

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ДЛЯ ПАССИВНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ОКЕАНА

© 2017 г. О. А. Годин<sup>a, \*</sup>, Б. Г. Кацнельсон<sup>b, \*\*</sup>, Jixing Qin<sup>c, \*\*\*</sup>, M. G. Brown<sup>d, \*\*\*\*</sup>,  
Н. А. Заботин<sup>e, \*\*\*\*\*</sup>, Xiaoqin Zang<sup>d</sup>

<sup>a</sup>Department of Physics, Naval Postgraduate School, Monterey, California, USA

<sup>b</sup>University of Haifa, Israel

<sup>c</sup>State Key Laboratory of Acoustics, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China

<sup>d</sup>Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, University of Miami, Miami, Florida, USA

<sup>e</sup>Department of Electrical, Computer, and Energy Engineering, University of Colorado, Boulder, Colorado, USA

\*e-mail: oagodin@nps.edu

\*\*e-mail: katz@phys.vsu.ru

\*\*\*e-mail: qjx@mail.ioa.ac.cn

\*\*\*\*e-mail: mbrown@rsmas.miami.edu

\*\*\*\*\*e-mail: nikolay.zabotin@colorado.edu

Поступила в редакцию 13.05.2016 г.

Исследуется подход к обработке синхронных записей шумов океана в пространственно-разнесенных точках, который основан на синтезе двух известных методов когерентной обработки акустических сигналов. На первом этапе обработки оценка акустической функции Грина во временной области находится методом интерферометрии шумов. На втором этапе полученная оценка функции Грина обращается во времени и численно распространяется из точки расположения одного из приемников, создавая фокус в окрестности второго приемника. В отличие от предшествующих работ, используются измерения шума всего в двух точках, а не на вертикальной антенне, в условиях распространения звука на расстояниях, больших по сравнению с глубиной моря. Показано, что требование оптимальной фокусировки обращенного поля приводит к восстановлению неизвестных физических параметров волновода и, тем самым, к осуществлению пассивного акустического зондирования океана.

*Ключевые слова:* акустика океана, шумовая интерферометрия, обращение волнового фронта.

DOI: 10.7868/S0320791917020034

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе исследуется новый подход к решению обратных задач, который основан на синтезе интерферометрии шумов и метода обращения волнового фронта. Впервые такой метод обработки сигналов, но без применения к обратным задачам, рассматривался Ру и Куперманом [1]. Будет показано, что объединение интерферометрии шумов и ОВФ позволяет использовать синхронные записи шумов океана в небольшом числе точек для пассивного акустического зондирования среды.

Предлагаемый подход концептуально прост и состоит из трех этапов. На первом этапе вычисляется взаимная корреляционная функция (ВКФ) шумов, измеренных в точках  $A$  и  $B$ . ВКФ будем обозначать  $C_{AB}(t)$ , где  $t$  — временная задержка сигнала в точке  $B$  относительно сигнала в точке  $A$ . Известно, что в случае шумов, генерируемых большим чис-

лом пространственно-распределенных случайных источников,  $C_{AB}(t)$  аппроксимирует акустическую функцию Грина  $G_{AB}(t)$ , которая описывает распространение звука в точку  $B$  от расположенного в  $A$  точечного источника [2–4]. Точнее, ВКФ аппроксимирует сумму  $G_{AB}(t)$  и  $G_{BA}(-t)$  [4]. Функция Грина  $G_{BA}(t)$  описывает распространение звука из  $B$  в  $A$  и при наличии течений отлична от  $G_{AB}(t)$  и несет дополнительную информацию о среде. В настоящей работе среда предполагается неподвижной, и связанные с течениями эффекты акустической невязимости не будут рассматриваться.

На втором этапе обработки сигналов из ВКФ извлекается оценка функции Грина  $G_{AB}(-t)$ , которая затем численно распространяется в обратном направлении, что приводит к фокусировке рассчитанного акустического поля в окрестности точки  $A$ . Физически этот процесс соответствует моделированию зеркала обращения волнового

фронта (ЗОВФ). В контексте использования контролируемых активных источников ЗОВФ исследовались в большом числе работ для различных приложений в подводной акустике [5–12] и в других областях [13–15]. Для успешного применения ОВФ желательно наличие многочисленных путей распространения волн между ЗОВФ и источником, поскольку острота фокусировки создаваемого ЗОВФ поля в источнике усиливается, а паразитные побочные фокусы подавляются с ростом числа путей [7, 13–16]. Предыдущая работа [1], где интерферометрия шумов сочеталась с ОВФ, относилась к ситуации с простой геометрией лучей и малым отношением горизонтальных расстояний к глубине океана. Множественность путей распространения достигалась за счет использования многоэлементной вертикальной приемной антенны. Напротив, в данной работе используется лишь два приемника, которые располагаются в мелком море на большом по сравнению с глубиной расстоянии. В этом случае множественность путей распространения обеспечивается наличием многократных отражений звука от морской поверхности и дна.

На третьем этапе осуществляется решение обратной задачи путем параметризации модели среды и поиска параметров, приводящих к наилучшей фокусировке обратно распространенного поля в окрестности приемника  $A$ . Описанная трехэтапная процедура применяется к записям шумов океана, полученным двумя придонными гидрофонами на глубине 100 м во Флоридском проливе [17, 18].

В следующем разделе мы проиллюстрируем возможности и ограничения, связанные с использованием одноэлементного ЗОВФ в мелком море путем численного моделирования в рамках простой модели акустического волновода. Дальнейшие разделы посвящены, соответственно, описанию результатов эксперимента во Флоридском проливе, обратному распространению измеренных в натурном эксперименте ВКФ и использованию одноэлементного ЗОВФ для восстановления геоакустических параметров морского дна во Флоридском проливе. Чтобы не усложнять изложение непринципиальными деталями, в данной работе параметры волновода предполагаются не меняющимися вдоль трассы распространения звука.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОЭЛЕМЕНТНОГО ЗОВФ

Введем декартову систему координат с горизонтальными координатами  $x$ ,  $y$  и глубиной  $z$ . Морская поверхность моделируется свободной границей при  $z = 0$ . Пусть точечный источник звука находится в точке  $(0, 0, z_0)$ . Звуковое давление  $P(x, z, z_0; \omega)$  в вертикальной плоскости  $y = 0$ , проходящей через источник, вычисляется в ча-

стотной области путем решения параболического уравнения (ПУ) при помощи разработанной М.Д. Коллинзом программы RAM [19]. Здесь и ниже  $\omega$  – круговая частота звука. Во временной области поле точечного источника вычисляется при помощи преобразования Фурье

$$p(x, z, z_0, t) = \operatorname{Re} \left[ \int_{\omega_1}^{\omega_2} P(x, z, z_0; \omega) e^{-i\omega t} d\omega \right],$$

