

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ КООРДИНАТ ДВИЖУЩЕГОСЯ ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА В МЕЛКОМ МОРЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ

© 2020 г. С. А. Пересёлков^{a, b, *}, В. М. Кузькин^{a, **}, Г. Н. Кузнецов^a,
Д. Ю. Просовецкий^b, С. А. Ткаченко^b

^aИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

^bВоронежский государственный университет,
Университетская пл. 1, Воронеж, 394006 Россия

*e-mail: pereselkov@yandex.ru

**e-mail: kumiov@yandex.ru

Поступила в редакцию 07.08.2019 г.

После доработки 21.02.2020 г.

Принята к публикации 25.02.2020 г.

Приведены результаты высокочастотного эксперимента по локализации движущегося шумового источника с использованием цилиндрической малогабаритной векторно-скалярной антенны. Использовалась частотно-временная обработка, согласованная с интерференционной картиной, формируемой источником. Восстановлены временные зависимости пеленга, скорости, удаленности и глубины источника. Дано качественное и количественное объяснение экспериментальным данным на основе модельной двухлучевой интерферограммы, образованной прямым лучом и лучом, отраженным от свободной поверхности.

Ключевые слова: интерферограмма, голограмма, высокочастотный диапазон, локализация, шумовой источник, натуральный эксперимент, моделирование

DOI: 10.31857/S0320791920040085

ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение и оценка координат источников по их шумовому полю является одной из актуальных проблем пассивной гидроакустики [1]. В настоящее время для ее решения в низкочастотном диапазоне (десятки и сотни герц), когда применимо модовое описание структуры поля, разработан и успешно апробирован интерферометрический метод локализации шумового источника [2–8]. В его основе лежат механизмы межмодовой интерференции и волноводной дисперсии, обуславливающие формирование частотно-временной (пространственной) интерференционной картины (интерферограммы) [9–11]. В отличие от традиционной согласованной со средой обработки [12, 13] интерферометрическая обработка позволяет реализовать одновременно обнаружение источника и определение его параметров (пеленг, расстояние, глубина, скорость). При этом она может быть реализована в отсутствие знаний о передаточной функции волновода [7, 8], что значительно расширяет ее область применения. В настоящее время, на примере интенсивных внутренних волн, экспериментально показана

на возможность применения интерферометрии для восстановления передаточной функции невозмущенного волновода и диагностики временной изменчивости океанической среды [14, 15].

В области высокочастотного (килогерцового) диапазона интерферометрическая обработка применяется впервые и нуждается в экспериментальной проверке, так как изменяется механизм формирования интерферограммы. Если в области низких частот физико-математические принципы, лежащие в основе локализации малозумных источников, ясны [2–4], то остается открытым вопрос: насколько успешно этот метод может применяться в высокочастотном диапазоне?

В настоящей работе представлены результаты обработки высокочастотного эксперимента по локализации движущегося шумового источника в окрестности траверса, когда одновременно изменяются расстояние и пеленг. Прием осуществлялся на цилиндрическую вертикальную векторно-скалярную антенну (далее антенна). Изложен алгоритм интерферометрической обработки шумового поля и на его основе получены временные оценки параметров источника. Теоретически

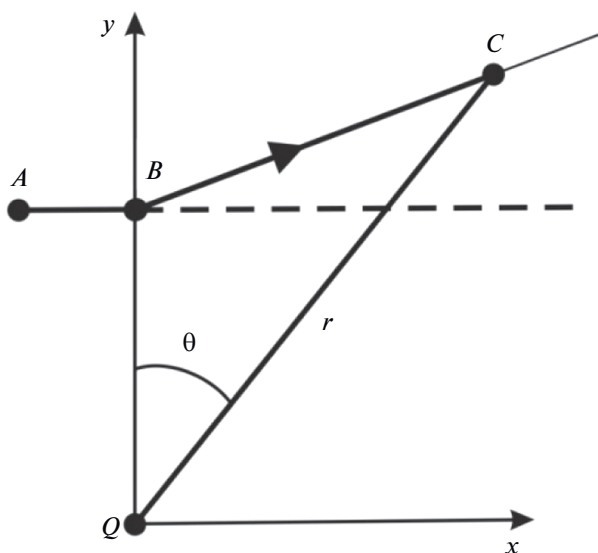


Рис. 1. Геометрия задачи: Q – одиночный приемник, θ – пеленг, r – горизонтальное расстояние между источником и приемником (вид сверху).

проанализирована динамика модельной двухлучевой интерферограммы, адекватно передающей основные свойства экспериментальной интерферограммы.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАТУРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Цель эксперимента заключалась в проверке работоспособности интерферометрического метода локализации шумового источника в высокочастотной области. Эксперимент проводился в мелководной акватории с глубиной волновода $H \sim 87$ м и скоростью звука, практически не зависящей от глубины, $c \sim 1400$ м/с. Обработывался сигнал с одиночного приемника антенны, расположенного на глубине $z_q = 30$ м. Интерферограмма источника регистрировалась в полосе $\Delta f = 1\text{--}15$ кГц. Длительность принимаемой шумовой реализации $\delta t = 0.2$ с. Входное отношение сигнал/помеха (по мощности) $q \sim 8$. Априорная информация о гидрофизических характеристиках акватории отсутствовала.

