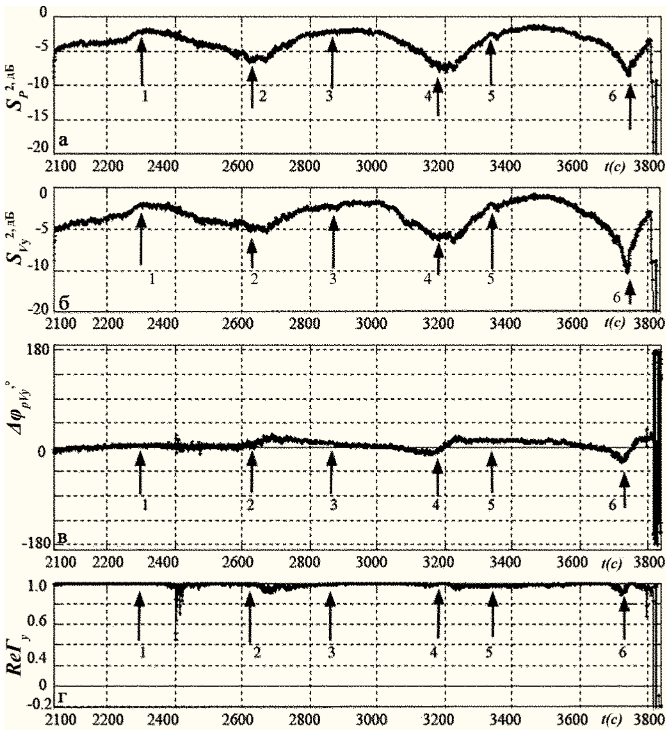

Рис. 2. Зависимость от времени и расстояния между источником и приемником: *а* – огибающей спектральной плотности мощности давления $S_{p^2}(t)$; *б* – огибающей спектральной плотности мощности y-компоненты колебательной скорости $S_{V_y^2}(t)$; *в* – разности фаз $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$; *г* – реальной части y-компоненты временной когерентности $Re\Gamma_y(t)$. f_0 = 163 Гц. Время усреднения t = 1 с

мы имеем интерференционное акустическое поле с пространственным периодом $\Lambda_{12} = 2\pi/\Delta æ_{12}$, равным ~ 550 м на временном интервале ~ 550 с. Разность горизонтальных компонент волнового числа $\Delta æ_{12} = 10^{-2}$м$^{-1}$. Полученный экспериментальный результат для реального волновода согласуется с теорией нормальных волн для случая регулярного (идеального) волновода [1, 2].

Из рис. 2 следует, что на данной глубине волновода вихрей интенсивности нет. В работах [11–12] показано, что в области деструктивной интерференции при «провалах» уровня давления от 8 до 12 дБ возможно возникновение локальных вихрей вектора интенсивности. В данном случае флуктуации уровня $S_{p^2}(t)$ и $S_{V_y^2}(t)$ составляют от 4 до 6 дБ. Если бы наблюдался вихрь, то на рис. 2 в окрестности расположения вихря должны наблюдаться аномалии следующих функций: разность фаз $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ должна испытывать скачок на 2π; $Re\Gamma_z(t)$ должна проходить через нуль с изменением знака; $Re\Gamma_y(t)$ должна принимать значение, равное –1,0. Незначительные помехи на кривых $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$ и $Re\Gamma_y(t)$, вызваны, скорее всего, техническими причинами.

Рассмотрим движение энергии вдоль оси z в вертикальной плоскости волновода на основе анализа функций: огибающей спектральной плотности мощности z-компоненты колебательной скорости $S_{V_z^2}(t)$, разности фаз между акустическим давлением и z-компонентой колебательной скорости $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \varphi_p(t) - \varphi_z(t)$, реальной части z-компоненты временной когерентности $Re\Gamma_z(t)$ и ее мнимой части $Im\Gamma_z(t)$, угла скольжения $\theta(t)$ линии тока энергии относительно оси y в вертикальной плоскости (ось y соответствует углу 90^0, рис. 3).

