

ВЫДЕЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ МОД ВО ФЛОРИДСКОМ ПРОЛИВЕ МЕТОДОМ ШУМОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

© 2017 г. С. Н. Сергеев*, А. С. Шуруп*, О. А. Годин**, А. И. Веденев***,
В. В. Гончаров***, П. Ю. Муханов*, Н. А. Заботин**, М. Г. Brown****

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119991 ГСП-1, Москва, Ленинские горы

**University of Colorado, Boulder, Colorado, USA

***Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
117997 Москва, Нахимовский просп. 36

****University of Miami, Miami, Florida, USA

E-mail: sergeev@aesc.msu.ru, shurup@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 26.10.2015 г.

Рассматривается выделение акустических мод в эксперименте, проведенном в проливе Florida Straits. Особенности подхода являются выделение мод по данным с одиночных гидрофонов, а не с вертикальных модовых антенн, и пассивная схема шумовой интерферометрии, где в качестве источника акустического сигнала используются шумы океана. В результате обработки удалось уверенно выделить первые четыре моды акустического поля. Полученные данные позволяют сделать вывод о возможности использования метода в целях мониторинга мелкого моря со сложными гидрологическими условиями.

Ключевые слова: селекция мод, пассивная томография, мелкое море, взаимная функция корреляции шумового поля, мониторинг океана.

DOI: 10.7868/S0320791916060150

ВВЕДЕНИЕ

Акустические методы представляются наиболее адекватными для мониторинга больших (сотни и тысячи километров) океанических акваторий в режиме реального времени, поскольку низкочастотный акустический сигнал является единственно возможным способом зондирования морской среды на таких расстояниях. Первые масштабные эксперименты по акустической томографии океана в 1980–1990 гг. [1–3], казалось, дали многообещающие результаты. Однако уже вскоре стало ясно, что томография океана в своей начальной постановке, по-видимому, никогда не выйдет за рамки экспериментальных работ. Причиной тому служат, во-первых, значительные затраты на постановку вертикальных антенных систем с точным позиционированием отдельных гидрофонов, обеспечение их функционирования, установка дорогих и громоздких низкочастотных излучателей, и, во-вторых, обеспокоенность возможным влиянием работы мощных излучателей звука на жизнедеятельность морской фауны. Дополнительные трудности связаны со сложностью моделирования звуковых полей при реалистичном описании среды распространения, которое

необходимо для решения прямой задачи и нахождения возмущений поля, вызванных неоднородностью среды, и математическими проблемами при решении многомерной обратной задачи восстановления параметров среды. В результате развитие схем мониторинга океана пошло по пути контактных методов, например, с использованием автономных подводных аппаратов, оснащенных датчиками проводимости, температуры и давления, которые, тем не менее, в отличие от томографического подхода, не могут обеспечить одновременное сканирование всей акватории в режиме реального времени.

Названные проблемы с реализацией томографии океана указывают на направления поиска возможного пути их решения: 1) необходимо отказаться от низкочастотных излучателей; 2) необходимо отказаться от систем приемных антенн. Это, в свою очередь, требует развития новых подходов к обработке акустических сигналов, поскольку “традиционные” методы как модовой, так и лучевой томографии требуют выделения отдельных лучей или мод, для чего, собственно, и используются вертикальные антенны.

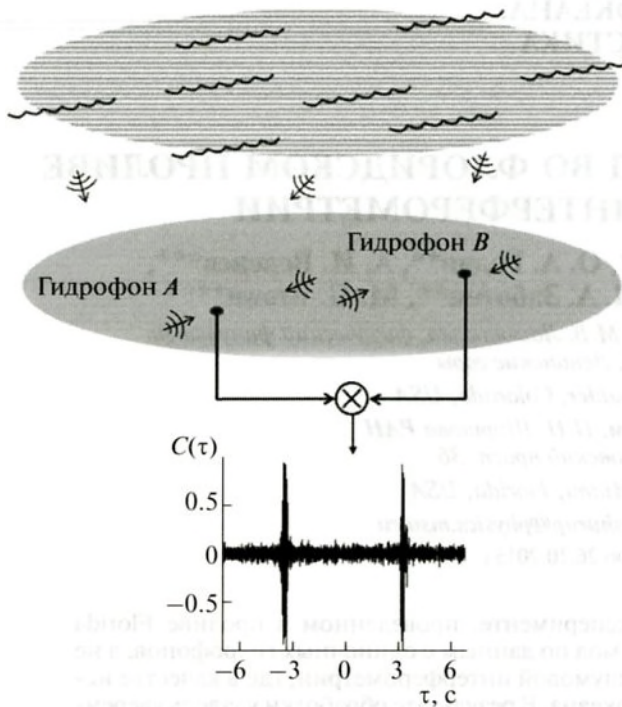


Рис. 1. Схема корреляционной обработки шумов мелкого моря, принятых донными гидрофонами. Функция взаимной корреляции $C(\tau)$ данных с гидрофонов A и B имеет два пика, соответствующих временам распространения сигналов по направлению от A к B и в обратном направлении.

ШУМОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ПРИ МОДОВОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Решение первой проблемы (отказ от низкочастотных источников) видится в применении к задачам подводной акустики методов шумовой интерферометрии, в которых роль источников играют собственные шумы океана как природного, так и антропогенного характера. Идею метода иллюстрирует рис. 1.

Пространственно разнесенные гидрофоны (или антенны) A и B регистрируют акустическое поле шумов, порожденных океаном, в котором есть компоненты шумового сигнала, прошедшего через оба гидрофона. Эта ситуация в некотором смысле эквивалентна тому, как если бы каждый из этих гидрофонов излучал сигнал, в то время как второй гидрофон принимал его. При этом шумовой сигнал, прошедший только через один из гидрофонов, играет роль помехи. Таким образом, можно поставить задачу выделения “хорошего” шума на фоне “плохого”, которая, как известно, решается путем корреляционной обработки сигналов с обоих гидрофонов. При этом наличие какой-либо неоднородности между рассматриваемыми гидрофонами приведет к изме-

нениям параметров распространения шумового сигнала, что может использоваться для томографического восстановления указанной неоднородности. Описываемый метод успешно апробирован в задачах сейсмологии [4, 5], однако его прямое распространение на мониторинг океана не представляется возможным по причине намного более быстрой изменчивости океана во времени по сравнению с задачами сейсмологического мониторинга земной коры. Нестационарность океана сильно ограничивает возможности по накоплению сигналов во времени. Разные авторы [6–9] предложили различные оценки необходимого времени накопления, что породило некоторые сомнения в возможностях применения метода на практике. Однако появление работ [10–13], в которых приведены результаты использования шумовой интерферометрии для обработки данных натурных экспериментов и пассивных акустических измерений, важных для океанологии параметров среды, позволяет сделать вывод о перспективности метода. В работах [14, 15] обосновано применение непоозиционируемых антенн в шумовой томографии. В работе [16] по данным акустического эксперимента в Баренцевом море была осуществлена селекция акустических мод и рассмотрен важный вопрос о выборе частотного диапазона, обеспечивающего разумное время накопления сигнала, а также показана возможность использования метода в целях построения схемы модовой томографии океана. В настоящей работе приведены результаты обработки данных эксперимента, проведенного в более сложном районе Флоридского пролива.