Схема движения источника относительно антенны в окрестности траверса показана на рис. 1. Оси x и y векторно-скалярного приемника (далее приемника) Q совпадают с положительными направлениями системы координат. Из начальной точки A источник приближался к приемнику, проходил точку B траверса и далее от нее удалялся по направлению к точке C . После прохождения точки C источник совершал петлеобразные траектории (на рис. 1 они не отображены). Горизон-

тальное расстояние от источника до антенны обозначено r , пеленг – θ .

На рис. 2 приведена экспериментальная интерферограмма $I_e(f, t) = |P(f, t)|^2$ скалярной компоненты (давление P) поля источника. С целью повышения контрастности и информативности на ней вырезано среднее значение. В момент времени $t = 10$ с, отвечающий прохождению точки траверса, частотный масштаб изменчивости интерферограммы оценивается как $\Lambda = 404$ Гц. При удалении от точки траверса частотный масштаб возрастает, что, естественно, приводит к увеличению ширины интерференционной полосы. При этом он практически от частоты не зависит. Временной масштаб D изменчивости интерферограммы с возрастанием частоты уменьшается и увеличивается с возрастанием времени наблюдения (расстояния). В точке траверса, например, на частоте $f = 3.5$ кГц он равен $D = 2.9$ с. Крутизна интерференционных полос в области траверса возрастает со временем и частотой, и по мере удаления от нее уменьшается. Данные закономерно-сти характерны до момента времени $t' \sim 70$ с, т.е. по истечении 60 с после удаления от точки траверса. Для значений $t > t'$ интерферограмма носит осциллирующий характер, вызванный многократным изменением направления движения источника (см. рис. 8).

Спектральные плотности, получаемые двукратным преобразованием Фурье интерферограммы $I(\omega, t)$ скалярной компоненты поля,

$$F_i(\tilde{\nu}, \tau) = \int_{t_i - \frac{\Delta t}{2}}^{t_i + \frac{\Delta t}{2}} \int_{\omega_0 - \frac{\Delta \omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta \omega}{2}} I(\omega, t) \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] dt d\omega, \quad (1)$$

которые условно назовем голограммой, для двух моментов времени $t_i = 10$ и 50 с представлены на рис. 3. Здесь $\tilde{\nu} = 2\pi$, $\omega = 2\pi f$, τ и t – циклическая частота, время голограммы и интерферограммы соответственно; Δt и $\Delta \omega$ – время наблюдения и ширина спектра, ω_0 – средняя частота спектра. Интерферограммы и голограммы различных компонент векторно-скалярного поля и их комбинаций когерентны и различаются помехоустойчивостью [3]. Изображение источника на голограмме локализовано в форме двух фокальных пятен, зеркально перевернутых относительно начала координат. Одно из них, лежащее во втором и третьем квадрантах, можно рассматривать как мнимое изображение источника, второе, лежащее в первом и четвертом квадрантах, – как действительное изображение. Число фокальных пятен определяет число лучей, формирующих интерферограмму: каждое фокальное пятно обусловлено интерференцией двух лучей. В экспери-

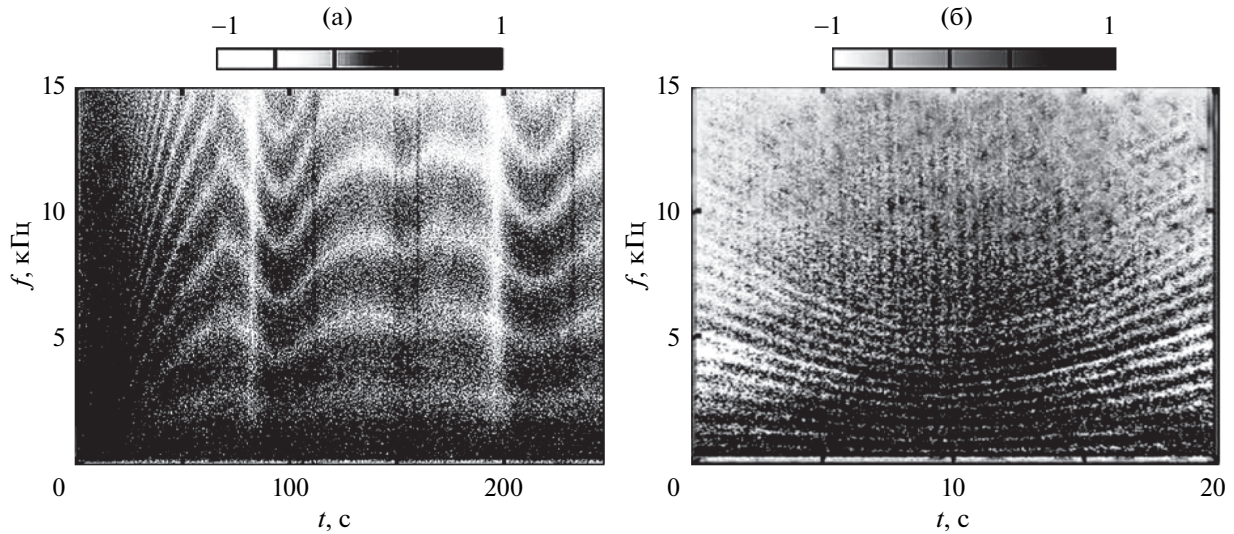


Рис. 2. (а) – Экспериментальная нормированная интерферограмма и (б) – ее фрагмент в области траверса.

