

УДК 542.34

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРОГРАММЫ НЕВОЗМУЩЕННОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ, ИСКАЖЕННОГО ИНТЕНСИВНЫМИ ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ

© 2022 г. В. М. Кузькин¹, С. А. Пересёлков², *, Е. С. Казначеева²

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 01.10.2021 г.

После доработки 11.10.2021 г.

Принята к публикации 22.10.2021 г.

Приведены результаты численного эксперимента интерферометрической обработки поля широкополосного источника на стационарной трассе при наличии интенсивных внутренних волн, вызывающих горизонтальную рефракцию волн источника. Продемонстрировано восстановление интерферограммы невозмущенного поля. Оценена погрешность реконструированной невозмущенной интерферограммы при рассматриваемой неоднородности среды.

DOI: 10.31857/S0367676522020156

ВВЕДЕНИЕ

Во многих практически интересных случаях распространение акустических волн через океаническую среду осуществляется при малом входном отношении сигнал/помеха на фоне гидродинамических возмущений. Интенсивная помеха маскирует информацию, а случайно-неоднородная среда ее искажает.

В океанических волноводах излучение широкополосного (шумового или детерминированного) источника звука трансформируется в интерференционную картину (интерферограмму) [1]. Под интерферограммой понимается спектральная плотность (квадрат модуля принимаемого сигнала) в переменных частота-время. Образование интерферограммы обусловлено волноводной дисперсией и многомодовым распространением. Изменение частоты излучения приводит к локализации интерференционных полос, вдоль которых сохраняется разность фаз между интерферирующими модами. Конфигурация локализованных полос определяется параметрами волновода, скоростью и траекторией источника.

На основе устойчивых структурных особенностей, формируемых широкополосным сигналом интерферограммы, предложена помехоустойчивая интерферометрическая обработка [2, 3]. Она заключается в следующем. За время наблюдения

Δt в полосе $\Delta\omega$ вдоль интерференционных полос реализуется квазикогерентное накопление J независимых реализаций поля источника длительностью T с временным интервалом δT между ними: $J = \Delta t / (T + \delta T)$. Формируется интерферограмма $I(\omega, t)$ и к ней применяется частотно-временное двумерное преобразование Фурье. На выходе интегрального преобразования спектральная плотность, трактуемая как голограмма, локализуется в виде фокальных пятен. Дана классификация фокальным пятнам, выявлена связь координат их основных максимумов с радиальной скоростью (проекция скорости по направлению к приемнику) и удалением источника.

Основным стимулом разработки интерферометрической обработки была локализация малозумных источников [2, 3]. В настоящее время найдено приложение интерферометрической обработки для получения невозмущенной интерферограммы на фоне случайно-неоднородной океанической среды. Экспериментально такая возможность впервые была зарегистрирована при обработке данных эксперимента SWARM-95 [4] и описана в работе [5]. Обычная интерферометрия, без применения двумерного преобразования Фурье, не позволяет это выполнить. Теоретическое обоснование этого эффекта — передавать неискаженную интерферограмму через неоднородную

среду — опирается на свойство голограммы давать непересекающиеся области спектральной плотности, обусловленные невозмущенным и возмущенным полями. Последнее вытекает из свойства двумерного преобразования Фурье — преобразования периодической функции в локализованные области.

При этом остается открытым принципиально важный вопрос о погрешности реконструирования интерферограммы невозмущенного поля. В рамках численного моделирования анализ этой погрешности в условиях, когда на стационарной трассе ИВВ приводили к взаимодействию мод поля источника, проанализирован в [6].

Цель данной работы — на основе численного моделирования оценить погрешность восстановления интерферограммы невозмущенного поля в случае, когда на стационарной трассе ИВВ вызвали горизонтальную рефракцию мод.

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

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 со скоростью $u \sim 0.51$ м/с и разделены промежутками затишья $\delta L \sim 10$ км. Причина их возникновения обусловлена внутренними приливами: на шельфе происходит почти регулярная передача энергии от внутренних приливных волн к короткопериодным волнам. Согласно экспериментальным данным длина цугов $L \sim 2-4$ км, период $\Lambda \sim 200-400$ м (расстояние между гребнями соседних солитонов), полуширина $\eta \sim 50-150$ м и амплитуда $B \sim 10-30$ м [7]. Цуги солитонов характеризуются: а) анизотропностью в горизонтальной плоскости, радиус кривизны фронта $r = 15-25$ км; б) квазисинусоидальностью в направлении распространения, т.е. узким пространственным 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 малыми углами к волновому фронту цуга солитонов [8]. Наличие ИВВ делает среду распространения подобием дифракционной решетки, покрывающей значительную акваторию с размерами порядка 10×20 км².

