

Метод оценки вектора скорости движения источника на основе анализа изменений интерференционной структуры поля на апертуре антенны

Г. Н. Кузнецов^{1,*}, В. М. Кузькин^{1,†}, С. А. Переселков^{2,‡}

¹Научный центр волновых исследований Института общей физики имени А. М. Прохорова РАН, Россия, 119991, Москва, ГСП-1, ул. Вавилова, 38

²Воронежский государственный университет, Воронеж. 394006, Россия, Воронеж, Университетская площадь, 1

(Статья поступила 12.11.2014; Подписана в печать 28.11.2014)

Изложен метод оценки вектора скорости движения источника с использованием линейной и цилиндрической протяженной антенны. Метод основан на анализе динамики спектров широкополосных сигналов в зоне интерференционных максимумов. Показана устойчивость метода при изменении передаточной функции волнового канала.

PACS: 43.30.Br, 43.30.Wi, 43.30.Zk

УДК: 534.222.

Ключевые слова: гидроакустика, звуковое поле, широкополосный движущийся источник, интерференционная структура, гидролокация.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из аспектов проблемы освещения подводной обстановки в пассивном режиме является определение скорости объекта (источника). В основе стандартной процедуры решения этой задачи лежит информация об изменении пеленга и дальности, которые оцениваются при длительном наблюдении и сопровождении [1].

На небольших дистанциях условие дальней зоны протяженной горизонтальной антенны может не выполняться, что не позволяет падающие нормальные волны рассматривать как плоские. Это нарушает линейный закон компенсации фазы, т. е. когерентность суммирования поля вдоль апертуры, и соответственно затрудняет обнаружение объекта и тем самым усложняет определение его скорости. Существующие методы оценки скорости движения источника предполагают однородность океанической среды, разрешение сигналов, приходящих по отдельным лучам и отсутствие волноводной дисперсии, что для мелководных океанических волноводов является грубым приближением [1]. Продвижением в этом направлении может стать использование эффекта частотных смещений интерференционных максимумов (частотных смещений) волнового поля, вызванных изменением условий распространения [2]. Укажем некоторые работы, где рассматривались вопросы, связанные с использованием частотных смещений. Так, в работе [3] продемонстрирована регистрация частотных смещений линейной горизонтальной антенной при движении источника по траектории, параллельной расположению горизонтальной антенны. Применение частотных смещений для решения прямых и обратных задач обсуждалось в обзорах [4,5] и работе [6].

В настоящей работе рассмотрен алгоритм определения скорости подводного объекта, основанный на информации о частотных смещениях. Демонстрируется помехоустойчивость алгоритма в случае, когда спектральные пики суммируются по апертуре горизонтальной антенны. Показана возможность оценки направления движения источника практически одновременно с его обнаружением.

1. ТОЧЕЧНЫЙ ПРИЕМНИК

При изменении расстояния между источником и приемником различие в дисперсионных характеристиках нормальных волн приводит к локализации интерференционных полос на плоскости расстояние–частота (r, f). Основной практический интерес при этом представляет установление функциональной связи между угловым коэффициентом наклона полос и скорости v источника. Идею метода проиллюстрируем на примере невозмущенного волновода и точечных источника S и приемника Q (рис. 1).

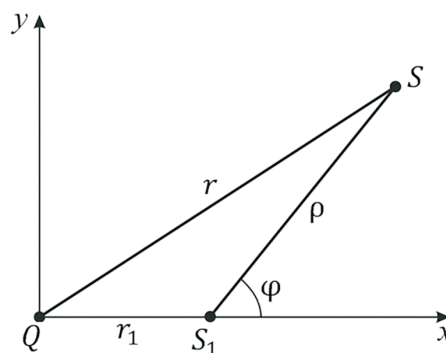


Рис. 1: Геометрия задачи: Q — точечный приемник; S_1 и S — положения точечного источника в моменты времени $t_1 = 0$ и t ; $QS_1 = r_1$, $QS = r$, $S_1S = \rho$

*E-mail: skbmortex@mail.ru

†E-mail: kumiov@yandex.ru

‡E-mail: pereselkov@yandex.ru

При этом будем полагать, что в результате обнаружения и оценки параметров источника известными способами [1] начальное (в момент времени $t_1 = 0$) горизонтальное удаление $r_1 = QS_1$ объекта и угол φ прямолинейной траектории считаются известными. Необходимо восстановить скорость источника.