менте на голограммах в различные моменты времени наблюдался один ярко выраженный максимум. Следовательно, интерферограмма на всей траектории источника в основном формировалась двумя энергонесущими лучами, в качестве которых можно принять прямой луч и отраженный от верхней границы, $z = 0$. Координаты положений максимумов фокальных пятен: $\tau = 2.4$ мс, $\nu = 0$ Гц – момент времени $t_i = 10$ с; $\tau = 0.9$ мс, $\nu = -0.2$ Гц – $t_i = 50$ с. Этим моментам времени соответствуют частотные масштабы $\Lambda = 404$ Гц; $\Lambda = 2.5$ кГц (см. рис. 2).

Для оценки направления на источник применялся интерферометрический метод пеленгования, основанный на отношении очищенных от помех интерферограмм

$$\frac{G(f, t_i)}{R(f, t_i)} = \sin \theta(t_i), \quad \frac{U(f, t_i)}{R(f, t_i)} = \cos \theta(t_i) \quad (2)$$

в фиксированные моменты времени t_i , где $R = V_r V_r^*$, $G = V_x V_r^*$ [7]. Верхний индекс звездочка “*” означает комплексное сопряжение. Здесь $V_{x,y}$ – горизонтальные проекции вектора колебательной скорости, $V_r = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$. При обработке очищение интерферограмм от помехи не требовалось, так как входное отношение сигнал/помеха было достаточно большим для отчетливого наблюдения локализованных полос. На рис. 4 экспериментальная зависимость пеленга от времени $\theta(t)$ изображена сплошной линией, пунктиром – модельная зависимость в предположении движения источника вдоль прямой, параллельной оси x (см. рис. 1, пунктир). Мелкомасштабные осцилляции обусловлены колебаниями антенны в вер-

тикальной плоскости, крупномасштабные осцилляции – изменением траектории движения источника.

Определение параметров источника осуществлялось с использованием согласованной обработки по отношению к интерферограмме, формируемой движущимся источником. Горизонтальное расстояние до приемника r , глубина z и скорость w оценивались как координаты основного максимума трехмерной взаимокорреляционной функции экспериментальной I_e и модельной I_m интерферограмм

$$E(r_*, z_*, w_*) = \sum_k \sum_i I_e(f_k, t_i) I_m^*(f_k, t_i), \quad (3)$$

т.е. $\max E(r_*, z_*, w_*) = E(r, z, w)$. Варьируемые (подбираемые) величины обозначены нижним индексом звездочка (*). При обработке (3) априори считалось, что источник расположен на глубине $1 \leq z \leq 70$ м, удален от приемника на $50 \text{ м} \leq r \leq 3 \text{ км}$, скорость $2 \leq w \leq 35$ м/с. Перебор параметров проводился с шагом: расстояние – $\delta r = 25$ м, глубина – $\delta z = 0.5$ м, скорость – $\delta w = 1$ м/с. Шаг дискретизации по частоте $\delta f = 0.5$ Гц, по времени $\delta t = 2$ с. Обработка проводилась во временном интервале $\Delta t = 20$ с и полосе частот $\Delta f = 1\text{--}15$ кГц.

Отметим, что ранее в килогерцовом диапазоне с применением двух- и многолучевой моделей поля, используя многоэлементные приемные вертикальную или горизонтальную антенны, основываясь на алгоритме традиционной согласованной обработки, экспериментально показана возможность оценки глубины и расстояния излу-

