

АКУСТИКА ОКЕАНА.
ГИДРОАКУСТИКА

УДК 681.88

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ
ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ (ОБЗОР)

© 2025 г. В. М. Кузькин^{а,*}, С. А. Пересёлков^{б,**}

^аИнститут общей физики РАН, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

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

*e-mail: kumiov@yandex.ru

**e-mail: pereselkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.08.2024 г.

После доработки 18.12.2024 г.

Принята к публикации 24.12.2024 г.

Представлено современное состояние проблемы применения методов голографической обработки сигналов в гидроакустике. Изложение голографической обработки сигналов сконцентрировано на решении задачи контроля подводной обстановки, обеспечивающего обнаружение, разрешение и локализацию подводных источников шума в условиях малого входного отношения сигнал/помеха и пространственно-временных возмущений океанической среды. Под локализацией источника звука понимается определение пеленга, радиальной скорости, удаления и глубины. В качестве приемных модулей рассмотрены одиночные векторно-скалярные приемники и линейные антенны. Приведены результаты теоретических исследований, численного моделирования и натуральных экспериментов, позволяющих оценить эффективность голографической обработки в реальных условиях.

Ключевые слова: голографическая обработка, обнаружение, разрешение, локализация, векторно-скалярные приемные модули, шумовые источники, помеха, неоднородности среды распространения

DOI: 10.31857/S0320791925010112, EDN: BQFXPX

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из слабо разработанных проблем обработки гидроакустической информации – это обеспечение высокой помехоустойчивости в условиях пространственно-временной изменчивости акватории, совмещенной с адаптивностью к изменяющимся условиям распространения волнового поля в океанической среде. Трудности подхода к ее решению вытекают из-за специфики формирования сигналов и помех в реальных условиях и особенностей применимости современных методов обработки. При этом, как правило, априорная информация о характеристиках принимаемых сигналов и акватории отсутствует. Рассмотрение этой проблемы тесно связано с вопросами обнаружения, разрешения и локализации шумовых подводных источников в мелководных акваториях, на которых и будет сконцентрировано внимание. Под локализацией источника звука понимается определение его параметров: пеленга, радиальной скорости (проекция скорости в направлении приемника), удаления и глубины. Контроль подводной обстановки является одной из приоритетных задач гидроакустики,

решение которой связано с анализом звуковых полей малошумных подводных источников в случайно-неоднородных мелководных акваториях. В настоящее время можно выделить три основных направления исследований в этой области.

Одно из них, которое имеет длительную историю, основано на согласованных со средой распространения методах пространственной обработки гидроакустических сигналов (MFP) [1–6]. Методы подразумевают использование многоэлементных приемных антенн и данных о трассе распространения, позволяющих рассчитывать модельную форму сигнала. Практическая реализация согласованных со средой методов сталкивается со значительными проблемами, которые связаны с неизбежными неточностями модельной формы сигнала, малым входным отношением сигнал/помеха (с/п) и неконтролируемыми искажениями принимаемого сигнала. Все эти факторы заметно снижают эффективность согласованных со средой методов [4]. В настоящее время ведутся активные исследования возможности преодоления отмеченных недостатков согласованных методов в реальных гидроакустических условиях [7–9].

Сценарии поведения широкополосных гидроакустических сигналов в многомодовых океанических волноводах, хотя чрезвычайно разнообразны и сложны, однако они подчиняются одной общей закономерности, впервые теоретически и экспериментально установленной в [10–12] и позже в [13, 14]. Она проявляется в том, что интерференция мод широкополосных сигналов, благодаря волновой дисперсии, формирует устойчивую интерференционную картину (интерферограмму) максимумов спектральной плотности энергетических параметров волнового поля в переменных частота-расстояние или частота-время. Конфигурация локализованных полос определяется частотным диапазоном, параметрами волновода, скоростью и траекторией источника. Вдоль интерференционных полос сдвиг фазы между интерферирующими модами остается практически постоянным. Данная закономерность применима, в чем состоит одно из основных ее преимуществ, и к шумовым сигналам, описание которых носит статистический характер. Это позволяет рассматривать интерферограмму как универсальную детерминированную математическую модель шумового сигнала и среды распространения. Модель отличается достаточной простотой и в то же время содержит в себе большое разнообразие форм поведения. Кроме того, она обладает предсказательной силой, но не требует жестких причинно-следственных ограничений. В сущности, роль моделей в физических построениях определяется тем, насколько хорошо они передают существенные черты реальных процессов, не будучи ни чересчур сложными, ни чересчур упрощенными. Тем самым открывается новая парадигма обработки гидроакустических сигналов, построенная на устойчивых особенностях интерферограмм звукового поля шумового источника и применении голографических подходов к их анализу.

По-видимому, впервые систематический анализ возможности применения интерферометрии и, в частности, голографии в гидроакустических задачах в частотно-пространственной области был выполнен В.А. Зверевым с коллегами Е.Ф. Орловым и Г.А. Шароновым [15]. Результаты дальнейших теоретических и экспериментальных исследований были опубликованы в работах [16, 17], а затем обобщены в монографии [18]. В.А. Зверев впервые обратил внимание на аналогию между методом временного обращения волн и голографией [19]. Благодаря сходству с голографией и простоте осуществления, принцип временного обращения волн стал крупным достижением в области акустики океана. На этой основе В.А. Зверевым было предложено решение ряда важных задач [20–22]. Результаты, полученные В.А. Зверевым в этом направлении, вошли в монографию [23].

Одно из направлений интерферометрической обработки сигналов (ИОС) основывается на механизме частотных смещений интерференционных

максимумов (ЧСИМ) волнового поля [11]. В отсутствие помехи и нерегулярностей среды распространения решен ряд частных задач по контролю подводной обстановки в мелководных акваториях: оценка расстояния до источника (пассивный и активный режимы), определение глубины, дистанционное зондирование геоакустических параметров среды, диагностика гидродинамических возмущений и т.д. В [24] выполнен анализ интерферограмм, формируемых одиночными приемниками. В [25] рассмотрено перемещение фокального пятна в эксперименте с временной реверсией. В [26] исследовалась возможность компенсации движения источника. В [27–33] разработаны методы определения расстояния до источника. В [34] получены оценки инвариантных параметров сигналов в океанических волноводах. В [35] рассмотрена задача классификации параметров морского дна по шумовым сигналам проходящих судов. В [29, 36, 37] предложены методы для оценки глубины источника. В [38] построена картина интерференционных полос на основе времен прихода мод. В [39] разработан алгоритм регистрации интерференционной картины реверберационного сигнала. В [40] продемонстрировано подавление тональной интерференции. В монографии [41] рассмотрено применение ИОС для диагностики гидродинамических возмущений в океанических волноводах. Подход на основе ИОС позволяет рассмотреть и объединить большой круг задач гидроакустики, представляющих теоретический и практический интерес.

Однако ИОС, основанная на извлечении информации из интерферограммы, обладает существенными недостатками. Она также, как и методы МРР, сталкивается с значительными проблемами при решении задачи обнаружения и определения параметров источника шума в условиях малого входного отношения с/п в мелководных акваториях со случайными неоднородностями, когда интерферограммы зашумлены или/и сильно искажены. Подход на основе ИОС не позволяет также разрешать сигналы нескольких источников; так, из муровой картины в подавляющем большинстве случаев практически невозможно выделить интерферограммы сигналов отдельных источников.

Решение проблемы контроля состояния подводной обстановки, помимо развития новых методов обработки гидроакустических сигналов, подразумевает также использование новых подходов к регистрации акустических полей. На настоящий момент методы измерений приемниками давления достигли предельных возможностей. Повышение помехоустойчивости обработки, как показывают результаты измерений, может обеспечить использование векторной структуры звуковых полей, измеряемой векторно-скалярными приемниками (ВСП), включающими в себя скалярный канал звукового давления и три канала компонент вектора колебательной скорости. Помимо увеличения помехоустойчивости измерений, появляется

возможность определять направление (пеленг) на источник одиночным ВСП. Методы измерений компонент векторно-скалярных полей получили название векторно-фазовые методы. Результаты гидроакустических измерений с применением ВСП рассматривались в работах [42–56].

Другое важное направление ИОС, голографическая обработка сигналов (ГОС), интенсивно развивающееся в последние годы, опирается на формирование голографического изображения источника в гидроакустических волноводах с использованием ВСП. В отличие от интерферометрического подхода, где получают и изучают интерферограммы, формируемые шумовыми сигналами, в голографической обработке анализируются голограммы, получаемые применением двумерного преобразования Фурье к интерферограммам, из которых далее производится извлечение информации о параметрах источников. Такое, казалось бы, несущественное отличие приводит ко многим важным следствиям. В частности, удается повысить помехоустойчивость обработки, устранить, точнее, существенно уменьшить искажения сигналов, вызванные случайными неоднородностями среды распространения, а также развить адаптивные методы обработки, не требующие знания априорной информации о характеристиках передаточной функции мелководной акватории. За короткий отрезок времени ГОС превратилась в мощный исследовательский метод, способный решать современные задачи освещения подводной обстановки: обнаружения, разрешения и локализации малозумных подводных источников в условиях пространственно-временной изменчивости океанической среды. Укажем приоритетные работы, где рассматривались вопросы, связанные с обоснованием ГОС и ее применением для решения задач освещения подводной обстановки. Физические и математические принципы голографической обработки в частотно-временной области и ее апробация на натурном эксперименте впервые описаны в [57]. Помехоустойчивость обработки по отношению к скалярной и векторным компонентам шумового поля при восстановлении радиальной скорости и удаленности источника обсуждалась в [58–60]. В [61–64] разработаны алгоритмы пеленгования источников с применением двух и одного одиночных ВСП и продемонстрирована их помехоустойчивость на примерах натурного и вычислительного экспериментов. В [65, 66] описан метод определения глубины источника, и в рамках натурного и вычислительного экспериментов исследована его помехоустойчивость. В [67–72] предложен критерий оценки предельной дальности обнаружения шумового источника и на основе экспериментальных данных о спектральных характеристиках шумоизлучения источника выполнена его апробация. В [73] рассмотрена задача о взаимосвязи между наклоном локализованных полос интерферограммы

и угловым коэффициентом прямой голограммы, на которой расположены координаты фокальных пятен сигнала, обусловленные интерференцией мод разных номеров. В [63, 64, 74–76] приведены результаты высокочастотных экспериментов по локализации шумовых источников. В [77–80] разработаны адаптивные алгоритмы, которые для восстановления параметров источника не требуют знания о характеристиках среды распространения и выполнена их верификация. В [63, 64, 81–83] рассмотрена задача о разрешении шумовых сигналов на фоне помехи и случайных неоднородностей среды, оценена погрешность восстановления параметров источников, приведены результаты вычислительных и натурных экспериментов. В [84, 85] построена теория вероятностных характеристик обнаружения шумового сигнала по критерию Неймана-Пирсона. Условия формирования неискаженной интерферограммы (голограммы) шумового сигнала обсуждались в [67, 70–72]. В [86–94] исследовалась обработка гидроакустических сигналов на фоне интенсивных внутренних волн (ИВВ) и ее устойчивость по отношению к вариациям скорости звука и глубины акватории. В [95–97] разработан метод выделения мод шумовых сигналов и оценок их параметров, приведены результаты его апробации в мелководных акваториях. Работы [57–97] относятся к ГОС с использованием одиночных ВСП. В [71, 72, 98–103] рассмотрена ГОС с применением линейных антенн из ВСП. Нынешнее состояние голографической обработки широкополосных гидроакустических сигналов отражено также в монографии [104].

Следует отметить, что активные исследования в области ГОС в настоящее время проводят и зарубежные коллеги. Среди работ, наиболее близких по тематике, можно отметить работы коллег из океанографического института Woods Hole Oceanographic Institution [105, 106].

Цель данного обзора – описать современное состояние вопроса о ГОС, чтобы привлечь внимание специалистов к перспективному направлению исследований в области контроля подводной обстановки мелководных акваторий, обеспечивающего обнаружение, разрешение и локализацию малозумных движущихся подводных источников. Обоснование теории строится на основе записи интерферограммы, реализуемой двумерным преобразованием Фурье (голограммы). Восстановление параметров подводных источников осуществляется на основе измерений характеристик голограммы.

В обзоре затронут довольно широкий круг задач ГОС, представляющих теоретический и практический интерес. Изложены вопросы обработки широкополосных сигналов с применением одиночных ВСП и линейных антенн из ВСП, описан метод выделения мод шумового сигнала и оценок их параметров.

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ОДИНОЧНЫХ ПРИЕМНИКОВ

2.1. Формирование голограммы

Голографическая обработка сигнала источника с применением одиночного ВСП строится следующим образом. За время наблюдения Δt в полосе Δf накапливаются J независимых временных шумовых реализаций звукового давления $P(t)$ и векторных компонент колебательных скоростей частиц жидкости $V_{X,Y,Z}(t)$ длительностью T и с временным интервалом δT между ними

$$J = \Delta t / (\delta T + T). \quad (1)$$

Реализации независимы, если $\delta T \geq 1 / \Delta f$. Оконным преобразованием Фурье восстанавливаются частотно-временные представления шумовых реализаций $P(f,t)$ и $V_{X,Y,Z}(f,t)$. Формируются интерферограммы звукового давления

$$I(f,t) = P(f,t)P^*(f,t) \quad (2)$$

и компонент составляющих потока мощности

$$\begin{aligned} X(f,t) &= V_X(f,t)P^*(f,t), \\ Y(f,t) &= V_Y(f,t)P^*(f,t), \\ Z(f,t) &= V_Z(f,t)P^*(f,t), \end{aligned} \quad (3)$$

где верхний индекс “*” обозначает комплексно-сопряженную величину. Для повышения контрастности на интерферограммах удаляются средние значения $\bar{I}, \bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$ и применением к ним двумерного преобразования Фурье вычисляются голограммы $F_{\bar{I}, \bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}}(\tau, \nu)$. Интерферограммы и голограммы скалярной и векторных компонент шумовых сигналов, а также их комбинаций, когерентны и различаются помехоустойчивостью [57–60].