Примем, что скорость цуга солитонов направлена по нормали к трассе протяженностью x_0 ,

расположенной вдоль горизонтальной оси x . Трасса направлена вдоль оси x от источника к приемнику, волновой фронт солитонов является плоским. В отсутствие возмущения океанической среды волновод считается горизонтально-однородным глубиной H . Невозмущенные значения величин обозначим чертой сверху, а возмущенные — тильдой. При сделанных предположениях квадрат показателя преломления

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

где z — 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. В соответствии с [9]

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

Здесь $Q \approx 2.4$ с²/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 соотношения (2) не зависит от координаты x . Величину $\zeta(y, t)$, представляющую собой огибающую цуга солитонов в момент пересечения трассы, можно записать в виде последовательности N различных солитонов с амплитудами B_n , сдвинутыми относительно друг друга на период Λ_n , и распространяющимися со скоростями u_n

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

где η_n — полуширина n -го солитона на уровне 0.42 от максимума. 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 $h_m(x, z, t)$ звукового поля моды номера m можно представить как

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

где линейная поправка в рамках теории возмущений [8] определяется выражением

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

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

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

где величина

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

– зависимость линейной поправки горизонтального волнового числа от номера моды. Границы применимости метода возмущения ограничены амплитудами солитонов порядка несколько десятков метров, характерными для мелководных акваторий [8].

Звуковое поле в точке приема рассчитывалось в рамках метода модовых параболических уравнений [8].

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Невозмущенный волновод выбран горизонтально-однородным глубиной $H = 70$ м, близким по характеристикам экспериментальному каналу [4]. Рассматривались два диапазона частот: $\Delta f_1 = 100\text{--}120$ Гц и $\Delta f_2 = 300\text{--}320$ Гц. Параметры жидкого поглощающего дна: отношение плотности грунта и воды $\rho = 1.8$; для первого диапазона частот комплексный показатель преломления $n = 0.84(1 + i0.03)$, для второго – $n = 0.84(1 + i0.05)$.

Расстояние между неподвижными источником и приемником $x_0 = 10$ км. Точечный источник располагался на глубине $z_s = 20$ м, приемник – на глубине $z_q = 45$ м. Задавался равномерный спектр, импульсы регистрировались с периодичностью 5 с, дискретизация по частоте спектра принимаемого сигнала 0.25 Гц. В качестве модели возмущения выбран цуг ИВВ (3), состоящий из трех одинаковых солитонов. Параметры солитона: амплитуда $B = 20$ м, ширина = 200 м, скорость $u = 0.7$ м/с, период $\Lambda = 250$ м. Ширина фронта возмущения превышает длину трассы. Время наблюдения $T = 20$ мин, за это время цуг солитонов полностью пересекал трассу. В диапазоне частот Δf_1 поле формировалось тремя модами, в диапазоне частот Δf_2 – пятью модами. Разумеется, выбор простой модели цуга солитонов никак не влияет на решение поставленной задачи. Существенно лишь проявление эффекта горизонтальной рефракции за время