Решение второй проблемы (отказ от приемных антенн и переход к одиночным гидрофонам) требует анализа структуры звукового поля в рассматриваемой акватории. Основное назначение используемых в томографии океана систем вертикальных антенн состоит в выделении модовой структуры в том случае, когда акустическое поле при обработке представлено в виде суммы распространяющихся мод. Как известно, моды образованного океаном волновода ортогональны на всей глубине волновода, что позволяет их сепарировать при перекрытии антеннами всей глубины (или хотя бы основной глубины сосредоточения мод в том случае, когда волноводные свойства обуславливаются не границами, а профилем скорости звука, т.е. в случае глубокого моря). В случаях, когда антенна не перекрывает весь волновод, а также когда профиль антенны искривлен подводными течениями, выделение мод может потребовать дополнительной обработки принимаемых сигналов [14]. Переход к одиночным гидрофонам требует принципиально иного подхода к проблеме выделения мод [17]. В случае относительно мелкого моря и на низких частотах, где модовая дисперсия значительна, это, возможно,

удастся сделать по дисперсионным характеристикам мод. Подобный эксперимент, но при использовании относительно высокочастотного звука и лучевого описании поля, обсуждается в работе [18]. На шельфе Черного моря были поставлены три автономные донные станции, осуществлявшие излучение и прием акустических сигналов. Авторам удалось оценить суточные изменения скорости звука и параметров течений в исследуемой области, а также колебания нижней границы термоклина на основе данных излучения и приема акустических сигналов.

Теоретическая основа метода интерферометрии шумов состоит в следующем. Ранее было показано [19–21], что функция Грина звукового поля для двух рассматриваемых точек *A* и *B* (рис. 1) может быть аппроксимирована функцией взаимной корреляции акустических шумов, принимаемых в рассматриваемых точках. Этот результат был развит в работе [7], в которой было показано, что матрица взаимной корреляции шумового поля позволяет определить модовую структуру поля. Переход от “корреляции полей” в точках размещения гидрофонов к “корреляции мод” важен, поскольку позволяет существенно (в разы) сократить время накопления сигнала в рассматриваемой схеме и делает ее применимой для мониторинга изменчивости океана.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ШУМОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ВО ФЛОРИДСКОМ ПРОЛИВЕ

Настоящая работа основана на обработке данных, полученных во Флоридском проливе в декабре 2012 г. [11, 12]. На глубине приблизительно 100 м вдоль изобаты были поставлены три придонные принимающие станции. В данной работе использовались данные от двух из них (далее – гидрофон *A* и гидрофон *B*), расстояние между которыми составляло 5.01 км. Каждая станция содержала гидрофон, электронный модуль и источник питания и была заякорена в пяти метрах от дна. Термостабилизированные кварцевые часы гарантировали уход не более чем на величину порядка 1 мс в день. Используемые данные записывались непрерывно в течение шести дней. При постановке принимающих станций были проведены STD-измерения (проводимость, температура, глубина), что позволило построить профиль скорости звука (рис. 2). Скорость звука составляла 1539–1540 м/с до глубины 70 м, а ниже плавно понижалась до 1535 м/с.

Район характеризуется сильными течениями, которые оценивались с помощью двух доплеровских профилометров, работавших на частотах 600 и 75 кГц, что обеспечило оценку течения на глубинах до 70 м. Усредненная по глубине скорость течения составляла 0.47 м/с [12].

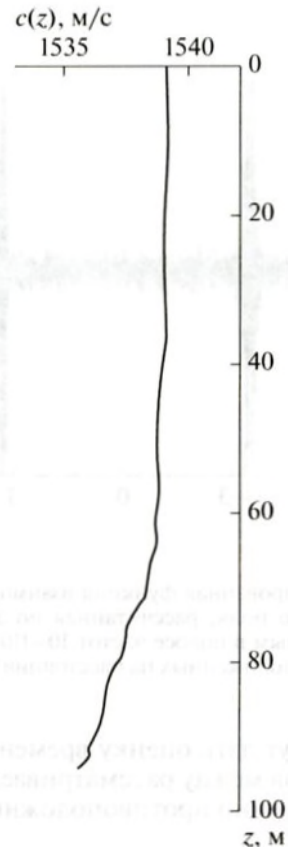


Рис. 2. Профиль скорости звука в месте проведения эксперимента.

Задача, поставленная авторами данной статьи, состояла в попытке восстановления модовой структуры моря в описываемом регионе в период эксперимента исключительно по результатам корреляционной обработки записей шумов указанными станциями.

ОБРАБОТКА ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ И ВЫДЕЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ МОД

На рис. 3 представлена нормированная функция взаимной корреляции $C(\tau)$ шумовых полей в полосе 10–110 Гц, принятых рассматриваемыми гидрофонами. Функция взаимной корреляции вычислялась как преобразование Фурье по частоте от функции комплексной когерентности шумов в точках *A* и *B*. Для нахождения функции комплексной когерентности использовалось осреднение по всему шестидневному ряду наблюдений. Как показано в работе [22], использованный для вычисления $C(\tau)$ подход обеспечивает подавление нежелательных вкладов короткоживущих, но сильных дискретных источников шума. График $C(\tau)$ имеет два пика, почти симметричных относительно нулевой задержки (рис. 3).

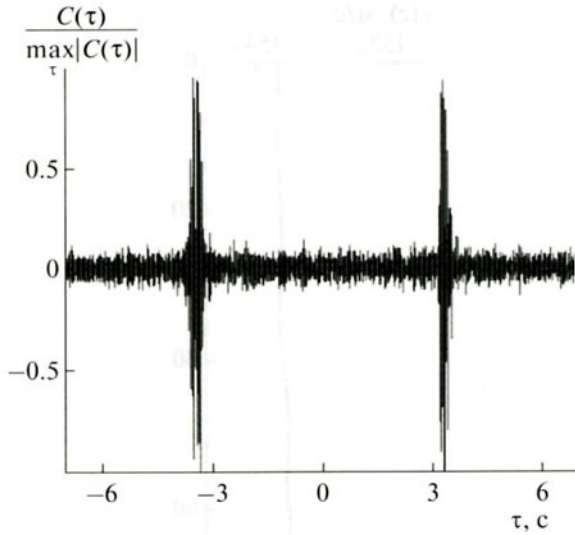


Рис. 3. Нормированная функция взаимной корреляции шумового поля, рассчитанная по экспериментальным данным в полосе частот 10–110 Гц для гидрофонов, расположенных на расстоянии 5.01 км.