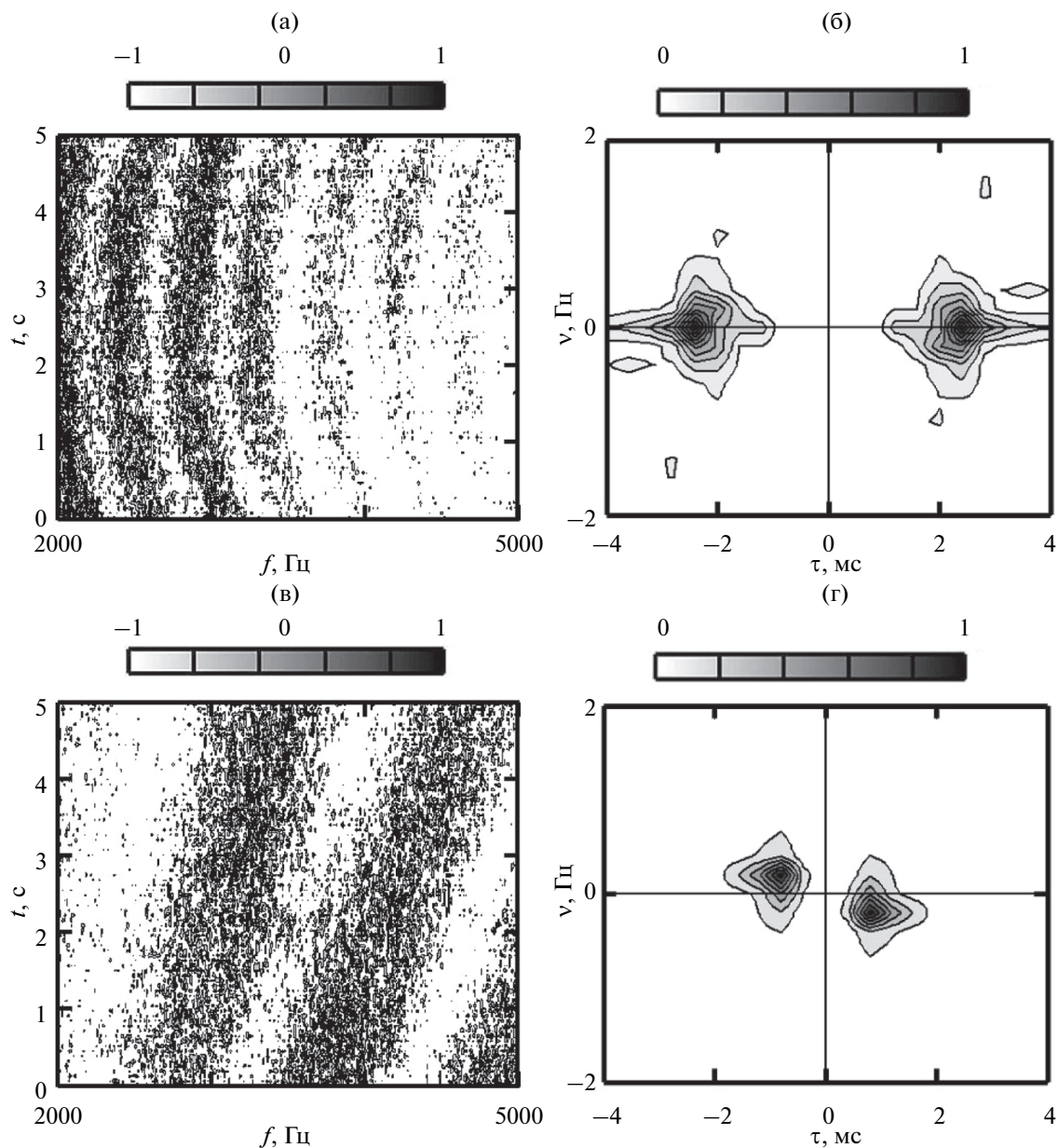


Рис. 3. (а, в) – Нормированные интерферограммы и (б, г) – голограммы в различные моменты времени t_i : (а, б) $t_i = 10$ с; (в, г) $t_i = 50$ с.

чателю от антенны [16–18], однако, источник был неподвижным.

Для отслеживания временного восстановления параметров источника использовалось каскадное вычисление взаимокорреляционной функции. В начальный момент времени $t_0 = 0$ осуществлялась обработка (3) во временном интервале $\Delta t = 20$ с. В момент времени $t_1 = t_0 + \delta t'$ проводилась следующая обработка в течение времени Δt , $\delta t' = 5$ с, и т.д. В результате за время наблюдения $T = 275$ с

получено $N = [(T - \Delta t)/\delta t'] + 1 = 52$ оценок параметров источника.

Модельная интерферограмма $I_m(f, t)$ (рис. 5), адекватно передающая основные свойства экспериментальной интерферограммы, строилась на основе интерференции полей двух лучей с использованием лучевой программы. При этом предполагалось, что в зоне траверса источник двигался по прямолинейной траектории.

Для иллюстрации на рис. 6 изображены двумерные разрезы нормированной трехмерной вза-

имокорреляционной функции (3) для двух моментов времени. Нормированные восстановленные параметры источника обозначены сверху прямой линией. Скорость нормирована на значение 30 м/с; расстояние и глубина нормированы на значение 87 м. По результатам моделирования параметры источника оцениваются как $r = 189$ м, $z = 10.9$ м, $w = 27.6$ м/с для $t_i = 10$ с; $r = 1049$ м, $z = 12.8$ м, $w = 26.9$ м/с для $t_i = 50$ с. За время наблюдения $T = 0-275$ с были обработаны интерферограммы для всех временных интервалов и с использованием алгоритма (3) восстановлены временные зависимости параметров источника $z(t)$, $r(t)$, $w(t)$.

На рис. 7 показана нормированная зависимость глубины $z(t)$. Как видно, во время эксперимента глубина источника изменялась в пределах ~1.5 м (в основном, при поворотах) и в среднем оценивается как $z = 11.4$ м.

С использованием зависимостей $\theta(t)$ и $r(t)$ вычислены координаты источника

$$X(t) = r(t) \sin \theta(t), \quad Y(t) = r(t) \cos \theta(t) \quad (4)$$

и траекторная зависимость $Y(X)$, представленная на рис. 8. Из него следует, что точка траверса была удалена от антенны на расстояние $r = 188$ м. Данная оценка близка к оценке, полученной из рис. 6. После прохождения точки траверса источник также перемещался прямолинейно, но по прямой, не параллельной оси x . В момент времени $t' \sim 70$ с источник начинал совершать петлеобразные траектории.

Скорость источника w на временном интервале Δt определялась как

$$w(\Delta t) = \frac{\sqrt{X^2(\Delta t) + Y^2(\Delta t)}}{\Delta t}. \quad (5)$$

Нормированная временная зависимость $w(t)$ отображена на рис. 9. Видно, что на поворотах не только изменяется глубина, но и уменьшается скорость. Как следствие, зависимость скорости от времени имеет сложный изрезанный характер. Восстановленные координаты источника соответствуют реальным значениям, погрешность не превышает 10%.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИНТЕРФЕРОГРАММЫ

Задача теоретического рассмотрения состояла в том, чтобы разобраться, как характеристики интерферограммы (или положения максимумов фокальных пятен голограммы) связаны с параметрами движущегося источника. Обсудим это на простом примере удаления источника от точки траверса B по прямолинейной траектории парал-

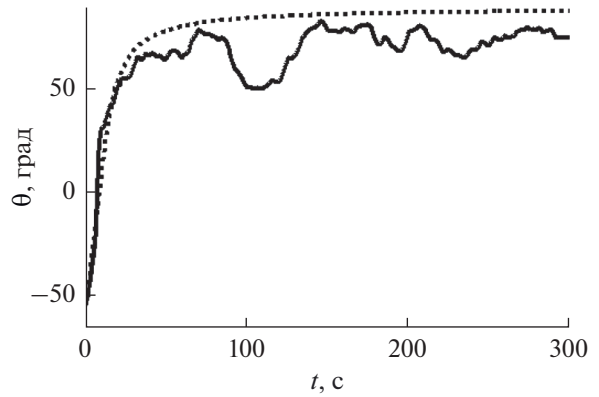


Рис. 4. Временная зависимость пеленга $\theta(t)$: сплошная линия – эксперимент, пунктир – моделирование.