Например, применительно к интерферограмме $\tilde{X}(f,t) = X(f,t) - \bar{X}(f,t)$ интегральное преобразование имеет вид

$$F_{\tilde{X}}(\tau, \nu) = \int_0^{\Delta t} \int_{f_1}^{f_2} \tilde{X}(f,t) \exp[i2\pi(\nu t - f\tau)] df dt. \quad (4)$$

Здесь ν и τ – частота и время голограммы; $f_{1,2} = f_0 \mp (\Delta f / 2)$, f_0 – средняя частота спектра. В общем случае прием шумовых реализаций источника осуществляется при малом входном отношении с/п на фоне пространственно-временных возмущений среды распространения. Интенсивная помеха маскирует сигнальную информацию, а неоднородности среды ее искажают. Эти факторы приводят к формированию сложной интерференционной картины, которая затрудняет или делает невозможным обнаружение и локализацию

подводного источника шума. Голографическая обработка (4) позволяет в значительной мере преодолеть данные трудности, так как спектральные плотности парциальных голограмм, относящиеся к неискаженной и искаженной сигнальной информации, и помехи располагаются в различных областях на результирующей голограмме

$$F(\tau, \nu) = \sum_{j=1}^4 F_j(\tau, \nu). \quad (5)$$

Здесь $F(\tau, \nu)$ – одна из векторно-скалярных голограмм, $F_j(\tau, \nu)$ – парциальные голограммы [57–60, 86–94].

Спектральная плотность сигнала, парциальная голограмма $F_1(\tau, \nu)$ ($j = 1$), сконцентрирована в двух узких полосах в форме отдельных фокальных пятен, вызванных интерференцией мод разных номеров [57–60]. Они размещены в первом и третьем квадрантах голограммы, если радиальная скорость источника $w < 0$ (источник приближается к приемнику), и во втором и четвертом квадрантах ($w > 0$), если он удаляется от приемника. При неподвижном или движущемся источнике с радиальной скоростью, равной нулю, координаты пиков фокальных пятен расположены на оси времени τ . Область локализации содержит $(M - 1)$ главных максимумов с координатами (τ_μ, ν_μ) , расположенными на прямой $\nu = \varepsilon\tau$ с угловым коэффициентом $\varepsilon = \nu_\mu / \tau_\mu$. Здесь M – число мод, формирующих поле, $\mu = 1, (M - 1)$ – номер фокального пятна. Ближайший к началу координат максимум первого фокального пятна, обусловленный интерференцией соседних мод, приходится на координаты (τ_1, ν_1) . Координаты соседнего пика, вызванного интерференцией мод номеров $(m, m + 2)$, расположены в точке (τ_2, ν_2) и т.д. И, наконец, координаты самого удаленного пика, продиктованного интерференцией первой и последней моды – $(\tau_{(M-1)}, \nu_{(M-1)})$.

В точках с координатами (τ_μ, ν_μ) суммируются $(M - \mu)$ главных максимумов.

При условии $r_0 \gg |w|\Delta t$, где r_0 – удаление источника от приемника в начальный момент времени $t = 0$, радиальная скорость и начальное расстояние связаны с координатами максимумов фокальных пятен зависимостями

$$\dot{w} = -2\pi\kappa_{w\mu}\nu_\mu, \quad \dot{r}_0 = \kappa_{r\mu}\tau_\mu, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \kappa_{w\mu} &= \left| h_{m(m+\mu)}(f_0) \right|^{-1}, \\ \kappa_{r\mu} &= 2\pi \left| dh_{m(m+\mu)}(f_0) / df \right|^{-1} \end{aligned} \quad (7)$$

– коэффициенты, определяющие пространственные и частотные масштабы изменчивости

передаточной функции волновода [107]. Здесь $h_{mn} = h_m - h_n$, h_m — горизонтальное волновое число (постоянная распространения) m -й моды. Восстановленные параметры источников, в отличие от их истинных значений, отмечены точкой сверху. Черта сверху означает усреднение по номерам мод.

Спектральная плотность сигнала сфокусирована в полосе, ограниченной прямыми

$$v_I(\tau) = \varepsilon\tau + \delta v, \quad v_{II}(\tau) = \varepsilon\tau - \delta v, \quad (8)$$

площадь области фокусировки [82, 83]

$$S_s = \frac{(M-2)}{\pi(M-1)} \dot{r}_0 \left| \frac{dh_{1M}(f_0)}{df} \right| + \frac{4}{\Delta t \Delta f}. \quad (9)$$

Площадь области фокусировки не зависит от радиальной скорости источника, увеличивается с возрастанием удаленности и уменьшением времени наблюдения, ширины полосы и средней частоты спектра. Здесь $\delta v = 1 / \Delta t$ — полуширина фокальных пятен в направлении оси v . В направлении оси τ полуширина фокальных пятен $\delta\tau = 1 / \Delta f$. Вне этой полосы спектральная плотность сигнала практически подавлена.

Локализацию сигнальной спектральной плотности на голограмме следует рассматривать как фокусировку поля движущегося источника. Ее фактор фокусировки [57] превышает фактор фокусировки, реализуемой при обращении волнового фронта и временном обращении волны в точку расположения источника первичной волны [108]. В отличие от этих видов фокусировок, двумерная спектральная плотность движущегося источника автоматически локализуется в точке приема.

Угловые коэффициенты прямых расположения максимумов фокальных пятен ε и интерференционных полос $\delta f / \delta t$ связаны соотношением [47–50, 63]

$$\varepsilon = -\delta f / \delta t, \quad (10)$$

где δf — частотный сдвиг максимума волнового поля за время δt .

Спектральная плотность изотропной помехи, парциальная голограмма $F_2(\tau, \nu)$ ($j = 2$), распределена по всей области голограммы, площадь которой оценивается как

$$S_n = \left(\frac{|\dot{w}|}{2\pi} |h_{1M}(f_0)| + \frac{1}{\Delta t} \right) \left(\frac{\dot{r}_0}{2\pi} \left| \frac{dh_{1M}(f_0)}{df} \right| + \frac{1}{\Delta f} \right). \quad (11)$$

Спектральная плотность возмущенного поля, парциальная голограмма $F_3(\tau, \nu)$ ($j = 3$), вызванная пространственно-временной изменчивостью океанической среды, концентрируется вдоль оси частоты ν во временном интервале $2\delta t$. С увеличением времени наблюдения она возрастает и может превосходить спектральную плотность невозмущенного поля.

Спектральная плотность парциальной голограммы $F_4(\tau, \nu)$ ($j = 4$), вызванная интерференцией невозмущенного и возмущенного волновых полей

источника, невелика и ее можно рассматривать как некий слабоконтрастный размазанный фон.

Таким образом, очищая голограмму от парциальных голограмм, обусловленных помехой и возмущенным полем, можно увеличить помехоустойчивость обработки и повысить ее устойчивость по отношению к изменчивости среды распространения. Очищение голограммы не требует предварительного знания о характере сигнала, помехи и неоднородностей акватории. Важной характеристикой голограммы является угловое распределение спектральной плотности (функция обнаружения), определяющее дальность обнаружения источника

$$G(\chi) = \int_0^{\Delta\tau} |F(\tau, \chi\tau)| d\tau, \quad (12)$$

где $\Delta\tau$ — линейный размер области фокусировки по оси времени τ ; χ — варьируемое значение углового коэффициента при интегрировании вдоль прямой $\nu = \chi\tau$. При приближении источника к приемнику $0 < \chi < \infty$, при удалении — $-\infty < \chi < 0$. В отсутствие помехи и возмущения среды максимум функции обнаружения достигается при значении $\chi = \varepsilon$.

Влияние помехи и ИВВ на формирование голограмм отражено в работах [57–60, 86–94]. Проиллюстрируем сказанное на двух примерах.

На рис. 1 приведены экспериментальные результаты голографической обработки сигнала пневмоисточника при приближении к одиночному приемнику для разных входных отношений с/п q_0 в отсутствие возмущения среды [57]. Время накопления $\Delta t = 10$ мин, частотный диапазон $f = 180$ – 220 Гц. С целью повышения контрастности и информативности на голограммах вырезаны средние значения, располагающиеся вдоль оси частоты. На рис. 1б пунктиром и квадратами показаны прямая $\nu = \varepsilon\tau$ и прямые $v_{I,II}$ (8). На рис. 1в, 1е вертикальным пунктиром отмечено положение максимума.

На рис. 2 проиллюстрировано полученное численным моделированием влияние ИВВ на голографическую обработку шумового сигнала в отсутствие помехи [79]. Время наблюдения $\Delta t = 250$ с, частотный диапазон $f = 100$ – 120 Гц.

В отсутствие помехи и пространственно-временных неоднородностей среды регистрируемые интерферограмма и голограмма сигнала не искажаются, если параметры обработки, полоса Δf и время наблюдения Δt удовлетворяют условиям [67, 70–72]

$$\Delta f > \Lambda_f^{(mn)}, \quad \Delta t > \Lambda_t^{(mn)}, \quad (13)$$

где

$$\Lambda_f^{(mn)} = \frac{2\pi}{r |dh_{mn}(f_0) / df|}, \quad \Lambda_t^{(mn)} = \frac{1}{|wh_{mn}(f_0)|} \quad (14)$$

— частотные и временные масштабы изменчивости интерферограммы, обусловленные интерференцией m -й и n -й мод [107].

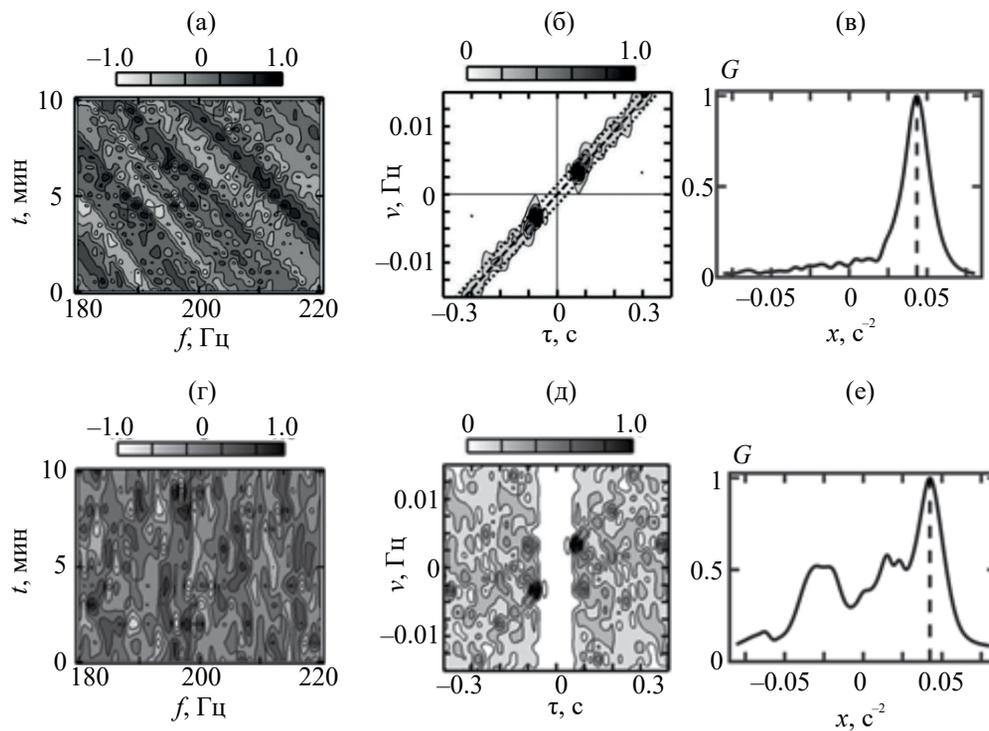


Рис. 1. Нормированные (а, г) — интерферограммы, (б, д) — модули голограмм и (в, е) — функции обнаружения: (а, б, в) — $q_0 = 25.5$ (14.1 дБ); (г, д, е) — $q_0 = 3 \times 10^{-3}$ (-25.2 дБ) [57].