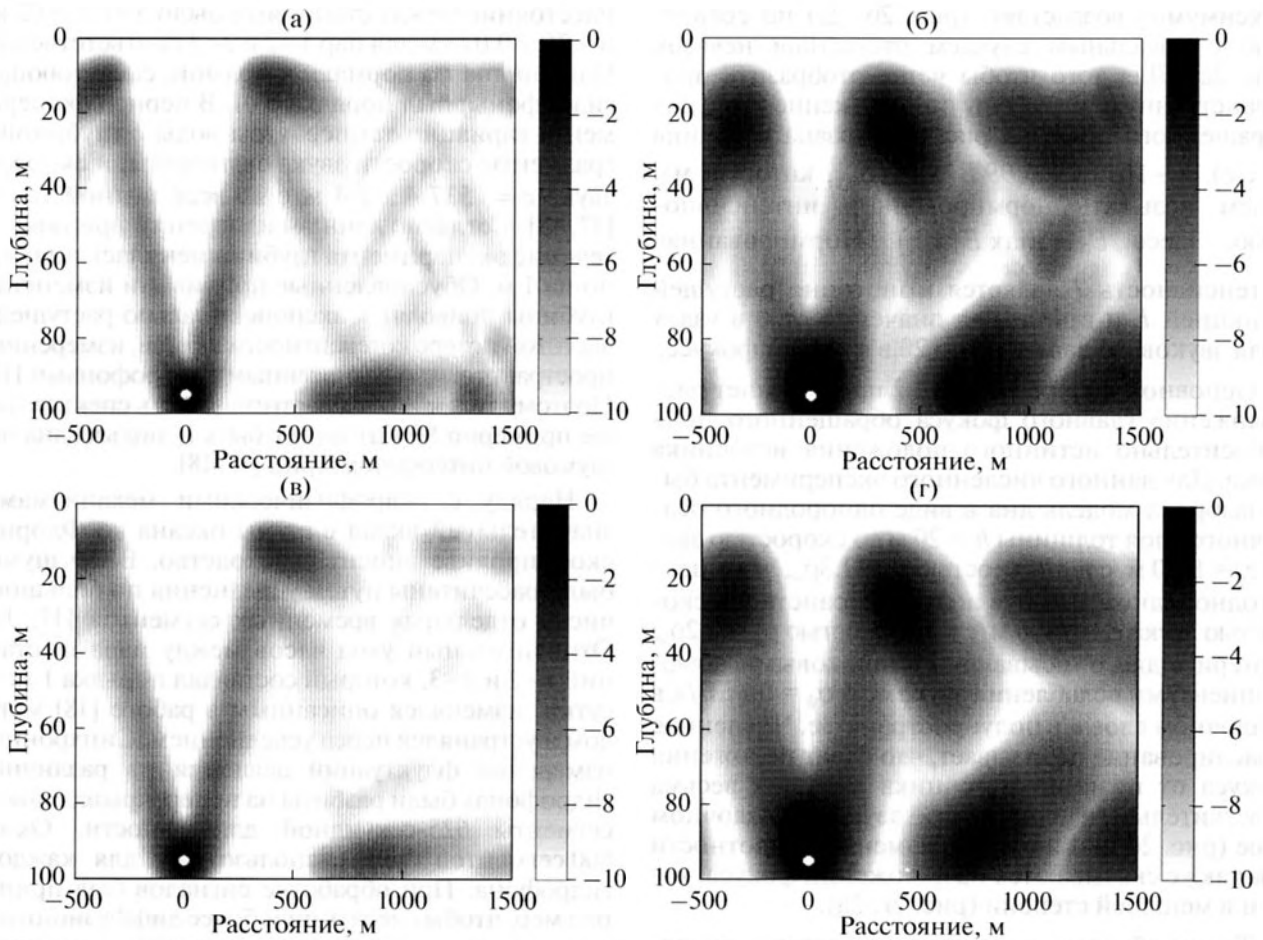
где  $\operatorname{Re}$  означает вещественную часть комплексного числа,  $0 < \omega_1 < \omega_2$ , и полоса частот  $(\omega_1, \omega_2)$  содержит спектр излучаемого источником сигнала.

Пусть для обращения звукового поля, излученного точечным источником, используется находящееся в точке  $(x_1, 0, z_1)$  одноэлементное ЗОВФ. Среду будем считать слоистой. Все расчеты в этом случае производятся в вертикальной плоскости  $xz$ . В терминах решений  $P(x, z, z_0; \omega)$  параболического уравнения звуковое давление в обратном поле вычисляется следующим образом:

$$p_1(x, z, t) = \operatorname{Re} \left[ \int_{\omega_1}^{\omega_2} P^*(x_1, z_1, z_0; \omega) P(x - x_1, z, z_1; \omega) e^{-i\omega t} d\omega \right].$$

Здесь  $*$  означает комплексное сопряжение, что в частотной области соответствует обращению сигнала во времени.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования ОВФ с использованием одного приемно-излучающего элемента. Акустический волновод моделируется как водный слой постоянной глубины 100 м со скоростью звука 1537.4 м/с и плотностью  $\rho_w$  со свободной поверхностью и дном в виде однородного жидкого полупространства со скоростью звука 1750 м/с и плотностью  $\rho_b = 1.9 \rho_w$ . Коэффициент ослабления звука в дне составляет 0.3 дБ/λ, где λ – длина волны. Эта модель приближенно описывает среду в области проведения эксперимента [17, 18] во Флоридском проливе. Предполагается, что спектр излученного импульса имеет постоянный уровень в рассматриваемой полосе частот. Источник звука расположен вблизи дна на расстоянии 5015 или 9760 м от придонного одноэлементного ЗОВФ. На рис. 1 показано распределение в пространстве пика интенсивности  $I$  обращенного звукового поля, который определяется как максимум во времени амплитуды акустического давления  $p_1$  в логарифмическом масштабе:  $I(x, z) = 20 \lg E$ , где  $E = \max_{t>0} |p_1(x, z, t)/p_0|$ ,  $p_0$  – произвольная нормировочная постоянная. Источник звука, как и ранее, предполагается находящимся в точке  $(0, 0, z_0)$ . Обращенное звуковое поле рассматривается только в проходящей через источник и ЗОВФ вертикальной плоскости  $y = 0$ .



**Рис. 1.** Численное моделирование одноэлементного ЗОВФ в мелком море. Пик интенсивности обращенного сигнала показан для точек в вертикальном сечении волновода, проходящем через источник звука и ЗОВФ. Интенсивность нормирована на ее максимум на каждом рисунке. Сигнал, принимаемый ЗОВФ, формируется находящимся на глубине 95 м при  $x = 0$  точечным источником звука. ЗОВФ расположено на той же глубине. Обращение сигнала осуществляется в полосе 20–200 Гц ((а) и (в)) или 20–70 Гц ((б) и (г)). Расстояние между ЗОВФ и источником равно 5015 м ((а) и (б)) или 9760 м ((в) и (г)).

На рис. 1 видно, что обращенное поле имеет ярко выраженный фокус в месте расположения источника звука, а также ряд более слабых дополнительных локальных максимумов. Численные расчеты показывают, что нежелательные побочные максимумы становятся менее выраженными при расширении полосы частот и увеличении расстояния между ЗОВФ и источником.

На первый взгляд, фокусировка поля одноэлементным ЗОВФ вызывает удивление. В безграничной однородной жидкости одиночный элемент, генерирующий обращенный во времени сигнал, создает расходящуюся сферическую волну и не может сформировать фокус ни в какой точке. Между тем, фокусировка поля в волноводе допускает простую физическую интерпретацию. Поле точечного источника в волноводе можно представить как поле в безграничной среде, создаваемое реальным источником и образующими

линейную антенну виртуальными источниками-изображениями, которые описывают волны, отраженные от границ волновода [7, 20]. В условиях эксперимента во Флоридском проливе по крайней мере 10 (соответственно, 20) поверхностных отражений вносят существенный вклад в звуковое поле на расстояниях 5.0 и 9.8 км от источника [17]. Следовательно, на расстояниях, больших по сравнению с глубиной, одноэлементное ЗОВФ в мелком море функционирует, как многоэлементное ЗОВФ в безграничной среде.

На практике физические параметры океанического волновода, которые необходимы для численного обратного распространения принятого сигнала, известны только приближенно. Отклонение значений параметров, использованных при обратном распространении, от их истинных значений смещает главный фокус и приводит к его расплыванию, в то время как уровни побочных

максимумов возрастают (рис. 2б–2д) по сравнению с идеальным случаем отсутствия невязок (рис. 2а). Для того чтобы четче отобразить пространственную структуру и положение фокусов обращенного поля, на рис. 2 показана величина  $J(x, z) = -10 \lg[1 - 0.99 E(x, z)/E_0]$ , которую мы будем называть нормированной интенсивностью. Здесь  $E_0 = \max_{x, z} E(x, z)$ . Нормированная интенсивность  $J$  является монотонно растущей функцией  $E$  и принимает значения от 0 в узлах поля звукового давления до 20 в главном фокусе.