При изменении горизонтального расстояния между источником и приемником частотный сдвиг δf можно представить в виде

$$\delta f(t) = \beta f_1 \frac{\delta r(t)}{r_1}, \quad (1)$$

где (f_1, r_1) — начальное расположение наблюдаемого локального максимума поля; $\delta f(t) = f(t) - f_1$ и $\delta r(t) = r(t) - r_1$ — приращения частоты и расстояния, отвечающие сдвигу отслеживаемого максимума на плоскости $f-r$; β — интерференционный инвариант, характеризующий угловой коэффициент наклона локализованной полосы [2]. Величина β может быть определена одним из разработанных к настоящему времени способов [7,8]. Учитывая, что расстояние, проходимое источником, $\rho(t) = vt$, и с точностью до квадратичного члена малости ρ^2/r_1^2 разность расстояний от точки наблюдения до положений источника (рис. 1)

$$r(t) - r_1 = \rho(t) [\cos \varphi + \rho(t) \sin^2 \varphi / (2r_1)], \quad (2)$$

выражение (1) можно записать как

$$f(t) = f_1 + \beta f_1 \frac{vt [\cos \varphi + vt \sin^2 \varphi / 2r_1]}{r_1} = f_1 + \delta f(t), \quad (3)$$

так что частотный сдвиг определяется как линейной проекцией $v_x = v \cos \varphi$ (радиальная составляющая), так и квадратичной проекцией $v_y^2 = (v \sin \varphi)^2$ (тангенциальная составляющая) скорости объекта. Таким образом, на частотно-временной плоскости $f-t$ при перемещении объекта интерференционная картина формируется в общем случае «искривленными» локализованными полосами, описываемые квадратичной зависимостью

$$\delta f(t) = b^2 \left(t + \frac{a}{2b^2} \right)^2 - \left(\frac{a}{2b} \right)^2, \quad (4)$$

где $a = \beta f_1 v_x / r_1$, $b^2 = \beta f_1 v_y^2 / 2r_1^2$. Отсюда видно, что увеличение начального расстояния r_1 и уменьшение скорости v и угла φ приводят к снижению «искривленности» полос. В частности, если $\varphi = 0$, то $f(t) = at$, т. е. полосы описываются линейной зависимостью; если $\varphi = \pi/2$, то $\delta f(t) = b^2 t^2$ [3] и полосы максимально «искривлены». Отметим, что приведенный выше анализ предполагает выполнение условия малости ρ^2/r_1^2 , что накладывает ограничение на длительность t накопления сигнала в зависимости от скорости v объекта и его начального удаления r_1 от приемника, $t^2 \ll r_1^2/v^2$.

Согласно (4) тангенс угла наклона интерференционных полос равен

$$\kappa(t) = \frac{d\delta f(t)}{dt} = 2b^2 \left(t + \frac{v_x r_1}{v_y^2} \right), \quad (5)$$

откуда следует, что искривленностью полос можно пренебречь, считая $\kappa(t) \approx \text{const}$, если

$$\frac{\rho}{r_1} \ll \frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi}, \quad (6)$$

что можно рассматривать как условие, когда тангенциальная составляющая скорости мала по сравнению с радиальной составляющей. В этом случае, естественно, вторым слагаемым в квадратных скобках (2) можно пренебречь.