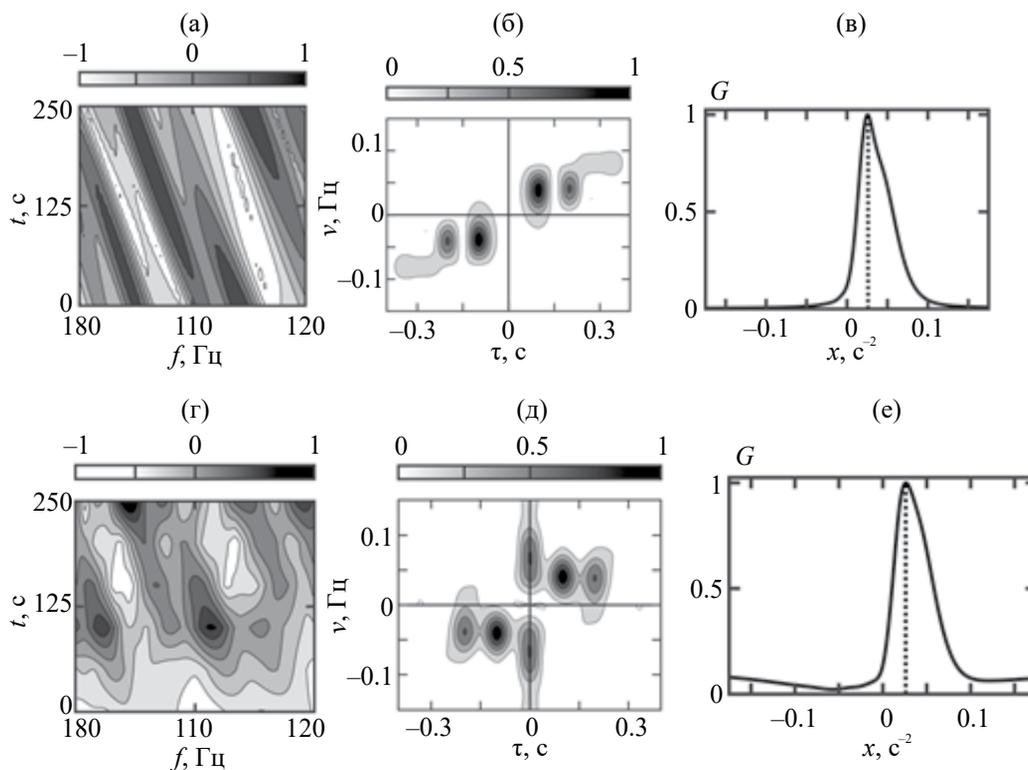


Рис. 2. Нормированные (а, г) — интерферограммы, (б, д) — модули голограмм и (в, е) — функции обнаружения: (а, б, в) — в отсутствие ИВВ, (г, д, е) — в присутствии ИВВ [79].

Неравенства (13) накладывают снизу ограничения на ширину полосы приема и время наблюдения в зависимости от расстояния, радиальной скорости и частотно-временных масштабов изменчивости передаточной функции волновода. Увеличение ширины полосы и уменьшение средней частоты спектра вызывают уменьшение расстояния, на котором формируемые интерферограмма и голограмма не искажаются. Увеличение времени наблюдения уменьшает допустимые значения радиальной скорости. Нарушение условий (13) приводит к изменению конфигурации и размытию фокальных пятен, сопровождающихся увеличением погрешности восстановления параметров источника. Неравенства (13) наиболее критичны по отношению к соседним модам, формирующим первое фокальное пятно. При невыполнении первого (левого) условия локализация полос интерферирующих (m, n) мод не наблюдается. Иная закономерность проявляется при несоблюдении второго (правого) условия, когда время наблюдения недостаточно для пересечения источником пространственных масштабов изменчивости интерферограммы. В этом случае положение пика фокального пятна таких интерферирующих мод смещается на ось времени голограммы, так что по отношению к ним интерферограмма формируется как бы неподвижным источником. Восстановление параметров источника проводится по отношению к неискаженной конфигурации фокальных пятен. В рамках численного моделирования искажения голограммы исследовались в [67, 70, 71].

2.2. Локализация источника

Радиальная скорость и удаление источника определяются соотношениями (6), в которые входят непосредственно измеряемые по голограмме координаты максимумов фокальных пятен и неизвестные характеристики передаточной функции волновода (7), которые могут быть определены по данным акустической калибровки акватории [109] или по результатам моделирования на основе априорной информации о характеристиках волновода.

В [61–64] разработаны алгоритмы пеленгования источников с применением двух и одного ВСП и продемонстрирована их помехоустойчивость на примерах натурального и вычислительного экспериментов. Остановимся на изложении алгоритма пеленгования с использованием одиночного ВСП.

Пеленг, угол θ в горизонтальной плоскости (x, y) между осью x ВСП и направлением на источник, оценивается по отношению максимумов функций обнаружения горизонтальных составляющих потоков мощности [53]

$$|\operatorname{tg}\theta| = \frac{G_Y(\varepsilon)}{G_X(\varepsilon)}. \quad (15)$$

Определение направления на источник неоднозначно. Области голограмм $F_X(\tau, \nu)$, $F_Y(\tau, \nu)$,

$F_I(\tau, \nu)$ за пределами зоны локализации спектральной плотности очищаются от помехи и выполняются обратные двумерные преобразования Фурье по восстановлению двумерных интерферограмм $\dot{X}(f, t)$, $\dot{Y}(f, t)$, $\dot{I}(f, t)$. Неоднозначность пеленга устраняется при рассмотрении в фиксированный момент времени t_* на частоте f_* отношений интерферограмм, очищенных от помехи

$$\gamma_x = \frac{\dot{X}(f_*, t_*)}{\dot{I}(f_*, t_*)}, \quad \gamma_y = \frac{\dot{Y}(f_*, t_*)}{\dot{I}(f_*, t_*)}. \quad (16)$$

Если: а) $\gamma_x > 0$, $\gamma_y > 0$, то источник расположен в I-ом квадранте ВСП; б) $\gamma_x < 0$, $\gamma_y > 0$ — во II-м квадранте; в) $\gamma_x < 0$, $\gamma_y < 0$ — в III-м квадранте; г) $\gamma_x > 0$, $\gamma_y < 0$ — в IV-м квадранте. Для пеленгования источника знаний о гидрофизических характеристиках волновода не требуется.

При волновом описании поля источника информация о его глубине z_s заключена в собственных функциях мод $\psi_m(z_s, f)$, т.е. содержится в амплитудах мод A_m сигнала [107]. Метод определения глубины источника и его апробация в рамках натурального и вычислительного экспериментов при различных уровнях помехи рассмотрены в [65, 66]. К одной из восстановленных интерферограмм, очищенных от помехи, применяется одномерное преобразование Фурье, восстанавливая огибающую сигнала. По ней определяются амплитуды мод. Через отношение амплитуд соседних мод $g_{m(m+1)} = A_m / A_{m+1}$ оценивается глубина источника z_s . Оценка сводится к решению уравнения

$$\Phi_{m(m+1)}(\dot{z}_s) = \left| \phi_{m(m+1)}(\dot{z}_s) - g_{m(m+1)} \right| = 0. \quad (17)$$

Здесь

$$\phi_{m(m+1)}(\dot{z}_s) = \frac{\psi_m(\dot{z}_s, f_0) \psi_{m+1}(z_q, f_0)}{\psi_{m+1}(\dot{z}_s, f_0) \psi_m(z_q, f_0)} \quad (18)$$

– теоретическая зависимость функции, z_q – глубина приемника. Решение неоднозначное. Для избавления от некорректности выполняется совместная оценка глубины для разных пар отфильтрованных мод. Каждая такая комбинация содержит одно правильное значение, а остальные – ложные. Оценкой глубины будет значение, которое является общим для выбранных комбинаций.

Методу оценки глубины источника свойственны две особенности. Во-первых, уменьшение входного отношения с/п не порождает экспоненциально убывающую разницу между реальной и оценочной глубины источника, а стремится к некоторому установившемуся значению. Максимальная ошибка в оценке глубины источника не превышает четверти длины волны, отвечающей средней частоте спектра f_0 . Во-вторых, устойчивость к вариациям

собственных функций и ошибкам измерений отношения амплитуд мод. Это позволяет неизвестные собственные функции реального волновода заменить известными функциями идеального волновода. Таким образом, в рамках данной погрешности знания о гидроакустических характеристиках акватории также не требуется.

Экспериментальные результаты локализации высокочастотных источников звука в мелководных акваториях рассмотрены в [64, 65, 74–76].

2.3. Дальность обнаружения

В качестве критерия дальности обнаружения шумового источника принимается условие, согласно которому максимум функции обнаружения сигнала шумового источника (12) в направлении $\chi = \varepsilon$ расположения пиков фокальных пятен сигнала в два и более число раз превышает помеховый уровень в направлениях $\chi \neq \varepsilon$ при входном отношении с/п q_0 [67, 70–72]

$$G(\varepsilon, q_0) \geq 2G(\chi, q_0). \quad (19)$$

В этом случае восстанавливаемые оценки параметров источника близки к реальным значениям. Условие (19) установлено на основании ряда физических соображений, подкрепленных результатами натуральных и численных экспериментов.

Максимальная дальность обнаружения r_{\max} шумового источника, согласно (19), описывается выражением

$$2 = Jq_0(r_{\max}), \quad (20)$$

где входное отношение с/п $q_0(r_{\max})$ определяется законом спадающей средней мощности шумоизлучения источника с расстоянием и уровнем помехи. На основе численного моделирования звукового поля и экспериментальных данных о спектральных характеристиках автономного необитаемого подводного аппарата (АНПА) и фонового шума акватории [68, 69] выполнены оценки максимальной дальности обнаружения для разных частотных диапазонов и параметров обработки [67, 70]. Для определения максимальной дальности обнаружения информация о характеристиках акватории не требуется.

На рис. 3 приведены результаты максимальной дальности обнаружения АНПА, заимствованные из работы [70]. Параметры обработки: $f = 900\text{--}950$ Гц, $\Delta t = 30$ с, $T = 1.5$ с, $\delta T = 0.5$ с, $J = 15$. Максимальная дальность обнаружения оценивается как $r_{\max} = 6$ км, которому отвечает входное отношение с/п $q_0 = -8.99$ дБ. При дальнейшем снижении значения q_0 возникает неоднозначность в определении положения максимума функции обнаружения, и обнаружение источника на расстоянии $r = 7$ км становится невозможным. Расстоянию $r = 7$ км соответствует значение $q_0 = -10.14$ дБ. Из рис. 3б, 3д следует, что конфигурация первого фокального пятна искажена, поскольку временная координата положения максимума расположена на оси

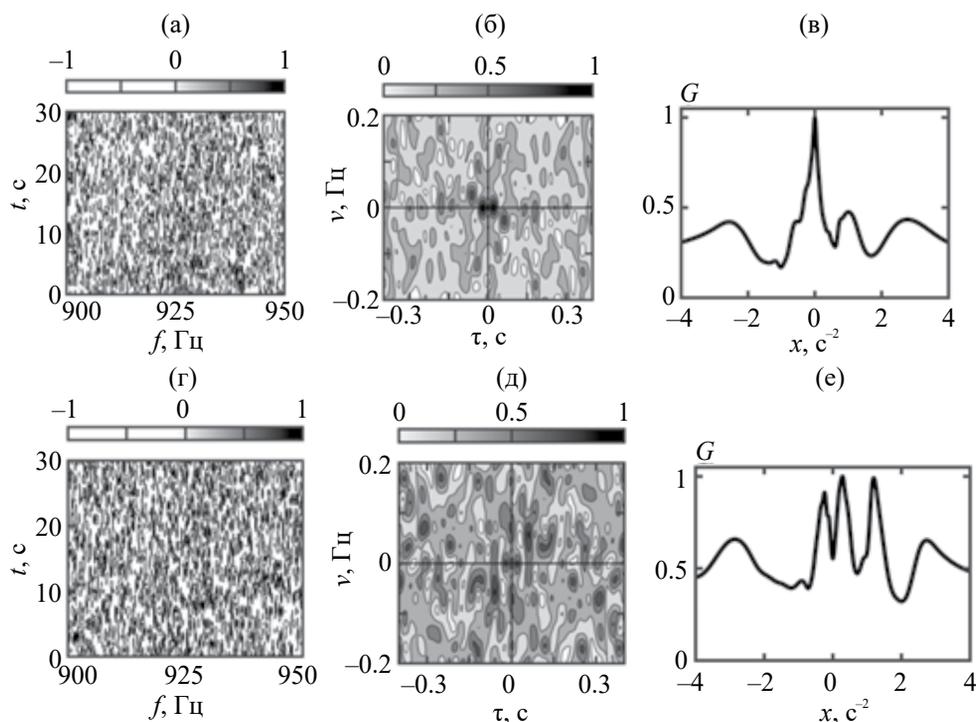


Рис. 3. Нормированные (а, г) — интерферограммы, (б, д) — голограммы и (в, и) — функции обнаружения. Расстояния: (а–в) — $r = 6$ км, (г–е) — $r = 7$ км [70].

времени, т.е. для соседних интерферирующих мод нарушено правое условие (13).

В неявной форме предельная дальность обнаружения шумового источника определяется выражением [71, 72]

$$r_{\text{lim}} = \frac{\pi \Delta t q_0(r_{\text{lim}}) - (2 / \Delta f)}{4 |dh_{1M}(f_0) / df|}. \quad (21)$$

Выбор параметров голографической обработки при реализации предельной дальности обнаружения шумового источника состоит в следующем.

1. Вводится априорная модель волновода. Задается предельная дальность обнаружения r_{lim} и выбираются параметры обработки: время наблюдения Δt , ширина полосы Δf и средняя частота спектра f_0 . Устанавливается средний уровень помехи $N_{\Delta f}^2$ в полосе Δf . Моделируется зависимость мощности шумового источника $P_{\Delta f}^2(r)$ от расстояния r .

2. На основе данных зависимости $P_{\Delta f}^2(r)$ и уровня помехи $N_{\Delta f}^2$ для предельной дальности обнаружения r_{lim} вычисляется входное отношение с/п $q_0(r_{\text{lim}}) = P_{\Delta f}^2(r_{\text{lim}}) / N_{\Delta f}^2$.

3. Из выражения (21) находится величина $|dh_{1M}(f_0) / df|$, определяющая предельную длительность шумовой реализации T_{lim}

$$T_{\text{lim}} = \frac{4}{2\pi} r_{\text{lim}} |dh_{1M}(f_0) / df|. \quad (22)$$

Таким образом, информация о предельной длительности сигнала извлекается из заданных параметров обработки и установленной предельной дальности обнаружения шумового источника. В [72] сделана попытка оценить предельную дальность обнаружения подводного глайдера, т.е. АНПА, движущегося с выключенными движителями.