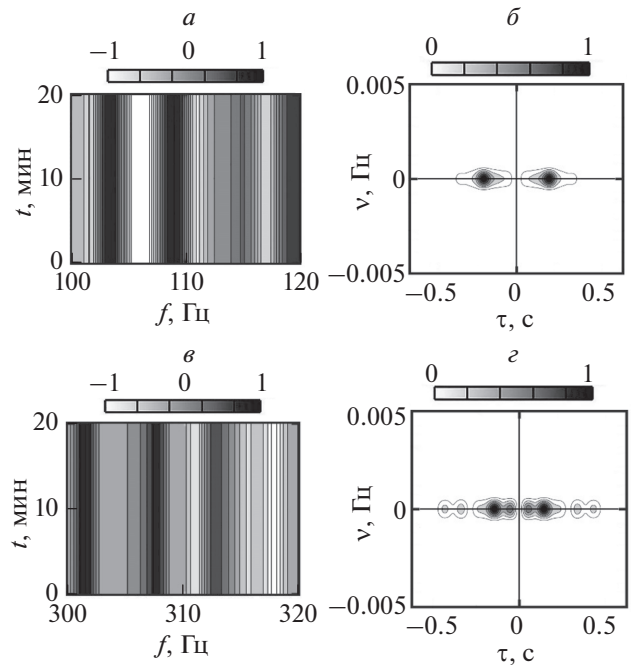


Рис. 1. Нормированные интерферограммы (а, в) и модули голограмм (б, з) полей в отсутствие цуга солитонов: (а, б) полоса Δf_1 , (в, з) полоса Δf_2 .

наблюдения. При выбранной модели спектра интерферограмма невозмущенного поля с точностью до постоянного множителя воспроизводит передаточную функцию волновода.

Результаты моделирования приведены на рис. 1–4. С целью повышения контрастности и информативности на интерферограммах вырезаны средние значения. Если эти средние значения не вычитать из интерферограммы до преобразования Фурье, то на голограмме в области начала координат появится острый пик большой интенсивности.

На рис. 1 представлены интерферограммы и модули голограмм невозмущенных полей в отсутствие пересечения трассы цугом солитонов. С увеличением частоты возрастает изрезанность интерференционной картины, состоящая из локализованных вертикальных полос, и число фокальных пятен на оси времени голограммы, что объясняется возрастанием числа мод.

Интерферограммы и модули голограмм при пересечении цугом солитонов трассы показаны на рис. 2. На интерферограммах наблюдаются горизонтальные полосы длительностью $\Delta t = 5.9$ мин, когда трасса расположена между гребнями соседних солитонов, т.е. соответствует периоду цуга $\Lambda = 250$ м (рис. 2а и 2в). Звуковое поле концентрируется в направлении трассы, что приводит к

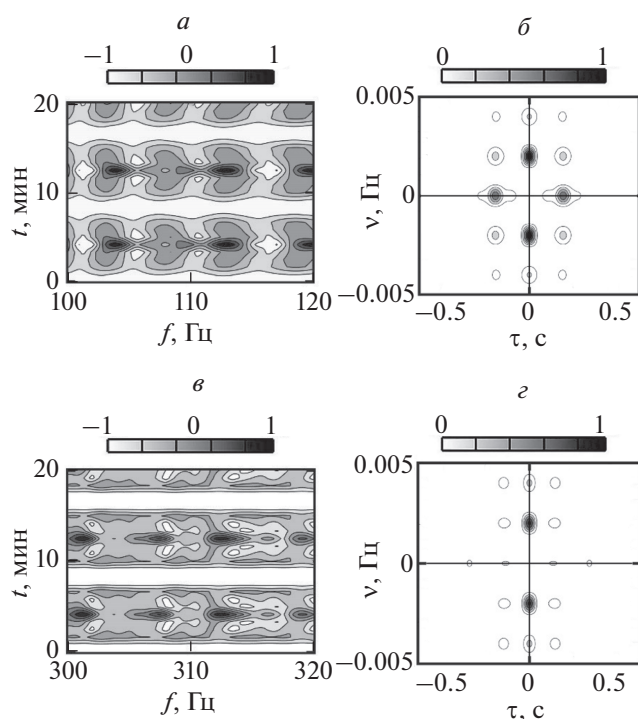


Рис. 2. Нормированные интерферограммы (а, в) и модули голограмм (б, г) при пересечении цугом солитонов трассы: (а, б) полоса Δf_1 , (в, г) полоса Δf_2 .