Уровень $S_{V_z^2}(t)$ ниже уровня $S_{V_y^2}(t)$, на ~(5–6) дБ, вид данных кривых различен (рис. 2, *б* и 3, *а*). Наблюдается незначительный линейный рост уровня $S_{V_z^2}(t)$ от времени. Флуктуации $S_{V_z^2}(t)$ составляют не более 1,5 дБ.

Разность фаз $\Delta\varphi_{pVz}(t)$ должна быть равна $\pi / 2$ на протяжении всей временной реализации, поскольку согласно теории нормальных волн вдоль оси z должно наблюдаться волновое поле стоячих волн. На рис. 3, *б* $\Delta\varphi_{pVz}(t)$ флуктуирует относительно угла $\pi / 2$, но эти флуктуации не имеют случайной природы, которые можно подавить при увеличении времени усреднения D*t*, и функционально связаны с огибающей спектральной плотности $S_{p^2}(t)$ (рис. 2, *а*). Значения $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \pi / 2$ тесно связаны с максимумами и минимумами $S_{p^2}(t)$. На рис. 2, *а* и рис. 3, *б* это представлено номерами 1–6. Номера 1–6 точно соответствуют значениям $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \pi / 2$ и, соответственно, $Re\Gamma(t) = 0$ (рис. 3, *б*, *в*). Номера 1, 3, 5 соответствуют изменению знака $Re\Gamma_z(t)$ с «–» на «+» при переходе через нуль. Эти номера соответствуют максимальным значениям $S_{p^2}(t)$. Номера 2, 4, 6 соответствуют переходу $Re\Gamma_z(t)$ с «+» на «–» и соответствуют минимальным значениям $S_{p^2}(t)$. Физический смысл $Re\Gamma_z(t)$ – это есть нормированный поток энергии в направлении оси z. При $Re\Gamma_z(t) > 0$ поток энергии течет вниз по оси $+z$, при $Re\Gamma_z(t) < 0$ – вверх по оси $– z$.

Представим $\Delta\varphi_{pVz}(t)$ в виде суммы углов $\pi / 2$ и некоторой флуктуирующей добавки $\pm \alpha(t)$, т.е. $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \pi / 2 \pm \alpha(t)$. Для случая стоячих волн вдоль оси z $Re\Gamma_z(t) = 0$, $\Delta\varphi_{pV_z}(t) = \pi / 2$ и $a(t) = 0$. Флуктуации $\alpha(t)$ достигают величин $\alpha(t) \le \pm 45°$ (рис. 3, *б*). При этом $Re\Gamma_z(t)$ достигает значений от –0,4 до +0,6.

