

АКУСТИКА ОКЕАНА

ЗОНДИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕЧЕНИЯ В ОКЕАНЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ФЛУКТУАЦИЙ МНОГОЧАСТОТНОГО АКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛАИ.Б.Есипов, К.А.Наугольных¹⁾, И.М.Фукс¹⁾, М.В.Чарнотский¹⁾*Акустический институт им. Н.Н. Андреева, ¹⁾Лаборатория исследований
окружающей среды, Университет Колорадо*

Поперечный поток неоднородного течения рождает флуктуации проходящего через него акустического сигнала. Эти флуктуации изменяются при изменении частоты сигнала в связи с изменением размера зоны Френеля. Соответственно, эти флуктуации сигналов на двух разных частотах когерентны в низкочастотной области спектра и некогерентны в высокочастотном диапазоне, при котором неоднородности океана будут малы по сравнению с разностью в размерах поперечного сечения зоны Френеля для различных частот. Функция когерентности сигналов на различных частотах зависит от пространственного распределения потока течения. Поэтому многочастотное зондирование течения приводит к возможности восстановления пространственного профиля потока.

Рассмотрим распространение набора плоских волн различных частот ω_n через случайную среду:

$$\varphi_n = \exp(\psi_n - i\omega_n t). \quad (1)$$

Здесь φ_n - потенциал давления или скорости, ψ_n - комплексная фаза

$$\psi_n = \chi_n(t) + iS_n(t), \quad (2)$$

$\chi_n(t)$ и $S_n(t)$ - логарифм амплитуды и фазы сигнала соответственно. В рамках метода малых возмущений, флуктуации комплексной фазы сигнала на расстоянии L от источника определяются [1]

$$\psi_n(t) = \frac{k_n^2 L}{2\pi} \int_0^L \frac{dx}{x(L-x)} \iint dy dz \mu(x, y, z, t) \exp\left\{ \frac{ik_n L(y^2 + z^2)}{2x(L-x)} \right\}. \quad (3)$$

Здесь $k_n = \omega_n / c$ - волновое число, c - скорость звука и $\mu(x, y, z, t)$ - флуктуации коэффициента преломления. Предполагается, что звуковые волны распространяются вдоль оси x , соединяющей точечный источник ($x = 0$) и ненаправленный приемник ($x = L$). Относительную когерентность сигналов можно охарактеризовать функцией взаимной корреляции и ее преобразованием Фурье, т.е. взаимным спек-

тром. В частности, при течении потока с замороженной турбулентностью, взаимный спектр флуктуаций сигнала имеет вид:

$$W_{\chi, S}^{(n, m)}(\nu) = \frac{\pi k^2}{2(1 - \Omega^2)} \int_0^L dx \iint dq_y dq_z \Phi_{\mu}(0, q_y, q_z) \delta[\nu - U(x)q_y] \times \\ \times \left\{ \cos \left[x(L-x) \frac{q_{\perp}^2}{kL} \Omega \right] \mp \cos \left[x(L-x) \frac{q_{\perp}^2}{kL} \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь $\Phi_{\mu}(q)$ пространственный спектр флуктуаций коэффициента преломления; верхний знак (-) относится к взаимному спектру логарифма амплитуды, а нижний знак (+) относится к изменениям взаимного спектра фазы, $q_{\perp}^2 = q_x^2 + q_y^2$, $U(x)$ - проекция скорости потока на ось y , Ω - относительное частотное разнесение, k - волновое число среды

$$\Omega = \frac{\omega_n - \omega_m}{\omega_n + \omega_m}, \quad k = \frac{2k_n k_m}{k_n + k_m}. \quad (5)$$

Здесь и ниже мы предполагаем, не нарушая общности, что $\omega_n \geq \omega_m$ и следовательно $\Omega \geq 0$. Рассмотрим применение уравнения (5) для конкретных случаев движения среды с некоторым профилем скорости течения $U(x)$ и флуктуациями пространственного спектра мощности коэффициента преломления. Для случая «замороженных» (стабильных) неоднородностей, перемещающихся в горизонтальной плоскости с постоянной скоростью $U(x)$, выполним интегрирование по q_y . Перейдем к безразмерному параметру для расстояния $\zeta = \frac{2x-L}{L}$, и к безразмерной

функции распределения скорости течения $\eta = \frac{q_z U(\zeta)}{\nu}$. Если основной причиной флуктуаций коэффициента преломления является турбулентность (вызванная, например, течением) мы можем использовать пространственный спектр мощности Обухова-Колмагорова:

$$\Phi_{\mu}(q_{\perp}, q_z) = 0.033 C_{\mu}^2 \frac{1}{(q_{\perp}^2 + q_z^2)^{11/6}}, \quad (6)$$

C_{μ}^2 - структурная постоянная поля турбулентности.

Заметим, что характерная частота флуктуаций $\nu_0 = U_M \sqrt{k/L}$ оказывается обратно пропорциональной времени распространения неоднородностей в пределах зоны Френеля $\sqrt{L/k}$. Результат вычислений будет одинаковым, если заменить

$\zeta \rightarrow -\zeta$. Мы можем оценить частоту среза для функции когерентности (когда функция когерентности стремится к нулю) как:

$$v_c^{(m,n)} \approx v_0^{(m,n)} / \sqrt{\Omega^{(m,n)}} = U(\zeta) \sqrt{k^{(m,n)} / L \Omega^{(m,n)}}. \quad (7)$$

Видно, что частота среза является функцией пространственного распределения потока течения $U(\zeta)$, относительного разнесения по частоте $\Omega^{(m,n)}$ и волнового числа среды $k^{(m,n)}$ для различных пар частот в звуковом сигнале.

На рис. 1 показан набор пространственных профилей течения, отличающихся положением максимума скорости на трассе распространения сигнала. На рис 2 и рис.3 показаны соответствующие функции когерентности для флуктуаций амплитуды и фазы сигналов в зависимости от частоты. В низкочастотном диапазоне флуктуации сигналов на разных частотах оказываются когерентными, в то время, как частота среза функции когерентности оказывается существенно зависимой от пространственного положения максимума скорости течения на трассе. Представленные расчеты сделаны для одной частоты $\Omega = 0,1$. Аналогичные зависимости можно получить и для набора других значений Ω [2]. Для сигнала, состоящего из n различных частот, можно определить число пар сигналов $N = n(n-1)/2$. В этом случае получаем N независимых уравнений (7) для определения пространственного профиля потока течения $U(\zeta)$, который мы можем аппроксимировать полиномом $N-1$ степени. Таким образом, с помощью многочастотного сигнала открывается возможность определения пространственного распределения скорости течения, пересекающего трассу распространения сигнала. Другими словами, вместо пространственно развитой томографической схемы зондирования океана существует возможность томографического исследования с помощью одного излучателя и одного приемника многочастотных сигналов.