Эти пики могут дать оценку времен распространения сигналов между рассматриваемыми гидрофонами во взаимно противоположных направлениях.

Область развертывания станций характерна тем, что в ней заметную роль могут играть течения. В связи с этим в дальнейшем будет анализироваться полусумма фрагментов функции взаимной корреляции, соответствующих положительным и отрицательным задержкам (рис. 4), что позволяет исключить невзаимность распространения сигналов между гидрофонами, вызванную течением. Для простоты изложения далее итоговая полусумма будет называться просто функцией взаимной корреляции $K(\tau) = [C(\tau) + C(-\tau)]/2$.

На рис. 5 представлен нормированный модуль спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$ функции взаимной корреляции $K(\tau)$. Сама спектрограмма $K_{sp}(\tau', f)$ рассчитывалась на основе стандартного соотношения (см., например, [23]):

$$K_{sp}(\tau', f) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau) h(\tau - \tau') \exp(-i2\pi f \tau) d\tau. \quad (1)$$

Здесь f – частота в герцах, а служащий аргументом функции $K(\tau)$ временной сдвиг τ – в секундах. При расчетах по формуле (1) функция окна $h(\tau - \tau')$ имела форму прямоугольного импульса длительностью 0.1 с (с центром в точке $\tau = \tau'$), сглаженного на краях; сдвиг по центральной временной задержке τ' осуществлялся с шагом 0.013 с. На рис. 5 отчетливо прослеживаются дисперсионные зависимости, которые могут соответство-

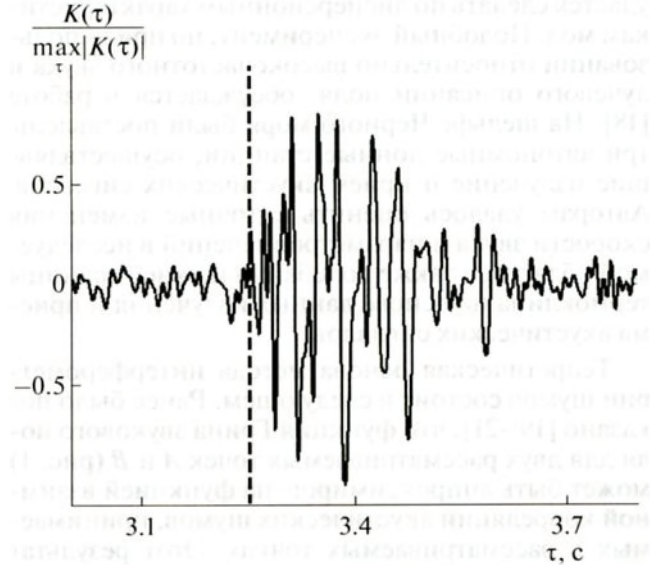


Рис. 4. Нормированная полусумма $K(\tau) = [C(\tau) + C(-\tau)]/2$ двух фрагментов функции взаимной корреляции $C(\tau)$, соответствующих положительным и отрицательным задержкам. Изображена часть итоговой полусуммы $K(\tau)$, содержащая наиболее выраженные экстремумы. Пунктирной линией отмечен момент времени τ_w , соответствующий началу вступления водной волны.

вать модам разных номеров. Это указывает на возможность получить дисперсионные характеристики отдельных распространяющихся мод, используя данные одиночных гидрофонов.

Для идентификации номеров отдельных мод по полученным дисперсионным характеристикам было проведено численное моделирование. Рас-

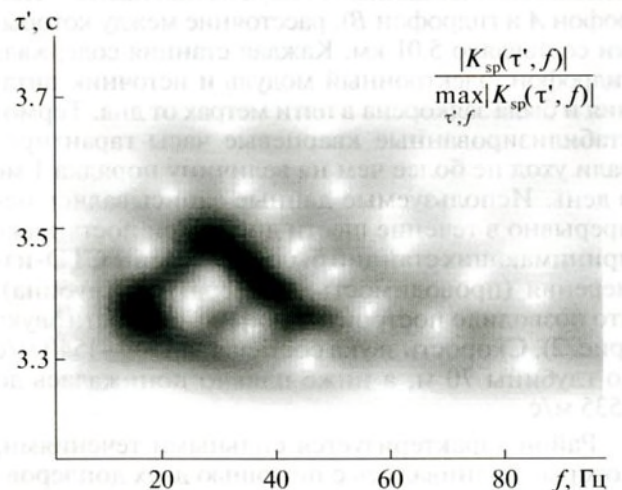


Рис. 5. Нормированный модуль спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$ функции взаимной корреляции $K(\tau)$, рассчитанный по экспериментальным данным.

смаивался волновод, состоящий из жидкого слоя, с известным профилем скорости звука (рис. 2), и жидкого полупространства, значение скорости звука в котором перебиралось в диапазоне $c^{\text{bottom}} = (1650...1950)$ м/с, а отношение плотностей грунта и воды полагалось постоянным $\rho^{\text{bottom}}/\rho = 1.8$ (параметры дна нам были неизвестны, при их выборе мы руководствовались результатами численного моделирования работы [11]). Для рассматриваемого набора волноводов рассчитывались дисперсионные зависимости мод низших номеров, после чего результаты численного моделирования сопоставлялись с результатами экспериментальной оценки модуля спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$.

На рис. 6 приведены результаты такого сопоставления для двух волноводов со скоростями звука в грунте $c^{\text{bottom}} = 1780$ и 1710 м/с. Для удобства сравнения рассматриваемых результатов зависимость модуля спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$ от временной задержки τ' пересчитывалась в зависимость $|K_{sp}(c', f)|$ от групповой скорости c' по соотношению $c' = R/\tau'$, где $R = 5.01$ км – расстояние между рассматриваемыми гидрофонами. На рис. 6 отчетливо выделяются сигналы первых трех мод, прослеживается также сигнал и от четвертой моды, при этом кривые, полученные по результатам численного моделирования, хорошо накладываются на картину, полученную при обработке экспериментальных данных. Стоит обратить внимание на тот факт, что результаты численного моделирования, полученные для волновода со скоростью звука в дне $c^{\text{bottom}} = 1780$ м/с (рис. 6, пунктирная линия), визуально лучше соответствуют экспериментальными данным по сравнению с волноводом со скоростью $c^{\text{bottom}} = 1710$ м/с (рис. 6, сплошная линия), использовавшемуся при численном моделировании в [11].