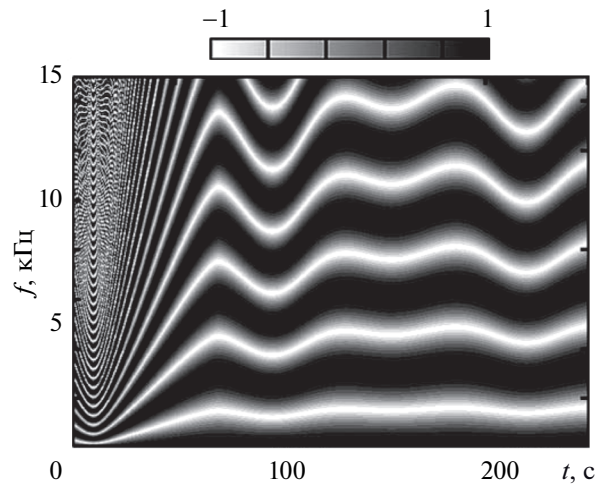


Рис. 5. Нормированная модельная интерферограмма.

лельно оси x с постоянной скоростью w и на фиксированной глубине z (рис. 1, пунктир). Допустим, что коэффициент отражения от свободной поверхности не зависит от частоты, угла падения и равен -1 .

Рассмотрим для примера зону, в которой источник начинал движение из точки траверса в сторону удаления от приемника. Тогда двухлучевая интерферограмма принимает вид [19]

$$I_t(t) = \frac{2W^2}{R^2(t)} \cos \Phi(\omega, t), \quad (6)$$

где

$$\Phi(\omega, t) = \eta \frac{\omega}{r(t)}. \quad (7)$$

Здесь $\eta = 2z_q z / c$, c – скорость звука, z_q – глубина приемника; $r(t) = \sqrt{r_0^2 + (wt)^2}$ – горизонтальное