При выполнении неравенства (6) для определения скорости объекта можно воспользоваться подходом [7], применяемым для нахождения интерференционного инварианта β (1), выражение для которого в данном случае имеет вид

$$\beta = \frac{r_1 \kappa}{f_1 v_x}. \quad (7)$$

Остановимся на данном вопросе. В частотно-временном окне $t_1 \leq t \leq t_2$, $f_1 \leq f \leq f_2$ рассмотрим интерференционную составляющую $u(t, f) = |p(t, f)| - |\overline{p(t, f)}|$, где $|\overline{p(t, f)}|$ — модуль поля $p(t, f)$, сглаженный по пространственным и частотным интерференционным биениям. Вне пределов окна $u(t, f) = 0$. Тогда, принимая во внимание линейность временной зависимости частотных смещений, положение максимума функционала

$$\Phi(v_x) = \int_{f(t)-\Delta f}^{f(t)-\Delta f} u(t, f) df \quad (8)$$

соответствует значению радиальной составляющей скорости $v_x = v \cos \varphi$. Здесь Δf — ширина интерференционной полосы, $f(t) = f_1 + \beta f_1 v_x t / r_1$. Физический смысл данной операции состоит в том, что она осуществляет накопление спектральной интенсивности вдоль интерференционных полос, формируемых движущимся источником. Максимум (8) достигается тогда, когда их наклон определяется проекцией скорости v_x источника. Заметим, что данный подход позволяет определять радиальную составляющую скорости v_x при неизвестном значении угла φ . Если условие (6) не выполняется, то использование алгоритма (8) приводит к ошибке в определении величины v_x , которая возрастает с увеличением времени трассового анализа. Отметим, что из многочисленных вариантов наиболее опасным является приближение — особенно высокоскоростного источника шума. В этом случае быстрая оценка скорости сближения в пассивном режиме крайне необходима.

2. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ЛИНЕЙНАЯ АНТЕННА

В пассивном режиме обнаружение движущегося источника и определение параметров его движения решаются, как правило, при отношении сигнал/шум на входе приемника много меньше единицы, что требует пространственного накопления сигнала, например, с использованием стационарных многоэлементных горизонтальных антенн. Рассмотрим данный случай (рис. 2).

Сделаем несколько замечаний относительно используемых ниже обозначений. Элементы (приемники) антенны, расположенные с периодом d , будем обозначать символами Q_i , где i — порядковый номер, $i = 1, 2, \dots, I$, так что расстояние между Q_i и Q_1 приемниками $d_i = (i - 1)d$. Положение точечного источника в момент времени t_j обозначим как S_j , $j = 1, 2, \dots, J$, при этом в начальный момент времени $t_1 = 0$ источник расположен в т. S_1 . Расстояние между приемниками и источником обозначим как r_{ij} , а дистанцию, проходимую источником за время t_j , $\rho_j = vt_j$.

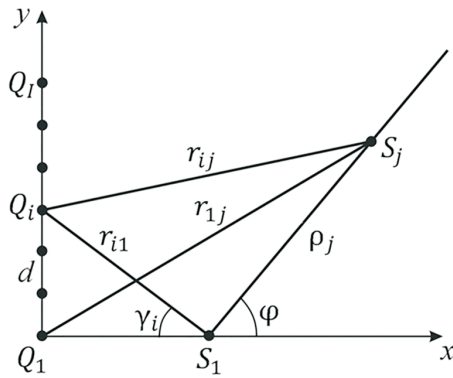


Рис. 2: Геометрия задачи для линейной антенны: Q_i — i -й приемник горизонтальной антенны; S_j — положение точечного источника в момент времени t_j ; $Q_i S_j = r_{ij}$; $S_1 S_j = \rho_j$. Точками показаны элементы горизонтальной антенны, d — расстояние между соседними элементами

Примем, что в момент времени t_1 интерференционный максимум в приемнике Q_1 приходится на значение частоты f_1 . Полагая длину антенны $d_I = (I - 1)d$ малой по сравнению с ее удалением r_{11} до положения источника, $d_I \ll r_{11}$, можно использовать приближение $r_{i1} - r_{11} \approx d_i^2 / 2r_{11}$ (рис. 2). Тогда, согласно (1), на момент времени t_1 частотный сдвиг в приемнике Q_i относительно приемника Q_1 равен

$$\delta f_{i1}(t_1) = \frac{1}{2} \beta f_1 \frac{d_i^2}{r_{11}^2}, \quad (9)$$

так что для положений интерференционных максимумов в элементах Q_i на данный момент времени получаем