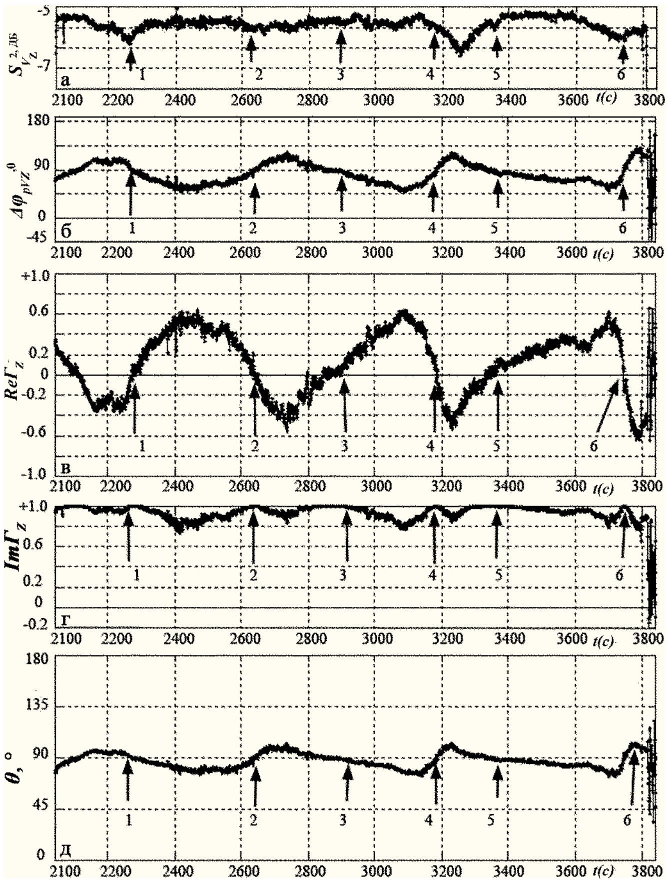

Рис. 3. Зависимость от времени: *а* – огибающая спектральной плотности мощности *z*-компоненты колебательной скорости $S_{V_z^2}(t)$; *б* – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_z}(t)$, *в* – реальная часть *z*-компоненты временной когерентности $Re\Gamma_z(t)$; *г* – мнимая часть *z*-компоненты временной когерентности $Im\Gamma_z(t)$; *д* – угол скольжения тока энергии в вертикальной плотности – *(t)*. f_0 = 163 Гц. Время усреднения Δt = 1 с

Таким образом, в вертикальной плоскости вдоль вертикальной оси z наблюдается знакопеременный поток энергии сигнала при существующей системе стоячих волн. В областях (номера 1–6), в которых $Re\Gamma_z(t)$ равно или близко к нулю, вертикальный поток энергии отсутствует. В этих областях переноса энергии вдоль оси z нет, $\Delta\varphi_{pV_z}\left(t\right)=\pi/2$, что соответствует стоячей волне. Это полностью согласуется с поведением функции $Im\Gamma_z(t)$. Значения функции $Im\Gamma_z(t)$ = +1,0 указывают на отсутствие переноса энергии сигнала вдоль оси z. На временной реализации длительностью 1700 (расстояние 1700 м) на отрезках времени ~ 1000 с $Im\Gamma_z(t)$ = +1,0 и ~700 с $Re\Gamma_z(t) \approx 0{,}8$. Таким образом, на данной временной реализации в результате интерференции возникают знакопеременные не скомпенсированные по оси z потоки энергии. Период флуктуаций $\Delta\varphi_{pVz}(t)$, $Re\Gamma_z(t)$, $\theta(t)$ составляет ~ 560 с, что практически совпадает с периодом флуктуаций $S_{p^2}\left(t\right)$ и $S_{V_z^2}(t)$, равным ~ 550 с.

Угол скольжения $\theta(t)$ линии тока энергии сигнала относительно горизонтальной оси y в значительной степени повторяет конфигурацию $\Delta\varphi_{pVz}(t)$, поскольку $\Delta\varphi_{pV_y}(t) \approx 0°$. Значение угла скольжения $\theta(t)$, равное π / 2, означает, что линия тока энергии горизонтальна. Таким образом, результирующий поток энергии сигнала испытывает при своем движении периодические отклонения от горизонтальной оси волновода. В данном случае эти отклонения составляют не более ± 15°.

Рассмотрим результаты второго эксперимента на временной реализации 14:45–15:15 ч (см. рис. 1). Источник излучения также находится в четвертой четверти координат комбинированного приемника, ближе к оси y. Существенно изменилось расстояние до приемника, теперь расстояние меняется в пределах от ~ 3500 до ~ 1850 м.

На рис. 4, 5 представлены те же функции, что и на рис. 2, 3. Из рис. 4, *а*, *б* следует, что огибающие акустического давления $S_{p^2}\left(t\right)$ и y-компоненты колебательной скорости $S_{V_z^2}(t)$ аналогичны. Рост уровня кривых $S_{p^2}\left(t\right)$, $S_{V_y^2}(t)$, $S_{V_z^2}(t)$ на расстоянии 1700 м составляет ~5 дБ.

Как и в первом эксперименте, аномалий, связанных с вихревыми структурами, на рис. 4 не наблюдается, поскольку $\Delta\varphi_{pV_y}\left(t\right)\approx 0°$ и $Re\Gamma_y(t)$ = +1,0 на большей части временного интервала 1700 с. Следовательно, вдоль оси волновода (ось y) энергия сигнала переносится плоской волной. На интервале 8000–8100 и 9200–9400 с наблюдаются аномалии $\Delta\varphi_{pVz}\left(t\right)$ и $Re\Gamma_y(t)$, которые, скорее всего, вызваны техническими причинами в канале y.

