

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.317

## Голографический метод локализации движущегося подводного источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн

<sup>1</sup>Кузькин В.М., <sup>2</sup>Пересёлков С.А., <sup>3</sup>Грачев В.И., <sup>2</sup>Ткаченко С.А., <sup>2</sup>Ладыкин Н.В., <sup>2</sup>Куцов М.В.

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, <http://www.gpi.ru/>  
Москва 119991, Российская Федерация

<sup>2</sup>Воронежский государственный университет, <http://www.vsu.ru/>  
Воронеж 394006, Российская Федерация

<sup>3</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, <http://www.cplire.ru/>  
Москва 125009, Российская Федерация

*E-mail: kumiov@yandex.ru, pereselkov@yandex.ru, grachev@cplire.ru, sega-th@mail.ru, ladykin.edu@yandex.ru, mkutsov.edu@yandex.ru*

*Поступила 04.07.2023, рецензирована 11.07.2023, принята 18.07.2023*

**Аннотация.** В рамках численного эксперимента рассмотрена голографическая обработка шумоизлучения движущегося подводного источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн, вызывающих горизонтальную рефракцию волн звукового поля. Интерференция невозмущенного и возмущенного полей формирует муаровую интерференционную картину (интерферограмму), маскирующую интерферограмму шумового источника. Регистрация муаровой интерферограммы с помощью двумерного преобразования Фурье позволяет разделить спектральные плотности невозмущенного и возмущенного полей. Это дает возможность реконструировать интерферограмму невозмущенного поля в присутствии интенсивных внутренних волн. Оценена относительная погрешность ее реконструкции. Проанализированы ошибки восстановления дальности и радиальной скорости источника, обусловленные горизонтальной рефракцией.

**Ключевые слова:** мелкое море, движущийся источник звука, интенсивные внутренние волны, горизонтальная рефракция, интерферограмма, голограмма

**УДК 004.052.34**

**Благодарности:** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>. Численные расчеты интерферограммы звукового поля проведены С.А. Ткаченко при поддержке гранта Президента РФ МК-4846.2022.4.

**Для цитирования:** Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Ладыкин Н.В., Куцов М.В. Голографический метод локализации движущегося подводного источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(3):317-326. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.317.

## Holographic Method for Localization of a Moving Underwater Sound Source in the Presence of Intense Internal Waves

Venedikt V. Kuz'kin

Prokhorov Institute of General Physics of Russian Academy of Sciences, <http://www.gpi.ru/>  
Moscow 119991, Russian Federation

*E-mail: kumiov@yandex.ru*

**Sergey A. Pereselkov, Sergey A. Tkachenko, Nikolay V. Ladykin, Mikhail V. Kutsov**

Voronezh State University, <http://www.vsu.ru/>

Voronezh 394006, Russian Federation

*E-mail: pereselkov@yandex.ru, sega-th@mail.ru, ladykin.edu@yandex.ru, mkutsov.edu@yandex.ru*

**Vladimir I. Grachev**

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, <http://www.cplire.ru/>

Moscow 125009, Russian Federation

*E-mail: grachev@cplire.ru*

*Received July 04, 2023, peer-reviewed July 11, 2023, accepted July 18, 2023*

**Abstract:** Within the framework of a numerical experiment, the holographic processing of noise emission from a moving underwater sound source in the presence of intense internal waves, which cause horizontal refraction of sound field waves, is considered. The interference of the undisturbed and disturbed fields forms a moiré interference pattern (interferogram) that masks the interferogram of a noise source. Registration of a moiré interferogram using a two-dimensional Fourier transform makes it possible to separate the spectral densities of the unperturbed and perturbed fields. This makes it possible to reconstruct the interferogram of the unperturbed field in the presence of intense internal waves. The relative error of its reconstruction is estimated. The errors in reconstructing the range and radial velocity of the source due to horizontal refraction are analyzed.

**Keywords:** shallow sea, moving sound source, intense internal waves, horizontal refraction, interferogram, hologram

**UDC 004.052.34**

**Acknowledgments:** The study was supported by the Russian Science Foundation grant No. 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>. Numerical calculations of the sound field interferogram were carried out by S.A. Tkachenko with the support of the grant of the President of the Russian Federation MK-4846.2022.4.

**For citation:** Venedikt M. Kuz'kin, Sergey A. Pereselkov, Vladimir I. Grachev, Sergey A. Tkachenko, Nikolay V. Ladykin, Mikhail V. Kutsov. Holographic Method for Localization of a Moving Underwater Sound Source in the Presence of Intense Internal Waves. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technology*, 2023, 15(3):317-326e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.317.

## СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (318)
2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В МЕЛКОВОДНЫХ АКВАТОРИЯХ (319)
3. ОПИСАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН (319)
4. ФОРМИРОВАНИЕ ГОЛОГРАММЫ (320)
5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ (321)
6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (325)

## ЛИТЕРАТУРА (325)

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все больший интерес в акустике океана представляют работы по голографической интерферометрии с

применением двумерного преобразования Фурье (2D-FT) интерферограммы, позволяющей решать большой круг новых задач в области обработки гидроакустической информации [1-3]. Под интерферограммой понимается квадрат модуля принимаемого сигнала в переменных частота-время. Интерферограмма характеризуется волноводным инвариантом [4], который определяет угловой коэффициент наклона интерференционных полос. Угловой коэффициент устанавливает связь между частотным сдвигом интерференционных максимумов звукового поля и временем (расстоянием) при сохранении разности фаз между интерферирующими модами. Геометрия расположения локализованных полос определяется параметрами волновода, скоростью

и траекторией источника звука. На выходе интегрального преобразования (голограммы) спектральная плотность локализуется в узкой полосе в форме фокальных пятен, отвечающих интерференции мод различных номеров. На голограмме записываются амплитуды интерферирующих мод и разность фаз между ними во всех промежуточных состояниях, которые источник последовательно проходит за время наблюдения.