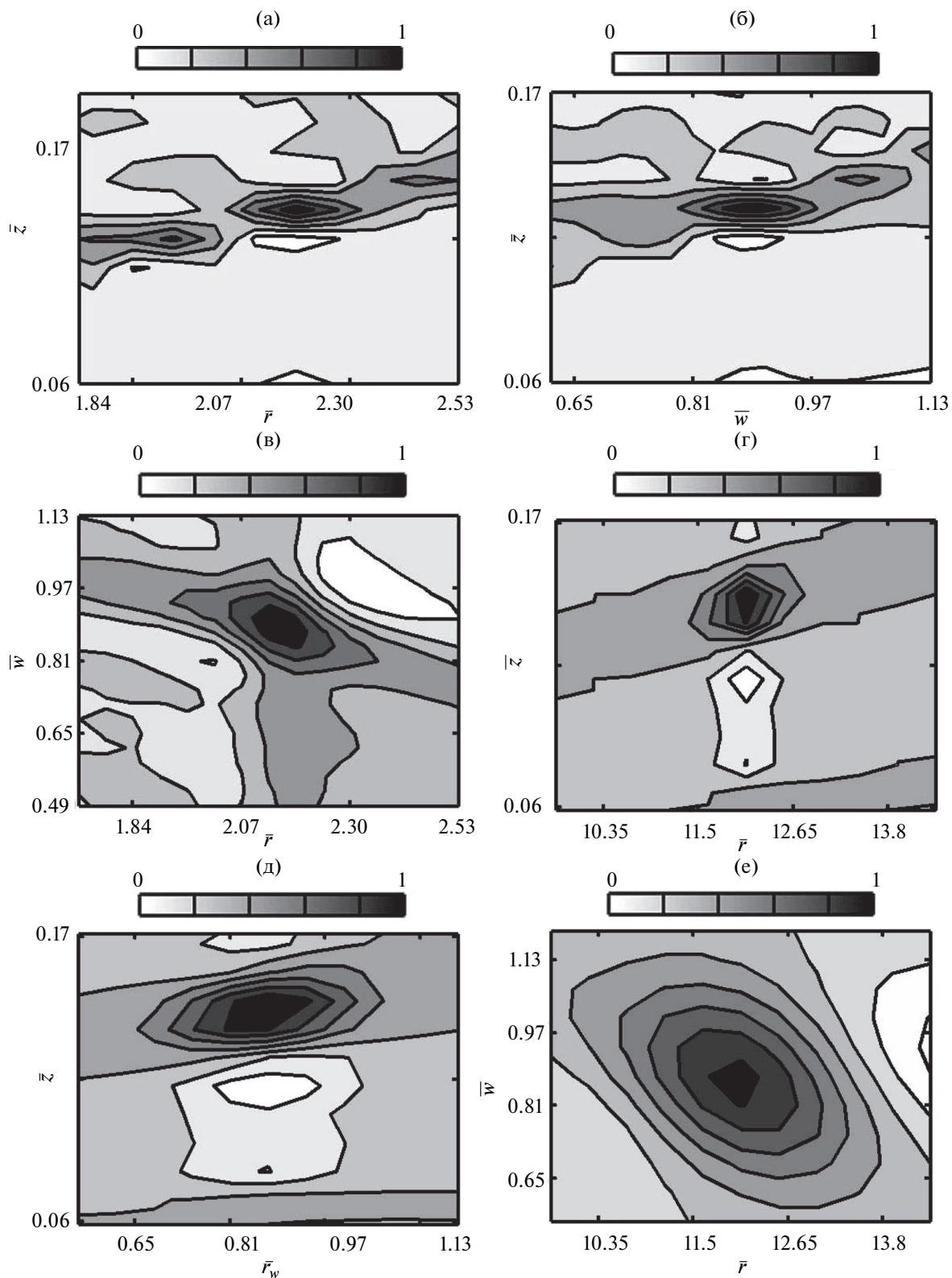


Рис. 6. Двумерные нормированные коэффициенты корреляции экспериментальной и модельной интерферограмм для двух моментов времени t_i . (а, г) – Глубина–расстояние, $t_i = 10, 50$ с. (б, д) – Глубина–скорость, $t_i = 10, 50$ с. (в, е) – Скорость–расстояние, $t_i = 10, 50$ с.

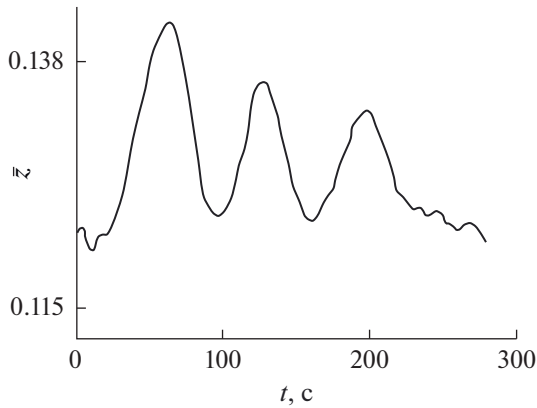


Рис. 7. Зависимость нормированной глубины z источника от времени t .

расстояние от приемника до источника в момент времени t , r_0 – расстояние в начальный момент времени $t = 0$ от точки траверса до приемника; $\bar{R}(t) = \sqrt{r^2(t) + z_q^2}$; W^2 – коэффициент, характеризующий мощность излучения. Принимая в среднем глубину источника $z = 11$ м, имеем $\eta = 0.47$ м с.

Кривая интерференционных максимумов определяется условием

$$\frac{\partial \Phi}{\partial f} df + \frac{\partial \Phi}{\partial t} dt = 0. \tag{8}$$

Используя (7), из (8) для производной кривой постоянной фазы получаем

$$\frac{df}{dt} = \frac{fw^2 t}{r^2(t)}. \tag{9}$$

Отсюда следует, что крутизна интерференционных полос в области траверса возрастает при увеличении времени, частоты, скорости источника и по мере удаления от точки траверса уменьшается. Подобный результат зарегистрирован и в эксперименте. Решая дифференциальное уравнение (9) при начальном условии $f(0) = f_0$, находим уравнение кривой интерференционных максимумов поля источника

$$f(t) = \frac{f_0}{r_0} r(t). \tag{10}$$

Частотный масштаб изменчивости интерферограммы в момент времени t , как следует из (7), равен