$$f_i(t_1) = f_1 \left(1 + \frac{\beta d_i^2}{2 r_{11}^2} \right). \quad (10)$$

Применим к треугольнику $Q_i S_1 S_j$ (рис. 2) теорему косинусов и с точностью до квадратичного члена малости ρ_j^2 / r_{11}^2 определим разность расстояний $(r_{ij} - r_{i1})$. Далее воспользуемся соотношением (1) и оценим частотный сдвиг в приемнике Q_i на момент времени t_j относительно момента t_1 . В результате для положений интерференционных максимумов в спектрах элементов Q_i на моменты времени t_j получаем

$$f_i(t_j) = f_i(t_1) + \delta f_i(t_j), \quad (11)$$

где

$$\delta f_i(t_j) = b_i^2 \left(t + \frac{a_i}{2b_i^2} \right)^2 - \left(\frac{a_i}{2b_i} \right)^2 \quad (12)$$

— частотный сдвиг в момент времени t_j по отношению к моменту t_1 . Здесь

$$a_i = \frac{\beta f_1}{r_{i1}} \left(1 + \frac{\beta d_i^2}{r_{11}^2} \right) v \cos(\gamma_i + \varphi), \quad (13)$$

$$b_i^2 = \frac{\beta f_1}{2r_{i1}^2} \left(1 + \frac{\beta d_i^2}{r_{11}^2} \right) v^2 \sin^2(\gamma_i + \varphi), \quad (14)$$

$$tg \gamma_i = \frac{d_i}{r_{11}} \approx \sin \gamma_i \approx \gamma_i. \quad (15)$$

Сравнение выражений (11)–(14) с аналогичными выражениями (3), (4), полученными выше для точечного приемника, показывает, что они сходны по форме и отличаются лишь поправками ($i \neq 1$), вызванными их расположением относительно элемента Q_1 . Множители $v \cos(\gamma_i + \varphi)$ и $v \sin(\gamma_i + \varphi)$ можно трактовать как радиальную и тангенциальную составляющие скорости объекта по отношению к Q_i приемнику. Неравенства $d_I \ll r_{11}$ гораздо слабее условия зоны Фраунгофера $r_{11} \gg d_I^2 / \lambda$ (λ — длина волны), при котором нормальные волны от источника можно считать плоскими, так что применимость соотношений (10)–(15) не требует ухода во фраунгоферову зону антенны.

При движении источника в элементах антенны $Q_i(t_j)$ происходит смещение частоты интерференционных максимумов спектральной плотности принимаемого широкополосного сигнала. Это смещение обусловлено слагаемым γ_i (15), не зависящим от угла φ траектории. Обработка сигнала заключается в когерентном накоплении спектральных пиков по апертуре, что предполагает в элементах антенны Q_i ($i \neq 1$) смещение спектра колебания на величину $\delta f_{i1}(t_j) = f_i(t_j) - f_1(t_j)$ относительно элемента Q_1 и их суммирование. Для

этого принимаемый приемником Q_i импульсный сигнал $s_i(t_j)$ умножается на гармоническое колебание $\exp[\delta f_{i1}(t_j)]$ и далее осуществляется преобразование Фурье [9]. В результате такой линейной операции в момент времени t_j положения спектральных максимумов во всех элементах антенны будут приходиться на значения $f_1(t_j)$, соответствующие приемнику Q_1 . Очевидно, что при этом сохраняется интерференционная картина точечного приемника, но ее помехоустойчивость возрастает в \sqrt{I} раз. При выполнении условия (6), как и в случае точечного приемника, для восстановления радиальной составляющей скорости источника $v_x = v \cos \varphi$ можно воспользоваться алгоритмом (8).