2.4. Адаптивные алгоритмы

Чрезвычайно существенным шагом для развития голографической обработки явилось установление адаптивных алгоритмов, которые дают возможность восстанавливать удаление и радиальную скорость источника без знания априорной информации о характеристиках среды распространения [77–80]. Это позволяет расширить область применения ГОС и решать проблему идентификации малозумных источников в мелководных акваториях с неизвестными передаточными функциями.

Адаптивные алгоритмы строятся на основе измерений пеленга [61, 62] и ЧСИМ волнового поля между разнесенными в горизонтальной плоскости ВСП. Предложенные адаптивные алгоритмы между собой различаются в методах измерений ЧСИМ, которые не требуют информации о передаточной

функции акватории. В [78] рассмотрено измерение ЧСИМ на основе корреляционного метода [110], а в [79, 80] – на основе измерений положений максимумов функций обнаружения, т.е. полностью оставаясь в рамках измерений параметров голограмм. Корреляционному методу измерения ЧСИМ присущи два существенных недостатка. Он, во-первых, снижает помехоустойчивость ГОС, так как опирается на величины, не измеряемые при регистрации голограмм, во-вторых, не позволяет усмотреть простую связь между ЧСИМ и параметрами голограммы. Эта связь дается соотношением (10), позволяющим радиальную скорость и удаленность источника выразить через регистрируемые параметры голограммы.

При изложении рассматриваемого вопроса будем придерживаться работ [79, 80]. Положим, что источник S находится в дальней зоне по отношению к ВСП $Q_{1,2}$, которые разнесены на горизонтальное расстояние d , $r_{1,2} \gg d$ (рис. 4). В начальный момент времени $t = 0$ расстояния между источником и приемниками равны $r_{1,2}$, пеленг равен θ , $r_2 - r_1 = d \cos \theta$. Источник с радиальной скоростью w приближается к приемному модулю. Радиальная скорость и начальные расстояния описываются выражениями

$$\begin{aligned} \dot{w} &= -\frac{d \cos \theta}{\Delta t} \frac{\Delta f_2(\Delta t)}{\Delta f(0)}, \\ \dot{r}_1 &= -d \cos \theta \frac{\Delta f_2(\Delta t)}{\Delta f(\Delta t)}, \\ \dot{r}_2 &= -d \cos \theta \frac{\Delta f_1(\Delta t)}{\Delta f(\Delta t)}. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь $\Delta f(0)$ и $\Delta f_1(\Delta t)$, $\Delta f_2(\Delta t)$ – ЧСИМ в момент времени $t = 0$ между приемниками и за время наблюдения Δt в точках наблюдения. Условия применимости алгоритма сводятся к требованию разрешения ЧСИМ. Эта задача рассмотрена в [111].

Примем, что максимумы функций обнаружения для приемников Q_1 и Q_2 приходятся на значения ε_1

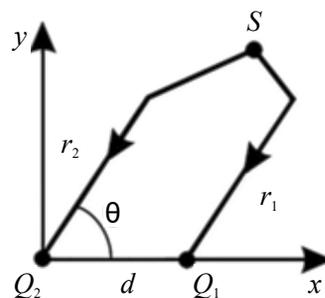


Рис. 4. Схема расположения источника S и ВСП $Q_{1,2}$ (вид сверху).

и ε_2 . Тогда в соответствии с (10) ЧСИМ $\Delta f_1(\Delta t)$, $\Delta f_2(\Delta t)$ и $\Delta f(\Delta t) = \Delta f_2(\Delta t) - \Delta f_1(\Delta t)$ равны

$$\begin{aligned} \Delta f_1(\Delta t) &= -\varepsilon_1 \Delta t, \Delta f_2(\Delta t) = \\ &= -\varepsilon_2 \Delta t, \Delta f(\Delta t) = -(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \Delta t. \end{aligned} \quad (24)$$

В результате, согласно (23) и (24), для расстояний $r_{1,2}$ получаем оценки

$$\dot{r}_1 = -d \cos \theta \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}, \dot{r}_2 = -d \cos \theta \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}. \quad (25)$$

Регистрация ЧСИМ $\Delta f(0)$ может быть осуществлена следующим образом. Примем, что на прямой линии расположения приемников $Q_{1,2}$ размещены N приемников, т.е. заменим приемники $Q_{1,2}$ горизонтальной цепочкой приемников длиной $d \cos \theta$. Для момента времени $t = 0$ применим к приемникам пространственно-частотную голографическую обработку [105, 106]. Она аналогична описанной выше частотно-временной обработке за исключением того, что временное суммирование спектральной плотности заменяется пространственным суммированием. Обозначим через ε_r положение максимума функции обнаружения. Тогда получаем $\Delta f(0) = -\varepsilon_r d \cos \theta$ и, согласно (23), (24), для радиальной скорости находим

$$\dot{w} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_r}. \quad (26)$$

Таким образом, адаптивный алгоритм [79, 80] позволяет оценивать радиальную скорость и удаление источника исключительно в рамках измеряемых параметров голографической обработки. В области значений пеленга $\theta \sim 90^\circ$ алгоритм неприменим. Это ограничение снимается, если три приемника (три линейные цепочки приемников) будут размещены в вершинах (по сторонам) равностороннего треугольника. В [79, 80] приведены результаты численного моделирования, показана устойчивость алгоритма по отношению к ИВВ, обуславливающим горизонтальную рефракцию и взаимодействие мод звукового поля шумового источника.

2.5. Обнаружение шумового сигнала

Помехоустойчивость ГОС определяется двумя основными факторами. Один из них – это квазикогерентное накопление спектральной плотности сигнала вдоль интерференционных полос интерферограммы. Спектральная плотность помехи накапливается некогерентно. Другой фактор обусловлен концентрацией спектральной плотности сигнала на голограмме в узкой полосе, при этом спектральная плотность помехи распределена по всей области голограммы.

Положим, что накопление спектральной плотности сигнала осуществляется когерентно и на голограмме помеха распределена равномерно по всей

области. При этих предположениях по отношению к входному значению c/p q_0 отношение c/p на выходе ГОС оценивается как

$$q(\Delta t) = J \gamma q_0, \quad (27)$$

где $\gamma = S_n / S_s$ – коэффициент концентрации, S_s (9) и S_n (11) – площади областей распределения спектральных плотностей сигнала и помехи на голограмме. При большом числе мод, $M \gg 1$, получаем

$$\gamma \approx \frac{1}{4\pi} \dot{w} |h_{1M}(f_0)| \Delta t = \frac{1}{2} v_{M-1} \Delta t. \quad (28)$$

Для мелководных акваторий в низкочастотном диапазоне (несколько сотен герц) и скоростей источника $w \approx 1-5$ м/с, полагая $\Delta t = 100$ с, величина $\gamma \sim 3-15$.

Квазикогерентное накопление спектральной плотности шумового сигнала вдоль интерференционных полос реализуется для входных отношений c/p $q_0 > q_{lim}$, где для скалярной компоненты поля предельное значение оценивается как $q_{lim} \sim 1.5 / J^2$ [58, 59]. Использование векторных компонент звукового поля позволяет значение q_{lim} уменьшить в 2-5 раз [59, 60].

Рассмотрим обнаружение шумового сигнала по критерию Неймана–Пирсона, максимизирующего вероятность правильного обнаружения p_1 при заданной вероятности ложной тревоги p_2 [112]. При большом числе временных интервалов J (1) плотность вероятности случайной величины на выходе ГОС стремится к нормальному закону [113].

Вероятность ложной тревоги на выходе ГОС, как вероятность превышения помехой порогового уровня g , равна [84, 85]

$$p_2 = 1 - 0.5 [\Phi(\kappa_n - 0.5) + \Phi(\kappa_n + 0.5)], \quad (29)$$

где $\kappa_n = g / 2M_n(\Delta t)$, $M_n(\Delta t)$ – математическое ожидание квадрата модуля спектра помехи для момента времени Δt , $\Phi(x)$ – интеграл ошибок

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (30)$$

Вероятность ложной тревоги однозначно определяется параметром κ_n . Максимальное значение параметра κ_n можно оценить из условия, что вероятность ложной тревоги близка нулю, $p_2 \approx 0$. Тогда, согласно (29), получаем $\max \kappa_n \approx 4$.

Вероятность правильного обнаружения на выходе ГОС записывается в виде

$$p_1 = 1 - 0.5 [\Phi(\eta_1) + \Phi(\eta_2)], \quad (31)$$

где

$$\eta_1 = \frac{2\kappa_n - 1 - q(\Delta t)}{2(1 + q(\Delta t))}, \quad \eta_2 = \frac{2\kappa_n + 1 + q(\Delta t)}{2(1 + q(\Delta t))}. \quad (32)$$

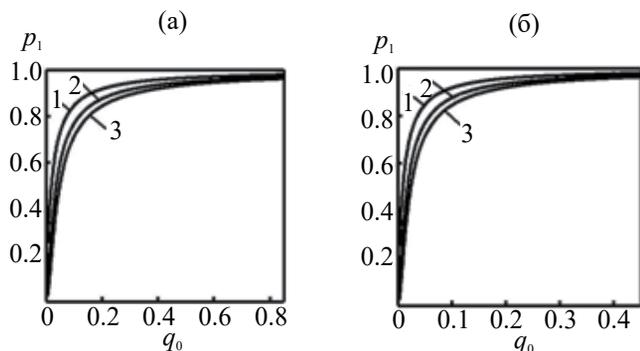


Рис. 5. Зависимость вероятности правильного обнаружения p_1 от входного отношения с/п q_0 для разных значений вероятности ложной тревоги p_2 : (а) — $J = 10$; (б) — $J = 20$. Кривая 1 — $p_2 = 10^{-1}$, кривая 2 — $p_2 = 10^{-2}$, кривая 3 — $p_2 = 10^{-3}$ [84].

Вероятность правильного обнаружения p_1 однозначно определяется параметром κ_n и отношением с/п $q(\Delta t)$ (27) на выходе ГОС.

Возможность обнаружения шумового сигнала с заданными вероятностями p_1 и p_2 не зависит от формы сигнала и вида помехи, и определяется только плотностью энергии помехи $M_n(\Delta t)$, числом временных интервалов J и коэффициентом концентрации γ .

На рис. 5 приведены кривые обнаружения шумового сигнала в зависимости от входного отношения с/п q_0 для коэффициента концентрации $\gamma = 7$ [85]. С уменьшением вероятности ложной тревоги и числа временных интервалов, при заданном входном отношении с/п, вероятность правильного обнаружения уменьшается.

Оценка дальности обнаружения (20) и вероятность правильного обнаружения (31) связаны между собой. Согласно (20) определяется минимальное значение входного отношения с/п q_0 . По зависимости (31) для полученного значения q_0 вычисляется вероятность правильного обнаружения при заданной вероятности ложной тревоги.

2.6. Разрешающая способность

Разрешающая способность рассматривается как раздельное обнаружение и локализация нескольких источников. Задача разрешения нескольких источников на фоне помехи и ИВВ рассматривалась в [63, 64, 81–83]. Механизм разрешения основан на том, что результирующие интерферограммы и голограммы нескольких источников можно рассматривать как линейную суперпозицию интерферограмм и голограмм шумовых сигналов отдельных источников.

В качестве критерия разрешения сигналов положим требование, чтобы их спектральные плотности на голограмме не пересекались. Для выполнения этого условия достаточно потребовать не

пересечения спектральных плотностей их первых фокальных пятен. Если спектральные плотности сигналов расположены в разных квадрантах голограммы (радиальные скорости источников имеют разные знаки), то возможности разделения сигналов улучшаются.

Положим, что спектральные плотности сигналов расположены в первом квадранте голограммы и $\varepsilon_{(1)} > \varepsilon_{(2)}$, где нижние индексы в круглых скобках относятся к первому и второму сигналу (источнику). Тогда сформулированный критерий разрешения сигналов сводится к выполнению условия [82, 83].

$$\varepsilon_{(1)}\tau_{1(1)} - \varepsilon_{(2)}\tau_{1(2)} \geq (2 / \Delta t). \quad (33)$$

Используя (6), (7), неравенство (33) можно привести к виду

$$\Delta t \left| \dot{w}_{(1)} - \dot{w}_{(2)} \right| > 2D_{\max}, \quad (34)$$

где

$$D_{\max} = 2\pi / \left| \overline{h_{m(m+1)}}(f_0) \right| \quad (35)$$

— усредненный максимальный пространственный период интерферограммы, обусловленный интерференцией соседних мод [107]. Выполнение условия (34) не зависит от начальных расстояний источников $r_{0(1,2)}$ и ширины полосы Δf . Неравенство (34) остается справедливым и тогда, когда радиальная скорость одного из источников равна нулю. Единственным параметром, которым определяется качество разрешения сигналов при заданных характеристиках акватории, является время наблюдения.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда радиальные скорости источников равны нулю, $w_{(1,2)} = 0$, т.е. область фокусировки расположена вдоль оси времени τ . Пусть $r_{0(2)} > r_{0(1)}$. Тогда требование разрешения сигналов сводится к условию не пересечения последнего и первого фокальных пятен, формируемых сигналами первого и второго источников

$$\tau_{1(2)} - \tau_{(M-1)(1)} \geq (2 / \Delta f). \quad (36)$$

Вводя обозначения усредненного максимального частотного масштаба изменчивости интерферограммы сигнала второго источника

$$\Lambda_{\max(2)} = \frac{2\pi}{r_{0(2)} \left| \overline{dh_{m(m+1)}}(f_0) / df \right|} \quad (37)$$

и минимального частотного масштаба изменчивости интерферограммы сигнала первого источника [107]

$$\Lambda_{\min(1)} = \frac{2\pi}{r_{0(1)} \left| dh_{1M}(f_0) / df \right|}, \quad (38)$$

неравенство (36), воспользовавшись выражениями (11), (13), можно привести к виду

$$\left(1 / \Lambda_{\max(2)}\right) - \left(1 / \Lambda_{\min(1)}\right) \geq (2 / \Delta f). \quad (39)$$

Выполнение неравенства (39) от времени наблюдения не зависит.

