

УДК 542.34

ФОРМИРОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАММЫ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИСТОЧНИКА ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

© 2023 г. В. М. Кузькин¹, С. А. Пересёлков², *

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр
“Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Воронежский государственный университет”, Воронеж, Россия

*E-mail: pereselkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.10.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Изложены физико-математические принципы голографической интерферометрии обработки широкополосных сигналов в океанических волноводах. Рассмотрено применение голографической обработки для локализации малошумных подводных источников.

DOI: 10.31857/S036767652270106X, EDN: MDTIYY

ВВЕДЕНИЕ

Голографическая обработка основана на устойчивых структурных особенностях интерференционной картины (интерферограммы) звукового поля, формируемой широкополосным источником звука. Под интерферограммой понимается квадрат модуля принимаемого сигнала в переменных частота–время. Обработка реализует квазикогерентное накопление спектральной плотности принимаемого сигнала вдоль локализованных полос интерферограммы в переменных частота–время. Далее к интерферограмме применяется двумерное преобразование Фурье, т.е. записывается голограмма выделенного фрагмента излучения источника в параметрах частота–время. На голограмме сигнальная спектральная плотность локализуется в малой области. Накопление помехи вдоль интерференционных полос не когерентно, на выходе интегрального преобразования спектральная плотность помехи распределена по всей области голограммы. Эти два отличия записи сигнальной и помеховой информации на голограмме позволяют решать проблему обнаружения и идентификации малошумных источников, которые ранее другими методами обработки не поддавались решению. В обзоре изложены физико-математические принципы голографической обработки с использованием одиночных векторно-скалярных приемников (ВСП) и ее применения в области локализации малошумных источников звука. При изложении материала будем следовать работе [1].

ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОГРАММЫ

Скалярную компоненту поля источника (звукового давления) в точке приема запишем в виде произведения излучаемого спектра сигнала $S(\omega)$ и передаточной функции волновода $B(\omega, r, z)$

$$P(\omega, r, z) = S(\omega) B(\omega, r, z), \quad (1)$$

$$B(\omega, r, z) = \sum_m A_m(\omega, r, z) \exp[ih_m(\omega)r]. \quad (2)$$

Здесь A_m и h_m – амплитуда и постоянная распространения (вещественная часть горизонтального волнового числа) m -й моды, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, r – горизонтальное расстояние между источником и ВСП. Цилиндрическое расстояние поля, модальные затухания и глубины источника и приемника учитываются в амплитудах мод. Пусть на удалении r_1 положение интерференционного максимума поля приходится на частоту ω_1 . Тогда при выполнении неравенства

$$\frac{|S(\omega_1)|}{d|S(\omega_1)|/d\omega} \gg \frac{|B(\omega_1, r_1, z)|}{d|B(\omega_1, r_1, z)|/d\omega}$$

влиянием спектра излучаемого сигнала на формирование интерферограммы можно пренебречь, считая его равномерным [2]. Интерферограмма определяется только передаточной функцией волновода.

КОМПОНЕНТЫ ПОЛЯ
ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОГО ПРИЕМНИКА

Горизонтальные компоненты колебательных скоростей частиц среды равны $V_x = V_r \cos\theta$, $V_y = V_r \sin\theta$, где

$$V_r = \frac{1}{\rho\omega} \sum_m A_m h_m(\omega) \exp[ih_m(\omega)r] \quad (3)$$

– колебательная скорость частиц в горизонтальной плоскости (x, y) . Здесь ρ – плотность водной среды, θ – угол (пеленг) между осью x ВСП и направлением на источник в горизонтальной плоскости [2]. Компоненты поля давления и горизонтальных колебательных скоростей $V_{x,y}$ синфазны между собой, вертикальная составляющая V_z смещена относительно них на фазу $(-\pi/2)$ [2]. При исследовании векторных полей широкое использование находит также вектор потока мощности, $\vec{W} = P\vec{V}$ [2].