Для более детального исследования модового состава шумового поля далее рассматривается процедура выделения сигналов отдельных мод из полного принятого поля. Поскольку предполагается, что функция взаимной корреляции $K(\tau)$ аппроксимирует акустическую функцию Грина, то взаимная корреляционная функция $K(\tau)$ может быть записана в виде

$$K(\tau) = \sum_{m=1}^M K_m(\tau),$$

где $K_m(\tau)$ – вклад m -й нормальной волны, M – количество распространяющихся мод, параметр τ характеризует время распространения сигнала между рассматриваемыми гидрофонами. Спектр K_m по частоте может быть представлен в виде

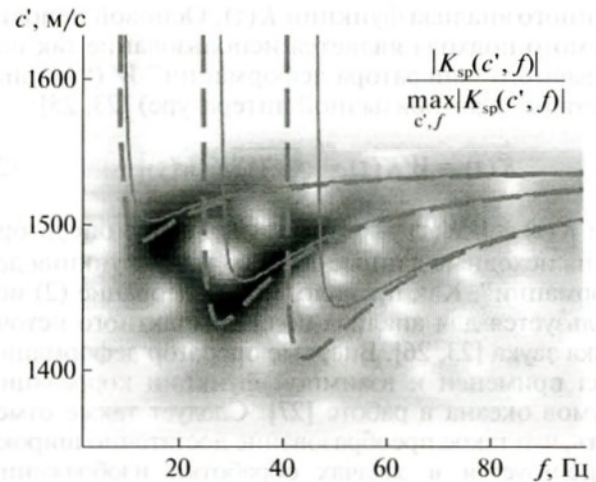


Рис. 6. Нормированный модуль спектрограммы $|K_{sp}(c', f)|$ и дисперсионные кривые, рассчитанные для волновода со скоростью звука в дне $c^{\text{bottom}} = 1780$ м/с (пунктирные линии) и $c^{\text{bottom}} = 1710$ м/с (сплошные линии); в обоих случаях полагалось $\rho^{\text{bottom}}/\rho = 1.8$.

произведения зависящей от частоты амплитуды моды, фазового множителя, зависящего от расстояния между приемниками, а также собственных функций мод, заданных на глубинах первого и второго гидрофонов [24]. Подробное рассмотрение возможностей определения модового состава акустического поля на основе анализа функции корреляции $K(\tau)$ проводилось в работах [7, 14, 24], где предполагалось, что выполняется адиабатическое приближение, а регистрируемое шумовое поле сформировано распределенными в пространстве дельта-коррелированными случайными источниками. Для натурального эксперимента это условие выполняется приближено, но в рассматриваемом случае, как будет показано ниже, используемый подход позволяет получить приемлемые результаты.

В том случае, когда расстояние между источником и приемником достаточно велико, выделение отдельных мод может быть осуществлено посредством анализа временной структуры принятого поля. Для сравнительно небольших расстояний может потребоваться частотно-временной анализ. Если межмодовая дисперсия не приводит к возможности выделения отдельных мод, требуется привлечение методов пространственной фильтрации с использованием протяженных многоэлементных антенных систем. На основе результатов, представленных выше (рис. 5, б) можно сделать вывод, что в условиях рассматриваемого эксперимента влияние межмодовой дисперсии оказывается достаточным, чтобы попытаться выделить моды на основе частотно-вре-

менного анализа функции $K(\tau)$. Основой используемого подхода является использование так называемого “оператора деформации” W (“warping operator” в англоязычной литературе) [23, 25]:

$$\tilde{K}(\tau) \equiv WK(\tau) = \sqrt{|w'(\tau)|} K[w(\tau)], \quad (2)$$

где $\tilde{K}(\tau) \equiv WK(\tau)$ – результат действия оператора W на исходные данные $K(\tau)$; $w(\tau)$ – “функция деформации”. Как правило, преобразование (2) используется для анализа поля компактного источника звука [23, 26]. Впервые оператор деформации был применен к взаимной функции корреляции шумов океана в работе [27]. Следует также отметить, что такое преобразование достаточно широко используется в задачах обработки изображений [28], откуда и был взят русскоязычный перевод “warping” как “деформация”.

Основной целью обработки (2) исходных данных является “выпрямление” дисперсионных кривых, соответствующих отдельным модам. Дело в том, что отфильтровать отдельные моды из spectroграммы (см. рис. 5) затруднительно, так как на каждой частоте присутствует вклад от нескольких мод одновременно. Если же удастся преобразовать исходный сигнал таким образом, чтобы его spectroграмма содержала дисперсионные зависимости не в виде искривленных линий, а в виде параллельных прямых, это бы позволило достаточно просто осуществить фильтрацию отдельных мод. Применение преобразования, обратного к (2), к отфильтрованным таким образом модам позволит получить поля отдельных мод.

В случае идеального волновода с абсолютно жестким дном и постоянной скоростью c_w в водном слое функция $w(\tau)$ имеет вид [23]

$$w(\tau) = \sqrt{\tau^2 + \tau_w^2}, \quad (3)$$

где $\tau_w = R/c_w$, R – расстояние между источником и приемником (в данной работе это расстояние между гидрофонами). Как показал анализ результатов численного моделирования и экспериментальных данных [23, 26], преобразование (2) дает приемлемые результаты не только в случае идеального, но и в случае реального волновода в мелком море при анализе низкочастотного звука. При этом может потребоваться подбор значений параметра τ_w таким образом, чтобы дисперсионные зависимости преобразованного сигнала $\tilde{K}(\tau)$ представляли собой параллельные прямые. В качестве τ_w целесообразно принимать значение времени вступления так называемой “водной волны” [29, стр. 243], которое может быть оценено из функции $K(\tau)$. Для получения исходного сигнала $K(\tau)$ из “деформированных” данных $\tilde{K}(\tau)$

применяется преобразование, обратное (2), с использованием функции [23]:

$$w^{-1}(\tau) = \sqrt{\tau^2 - \tau_w^2}. \quad (4)$$

Таким образом, для выделения модовых сигналов, распространяющихся между двумя одиночными гидрофонами, разработан алгоритм, состоящий из следующих шагов.