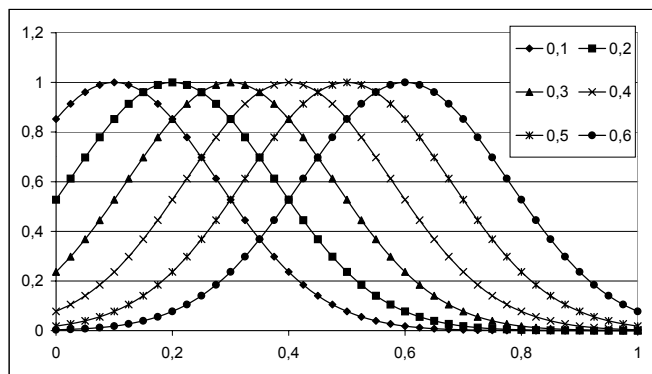


Рис. 1. Профиль потока $U((x-x_0)/L)/U_M$, L длина трассы.

Параметр x_0/L показан в правом верхнем углу.

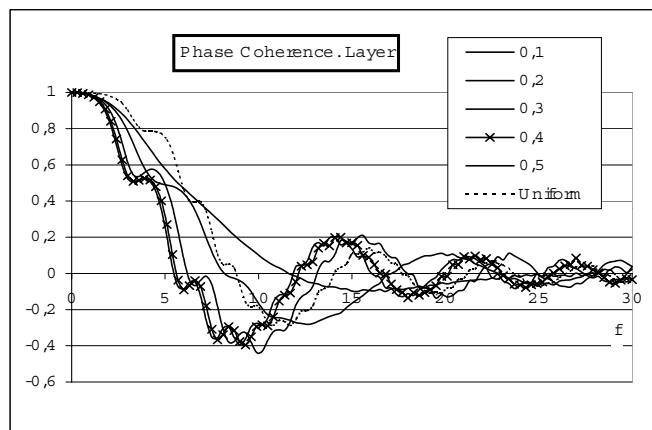


Рис. 2. Функция когерентности для фазы, $\Omega = 0.1$, $f = v/v_0$.

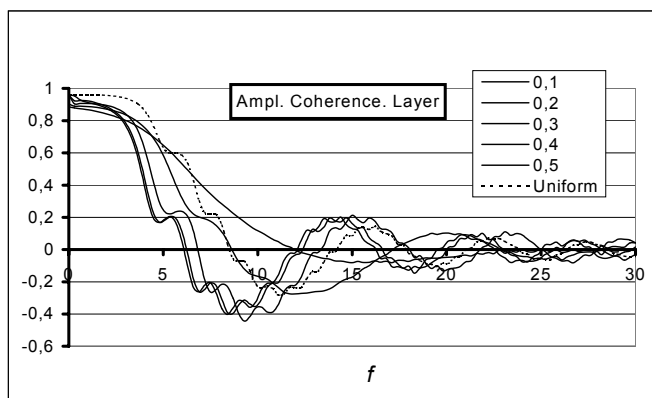


Рис. 3. Функция когерентности для амплитуды, $\Omega = 0.1$, $f = v/v_0$.

Работа поддержана Программой Европейской комиссии по исследованию окружающей среды и климата, проект ENV4-CT97-0463, фондом CRDF, проект RG2-2333-MO-02 и грантом NATO EST.CLG. 977890.

Литература

1. V.Tatarskii. The Effect of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation - Israel Program for Scientific Translation: Jerusalem, Israel, 1971, Chap. 3, pp. 218-225.
2. I.Fuks, M.Charnotskii and K.Naugolnykh. A multi-frequency scintillation method for ocean flow measurement // J.Acoust.Soc.Am., 2001, **109**(6), pp. 2730-2738.

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПОДВОДНОГО НАБЛЮДЕНИЯ (ОБЗОР)

В.В.Коваленко

Научный совет по комплексной проблеме «Гидрофизика» при Президиуме РАН

Гидроакустика обеспечивает решение ряда практических задач. Поэтому закономерно, что требования к гидроакустическим средствам (ГАС) и направления их развития оказываются связанными с разработками более высокого уровня.

В соответствии с [1] ГАС делятся на тактические и стратегические. К первым относятся те, что устанавливаются на малых платформах и должны иметь дальности обнаружения (ДО) подводных целей (ПЦ) до единиц км. К этой же группе, но с требованиями иметь ДО ПЦ до десятков км, относятся бортовые ГАС надводных (НП) и подводных платформ (ПП). Ко вторым относятся ГАС, которые называют системами подводного наблюдения (СПН). Последние для того, чтобы оправдать свое назначение, должны иметь ДО ПЦ порядка сотен миль. Они подразделяются на мобильные и стационарные, которыми оборудуют заданный район моря.

В [2] приведены оценки снижения уровней, излучаемого ПЦ шума и оценки дальностей их обнаружения пассивными ГАС. В частности, для мелкого моря в зависимости от окружающих условий потенциальные ДО наиболее современных ПЦ оценены, как имеющие значения от долей до единиц миль. Оценки влияния обесшумливания ПЦ на эффективность ГАС и их соответствие указанным выше требованиям приведены в [1]. Делается вывод о том, что пассивная гидроакустика, которая долгое время справлялась с уменьшением уровня полезного для нее сигнала путем развития антенн, совершенствования обработки данных, оптимизации рабочих частот уже не в состоянии выйти на уровень предъявляемых требований. Основным направлением развития ГАС и методов подводного наблюдения, начиная с середины 80-х годов становится активная гидролокация. То же касается тактических средств, рассчитанных на средние дальности, где носителем ГАС является НП. Что же касается ГАС ПП, то в числе предлагаемых решений [3] выделяется схема использования ПП заранее развернутых в акватории позиционных ГАС. Предполагается, что связь между ПП и ГАС будет осуществляться по акустическому каналу.

С начала 90-х годов в США появилась стратегическая концепция реагирования на региональные вызовы [4]. Суть этой концепции в применении силы с моря против берега и в интересах стратегического сдерживания [5]. Практически все географически удобные районы применения указанной силы – это мелководные районы. Это определило приоритетное внимание к проблемам акустики мелкого моря.

Достижение больших дальностей подводного наблюдения в условиях мелкого моря в активном режиме с учетом необходимости локализации и слежения за ПЦ и обеспечение дальней акустической подводной связи между различными корреспондентами стали основными направлениями работ.

Известно, что в мелком море имеют место сложные условия для распространения акустических волн из-за влияния дна, и гидрофизических явлений в водном слое. Влияние дна и поверхности проявляется, в частности, путем реверберацион-

ного отклика канала распространения, который для традиционных активных ГАС всегда был ограничивающим фактором. В 1994 году была опубликована работа [6], в которой путем моделирования исследовались уровни обратного рассеяния акустического поля на различных частотах в условиях мелкого моря. Прием осуществлялся на ненаправленный гидрофон, а излучение – развитой по вертикали антенной решеткой, характеристики которой менялись. В 1995 г. в [7] приведены итоги этой работы. Они позволяют сделать следующие выводы. Во-первых, использование вертикально-развитых излучающих антенн, согласованных с первой модой волновода, принципиально позволяет в сравнении с ненаправленным излучателем подавить реверберацию до значений более чем 20 дБ. Во-вторых, существует оптимальный в этом смысле частотный диапазон. Для конкретных условий он соответствует интервалу от 200 до 500 Гц. Если принять во внимание, что из-за малых потерь на поглощение звука в воде примерно эти же частоты являются оптимальными для достижения больших ДО [1], то указанные частоты можно считать принципиально пригодными для удовлетворения требований, предъявляемых к СПН. К сказанному надо добавить, что, судя по работе [8], пространственная избирательность вертикальной излучающей антенны должна быть довольно высокой – порядка единиц градусов. Размеры антенны, рабочие частоты, количество преобразователей при заданной глубине моря должны быть в правильном для дальнего обнаружения соответствии. При выполнении этих условий поле зондирующего сигнала эффективно отжимается от дна и поверхности и, как следствие, имеет меньшие потери и уровень реверберации. В [8] утверждается, что, начиная с некоторых расстояний, реверберация уходит под окружающий шум.