Из (12)–(15), полагая $r_{i1} \approx r_{11}$ и $\beta d_i^2 / r_{11}^2 \ll 1$, получаем

$$\begin{aligned} \delta f_{i1}(t_j) &= \\ &= -\frac{\beta f_1}{r_{11}} \gamma_i v t_j \left[\sin \left(\varphi + \frac{\gamma_i}{2} \right) - \frac{v t_j}{2 r_{11}} \sin (2\varphi + \gamma_i) \right], \end{aligned} \quad (16)$$

так что частотный сдвиг спектра колебания содержит временные и по длине антенны линейные и квадратичные зависимости. При совместном выполнении неравенств

$$\rho_j \ll r_{11} \cos \left(\varphi + \frac{\gamma_i}{2} \right), \quad 2 \operatorname{tg} \varphi \gg \gamma_i \quad (17)$$

выражение (16) принимает вид

$$\delta f_{i1}(t_j) = -\frac{\beta f_1}{r_{11}} \gamma_i v t_j \sin \varphi, \quad (18)$$

т.е. определяется линейными зависимостями как во времени, так и по апертуре. Отметим, что при угле $\varphi = 0$ частотный сдвиг $\delta f_{i1}(t_j)$ вдоль апертуры имеет квадратичную зависимость.

3. ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ АНТЕННА. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В качестве модели примем горизонтально-однородный океанический волновод глубиной 200 м, с постоянным по глубине профилем скорости звука $c = 1500$ м/с и однородным поглощающим жидким дном с параметрами: плотность $1,8 \text{ г/см}^3$, скорость звука $1700(1 + 0,01i)$ м/с.

Конфигурация цилиндрической антенны представлена на рис. 3. Цилиндрическая антенна состоит из трех дуг радиусом $R = 5$ м, расположенных на глубинах 99 м, 99,5 м, 100 м. Каждая дуга цилиндрической антенны состоит из $I = 16$ элементов-гидрофонов Q_i . Таким образом, антенна содержит всего 48 элементов. При движении источника в элементах цилиндрической

антенны происходит смещение частоты интерференционных максимумов спектральной плотности принимаемого на каждый элемент Q_i широкополосного сигнала.

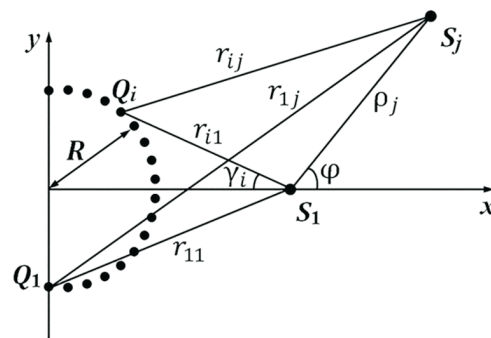


Рис. 3: Геометрия задачи для цилиндрической антенны: Q_i — i -й приемник антенны; S_j — положение точечного источника в момент времени t_j ; $Q_i S_j = r_{ij}$; $S_1 S_j = \rho_j$. Точками показаны элементы цилиндрической антенны, R — радиус антенны.

Обработка сигнала заключается в когерентном накоплении спектральных пиков по элементам каждой из дуг цилиндрической антенны. Это предполагает в элементах дуги антенны Q_i смещение спектра колебания на величину $\delta f_i(t_j) = f_i(t_j) - \tilde{f}(t_j)$ относительно опорного элемента дуги антенны и их суммирование. Для этого принимаемый приемником Q_i импульсный сигнал $s_i(t_j)$ умножается на гармоническое колебание $\exp[\delta f_{i1}(t_j)]$ и далее осуществляется преобразование Фурье [9]. В результате такой операции в момент времени t_j положения спектральных максимумов во всех элементах горизонтальной дуги антенны будут приходиться на значения $\tilde{f}(t_j)$, соответствующие опорному приемнику Q . Данная процедура проводится для каждой из трех дуг цилиндрической антенны. Результаты, полученные для каждой из трех дуг, суммируются некогерентным образом. В рамках такого подхода удастся сохранить интерференционную картину точечного приемника, но ее помехоустойчивость возрастает в \sqrt{I} раз на каждой из дуг цилиндрической антенны. При выполнении условия (6), для восстановления радиальной составляющей скорости источника $v_x = v \cos \varphi$ будем использовать алгоритм (8).