ГОЛОГРАММА
ДВИЖУЩЕГОСЯ ИСТОЧНИКА

Полагая выполнение условия (3), спектр источника опускается. В переменных частота–время (ω, t) введем для интерферограмм обозначения $I = |P(\omega, t)|^2$, $X = V_x(\omega, t)V_r^*(\omega, t)$, $Y = V_y(\omega, t)V_r^*(\omega, t)$, $R = |V_r(\omega, t)|^2$. Интерферограммы и голограммы скалярной и векторных компонент поля, а также их комбинаций, когерентны и различаются помехоустойчивостью [2]. Поэтому ограничимся рассмотрением голограммы звукового давления

$$F(\tau, \tilde{\nu}) = \int_0^{\Delta t} \int_{\omega_1}^{\omega_2} I(\omega, t) \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] dt d\omega = \sum_m \sum_n m_n(\tilde{\nu}, \tau) F, \quad (4)$$

где парциальная голограмма, обусловленная интерференцией m -й и n -й мод [3]

$$F_{mn}(\tau, \tilde{\nu}) = \exp\left[i\left(\frac{\tilde{\nu}\Delta t}{2} - \tau\omega_0\right)\right] \times \exp\left\{i\left[h_{mn}(\omega_0)\left(\frac{\Delta t}{2}w + r_0\right)\right]\right\} \times \frac{\sin\left\{\left[(r_0 + wt_*)\frac{dh_{mn}(\omega_0)}{d\omega} - \tau\right]\frac{\Delta\omega}{2}\right\}}{\left[(r_0 + wt_*)\frac{dh_{mn}(\omega_0)}{d\omega} - \tau\right]\frac{\Delta\omega}{2}} \times \frac{\sin\left\{[wh_{mn}(\omega_0) + \tilde{\nu}]\frac{\Delta t}{2}\right\}}{\left[wh_{mn}(\omega_0) + \tilde{\nu}\right]\frac{\Delta t}{2}}, \quad (5)$$

Здесь $\tilde{\nu} = 2\pi$ и τ – круговая частота и время голограммы; Δt – время наблюдения; $\omega_{1,2} = \omega_0 \mp (\Delta\omega/2)$, ω_0 и $\Delta\omega$ – средняя частота и ширина спектра; r_0 – удаление источника в начальный момент времени $t = 0$; w – радиальная скорость источника; $h_{mn} = h_m - h_n$; $0 < t_* < \Delta t$.

Спектральная плотность (4) локализована в узкой полосе в форме фокальных пятен. Они расположены в первом и третьем квадрантах, когда источник приближается к приемнику ($w < 0$), и во втором и четвертом квадрантах, когда источник удаляется от приемника ($w > 0$). Область локализации содержит $(M - 1)$ основных максимумов (пиков) с координатами $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$, расположенными на прямой $\tilde{\nu}_\mu = \tilde{\epsilon}\tau_\mu$, где M – число мод, формирующих поле, $\mu = 1, M - 1$ – номер фокального пятна. Ближайший к началу координат пик, обусловленный интерференцией соседних мод, расположен в точке $(\tau_1, \tilde{\nu}_1)$. Координаты соседнего пика, вызванного интерференцией мод номеров $(m, m + 2)$, $(\tau_2, \tilde{\nu}_2)$ и т.д. Координаты пика, обусловленного интерференцией первой и последней моды $(\tau_{M-1}, \tilde{\nu}_{M-1})$. В точках с координатами $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$ суммируются $(M - \mu)$ основных пиков. Спектральная плотность (4) преимущественно сосредоточена в полосе, ограниченной прямыми линиями

$$\tilde{\nu} = \tilde{\epsilon}\tau + \delta\tilde{\nu}, \quad \tilde{\nu} = \tilde{\epsilon}\tau - \delta\tilde{\nu}, \quad \delta\tilde{\nu} = 2\pi/\Delta t. \quad (6)$$

Вне этой полосы спектральная плотность практически подавлена.

