АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2010, том 56, № 5, с. 655–661

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 691.463.21

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ СДВИГОВ МАКСИМУМОВ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ, ВЫЗВАННЫХ ВОЗМУЩЕНИЯМИ ОКЕАНИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

© 2010 г. **В. М. Кузькин, А. А. Луньков, С. А. Пересёлков***

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН
119991 Москва, ул. Вавилова 38
E-mail: kumiov@yandex.ru

**Воронежский государственный университет*
394693 Воронеж, Университетская пл. 1
E-mail: pereselkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.02.10 г.

Рассмотрен корреляционный метод измерения частотных смещений максимумов звукового поля, обусловленных нестационарностью океанической среды. Метод основан на отслеживании перемещения частотного сдвига максимума взаимокорреляционной функции спектров сигналов, принимаемых в разные моменты времени. Проанализирована взаимосвязь между корреляционным методом и методом, основанным на измерении частотных смещений максимумов интерференционной картины источника. Получена оценка чувствительности корреляционного метода.

ВВЕДЕНИЕ

Дисперсия волноводного распространения приводит к изменениям характеристик волнового пакета, распространяющегося через океаническую среду [1]. В результате возмущение, вызывающее изменение дисперсионных характеристик волнового канала, вызывает и изменения в интерференционной структуре распространяющегося по волноводу звукового поля. В частности, это приводит к частотным смещениям интерференционных максимумов [2, 3], информация о которых может быть использована для решения обратной задачи [4–9]. Такой подход к мониторингу, названному свип-мониторинг (мониторинг качающейся частоты), привлекателен своей простотой и информативностью. Он не требует разрешения сигналов, приходящих по отдельным модам, и представляется перспективным в тех случаях, когда применение традиционных подходов [10], связанных с идентификацией мод, вызывает трудности или является невозможным.

При наблюдении за частотными смещениями интерференционных максимумов, вызванными возмущением водной среды, важным остается вопрос о методах их регистрации. В настоящее время для их регистрации используются два прямых метода, основанных на измерениях положения максимума волнового поля. В первом из них в заданной полосе частот отслеживаются частотные смещения выбранного локального максимума интерференционной картины источника [4–6, 7, 8]. Из-за большого числа максимумов, амплитуда которых изменяется под влиянием возмущения, возможности наблюдения за поведением выбранного максимума весьма ограничены в натурном эксперименте, и принципиально невозможны в случаях, когда нестационарность среды обусловлена случайными неоднородностями. Во втором методе, впервые предложенном в [6], используется спектр сигнала, формируемый протяженной вертикальной антенной с использованием обращения волнового фронта [11]. На апертуре задается опорное распределение поля, обеспечивающее на реперной частоте излучения фокусировку обращенного волнового поля в точке приема. Для сформированного таким образом распределения поля излучается импульсный сигнал. На реперной частоте спектр такого локализованного поля (фокального пятна) имеет один выраженный максимум. Возмущение среды приводит к частотному сдвигу максимума фокального пятна [6, 7, 9]. Со временем фокальное пятно размывается из-за накапливающейся расфазировки мод, что приводит к его разрушению. Осуществление фокусировки обращенного волнового поля связано с использованием длинных, как правило, перекрывающих всю толщу волновода антенн, и необходимостью точного позиционирования их источников. В совокупности это ограничивает в натурном эксперименте возможности измерений частотных смещений фокального пятна. Поэтому изыскание новых возможностей для измерений частотных сдвигов, делающих реалистичным

проведение натурного эксперимента, остается насущной проблемой.

В работах [12, 13] впервые предложен и апробирован в численном эксперименте корреляционный метод регистрации частотных сдвигов максимумов волнового поля, вызванных нестационарностью водной среды. Он основан на отслеживании перемещения частотного сдвига максимума взаимокорреляционной функции спектров сигналов, принимаемых в разные моменты времени. По данным моделированиям корреляционный метод позволяет избежать трудностей прямых методов, связанных с характером возмущения среды, и по сравнению с ними обладает повышенной устойчивостью к шуму.