Основной интерес на рис. 2 представляет расположение главного фокуса обращенного поля относительно истинного положения источника звука. Для данного численного эксперимента была выбрана модель дна в виде однородного осадочного слоя толщины  $h = 20$  м со скоростью звука  $c_s = 1550$  м/с и плотностью  $\rho_s = 1.3\rho_w$ , лежащего на однородном жидком полупространстве со скоростью звука  $c_b = 1800$  м/с и плотностью  $\rho_b = 2.2\rho_w$ . Потери в дне описываются одинаковыми коэффициентами ослабления звука  $\alpha_s = \alpha_b = 0.1$  дБ/λ в осадочном слое и в полупространстве. Численное моделирование показывает, что сдвиг положения фокуса от позиции источника является весьма чувствительным к скорости звука в осадочном слое (рис. 2б, 2в) и в воде. Изменения плотности дна также сказываются на положении фокуса, хотя и в меньшей степени (рис. 2г, 2д).

Таким образом, результаты численных экспериментов указывают на возможность определения параметров волновода из условия фокусировки обращенного поля в месте расположения реального источника звука или виртуального источника, создаваемого методом шумовой интерферометрии.

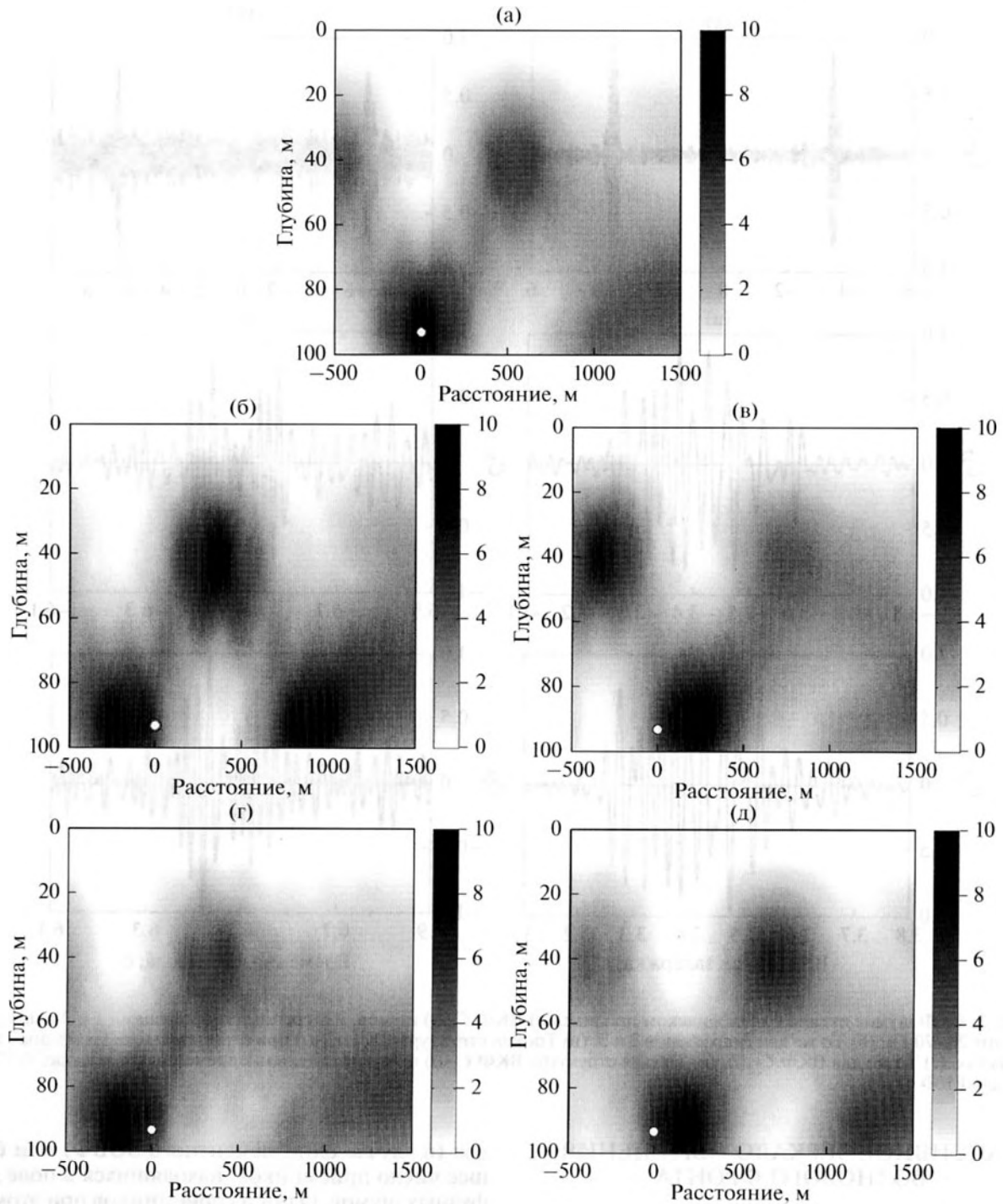
## ОПИСАНИЕ НАТУРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Описанные выше численные эксперименты предполагают сильно идеализированную среду. Реальный океан значительно сложнее использованных моделей. Кроме того, на практике неизбежно возникают неопределенности в параметрах среды и геометрии задачи. Для исследования возможности обращения во времени ВКФ акустических шумов, измеренных в океане, мы используем данные, полученные в эксперименте по шумовой интерферометрии во Флоридском проливе [17, 18]. В этом эксперименте шум океана на континентальном шельфе во Флоридском проливе записывались непрерывно в течение шести суток тремя автономными станциями 1, 2 и 3, которые были установлены в декабре 2012 г. вдоль изобаты 100 м примерно в 15 км от цепи островов Флорида–Кис. Каждая станция содержала единственный гидрофон, расположенный в 5 м от дна.

Расстояние между станциями было  $5.01 \pm 0.02$  км и  $9.76 \pm 0.02$  км для пар 1–2 и 2–3 соответственно. Наклон дна по нормали к прямой, соединяющей гидрофоны, был порядка 0.01. В период эксперимента вариации температуры воды с глубиной и градиенты скорости звука были малы, и скорость звука  $c = 1537.4 \pm 2.4$  м/с во всей водной толще [17, 18]. Согласно данным измерений приливов, в течение эксперимента глубина менялась примерно на 1 м. Обусловленные приливами изменения глубины приводят к экспоненциально растущей с частотой потере когерентности шумов, измеренных пространственно разнесенными гидрофонами [17]. Поэтому только низкочастотная часть спектра (ниже примерно 80 Гц) может быть использована для шумовой интерферометрии [17, 18].

Наряду с гидрофизическими механизмами, значительный вклад в шумы океана во Флоридском проливе вносит судоходство. ВКФ шумов были рассчитаны путем усреднения по большому числу отдельных временных сегментов [17, 18]. Относительный уход часов между парами станций 1–2 и 2–3, который составлял порядка 1 мс за сутки, изменялся описанным в работе [18] методом и устранялся перед усреднением. Синхронные измерения флуктуаций давления на различных гидрофонах были разбиты на неперекрывающиеся сегменты 625-секундной длительности. Около 800 сегментов были использованы для каждого гидрофона. При обработке сигналов был принят ряд мер, чтобы сделать шум более диффузионным, в противоположность шуму, в котором доминирует один или несколько локализованных источников звука. Для подавления вкладов мощных короткоживущих источников из обработки были исключены сегменты, в которых уровень шума превышает средний на величину большую, чем удвоенное стандартное отклонение. С целью дальнейшего выравнивания вкладов различных источников и подавления нежелательных эффектов быстрых изменений спектральной плотности шума с частотой спектр шума был выделен и нормирован в каждом сегменте данных. Это эквивалентно использованию в качестве оценки ВКФ преобразования Фурье от функции когерентности, а не от взаимного спектра шумов [21].