В работах [1-3] принималось, что океаническая среда является однородной, т.е. ее характеристики в пространственно-временной области неизменны. При наличии гидродинамических возмущений интерферограмму можно представить как сумму интерферограмм невозмущенного и возмущенного волновода. Преобразование 2D-FT является линейным процессом, что позволяет голограмму рассматривать как линейную суперпозицию голограмм невозмущенного и возмущенного волновода. Если спектральные плотности невозмущенной и возмущенной голограмм разделяются, то обратное преобразование 2D-FT к выделенным спектральным плотностям позволяет наблюдать интерферограммы невозмущенного и возмущенного полей.

Впервые успешное разделение невозмущенной и возмущенной голограмм продемонстрировано при обработке данных натурального эксперимента SWARM-95 на стационарных трассах [5,6], когда интенсивные внутренние волны (ИВВ) вызывали горизонтальную рефракцию и взаимодействие мод акустического поля источника [7]. В работах [8,9] данный эффект был теоретически описан и подтвержден результатами численного моделирования, были оценены погрешности восстановления интерферограмм невозмущенных полей.

В данной работе, обобщая результаты [8], в рамках численного моделирования рассмотрена голографическая обработка движущегося источника в поле ИВВ, обуславливающих горизонтальную рефракцию мод. Оценено влияние ИВВ на погрешность восстановления удаленности,

радиальной скорости (проекция скорости по направлению к приемнику) источника и интерферограммы невозмущенного поля.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В МЕЛКОВОДНЫХ АКВАТОРИЯХ

Интенсивные внутренние волны – гидродинамическое явление, широко распространенное в океанической среде. В мелководных акваториях они представляют собой цуги интенсивных короткопериодных колебаний водной поверхности постоянной плотности, трактуемые как цуги солитонов, которые распространяются в направлении береговой кромки. Причина их возникновения обусловлена внутренними приливами [10]. Согласно экспериментальным данным для цугов солитонов характерны параметры: скорость  $u \sim 0.5-1$  м/с, промежутки затишья  $\delta L \sim 5-10$  км, длина  $L \sim 2-4$  км, период  $D \sim 200-400$  м (расстояние между гребнями соседних солитонов), полуширина  $\eta \sim 50-150$  м, амплитуда  $B \sim 10-30$  м [11-13]. Цуги солитонов характеризуются: а) анизотропностью в горизонтальной плоскости, радиус кривизны фронта  $r = 15-25$  км; б) квазисинусоидальностью в направлении распространения, т.е. пространственным узким спектром; в) синхронностью вертикальных смещений по глубине, что свидетельствует о доминировании первой гравитационной моды. Указанные свойства обуславливают горизонтальную рефракцию звуковых волн источника, если акустическая трасса расположена под малым углом к волновому фронту цуга солитонов [14,15].

## 3. ОПИСАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Примем, что скорость цуга солитонов направлена по нормали к трассе, расположенной вдоль горизонтальной оси  $X$ . Волновой фронт солитонов полагается плоским. В отсутствие возмущения океанической среды волновод считается горизонтально-однородным глубиной  $H$ . Невозмущенные значения величин обозначаются чертой сверху, а возмущенные

– тильдой. При сделанных обозначениях квадрат показателя преломления

$$n^2(x, y, z_q, t) = \bar{n}^2(z) + \tilde{n}^2(x, y, z, t), \quad (1)$$

где  $z_q$  – глубина приемника,  $t$  – время, ось  $y$  перпендикулярна оси  $X$  (правосторонняя декартова система координат). Под показателем преломления понимается отношение скоростей звука на поверхности  $z = 0$  к значению скорости звука на рассматриваемой глубине. Согласно [16]

$$\tilde{n}^2(x, y, z_q, t) = -2QN^2(z_q)(z)(y, t). \quad (2)$$

Здесь  $Q \approx 2.4 \text{ с}^2/\text{м}$  – константа, определяемая физическими свойствами воды;  $N(z)$  – частота плавучести;  $\Phi(z)$  – собственная функция первой гравитационной моды, нормированная на собственное значение на глубине приема;  $\zeta(y, t)$  – отклонение поверхности от глубины, где  $\Phi(z) = 1$ . В силу выбранной геометрии задачи правая часть выражения (2) не зависит от координаты  $x$ . Огибающую пуга солитонов  $\zeta(y, t)$  при пересечении трассы запишем в виде последовательности  $N$  различных солитонов с амплитудами  $B_n$ , сдвинутыми друг относительно друга на период  $D_n$  и распространяющимися со скоростями  $u_n$

$$\zeta(y, t) = \sum_{n=1}^N -B_n \text{sech}^2[(y - D_n - u_n t) / \eta_n], \quad (3)$$

где  $\eta_n$  – полуширина  $n$ -го солитона на уровне 0.42 от максимума [10]. Знак минус означает, что возмущение показателя преломления направлено в сторону дна.