Характерной чертой критериев разрешения сигналов (33) и (36) является то обстоятельство, что они определяются параметрами передаточной функции волновода. Поэтому их физическое содержание различно в зависимости от выбора акватории. Предлагаемые критерии удобны тем, что они дают априорные условия разрешения сигналов в зависимости от параметров передаточной функции волновода, радиальных скоростей и удаленностей источников, времени наблюдения и частотно-диапазона.

Разрешение нескольких шумовых сигналов реализуется следующим образом. Результирующая голограмма очищается от помехи и от возмущения среды. Очищение голограммы от возмущений среды основано на вырезании спектральной плотности на временном интервале $2\delta\tau = 2 / \Delta f$ вдоль оси частоты ν . Очистка не требует предварительного знания о характере возмущения и сигналов. Очищенную от возмущения среды голограмму можно теперь использовать для разрешения шумовых сигналов, мало искаженных неоднородностями среды, на фоне помехи. Вначале на голограмме выделяется область локализации спектральной плотности наиболее мощного сигнала. Она вырезается и по отношению к ней применяется обратное двумерное преобразование Фурье по восстановлению интерферограммы. Выделяя последовательно на голограмме области локализации отдельных сигналов и вырезая их, будем получать голограммы и интерферограммы менее интенсивных сигналов. Очистка не требует предварительных данных о характере сигналов, помехи и характеристик акватории. Единственными переменными, которые определяют механизм очистки, являются время наблюдения и угловые коэффициенты прямых положений пиков спектральных плотностей источников. Возможности очистки ограничены входным отношением с/п. В рамках численного моделирования разрешение трех шумовых источников различной интенсивности на фоне изотропной помехи рассмотрено в [81]. Выполнен сравнительный анализ погрешности восстановления их координат: пеленга, радиальной скорости, удаленности и глубины. В [82, 83] на основе численного эксперимента исследовано разрешение двух шумовых сигналов в условиях ИВВ, вызывающих горизонтальную рефракцию и взаимодействие мод звукового поля. Разрешение малошумного АНПА на фоне надводных судов в акватории интенсивного судоходства продемонстрировано в [63, 64].

3. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН

Применение ГОС с использованием линейных антенн для решения ряда задач по обеспечению контроля подводной обстановки обсуждалось в работах [71, 72, 98–103].

Пусть число элементов Q_b приемной антенны равно B , $b = 1, B$, межэлементное расстояние – d . Спектр шумового источника, движущегося с радиальной скоростью w на глубине z_s , сосредоточен в частотном диапазоне $f_0 - (\Delta f / 2) \leq f \leq f_0 + (\Delta f / 2)$. Поля с каждого элемента антенны суммируются, и на выходе антенны формируется интерферограмма, к которой применяется двумерное преобразование Фурье. Ограничимся рассмотрением скалярной компонентой поля, т.е. спектром звукового давления $p(f, t)$.

3.1. Горизонтальная линейная антенна

Схема расположения источника S и горизонтальной линейной антенны приведена на рис. 6. Элементы антенны находятся на глубине z_q . Опорным элементом антенны выбран первый элемент Q_1 . Апертура $L = (B - 1)d$ много меньше расстояния до источника, $L \ll r_b$. В этом случае $r_b = r_1 - (b - 1)d \sin \vartheta$, где ϑ – угол, дополнительный к пеленгу.

При суммировании полей с элементов антенны компенсируется разность расстояний от источника до различных ее элементов в направлении угла ϑ . Поэтому поле Q_b элемента умножается на экспоненциальный множитель $\exp[ih_*(f_0)(b - 1)d \sin \vartheta_*]$. Здесь $h_*(f_0)$ – выделенная постоянная распространения на средней частоте f_0 спектра источника, ϑ_* – угол компенсации. На выходе антенны поле $p_1(f, r_1)$, при пренебрежении зависимостью амплитуды моды от расстояния, $A_m(f, r_1) \approx A_m(f, r_b)$, имеет вид

$$p_1(f, r_1) = \sum_m A_m(f, r_1) I_m \exp\left\{i\left[h_m(f)r_1 - (B - 1)(h_m(f)\eta - h_*(f_0)\eta_*)\right]\right\}, \quad (40)$$

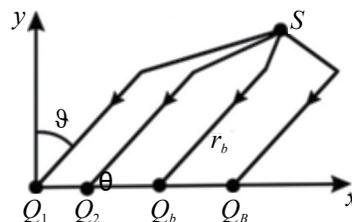


Рис. 6. Геометрия задачи (вид в горизонтальной плоскости): r_b – горизонтальное расстояние элемента Q_b до источника S , ϑ – угол направления на источник.

где

$$\eta = d \sin \vartheta / 2, \quad \eta_* = d \sin \vartheta_* / 2, \quad (41)$$

$$I_m = \frac{\sin \left[B \left(h_m(f) \eta - h_*(f_0) \eta_* \right) \right]}{\sin \left(h_m(f) \eta - h_*(f_0) \eta_* \right)}. \quad (42)$$

$$P_1^{(mn)}(f, r_1) = A_m(f, r_1) A_n^*(f, r_1) I_{mn}(f) \exp \left[i h_{mn}(f) (r_1 - (B-1) \eta) \right], \quad (44)$$

где

$$I_{mn} = I_m I_n. \quad (45)$$

Пусть в начальный момент времени $t_0 = 0$ расстояние $r_1 = r_0$. В интерферограмме (43) от переменной расстояния r_1 перейдем к временной переменной t , $r_1 = r_0 + wt$ и применим к ней двумерное преобразование Фурье

$$\begin{aligned} F_1(v, \tau) &= \\ &= \int_0^{\Delta t} \int_{f_1}^{f_2} P_1(f, t) \exp \left[i 2 \pi (v t - f \tau) \right] dt df = \\ &= \sum_m \sum_n F_1^{(mn)}(v, \tau). \end{aligned} \quad (46)$$

Как и в случае одиночного приемника, спектральная плотность голограммы горизонтальной антенны в форме фокальных пятен локализована в узкой полосе, ограниченной прямыми (8).

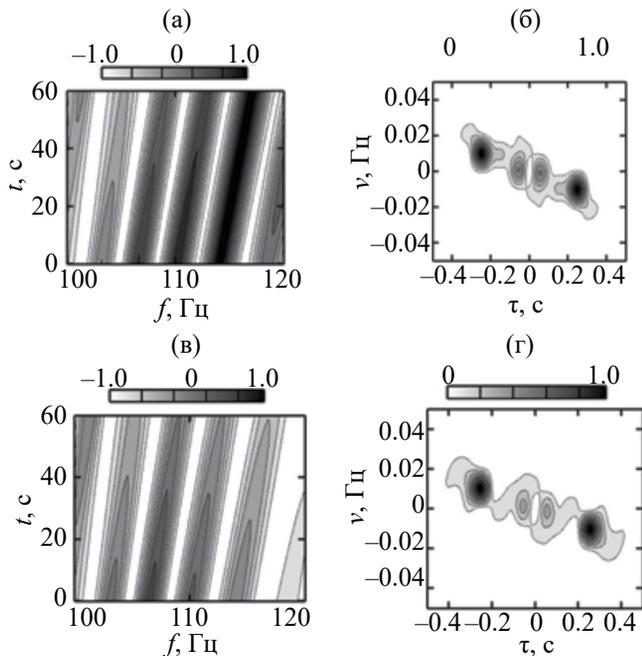


Рис. 7. Нормированные (а, в) — интерферограммы и (б, г) — голограммы: (а, б) — одиночный элемент, (в, г) — горизонтальная антенна [99].

Интерферограмма сигнала на выходе антенны

$P_1(f, r_1) = |p_1(f, r_1)|^2$, согласно (40), равна

$$P_1(f, r_1) = \sum_m \sum_n P_1^{(mn)}(f, r_1), \quad (43)$$

Классификация фокальных пятен сохраняется. При выполнении условия $r_0 \gg |(B-1)\eta - wt_*|$, где $t_* < \Delta t$, оценки удаления и радиальной скорости источника совпадают с оценками (6) для одиночного приемника. Множитель I_{mn} (45) определяет распределение спектральной плотности антенны по отношению к одиночному приемнику. Вопросы формирования голограммы сигнала в случае линейной горизонтальной антенны рассмотрены в [98, 99].

В качестве примера на рис. 7 приведены интерферограммы и голограммы одиночного элемента и антенны из трех элементов в отсутствие компенсации [99]. Антенна расположена на дне волновода глубиной $H = 70$ м. По сравнению с одиночным приемником снижается контрастность интерференционной картины и незначительно изменяется топология спектральной плотности на голограмме. Это объясняется некогерентным сложением полей на элементах антенны. Положения максимумов фокальных пятен сохраняются.

3.2. Вертикальная линейная антенна

На выходе антенны поле источника представим в виде [107]

$$\begin{aligned} p_2(f, r) &= \sum_b p_b(f, r) = \\ &= \sum_m E_m H_m(f, r) \exp \left[i h_m(f) r \right], \end{aligned} \quad (47)$$

где $H_m(f, r) = A_m(f, r) / \psi_m(z_b, f)$, z_b — глубина b -го элемента антенны,

$$E_m = \sum_b \psi_m(z_b, f). \quad (48)$$

Интерферограмма сигнала на выходе антенны, согласно (48), равна

$$P_2(f, r) = \sum_m \sum_n P_2^{(mn)}(f, r), \quad (49)$$

$$P_2^{(mn)}(f, r) = E_m E_n^* H_m(f, r) H_n^*(f, r) \exp \left[i h_{mn}(f) r \right]. \quad (50)$$

Пусть начальному моменту времени $t_0 = 0$ соответствует расстояние r_0 . В интерферограмме (49) от переменной расстояния r перейдем к временной

переменной t и применим к ней двумерное преобразование Фурье

$$F_2(v, \tau) = \int_0^{\Delta t} \int_{f_1}^{f_2} P_2(f, t) \exp[i2\pi(vt - f\tau)] dt df = \sum_m \sum_n F_2^{(mn)}(v, \tau). \quad (51)$$

При выполнении условия $r \gg |w|t_*$ оценки удаления и радиальной скорости источника совпадают с оценками (6) для одиночного приемника. Спектральная плотность голограммы вертикальной антенны в форме фокальных пятен локализована в узкой полосе (8). Классификация фокальных пятен сохраняется. Спектральная плотность парциальных голограмм антенны $F_2^{(mn)}$ по отношению к одиночному приемнику отличается весовым множителем $E_m E_n^*$. Вопросы формирования голограммы сигнала в случае линейной вертикальной антенны рассмотрены в [98, 100].

Для иллюстрации на рис. 8 приведены интерферограммы и голограммы одиночного элемента на глубине $z_b = 38.5$ м и вертикальной антенны из двадцати элементов, перекрывающей волновод глубиной $H = 70$ м [100].

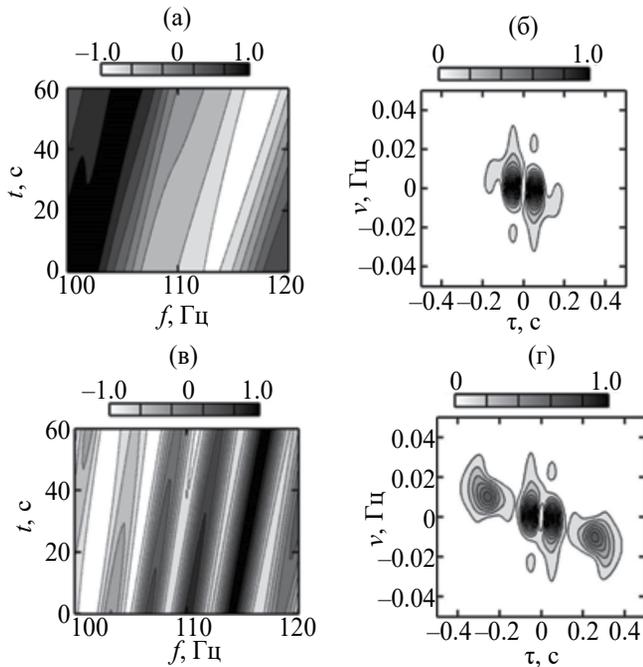


Рис. 8. Нормированные (а, в) — интерферограммы и (б, г) — голограммы: (а, б) — одиночный элемент, (в, г) — вертикальная антенна [100].

3.3. Параметры антенны

По отношению к одиночному приемнику результативность ГОС с использованием антенны будем характеризовать коэффициентом усиления

$$\chi = |G_{an}| / |G_r| \quad (52)$$

и характеристикой направленности (горизонтальная антенна)

$$D = G_{an} / \max G_{an}, \quad (53)$$

где

$$G_{an,r} = \iint |F_{an,r}(\tau, v)| d\tau dv. \quad (54)$$

Нижние индексы “an” и “r” относятся к антенне и одиночному приемнику. В направлении угла компенсации коэффициент усиления горизонтальной антенны достигает максимального значения $\chi_{\max} \cong B^2$. Коэффициент усиления χ вертикальной антенны $\chi \approx B^2$. Результаты численного моделирования по рассмотрению коэффициента усиления и характеристики направленности линейных антенн обсуждались в работах [99, 100].