В настоящей работе дано обоснование корреляционного метода измерения частотных сдвигов, и получена оценка его помехоустойчивости.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На входе приемного устройства в момент времени t задана спектральная реализация

$$\xi(\omega, t) = s(\omega, t) + n(\omega, t), \tag{1}$$

где $s(\omega, t)$ – спектр сигнала; $n(\omega, t)$ – спектральная амплитуда стационарного белого шума, $\langle n(\omega, t)\, n^*(\omega', t)\rangle = N\delta(\omega - \omega', t)$, N – спектральная плотность, $\delta(\omega)$ – дельта-функция, $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота. Звездочкой обозначено комплексное сопряжение, а угловые скобки означают статистическое усреднение по ансамблю случайных реализаций. Из-за нестационарности водной среды спектр сигнала $s(\omega, t + \tau)$ в момент времени $t + \tau$ принимаемой реализации

$$\xi(\omega, t + \tau) = s(\omega, t + \tau) + n(\omega, t + \tau) \tag{2}$$

будет смещен по частоте по отношению к спектру в момент времени t. Для регистрации частотного сдвига предлагается метод, заключающийся в определении варьируемого значения ν_0, на которое приходится максимум взаимокорреляционной функции принимаемых спектральных реализаций (1), (2)

$$J(\nu,\tau) = \int \xi(\omega,t)\xi^*(\omega + \nu, t + \tau)d\omega = \\ = g_s(\nu, \tau) + g_n(\nu, \tau), \tag{3}$$

$$\max J(\nu, \tau) = J(\nu_0, \tau),$$

где

$$g_s(\nu, \tau) = \int s(\omega, t)s^*(\omega + \nu, t + \tau)d\omega, \tag{4}$$

$$g_n(\nu, \tau) = \int [s(\omega, t)n^*(\omega + \nu, t + \tau) + \\ + s^*(\omega + \nu, t + \tau)n(\omega, t) + \\ + n(\omega, t)n^*(\omega + \nu, t + \tau)]d\omega. \tag{5}$$

Функция $g_s(\nu, \tau)$ (4), получаемая на выходе приемника, представляет собой корреляционный отклик входного полезного спектра сигнала; ее можно назвать сигнальной спектральной функций. Функция $g_n(\nu, \tau)$ (5), обусловленная шумом, является взаимокорреляционной функцией между спектрами шума и входными спектрами полезного сигнала; назовем ее шумовой спектральной функцией. Конкретный вид функции $g_n(\nu, \tau)$ из-за шума является различным для разных реализаций (1), (2). Величина ν_0 удовлетворяет условию

$$\partial J(\nu, \tau)/\partial\nu|_{\nu=\nu_0} = 0. \tag{6}$$

Далее для сокращения записи частной производной используется обозначение $\partial J(\nu, \tau)/\partial\nu|_{\nu=\nu_0} = \partial J(\nu_0, \tau)/\partial\nu$. Согласно (6), в корреляционном методе осуществляется корреляция между принимаемой спектральной реализацией в момент времени t и производной по частоте от принимаемой спектральной реализации в момент времени $t + \tau$. Следовательно, корреляционный метод обеспечивает получение максимально возможного отношения крутизны спектра сигнала к среднеквадратичному значению шума.

Если шум отсутствует, то максимум функции $J(\nu_0, \tau)$ (3) соответствует максимуму сигнальной спектральной функции (4), $\nu_0 = \nu_s$. В присутствии шумовой спектральной функции (5) максимум $J(\nu_0, \tau)$ имеет место при значении $\nu_0 = \nu_n$, $\nu_n = \nu_s + \Delta\nu$. Задача состоит в определении частотного сдвига $\nu_0 = \nu_s$ сигнальной спектральной функции (4) и в оценке дисперсии смещения $\Delta\nu$

$$\sigma^2_{\Delta\nu} = \langle(\Delta\nu)^2\rangle = \langle(\nu_n)^2\rangle - \nu_s^2, \tag{7}$$

определяющей погрешность частотного сдвига ν_s, под которой понимается величина $\sigma_{\Delta\nu}$.