Учитывая малость  $\tilde{n}^2$  по отношению к  $\bar{n}^2$ ,  $\tilde{n}^2 \ll \bar{n}^2$ , вещественную часть горизонтального волнового числа  $h_m(x, z, t)$  (постоянной распространения) звукового поля моды номера  $m$  представим как

$$h_m(y, z, t) = \bar{h}_m + \tilde{h}_m(y, z, t), \quad (4)$$

где линейная поправка в рамках теории возмущений [14] определяется выражением

$$\tilde{h}_m(y, z, t) = \frac{\bar{k}_0^2}{2h_m} \int_0^H \bar{\Psi}_m^2(z) \tilde{n}^2(y, z, t) dz. \quad (5)$$

Здесь  $\bar{k}_0^2 = \omega^2 / \bar{c}_0^2$  – квадрат волнового числа на глубине  $z = 0$ ,  $\omega = 2\pi f$  – циклическая частота;  $\bar{\Psi}_m(z)$  – собственная функция  $m$ -й моды. Подставив (2) в (5), получаем

$$\tilde{h}_m(y, z, t) = -q_m \zeta(y, t), \quad (6)$$

где форма

$$q_m = \frac{Q\bar{k}_0^2}{h_m} \int_0^H \bar{\Psi}_m^2(z) N^2(z) \Phi(z) dz \quad (7)$$

– зависимость линейной поправки постоянной распространения от номера моды. Границы применимости метода возмущения ограничены амплитудами солитонов порядка несколько десятков метров, характерных для мелководных акваторий [14].

#### 4. ФОРМИРОВАНИЕ ГОЛОГРАММЫ

Под полем широкополосного источника понимается звуковое давление в переменных частота-время. Интерферограмму излучения движущегося источника запишем в виде суммы мод

$$I(\omega, t) = |S(\omega)|^2 \sum_m \sum_n A_m(\omega, t) A_n^*(\omega, t) \exp[ih_{mn}(\omega)(r_0 + wt)] = \sum_m \sum_n I_{mn}(\omega, t), \quad m \neq n. \quad (8)$$

где  $h_{mn}(\omega) = h_m(\omega) - h_n(\omega)$ . Здесь  $S(\omega)$  – спектр сигнала;  $A_m(\omega, t)$  – амплитуда  $m$ -й моды;  $r_0$  – начальное расстояние в момент времени  $t_0 = 0$ ,  $w$  – радиальная скорость источника. Верхний индекс «\*» обозначает комплексно-сопряженную величину. Цилиндрическое расхождение, модальное затухание и глубины расположения источника  $z_s$  и приемника  $z_q$  учитываются в амплитуде моды. Число мод равно  $M$ . Условие  $m \neq n$  означает, что из интерферограммы вычтено среднее значение. Если эту операцию не выполнить до применения преобразования 2D-FT, то на голограмме в начале координат появится интенсивный пик.

Применим к интерферограмме (8) преобразование 2D-FT

$$F(\tau, \tilde{\nu}) = \sum_m \sum_n \int_0^{\Delta t} \int_{\omega_1}^{\omega_2} I_{mn}(\omega, t) \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] dt d\omega = \sum_m \sum_n F_{mn}(\tau, \tilde{\nu}). \quad (9)$$

Здесь  $\tau$  и  $\tilde{\nu} = 2\pi\nu$  – время и круговая частота голограммы;  $\omega_{1,2} = \omega_0 \pm (\Delta\omega/2)$ ,  $\Delta\omega$  – полоса,  $\omega_0$  – средняя частота спектра;  $\Delta t$  – время наблюдения. Ограничимся линейным приближением волноводной дисперсии



$$h_m(\omega) = h_m(\omega_0) + \frac{dh_m(\omega_0)}{d\omega}(\omega - \omega_0). \quad (10)$$

Полагая амплитудный спектр сигнала  $|S|$  и амплитуду  $A_m$  с изменением частоты  $\omega$  медленно меняющимися по сравнению с быстро осциллирующим множителем  $\exp[ih_m(\omega)(r_0 + w\tau)]$ , для парциальной голограммы  $F_{mn}(\tau, \tilde{\nu})$  (9) получаем [2]

$$F_{mn}(\tau, \tilde{\nu}) = |S(\omega_0)|^2 A_m(\omega_0) A_n^*(\omega_0) \Delta\omega \Delta t \exp[ii_{mn}(\tau, \tilde{\nu})] \times \sin\left\{ \left[ r_0 \frac{dh_m(\omega_0)}{d\omega} - \tau \right] \frac{\Delta\omega}{2} \right\} \sin\left\{ [wh_m(\omega_0) + \tilde{\nu}] \frac{\Delta t}{2} \right\} \times \frac{1}{\left[ r_0 \frac{dh_m(\omega_0)}{d\omega} - \tau \right] \frac{\Delta\omega}{2} [wh_m(\omega_0) + \tilde{\nu}] \frac{\Delta t}{2}}, \quad (11)$$

где фаза

$$\Phi_{mn}(\tau, \tilde{\nu}) = \left( \frac{\tilde{\nu}\Delta t}{2} - \tau\omega_0 \right) + h_m(\omega_0) \left( \frac{\Delta t}{2} w + r_0 \right). \quad (12)$$

В (11) положено приближение  $r_0 \gg w\Delta t$ .