Будем считать, что шумовой сигнал и помеха — статистически не связанные случайные процессы, на входе элементов антенны помеха не коррелирована. Для выполнения второго условия достаточно потребовать выполнения неравенства $d \geq \lambda / 2$, где λ — длина волны. Тогда на выходе ГОС отношение с/п антенны составит [101–103]

$$q_{an}(\Delta t) = \alpha J \gamma q_0, \quad (55)$$

где $\alpha = \chi / B \approx B$, q_0 — отношение с/п на входе приемника антенны. Следовательно, по сравнению с одиночным приемником антенна обеспечивает на выходе ГОС выигрыш в отношении с/п примерно в B раз, $q_{an}(\Delta t) / q_r(\Delta t) \approx B$.

3.4. Обнаружение шумового источника

Согласно (55) соответствующие (20) и (21) выражения для максимальной r_{\max} и предельной r_{\lim} дальности обнаружения имеют вид [71, 72]

$$2 = J(q_0(r_{\max}) / \alpha), \quad (56)$$

$$r_{\lim} = \frac{\pi \Delta t (q_0(r_{\lim}) / \alpha) - (2 / \Delta f)}{4 |dh_{1M}(f_0) / df|}. \quad (57)$$

На основе численного моделирования для антенны с числом элементов $B = 5$ вопрос о максимальной дальности обнаружения подводного глайдера обсуждался в [72].

В [101, 102] рассмотрена задача об обнаружении шумового сигнала по критерию Неймана–Пирсона. Вероятностные характеристики обнаружения шумового сигнала (29), (31) остаются справедливыми и для линейных антенн при

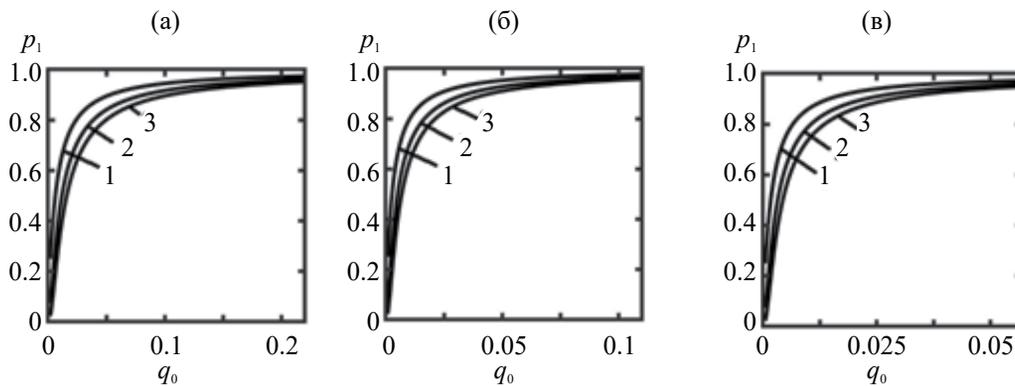


Рис. 9. Зависимость вероятности правильного обнаружения p_1 от входного отношения с/п q_0 для различных значений вероятностей ложной тревоги p_2 и числа элементов антенны B . Кривая 1 – $p_2 = 0.1$, кривая 2 – $p_2 = 0.01$, кривая 3 – $p_2 = 0.001$. (а) – $B = 3$, (б) – $B = 7$, (в) – $B = 11$. Число временных интервалов $J = 12$, коэффициент концентрации $\gamma = 6$ [101].

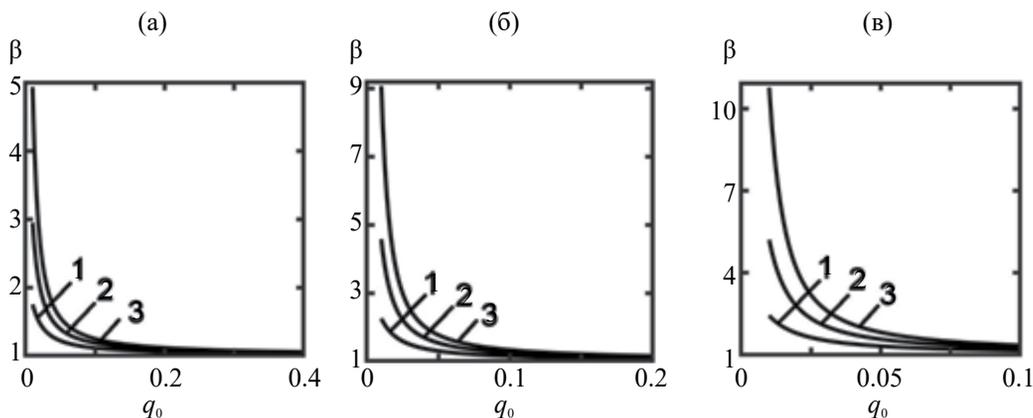


Рис. 10. Зависимость коэффициента результативности β от входного отношения с/п q_0 для различных значений вероятностей ложной тревоги p_2 и числа элементов антенны B . Кривая 1 – $p_2 = 0.1$, кривая 2 – $p_2 = 0.01$, кривая 3 – $p_2 = 0.001$. (а) – $B = 3$, (б) – $B = 7$, (в) – $B = 11$ [101].

соответствующих заменах в них переменных. В соотношении (32) параметр $q(\Delta t) = J\gamma q_0$ заменяется параметром $q_{an}(\Delta t) = J\gamma(q_0 / \alpha)$. По сравнению с одиночным приемником математическое ожидание помехи на выходе антенны возрастает в α раз, $M_{n(an)} = \alpha M_n(\Delta t)$, что приводит к увеличению порогового уровня также в α раз, $g_{an} = \alpha g$, так что величина κ_n не меняется. Коэффициент концентрации γ остается также неизменным.

На рис. 9 приведены кривые обнаружения шумового сигнала с применением линейной антенны, демонстрирующие возрастание вероятности правильного обнаружения с увеличением числа элементов антенны [101].

При заданной вероятности ложной тревоги степень различия в вероятностях правильного обнаружения с использованием одиночного приемника и антенны предложено характеризовать коэффициентом результативности обнаружения [101, 102]

$$\beta(q_0, \alpha) = p_{1(an)}(q_0, \alpha) / p_{1(r)}(q_0). \quad (58)$$

На рис. 10 показаны зависимости коэффициента результативности $\beta(q_0)$ при различных значениях вероятностей ложной тревоги p_2 и числа элементов антенны B . Различие в вероятностях правильного обнаружения между одиночным приемником и антенной сосредоточено преимущественно в области малых входных отношений с/п q_0 . С повышением числа элементов B различие увеличивается. С возрастанием значений отношения с/п q_0 различие уменьшается и асимптотически стремится к нулю. При этом величина β стремится к нулю.

4. ВЫДЕЛЕНИЕ МОД ШУМОВОГО СИГНАЛА

В настоящее время с использованием одиночных приемников для выделения акустических полей получил развитие метод деформированного времени (time-warping), основанный на использовании так называемого развертывающего преобразования, позволяющего выпрямлять дисперсионные кривые [114–118]. Строго, метод применим для идеального волновода, но приближенно

работает и в реальных мелководных акваториях. Оператор time-warping восстанавливает групповые скорости отдельных мод принимаемых сигналов. Однако в рамках его применения вопрос о восстановлении фазовых скоростей, амплитуд и коэффициентов затухания мод остается открытым, что не позволяет реконструировать передаточную функцию волновода.

В работе [95] предложен голографический метод выделения мод, лишенный этого недостатка. Выделение мод реализуется следующим образом. За время наблюдения Δt в полосе спектра Δf накапливаются J независимых шумовых реализаций $p(t)$ длительностью T и с временным интервалом δT между ними (1)

Формируется вещественная составляющая двумерного поля источника $p(t, f)$

$$p(t, f) = S(f) \sum_m A_m(t, f) \exp[-\gamma_m(f)(r_0 + wt)] \cos[h_m(f)(r_0 + wt)] = \sum_m p_m(t, f) \quad (59)$$

и к ней применяется двумерное преобразование Фурье

$$\begin{aligned} F(\tau, \nu) &= \\ &= \int_0^{\Delta t} \int_{f_1}^{f_2} p(t, f) \exp[i2\pi(t - f\tau)] dt df = \quad (60) \\ &= \sum_m F_m(\tau, \nu). \end{aligned}$$

Здесь $S(f) = |S(f)| \cos[\varphi_s(f)]$ — спектр излучаемого сигнала; r_0 — начальное расстояние в момент времени $t_0 = 0$; w — радиальная скорость источника; $A_m(t, f)$ и $\gamma_m(f)$ — амплитуда m -й моды и модальный коэффициент затухания; $f_1 \leq f \leq f_2$, $f_{1,2} = f_0 \mp (\Delta f / 2)$, Δf и f_0 — ширина и средняя частота спектра; $F_m(\tau, \nu)$ — парциальная голограмма m -й моды.

На голограмме (60) записывается поле источника во всех промежуточных состояниях, которые он проходит за время наблюдения. Спектральная плотность голограммы локализована в малых областях в форме фокальных пятен $F_m(\tau, \nu)$, отвечающих отдельным модам. Информация о постоянных распространения $h_m(f_0)$ и групповых скоростях $u_{gm}(f_0)$ мод содержится в координатах пиков фокальных пятен

$$\nu_m = -\frac{1}{2\pi} w \dot{h}_m(f_0), \quad \tau_m = \frac{r_0}{2\pi} \frac{d\dot{h}_m(f_0)}{df} + t_s, \quad (61)$$

где $t_s = (1 / 2\pi)(d\varphi_s(f_0) / df)$. Величина τ_m представляет собой время прихода m -й моды.

По критерию Рэля разрешимость максимумов соседних фокальных пятен сводится к выполнению условий

$$\begin{aligned} \Delta f r_0 \left| \frac{d\dot{h}_m(f_0)}{df} - \frac{d\dot{h}_{m+1}(f_0)}{df} \right| &\geq 2\pi, \quad (62) \\ \Delta t |w| |\dot{h}_m(f_0) - \dot{h}_{m+1}(f_0)| &\geq 2\pi. \end{aligned}$$

Для разделения спектральных областей соседних фокальных пятен достаточно выполнения одного

из этих неравенств. Неравенства налагают определенные ограничения на ширину полосы, начальное расстояние, время наблюдения и радиальную скорость. Согласно левому условию (62), разность времен прихода соседних модовых сигналов должна превышать время $1 / \Delta f$. Правое условие (62) сводится к требованию, чтобы разность фаз между соседними модами за время наблюдения превышала 2π .

Голограмма является однозначным представлением поля источника. Обращение, осуществляемое посредством обратного применения двумерного преобразования Фурье к спектральным плотностям выделенных фокальных пятен, восстанавливает поля отдельных мод. Положим, что выполняется одно из неравенств (62). Отфильтруем спектральные области фокальных пятен двумерным фильтром

$$\varphi_m(\tau, \nu) = \mu_m(\tau) \eta_m(\nu), \quad (63)$$

$$\mu_m(\tau) = \begin{cases} 1, & -(\Delta\tau_m / 2) + \tau_m \leq \tau \leq \tau_m + (\Delta\tau_m / 2), \\ 0, & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (64)$$

$$\eta_m(\nu) = \begin{cases} 1, & -(\Delta\nu_m / 2) + \nu_m \leq \nu \leq \nu_m + (\Delta\nu_m / 2), \\ 0, & \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (65)$$

Здесь $\Delta\tau_m, \Delta\nu_m$ — линейные размеры фокальных пятен вдоль осей τ, ν . Далее выполним обратное двумерное преобразование Фурье. В результате получаем восстановленные спектральные плотности $\dot{p}_m(t, \omega)$ отдельных мод. Если начальное расстояние r_0 и радиальная скорость w известны, то по измерениям координат пиков фокальных пятен, согласно (61), на средней частоте спектра восстанавливаются фазовые $\dot{u}_{pm}(f_0) = 2\pi f_0 / h_m(f_0)$ и групповые $\dot{u}_{gm}(f_0) = 2\pi(df(f_0) / d\dot{h}_m(f))$ скорости мод. В противном случае начальное расстояние r_0 и радиальная скорость w реконструируются адаптивными алгоритмами [67–69].

Восстановленные амплитуда m -й моды на расстоянии r и модальный коэффициент затухания равны

$$\dot{A}_m(r, f_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{|F_m(\tau_m, \nu_m, r, f_0)|}{|S(f_0)| \Delta f \Delta t}, \quad (66)$$

$$\dot{\gamma}_m(f_0) = -\frac{1}{\Delta r} \ln \left[\sqrt{r_2 / r_1} g_m(r_1, r_2) \right], r_2 > r_1. \quad (67)$$

Здесь $|F_m(\tau_m, v_m, r, f_0)|$ – величина пика фокального пятна m -й моды,

$$g_m(r_1, r_2, f_0) = |F_m(\tau_m, v_m, r_2, f_0)| / |F_m(\tau_m, v_m, r_1, f_0)|,$$

$\Delta r = r_2 - r_1$. Если радиальная скорость равна нулю, то постоянная распространения мод и модальный коэффициент затухания не восстанавливаются.

Результаты численного эксперимента по разделению мод приведены на рис. 11 [95]. Фокальные пятна отдельных мод разрешаются по временам прихода модовых импульсов. Фокальное пятно третьей моды, по сравнению с первыми двумя, размывлено вследствие внутримодовой дисперсии.