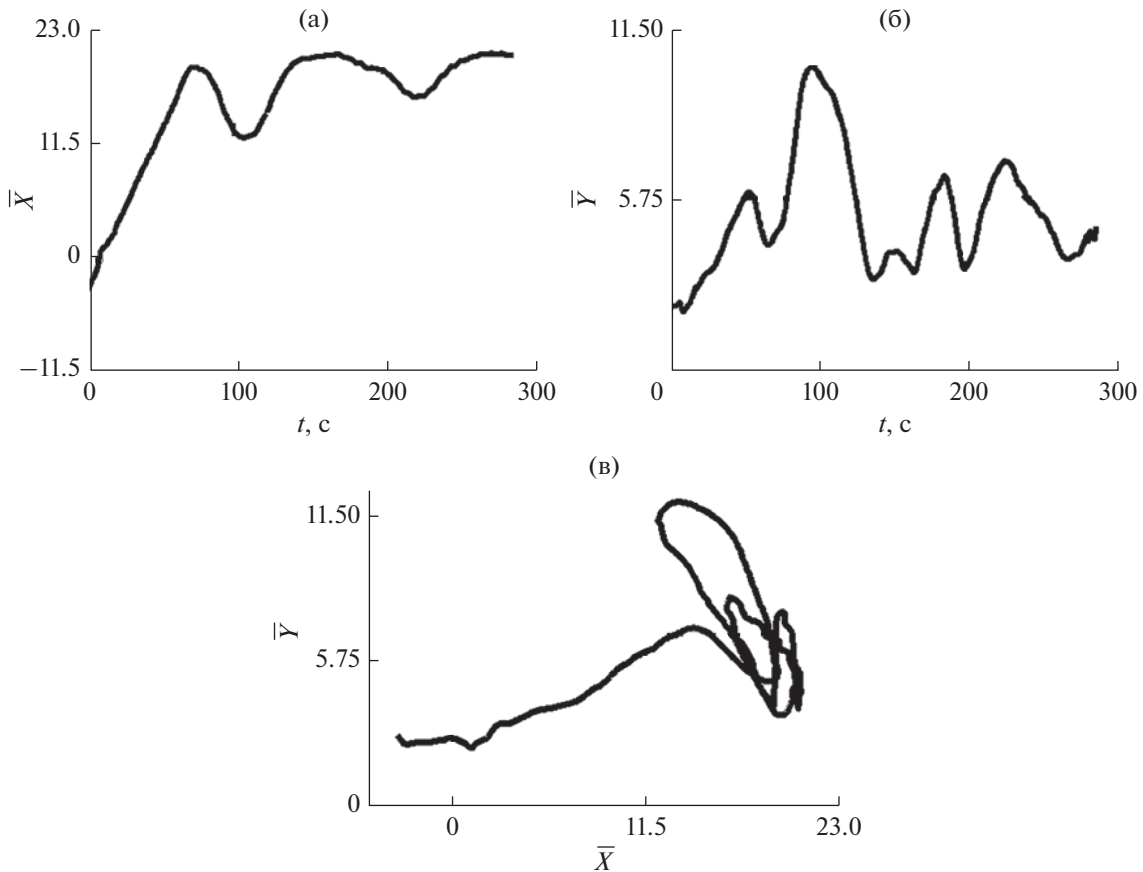


Рис. 8. Траекторные нормированные зависимости: (а) $X(t)$; (б) $Y(t)$; (в) $Y(X)$.

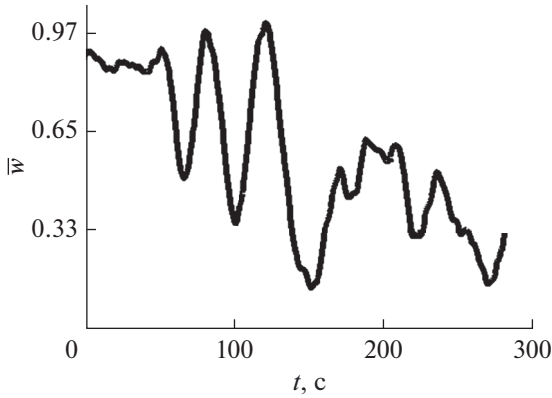


Рис. 9. Нормированная временная зависимость скорости движения источника $w(t)$.

$$\Lambda(t) = \frac{r(t)}{\eta}, \quad (11)$$

так что он возрастает с возрастанием скорости источника и удалением от приемника, уменьшается с увеличением заглубления и не зависит от частоты. Подобные закономерности наблюдались и в эксперименте. Например, в точке траверса ($r_0 = 189$ м) получаем $\Lambda(0) = 402$ Гц, что согласуется с экспериментальным значением $\Lambda = 404$ Гц. Если ширину интерференционной полосы $\Delta f(t)$ определить как ширину, в пределах которой фаза (7) меняется на $\pi/2$, то $\Delta f(t) = \Lambda(t)/4$. Величина Δt , обратная частотному масштабу, $\Delta t = 1/\Lambda$, представляет собой разность времен прихода прямого и отраженного от свободной поверхности лучей.

Временной масштаб D изменчивости интерферограммы, как следует из (7), определяется условием

$$\frac{1}{r(t)} - \frac{1}{r(t+D)} = \frac{1}{\eta f}. \quad (12)$$

Аналитического решения эта задача не имеет, поэтому обратимся к тем результатам, которые можно извлечь из (12) в некоторых предельных случаях.

1. Пусть $r_0^2 \gg (wt)^2$, т.е. рассматривается окрестность точки траверса, когда радиальная скорость равна нулю. Тогда, как следует из (12),

$$D = -t + \sqrt{t^2 + a}, \quad (13)$$

где $a = 2r_0^3/fw^2$. На практике можно ограничиться более слабым неравенством $r_0^2 \geq 3(wt)^2$. Для условий эксперимента данное приближение реализуется уже при $t \leq 4$ с. В точке траверса $t = 0$ имеем

$$D(0) = \sqrt{2} \frac{r_0 \sqrt{r_0}}{\sqrt{\eta f w}}. \quad (14)$$

Для полученных оценок ($r_0 = 189$ м, $\eta = 0.47$ м с), задаваясь частотой $f = 3.5$ кГц, имеем $D(0) = 3.3$ с, что близко к экспериментальному значению $D = 2.9$ с.

2. Пусть $r_0^2 \ll (wt)^2$, т.е. расстояние от источника до приемника больше траверсного расстояния. В этом случае, согласно (12),

$$D(t) = \frac{bt^2}{1 - bt}, \quad (15)$$

где $b = w/\eta f$. С ростом времени слагаемое bt растет и при значении $t_{cr} = 1/b$ временной масштаб становится бесконечным, так что локализация интерференционных полос производится вдоль горизонтальных линий. Предельному значению t_{cr} отвечает удаление источника от антенны $r_{cr} = f$. Задаваясь значениями $\eta = 0.47$ м с, $f = 3.5$ кГц, получаем: $t_{cr} = 60$ с, $r_{cr} = 1.64$ км. Данный эффект наблюдается на экспериментальной (см. рис. 2а) и модельной (см. рис. 5) интерферограммах и полностью согласуется с известными характеристиками поля для модели, когда справедлив эффект Ллойда [20].

Очевидным условием наблюдаемости интерферограммы является требование, чтобы ширина спектра Δf хотя бы в несколько раз превышала частотный масштаб $\Lambda(t)$ (11). В качестве критерия наблюдаемости интерферограммы примем неравенство

$$\Delta f \geq 2 \frac{r(t)}{\eta}, \quad (16)$$

которое эквивалентно условию, что наблюдается одна и более интерференционных полос. Ширина спектра ограничивает удаление источника от приемника, при этом максимальное удаление, соответствующее условию реализации одной полосы, оценивается как

$$r_{\max}(t) = \frac{1}{2} \Delta f \eta, \quad (17)$$

так что с увеличением полосы анализа и заглубления источника максимальное удаление возрастает. Для условий эксперимента $r_{\max} = 3.29$ км.