В последнее время значительное внимание уделяется экспериментальным исследованиям, связанным с работой вертикально развитых трансиверов на мелководье. Начиная с 1996 г., проводятся эксперименты по фокусировке и изучению когерентности поля на различных частотах [9]. Используется трансивер длиной 77 м., состоящий из 24 преобразователей.

Требование больших ДО для СПН одной стороны и сильная изменчивость океанологических условий в мелком море с другой породили проблему адаптации ГАС в реальном времени и конкретном месте к изменяющимся условиям распространения. [10]. Для гидроакустического излучателя это адаптация к каналу пространственно-частотных характеристик, для приемника это согласованная пространственно-временная обработка сигналов. Решение этих задач видится на пути объединения процедур подводного наблюдения и томографии. Другой путь это объединение инструментария оперативной океанографии и подводного наблюдения [10]. В последнем случае совместно с акустическими элементами СПН предполагается использовать гидрофизические датчики и базы данных по грунтам. Данные от этих датчиков ассимилируются высокоразрешающими океанологическими моделями, осуществляющими оценку и прогноз в реальном времени состояния морской среды. Выходные данные океанологического моделирования являются входными для акустического моделирования. Последнее, как правило, основывается на параболическом приближении решения волнового уравнения [10].

Среди возможных схем построения СПН в [10] особо выделена мультистатическая (МС). Другие схемы являются частными случаями МС. К особенностям МС относят следующие [10].

1. Возможно достижение контроля больших по площади акваторий путем создания распределенных полей множеств излучателей и приемников.
2. Имеет место существенное ограничение возможности для ПЦ быть скрытной.
3. С учетом того, что автономные элементы СПН отделены от своих обитаемых платформ, повышается безопасность последних.
4. МС построения СПН лишает ПЦ возможности использовать эффект Доплера, так как положения приемников остаются для нее неизвестными.
5. По сравнению с моностатической гидролокацией для МС требуются, в общем, пониженные уровни излучения зондирующих сигналов.

МС рассматривается как пригодная и для развертываемых позиционных, и для мобильных систем. В обоих случаях в качестве излучателей предлагаются вертикальные антенны в качестве приемников – различные по геометрии. В [11] приводится информация об испытаниях оптимизированной под условия мелкой воды мультистатической развертываемой системы DUSS. Мобильные системы в качестве приемников используют, как правило, буксируемые горизонтальные антенны.

Литература

1. G.D.Tyler. The Emergence of Low-frequency active acoustics as a critical antisubmarine warfare technology.- John Hop. APL Tech. Digest, v.13, n.1, 1992, pp.145-159.
2. T.Stephanick. Strategic Antisubmarine Warfare and Naval Strategy.-Lexington Books, D.C. Heath and Company, Lexington, Mass. 1987
3. T.B.Curtin, R.A.Benson. ONR Program in Underwater Acoustic Communication // Sea Technology, May, 1999, pp. 17-27.
4. J.H. Dalton. Forward...From the Sea, Naval Institute Proceed., Dec.1994, pp 46-49
5. В.Константинов. Военно-морские силы США – курс в 21 век // ЗВО, №8, 1999.
6. D.F.Gingrass. Backscatter reduction through single mode excitation // Proc. of the 2-nd European Conf. on Underwater Acoustics, v.1, 1994, pp. 95-100.
7. Naval Forces. Int. Forum for marit. Power, SACLANTCEN, Monch Publ. Gr,1995.
8. M.R. Denney. LFAS in shallow water.- UDT Pacific 98, 1998, pp. 45-46.
9. W.A.Kuperman, W.S.Hodgkiss, H.C.Song. Phase Conjugation in the ocean: Experimental Demonstration of an acoustic time-reversal mirror // JASA, 103(1), 1998.
10. Technology for the United States Navy and Marine Corps, 2000-2035: Becoming a 21-st Century Force; v.7: Undersea Warfare. 1997.
11. L.Mozzone, S.Bongi. Localization and Fusion of Echoes with Deployable Multi-static Active Sonar: Elevation of feasibility using experimental Data. // Proc. of the 4-th Europ. Conf. on Underwater Acoust., Rome, 1998, pp. 927-931.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЛЕКТИВНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ И ПРИЕМА ВОЛНОВОДНЫХ МОД В МЕЛКОМ МОРЕ

А.Г.Лучинин, А.И.Хилько, В.Н.Лобанов, Б.Н.Боголюбов, П.И.Коротин,
А.А.Стромков, Б.М.Салин, О.Ю.Климин, А.Ю.Перминов, В.И.Рылов,
В.Б.Быстрынов, В.А.Тютин, А.С.Чашин, А.В.Циберева, А.Я.Балалаев,
В.А.Кондрашов, Е.Н.Мухин, А.Ф.Комисаров, А.С.Бармак, В.Ю.Калистратов,
О.Р.Фаизов, П.А.Капустин, Л.А.Рыбенков, С.Ю.Смирнов, Ю.Н.Дубовой,
В.Г.Бурдуковская, А.Д.Соколов

Институт прикладной физики РАН

Для проверки возможностей селективного возбуждения и приема волноводных мод в мелком море были проведены экспериментальные исследования с использованием уникального оборудования, состоящего из вертикальной решетки 16 высокоэффективных низкочастотных излучателей, и набора многоэлементных решеток приемников с высоким динамическим диапазоном. На рис. 1, 2 показаны схемы расположения основных элементов экспериментальной системы. Излучающая

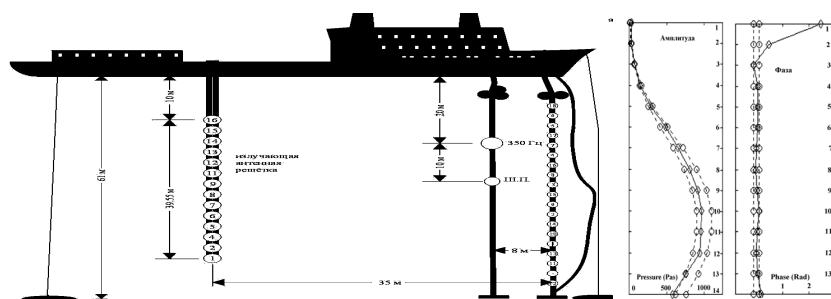


Рис. 1.