1. Корреляционная обработка шумового сигнала, регистрируемого двумя гидрофонами, оценка функции взаимной корреляции $K(\tau)$.

2. Оценка параметра τ_w на основе анализа $K(\tau)$.

3. Преобразование функции $K(\tau)$ на основе (2) с использованием функции $w(\tau)$ (3), оценка функции $\tilde{K}(\tau)$.

4. Построение spectroграммы $\tilde{K}_{sp}(\tau', f) = \sum_{m=1}^M \tilde{K}_{sp}^m(\tau', f)$ функции $\tilde{K}(\tau) = \sum_{m=1}^M \tilde{K}_m(\tau)$. Если дисперсионные зависимости не позволяют отфильтровать моды, т.е. не удастся получить дисперсионные зависимости в виде параллельных прямых, то необходима корректировка значений параметра τ_w .

5. Фильтрация m -ой “деформированной” моды $\tilde{K}_{sp}^m(\tau', f)$ на spectroграмме $\tilde{K}_{sp}(\tau', f)$ (в простейшем случае влияние остальных мод обнуляется).

6. Восстановление поля отфильтрованной “деформированной” моды $\tilde{K}_m(\tau)$. На этом этапе осуществляется преобразование, обратное (1), что позволяет восстановить исходную функцию $\tilde{K}_m(\tau)$ по ее spectroграмме $\tilde{K}_{sp}^m(\tau', f)$.

7. Обратное преобразование выделенной “деформированной” моды $\tilde{K}_m(\tau)$, согласно (4), позволяет получить оценку $\hat{K}_m(\tau)$ для истинной функции $K_m(\tau)$.

Проиллюстрируем работу этого алгоритма на примере обработки наших данных. Результаты оценки функции $K(\tau)$ были представлены на рис. 4. На этом же рисунке пунктирной линией изображен момент времени вступления “водной волны”, выбранный для последующей обработки: $\tau_w = 3.253$ с.

Рисунок 7 показывает нормированный модуль spectroграммы $|\tilde{K}_{sp}(\tau', f)|$. Видно, что использование преобразования (2), (3) с выбранным значением τ_w приводит к желаемому результату: теперь, в отличие от исходной spectroграммы, изображенной на рис. 5, дисперсионные зависимости представляют собой параллельные линии, т.е. вклад каждой моды в общую spectroграмму может быть выделен путем фильтрации по частоте.

там. Кроме этого, на рис. 7 более отчетливо по сравнению с рис. 5 видно, что в принятых данных можно выделить все четыре низшие моды.

На следующем шаге для мод разных номеров m выбирался частотный диапазон, вне которого значения $\bar{K}_{sp}(\tau', f)$ на спектрограмме полагались равными нулю. В итоге получалась оценка $\bar{K}_{sp}^m(\tau', f)$ отфильтрованной таким образом “деформированной” моды. После этого преобразованием, обратным к (1), получалась оценка поля самой “деформированной” моды $\bar{K}_m(\tau)$. На последнем этапе к функции $\bar{K}_m(\tau)$ применялось преобразование, обратное (2):

$$\hat{K}_m(\tau) \equiv W^{-1} \bar{K}_m(\tau),$$

с использованием функции $w^{-1}(\tau)$ (4), что в итоге позволяло получить итоговую оценку $\hat{K}_m(\tau)$ поля m -ой моды $K_m(\tau)$.

На рис. 8 представлены полученные описанным выше образом нормированные оценки сигналов $\hat{K}_m(\tau)$ первых четырех мод, а также нормированный модуль спектрограммы $\hat{K}_{sp}(\tau', f)$, полученный преобразованием (1) от суммы $\hat{K}(\tau) = \sum_{m=1}^M \hat{K}_m(\tau)$, $M = 4$, выделенных модовых сигналов $\hat{K}_m(\tau)$. Сравнение спектрограммы исходной функции $K(\tau)$ (рис. 5) и спектрограммы суммы сигналов выделенных мод $\hat{K}(\tau) = \sum_{m=1}^M \hat{K}_m(\tau)$ (рис. 8д) указывает на их качественное совпадение, что в свою очередь говорит о приемлемом качестве проделанной процедуры выделения мод. Для количественной оценки проведенной процедуры была рассчитана невязка “по энергии” между исходной функцией $K(\tau)$ и ее оценкой $\hat{K}(\tau)$:

$$\varepsilon = |E_K - E_{\hat{K}}| / E_K,$$

где $E_K = \sqrt{\sum_i |K(\tau_i)|^2}$, $E_{\hat{K}} = \sqrt{\sum_i |\hat{K}(\tau_i)|^2}$, а суммирование осуществляется по временным отсчетам τ_i , лежащим в диапазоне от 3.253 до 3.669 с (сравниваемые фрагменты функций $K(\tau)$ и $\hat{K}(\tau)$ показаны на рис. 9). Как видно на рис. 9, функции $K(\tau)$ и $\hat{K}(\tau)$ весьма близки друг к другу, о чем говорит и полученное значение невязки $\varepsilon = 0.07$.

Наблюдаемое различие между функциями $K(\tau)$ и $\hat{K}(\tau)$ может быть связано с наличием в $K(\tau)$ сигналов мод других номеров, которые не удается выделить в рамках рассматриваемого подхода. Кроме того, результаты выделения модовых сигналов в той или иной мере зависят от различных аспектов обработки, таких как оценка времени вступления сигнала τ_w , выбор формы окна

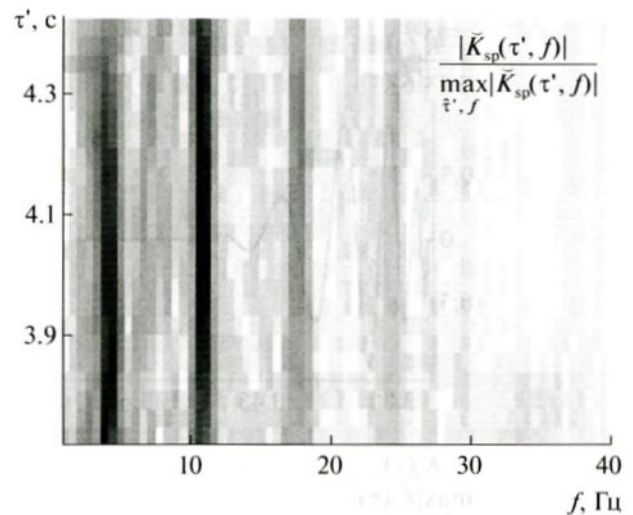


Рис. 7. Нормированный модуль спектрограммы $|K_{sp}(\tau', f)|$ “деформированной” функции взаимной корреляции $\bar{K}(\tau)$, рассчитанной из исходной функции $K(\tau)$ на основе преобразований (2), (3) при $\tau_w = 3.253$ с.