Спектральная плотность (9) локализована в двух узких областях в форме фокальных пятен. Они расположены: в первом и третьем квадрантах, если источник приближается к приемнику,  $w < 0$ ; во втором и четвертом квадрантах, если источник удаляется от приемника,  $w > 0$ . Область локализации содержит  $(M - 1)$  основных максимумов с координатами  $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$ , расположенными на прямой  $\tilde{\nu} = \tilde{\varepsilon}\tau$ . Здесь  $\mu = \overline{1, M-1}$  – номер фокального пятна. В точках с координатами  $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$  суммируются  $(M - \mu)$  основных пиков. Угловой коэффициент  $\tilde{\varepsilon} = 2\pi\varepsilon$  можно также представить в форме  $\tilde{\varepsilon} = -\delta\omega / \Delta t$ , где  $\delta\omega$  – частотный сдвиг максимума интерферограммы за время  $\delta t$ . Линейные размеры фокальных пятен  $\delta\tau, \delta\tilde{\nu}$  вдоль осей  $\tau, \tilde{\nu}$  не зависят от их номеров и равны:  $\delta\tau = 4\pi/\Delta\omega, \delta\tilde{\nu} = 4\pi / \Delta t$  [2].

По первому фокальному пятну, ближайшему к началу координат, радиальная скорость и начальное расстояние оцениваются как

$$\dot{w} = -\kappa_{w1}\tilde{\nu}_1, \quad \dot{r}_0 = \kappa_{r1}\tau_1, \quad (13)$$

где

$$\kappa_{w1} = (M - 1) [h_{1M}(\omega_0)]^{-1}, \quad (14)$$

$$\kappa_{r1} = (M - 1) [dh_{1M}(\omega_0) / d\omega]^{-1}.$$

Восстановленные параметры источника, в отличие от истинных значений, обозначены точкой сверху.

Голографическая обработка реализуется следующим образом. За время наблюдения  $\Delta t$  в полосе излучения  $\Delta\omega$  вдоль интерференционных полос квазикогерентно накапливаются  $J$  независимых реализаций длительностью  $t_1$  с временным интервалом  $t_2$  между ними:  $J = \Delta t / (t_1 + t_2)$ . Реализации независимы, если  $t_2 > 2\pi/\Delta\omega$ . Формируется интерферограмма  $I(\omega, t)$  и к ней применяется преобразование 2D-FT.

В общем случае преобразование 2D-FT функции совершенно не похоже на саму функцию. Тем не менее, голограмма является однозначным представлением интерферограммы. Обращение, осуществляемое посредством обратного применения преобразования 2D-FT, восстанавливает интерферограмму.

## 5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для возможности сравнения результатов голографической обработки для случаев неподвижного и движущегося источника в поле ИВВ, обуславливающих горизонтальную рефракцию звуковых волн, данные моделирования выбраны те же, что в работе [8].

Распределение скорости звука по глубине приведено на **Рис. 1**. Рассматривались два диапазона частот:  $f_1 = 100-120$  Гц и  $f_2 = 300-320$  Гц. Параметры жидкого поглощающего

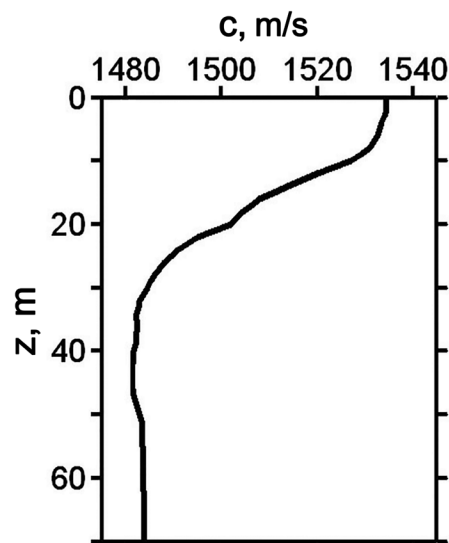


Рис. 1. Невозмущенный профиль скорости звука.

Таблица 1

Частота  $f_0 = 110$  Гц.

Номера мод, $m$	1	2	3	4
$h_m, \text{м}^{-1}$	0.4635	0.4557	0.4450	0.4310
$(dh_m/d\omega) \cdot 10^{-4}, \text{с/м}$	6.7624	6.8085	6.9014	7.0912

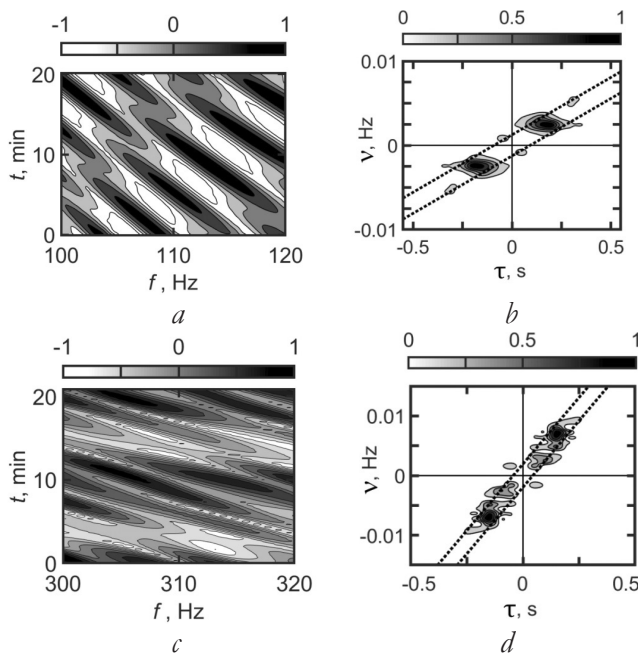
Таблица 2

Частота  $f_0 = 310$  Гц.