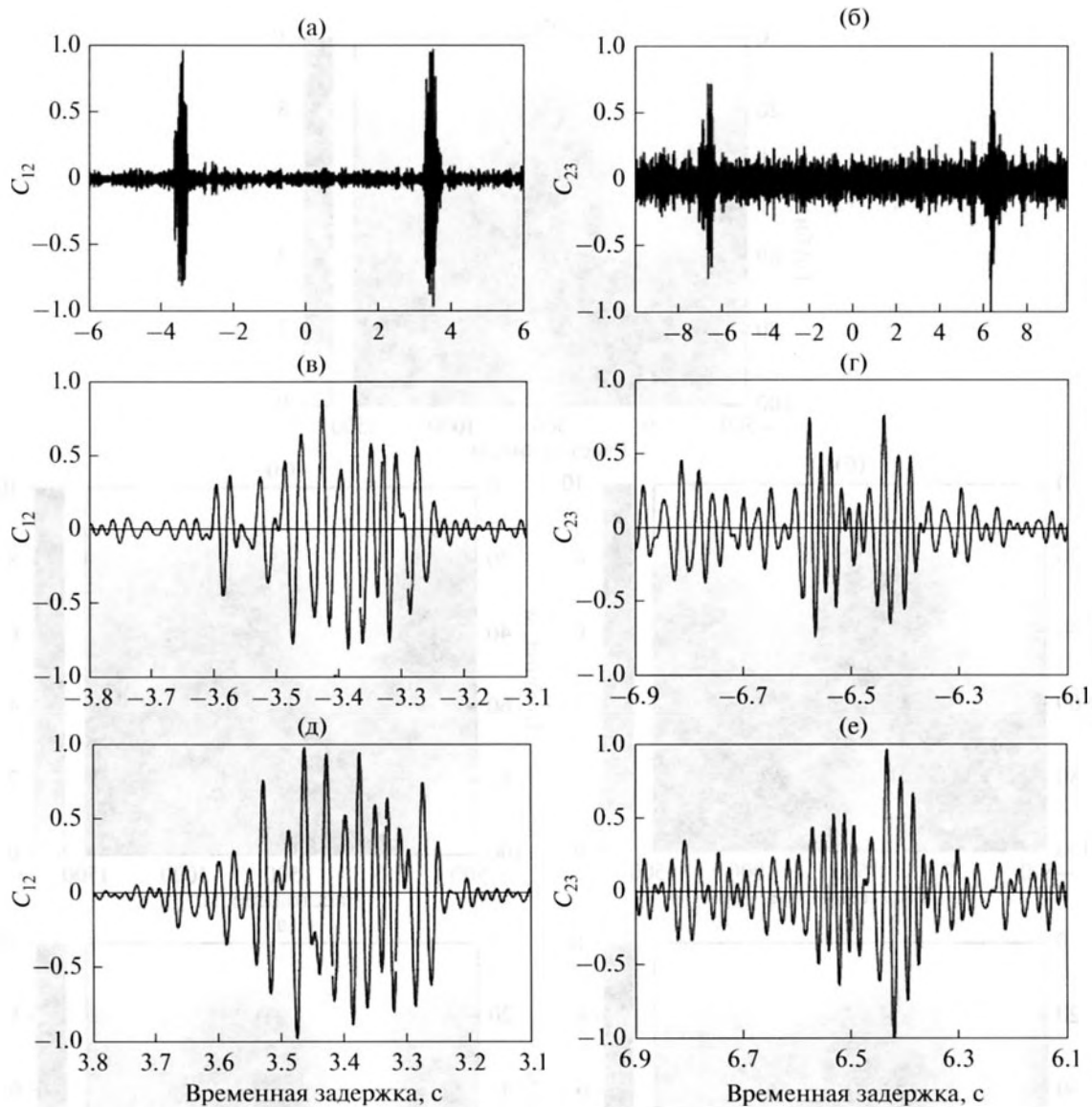
На рис. показаны измеренные ВКФ для пар гидрофонов 1–2 и 2–3. Детерминированные составляющие ВКФ, которые приблизительно соответствуют акустической функции Грина, проявляются как пики в окрестности временных задержек  $\pm 3.4$  и  $\pm 6.6$  с для пар 1–2 и 2–3 соответственно (рис. 3а, 3б). Разницу между тонкой структурой ВКФ при положительных и отрицательных временных задержках (рис. 3в–3е) можно объяснить различием в направленности шумов в вертикальной плоскости при распространении в противоположных направлениях между двумя станциями. В дополнение к этим “сигналам” ВКФ содержит случай-



**Рис. 2.** Влияние геоакустических параметров дна на фокусировку обращенного звукового поля в мелком море. Нормированная интенсивность  $J$  обращенного поля показана в вертикальном сечении волновода для пяти различных моделей дна. Значения скорости звука  $c_s$  и плотности  $\rho_s$  в осадочном слое равны: (а) 1550 м/с и  $1.3\rho_w$ ; (б) 1540 м/с и  $1.3\rho_w$ ; (в) 1560 м/с и  $1.3\rho_w$ ; (г) 1550 м/с и  $1.2\rho_w$ ; (д) 1550 м/с и  $1.2\rho_w$ . Сигнал, принятый одноэлементным ЗОВФ, моделировался как поле показанного белым кружком точечного источника, излучающего звук в полосе 20–70 Гц в волноводе с  $c_s = 1550$  м/с и  $\rho_s = 1.3\rho_w$ . Расстояние от источника до ЗОВФ составляет 5015 м.

ный “шум”, обусловленный конечным временем усреднения. Сопоставление рис. 3а, 3в, 3д с рис. 3б, 3г, 3е показывает, что, как и следовало

ожидать [22, 23], отношение сигнала к шуму уменьшается с ростом расстояния между гидрофонами.



**Рис. 3.** ВКФ шумов океана во Флоридском проливе. (а) ВКФ  $C_{12}(t)$  шумов, измеренных гидрофонами 1 и 2 в полосе частот 20–70 Гц. (б) То же для гидрофонов 2 и 3. (в) Тонкая структура ВКФ  $C_{12}(t)$  при отрицательных временных задержках. (г) То же для ВКФ  $C_{23}(t)$ . (д) Тонкая структура ВКФ  $C_{12}(t)$  при положительных временных задержках. (е) То же для ВКФ  $C_{23}(t)$ .

### ПАССИВНОЕ ЗЕРКАЛО ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Пассивное ЗОВФ может быть реализовано путем численного распространения либо соответствующей  $t < 0$  части ВКФ  $C_{ij}(t)$  от гидрофона  $j$  в направлении гидрофона  $i$ , либо распространения сигнала  $C_{ij}(-t)$ , полученного из ВКФ с положительными  $t$ , от гидрофона  $i$  в направлении гидрофона  $j$ . Правильный выбор направления распространения важен в неслоистой среде. В случае пассивного ЗОВФ не требуется существования какого-либо компактного источника звука, поле которого обращается. Вместо этого используются

два (в случае одноэлементного ЗОВФ) или большее число приемников, находящихся в поле диффузных шумов. Один из приемников при этом выступает в качестве виртуального источника звука.

Обращение во времени измеренной ВКФ  $C_{12}(t)$  иллюстрируется на рис. 4 для нескольких моделей волновода, различающихся параметрами дна. Предполагается, что дно состоит из однородного остаточного слоя толщины  $h$  со скоростью звука  $c_s$ , коэффициентом потерь  $\alpha_s$  и плотностью  $\rho_s$ , лежащего на однородном жидком поглощающем полупространстве с параметрами  $c_b$ ,  $\alpha_b$  и  $\rho_b$ . Сдвиговая жесткость морского дна не

принимается во внимание в этой упрощенной геоакустической модели.

На рис. 4 показано распределение определенной выше нормированной интенсивности  $J$  обращенного поля, построенного по экспериментальной ВКФ, для восьми геоакустических моделей дна. Модели отличаются друг от друга поочередным изменением одного из четырех параметров дна:  $h$ ,  $c_s$ ,  $\rho_s$  и  $c_b$ , к которым звуковое поле наиболее чувствительно. При разнесении гидрофонов по горизонтали на 5.01 км, или примерно 50 глубин моря, сильная фокусировка обращенного поля возникает в каждой из рассматриваемых геоакустических моделей (рис. 4а–4з), что указывает на устойчивость процедуры пассивного обращения волнового фронта в волноводе. Как и при численном моделировании (рис. 2), положение главного фокуса обращенного поля оказывается весьма чувствительным к вариациям параметров дна (рис. 4). Следовательно, положение фокуса (точнее, отклонение главного фокуса от места расположения виртуального источника звука) можно использовать для определения параметров среды.

## РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

Для восстановления геоакустических параметров во Флоридском проливе на основе данных эксперимента выбрана модель дна, состоящая из однородного слоя постоянной толщины, покрывающего однородное жидкое полупространство. В качестве параметров, подлежащих определению, взяты толщина слоя, скорости звука, плотности и коэффициенты потерь в слое и полупространстве. Оптимальные значения указанных параметров минимизируют расстояние от главного фокуса обращенного сигнала до виртуального источника звука. Процесс выбора оптимальных параметров проходил в два этапа: сначала был найден набор перечисленных параметров, минимизирующий горизонтальный сдвиг главного фокуса обращенного сигнала от положения виртуального источника, при этом значения параметров брались в достаточно больших промежутках:  $0 < h < 40$  м,  $1500$  м/с  $< c_s < 2000$  м/с,  $1 < \rho_s/\rho_w < 2$ ,  $1500$  м/с  $< c_b < 2500$  м/с,  $1.5 < \rho_b/\rho_w < 3$ ,  $0 < \alpha_{s,b} < 1$  дБ/λ. На втором этапе значения трех параметров слоя (толщина и значения плотности и скорости звука), в наибольшей степени влияющих на положение фокуса, уточнялись с помощью их подбора с существенно меньшим шагом.

При использовании соответствующей отрицательным временным задержкам  $t$  части ВКФ  $C_{12}(t)$  такая процедура дает оптимальные значения  $h = 20$  м,  $c_s = 1551$  м/с,  $\rho_s/\rho_w = 1.3$ ,  $\alpha_s = 0.1$  дБ/λ,  $c_b = 1800$  м/с,  $\rho_b/\rho_w = 2.2$ ,  $\alpha_b = 0.8$  дБ/λ. Нормированная интенсивность  $J$  обращенного поля для

указанной модели волновода показана на рис. 5а. Несмотря на неизбежные погрешности измерений и упрощенную модель волновода, обратное распространение измеренной ВКФ из точки расположения одного из гидрофонов приводит к ярко выраженной фокусировке звукового поля в окрестности другого гидрофона. Отметим, что обратное распространение обращенной во времени ВКФ  $C_{12}(t)$  с  $t > 0$  в волноводе с тем же набором параметров также приводит к фокусировке поля на другом гидрофоне (рис. 5б). Качество фокусировки, получаемое в натурном эксперименте с пассивным одноэлементным ЗОВФ, примерно такое же, как при обратном распространении функции Грина в численном эксперименте (рис. 2а).

Точность определения параметров при данном методе решения обратной задачи ограничена неопределенностью в положении гидрофонов (около 10 м в описываемом эксперименте) и чувствительностью сдвига фокуса к изменению отдельных параметров волновода. Так, коэффициенты ослабления звука сказываются, главным образом, на интенсивности обращенного поля в фокусе; положение главного фокуса слабо меняется при вариации значений  $\alpha_s$  и  $\alpha_b$  в физически оправданных пределах 0–1 дБ/λ их значений. Что касается чувствительности к остальным параметрам осадочного слоя, то в окрестности оптимальных значений ее можно охарактеризовать следующим образом: смещение фокуса на 10 м обуславливается вариациями  $\delta h \sim 0.2$  м,  $\delta c_s \sim 1$  м/с или  $\delta \rho_s/\rho_w \sim 0.01$  (рис. 5в). Следовательно, имеющиеся экспериментальные данные накладывают жесткие ограничения на возможные значения этих параметров. Влияние скорости звука в полупространстве  $c_b$  оказывается на порядок слабее, чем скорости звука в слое  $c_s$ . Что касается плотности, то не удается надежно выделить какое-либо значение отношения  $\rho_b/\rho_w$  внутри интервала 2.2–2.5. Более детальное исследование дна под осадочным слоем требует работы с частотами существенно ниже используемых в работе. Отметим, что в пределах указанных выше неопределенностей параметры среды, полученные в данной работе, согласуются с результатами предшествующих работ, где для решения обратной задачи применялся метод согласования временной формы ВКФ при использовании лучевой [17] или модовой [24] теории. Присутствующая на рис. 5в ступенчатая структура возникает вследствие дискретизации параметров среды при решении обратной задачи и не связана с физикой ЗОВФ.

Рассмотрим более подробно характер изменения поля обращенного сигнала в зависимости от параметров волновода, а именно четырех параметров  $h$ ,  $c_s$ ,  $\rho_s$ ,  $c_b$ , в наибольшей степени влияющих на поле при ОВФ. Как видно из рис. 4, уменьшение или увеличение указанных парамет-

ров по сравнению с их оптимальными значениями вызывает смещение фокуса в противоположных направлениях. При изменении скорости звука  $c_s$  в слое этот сдвиг является практически линейным в рассматриваемых пределах, составляющих примерно  $\pm 0.7\%$  от  $c_s$ . Сдвиг фокуса сопровождается нелинейными искажениями его формы и уменьшением контраста по сравнению с ложными максимумами (ср. рис. 4а, 4б и рис. 5а). Влияние изменения плотности в слое  $\rho_s$  (рис. 4в, 4г) подобны таковым для скорости  $c_s$ , однако для сравнимого сдвига необходимы существенно большие относительные изменения плотности, чем скорости звука. На рис. 4ж, 4з показано, что чувствительность положения фокуса обращенного поля к скорости звука в полупространстве  $c_b$  на порядок меньше, чем к скорости звука в слое, несмотря на то, что толщина слоя мала по сравнению с длиной звуковой волны в частотном диапазоне 20–70 Гц измерений  $C_{12}(t)$ .

В противоположность к  $c_s$ ,  $\rho_s$ ,  $c_b$ , умеренные вариации толщины слоя величиной  $\pm 5$  м вызывают заметные нелинейные сдвиги положения главного фокуса (рис. 4д, 4е). В частности, уменьшение толщины слоя на 5 м вызывает сдвиг всей картины фокусов на 250 м без заметного изменения контраста между главным и ложными максимумами (ср. рис. 4д и рис. 5а), тогда как увеличение на 5 м приводит к исчезновению главного фокуса из окрестности виртуального источника (рис. 4е).

Заметим, что использование положения главного максимума поля обращенного сигнала для определения неизвестных параметров волновода делает обратную задачу достаточно устойчивой. В рассматриваемой задаче перемещение главного фокуса при изменении параметров легко отслеживается, и оптимальный набор параметров может быть определен, даже если в первом приближении смещение главного фокуса обращенного поля от виртуального источника составляет несколько глубин моря и доходит до 15% от истинного расстояния между ЗОВФ и виртуальным источником звука.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