$h(\tau - \tau')$, используемого для вычисления спектрограмм, а также при восстановлении исходных функций по их спектрограммам, от способа фильтрации “деформированных” мод, а также от ряда других параметров. Выбор значений параметров рассматриваемой процедуры обработки определяется конкретными условиями проводимого эксперимента и может потребовать дополнительной их подстройки для достижения требуемой точности выделения модовых сигналов.

ОЦЕНКА СКОРОСТИ ЗВУКА В ДНЕ

Выделенные сигналы отдельных мод могут быть использованы для решения ряда практических задач, связанных, например, с оценкой параметров волновода. Один из подходов к решению этой задачи основан на методах обработки, согласованных со средой распространения [30]. В этом случае для выбранной модели волновода рассчитываются те или иные характеристики модовых сигналов, которые затем сопоставляются с экспериментальными данными. Для количественной оценки такого сопоставления рассматриваются функционалы различного вида, описывающие невязку между модельными и экспериментальными данными. Те значения параметров модели, при которых невязка достигает своего минимума, рассматриваются как искомые значения параметров волновода. Выше рассматривались результаты сопоставления модельных и экспериментальных данных (рис. 6) при наложении спектрограммы принятых сигналов с дисперси-

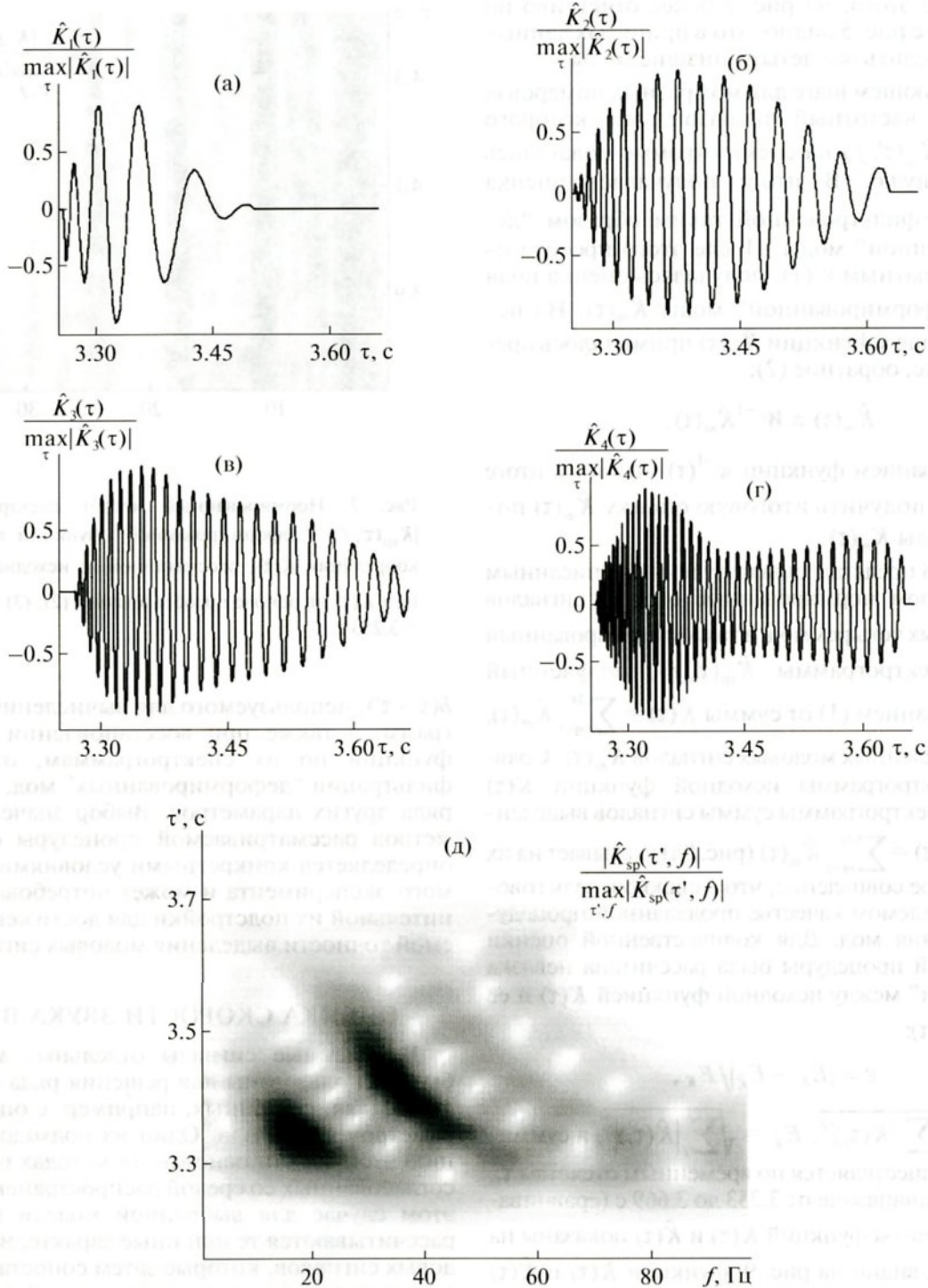


Рис. 8. Нормированные оценки $\hat{K}_m(\tau)$ выделенных сигналов $K_m(\tau)$ первых четырех мод (а)–(в), а также нормированный модуль спектрограммы $\hat{K}_{sp}(\tau', f)$ (д), полученный преобразованием (1) от суммы $\hat{K}(\tau) = \sum_{m=1}^M \hat{K}_m(\tau)$, $M = 4$.

онными кривыми, соответствующими модельным волновдам с разными характеристиками. Однако это сопоставление носило скорее наглядный, качественный характер. Для количествен-

ной оценки невязки между экспериментальными и модельными данными рассмотрим значения функционала $J(\theta)$, определяемого следующим образом [23]:

$$J(\theta) = \sum_f \left| \sum_m \left[\tilde{K}_m(f) e^{-i\phi_m(f, \theta)} \right]^2 \right|, \quad (5)$$

где $\tilde{K}_m(f)$ – спектр сигнала выделенной моды m -го номера; $\phi_m(f, \theta)$ – фазовый набег m -ой моды, возникающий при распространении этой моды между рассматриваемыми точками приема в модельном волноводе, как если бы эта мода была излучена одним гидрофоном и зарегистрирована другим гидрофоном (предполагается горизонтальная однородность среды распространения); θ – набор параметров, характеризующих условия распространения. В качестве параметров θ могут выступать характеристики дна, такие как плотность и профиль скорости звука в дне, а также гидрология, глубина волновода, расстояние до источника и другие параметры, которые могут влиять на характер распространения звука в условиях рассматриваемого эксперимента.