Номера мод, $m$	1	2	3	4	5
$h_m, \text{м}^{-1}$	1.3123	1.3073	1.3006	1.2920	1.2826
$(dh_m/d\omega) \cdot 10^{-4}, \text{с/м}$	6.7511	6.7619	6.7813	6.7973	6.8080
Номера мод, $m$	6	7	8	9	10
$h_m, \text{м}^{-1}$	1.2730	1.2630	1.2525	1.2403	1.2258
$(dh_m/d\omega) \cdot 10^{-4}, \text{с/м}$	6.8150	6.8312	6.8753	6.9703	7.0574

дна: отношение плотности грунта и воды  $\rho = 1.8$ ; для первого диапазона частот комплексный показатель преломления  $n = 0.84(1 + i0.03)$ , для второго –  $n = 0.84(1 + i0.05)$ . В частотном диапазоне  $f_1$  поле формировалось четырьмя модами, в частотном диапазоне  $f_2$  – десятью модами. Постоянные распространения мод  $h_m(\omega_0)$  и их производные по частоте  $dh_m(\omega_0)/d\omega$  на средних частотах спектра  $f_0 = 110, 310$  Гц приведены в **Таблицах 1, 2**.

В начальный момент времени  $t_0 = 0$  расстояние между источником и одиночным приемником  $x_0 = 10$  км, источник приближается к приемнику вдоль горизонтальной оси  $x$ . Источник расположен на глубине  $z_s = 20$  м, приемник – на глубине  $z_q = 45$  м. Радиальная скорость источника  $w = -1$  м/с. Задавался равномерный спектр. Импульсы длительностью  $t_1 = 4$  с (шаг дискретизации по частоте 0.25 Гц) звукового давления регистрировались с периодичностью  $t_* = 5$  с, ( $t_* = t_1 + t_2$ ). В качестве модели возмущения (3) выбран цуг, состоящий из трех одинаковых солитонов, движущейся по нормали к трассе. Параметры солитона: амплитуда  $B = 20$  м, ширина  $\eta = 200$  м, скорость  $u = 0.7$  м/с, период  $D = 250$  м. Ширина фронта возмущения превышает длину трассы. Время наблюдения  $\Delta t = 20$  мин, за это время цуг солитонов полностью пересекал трассу. При выбранной модели спектра интерферограмма невозмущенного поля в отсутствие возмущения с точностью до постоянного множителя воспроизводит передаточную функцию волновода. Звуковое поле в точке приема рассчитывалось в рамках



**Рис. 2.** Нормированные интерферограммы (а, с) и голограммы (b, d) в отсутствие возмущения: (а, b) – частотный диапазон  $f_1$ , (с, d) – частотный диапазон  $f_2$ .

подхода вертикальные моды и параболическое уравнение в горизонтальной плоскости [14].

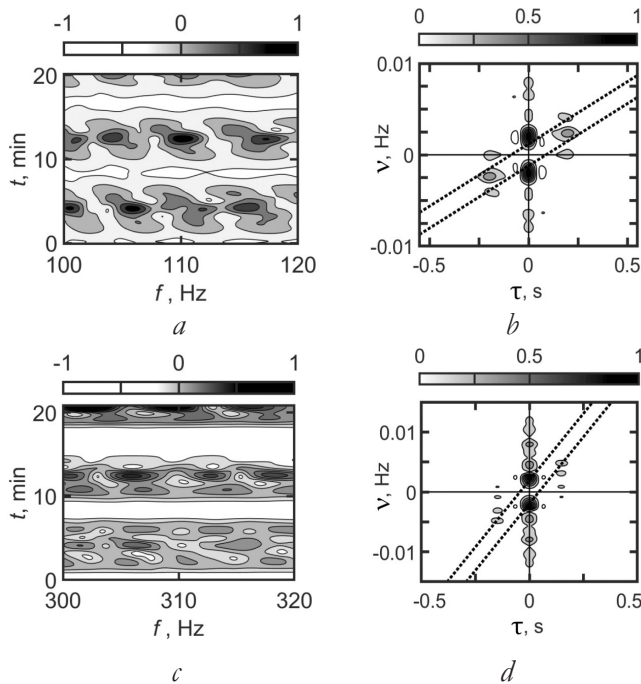
Результаты моделирования приведены на **Рис. 2-5**. На голограммах пунктиром показана полоса, в которой сосредоточена спектральная плотность принимаемого сигнала. Линейные размеры полосы:  $\delta\tau \approx 0.15$  с,  $\delta\nu \approx 0.002$  Гц, что согласуется с теоретическими оценками размеров фокальных пятен  $\delta\tau = 0.1$  с,  $\delta\nu = 0.0017$  Гц [2].

На **Рис. 2** представлены интерферограммы и модули голограмм невозмущенных полей в отсутствие пересечения цугом солитонов трассы. С увеличением частоты возрастает изрезанность интерференционной картины, состоящей из локализованных наклонных полос, и число фокальных пятен на голограмме, что объясняется возрастанием числа мод. Угловые коэффициенты интерференционных полос:  $\delta f/\delta t \approx -0.015 \text{ с}^{-2}$  (диапазон частот  $f_1$ ) и  $\delta f/\delta t \approx -0.040 \text{ с}^{-2}$  (диапазон частот  $f_2$ ).