тонкой периодической структуре расположения спектральной плотности внутри полос с ярко выраженными фокальными пятнами. Линейные размеры фокальных пятен: $\delta f_1 = 2.5$ Гц, $\delta t_1 = 1.3$ мин – диапазон Δf_1 и $\delta f_2 = 3.5$ Гц, $\delta t_2 = 1.3$ мин – диапазон Δf_2 . Масштабы периодичности максимумов фокальных пятен: $L f_1 = 9.2$ Гц, $L t_1 = 8$ мин – диапазон Δf_1 и $L f_2 = 5.5$ Гц, $L t_2 = 8$ мин – диапазон Δf_2 . Увеличение частоты приводит к возрастанию частотного размера фокальных пятен и уменьшению частотного периода. На голограммах расположение спектральной плотности в форме фокальных пятен образуют периодическую структуру (рис. 2б и 2г). С увеличением частоты изменяется временной масштаб, частотный масштаб не меняется. Распределение спектральной плотности на интерферограмме и голограмме представляет собой двумерную периодическую структуру. В натуральных условиях, когда цуг состоит из солитонов разной формы и различными параметрами, это, естественно, будет приводить к снижению контрастности интерференционной картины и размытию фокальных пятен [5]. Конфигурация расположения фокальных пятен на голограмме делает возможным восстановление интерферограмм

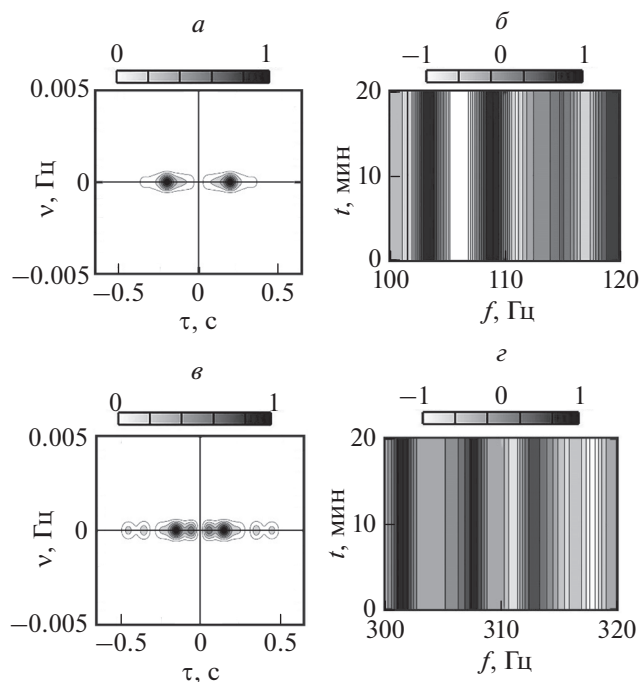


Рис. 3. Нормированные отфильтрованные модули голограмм (а, в) и восстановленные по ним интерферограммы (б, г) невозмущенного поля в присутствии цуга солитонов: (а, б) полоса Δf_1 , (в, г) полоса Δf_2 .

невозмущенного и возмущенного полей в присутствии ИВВ.

Фильтрация спектральных плотностей голограмм, сосредоточенных вблизи оси времени (рис. 2б и 2г), и их образ Фурье приведены на рис. 3. Восстановленные интерферограммы назовем интерферограммами невозмущенного поля в присутствии цуга солитонов. Интерферограммы и конфигурация расположения локализованных областей на голограмме невозмущенных полей в отсутствие возмущения (рис. 1) и восстановленных на фоне возмущения (рис. 3) близки между собой. Максимумы расположения фокальных пятен совпадают. Наиболее ярко близость их интерферограмм иллюстрирует рис. 4.

На рис. 4 приведены одномерные нормированные спектральные плотности интерферограмм невозмущенных полей в отсутствие возмущения (сплошная линия) и реконструированные (точки), когда цуг солитонов пересекает трассу. Нормированная величина обозначена сверху значком “крышка”. Одномерные интерферограммы представляют собой горизонтальные сечения соответствующих двумерных интерферограмм (рис. 1 и 3). Погрешность восстановления интер-