ЧАСТОТНЫЙ СДВИГ МАКСИМУМА КОРРЕЛЯЦИОННОГО ОТКЛИКА

В отсутствие шума для частотного сдвига $\nu_0 = \nu_s$ максимума взаимокорреляционной функции (3), согласно (1), (2) и (6), получаем

$$\frac{\partial J(\nu_s, \tau)}{\partial\nu} = \int s(\omega,t)\frac{\partial s^*(\omega + \nu, t + \tau)}{\partial\nu}d\omega = 0. \tag{8}$$

Разложим спектр $s^*(\omega+\nu,\ t+\tau)$ в ряд Тейлора в окрестности частоты ω

$$s^*(\omega+\nu,\ t+\tau) = s^*(\omega,\ t+\tau) + \\ + \frac{\partial s^*(\omega,\ t+\tau)}{\partial\omega}\nu + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 s^*(\omega,\ t+\tau)}{\partial\omega^2}\nu^2 + \\ + \frac{1}{6}\frac{\partial^3 s^*(\omega,\ t+\tau)}{\partial\omega^3}\nu^3 + \ldots \tag{9}$$

Подставив (9), ограничиваясь удержанием лишь квадратичного члена, в (8), находим в первом приближении

$$\nu_s = -\frac{\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial s^*(\omega,\ t+\tau)}{\partial\omega}d\omega}{\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial^2 s^*(\omega,\ t+\tau)}{\partial\omega^2}d\omega}. \tag{10}$$

Сформулируем условие применимости квадратичного разложения (9). Для этого разложение (9), удерживая кубический член, подставим в (8). В результате для оценки частотного сдвига ν_s во втором приближении приходим к квадратичному уравнению

$$a\nu_s^2 + 2b\nu_s + 2c = 0, \tag{11}$$

где использованы обозначения

$$a = \int s(\omega,\ t)\frac{\partial^3 s^*(\omega,\ t+\tau)}{\partial\omega^3}d\omega,$$

$$b = \int s(\omega,\ t)\frac{\partial^2 s^*(\omega,\ t+\tau)}{\partial\omega^2}d\omega, \tag{12}$$

$$c = \int s(\omega,\ t)\frac{\partial s^*(\omega,\ t+\tau)}{\partial\omega}d\omega.$$

Второе приближение для частотного сдвига, определяемое решением уравнения (11), асимптотически стремится к оценке (10) при выполнении условия

$$b^2 \gg 2ac, \tag{13}$$

которое можно рассматривать как критерий применимости первого приближения.

Изложенный подход позволяет получать высшие приближения для частотного сдвига максимума взаимокорреляционной функции и в каждом конкретном случае, что весьма важно, устанавливать границы его применимости. Подход эффективен, если в разложении можно ограничиться членом пятого порядка (пятой производной), так как учет более высоких приближений требует применения численных методов решения алгебраических уравнений. В общем случае высшие приближения приводят к неоднозначности оценки индикации положения максимума взаимокорреляционной функции. Физически это означает наличие нескольких основных пиков у этой функции, из которых лишь один является истинным, а остальные – ложными. Неоднозначность в определении положения максимума устраняется уменьшением интервала τ. Поэтому в подавляющем большинстве физических приложений следует ограничиваться рассмотрением лишь первого приближения (10).

Рассмотрим взаимосвязь между частотным сдвигом ν_s и временем τ, за которое он произошел. Полагая значение τ малым, разложим подынтегральные функции $\partial s^*(\omega,t+\tau)/\partial\omega$ и $\partial^2 s^*(\omega,t+\tau)/\partial\omega^2$ (10) в ряд по степеням τ, ограничиваясь линейными членами. В результате получаем

$$\nu_s = -\frac{\tau\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial^2 s^*(\omega,\ t)}{\partial\omega\partial t}d\omega}{\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial^2 s^*(\omega,\ t)}{\partial\omega^2}d\omega + \tau\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial^3 s^*(\omega,\ t)}{\partial\omega^2\partial t}d\omega}. \tag{14}$$