Координаты пика первого фокального пятна:  $\tau_1 = 1.30 \cdot 10^{-1}$  с,  $\nu_1 = 1.79 \cdot 10^{-3}$  Гц ( $\Delta f_1$ );  $\tau_1 = 4.08 \cdot 10^{-2}$  с,  $\nu_1 = 1.54 \cdot 10^{-3}$  Гц ( $\Delta f_2$ ). Согласно (15) и данным Таблиц 1,2 восстановленные параметры источника:

$$\dot{w} = -1.0 \text{ м/с}, \dot{x}_0 = 11.8 \text{ км} (f_1);$$

$$\dot{w} = -1.0 \text{ м/с}, \dot{x}_0 = 12.0 \text{ км} (f_2).$$



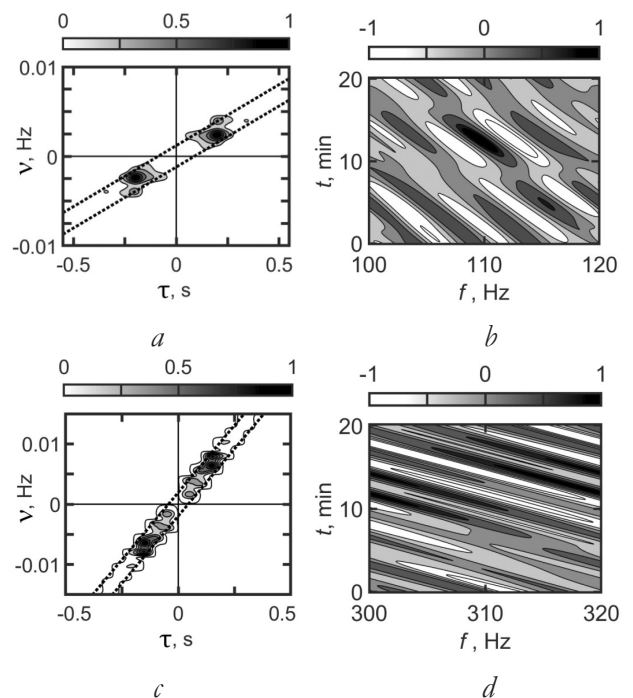
**Рис. 3.** Нормированные муаровые интерферограммы (a, c) и голограммы (b, d) в присутствии возмущения: (a, b) – частотный диапазон  $f_1$ , (c, d) – частотный диапазон  $f_2$

Муаровые интерферограммы и модули голограмм при пересечении пучом солитонов трассы показаны на **Рис. 3**. Возмущение водной среды вызывает изменение показателя преломления. Это приводит к преобразованию интерференционных полос и изменению конфигурации спектральных плотностей голограмм. На муаровых интерферограммах (Рис. 3a,b) появляются горизонтальные полосы шириной  $\Delta T_1 \approx 5.6$  мин ( $f_1$ ),  $\Delta T_2 \approx 5.9$  мин ( $f_2$ ) с квазипериодической структурой расположения фокальных пятен. Линейные размеры фокальных пятен:  $\delta f_1 \approx 2.4$  Гц,  $\delta t_1 \approx 1.1$  мин ( $f_1$ ) и  $\delta f_2 \approx 2.8$  Гц,  $\delta t_2 \approx 1.1$  мин ( $f_2$ ). Масштабы периодичности максимумов фокальных пятен:  $\delta A_1 \approx 5.6$  Гц,  $\delta T_1 \approx 8.3$  мин ( $f_1$ ) и  $\delta A_2 \approx 6.8$  Гц,  $\delta T_2 \approx 8.1$  мин ( $f_2$ ). Хотя значения параметров фокальных пятен на интерферограммах примерно те же, что и в случае неподвижного источника, интерферограммы заметно различаются по контрастности и симметричности расположения горизонтальных интерференционных полос [8]. На голограммах (Рис. 3b,g) спектральная плотность в форме фокальных пятен сосредоточена преимущественно на оси

частоты, что дает представление о влиянии рефрагированного сигнала.

В отличие от муаровых интерферограмм, конфигурация расположения фокальных пятен на голограммах позволяет отдельно наблюдать спектральные плотности невозмущенного и возмущенного полей. Под невозмущенным и возмущенным полями в присутствии ИВВ понимаются поля, формируемые прямым и рефрагированным сигналами. В натуральных условиях, когда пучок состоит из солитонов разной формы и различными параметрами, это, естественно, будет приводить к снижению контрастности интерференционной картины и расширению области расположения фокальных пятен на голограмме.

Результаты очищения спектральных плотностей голограмм от возмущенного поля в окрестности оси частоты  $\nu$  и их образ Фурье приведены на **Рис. 4**. Форма расположения спектральных плотностей на голограммах невозмущенного волновода (Рис. 2bg) и восстановленных при наличии ИВВ (Рис. 4bg), близки между собой. Координаты пика первого фокального пятна оцениваются как:  $\tau_1 = 1.50 \cdot 10^{-1}$  с,  $\nu_1 = 2.05 \cdot 10^{-3}$  Гц ( $f_1$ );  $\tau_1 = 4.08 \cdot 10^{-2}$



**Рис. 4.** Нормированные отфильтрованные модули голограмм (a, c) невозмущенного поля и восстановленные по ним интерферограммы (b, d): (a, b) – частотный диапазон  $\Delta f_1$ , (c, d) – частотный диапазон  $\Delta f_2$