Радиальная скорость и начальное удаление источника от приемника связаны линейной зависимостью с координатами пиков фокальных пятен

$$\dot{w} = -\kappa_{w\mu} \tilde{\nu}_\mu, \quad \dot{r}_0 + \dot{w}t_* = \kappa_{r\mu} \tau_\mu, \quad (7)$$

$$\kappa_{w\mu} = \left[h_{m(m+\mu)}(\omega_0)\right]^{-1}, \quad (8)$$

$$\kappa_{r\mu} = \left[dh_{m(m+\mu)}(\omega_0)/d\omega\right]^{-1}.$$

Оценки параметров источника обозначены точкой сверху. Черта сверху означает усреднение по номерам мод.

На практике голографическая обработка реализуется сравнительно просто. За время наблюдения Δt в полосе излучения $\Delta\omega$ накапливаются J независимых реализаций сигнала длительностью T с временным интервалом между ними δT

$$J = \frac{\Delta t}{T + \delta T}. \quad (9)$$

Реализации независимы, если $\delta T > 2\pi/\Delta\omega$. Формируется интерферограмма и к ней применяется двумерное преобразование Фурье.

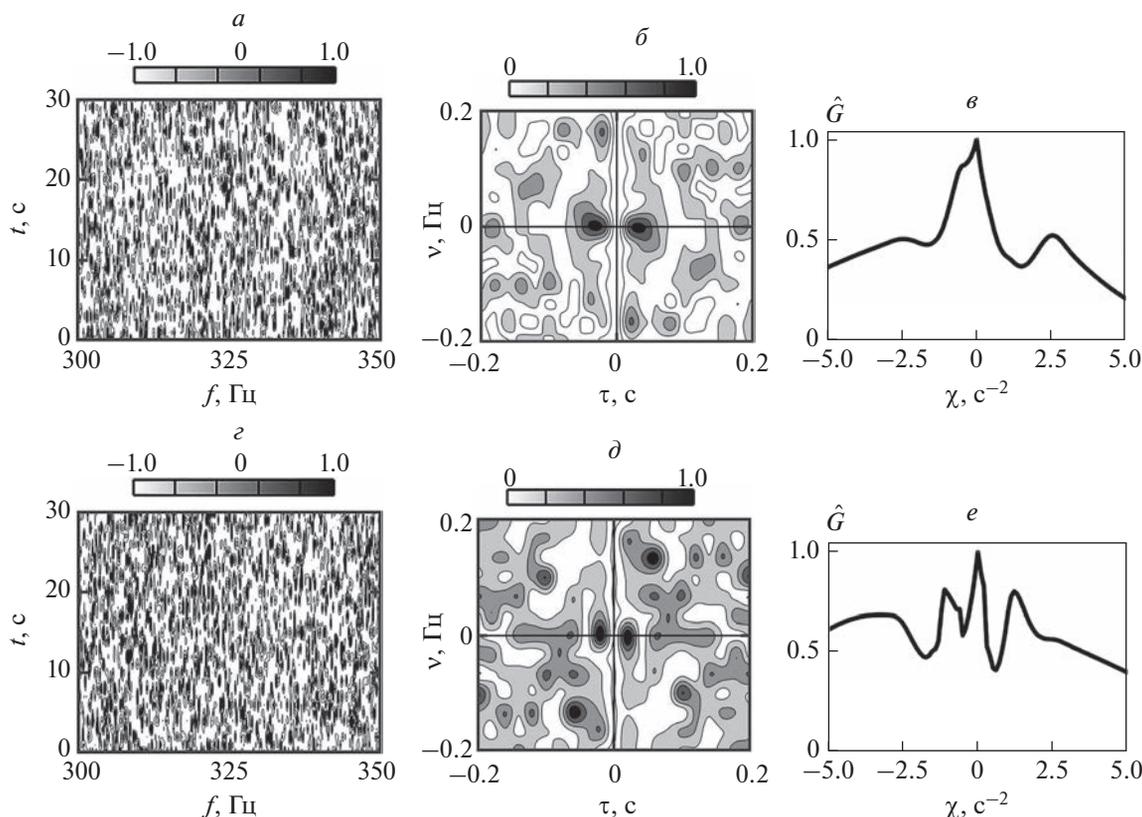


Рис. 1. Нормированные интерферограммы (а, с), голограммы (б, д) и функции обнаружения (е, е). Расстояния: 11.0 (а, б, е) и 11.5 км (с, д, е).