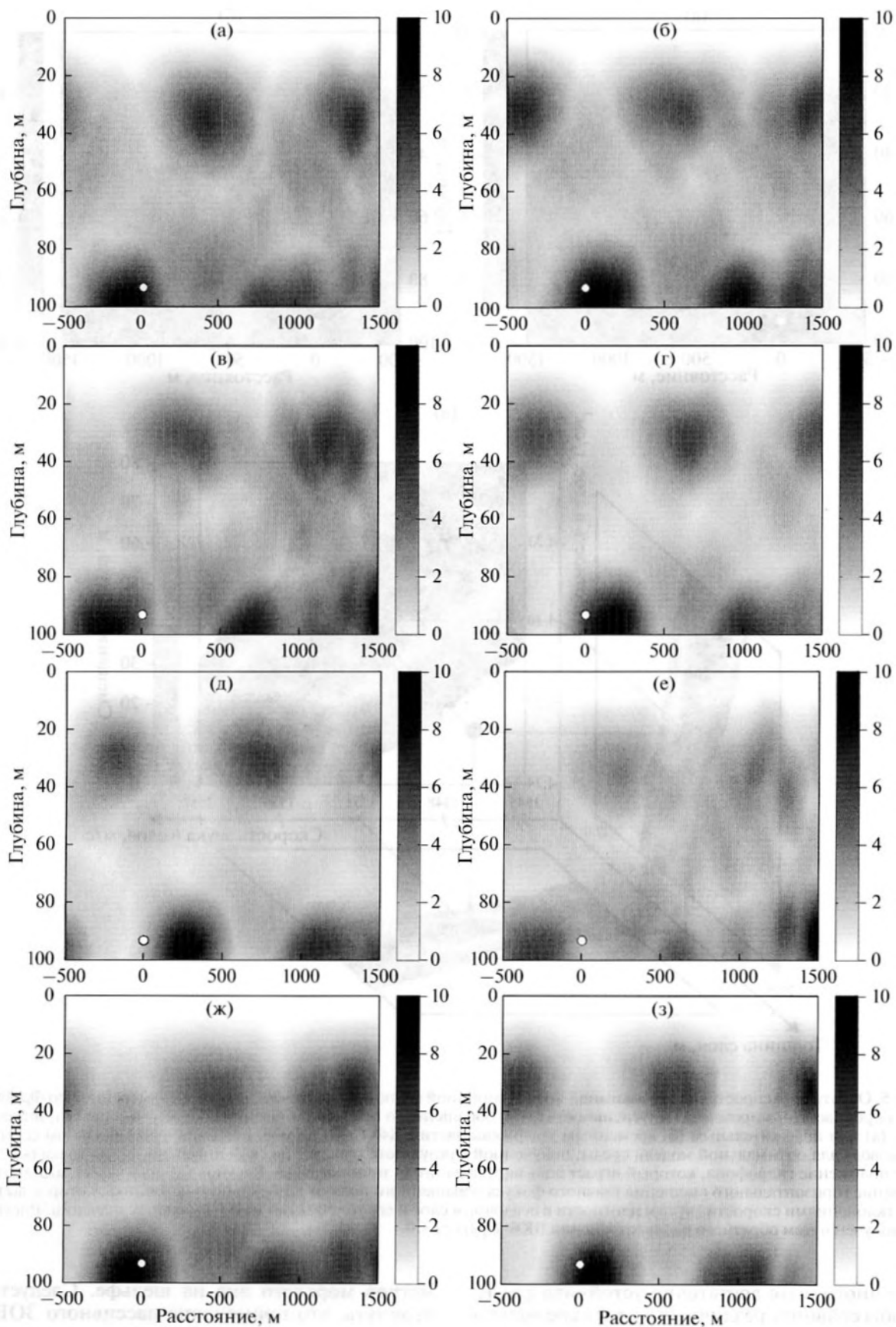
Развиваемый в настоящей работе подход к пассивному акустическому зондированию океана в некоторых отношениях сходен с методами, предложенными ранее для решения иных задач. Так, одноэлементное пассивное ЗОВФ можно рассматривать как далеко идущее обобщение метода “временной выдержки в акустике” (time-exposure acoustics) [25] на океанические волноводы или метода сжатых взаимных корреляционных функций [21] на случай многомодового распространения. Как и большинство методов восстановления параметров среды из результатов акустических измерений, применение пассивного ЗОВФ для дистанционного зондирования океана можно рассматривать как частный случай метода согласованного поля (Matched Field Processing) [26]. В этом контексте особенностями подхода, предложенного в данной работе, являются использование ВКФ шумов океана вместо поля компактного источника звука и выбор смещения фокуса обращенного сигнала от виртуального источника в качестве целевой функции.

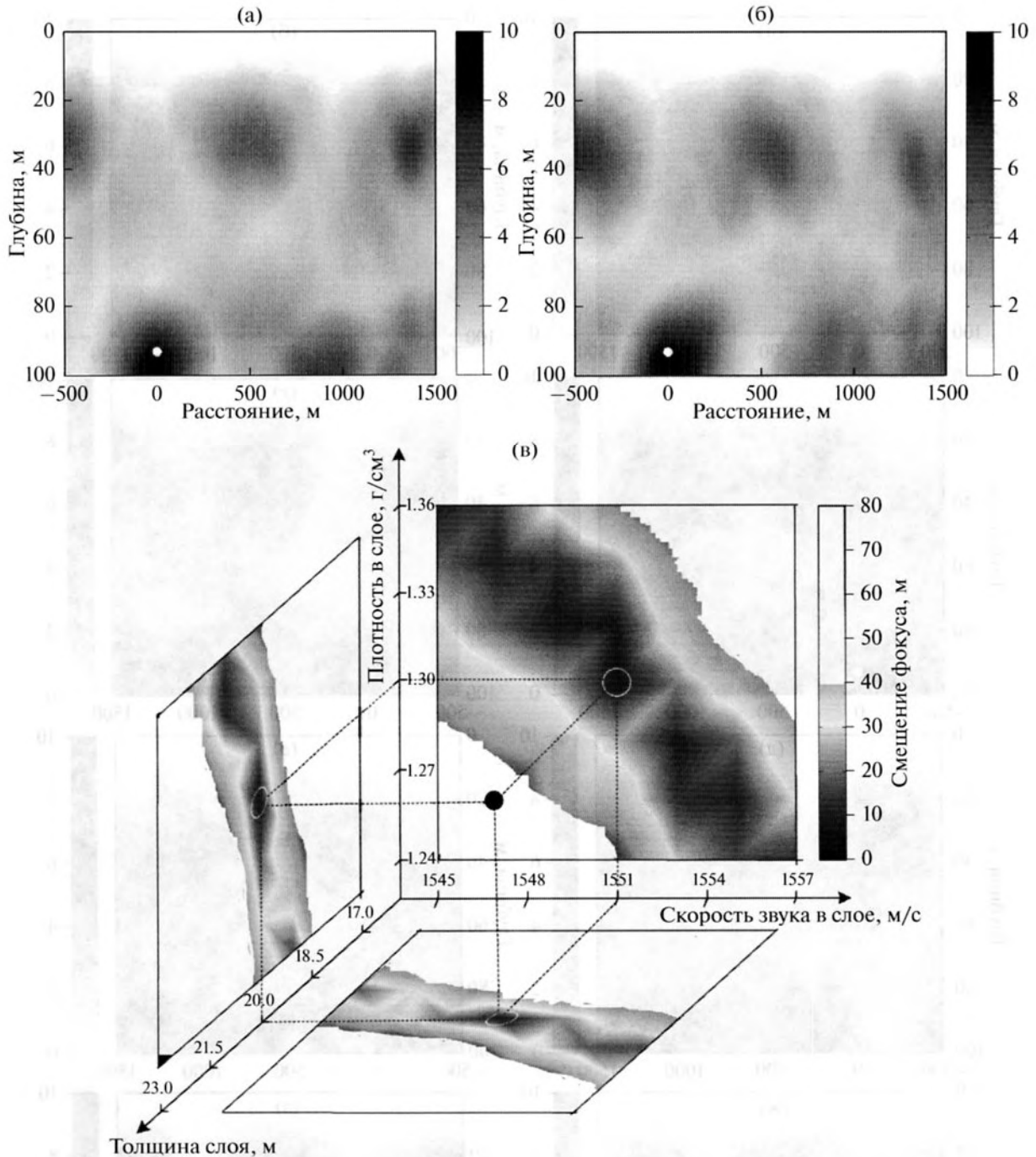
Ранее реализуемость пассивного ЗОВФ на практике была продемонстрирована в глубоком море при использовании многоэлементных вертикальных антенн [1]. Возможность пассивного обращения волнового фронта вытекает непосредственно из связи ВКФ диффузных шумов и акустической функции Грина [2–4]. Априори следовало ожидать, что пассивное ЗОВФ работоспособно при выполнении следующих условий: а) ЗОВФ состоит из большого числа элементов и имеет большую апертуру, б) шумовое поле является идеально диффузным, в) ВКФ шумового поля является суперпозицией запаздывающей и опережающей функций Грина  $G_{AB}(t)$  и  $G_{BA}(-t)$  и г) параметры окружающей среды не меняются во времени и точно известны.