Если фазовые набег модовых сигналов $\phi_m(f, \hat{\theta})$, рассчитанные для некоторого модельного волновода с параметрами $\hat{\theta}$, позволяют компенсировать фазовые набег, присутствующие в экспериментальных данных, то в этом случае когерентное усреднение по номерам мод и по рассматриваемым частотам в (5) приводит к максимальному значению функционала $J(\hat{\theta})$ среди всех других значений, полученных для иных параметров θ . В итоге, за оценку $\hat{\theta}$ параметров θ принимаются те их значения, при которых достигается максимум $J(\theta)$ [23]:

$$\hat{\theta} = \max_{\theta} J(\theta).$$

По-прежнему рассматривается модельный волновод, представляющий собой жидкий слой, с зависимостью скорости звука от глубины, изображенной на рис. 2, лежащий на жидком полупространстве со значением скорости звука c^{bottom} ; отношение плотностей грунта и воды полагается постоянным и равным $\rho^{\text{bottom}}/\rho = 1.8$, расстояние между установленными гидрофонами $R = 5.01$ км. В рассматриваемой модели неизвестным параметром является лишь значение скорости звука в дне $\theta = \{c^{\text{bottom}}\}$. Для оценки этого параметра рассчитывались фазовые скорости $c_{\text{ph}}^m(f, c^{\text{bottom}})$ первых четырех мод в частотном диапазоне 10–110 Гц для различных значений скорости c^{bottom} в диапазоне от 1650 до 1950 м/с. После этого вычислялись модельные значения фазовых набегов мод рассматриваемых номеров $\phi_m(f, c^{\text{bottom}}) = 2\pi f R / c_{\text{ph}}^m(f, c^{\text{bottom}})$, которые использовались в дальнейшем для расчетов значений функционала $J(\theta) \equiv J(c^{\text{bottom}})$.

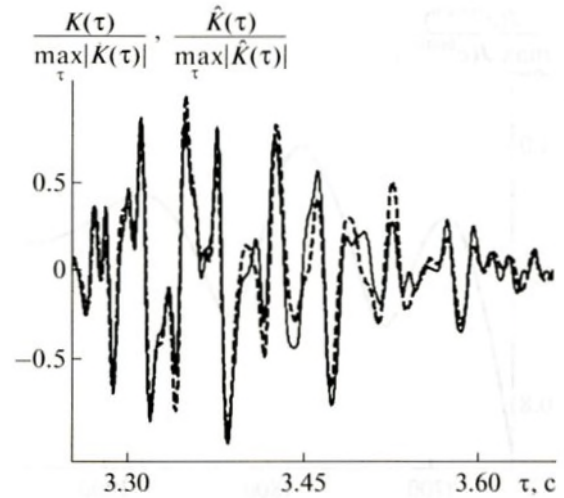


Рис. 9. Нормированные фрагменты функции взаимной корреляции $K(\tau)$ (сплошная линия), характеризующей акустическое поле, распространяющееся между рассматриваемыми гидрофонами, и оценка $\hat{K}(\tau)$ этой функции (пунктирная линия), полученная в виде суммы сигналов первых четырех мод, выделенных в соответствии с обсуждаемым алгоритмом.

На рис. 10 изображена зависимость нормированных значений $J(c^{\text{bottom}})$, позволяющая получить оценку значения скорости в дне в рамках рассматриваемой модели, которая оказывается равной $\hat{c}^{\text{bottom}} = 1770$ м/с. Полученная оценка близка к значению скорости звука в дне $c^{\text{bottom}} = 1710$ м/с, использовавшейся ранее при численном моделировании в [11]. Как указывалось выше, дисперсионные кривые, соответствующие модельному волноводу с оцененным значением скорости звука в дне \hat{c}^{bottom} , лучше совпадают с экспериментальными данными при качественном сравнении этих результатов на рис. 6.

Следует отметить, что приведенная процедура оценки скорости звука в дне не претендует на полноту изложения всех аспектов задачи восстановления параметров волновода на основе принимаемых гидроакустических сигналов, а лишь демонстрирует принципиальную возможность использования модовых сигналов, выделенных в обсуждаемом подходе из шумового поля мелкого моря, для оценки параметров волновода. Полученное значение \hat{c}^{bottom} оказалось близким к ожидаемому значению, использовавшемуся ранее [11]; при этом значение скорости звука в дне c^{bottom} удастся уточнить при введении количественного критерия (5), характеризующего рассогласование экспериментальных и модельных данных. При этом, однако, полного совпадения модельных и экспериментальных данных достичь

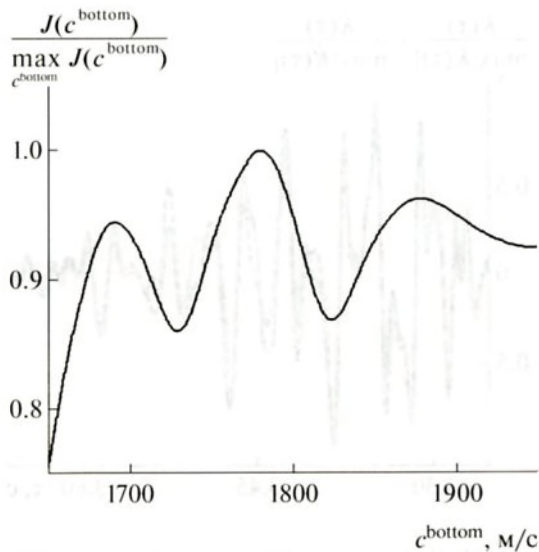


Рис. 10. Зависимость значений нормированного функционала $J(c^{\text{bottom}})$, характеризующего соответствие модельных и экспериментальных данных, от скорости звука в дне c^{bottom} в модельном волноводе. Максимум $J(c^{\text{bottom}})$ соответствует оценке $c^{\text{bottom}} = 1770$ м/с.

не удается даже при качественном их сравнении (см. рис. 6). Улучшение точности видится в усложнении рассматриваемой модели волновода, например, учетом слоистости дна и отклонений значения его плотности от априорной оценки, а также возможных отклонений глубины волновода, профиля скорости звука в воде и расстояния между гидрофонами от принятых значений. Следует также рассмотреть функционалы другого вида, отличного от (5), позволяющие уменьшить побочные максимумы, которые в рамках настоящего подхода сопоставимы с основным экстремумом на рис. 10. Перспективным также может оказаться рассмотрение томографических методов оценки параметров среды, использующих в качестве исходных данных сигналы отдельных мод, выделенных в рамках обсуждаемого подхода.