ЛОКАЛИЗАЦИЯ МАЛОШУМНОГО ИСТОЧНИКА

Обнаружение источника

В качестве критерия предельной дальности r_{max} обнаружения источника принимается условие, согласно которому максимум функции углового распределения спектральной плотности голограммы (функции обнаружения)

$$G[\tilde{\chi}, q_0(r)] = \int_0^{\Delta\tau} |F[\tau, \tilde{\nu}(\tau), q_0(r)]| \sqrt{1 + \tilde{\chi}^2} d\tau \quad (10)$$

в направлении $\tilde{\chi} = \tilde{\varepsilon}$ расположения пиков фокальных пятен сигнальной информации в два раза превышает помеховый уровень в направлениях $\tilde{\chi} \neq \tilde{\varepsilon}$,

$$G[\tilde{\varepsilon}, q_0(r_{max})] = 2G[\tilde{\chi}, q_0(r_{max})]. \quad (11)$$

Здесь $\Delta\tau$ – линейный размер области локализации по оси времени τ ; $\tilde{\chi}$ – варьируемое значение углового коэффициента; q_0 – входное отношение сигнал/помеха (с/п) [3]. Информация о передаточной функции не требуется.

Результаты голографической обработки для области предельных расстояний обнаружения

малозумного источника в численном эксперименте [4] показаны на рис. 1. На рис. 1а, 1с наблюдаются хаотические интерферограммы. На голограммах для расстояния $r = 11.0$ км (рис. 1б) имеет место структурированная картина фокальных пятен, которая становится случайной при расстоянии $r = 11.5$ км (рис. 1д). Оценка максимальной дальности обнаружения $r_{max} = 11.0$ км, входное отношение $c/p q_0 = -10$ дБ.

Пеленгование источника

Запишем голограммы F_X, F_Y, F_R интерферограмм X, Y, R . Голограммы F_X, F_Y с точностью до множителей $\cos\varphi$ и $\sin\varphi$ воспроизводят голограмму F_R [5]. На первом шаге определяется отношение максимумов функций обнаружения

$$|\operatorname{tg}\theta(q_0)| = \frac{G_Y[\hat{\varepsilon}(q_0)]}{G_X[\hat{\varepsilon}(q_0)]}. \quad (12)$$

Определение направления на источник неоднозначно: значения пеленгов $\pm\theta$, $\pi \pm \theta$ неразличимы. На втором шаге области голограмм за пределами зоны локализации очищаются от помехи, и восстанавливаются интерферограммы X, Y, R .

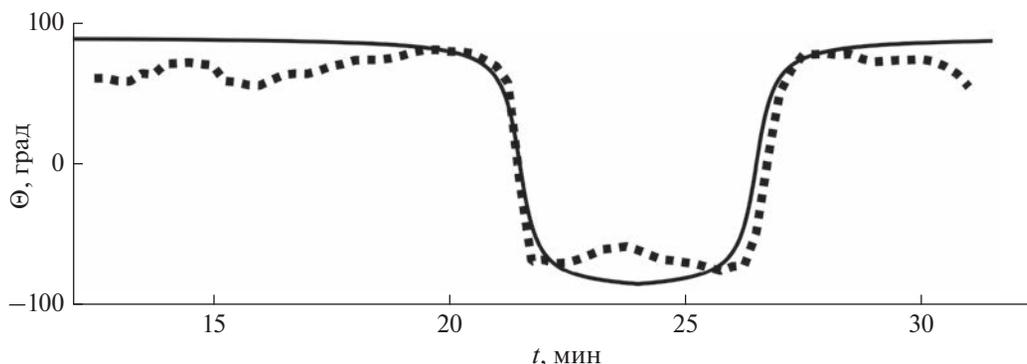


Рис. 2. Временная зависимость пеленга. Модельная зависимость – сплошная линия. Экспериментальная зависимость – пунктирная линия.