На фоне ИВВ выделение мод и изменчивость их параметров рассмотрены в [96, 97]. Исследованы случаи неподвижного и движущегося шумового источника. Показано, что в обоих случаях не происходит потеря идентичности параметров мод: моды выделяются, их параметры восстанавливаются. По данным численного эксперимента определены вариации амплитуд, постоянных распространения и групповых скоростей мод. При этом групповые скорости мод обнаруживают весьма слабую чувствительность к влиянию ИВВ.

Таблица 1. Значения параметров мод на частоте $f_0 = 125$ Гц.

Номера мод, m	1	2	3
$h_m, \text{М}^{-1}$	(0.5234) [0.5193]	(0.5141) [0.5150]	(0.4980) [0.5024]
$u_{gm}, \text{М/с}$	(1473.3352) [1475.7281]	(1451.8754) [1456.3921]	(1412.6861) [1415.5278]
$\gamma_m, \text{М}^{-1}$	(5.0051×10^{-6}) [5.0125×10^{-6}]	(1.8130×10^{-5}) [1.8204×10^{-5}]	(3.7163×10^{-5}) [3.7301×10^{-5}]
χ_m	0.9813	0.9752	0.9864

Модельные и восстановленные значения параметров мод приведены в табл. 1 в круглых и квадратных скобках соответственно. В таблице параметр $\chi_m = A_m / \dot{A}_m$ где A_m и \dot{A}_m – модельные и восстановленные значения амплитуд мод.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За короткий отрезок времени ГОС превратилась в мощный исследовательский метод контроля подводной обстановки при малом входном отношении с/п и в условиях изменчивой гидрологической обстановки и отсутствия надежной информации о рельефе дна и характеристиках грунта, позволяющей существенным образом повысить эффективность обнаружения и идентификации подводных шумовых источников. Причина столь бурного развития – уникальные свойства ГОС, свойства, которые во многих случаях не доступны другим методам обработки гидроакустических сигналов. ГОС с применением модулей из ВСП самым существенным образом видоизменила регистрацию и обработку акустических полей шумовых источников. Оказалось возможным установить в самом общем случае простые и прозрачные связи между измеряемыми характеристиками голограммы и восстанавливаемыми параметрами источников. Установлено минимальное входное отношение с/п, при превышении которого восстанавливаемые параметры источника близки реальным значениям. Тем самым появилась возможность вполне общего и регулярного применения ГОС в решении задач обнаружения слабых и искаженных сигналов, а также определения параметров движения шумовых источников. Важность физических и прикладных задач, которые можно решать, используя ГОС, оставляют мало сомнений в перспективности данного направления.

Сформулируем основные результаты, достигнутые в рамках голографической обработки сигналов шумовых источников на настоящее время.

Во-первых, возможность обнаружения и локализации подводных источников шума в условиях

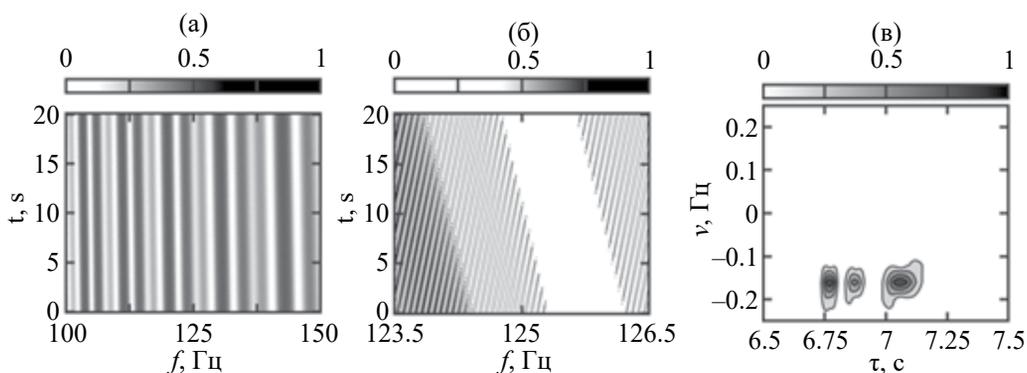


Рис. 11. (а, б) – Модуль вещественной части спектрограммы и (в) – голограмма [95].

малого входного отношения с/п и нестационарности океанической среды. Установлена минимальная длительность шумового сигнала, обеспечивающая при заданных параметрах обработки максимальную дальность обнаружения. Сформулирован критерий предельной дальности обнаружения, при котором восстанавливаемые параметры источника близки реальным значениям. Определены условия формирования неискаженной интерферограммы (голограммы) шумового сигнала.

Во-вторых, выявлен метод разрешения шумовых сигналов нескольких источников, позволяющий определять параметры источников с той же точностью, как и при наличии одного источника.

В-третьих, разработаны помехоустойчивые и устойчивые к возмущениям океанической среды адаптивные алгоритмы восстановления параметров источников при отсутствии информации о характеристиках среды распространения.

Далее, в-четвертых, построена статистическая теория обнаружения шумовых сигналов по критерию Неймана–Пирсона.

Наконец, в-пятых, преимущества, даваемые использованием ГОС, проявляются не только в решении комплексной задачи локализации малозумных подводных источников. Она позволяет также выделять моды шумового сигнала и оценивать их параметры.

Авторы выражают глубокую признательность А.И. Малеханову за интерес, проявленный к статье, и замечания, направленные на улучшение ее содержания.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jackson D.R., Ewart T.E.* The effect of internal waves on matched-field processing // *J. Acoust. Soc. Am.* 1994. V. 96. № 5. P. 2945–2955.
2. *Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Schmidt H.* Matched field processing: Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem // *J. Acoust. Soc. Am.* 1998. V. 83. № 2. P. 571–587.
3. *Dosso S.E., Nielsen P.L., Wilmut M.J.* Data error covariance in matched-field geoacoustic inversion // *J. Acoust. Soc. Am.* 2006. V. 119. № 1. P. 208–219.
4. *Baggeroer A.B.* Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? // *Proc. 1st Int. Conf. and Exhibition. Underwater Acoustics* / Eds. Papadakis J.S., Bjorno L. Corfu Island, Greece, 2013. P. 41–49.
5. *Малышкин Г.С., Сидельников Г.Б.* Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов (Обзор) // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 5. С. 526–545.
6. *Сазонтов А.Г., Малеханов А.И.* Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (Обзор) // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
7. *Сазонтов А.Г.* Локализация источника в переменном по трассе волноводе в условиях неполной информации о пространственной изменчивости среды распространения // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 6. С. 689–696.
8. *Малеханов А.И., Смирнов И.П.* Пространственная обработка акустических сигналов в каналах мелкого моря в условиях априорной неопределенности: оценки потерь эффективности // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 4. С. 427–439.
9. *Малеханов А.И., Смирнов А.В.* Влияние априорной неопределенности модели звукового канала мелкого моря на коэффициент усиления вертикальной антенной решетки // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 5. С. 542–558.
10. *Weston D., Stevens K.* Interference of wide-band sound in shallow water // *J. Sound Vibr.* 1972. V. 21. № 1. P. 57–64.
11. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / *Акустика океана. Современное состояние.* М.: Наука, 1982. С. 71–82.
12. *Орлов Е.Ф.* Метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана // *Тр. 10-й Всесоюзной школы-семинара по статистической гидроакустике.* Сухуми. Новосибирск: Ин-т математики СО АН СССР, 1980. С. 102.
13. *Орлов Е.Ф.* Интерференционная структура широкополосного звука в океане / *Проблемы акустики океана.* М.: Наука, 1984. С. 85–93.
14. *Грачев Г.А.* К теории инвариантов акустического поля в слоистых волноводах // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. № 1. С. 67–71.
15. *Интерференция широкополосного звука в океане.* Сб. науч. тр. Отв. ред. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. Горький: Изд. ИПФ АН СССР, 1984. 213 с.
16. *Орлов Е.Ф., Фокин В.Н., Шаронов Г.А.* Исследование параметров интерференционной модуляции широкополосного звука в глубоком океане // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34. № 5. С. 902–907.
17. *Лазарев В.А., Орлов Е.Ф., Фокин В.Н., Шаронов Г.А.* Частотная зависимость параметров интерференционной модуляции широкополосного звука в мелком море // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35. № 4. С. 685–688.
18. *Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А.* Интерференция звуковых волн в океане. Владивосток: Дальнаука, 1998. 195 с.
19. *Зверев В.А.* Принцип акустического обращения волн и голография // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50. № 6. С. 792–801.
20. *Зверев В.А.* Обращение волнового фронта для снижения влияния многолучевости на результат активной локации // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 6. С. 814–819.

21. *Зверев В.А.* Получение изображений акустической антенной через слой неоднородностей // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 1. С. 62–67.
22. *Зверев В.А.* О корреляционном шуме при обращении волнового фронта в акустике // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 5. С. 614–618.
23. *Зверев В.А.* Формирование изображений акустических источников в мелком море. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2019. 112 с.
24. *D'Spain G.L., Kuperman W.A.* Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 106. № 5. P. 2454–2468.
25. *Hodgkiss W., Song H., Kuperman W., Akal T., Fella C., Jackson D.* A long-range and variable focus phase-conjugation experiment in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 105. № 3 P. 1597–1604.
26. *Yang T.C.* Motion compensation for adaptive horizontal line array processing // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. № 1. P. 245–260.
27. *Thode A.M.* Source ranging with minimal environmental information using a virtual receiver and waveguide invariant theory // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 108. № 4. P. 1582–1594.
28. *Cockrell K.L., Schmidt H.* Robust passive range estimation using the waveguide invariant // J. Acoust. Soc. Am. 2010. V. 127. № 5. P. 2780–2789.
29. *Xiao-Le G., Kun-De Y., Yuan-Liang M., Qiu-Long Y.* A source range and depth estimation method based on modal dedispersion transform // Acta Phys. Sin. 2016. V. 65. № 21. P. 214302.
30. *Song H.C., Byun G.* Extrapolating Green's functions using the waveguide invariant theory // J. Acoust. Soc. Am. 2020. V. 147. № 4. P. 2150–2158.
31. *Byun G., Song H.C.* Adaptive array invariant // J. Acoust. Soc. Am. 2020. V. 148. № 2. P. 925–933.
32. *Song H.C., Byun G.* An overview of array invariant for source-range estimation in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2022. V. 151. № 4. P. 2336–2352.
33. *Li P., Wu Y., Ma Y., Cao C., Leng H., Zhou A., Song J.* Prefiltered striation-based beam forming for range estimation of multiple sources // J. Mar. Sci. Eng. 2023. V. 11. № 8. P. 1550.
34. Ocean acoustic interference phenomena and signal processing (San Francisco, CA, May 1–3, 2001; AIP Conf. Proc.), Ed. by Kuperman W.A. and D'Spain G.L. N.Y.: Melville, 2002.
35. *Heaney K.D.* Rapid geoacoustic characterization using a surface ship of opportunity // IEEE J. Oceanic Energ. 2004. V. 29. № 1. P. 88–99.
36. *Duan R., Yang K., Li H., Yang Q., Wu F., Ma Y.* A performance study of acoustic interference structure applications on source depth estimation in deep water // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 145. № 2. P. 903–916.
37. *Li X., Sun C.* Source depth discrimination using intensity striations in the frequency–depth plane in shallow water with a thermocline // Remote Sens. 2024. Vol. 16. P. 639.
38. *Harrison C.H.* The relation between the waveguide invariant, multipath impulse response, and ray cycles // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 129. № 5. P. 2863–2877.
39. *Pang J., Gao B.* Application of a randomized algorithm for extracting a shallow low-rank structure in low-frequency reverberation // Remote Sens. 2023. V. 15. P. 3648.
40. *Li P., Wu Y., Guo W., Cao C., Ma Y., Li L., Leng H., Zhou A., Song J.* Striation-based beam forming with two-dimensional filtering for suppressing tonal interference // J. Mar. Sci. Eng. 2023. V. 11. № 11. P. 2117.
41. *Кузькин В.М., Переселков С.А.* Интерферометрическая диагностика гидродинамических возмущений мелкого моря. М.: ЛЕНАНД, 2019. 200 с.
42. *Гордиенко В.А.* Векторно-фазовые методы в акустике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 480 с.
43. *Nehorai A., Paldi E.* Acoustic vector sensor array processing // J. IEEE Transactions on Signal Processing. 1994. V. 42. № 9. P. 2481–2491.
44. *Смарышев М.Д.* О помехоустойчивости гидроакустического комбинированного приемника // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 4. С. 558–559.
45. *D'Spain G.L., Luby J.C., Wilson G.R., Gramann R.A.* Vector sensors and vector sensor line arrays: Comments on optimal array gain and detection // J. Acoust. Soc. Am. 2006. V. 120. № 1. С. 171–185.
46. *Гордиенко В.А., Гордиенко Е.Л., Краснописцев Н.А., Некрасов В.Н.* Помехоустойчивость гидроакустических приемных систем, регистрирующих поток акустической мощности // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 5. С. 774–785.
47. *Глебова Г.М., Кузнецов Г.Н., Шимко О.Е.* Векторно-скалярные шумовые поля, образованные взволнованной морской поверхностью // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 4. С. 508–519.
48. *Селезнев И.А., Глебова Г.М., Жбанков Г.А., Мальцев А.М., Харахашьян А.М.* Вероятностные характеристики обнаружения сигналов одиночным скалярно-векторным модулем // Подводные исследования и робототехника. 2016. № 2 (22). С. 44–49.
49. *Белов А.И., Кузнецов Г.Н.* Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 194–202.
50. *Cao J., Liu J., Wang, J., Lai X.* Acoustic vector sensor: Reviews and future perspectives // IET Signal Process. 2017. V. 11. P. 1–9.
51. *Shi J., Dosso S.E., Sun D., Liu Q.* Geoacoustic inversion of the acoustic-pressure vertical phase gradient from a single vector sensor // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 146. № 5. P. 3159–3173.
52. *Wang W., Li X., Zhang K., Shi J., Shi W., Ali W.* Robust direction finding via acoustic vector sensor array with