Движение энергии вдоль оси z идентично первому эксперименту (рис. 5). Особые точки обозначим номерами 1–5. Как следует из рис. 5, *а*, $\Delta\varphi_{pVz}\left(t\right)$ флуктуирует относительно $\pi/2$. Размах флуктуаций достигает величин $\pm\,\pi$ / 2. В отличие от рис. 3, *б* для $\Delta\varphi_{pVz}\left(t\right)$ (первый эксперимент) в данном случае флуктуации более продолжительны во времени и значительно больше по величине. Однако характер явления в обоих случаях совпадает.

Номера 1–5 соответствуют $\Delta\varphi_{pVz}\left(t\right)=\pi/2$ и значениям $Re\Gamma_z(t) = 0$. Номера 1, 3, 5 соответствуют максимальным значениям $S_{p^2}\left(t\right)$, в этих точках $Re\Gamma_z(t)$ переходит через нуль с изменением знака с «–» на «+». Номера 2, 4 соответствуют меньшим значениям $S_{p^2}\left(t\right)$, в этих точках $Re\Gamma_z(t)$ проходит через нуль с изменением знака с «+» на «–». Период флуктуаций $\Delta\varphi_{pVz}\left(t\right)$, $Re\Gamma_z(t)$, $\theta(t)$ равен 665 с; для $S_{p^2}\left(t\right) S_{V_y^2}(t)$ период флуктуаций равен ~ 588 с. Интерференционные кривые $S_{p^2}\left(t\right)$ и $S_{V_y^2}(t)$ на рис. 4, *а* есть результат интерференции не только первых, но и высших мод, поскольку расстояние между излучателем и приемни-

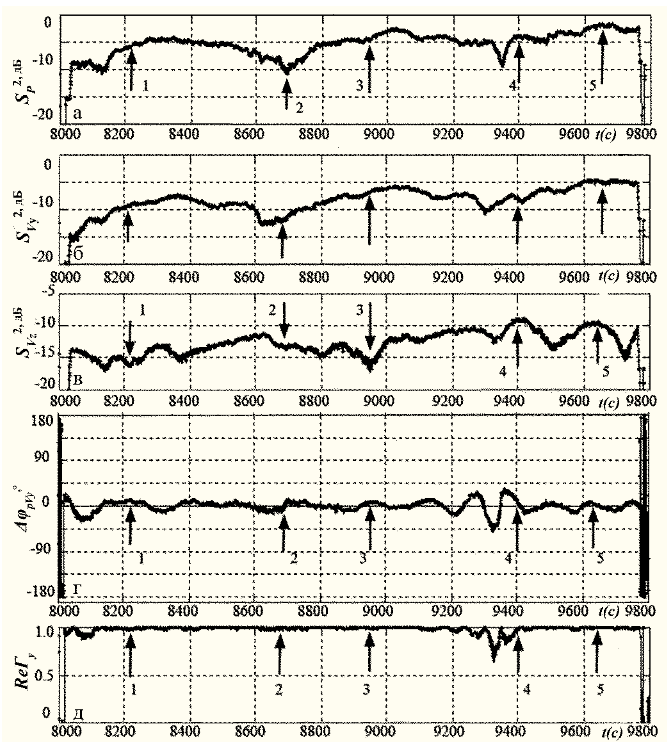

Рис. 4. Зависимость от времени (расстояния) функций: *а* – огибающая спектральной плотности мощности акустического давления $S_{p^2}(t)$; *б* – огибающая спектральной плотности мощности y-компоненты колебательной скорости $S_{V_y^2}(t)$; *в* – огибающая спектральной плотности мощности z-компоненты колебательной скорости $S_{p^2}(t)$; *г* – разность фаз $\Delta\varphi_{pV_y}(t)$; *д* – реальная часть y-компоненты временной когерентности $Re\Gamma_y(t)$. f_0 = 163 Гц. Время усреднения Δt = 1 с