Неоднозначность пеленга автоматически устраняется при определении в фиксированный момент времени знака отношения интерферограмм

$$\frac{X(f)}{R(f)} = \cos \theta, \quad \frac{Y(f)}{R(f)} = \sin \theta. \quad (13)$$

Если $\cos \theta > 0, \sin \theta > 0$, то источник расположен в I-м квадранте ВСП; если $\cos \theta < 0, \sin \theta > 0$ – во II-м квадранте; если $\cos \theta < 0, \sin \theta < 0$ – в III-м квадранте; если $\cos \theta > 0, \sin \theta < 0$ – в IV-м квадранте.

Результаты пеленгования ВСП малозумного подводного источника в натурном эксперименте [6] представлены на рис. 2. В области траверса при прямом галсе (время ≈ 21 мин) и обратном галсе (время ≈ 27 мин) наблюдаются скачки пеленга, обусловленные изменением направления движения источника по отношению к ВСП.

Определение глубины

Информация о глубине источника z_s заключена в собственных функциях $\psi_m(z_s, f)$, т.е. содержится в амплитудах мод A_m . На голограмме спектральная плотность сигнала вырезается и к ней применяется обратное двумерное преобразование Фурье. Полученная интерферограмма подвергается одномерному преобразованию Фурье для восстановления огибающей сигнала, по которой далее определяются амплитуды мод. Оценка глубины z_s источника сводится к решению уравнения [7]

$$\Phi_{m(m+1)}(\dot{z}_s) = |\phi_{m(m+1)}(\dot{z}_s) - \beta_{m(m+1)}|, \quad (14)$$

$$\phi_{m(m+1)}(\dot{z}_s) = \frac{\Psi_m(\dot{z}_s, f_0) \Psi_m(z_q, f_0)}{\Psi_{m+1}(\dot{z}_s, f_0) \Psi_{m+1}(z_q, f_0)}, \quad (15)$$

$$\beta_{m(m+1)} = \frac{A_m}{A_{m+1}}.$$

Решение неоднозначное. Для избавления от некорректности выполняется совместная оценка глубины для разных пар отфильтрованных мод. Оценкой глубины будет значение, которое является общим для выбранных комбинаций. Метод оценки глубины источника малочувствителен к вариациям собственных функций и ошибкам измерений амплитуд мод.

ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

На выходе голографической обработки предельное отношение с/п q оценивается как [8]

$$q = J\gamma q_0, \quad (16)$$

где множитель J характеризует выигрыш в помехоустойчивости при временном накоплении спектральной интенсивности, а множитель $\gamma = S_n/S_s$. Здесь $S_{n,s}$ – площадь распределения спектральной плотности на голограмме помехи и сигнала соответственно. Оценка (16) справедлива при условии, что временное накопление спектральной плотности сигнала когерентно вдоль интерференционных полос, а для помехи – не когерентно. Такое накопление реализуется при выполнении неравенства $q_0 > q_{lim}$. В случае изотропной помехи для скалярной компоненты поля источника $q_{lim} = b/J^2$ [1]. Здесь $b \approx 1$ и $b \approx 1.5$ относятся к детерминированному и шумовому источникам. Использование векторных и комбинационных составляющих векторно-скалярного поля позволяет значение q_{lim} уменьшить в 4–5 раз [2].

Уменьшение входного отношения с/п q влечет за собой увеличение временных интервалов J , которое при фиксированном времени наблюдения Δt ограничено минимальной длительностью T_{min} сигнала [8]