Результаты данной работы показывают, что в мелком море сформулированные условия не являются необходимыми и могут быть ослаблены, что позволяет реализовать на практике и, по нашему мнению, делает привлекательным для приложений дистанционное зондирование океана при помощи пассивного ЗОВФ. Как показано выше, даже при использовании одноэлементного ЗОВФ, т.е. всего двух гидрофонов, фокусировка

**Рис. 4.** Обращенные акустические поля, создаваемые одноэлементным пассивным ЗОВФ при различных предположениях о параметрах морского дна. При обращении используется соответствующая отрицательным временным задержкам часть ВКФ  $C_{12}(t)$  шумов, измеренных гидрофонами 1 и 2 во Флоридском проливе. Нормированная интенсивность обращенного поля в вертикальном сечении волновода, проходящем через оба гидрофона, показана для восьми различных геоакустических моделей. Белая точка обозначает положение гидрофона, который играет роль виртуального источника звука. Расчеты выполнены для следующих наборов параметров дна: (а)  $h = 20$  м,  $c_s = 1540$  м/с,  $\rho_s = 1.3\rho_w$ ,  $c_b = 1800$  м/с; (б)  $h = 20$  м,  $c_s = 1560$  м/с,  $\rho_s = 1.3\rho_w$ ,  $c_b = 1800$  м/с; (в)  $h = 20$  м,  $c_s = 1551$  м/с,  $\rho_s = 1.1\rho_w$ ,  $c_b = 1800$  м/с; (г)  $h = 20$  м,  $c_s = 1551$  м/с,  $\rho_s = 1.5\rho_w$ ,  $c_b = 1800$  м/с; (д)  $h = 15$  м,  $c_s = 1551$  м/с,  $\rho_s = 1.3\rho_w$ ,  $c_b = 1800$  м/с; (е)  $h = 25$  м,  $c_s = 1551$  м/с,  $\rho_s = 1.3\rho_w$ ,  $c_b = 1800$  м/с; (ж)  $h = 20$  м,  $c_s = 1551$  м/с,  $\rho_s = 1.3\rho_w$ ,  $c_b = 1750$  м/с; (з)  $h = 20$  м,  $c_s = 1551$  м/с,  $\rho_s = 1.3\rho_w$ ,  $c_b = 1900$  м/с. Для всех моделей  $\rho_b = 2.2\rho_w$ ,  $\alpha_s = 0.1$  дБ/λ,  $\alpha_b = 0.8$  дБ/λ.



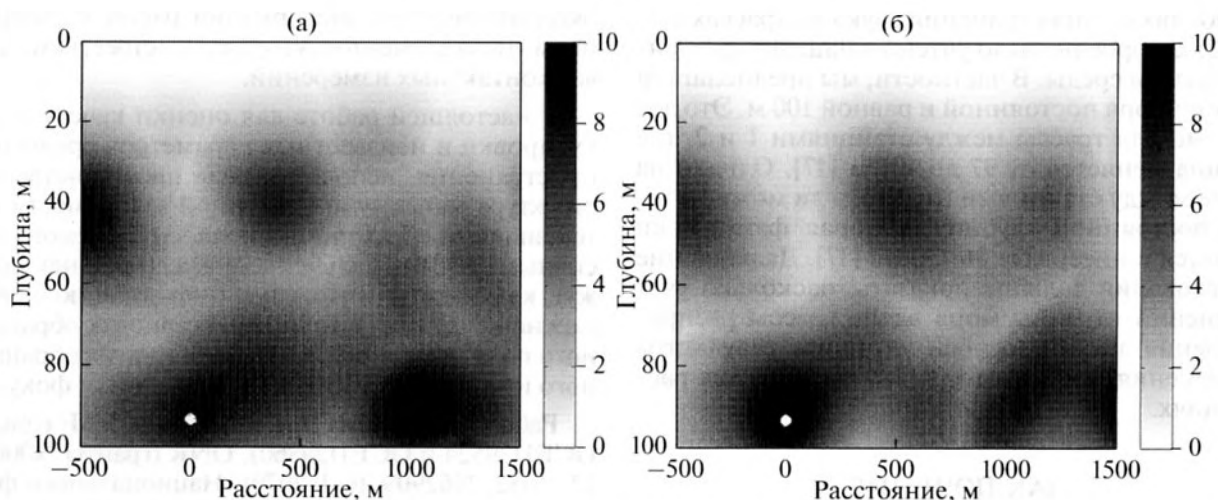




**Рис. 5.** Обратное распространение взаимной корреляционной функции акустических шумов, измеренной во Флоридском проливе. Нормированная интенсивность поля, обращенного при использовании соответствующей отрицательной (а) или положительной (б) временным задержкам части ВКФ  $C_{12}(t)$  шумов, показана в вертикальном сечении волновода для оптимальной модели среды, полученной в результате геоакустической инверсии. Белая точка обозначает положение гидрофона, который играет роль виртуального источника звука. Рисунок (в) показывает абсолютное значение горизонтального смещения главного фокуса обращенного поля от виртуального источника, которое вызвано отклонениями скорости звука и плотности в осадочном слое и его толщины от их оптимальных значений. Рисунок (в) получен путем обратного распространения ВКФ  $C_{12}(t)$  с  $t < 0$ .

обращенного поля достаточно устойчива для того, чтобы сравнить различные модели среды и получить хорошие оценки геоакустических пара-

метров морского дна на шельфе. Следует подчеркнуть, что применение пассивного ЗОВФ не требует идеально диффузного шумового поля,



**Рис. 6.** Обращенные акустические поля, создаваемые одноэлементным пассивным ЗОВФ во Флоридском проливе на расстоянии 9.76 км. Нормированная интенсивность обращенного поля показана в вертикальном сечении волновода, проходящем через оба гидрофона. При обратном распространении использованы части ВКФ  $C_{23}(t)$  шумов, соответствующие отрицательным (а) или положительным (б) временным задержкам. Расчеты выполнены для следующих значений геоакустических параметров:  $h = 20$  м,  $c_s = 1551$  м/с,  $\rho_s = 1.55\rho_w$ ,  $\alpha_s = 0$ ,  $c_b = 1800$  м/с,  $\rho_b = 2.2\rho_w$ ,  $\alpha_b = 0.8$  дБ/л. Белая точка обозначает положение гидрофона, который играет роль виртуального источника звука.

шумы океана никогда не являются идеально диффузными. В рамках реалистичных предположений о природе источников шума в океане ВКФ измеренных в точках  $A$  и  $B$  шумов формируется теми же лучами и модами, которые формируют суперпозицию функций Грина  $G_{AB}(t)$  и  $G_{BA}(-t)$ . При этом времена прихода лучей и фазы мод для ВКФ и функций Грина совпадают, тогда как амплитуды лучевых и модовых вкладов в ВКФ определяются направленностью шума и в общем случае не совпадают с соответствующими амплитудами в поле точечного источника [4, 24, 27]. Однако достаточно точное воспроизведение ее кинематической структуры (то есть времен прихода лучей и фаз мод), а не самой функции Грина, — это именно то, что необходимо для формирования фокуса обращенного поля в окрестности виртуального источника [13, 14].

Как упоминалось ранее, отношение сигнал/шум (ОСШ) в измеренных ВКФ шумов океана значительно меньше для пары гидрофонов 2–3, чем для пары 1–2 (оценкой ОСШ для измеренных  $C_{12}$  и  $C_{23}$  может служить отношение амплитуд максимумов ВКФ и умноженной на  $2^{1/2}$  средней величины модуля ВКФ в окрестности нулевой временной задержки на рис. 3а и 3б соответственно). Уменьшение ОСШ с увеличением расстояния между гидрофонами обусловлено тем, что высота пиков ВКФ, характеризующая полезный сигнал, постепенно уменьшается с расстоянием, как и высота пиков функции Грина, тогда как уровень помех не меняется [22, 23]. Кроме того, обусловленные приливами вариации глубины океана и, возможно, другие изменения среды рас-

пространения в течение времени усреднения (накопления) шумов океана приводят к потере когерентности шумов. Потеря когерентности быстро растет с частотой звука и расстоянием [17]. Она уменьшает ОСШ и сужает эффективную ширину полосы частот пассивного ЗОВФ.