ВЫВОДЫ

В работе представлены результаты обработки экспериментальных данных с целью выделения модовых сигналов из шумового поля, принимаемого двумя разнесенными в пространстве одиночными гидрофонами. Для таких расстояний между гидрофонами, когда межмодовая дисперсия оказывает заметное влияние на характер распространения звука в мелком море, частотно-временной анализ функции взаимной корреляции принятого шумового поля позволяет выделить сигналы от-

дельных мод. Предложенный метод обработки позволяет выделить из экспериментальных данных сигналы первых мод с приемлемой точностью. Полученные результаты могут быть использованы, например, при построении схем пассивной модовой томографии мелкого моря по данным с одиночных донных гидрофонов, а также в других обратных задачах, при решении которых используются сигналы отдельных мод.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-29-02097 офи_м, № 15-05-01183, гранта Президента РФ по программе поддержки ведущих научных школ № НШ-7062.2016.2 и грантов NSF OCE1129524 и OCE1129860.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Munk W., Worcester P., Wunsch C. Ocean Acoustic Tomography. Cambridge: Univ. Press, 1995.
2. Годин О.А., Буренков С.В., Михин Д.Ю., Молчанов С.Я., Селиванов В.Г., Ченурич Ю.А., Алейник Д.Л. Эксперимент по динамической акустической томографии в западной части Средиземного моря // ДАН. 1996. Т. 349. № 3. С. 398–403.
3. Send U., Krahnemann G., Mauuary D., Desaubies Y., Gaillard F., Terre T., Papadakis J., Taroudakis M., Skarsoulis E., Millot C. Acoustic observations of heat content across the Mediterranean Sea // Nature. 1997. V. 385. № 6617. P. 615–617.
4. Seismic Interferometry: History and Present Status. Ed. by Wapenaar K., Draganov D., and Robertsson J.O.A. SEG Geophysics Reprint Ser. № 26 (Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, OK, 2008).
5. Яновская Т.Б., Лыскова Е.Л. Скоростное строение верхней мантии Европы по результатам шумовой поверхностно-волновой томографии // Физика земли. 2013. № 5. С. 3–11.
6. Курьянов Б.Ф. К возможности пассивной акустической томографии в диффузном шумовом поле / Докл. XI школы-семинара акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”, совмещенной с XVII сессией РАО. М.: ГЕОС, 2006. С. 179–185.
7. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 1. С. 51–61.
8. Zabolin N.A., Godin O.A. Emergence of acoustic Green's functions from time averages of ambient noise // Acta Acust. U. Acust. 2011. V. 97. P. 44–53.
9. Fried S.E., Walker S.C., Hodgkiss W.S., Kuperman W.A. Measuring the effect of ambient noise directionality and split-beam processing on the convergence of the cross-correlation function // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 134. № 3. P. 1824–1832.
10. Godin O.A., Zabolin N.A., Goncharov V.V. Ocean tomography with acoustic daylight // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. № 13. P. L13605-1–L13605-6.
11. Brown M.G., Godin O.A., Williams N.J., Zabolin N.A., Zabolina L.Y., Banker G.J. Acoustic Green's function extraction from ambient noise in a coastal ocean environment // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. № 15. P. 5555–5562.

12. *Godin O.A., Brown M.G., Zobotin N.A., Zobotina L.Y., Williams N.J.* Passive acoustic measurement of flow velocity in the Straits of Florida // *Geoscience Letters*. 2014. V. 1. P. 1–16.
13. *Woolfe K.F., Lani S., Sabra K.G., Kuperman W.A.* Monitoring deep-ocean temperatures using acoustic ambient noise // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. № 8. P. 2878–2884.
14. *Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Использование коротких искривленных вертикальных антенн в акустической томографии океана // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 2. С. 232–246.
15. *Гончаров В.В., Чепурип Ю.А., Годин О.А.* Пассивная акустическая томография океана при использовании антенн неизвестной формы // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 2. С. 193–201.
16. *Буров В.А., Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Выделение мод из шумового поля мелкого моря одиночными донными гидрофонами для целей пассивной томографии // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 6. С. 611–622.
17. *Зверев В.А., Салин Б.М., Стромков А.А.* Определение модового состава акустического поля в мелком море при одноточечном приеме сигнала // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51. № 2. С. 221–227.
18. *Гончаров В.В., Иванов В.Н., Кочетов О.Ю., Курьянов Б.Ф., Серебряный А.Н.* Акустическая томография на шельфе Черного моря // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 5. С. 614–622.
19. *Roux P., Kuperman W.A., the NPAL Group.* Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. V. 116. № 4. P. 1995–2003.
20. *Weaver R.L., Lobkis O.I.* Diffuse fields in open systems and the emergence of the Green's function // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. V. 116. № 5. P. 2731–2734.
21. *Godin O.A.* Recovering the acoustic Green's function from ambient noise cross correlation in an inhomogeneous moving medium // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. № 5. P. 054301-1–054301-4.
22. *Godin O.A., Zobotin N.A., Sheehan A.F., Collins J.A.* Interferometry of infragravity waves off New Zealand // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2014. V. 118. № 2. P. 1103–1122.
23. *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.
24. *Godin O.A.* Passive characterization of underwater acoustic waveguides through interferometry of diffuse ambient noise / *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings* (Institute of Noise Control Engineering, 2012). V. 2012. № 5. P. 6704–6710.
25. *Baraniuk R.G., Jones D.L.* Unitary equivalence: a new twist on signal processing // *IEEE Trans. Signal Processing*. 1995. V. 43. № 10. P. 2269–2282.
26. *Bonnel J., Dosso S.E., Chapman N.R.* Bayesian geoacoustic inversion of single hydrophone light bulb data using warping dispersion analysis // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. V. 134. № 1. P. 120–130.
27. *Godin O.A., Ball J.S., Brown M.G., Zobotin N.A., Zobotina L.Y., Zang X.* Application of time-warping to passive acoustic remote sensing // *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. V. 137. № 4. P. 2362.
28. *Krylov A.S., Nasonov A.V.* 3D image sharpening by grid warping // *Lecture Notes in Computer Science*. 2015. V. 9242. P. 441–450
29. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. Москва: Наука, 1973. С. 241–249.
30. *Shang E., Wang Y.* Tomographic inversion of the El Niño profile by using a matched-mode processing (MMP) method // *IEEE J. Oceanic Engineering*. 1994. V. 19. № 2. P. 208–213.