решетка опускалась с борта корабля, закрепленного в стационарном положении с помощью трех якорей. Расстояние между отдельными излучателями в решетке составляло 3 м. Решетка располагалась в интервале глубин от 10 до 40 м. Глубина места в точке постановки излучающей антенны составляла 61 м. Излучались сложные импульсные сигналы различной длительности в интервале частот 235 – 255 Гц. При излучении направленных в пространстве импульсов с помощью всей решетки излучателей как целого (согласованное со средой возбуждение сигналов) осуществлялась компенсация мешающего взаимного влияния отдельных излучателей друг на друга через среду. Такая компенсация осуществлялась на основе предварительного измерения взаимного влияния с помощью встроенных в каждый из излучателей акселерометров и формирования соответствующих компенсирующих множителей для всех элементов излучающей решетки (см. рис. 1). Для осуществления согласованного со средой возбуждения волновода, то есть селективного возбуждения волноводных мод, вдоль излучающей решетки формировалось распределение ам-

плитудно- фазовых множителей, соответствующих модам волновода (нужные распределения рассчитывались на основе измерений гидрологии и структуры дна в точке излучения). Осуществлялось возбуждение ряда волноводных мод низких номеров. Эксперименты по возбуждению волноводных мод осуществлялись в районе с глубинами 60 – 70 м. При измерениях наблюдалась типичная летняя гидрология в виде придонного канала распространения с развитым по глубине изотермическим верхнем слоем жидкости и резким слоем скачка параметров (термоклин) в районе глубин 20 – 25 м (рис. 1б). Дно в районе проведения измерений представляло из себя два слоя осадков, располагавшихся на подстилающем полупространстве со следующими акустическими параметрами: плотность осадков $\rho_1 = 1,2 \text{ г/см}^3$, скорость продольных волн $C_{L1} = 1500 \text{ м/с}$, скорость поперечных волн $C_{S1} = 100 \text{ м/с}$, затухание в слое $\delta_1 = 0,06 \text{ дБ/м кГц}$; $\rho_2 = 1,5 \text{ г/см}^3$, $C_{L2} = 1520 \text{ м/с}$, $C_{S2} = 300 \text{ м/с}$, $\delta_2 = 0,2 \text{ дБ/м кГц}$; $\rho_3 = 1,6 \text{ г/см}^3$, $C_{L3} = 1800 \text{ м/с}$, $C_{S2} = 350 \text{ м/с}$, $\delta_3 = 0,03 \text{ дБ/м кГц}$. Две приемных антенны располагались на разных дистанциях от излучающей решетки: первая из них опускалась с борта корабля в точке 1 на удалении 35 м (см. рис. 1а). Вторая, работающая в автономном режиме приемная антенна, была с помощью якоря поставлена на дно и удерживалась в вертикальном положении за счет плавучести. Эта антенна находилась в точке 2, расположенной на удалении 2960 м (антенна МАИК, рис. 2а) и имела следующие параметры: $H = 68 \text{ м}$, $h = 5 \text{ м}$, расстояние между приемниками составляло 1,5 м, в антенне было 32 приемника. Сигнал при измерениях в точке 2 превышал шумы на величину порядка 60 дБ.

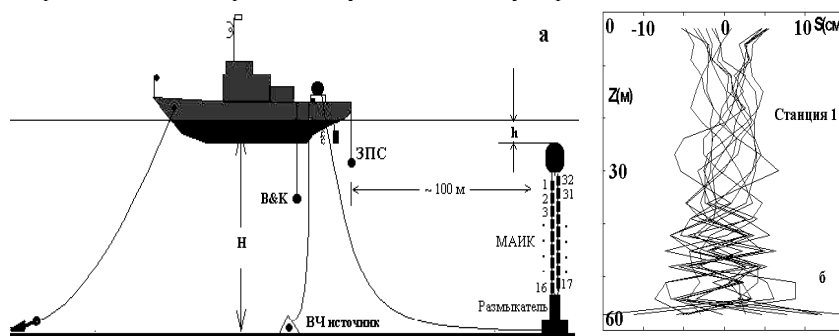


Рис. 2.

В результате экспериментов были получены данные о стабильности расположения излучающих и приемных элементов антенн в морской среде, характеристики стационарности трассы измерений, продемонстрирована эффективность использования вертикально развитых решеток. Были осуществлены эксперименты по излучению направленных импульсов и исследованию их отражения от границ слоев донных осадков. На рис. 2б представлены результаты наблюдения короткопериодных пространственных вариаций отдельных элементов приемной антенны в горизонтальной плоскости. Измерения осуществлялись путем оценки фаз принятых гармонических сигналов, с последующим пересчетом их значений в пространст-

венные вариации при режиме излучения с одним излучателем, находящимся в середине излучающей решетки, а также при формировании первой волноводной моды. Из экспериментально измеренных смещений (каждая из кривых на рис. 2б соответствует реализации смещений, измеренных с интервалом времени 30 сек) следует, что относительное положение приемных элементов и излучателей оказалось достаточно стабильным. Поскольку дисперсия вариаций мала по отношению к используемым длинам волн, такого рода вариации в условиях проводимого эксперимента можно считать пренебрежимо малыми. Другой, более длинопериодный, тип вариаций времен распространения сигналов по трассе распространения между излучающей и приемной решетками, наблюдаемый при измерениях, показан на рис. 3а, в виде отклонения длины трассы от среднего значения за относительно длительный промежуток времени при измерениях на антеннах, расположенных в точках 1 и 2. Хорошо видны временные вариации с характерными периодами порядка 6 – 8 мин, вызванные влиянием внутренних волн.

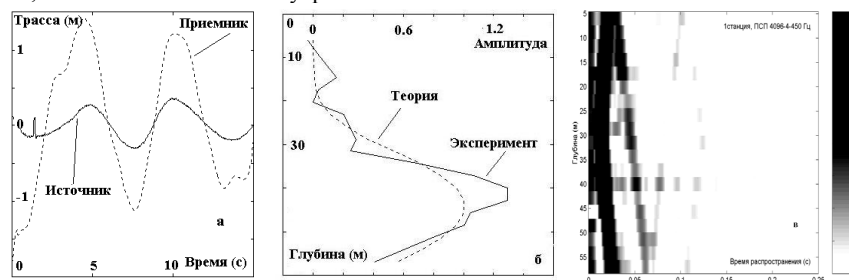


Рис. 3.

Результаты возбуждения 1-ой модой волновода представлены на рис. 3б: пунктиром здесь показано теоретическое распределение поля первой моды вдоль приемной антенны, а сплошной линией – распределение, полученное при измерениях антенной, располагающейся в точке 2. Результирующий уровень паразитного возбуждения мод других номеров составил величину порядка – 15 дБ. На рис. 3в показаны результаты импульсного зондирования структуры осадочных слоев при излучении сложных импульсных сигналов и фазовой модуляцией M -последовательностью. Прием осуществлялся на антенну, располагавшуюся в точке 1. Для каждого из приемных гидрофонов осуществлялось сжатие импульсов с помощью согласованной фильтрации. На приведенных зависимостях времен приходов импульсов от глубины кроме прямой волны, видны фронты волн, отраженных от донной поверхности, а также плотных слоев донных осадков. Приведенные результаты позволяют уточнить структуру осадочных слоев.

Работа сделана при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-31001к и № 00-02-17157).

ФЛУКТУАЦИИ ВРЕМЕН ПРИХОДОВ ЛУЧЕЙ НА ДЛИННЫХ ТРАССАХ В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Л.Вировлянский

Институт прикладной физики РАН

Введение

Звуковой сигнал в акустическом волноводе представляет суперпозицию импульсов, пришедших вдоль отдельных лучей, соединяющих источник и приемник. Времена приходов этих импульсов – времена приходов лучей – являются основными измеряемыми параметрами в ряде схем акустического мониторинга температурных полей океана. Натурные эксперименты в глубоком море свидетельствуют, что в начальной части принятого сигнала, формируемой крутыми лучами, даже на длинных трассах (до 5 тысяч км) удастся разрешить и идентифицировать импульсы, прошедшие вдоль отдельных лучей [1,2].