с,  $\nu_1 = 1.54 \cdot 10^{-3}$  Гц ( $f_2$ ). Согласно (15) и данным Таблиц 1, 2 восстановленные параметры источника

$$\dot{w} = -1.2 \text{ m/s}, \dot{x}_0 = 13.7 \text{ km} (f_1);$$

$$\dot{w} = -1.0 \text{ m/s}, \dot{x}_0 = 12.0 \text{ km} (f_2).$$

Для частотного диапазона  $f_1$  возмущение приводит к увеличению погрешности восстановления параметров источника, для частотного диапазона  $f_2$  присутствие возмущения не влияет на погрешность восстановления параметров источника. Это объясняется усилением влияния горизонтальной рефракции волн на формирование звукового поля источника с понижением частоты [14]. Восстановленные интерферограммы невозмущенного поля в присутствие пуга солитонов представлены на Рис. 4*b,d*. Угловые коэффициенты интерференционных полос оцениваются  $\delta f / \delta t \approx -0.017 \text{ c}^{-2} (\Delta f_1)$  и  $\delta f / \delta t \approx -0.042 \text{ c}^{-2} (\Delta f_2)$ , что близко к их значениям в отсутствие возмущения среды.

Степень близости двумерных интерферограмм невозмущенных полей в отсутствие и в присутствие ИВВ будем оценивать по близости их одномерных интерферограмм, являющихся горизонтальным сечением для фиксированного момента времени. При

выбранной модели равномерного спектра сигнала одномерные интерферограммы с точностью до постоянного множителя равны передаточным функциям волновода в отсутствие и при наличии возмущения. На Рис. 5 приведены одномерные нормированные спектральные плотности интерферограмм невозмущенных полей в отсутствие возмущения (сплошная линия) и реконструированные при его наличии (точки) для момента времени  $t = 10$  мин. Нормированная величина обозначена сверху значком «крышка». Погрешность восстановления интерферограмм оценивалась как

$$d(t) = \frac{\sum_{j=1}^J |I_1(f_j, t) - I_2(f_j, t)|}{\sum_{j=1}^J |I_1(f_j, t)|}, \quad (15)$$

где число отсчетов  $J = 80$ . Здесь  $I_{1,2}$  – одномерная интерферограмма невозмущенного поля для момента времени  $t$  в отсутствие возмущения и восстановленная при его наличии соответственно. Для диапазона частот  $f_1$  ошибка  $d = 0.45$ , для диапазона частот  $f_2 - d = 0.60$ . По сравнению с неподвижным источником [8] погрешность возросла в 3.7 раз и в 6.2 раза для диапазонов частот  $f_1$  и  $f_2$  соответственно. Указанное различие величин погрешностей объясняется

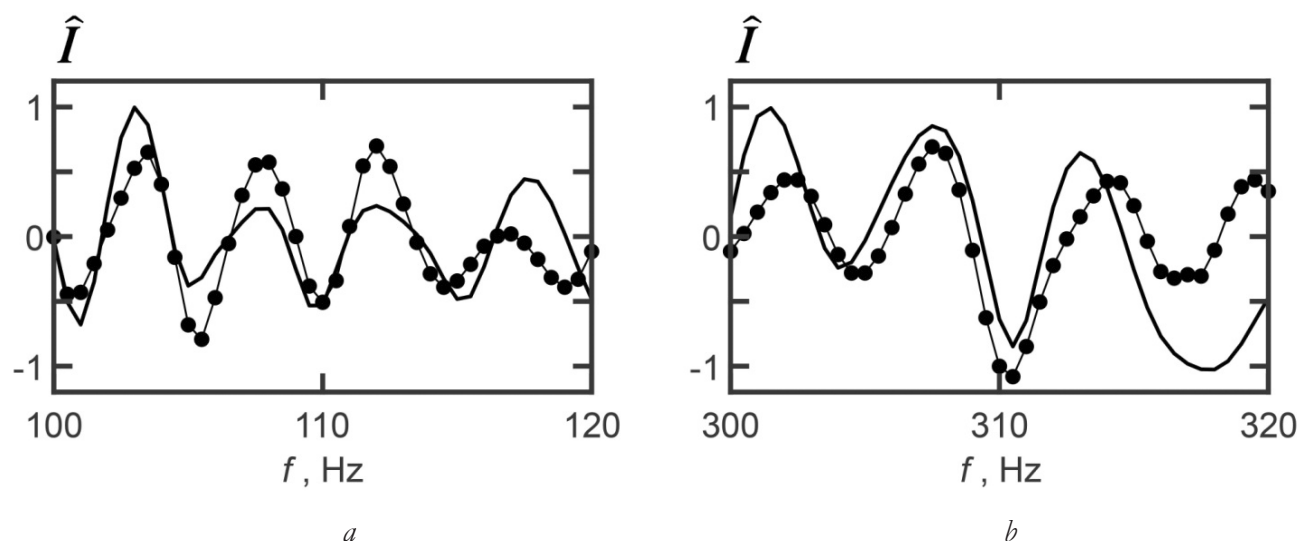


Рис. 5. Зависимости нормированных одномерных интерферограмм невозмущенных полей  $\hat{I}$  от частоты  $f$  в отсутствие возмущения (сплошная линия) и реконструированные при его наличии (точки): (а) частотный диапазон  $f_1$ , (б) частотный диапазон  $f_2$ .