ком значительно сократилось. Тем не менее периоды флуктуаций в первом и втором экспериментах соизмеримы. Знакопеременная функция $Re\Gamma_z(t)$ достигает значений в пределах ± 0,8 с пространственным периодом ~ 660 м. На этом расстоянии от номера 1 до номера 3 мнимая часть $Im\Gamma_z(t)$ достигает значения + 1,0 (в тех точках, в которых $Re\Gamma_z(t)$ = 0) и до ~ 0,8 (при $Re\Gamma_z(t) > 0$).

Таким образом, в точках 1−5 и их окрестности наблюдается волновое поле стоячих волн. Нескомпенсированные потоки энергии сигнала вдоль оси z искажают эту структуру в большей или меньшей степени. Кривая угла скольжения $\theta(t)$ тока энергии аналогична $\Delta\varphi_{pVz}(t)$. Кривая угла $\theta(t)$ флуктуируют относительно горизонтальной оси волновода. Максимальное отклонение в сторону дна достигает –45° (рис. 5, *г*). Как и в первом эксперименте, запишем выражение для $\Delta\varphi_{pVz}(t)$ в виде $\Delta\varphi_{pVz}(t) = \pi / 2 \pm \alpha(t)$.

В итоге, функциональные связи между всеми исследуемыми функциями остаются справедливыми на значительных расстояниях между излучателем и приемником (от ~9550 до ~1850 м). Рисунки 2 и 3 аналогичны рис. 4 и 5, т.е. мы наблюдаем один и тот же физический процесс, протекающий в волноводе. Это возможно только при условии, что граничные условия «поверхность−дно» в процессе эксперимента остаются неизменными. В особенности это касается структуры донных осадков. Таким образом, чистота эксперимента обеспечена, волновод можно считать регулярным и его акустические свойства описываются теорией нормальных волн.

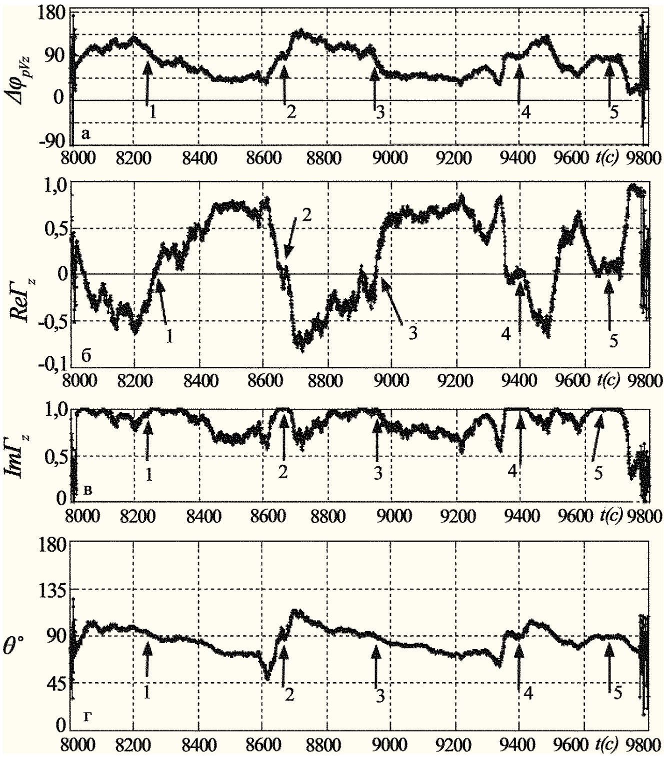

Рис. 5. Зависимость от времени: *а* - разность фаз $\Delta\varphi_{pVz}(t)$; *б* - реальная часть *z*-компоненты временной когерентности $Re\Gamma_z(t)$; *в* - мнимая часть *z*-компоненты временной когерентности $Im\Gamma_z(t)$; *г* - угол скольжения энергии *q(t)*. f_0 = 163 Гц. Время усреднения Δt = 1 с