При малых τ,

$$\tau \ll \frac{\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial^2 s^*(\omega,\ t)}{\partial\omega^2}d\omega}{\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial^3 s^*(\omega,\ t)}{\partial\omega^2\partial t}d\omega},$$

имеем

$$\nu_s = -\tau\frac{\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial^2 s^*(\omega,\ t)}{\partial\omega\partial t}d\omega}{\int s(\omega,\ t)\dfrac{\partial^2 s^*(\omega,\ t)}{\partial\omega^2}d\omega}, \tag{15}$$

так что частотный сдвиг ν_s пропорционален времени наблюдения τ. В (14) и (15) учтено, что при $\tau \to 0$ взаимокорреляционная функция переходит в автокорреляционную функцию, максимум которой достигается при значении $\nu_s = 0$.

Выясним требование к интервалу τ, удовлетворяющему условию (13), которое однозначно определяет частотный сдвиг корреляционного отклика. Разложим подынтегральные функции (12) в ряд по степеням τ и подставим в (13). Ограничиваясь линейными по τ членами, приходим к неравенству

$$\tau \ll \frac{0.5\left[\int s(\omega, t)\frac{\partial^2 s^*(\omega, t)}{\partial\omega^2}d\omega\right]^2}{\int s(\omega, t)\frac{\partial^2 s^*(\omega, t)}{\partial\omega\partial t}d\omega\int s(\omega, t)\frac{\partial^3 s^*(\omega, t)}{\partial\omega^3}d\omega - \int s(\omega, t)\frac{\partial^2 s^*(\omega, t)}{\partial\omega^2}d\omega\int s(\omega, t)\frac{\partial^3 s^*(\omega, t)}{\partial\omega^2\partial t}d\omega}.$$

Прежде чем переходить к шумовой стороне задачи, выясним взаимосвязь между описанием частотных сдвигов максимумов волнового поля прямым и корреляционным методами.

ПРЯМОЙ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ СДВИГОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ

Данные численных экспериментов [12, 13] свидетельствуют о том, что частотные смещения максимумов интерференционной картины точечного источника в отсутствие и при использовании взаимокорреляционной обработки близки между собой. Приведем обоснование результатов моделирования.

В условиях нестационарности океанической среды спектр сигнала $s(\omega, t)$ в точке приема имеет вид [1]

$$s(\omega, t) = w(\omega)\Gamma(\omega, t), \tag{16}$$

$$\Gamma(\omega, t) = \sum_m A_m(\omega, t)\exp\left[i\int_0^r h_m(r', \omega, t)dr'\right]. \tag{17}$$

Здесь $w(\omega)$ – излучаемый спектр источника; $\Gamma(\omega, t)$ – функция Грина волновода, A_m и h_m – амплитуда и постоянная распространения m-й моды, определяемые в общем случае из решения системы уравнений взаимодействия мод. Для краткости аргументы положения источника, приемника и горизонтального расстояния r между ними у соответствующих величин опускаются, так как при рассмотрении это не имеет принципиального значения. Если воспользоваться теоремой о среднем, то соответствующее (16), (17) выражение для взаимокорреляционной функции (3) можно представить как

$$J(\nu, \tau) = \Delta\omega|w(\hat\omega)|^2\sum_m\sum_n A_m(\hat\omega, t)A_n^*(\hat\omega+\nu, t+\tau)\times$$
$$\times\exp\left\{i\int_0^r[h_m(\hat\omega, t, r') - h_n(\hat\omega+\nu, t+\tau, r')]dr'\right\}, \tag{18}$$

где $\hat\omega \in \Delta\omega$, $\Delta\omega$ – ширина полосы спектра $w(\omega)$. Примем, как и в работе [2], что амплитуда мод медленно меняется по частоте и времени по сравнению с быстро осциллирующей фазой. Заметим, что это предположение во многих случаях, как правило, подтверждается опытными данными [4, 5] и результатами моделирования [6–9]. Тогда значение $\hat\nu_s$ положения максимума корреляционного отклика (18) должно удовлетворять условию сохранения фазы

$$\Delta\varphi_n = \int_0^r[h_m(\hat\omega, t, r') - h_n(\hat\omega+\hat\nu_s, t+\tau, r')]dr' -$$
$$-\int_0^r[h_m(\hat\omega, t, r') - h_n(\hat\omega, t, r')]dr' = \text{const}, \tag{19}$$