$$T_{min} = 5r |(1/u_1(\omega_0) - (1/u_M(\omega_0)))|, \quad (17)$$

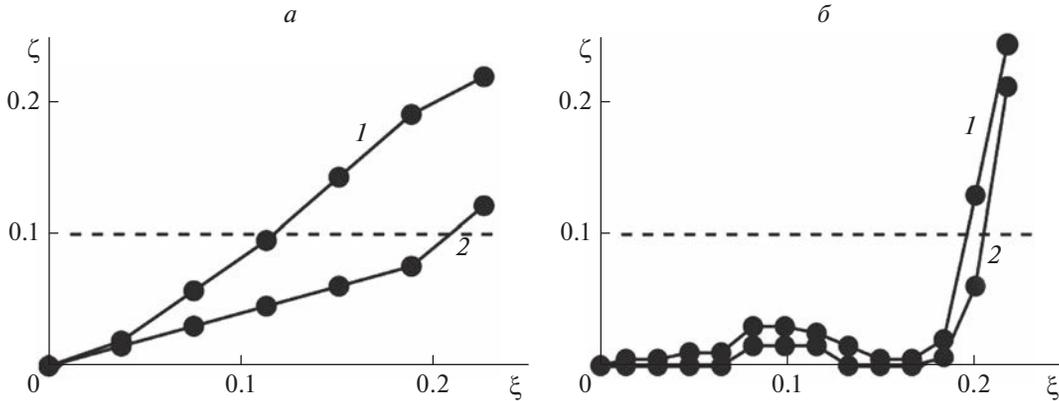


Рис. 3. Зависимости относительных изменений координат пика фокального пятна от относительных вариаций глубины волновода (а) и скорости звука (б). По оси абсцисс $\xi = |\Delta H|/H_0$ и $\xi = |\Delta c|/c_0$; по оси ординат: $\zeta = |\Delta\tau_1|/\tau_1$ (кривая 1) $\zeta = |\Delta v_1|/v_1$ (кривая 2).

так что с увеличением расстояния r и средней частоты спектра ω_0 минимальная длительность сигнала возрастает и уменьшается соответственно. Последнее связано с тем, что при возрастании частоты групповые скорости мод $u_m(\omega_0)$ асимптотически стремятся к постоянному значению, не зависящему от номера моды. Для входного отношения с/п q_0 оценка предельной дальности обнаружения источника равна

$$r_{max} = \sqrt{\frac{q_0}{b}} \frac{\Delta t}{5 |dh_{1M}(\omega_0)/d\omega|}. \quad (18)$$

Характерной чертой соотношения (18) является то обстоятельство, что в него входят параметры передаточной функции волновода, поэтому их физическое содержание различно в зависимости от выбора акватории.

УСТОЙЧИВОСТЬ ОБРАБОТКИ ПО ОТНОШЕНИЮ К ВАРИАЦИЯМ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНОВОДА

В отсутствие помех рассмотрим устойчивость оценок радиальной скорости \dot{w} и удаления источника \dot{r} при неточном задании глубины волновода H и скорости звука c в толще воды относительно параметров опорного волновода H_0 и c_0 . Анализ проведем раздельно: глубина волновода изменяется, скорость звука сохраняется и наоборот. Измененные параметры волновода обозначим как $H = H_0 + \Delta H$, $c = c_0 + \Delta c$. При проведении моделирования $\Delta H \geq 0$, $\Delta c \leq 0$.

Введем обозначения: $\dot{w}(H_0, c_0)$ и $\dot{r}(H_0, c_0)$ – оценки радиальной скорости и удаления источника в опорном волноводе; $\Delta\dot{w}(\Delta H, c_0)$ и $\Delta\dot{r}(\Delta H, c_0)$ – вариации радиальной скорости и

удаления источника при изменении глубины; $\Delta\dot{w}(H_0, \Delta c)$ и $\Delta\dot{r}(H_0, \Delta c)$ – вариации радиальной скорости и удаления источника при изменении скорости звука; $v_1(H_0, c_0)$ и $\tau_1(H_0, c_0)$ – координаты пика фокального пятна голограммы в опорном волноводе; $\Delta v_1(\Delta H, c_0)$ и $\Delta\tau_1(\Delta H, c_0)$ – смещения координат пика фокального пятна при изменении глубины; $\Delta v_1(H_0, \Delta c)$ и $\Delta\tau_1(H_0, \Delta c)$ – смещения координат пика фокального пятна при изменении скорости звука.