ВЫВОДЫ

Проведен анализ движения энергии низкочастотного тонального сигнала в реальном волноводе мелкого моря на основе векторно-фазовых измерений. Характеристики данного волновода позволяют считать его регулярным волноводом. Показано, что в вертикальной плоскости волновода вдоль оси z наряду со стоячей волной наблюдается перенос энергии сигнала. Движение энергии вдоль оси z, в зависимости от расстояния между источником и приемником, является знакопеременным и квазипериодическим. В результате угол скольжения тока энергии сигнала периодически изменяется в пределах $\pm \pi / 4$ относительно оси волновода. Одной из причин возникновения вертикальной компоненты вектора интенсивности являются потоки энергии сигнала, «обтекающие» локальные вихри. Это явление подробно рассматривается в цитируемой литературе. Возможно, что топологические изменения кривых тока энергии, вызываемых вихрями, остаются и на глубинах, на которых локальных вихрей нет. Вторая причина. Нескомпенсированность вертикальных потоков энергии сигнала должна быть связана с реальными характеристиками дна и поверхности волновода, что и вызывает подобный эффект. Несомненно, работает единый физический механизи – характеристики границ «дно−поверхность» влияют на локальную структуру межмодовой интерференции, рождающей вихри, «обтекание» которых «деформирует» поле стоячих волн. В данной работе экспериментально подтверждено наличие волнового поля стоячей волны в вертикальной плоскости реального волновода, что согласуется с теорией нормальных волн. Вертикальный знакопеременный поток энергии дополняет те упрощения, которые были допущены при создании теории. Данный результат является оригинальным, и его необходимо учитывать в реальных моделях волновода мелкого моря.

ЛИТЕРАТУРА

1. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М.: Мир, 1969. 302 с.
2. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
3. Pekeris C.L. Theory of Propaqation of Explosive Sound in Shallow Water // Geol. Soc. Am. Mem. 1948. No. 27. P. 48–156.
4. Чупров С.Р. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана: Современное состояние». М.: Наука, 1982. С. 71–91.
5. Кулаков В.Н., Мальцев Н.Е., Чупров С.Д. О возбуждении группы мод в слоистом океане // Акуст. журн. 1983. Т. 29, № 1. С. 74–79.
6. 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.
7. Журавлев В.А., Кобзев И.К., Кравцов Ю.А. Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104, вып. 5(11). С. 3769–3783.
8. Щуров В.А., Ляшков А.С., Черкасов А.В. Вихри вектора акустической интенсивности в интерференционных полях мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. 2012. № 1 (13). С. 4–14.
9. Щуров В.А., Ляшков А.С. О некоторых особенностях энергетических характеристик интерференционного акустического поля мелкого моря // Акуст. журн. 2013. Т. 59, № 4. С. 459–468.
10. Щуров В.А., Ляшков А.С., Щеглов С.Г., Ткаченко Е.С., Иванова Г.Ф., Черкасов А.В. Локальная структура интерференционного поля мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. 2014. № 1 (17). С. 58–67.
11. Щуров В.А., Ляшков А.С. Вихревая структура вектора акустической интенсивности в реальных условиях мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. 2018. № 1 (25). С. 38–46.
12. Shchurov V.A. Peculiarities of real shallow sea wave-guide vortex structure // Journ. Acoust. Soc. Am. 2019. Vol. 145 (1). P. 525–530.
13. Shchurov V.A. The dynamics of low-frequency signal acoustic intensity vector vortex structure in shallow sea // Chinese Journal of Acoustics. 2019. Vol. 38, № 2. P. 113–131.
14. Mann J.T., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields // Journ. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82 (4). P. 17–30.
15. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1976. 494 с.
16. Самченко А.Н., Ярощук И.О. Акустические параметры рыхлых донных отложений залива Петра Великого (Японское море) // Вест. ДВО РАН. 2017. № 5. С. 130–136.
17. Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток: Дальнаука, 2003. 307 с.