и быть инвариантным по отношению к номеру n моды. Выясним, когда это возможно. Разложим (19) в ряд по степеням $\hat\nu_s$ и τ, ограничиваясь только линейными членами. Комбинируя это разложение для произвольных номеров μ и η мод, получаем

$$\hat\nu_s = -\tau\frac{\int_0^r\frac{\partial}{\partial t}[h_\mu(\hat\omega, t, r') - h_\eta(\hat\omega, t, r')]dr'}{\int_0^r\frac{\partial}{\partial\omega}[h_\mu(\hat\omega, t, r') - h_\eta(\hat\omega, t, r')]dr'}. \tag{20}$$

Условия распространения звука в океане таковы [14], что локальная интерференционная структура, устойчивая к изменениям условий распространения, эффективно формируется небольшим числом синфазно возбужденных мод с близкими номерами. Положим, что в этом интервале номеров можно ограничиться линейным разложением h_μ в ряд в окрестности номера l-й моды

$$h_\mu = h_l + \alpha(\mu - l), \quad \alpha = \partial h_l/\partial l = h_{l+1} - h_l. \tag{21}$$

Подставив теперь (21) в (20), находим

$$\hat\nu_s = -\tau\frac{\int_0^r\frac{\partial\alpha(\hat\omega, t, r')}{\partial t}dr'}{\int_0^r\frac{\partial\alpha(\hat\omega, t, r')}{\partial\omega}dr'}. \tag{22}$$

Используя (21) и (22), можно убедиться, что в первом приближении изменения фазы (19)

$$\Delta\varphi_n = \hat{\nu}_s \int_0^r \frac{\partial h_n(\hat{\omega}, t, r')}{\partial\omega} dr' + \tau \int_0^r \frac{\partial h_n(\hat{\omega}, t, r')}{\partial t} dr',$$

обусловленные возмущением среды, не зависят от номера n моды.

Таким образом, в рамках корреляционного рассмотрения показана возможность описания частотных смещений максимумов интерференционной картины как с использованием спектрального подхода, выражения (10), (14), (15), так и подхода, основанного на конструктивной интерференции мод волнового поля, выражение (22). Отличия между ними могут проявляться в высокочастотной области возмущения, где нельзя пренебрегать изменениями амплитуд мод по сравнению с фазой, и описание (22) становится упрощенным.

Соотношение (22) совпадает с выражением (6) в работе [2] для частотного сдвига, если положить там, что частота ω_0, на значение которой приходится отслеживаемый локальный максимум, равна частоте $\hat{\omega}$. В широком интервале частот зависимость $h_n(\omega)$ обнаруживает слабый линейный характер. Поэтому с уменьшением ширины спектра $\Delta\omega$, когда разница между положением максимума $\hat{\omega}$ и величиной ω_0 сокращается, то оба метода измерений должны приводить к близким оценкам частотных сдвигов. Данный результат подтверждается результатами моделирования [12, 13] и отражает особенности распространения звука в мелководных океанических волноводах. Заметим, что решение обратной задачи основано на информации о частотных смещениях локального максима волнового поля источника [2, 3]. Таким образом, корреляционный метод измерения частотных смещений интерференционных максимумов можно также использовать для восстановления океанических неоднородностей на основе подхода, изложенного в [2, 3].

ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ КОРРЕЛЯЦИОННОГО МЕТОДА

Поскольку шум предполагается малым по сравнению с сигналом, то смещение $\Delta\nu$ будет тоже малой величиной по сравнению с величиной ν_s. Для малых значений $\Delta\nu$ функции $s(\omega+\nu, t+\tau)$ и $n(\omega+\nu, t+\tau)$ разложим в ряд Тейлора в окрестности частотного сдвига ν_n, ограничившись для сигнала и шума соответственно квадратичным и линейным членами, и подставим в выражение для корреляционного отклика (3). В результате, согласно условию (6), для определения частотного сдвига ν_n получаем выражение

$$\int\left[s(\omega)\frac{\partial s_\tau^*(\omega)}{\partial\omega} + s(\omega)\frac{\partial n_\tau^*(\omega)}{\partial\omega} + n(\omega)\frac{\partial s_\tau^*(\omega)}{\partial\omega} + n(\omega)\frac{\partial n_\tau^*(\omega)}{\partial\omega}\right]d\omega = \tag{23}$$

$$= -\nu_n \int\left[s(\omega)\frac{\partial^2 s_\tau^*(\omega)}{\partial\omega^2} + n(\omega)\frac{\partial^2 s_\tau^*(\omega)}{\partial\omega^2}\right]d\omega,$$

где в целях сокращения записи приняты обозначения: $s(\omega) = s(\omega, t)$, $n(\omega) = n(\omega, t)$, $s_\tau^*(\omega) = s^*(\omega, t+\tau)$, $n_\tau^*(\omega) = n^*(\omega, t+\tau)$. Усредняя левую и правую части выражения (23), получаем

$$\langle\nu_n^2\rangle = \frac{\left|\int s(\omega)\frac{\partial s_\tau^*(\omega)}{\partial\omega}d\omega\right|^2 + N\left[\int s(\omega)\frac{\partial^2 s^*(\omega)}{\partial\omega^2}d\omega + \int\left|\frac{\partial s_\tau(\omega)}{\partial\omega}\right|^2 d\omega\right]}{\left|\int s(\omega)\frac{\partial^2 s_\tau^*(\omega)}{\partial\omega^2}d\omega\right|^2 + N\int\left|\frac{\partial^2 s_\tau(\omega)}{\partial\omega^2}\right|^2 d\omega}. \tag{24}$$

В отсутствие шума, как и следовало ожидать, выражение (24), принимая во внимание (23), с точностью до знака совпадает с результатом для частотного сдвига ν_s (10).

Под квадратом отношения сигнал/шум (с/ш) q условимся понимать величину $q^2 = \int|s(\omega)|^2 d\omega / N$. Величину q^2 можно интерпретировать как нулевое приближение, $s_\tau(\omega) \approx s(\omega)$, $n_\tau(\omega) \approx n(\omega)$, отношения наибольшего значения сигнальной спектральной функции (4) к дисперсии шумовой спектральной функции (5). При выполнении условия $q^2 \gg 1$, в силу неравенства Шварца–Буняковского, выражение (24) принимает вид

$$\langle \nu_n^2 \rangle = \frac{\left| \int s(\omega) \frac{\partial s_\tau^*(\omega)}{\partial \omega} d\omega \right|^2 + N \left[\int s(\omega) \frac{\partial^2 s^*(\omega)}{\partial \omega^2} d\omega + \int \left| \frac{\partial s_\tau(\omega)}{\partial \omega} \right|^2 d\omega \right]}{\left| \int s(\omega) \frac{\partial^2 s_\tau^*(\omega)}{\partial \omega^2} d\omega \right|^2}. \quad (25)$$

Согласно (10) и (25), дисперсия (7) частотного сдвига равна

$$\sigma_{\Delta\nu}^2 = \frac{N \int \left[s(\omega) \frac{\partial^2 s^*(\omega)}{\partial \omega^2} + \left| \frac{\partial s_\tau(\omega)}{\partial \omega} \right|^2 \right] d\omega}{\left| \int s(\omega) \frac{\partial^2 s_\tau^*(\omega)}{\partial \omega^2} d\omega \right|^2}. \quad (26)$$

С учетом обозначения отношения с/ш соотношение (26) можно представить как

$$\sigma_{\Delta\nu}^2 = \frac{1}{q^2} \frac{\int \left[s(\omega) \frac{\partial^2 s^*(\omega)}{\partial \omega^2} + \left| \frac{\partial s_\tau(\omega)}{\partial \omega} \right|^2 \right] d\omega \int |s(\omega)|^2 d\omega}{\left| \int s(\omega) \frac{\partial^2 s_\tau^*(\omega)}{\partial \omega^2} d\omega \right|^2},$$

которым удобно пользоваться при сравнительном анализе оценки погрешности частотного сдвига для разных спектров сигналов в случае одинакового отношения с/ш.