Оценим области допустимых отклонений ΔH от H_0 и Δc от c_0 , в которых выполнены неравенства

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\dot{w}(\Delta H, c_0)}{\dot{w}(H_0, c_0)} \leq 0.1, \quad \frac{\Delta\dot{r}(\Delta H, c_0)}{\dot{r}(H_0, c_0)} \leq 0.1, \\ \frac{\Delta\dot{w}(H_0, \Delta c)}{\dot{w}(H_0, c_0)} \leq 0.1, \quad \frac{\Delta\dot{r}(H_0, \Delta c)}{\dot{r}(H_0, c_0)} \leq 0.1, \end{aligned} \quad (19)$$

рассматриваемые как критерии приемлемой эффективной устойчивости голографической обработки. При выполнении условий (19) относительные вариации координат пика фокального пятна при изменении параметров волновода удовлетворяют неравенствам [9]

$$\begin{aligned} \frac{\Delta v_1(\Delta H, c_0)}{v_1(H_0, c_0)} \leq 0.1, \quad \frac{\Delta\tau_1(\Delta H, c_0)}{\tau_1(H_0, c_0)} \leq 0.1, \\ \frac{\Delta v_1(H_0, \Delta c)}{v_1(H_0, c_0)} \leq 0.1, \quad \frac{\Delta\tau_1(H_0, \Delta c)}{\tau_1(H_0, c_0)} \leq 0.1. \end{aligned} \quad (20)$$

Результаты численного эксперимента [9] приведены на рис. 3, где горизонтальным пунктиром отмечена область относительных изменений координат пика фокального пятна, в которой выполнены условия (19). Из рис. 3а следует, что $\Delta H_r \leq 6.2$ м и $\Delta H_w \leq 11.2$ м. Нижние индексы “r, w” относятся к допустимым вариациям глуби-

ны и скорости звука при восстановлении расстояния и радиальной скорости источника в соответствии с критерием (19). В то же время из рис. 3б следует, что $\Delta c_r \leq 289.9$ м/с и $\Delta c_w \leq 343.7$ м/с.

В рамках критерия (19) относительные погрешности оценок радиальной скорости и удаления источника не превышают относительных вариаций глубины волновода и скорости звука в воде. Данный результат свидетельствует об устойчивости оценок параметров источника при неточном задании характеристик волновода. Устойчивость обработки объясняется формированием коэффициентов (8) через разности постоянных распространения и их производных по частоте для разных номеров интерферирующих мод.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одной из наиболее важных проблем обработки гидроакустической информации является обеспечение высокой помехоустойчивости, совмещенной с малой чувствительностью к изменяющимся условиям распространения волнового поля в океанической среде. Трудности подхода к ее решению вытекают из ограниченности применяемых методов решения, не учитывающих интерференционную картину поля широкополосного источника. Как показали исследования последних лет, решение проблемы обеспечивает голографическая обработка, где играет роль интерференция волн широкополосного источника. Ее применение, особенности которой отражены в данном обзоре, позволило существенным обра-

зом продвинуться в решении задачи обнаружения и локализации малошумных источников.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-06075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А. // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 4(30). С. 49.
2. Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 33; Kaznacheev I.V., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Acoust. Phys. 2018. V. 64. No. 1. P. 37.
3. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 406; Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Acoust. Phys. 2017. V. 63. No. 4. P. 449.
4. Казначеева Е.С., Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В. и др. // Подводные исследования и робототехника. 2021. № 4(38). С. 80.
5. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A. et al. // Phys. Wave Phenom. 2019. V. 27. No. 3. P. 237.
6. Матвиенко Ю.В., Хворостов Ю.А., Каморный А.В. и др. // Подводные исследования и робототехника. 2022. № 3(39). С. 4.
7. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D. Yu. // Phys. Wave Phenom. 2016. V. 24. No. 4. P. 310.
8. Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. et al. // Phys. Wave Phenom. 2020. V. 28. No. 1. P. 68.
9. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. // J. Acoust. Soc. Amer. 2022. V. 151. No. 2. P. 666.

Broadband sound source hologram formation and application in oceanic waveguides

V. M. Kuz'kin^a, S. A. Pereselkov^{b, *}

^a Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

^b Voronezh State University, Voronezh, 394006 Russia

*e-mail: pereselkov@yandex.ru

The physical and mathematical basics of holographic interferometry of broadband signal processing in oceanic waveguides are presented. The application of holographic processing for localization of low-noise sources is considered.