различным характером изменчивости среды. При неподвижном источнике имеет место временная изменчивость среды, а при движущемся источнике – пространственно-временная изменчивость. Заметим, что погрешность (16) зависит от выбранного момента времени.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках численного моделирования продемонстрирована устойчивость голографического метода локализации движущегося широкополосного источника звука в присутствии ИВВ, обуславливающих горизонтальную рефракцию звуковых волн. Устойчивость обработки основана на том, что на голограмме спектральные плотности невозмущенного и возмущенного полей не перекрываются, так что каждую из них можно наблюдать отдельно. Фильтрация этих областей дает возможность с минимальными искажениями восстановить голограмму невозмущенного поля движущегося источника в присутствии ИВВ, чтобы оценить его параметры. С увеличением частотного диапазона погрешность восстановления удаления и радиальной скорости источника уменьшается. Применение к невозмущенной голограмме обратного преобразования 2D-FT позволяет реконструировать интерферограмму невозмущенного поля в присутствии ИВВ. Интерферограммы невозмущенного поля в отсутствие и в присутствии ИВВ различаются по контрастности, но их угловые коэффициенты интерференционных полос сопоставимы по величине.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Cockrell KL, Schmidt H. Robust passive range estimation using the waveguide invariant. *Acoust. Soc. Am.*, 2010, 127(5):2780-2789; doi: 10.1121/1.3337223.
2. Kuznetsov GN, Kuz'kin VM, Pereselkov SA, Kaznacheev IV. Noise source localization in shallow water. *Phys. Wave Phenom.*, 2017, 25(2):156-163; doi: 10.3103/S1541308X17020145.
3. Emmetiere R, Bonnel J, Gehant M, Cristol X, Chonavel T. Understanding deep-water striation patterns and predicting the waveguide invariant as a distribution depending on range and depth. *Acoust. Soc. Am.*, 2018, 143(6):3444-3454; doi: 10.1121/1.5040982.
4. Chuprov SD. *Interference structure of a sound field in a layered ocean. Ocean Acoustics. Current State.* Moscow, Nauka Publ., 1982, pp. 71-91.
5. Apel J, Badiey M, Chiu C, Finette S, Headrick RH, Kemp J, Lynch J, Newhall A, Orr M, Pasewark B, Tielburger D, Turgut A, Heydt KVD, Wolf S. An overview of the SWARM 1995 shallow-water internal wave acoustic scattering experiment. *IEEE J. Ocean. Eng.*, 1997, 22:465-500; doi: 10.1109/48.611138.
6. Frank SD, Badiey M, Lynch J, Siegmann W. Analysis and modeling of broadband airgun data influenced by nonlinear internal waves. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2004, 116(6):3404-3422; doi: 10.1121/1.1819499.
7. Badiey M, Kuz'kin VM, Pereselkov SA. Interferometry of hydrodynamics of oceanic shelf caused by intensive waves. *Fundam. Prikl. Gidrofiz.*, 2020, 13(1):45-55; doi: 10.7868/S2073667320010050.
8. Kaznacheeva ES, Kuz'kin VM, Pereselkov SA. Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves. *Phys. Wave Phenom.*, 2021, 29(3):278-284; doi: 10.3103/S1541308X21030067.
9. Kuz'kin VM, Lyakhov GA, Pereselkov SA, Kaznacheeva ES. The information transmission through random-inhomogeneous ocean environment. *Fundam. Prikl. Gidrofiz.*, 2021, 14(2):54-64; doi: 10.7868/S2073667321020052.
10. Коняев КВ, Сабинин КД. *Волны внутри океана.* Санкт-Петербург, Гидрометеиздат, 1992, 271 с.
11. Zhou J, Zhang XZ, Rogers PH. Resonant interaction of sound wave with internal solitons in the coastal zone. *Acoust. Soc. Am.*, 1991, 90(4):2042-2053; doi: 10.1121/1.401632.
12. Hsu MK, Liu AK, Liu C. An study of internal waves in the China seas and yellow sea using SAR. *Continental Shelf Research*, 2000, 20(4-5):389-410; doi: 10.1016/S0278-4343(99)00078-3.
13. Li X, Clemente-Colon P, Friedman KS. Estimating oceanic mixed-layer depth from

- internal wave evolution observed from Radarsat-1 SAR. *Johns Hopkins APL Technical Digest.*, 2000, 21(1):130-135.
14. Katsnel'son BG, Pereselkov SA. Low-frequency horizontal acoustic refraction caused by internal wave solitons in a shallow sea. *Acoust. Phys.* 2000, 46(6):684-691; doi: 10.1134/1.1326723.
15. Oba R, Finette S. Acoustic propagation through anisotropic internal wave fields: transmission loss, cross-range coherence, and horizontal refraction. *Acoust. Soc. Am.*, 2002, 111(2):769-784; doi: 10.1121/1.1434943.
16. Flatte SM (ed.) *Sound transmission through a fluctuating ocean*. Cambridge University Press, 1979, 299 p.

**Кузькин Венедикт Михайлович**

*д.ф.-м.н.*

ИОФ им. А.М. Прохорова РАН

38, ул. Вавилова, Москва 119991, Россия

E-mail: kumiov@yandex.ru

**Пересёлков Сергей Алексеевич**

*д.ф.-м.н.*

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: pereselkov@yandex.ru

**Грачев Владимир Иванович**

*к.ф.-м.н., с.н.с.*

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия

E-mail: grachev@cplire.ru

**Ткаченко Сергей Александрович**

*инженер*

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: sega-th@mail.ru

**Ладыкин Николай Владимирович**

*инженер*

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: ladykin.edu@yandex.ru

**Куцов Михаил Викторович**

*к.ф.-м.н.*

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: mkutsov.edu@yandex.ru