Этот результат находится в кажущемся противоречии с тем обстоятельством, что присутствие слабых неоднородностей, вызванных внутренними волнами, ведет к лучевому хаосу [3,4]. Однако, как впервые было обнаружено в работе [5] путем численного моделирования, в присутствии слабых мелкомасштабных неоднородностей времена приходов лучей собираются в довольно компактные группы. Каждая такая группа приходов формируется кластером лучей с одинаковыми идентификаторами $\pm J$, где $\pm$ – знак угла выхода луча из источника, а J – число точек заворота траектории. Иначе говоря, все лучи из кластера имеют сходную топологию. Обратим внимание на два момента.

(i) Для близости времен приходов лучей требуется совпадение их идентификаторов (траектории должны иметь одинаковую топологию), но близость траекторий в пространстве вовсе необязательна.

(ii) Времена приходов лучей из данного кластера группируются вблизи времени прихода невозмущенного луча с таким же идентификатором.

В работе кратко изложен метод количественного описания данного явления. Детальное изложение содержится в электронном препринте [6], который можно найти в Интернете на сайте xxx.lanl.gov.

Малые параметры задачи

Для простоты рассмотрим двухмерную среду с координатами r (дистанция) и z (глубина). Поле скорости звука $c(r,z)$ представим в виде суммы плавного профиля $c_0(z)$ и малого возмущения $\delta c(r,z)$, «ответственного» за возникновение лучевого хаоса. Лучевые траектории задаются уравнениями Гамильтона в эквивалентной механической системе с гамильтонианом $H = -\sqrt{c^{-2}(r,z) - p^2}$, где $p = \sin \chi / c$ – аналог механического импульса, χ – угол скольжения луча. Представим H в виде $H = H_0 + V$, где H_0 – невозмущенная функция Гамильтона (с заменой c на c_0), а $V \approx \delta c / c_0^2$ – малое возмущение. Анализ времен приходов лучей (время прихода лу-

ча – полный формальный аналог механического действия [3,4]) удобно вести в терминах канонических переменных действие-угол (I, θ) . Переход к этим переменным осуществляется по стандартным формулам [4,6]. Не приводя их здесь, мы лишь отметим, что угловую переменную θ можно интерпретировать как фазу осциллирующей лучевой траектории. На каждом цикле осцилляций (например, на участке между двумя последовательными минимумами) ее значение меняется ровно на 2π . Переменная действия I определяет амплитуду и период осцилляций. Невозмущенный гамильтониан H_0 не зависит ни от r , ни от θ , а его производная $dH_0(I)/dI = \omega(I)$ является пространственной частотой осцилляций невозмущенной траектории луча.

Наша теория возмущений основана на существовании двух малых параметров задачи. Это

$$\mu = \frac{\delta c}{c}, \quad \nu = \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dI} \overline{\Delta I}, \quad (1)$$

где символ $\overline{\Delta I}$ означает среднеквадратичную амплитуду флуктуаций переменной действия. Малость μ просто отражает слабость возмущения. Дополнительное условие $\nu \ll 1$ означает малость флуктуаций действия по сравнению с характерным масштабом плавной функции $\omega(I)$, определенной невозмущенным профилем скорости звука. Малости флуктуаций I по сравнению с начальным значением этой переменной при $r=0$ не предполагается.

Приближенная формула для разности времен приходов лучей

Наличие малых параметров (1) позволяет получить неожиданно простую формулу для разности времен приходов возмущенного и невозмущенного лучей, соединяющих источник и приемник, и имеющих одинаковые идентификаторы. Иначе говоря, траектории сравниваемых лучей имеют одинаковую топологию. Приближенное выражение для искомой разности времен Δt получено в [6]:

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2, \quad (2)$$

$$\Delta t_1 = \frac{1}{2} \frac{d\omega(I_0)}{dI_0} \int (I - I_0)^2 dr, \quad \Delta t_2 = \int \frac{\delta c}{c_0^2} dr.$$

Здесь I и I_0 – переменные действия возмущенного и невозмущенного лучей, соответственно, а Δt_2 вычисляется интегрированием вдоль возмущенного луча.

В ситуации, когда неоднородности среды обусловлены случайными внутренними волнами со статистикой, заданной спектром Гарретта-Манка, $\langle (I - I_0)^2 \rangle \approx Dr$, где D – константа, а угловые скобки означают статистическое усреднение [6]. Отсюда следует, что Δt_1 растет с дистанцией как r^2 .

Величина второй составляющей Δt_2 растет с дистанцией по закону $r^{1/2}$. Эта компонента дает известную оценку вариаций времен приходов лучей на коротких трассах, где возмущение еще не успевает вызвать заметной деформации траектории, [7].

Разброс и смещение времен приходов кластеров хаотических лучей

Дисперсия суммы $\Delta t_1 + \Delta t_2$ определяет разброс времен приходов для кластера хаотических лучей с одинаковой топологией. На коротких трассах определяющую роль играет Δt_2 , а на длинных трассах (порядка 1000 км) доминирует Δt_1 . В глубоководных акустических волноводах производная $d\omega/dl$ всегда отрицательна, то есть для всех лучей $\Delta t_1 < 0$. Поэтому на длинных трассах слабое возмущение вызывает не только флуктуации времен приходов лучей, но и их систематический сдвиг по сравнению с невозмущенными лучами с такой же топологией.

На длинных трассах в каждый кластер входит огромное количество лучей. Траектории этих лучей могут сильно расходиться в пространстве, но времена их приходов (времена пробега импульсов вдоль лучей) оказываются удивительно близки. Поэтому импульсы, приходящие по отдельным лучам из заданного кластера, как правило, не разрешаются и каждому кластеру можно поставить в соответствие приход «суммарного» звукового импульса. Время прихода такого импульса близко времени прихода соответствующего невозмущенного луча. Разности времен приходов соседних крутых лучей всегда больше аналогичных величин для пологих лучей. Поэтому приходы импульсов, формируемых кластерами крутых лучей, обычно разрешаются. Именно они формируют относительно стабильное начало принимаемого сигнала.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (код гранта 00-02-17409).