Под пороговой чувствительностью корреляционного метода будем понимать такой частотный сдвиг ν_{th} максимума взаимокорреляционной функции, который равен среднеквадратичному значению $\sigma_{\Delta\nu}$ (26), т.е. $\nu_{th} = \sigma_{\Delta\nu}$. Следовательно, измеряемый частотный сдвиг ν_n должен быть настолько большим, чтобы обеспечивать превышение порога, $\nu_n \geq \gamma\nu_{th}$, $\gamma \geq 1$. Значение коэффициента γ выбирается из соображений точности регистрации частотного сдвига корреляционного отклика. При известной модели океанической неоднородности это позволяет оценить погрешность параметров возмущения, определяемых по данным частотных сдвигов взаимокорреляционной функции, т.е. в результате решения обратной задачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан корреляционный метод индикации частотных сдвигов максимумов интерференционной картины, основанный на взаимокорреляционной обработке сдвинутых по частоте спектров сигналов, вызванных возмущением среды. Частотный сдвиг отслеживается по перемещению в частотной области максимума взаимокорреляционной функции.

Проведено сравнение корреляционного метода с прямым методом определения частотных смещений локального максимума поля источника. Показано, что эти два метода обнаруживают сходные черты, хотя каждому из них присущи свои достоинства и недостатки при практических применениях. Главными достоинствами корреляционного метода являются простота с точки зрения практической реализации и не ограниченность характером возмущения водной среды. Однако он предсказывает частотные смещения, которые могут несколько отличаться от измерений частотных сдвигов прямым методом. Поэтому корреляционный метод, по сравнению с прямым методом, представляется менее точным при решении обратной задачи, основанной на информации о частотных смещениях локальных интерференционных максимумов.

Рассмотрен вопрос о погрешности частотных сдвигов максимумов звукового поля, измеряемых корреляционным методом. Это позволяет оценить минимальный уровень флуктуаций параметров океанических неоднородностей, определяемых при решении обратной задачи.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН “Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.
2. *Кузькин В.М.* Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 258–263.
3. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Petnikova E.A.* The possibility of reconstruction of two-dimensional random inhomogeneities in a shallow sea by frequency shifts of the spatial interference structure of the sound field // J. Physics of Wave Phenomena. 2008. V. 16. № 1. P. 42–51.
4. *Кузькин В.М., Огурцов А.В., Петников В.Г.* Влияние гидродинамической изменчивости на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 1. С. 94–100.
5. *Turgut A., Orr M., Pasewark B.* Acoustic monitoring of the tide height and slope-water intrusion at the New

Jersey Shelf in winter conditions // J. Acoust. Soc. Amer. 2007. V. 121. № 5. P. 2534–2541.

6. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A.* Reconstruction of spectrum of background internal waves // J. Physics of wave phenomena. 2006. V. 14. № 4. P. 52–65.
7. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Восстановление пространственного спектра изотропного поля фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 1. С. 74–81.
8. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Восстановление пространственного спектра анизотропного поля фоновых внутренних волн // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 2. С. 193–197.
9. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Восстановление внутренних волн в океанических волноводах // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 3. С. 395–400.
10. *Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И.* Акустическая томография океана. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. 255 с.
11. *Даргейко М.М., Кравцов Ю.А., Петников В.Г., Петросян А.С., Самойленко Ю.И., Славинский М.М.* Особенности фокусировки полей излучения в многомодовых волновых каналах // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 6. С. 746–752.
12. *Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A.* Acoustic monitoring of frontal zone // J. Physics of Wave Phenomena. 2010. V. 18. № 1. P. 64–74.
13. *Кузькин В.М., Пересёлков С.А.* Методы регистрации частотных смещений интерференционной структуры звукового поля в океанических волноводах // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 4. С. 505–515.
14. Акустика океана. Под ред. Дж. Де Санто. Пер с англ. М.: Мир, 1982. 320 с.