При моделировании предполагается, что глубина источника 70 м. Источник движется со скоростью $v = 3$ м/с под углами $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 50^\circ$ нормали к апертуре антенны. В момент времени $t_1 = 0$ расстояние между источником и центром антенны 5 км (рис. 3). Углом $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 50^\circ$ отвечают модельные значения радиальных составляющих скоростей $v_x = 3,0$ м/с и $v_x = 1,9$ м/с. Помеха и сигнал полагаются белым шумом, сосредоточенным в полосе 265–295 Гц. Временной и частотный интервалы дискретизации равны 10 с и 1 Гц. Проиллюстрируем восстановление скорости источника в отсутствие и при наличии шума с применением алгоритма (8). Результаты моделирования представлены на рис. 4.

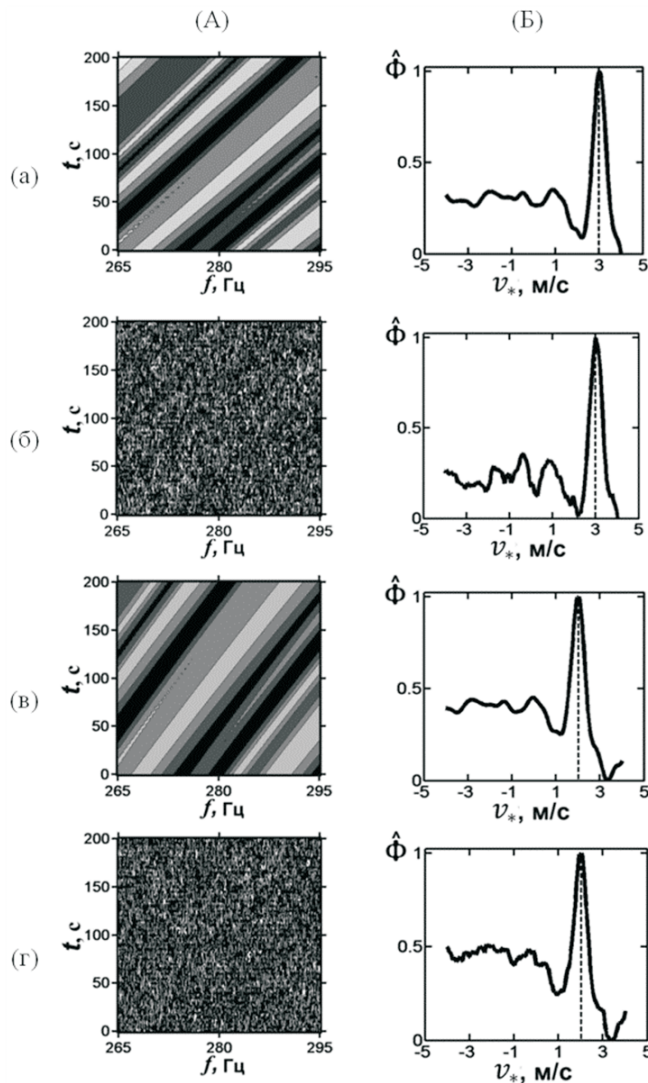


Рис. 4: Интерференционная картина (А), нормированная функция $\hat{\Phi}(v_*)$ (Б). Скорость источника $v = 3,0$ м/с. Движение под углом $\varphi = 0^\circ$: $q = \infty$ (а), $q = 0,5$ (б). Движение под углом $\varphi = 50^\circ$: $q = \infty$ (в), $q = 0,5$ (г)

Под отношением сигнал/шум q понимается величина на входе антенны после суммирования спектральных пиков по апертуре. В соответствии с (7), как и следовало ожидать, наклон полос на плоскости частота–время пропорционален $1/\cos \varphi$ (рис. 4А-а, в). При наличии шума, $q = 0,5$, наблюдается хаотическая интерференционная структура, никаких полос не видно. При этом

отношение сигнал/шум q_i на входе i -го приемника оценивается как $q_i = q/\sqrt{I} = 0,07$.