Можно показать также, что координаты максимума фокального пятна на голограмме (1), отвечающие действительному изображению источника, в точке траверса равны $\tau = \eta/r_0$, $v = 0$. Для оценок $\eta = 0.47$ м с, $r_0 = 189$ м получаем $\tau = 2.5$ мс, что близко к экспериментальному значению $\tau = 2.4$ мс (см. рис. 3).

Таким образом, модельная интерферограмма адекватно передает основные свойства экспериментальной интерферограммы до момента вре-

мени, когда источник начал совершать петлеобразные траектории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложен высокочастотный интерферометрический метод локализации шумового источника, использующий сигнал с одного из одиночных приемников антенны. В основе метода лежит частотно-временная обработка шумовых сигналов, согласованная с интерферограммой, формируемой движущимся источником. Модельная интерферограмма строилась на основе интерференции полей двух лучей: прямого и отраженного от свободной поверхности лучей. Метод апробирован на данных натурального эксперимента. По результатам обработки восстановлены временные зависимости пеленга, расстояния до антенны, скорости и глубины источника.

Двухлучевая модельная интерферограмма не требует знаний о параметрах дна и устойчива к поверхностному волнению, поэтому предложенная согласованная обработка оказалась работоспособной, позволив получить правильные временные зависимости параметров шумового источника. Совокупная картина фокальных пятен голограммы позволяет определять число лучей, формирующих поле, в различных акваториях. С удалением источника от приемника число лучей может увеличиваться, что будет приводить к усложнению интерференционной картины волнового поля. Если фокальные пятна не перекрываются, то на голограмме можно будет вырезать отдельные фокальные пятна и по отношению к ним реализовать обратное двукратное преобразование Фурье. Это даст возможность работать с двухлучевой интерферограммой, устойчивой по отношению к вариациям параметров дна.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№ 19-08-00941, № 19-29-06075). Научно-исследовательская работа Д.Ю. Просовецкого поддержана грантом Президента РФ (№ МК-933.2019.8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В.* Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы. СПб.: Наука, 2004. 410 с.
2. *Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 4. С. 406–418.
3. *Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 1. С. 33–45.
4. *Kuz'kin V.M., Kuznetsov G.N., Pereselkov S.A., Grigor'ev V.A.* Resolving power of the interferometric method of source localization // *Phys. Wave Phenom.* 2018. V. 26. № 2. P. 150–159.
5. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N., Kaznacheev I.A.* Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver // *Phys. Wave Phenom.* 2018. V. 26. № 1. P. 63–73.
6. *Kaznacheeva E.S., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A.* Measurement capability of the interferometric method of sound source localization in the absence of data on the waveguide transfer function // *Phys. Wave Phenom.* 2019. V. 27. № 1. P. 73–78.
7. *Kuznetsov G.A., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu.* Direction finding of a noise sound source // *Phys. Wave Phenom.* 2019. V. 27. № 3. P. 237–241.
8. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Рыбьянец П.В., Ткаченко С.А.* Реализация адаптивного интерферометрического метода локализации источника звука. Ч. I // *Вестн. ВГУ. Серия: Физика. Математика.* 2019. № 4. С. 19–29.
9. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / *Акустика океана. Современное состояние.* М.: Наука, 1982. С. 71–82.
10. *Орлов Е.Ф.* Интерференционная структура широкополосного звука в океане // *Проблемы акустики океана.* М.: Наука, 1984. С. 85–93.
11. *Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А.* Интерференция звуковых волн в океане. Владивосток: Дальнаука, 1998. 195 с.
12. *Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Mikhalevsky P.N.* An overview of matched field methods in ocean acoustics // *IEEE. J. Oceanic Eng.* 1993. V. 18. № 4. P. 401–423.
13. *Сазонтов А.Г., Малеханов А.И.* Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (обзор) // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
14. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Zvyagin V.G., Malykhin A.Yu., Prosovetskiy D.Yu.* Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf // *Phys. Wave Phenom.* 2018. V. 26. № 2. P. 160–167.
15. *Badiev M., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Tkachenko S.A.* Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II // *Phys. Wave Phenom.* 2019. V. 27. № 4. P. 313–319.
16. *Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Кенигсбергер Г.В., Колодиев О.В., Коротин П.И., Любавин Л.Я., Моисеев В.И., Орлов Д.А., Потапов О.А., Турчин В.И.* Эксперимент по оценке координат источника звука на шельфе черного моря // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 1. С. 1–9.
17. *Аверьянов А.В., Глебова Г.М., Кузнецов Г.Н., Смирнов Н.М.* Экспериментальная оценка пространственных координат источника шумового сигнала // *Гидроакустика.* 2013. Вып. 17 (1). С. 54–60.
18. *Полканов К.И., Кузнецов Г.Н., Михнюк А.Н., Смирнов Н.М.* Использование буксируемого векторно-скалярного модуля и согласованной фильтрации для однозначной оценки координат широкополосного источника в пассивном режиме // *Гидроакустика.* 2015. Вып. 24 (4). С. 36–51.
19. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
20. *Урик Р.Дж.* Основы гидроакустики. Пер с англ. Л.: Судостроение, 1978. 448 p.