- axial deviation under non-uniform noise // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. V. 10. № 9. P. 1196.
53. *Bozzi F.A., Jesus S.M.* Vector sensor steering-dependent performance in an underwater acoustic communication field experiment // *Sensors.* 2022. V. 22. P. 8332.
54. *Chen Y., Zhang G., Wang R., Rong H., Yang B.* Acoustic vector sensor multi-source detection based on multimodal fusion // *Sensors.* 2023. V. 23. P. 1301.
55. *Rashid R., Zhang E., Abdi A.* Underwater acoustic signal acquisition and sensing using a ring vector sensor communication receiver: theory and experiments // *Sensors.* 2023. V. 23. P. 6917.
56. *Zhang Q., Da L., Wang C., Yuan M., Zhang Y., Zhuo J.* Passive ranging of a moving target in the direct-arrival zone in deep sea using a single vector hydrophone // *J. Acoust. Soc. Am.* 2023. V. 154. № 4. P. 2426–2439.
57. *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.
58. *Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheev I.V.* Noise source localization shallow water // *Phys. Wave Phenom.* 2017. V. 25. № 2. P. 156–163.
59. *Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheev I.V., Grigor'ev V.A.* Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver // *Phys. Wave Phenom.* 2017. V. 25. № 4. P. 299–306.
60. *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.
61. *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.
62. *Kuznetsov G.N., 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.
63. *Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Хворостов Ю.А.* Голографический метод локализации шумового подводного источника в мелководной акватории // *Докл. РАН. Физика, техн. науки.* 2024. Т. 515. № 2. С. 80–84.
64. *Glushchenko M.Yu., Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Khvorostov Yu.A., Tkachenko S.A.* Holographic method for localizing an underwater noise source in a shallow sea // *Acoust. Phys.* 2024. V. 70. № 3. P. 494–502.
65. *Беседина Т.Н., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Определение глубины источника звука в мелком море на фоне интенсивного шума // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 6. С. 718–728.
66. *Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu.* Wave method for estimating the sound source depth in a oceanic waveguide // *Phys. Wave Phenom.* 2016. V. 24. No. 4. P. 310–316.
67. *Казначеева Е.С., Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Хворостов Ю.А.* Оценка дальности обнаружения малогабаритного подводного аппарата по его шумовому полю // *Подводные исследования и робототехника.* 2021. № 4 (38). С. 88–93.
68. *Хворостов Ю.А., Матвиенко Ю.В.* Характеристики собственного шумоизлучения малогабаритного АНПА // *Подводные исследования и робототехника.* 2019. № 4 (30). С. 58–63.
69. *Хворостов Ю.А., Матвиенко Ю.В., Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Ткаченко С.А.* Спектральные характеристики шумового поля малогабаритного автономного необитаемого подводного аппарата в дальней зоне // *Подводные исследования и робототехника.* 2022. № 4 (42). С. 84–88.
70. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Tkachenko S.A., Matvienko Yu.V., Khvorostov Yu.A.* Range of detection of underwater sound source // *Phys. Wave Phenom.* 2023. V. 31. № 5. P. 339–345.
71. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Рыбьянец П.В., Ткаченко С.А.* Предельная дальность обнаружения подводного шумового источника с применением голографической обработки // *РЭНСИТ.* 2024. Т. 16. № 1. С. 129–136.
72. *Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Рыбьянец П.В.* О возможности оценки предельной дальности обнаружения подводных глайдеров // *Подводные исследования и робототехника.* 2024. № 2 (48). С. 68–75.
73. *Ehrhardt M., Pereselkov S., Kuz'kin V., Kaznacheev I., Rybyanets P.* Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water // *Sound and Vibration.* 2023. V. 544. P. 117388.
74. *Пересёлков С.А., Кузькин В.М., Кузнецов Г.Н., Просовецкий Д.Ю., Ткаченко С.А.* Интерференционный метод оценки координат движущегося шумового источника в мелком море с использованием высокочастотных сигналов // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 4. С. 437–445.
75. *Матвиенко Ю.В., Хворостов Ю.А., Каморный А.В., Глуценко М.Ю., Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Экспериментальные исследования системы обнаружения малозумных подводных целей в мелководных акваториях // *Подводные исследования и робототехника.* 2022. № 3 (41). С. 4–14.
76. *Pereselkov S., Kuz'kin V., Ehrhardt M., Matvienko Yu., Tkachenko S., Rybyanets P.* The formation of 2D holograms of a noise source and bearing estimation by a vector scalar receiver in the high-frequency band // *J. Mar. Sci. Eng.* 2024. V. 12. P. 704.
77. *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.
78. *Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Tkachenko S.A.* Adaptive algorithms for interferometric processing // *Phys. Wave Phenom.* 2020. V. 28. № 3. P. 267–273.
 79. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Рыбьянец П.В., Ткаченко С.А.* Адаптивный алгоритм локализации шумовых подводных источников в мелководных акваториях // *РЭНСИТ.* 2024. Т. 16. № 4. С. 525–536.
 80. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Rybyanets P.V., Tkachenko S.A.* Adaptive method for holographic processing of broadband hydroacoustic signals // *Phys. Wave Phenom.* 2024. V. 32. № 5. P. 382–391.
 81. *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.
 82. *Кузькин В.М., Переселков С.А., Грачев В.И., Рыбьянец П.В., Ткаченко С.А.* Разрешение шумовых сигналов при наличии случайных неоднородностей океанической среды // *РЭНСИТ.* 2024. Т. 16. № 3. С. 395–406.
 83. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Rybyanets P.V., Tkachenko S.A.* Resolution of hydroacoustic noise signals under conditions of spatial-temporal variability of ocean environment // *Phys. Wave Phenom.* 2024. V. 32. № 4. P. 290–299.
 84. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Матвиенко Ю.В., Ткаченко С.А.* Обнаружение источника в диспергирующих средах // *РЭНСИТ.* 2019. Т. 11. № 3. С. 337–344.
 85. *Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Matvienko Yu.V., Tkachenko S.A.* Noise-source detection in an oceanic waveguide using interferometric processing // *Phys. Wave Phenom.* 2020. V. 28. № 1. P. 68–74.
 86. *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.
 87. *Badiyev M., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Tkachenko S.A.* Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II // *Phys. Wave Phenom.* 2019. V. 27. № 4. P. 313–319.
 88. *Бади М., Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Интерферометрия гидродинамики океанического шельфа, вызванной интенсивными внутренними волнами // *Фундам. прикл. гидрофиз.* 2020. Т. 13. № 1. С. 45–55.
 89. *Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A.* Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves // *Phys. Wave Phenom.* 2021. V. 29. № 3. P. 278–284.
 90. *Кузькин В.М., Ляхов Г.А., Пересёлков С.А., Казначеева Е.С.* Передача информации через случайно-неоднородную океаническую среду // *Фундам. прикл. гидроф.* 2021. Т. 14. № 2. С. 54–64.
 91. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Казначеева Е.С., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Рыбьянец П.В.* Голографическая обработка движущихся источников в мелком море при наличии интенсивных внутренних волн // *РЭНСИТ.* 2022. Т. 14. № 2. С. 197–204.
 92. *Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M.* Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // *J. Acoust. Soc. Am.* 2022. V. 151. № 2. P. 666–676.
 93. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Ладыкин Н.В., Куцов М.В.* Голографический метод локализации движущегося источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн // *РЭНСИТ.* 2023. Т. 15. № 3. С. 317–326.
 94. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Badiyev M., Ladykin N.V., Malykhin A.Yu., Tkachenko S.A.* Robustness of holographic processing of hydroacoustic signals in the presence of intense internal waves // *Phys. Wave Phenom.* 2023. V. 31. № 5. P. 346–354.
 95. *Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Kaznacheeva E.S.* Mode selection in oceanic waveguides // *Phys. Wave Phenom.* 2022. V. 30. № 2. P. 111–118.
 96. *Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Tkachenko S.A.* Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves // *Phys. Wave Phenom.* 2022. V. 30. № 5. P. 314–320.
 97. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Казначеева Е.С., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Рыбьянец П.В.* Выделение мод шумового источника в мелком море методом голографической интерферометрии в присутствии интенсивных внутренних волн // *РЭНСИТ.* 2022. Т. 14. № 3. С. 279–286.
 98. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Ткаченко С.А., Казначеев И.В.* Интерферометрическая обработка акустической информации с использованием протяженных антенн в диспергирующих средах // *РЭНСИТ.* 2020, Т. 12. № 4. С. 483–494.
 99. *Kaznacheev I.V., Kuz'kin V.M., Kutsov M.V., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A.* Interferometry in acoustic-data processing using extended antennas. Space-time analogy // *Phys. Wave Phenom.* 2020. V. 28. № 4. P. 326–332.
 100. *Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Ткаченко С.А.* Интерферометрическая обработка с использованием вертикальной линейной антенны // *Вестн. ВГУ. Серия: Физика. Математика.* 2020. № 2. С. 14–23.
 101. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Matvienko Yu.V., Tkachenko S.A.* Detection of a noise signal in an oceanic waveguide using a vertical array // *Phys. Wave Phenom.* 2021. V. 29. № 4. P. 323–329.

102. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Матвиенко Ю.В., Ткаченко С.А., Просовецкий Д.Ю. Обнаружение шумового сигнала в океаническом волноводе горизонтальной антенной // РЭНСИТ. 2022. Т. 14. № 1. С. 65–72.
103. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Матвиенко Ю.В., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Стадная Н.П. Голографическая обработка гидроакустической информации с применением линейных антенн // РЭНСИТ. 2023. Т. 15. № 2. С. 169–178.
104. Переселков С.А., Кузькин В.М. Голографическая обработка широкополосных гидроакустических сигналов. Воронеж: Издательский дои ВГУ, 2023. 183 с.
105. 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 // J. Acoust. Soc. Am. 2018. V. 143. № 6. P. 3444–3454.
106. Emmetiere R., Bonnel J., Cristol X., Gehant M., Chonavel T. Passive source depth discrimination in deep-water // IEEE J. Selected Topics in Signal Processing. 2019. V. 13. № 1. P. 185–197.
107. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
108. Pereselkov S., Kuz'kin V., Ehrhardt M., Tkachenko S., Rybyanets P., Ladykin N. Use of interference patterns to control sound field focusing in shallow water // J. Mar. Sci. Eng. 2023. V. 11. P. 559.
109. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка акустических параметров модели дна в мелком море с использованием априорной геолого-геофизической информации и преобразования Вигнера // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 2. С. 190–195.
110. Кузькин В.М., Луньков А.А., Пересёлков С.А. Корреляционный метод измерения частотных сдвигов максимумов звукового поля, вызванных возмущениями океанической среды // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 5. С. 655–661.
111. Кузькин В.М., Оппенгейм В.Д., Пересёлков С.А. О чувствительности мониторинга, основанного на измерении частотных смещений интерференционной структуры звукового поля // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 2. С. 267–271.
112. Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов. М.: Радио и связь, 1983. 320 с.
113. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 624 с.
114. Bonnel J., Gervaise C., Nicolas B., Mars J.I. Single-receiver geoacoustic inversion using modal reversal // J. Acoust. Soc. Am. 2012. V. 131. № 1. P. 119–128.
115. Bonnel J., Caporale S., Thode A. Waveguide mode amplitude estimation using warping and phase compensation // J. Acoust. Soc. Am. 2017. V. 141. № 3. P. 2243–2255.
116. Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Годин О.А., Веденев А.И., Гончаров В.В., Муханов П.Ю. Заботин Н.А., Brown M.G. Выделение акустических мод во Флоридском проливе методом шумовой интерферометрии // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 1. С. 73–83.
117. Brown M.G. Time-warping in underwater acoustic waveguides // J. Acoust. Soc. Am. 2020. V. 147. № 2. P. 898–910.
118. Фершалов М.Ю., Петров П.С., Манульчев Д.С., Захаренко А.Д. Обобщение метода геоакустической инверсии по записи импульсного сигнала одиночным гидрофоном с учетом неоднородностей батиметрии // Подводные исследования и робототехника. 2021. № 1 (35). С. 51–59.

Holographic Methods of Hydroacoustic Signals Processing (Review)

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

^aGeneral Physics Institute of RAS, Moscow, 119991 Russia

^bVoronezh State University, Universitetskaya sq. 1, Voronezh, 394006 Russia

*e-mail: kumiov@yandex.ru

**e-mail: pereselkov@yandex.ru

The current state of the problem of applying holographic interferometry in hydroacoustics is presented. The discussion of holographic signal processing is focused on solving the problem of monitoring the underwater environment, ensuring the detection, resolution, and localization of underwater noise sources under conditions of low signal-to-noise ratio and spatial-temporal disturbances in the oceanic environment. The localization of the sound source is understood as determining the bearing, radial velocity, range, and depth. Single vector-scalar receivers and linear antenna arrays are considered as receiving modules. The results of theoretical studies, numerical modeling, and field experiments are provided, allowing for the assessment of the effectiveness of holographic processing under realistic conditions.

Keywords: holographic signal processing, source detection, signals resolution, localization, vector-scalar receiving module, noise source, noise, propagation medium inhomogeneities