Нормированная интенсивность  $J$  поля, получаемого при обратном распространении измеренной ВКФ  $C_{23}(t)$ , показана на рис. 6 в вертикальном сечении волновода для оптимальной модели среды, которая была найдена выше на основе обращения ВКФ  $C_{12}(t)$ . Один из параметров волновода ( $\rho_s$ ) был несколько изменен на рис. 6, чтобы улучшить контраст главного фокуса. Отметим сильную фокусировку в окрестности виртуального источника, создаваемую ЗОВФ при использовании обращенной во времени части ВКФ  $C_{23}(t)$  с  $t > 0$  (рис. 6б). Когда ЗОВФ использует часть  $C_{23}(t)$ , соответствующую  $t < 0$ , фокус в окрестности виртуального источника оказывается несколько слабее, чем в области ложного максимума на расстоянии 1100 м (рис. 6а). Это объясняется низким ОСШ при измерениях  $C_{23}$ . По сравнению с расстоянием в 5.01 км, на расстоянии 9.76 км, которое составляет около 100 глубин моря, пассивное ЗОВФ дает значительно более широкие главные фокусы (ср. рис. 6 с рис. 5а, 5б). Мы относим это различие на счет более низкого ОСШ и уменьшения эффективной частотной полосы обращенного поля на больших расстояниях.

Дополнительной причиной худшей фокусировки обращенного сигнала на рис. 6 по сравнению с рис. 5а, 5б является фактическое различие

в условиях распространения звука на трассах 1–2 и 2–3, которое не было учтено в нашей упрощенной модели среды. В частности, мы предполагали глубину моря постоянной и равной 100 м. Это допустимо для трассы между станциями 1 и 2, где глубина меняется от 97 до 101 м [17]. Однако на трассе между станциями 2 и 3 вряд ли можно считать постоянной глубину, которая фактически меняется в интервале 86–100 м [17]. Дальнейшие исследования должны показать, насколько учет изменений глубины моря вдоль трассы распространения звука способен улучшить результаты применения пассивного ЗОВФ на больших расстояниях.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что акустическое зеркало обращения волнового фронта (ЗОВФ) удается практически реализовать в шельфовой зоне на расстояниях, больших по сравнению с глубиной моря, используя записи естественных шумов и шумов судоходства на всего лишь двух гидрофонах. В численных экспериментах сильная фокусировка поля возникает в окрестности одного из гидрофонов, когда сигнал, описываемый взаимной корреляционной функцией шумов, излучается из точки расположения второго гидрофона. При этом положение фокуса и степень фокусировки поля зависят от геоакустических параметров морского дна. В натурном эксперименте оценки геоакустических параметров морского дна во Флоридском проливе были получены путем оптимизации фокусировки при обратном распространении измеренной ВКФ шумов. Результаты геоакустической инверсии согласуются со значениями параметров дна, независимо определенными другими методами.

Полученные результаты указывают на возможность применения пассивного ЗОВФ на континентальном шельфе на расстояниях по крайней мере в 50 глубин моря. Такие расстояния представляют практический интерес при акустическом зондировании водной толщи и морского дна. Пассивное дистанционное зондирование не требует генерации каких-либо звуковых сигналов, не оказывает влияния на морскую фауну и обладает очевидными экологическими преимуществами по сравнению с активными методами. Кроме того, отказ от излучения зондирующих сигналов снижает стоимость проведения натуральных экспериментов. Устойчивость пассивного обращения волнового фронта и связанная с ней перспектива применения одноэлементных ЗОВФ указывают на возможность создания сравнительно дешевой системы акустического мониторинга океана, основанной на интерферометрии шумов. Поскольку  $N$  гидрофонов образуют сеть из  $N(N-1)/2$  одноэлементных ЗОВФ, количество получаемой

океанологической информации растет с увеличением числа элементов  $N$  гораздо быстрее, чем в случае контактных измерений.

В настоящей работе для оценки качества фокусировки и неизвестных параметров среды распространения использовалась пространственная структура максимума временной зависимости интенсивности обращенного поля, создаваемого пассивным ЗОВФ. Дальнейшие исследования покажут, какую дополнительную информацию о среде можно извлечь из других характеристик обращенного поля, например, из степени сжатия обращенного импульса во времени в окрестности фокуса.

Работа выполнена при поддержке NSF (гранты OCE1129524 и OCE1129860), ONR (гранты N00014-12-10182, N62909-16-1-2079), Национального фонда естественных наук Китая и РФФИ (гранты NSFC 11434012 и РФФИ-NSFC 14-05-91180).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roux P., Kuperman W.A. Time reversal of ocean noise // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117. P. 131–136.
2. Lobkis O.I., Weaver R.L. On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 110. P. 3011–3017.
3. Wapenaar K. Retrieving the elastodynamic Green's function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. 254301.
4. 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. 054301.
5. Jackson D.R., Dowling D.R. Phase-conjugation in underwater acoustics // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 89. P. 171–181.
6. Kuperman W.A., Hodgkiss W.S., Song H.C., Akal T., Ferla C., Jackson D.R. Phase conjugation in the ocean: Experimental demonstration of an acoustic time-reversal mirror // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 103. P. 25–40.
7. Kim S., Edelmann G.F., Kuperman W.A., Hodgkiss W.S., Song H.C., Akal T. Spatial resolution of time-reversal arrays in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 110. P. 820–829.
8. Зверев В.А., Коротин П.И., Стромков А.А. Численное временное обращение волн // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 1. С. 69–76.
9. Edelmann G.F., Akal T., Hodgkiss W.S., Kim S., Kuperman W.A., Song H.C. An initial demonstration of underwater acoustic communication using time reversal // IEEE J. Ocean. Eng. 2002. V. 27. 602–609.
10. Yang T.C. Temporal resolutions of time-reversal and passive-phase conjugation for underwater acoustic communications // IEEE J. Ocean. Eng. 2003. V. 28. P. 229–245.
11. Song H.C., Kuperman W.A., Hodgkiss W.S. Basin-scale time reversal communications // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 125. P. 212–217.

12. *Song A.J., Badiey M., Newhall A.E., Lynch J.F., DeFerrari H.A., Katsnelson B.G.* Passive time reversal acoustic communications through shallow-water internal waves // *IEEE J. Ocean. Eng.* 2010. V. 35. P. 756–765.
13. *Fink M.* Time reversal of ultrasonic fields. I. Basic principles // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 1992. V. 39. P. 555–566.
14. *Fink M., Cassereau D., Derode A., Prada C., Roux P., Tanter M., Thomas J.L., Wu F.* Time-reversed acoustics // *Rep. Progr. Phys.* 2000. V. 63. P. 1933–1995.
15. *Lerosey G., De Rosny J., Tourin A., Fink M.* Focusing beyond the diffraction limit with far-field time reversal // *Science.* 2007. V. 315(5815). P. 1120–1122.
16. *Луньков А.А., Петников В.Г., Стромков А.А.* Особенности фокусировки низкочастотных звуковых полей в мелком море // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 2. С. 256–262.
17. *Brown M.G., Godin O.A., Williams N.J., Zobotin N.A., Zobotina L., Banker G.J.* Acoustic Green's function extraction from ambient noise in a coastal ocean environment // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. P. 5555–5562.
18. *Godin O.A., Zobotin N.A., Zobotina L., Brown M.G., Williams N.J.* Passive acoustic measurements of flow velocity in the Straits of Florida // *Geosci. Lett.* 2014. V. 1. Art. 16.
19. *Collins M.D., Cederberg R.J., King D.B., Chin-Bing S.A.* Comparison of algorithms for solving parabolic wave equations // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 100. P. 178–182.
20. *Brekhovskikh L.M.* *Waves in Layered Media*, 2nd ed. New York, NY, USA: Academic, 1980. Sec. 34.
21. *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. P. 1103–1122.
22. *Sabra K.G., Roux P., Kuperman W.A.* Emergence rate of the time-domain Green's function from the ambient noise cross-correlation function // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 118. P. 3524–3531.
23. *Zobotin 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.
24. *Zang X., Brown M.G., Godin O.A.* Waveform modelling and inversion of ambient noise cross-correlation functions in a coastal ocean environment // *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. V. 138. P. 1325–1333.
25. *Norton S.J., Carr B.J., Witten A.J.* Passive imaging of underground acoustic sources // *J. Acoust. Soc. Am.* 2006. V. 119. P. 2840–2847.
26. *Baggeroer A.B., Kuperman W., Mikhalevsky P.N.* An overview of matched field methods in ocean acoustics // *IEEE J. Ocean. Eng.* 1993. V. 18. P. 401–424.
27. *Годин О.А.* О возможном использовании акустической реверберации для дистанционного зондирования динамики океана // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. С. 145–155.