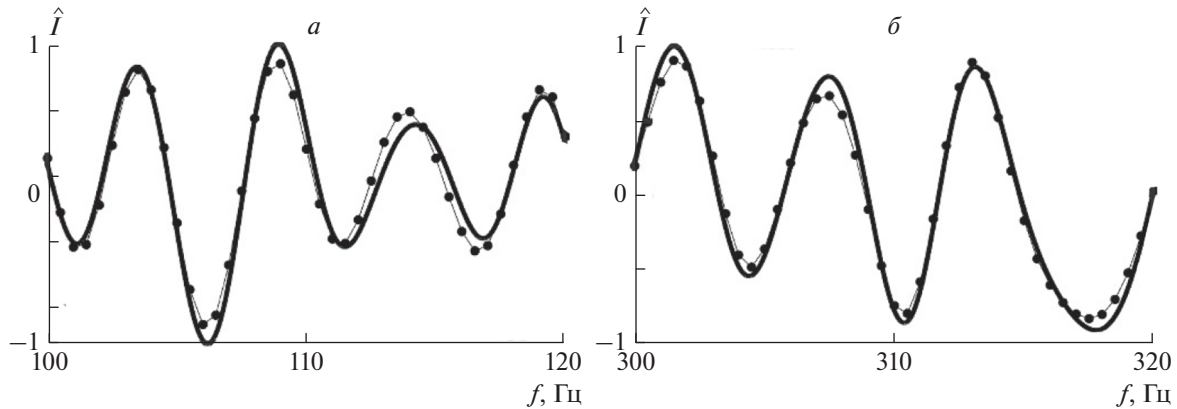


Рис. 4. Зависимости нормированных интерферограмм невозмущенных полей \hat{I} от частоты f в отсутствие цуга солитонов (сплошная линия) и восстановленные при его наличии (точки): (а) полоса Δf_1 , (б) полоса Δf_2 .

ферограмм будем характеризовать безразмерной величиной

$$d = \frac{\sum_{i=1}^I |I_1(f_i) - I_2(f_i)|}{\sum_{i=1}^I |I_1(f_i)|}. \quad (8)$$

Здесь $I_{1,2}$ – одномерная интерферограмма невозмущенного поля в отсутствие возмущения и восстановленная при его наличии соответственно. Согласно исходным данным, число отсчетов $I = 80$. Для ширины спектра $\Delta f_1 = 100\text{--}120$ погрешность $d_1 = 0.117$, для ширины спектра $\Delta f_2 = 300\text{--}320$ Гц – $d_2 = 0.096$, т.е. сопоставимы между собой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе интерферометрической обработки в рамках численного моделирования продемонстрировано восстановление интерферограммы невозмущенного поля в условиях, когда на стационарной трассе ИВВ вызывали горизонтальную рефракцию мод акустического поля широкополосного источника. Теоретическое обоснование возможности передачи неискаженного изображения через неоднородную океаническую среду опирается на свойство голограммы формировать непересекающиеся локализованные спектральные плотности невозмущенного и возмущенного полей. Фильтрация этих областей, и применение к ним обратного двумерного преобразования Фурье, позволяет реконструировать интерферограмму невозмущенного поля.

Рассмотрены частотные диапазоны 100–120 и 300–320 Гц. Погрешность восстановления интерферограмм невозмущенного поля составляет не

более 11.7% для диапазона частот 100–120 Гц и 9.7% для диапазона частот 300–320 Гц.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-29-06075 и № 19-38-90326).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане. Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. 71 с.
2. 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.
3. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1041; Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 8. P. 938.
4. Apel J.R., Badiey M., Chiu C.-S. et al. // IEEE J. Ocean. Eng. 1997. V. 22. P. 465.
5. Бади М., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. // Фундам. и прикл. гидрофиз. 2020. Т. 13. № 1. С. 45.
6. Кузькин В.М., Бади М., Пересёлков С.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 276; Kuz'kin V.M., Badiey M., Pereselkov S.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 201.
7. Hsu M.K., Liu A.K., Liu C. // Cont. Shelf Res. 2000. V. 20. No. 4–5. P. 389.
8. Кацнельсон Б.Г., Пересёлков С.А. // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 2. С. 210; Katsnel'son B.G., Pereselkov S.A. // Acoust. Phys. 2004. V. 50. No. 2. P. 169.
9. Flatte S.M. Sound transmission through a fluctuating ocean. Cambridge Univ. Press, 1979.

Estimation of error for reconstructing the interferogram of the unperturbed sound field distorted by intense internal waves

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

^a *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 results of a numerical experiment of interferometric processing of the sound field of a broadband source on a stationary acoustic track are presented. It is assumed that intense internal waves propagate across acoustic track and cause horizontal wave refraction. The possibility of obtaining interferograms of unperturbed and perturbed sound fields is demonstrated. The error of transmission of unperturbed information through a perturbed oceanic environment is estimated.