Отношение сигнал/шум q_* в результате траекторного накопления можно оценить как $q_* = q\sqrt{2\Delta f\Delta t}$, где $\Delta f = 3$ Гц — ширина интерференционной полосы (см. рис. 4А-а, в), $\Delta t = 200$ с — время накопления (рис. 4А-а, б, в, г) [9], так что $q_* = 24,2$. Как в отсутствие шума (рис. 4Б-а, в), так и в его присутствии (рис. 4Б-б, г) использование алгоритма (8) приводит к восстановленным значениям радиальных составляющих скоростей $v_x = 3,0$ м/с ($\varphi = 0^\circ$) и $v_x = 2,0$ м/с ($\varphi = 50^\circ$). Таким образом, предложенный алгоритм определения скорости источника отличается большой помехоустойчивостью. Как видно, задача эффективно решается для времени наблюдения менее 200 с. Отметим, что такое же качество восстановления радиальной составляющей скорости наблюдается и при приближении источника к антенне, когда $\varphi = 180^\circ$ и $\varphi = 130^\circ$ (рис. 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложены физические основы метода оценки скорости подводного объекта в пассивном режиме, основанного на информации о частотных смещениях. Модельный эксперимент продемонстрировал работоспособность предложенного алгоритма и показал возможность эффективного накопления сигнала вдоль траекторий интерференционных максимумов для повышения помехоустойчивости. Метод обладает высокой помехоустойчивостью и, как можно показать, малочувствителен к умеренным вариациям гидрофизических характеристик волновода. Последнее объясняется тем, разность постоянных распространения нормальных волн, определяющих локализацию интерференционных полос, устойчива к умеренным вариациям гидрофизических характеристик океанической среды.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред» и программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4484.2014.2).

[1] Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В. Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы. (СПб: Наука, 2004). 410 с.
 [2] Чупров С.Д. Акустика океана. Современное состояние. (М.: Наука, 1982). С. 71.

[3] Turgut A., Orr M., Rouseff D. J. *Acoust. Soc. Am.* **127**, N 1. P. 73. (2010).
 [4] Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. *Phys. Wave Phenom.* **18**, N 3. P. 196. (2010).
 [5] Кузькин В.М., Куцов М.В., Пересёлков С.А. Труды ИОФ

- имени А. М. Прохорова РАН. **69**. С. 171. (М.: Наука, 2013).
- [6] Кузькин В.М., Куцов М.В., Пересёлков С.А. Акуст. журн. **60**, № 4. (2014).
- [7] Rouseff D. Waves Random Media. **11**. P. 377. (2001).
- [8] Кузькин В.М., Куцов М.В., Пересёлков С.А. Акуст. журн. **59**, № 6. С. 735. (2013).
- [9] Варакин Л.Е. Теория сложных сигналов. (М.: Сов. радио, 1970). 376 с.

Method of estimation of velocity vector of the moving source based on analysis of interference structure variations on the antenna aperture

Kuznetsov G.N.^{1,a}, Kuz'kin V.M.^{1,b}, Pereselkov S.A.^{2,c}

¹Wave Research Scientific Center of A.M.Prokhorov Institute of General Physics of RAS,
GSP-1, Vavilov street, 38, Moscow, 119991, Russia

²Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394006, Russia
E-mail: ^askbmortex@mail.ru, ^bkumiov@yandex.ru, ^cpereselkov@yandex.ru

The method of estimation of velocity vector of the moving source by using linear antenna and vertical cylindrical antenna is presented. The method is based on the analysis of the dynamics of the broadband spectra of the signals in the interference maxima location. The stability of the method is considered in the case of variation of wave channel transfer function.

PACS: 43.30.Bp, 43.30.Wi, 43.30.Zk

Keywords: hydroacoustic, sound field, moving broadband source, the interference structure, hydrolocation.

Received 12.11.2014.

Сведения об авторах

1. Кузнецов Геннадий Николаевич — канд. физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией; тел.: (495) 941-01-93, e-mail: skbmortex@mail.ru.
2. Кузькин Венедикт Михайлович — докт. физ.-мат. наук; главный научный сотрудник; тел.: (499) 503-83-84, e-mail: kumiov@yandex.ru.
3. Переселков Сергей Алексеевич — докт. физ.-мат. наук; доцент; профессор; тел.: (473) 220-83-96, e-mail: pereselkov@yandex.ru.