Литература

1. P. F. Worcester et al. // J. Acoust. Soc. Amer., 1999, т. **105**, № 6, с. 3185.
2. B. D. Dushaw et al. // Journal of Oceanic Engineering, 1999, т. **24**, № 2, с. 202.
3. J. Simmen, S. M. Flatte, G.-Yu Wang. // J. Acoust. Soc. Amer., 1997, т. **102**, № 1, с. 239.
4. С. С. Абдуллаев, Г. М. Заславский. // УФН, 1991, т. **161**, № 8, с. 1.
5. D. Tappert and X. Tang. // J. Acoust. Soc. Amer., 1996, т. **99**, № 1, с. 185.
6. A. L. Virovlyansky. nlin.CD/0012015.
7. Flatte et al. Sound transmission through a fluctuating ocean. -Cambridge: Cambridge University Press, 1979.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕДАТОЧНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК НЕОДНОРОДНОГО ПО ТРАССЕ ОКЕАНИЧЕСКОГО
ВОЛНОВОДА**

Г.А.Шаронов, Б.В.Кержаков, В.В.Кулинич, В.А.Лазарев

Институт прикладной физики РАН

Введение

При проведении исследований интерференционных явлений, возникающих при распространении широкополосного звука в океаническом волноводе, обычно используется аналогия между волновыми и колебательными системами и задача исследования интерференции звука в океане сводится к задаче о прохождении сигналов через линейный фильтр, которым является среда распространения звука [1]. Передаточные функции среды в общем случае зависят от координат точек излучения и приема, стратификации, свойств дна и других параметров, которые могут изменяться во времени. В зависимости от способа возбуждения волновода (тональными, импульсными или шумовыми сигналами) могут быть измерены частотные или импульсные передаточные функции волновода при изменении одного из параметров канала распространения, например расстояния между источником излучения и приема.

Эксперимент. Результаты моделирования

Измерения передаточных характеристик низкочастотного звука проводились в акватории центральной части Баренцева моря в районе с глубинами 230-360 м на линейных трассах длиной до 200 км. Измеренный профиль скорости звука был типичным для придонного волновода, мелководных условий и летнего времени (рис.1). В данном эксперименте в качестве источника импульсного широкополосного низкочастотного звука использовался пневмоакустический буксируемый излучатель. Энергетический спектр излучаемого импульсного сигнала находился в диапазоне частот (5 – 250) Гц и имел максимум на частотах (10-20) Гц. Глубина источника составляла $Z_i=15$ м при скорости буксировки течений ~ 2 м/с. Прием акустических сигналов осуществлялся на глубине $Z_r=305$ м ненаправленным гидрофоном автономной донной станции в полосе частот до 140 Гц.

В ходе эксперимента производился эхолотный промер дна и сейсмоакустическая съёмка структуры донных осадков вдоль трассы буксировки излучателя. На основании данных батиметрии дна моря и сейсмических измерений структуры донных осадков исследуемый неоднородный по трассе волновод (Рис.1) может быть условно представлен в виде водного слоя, верхнего слоя переменной толщины, мелового слоя и полупространства коренных пород.

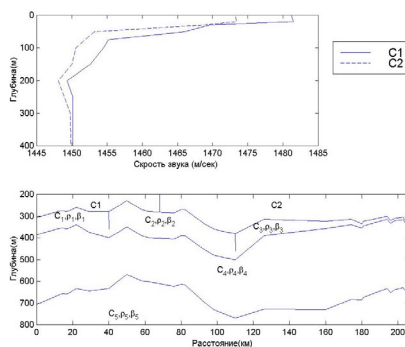


Рис.1

Для получения данных об особенностях передаточных частотных характеристик акустического поля в неоднородном по трассе волноводе был выполнен спектральный анализ принятых импульсных сигналов при движении источника широкополосного звука. Рис.2. показывает наличие тонкой интерференционной структуры широкополосного звука в неоднородном волноводе в координатах “частота-дистанция”. Обычный вид структуры поля, свойственный мелководному слоистому волноводу с жидким слоем, лежащем на упругом полупространстве наблюдается на частотах более 25 Гц на расстояниях до 80 км. При этом имеет место довольно четкая структура интерференционных линий с наклоном, медленно изменяющимся с расстоянием. На низких частотах в диапазоне (5-25) Гц, начиная с расстояний 20 км, параметры интерференционной структуры существенно отличаются. На частоте около 10 Гц наклон линий экстремальных значений интенсивности поля изменяется в зависимости от частоты значительно быстрее, изменяя при этом даже знак. Их появление объясняется влиянием донных слоев. На дистанциях больших 80 км в полосе частот (5-20) Гц появляется дополнительная структура интерференционных кривых, которая является “зеркальным отображением” структуры, предшествующей ранее. Эта структура четко наблюдается со стабильным смещением к более высоким частотам с увеличением расстояния от 80 до 120 км. Формирование данной структуры может качественно быть интерпретировано как эффект более глубоких слоев донных осадков, которые образуют волноводный канал распространения по аналогии с каналом в глубоком море. Целью численного моделирования было выявление закономерностей формирования интерференционной структуры акустического поля и ее особенностей в условиях неоднородного волновода. Вычисление характеристик акустического поля было выполнено с использованием метода связанных мод. Были выполнены расчеты интерференционной структуры акустического поля на низких частотах (5-35) Гц на дистанциях (20-125) км и проведено сравнение их с результатами обработки данных эксперимента (Рис.2). В этом случае, хотя и имеется удовлетворительное соответствие данных на частотах выше 20 Гц, экспериментальная интерференционная структура отличается

от модельной в полосе частот (5-20) Гц. Для изучения формирования акустического поля на различных расстояниях в неоднородном волноводе длиной 200 км было проведено исследование модового состава и дисперсионных характеристик волновода путем измерения частотно-временных распределений энергии принятых импульсных сигналов и путем моделирования. На рис.3. представлены результаты текущего спектрального анализа сигналов. Нетрудно видеть, что на низких частотах до 40 Гц модовый состав может быть выделен во всем диапазоне расстояний. Количество наблюдаемых мод изменяется на различных участках трассы.

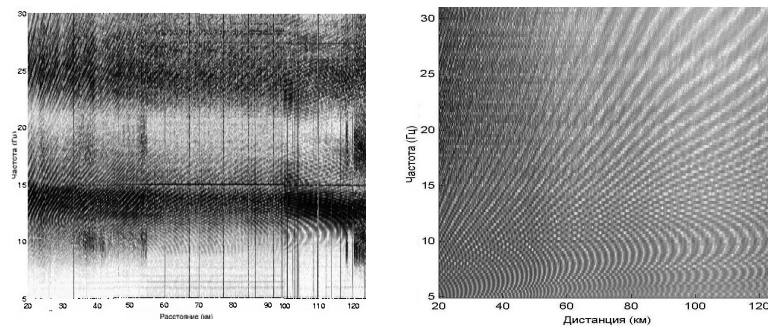


Рис.2

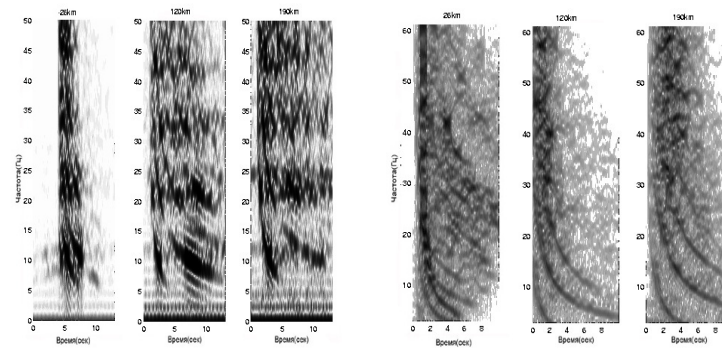


Рис.3

Литература

1. Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А. Интерференция звуковых волн в океане. Владивосток: Дальнаука, 1998, 196с.

ФЛУКТУАЦИИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ В ПРИСУТСТВИИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН И ДВИЖУЩИХСЯ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

В.А.Григорьев, Б.Г.Кацнельсон, С.А.Переселков, В.Г.Петников¹⁾

Воронежский государственный университет,

¹⁾ Научный центр волновых исследований Института общей физики РАН

Введение

Ввиду своего важного прикладного значения исследование дифракции звуковых волн в плоскостойких волноводах является одним из актуальных направлений развития волновой теории. Однако в большинстве случаев (см. например [1,2]), задача дифракции на различных телах решалась без учёта случайных распределённых неоднородностей среды, изменяющихся с течением времени. Исключение составляет работа [3], где впервые рассмотрена статистическая задача о коротковолновой дифракции акустического поля в глубоководном океаническом волноводе. Однако в этой работе не проанализированы статистические характеристики полного звукового поля P в точке приёма при движении рассеивающего тела. ($P=P_0+P_s$, P_0 - прямое падающее поле, P_s - рассеянное поле.) Отметим, что флуктуации поля P обусловлены как вариациями величины P_s , связанными с движением рассеивателя, так и изменениями P_0 и P_s , вызванными флуктуациями параметров среды. Настоящая работа посвящена такому анализу. В ней рассмотрено решение задачи дифракции в присутствии внутренних волн (ВВ), характерных для мелководья.

Постановка задачи

Пусть волновод образован водным слоем с квадратом показателя преломления:

$$n^2(\mathbf{r}, z, t) = n_0^2(\mathbf{r}, z) + \mu(\mathbf{r}, z, t), \quad \text{где}$$

$n_0^2(z)$ соответствует средней стратификации слоя, описываемой скоростью звука $c(z)$ и плотностью $\rho(z)$, а μ - изменению его акустических свойств, вызванному ВВ, z - глубина, $\mathbf{r}$ - радиус вектор в горизонтальной плоскости

Водный слой ограничен по глубине свободной поверхностью $z=0$ и однородным дном $z=H=60\text{м}$, с плотностью 2г/см^3 и квадратом показателя преломления $n_1^2 = n_0^2(1 + i\alpha)$, $n_0=0.829$, $\alpha=0.02$. Предположим, что тональный источник с частотой излучения 300Гц располагается в точке с координатами $(0,0,z_0)$, а приёмник на расстоянии 10км в точке $(x_r,0,z_r)$ (См. рис.1). Акустическую трассу между источником и приёмником звука посередине пересекает рассеиватель, мягкий сфероид дли-

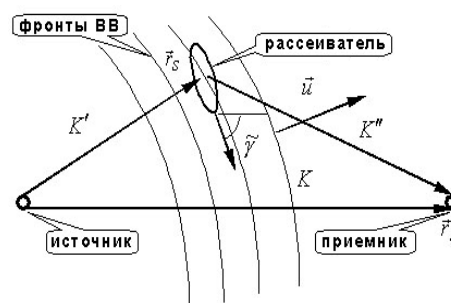


Рис. 1

ной 10м, и диаметром 3м (модель серого кита). Скорость звука в теле сфероида 1540м/с, его плотность 1.05г/см³. Изменение в пространстве и времени величины μ определяется следующим соотношением: $\mu(\mathbf{r}, z, t) = 2QN^2\zeta(\mathbf{r} - \mathbf{u}t, z)$. Здесь N - частота плавучести, $Q = 2.4\text{с}^2/\text{м}$ константа, определяемая свойствами воды, $\mathbf{u}$ - скорость движения ВВ, $\zeta(\mathbf{r} - \mathbf{u}t, z)$ - вертикальные смещения, вызванные ВВ. Для моделирования использовались реализации ζ , зарегистрированные в Японском море [4].

Методика расчётов

Звуковое поле в волноводе, нерегулярном из-за ВВ, можно представить как сумму взаимодействующих мод:

$$P(r, z) = \sqrt{\frac{i}{8\pi}} \sum_m^M \frac{C_m(r) \psi_m(r, z)}{\sqrt{q_m r}} \exp \left(i \int_{(K)} q_m(r') dr' \right).$$

Здесь ψ_m и $\xi_m = q_m + \gamma_m/2$ - собственные функции и собственные значения краевой задачи. Амплитуды C_m определяются уравнением взаимодействующих мод с начальными условиями на источнике для поля P_0 и поля падающего на рассеиватель и начальными условиями для P_s , определяемыми из решения задачи дифракции [2]:

$$\frac{dC_m}{dr} = -\frac{\gamma_m}{2} C_m + i \sum_{l=1}^M C_l V_{ml}(r) \exp \left(i \int_0^r (q_m(r') - q_l(r')) dr' \right),$$

$$\text{где} \quad V_{ml}(r) = \frac{k^2}{2\sqrt{q_l q_m}} \int_0^\infty \frac{\rho}{\rho(z)} \psi_m(r, z) \mu(r, z) \psi_l(r, z) dz.$$

Для нахождения P_0 уравнения взаимодействующих мод интегрируются от источника до приемника, вдоль прямой K . Для нахождения падающего и рассеянного полей интегрирование ведётся соответственно вдоль линий K' и K'' (см. рис.1).

Результаты численных экспериментов

Результаты расчётов для глубины приёма 25 м показаны на рис. 2. На рис. 2а-в приведена зависимость от времени величины $dP_s = |P_s + \bar{P}_0| - |\bar{P}_0|$, где $\bar{P}_0$ среднее за время численного эксперимента значение прямого поля. Рис. 2г-е демонстрирует вариации $dP_1 = |P_s + P_0| - |\bar{P}_0|$. Рис. 2а,г соответствует ситуации, когда ВВ отсутствуют, рис. 2б,д отвечает продольному распространению ВВ и рис. 2в,е поперечному. Как видно на рис., ВВ оказывает существенное влияние на флуктуации прямого и рассеянного звуковых полей, причём при поперечном распространении это воздействие заметно больше. Существенно, что при поперечном распространении и частота флуктуаций оказывается выше. В целом флуктуации P_0 оказываются настолько велики, что на их фоне вариации амплитуды принимаемого сигнала, связанные с движением рассеивателя, практически незаметны (см. рис. 2д-е).

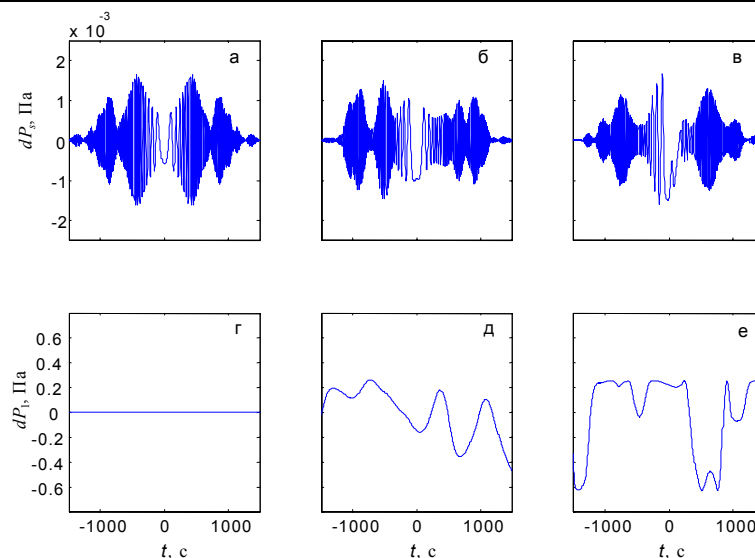


Рис.2

Заключение

Полученные результаты свидетельствуют о значительном влиянии ВВ на рассеянное поле даже при небольших (несколько километров) расстояниях источник-приёмник и источник-рассеиватель. При мелководном волноводе это влияние зависит не только от амплитуды ВВ, но и от направления их движения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 99-02-17671, 00-05-64752, 02-02-16509).

Литература

1. Горский С.М., Зверев В.А., Хилько А.И. Особенности дифракции акустических полей на пространственно-локализованных неоднородностях в волноводах океанического типа // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Под ред. В.А. Зверева // Н. Новгород: ИПФ АН СССР, 1991, С.82-114.
2. Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Кузькин В.М., Петников В.Г. Особенности дифракции акустических волн в стратифицированных звуковых каналах // Акуст. Журн., 2001, Т.47, №1, С.44-51.
3. Вдовичева Н.К., Сазонтов А.Г., Хилько А.И. Дифракция акустического поля на рассеивателе в случайно-неоднородном океане // Акуст. журн., 1998, Т.44, №2, С.181-191.
4. Кацнельсон Б.Г., Пересёлков С.А., Петников В.Г., Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. Акустические эффекты, обусловленные интенсивными внутренними волнами на шельфе // Акуст. Журн., 2001, Т.47, №4, С.494-500.

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА ТЕЛЕ, РАСПОЛОЖЕННОМ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ВОЛНОВОДА

В.А.Григорьев, Б.Г.Кацнельсон

Воронежский государственный университет

Введение

Задача о рассеянии звуковых волн на объекте соответствует отысканию поля (решения уравнения Гельмгольца) заданного источника, удовлетворяющего граничным условиям на поверхности рассеивателя и границах волновода. В данной работе предложен общий формализм, позволяющий учесть влияние возможной близкой к рассеивателю границы. В рамках постановки нашей задачи это соответствует близости рассеивателя к поверхности или дну океанического волновода.

Основные соотношения

Пусть источник **И** с мощностью W расположен в точке с радиус-вектором $\mathbf{R}_0$: $r = 0, z = z_0$, рассеиватель V находится на большом (по сравнению с его размерами) расстоянии от источника (Рис.1). Приемник **П** находится в точке $\mathbf{R}$ также на большом расстоянии. Свяжем с рассеивателем систему отсчета с центром в точке $\mathbf{R}_s = (r_s, z_s)$. Выбор этой системы определяется симметрией задачи, в частности точка $\mathbf{R}_s$ может находиться, как внутри рассеивающего тела. Будем считать границу волновода $z = 0$ абсолютно мягкой, а границу $z = H$ импедансной, например характеризуемой параметрами c_1, ρ_1, α . Скорость звука и плотность в водном слое $c(z), \rho$. Считая рассеиватель, неоднородностью, достаточно резко отличающуюся от окружающей среды скоростью звука и плотностью, можно искать поле вне и внутри рассеивателя, сшивая затем эти решения на границе. В этом случае уравнение для определения поля имеет вид:

$$[\Delta + K^2(\mathbf{R})]P(\mathbf{R}) = -A\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0), \quad (1)$$

где

$$A = \sqrt{8\pi\rho c W}, \quad K^2(\mathbf{R}) = \begin{cases} k^2(z), & \mathbf{R} \notin V \\ k^2(z) + \delta k^2(\mathbf{R}), & \mathbf{R} \in V \end{cases}, \quad (2)$$

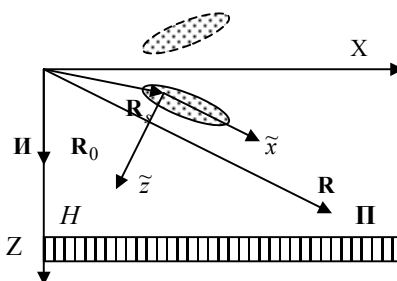


Рис.1

кроме граничных условий на дне и поверхности, необходимо удовлетворить граничным условиям на поверхности рассеивателя, которые для краткости будем записывать в виде $[P]_{\mathbf{R} \in S}$.

Основной подход в задачах рассеяния состоит в разделении звукового поля на «падающее» и «рассеянное»:

$$P(\mathbf{R}) = P_i(\mathbf{R}) + P_s(\mathbf{R}), \quad P_i(\mathbf{R}) = AG(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0), \quad |P_s| \ll |P_i|, \quad (3)$$

где $G(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0)$ - функция Грина задачи без рассеивателя.

Если представить падающее поле в виде разложения по модам $\psi_m(z)$ (собственные значения $q_m + i\gamma_m/2$) с амплитудами $b_m(r)$, можно получить модальное разложение для рассеянного поля

$$P_s(\mathbf{R}) = \sqrt{\frac{i}{8\pi}} \sum_{\mu} a_{\mu}(r_s) \psi_{\mu}(z) \frac{\exp[iq_{\mu}|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s| - \gamma_{\mu}/2|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|]}{\sqrt{q_{\mu}|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}} \quad (4)$$

где

$$a_{\mu}(r_s) = \sum_m S_{\mu m} b_m(r_s) \quad (5)$$

$$S_{\mu m} = 4\pi [a_{\mu}^+ a_m^+ T(\mathbf{k}_m^+, \mathbf{k}_{\mu}^-) + a_{\mu}^+ a_m^- T(\mathbf{k}_m^-, \mathbf{k}_{\mu}^-) + a_{\mu}^- a_m^+ T(\mathbf{k}_m^+, \mathbf{k}_{\mu}^+) + a_{\mu}^- a_m^- T(\mathbf{k}_m^-, \mathbf{k}_{\mu}^+)]$$

$$T(\mathbf{k}_{\alpha}, \mathbf{k}_{\beta}) = \frac{1}{4\pi} \int_V v(\mathbf{k}_{\alpha}, \tilde{\mathbf{R}}) e^{-i\mathbf{k}_{\beta} \tilde{\mathbf{R}}} d\tilde{\mathbf{R}}, \quad a_m^{\pm} = \frac{1}{2} \left[\psi_m(z) \pm \frac{d\psi_m/dz}{i\sigma_m} \right]_{z=z_s}, \quad \mathbf{k}_m^{\pm} = (\mathbf{q}_m, \pm\sigma_m)$$

а функции $v(\mathbf{k}, \mathbf{R})$ являются решением интегрального уравнения

$$\left[e^{i\mathbf{k}\tilde{\mathbf{R}}} + \int_V v(\mathbf{k}, \mathbf{R}) G(\mathbf{R}_s + \tilde{\mathbf{R}}, \mathbf{R}) d\mathbf{R} \right]_{\tilde{\mathbf{R}} \in S} \quad (6)$$

Таким образом, рассеянное поле определяется тем приближением, которое мы будем использовать для функции Грина при решении интегрального уравнения (6). Если рассеиватель расположен далеко от границы и среду можно читать однородной в пределах рассеивателя, то в качестве функции Грина можно взять таковую для свободного пространства. Функция $T(\mathbf{k}_{\alpha}, \mathbf{k}_{\beta})$ является в этом случае амплитудой рассеяния объекта.

Если объект находится вблизи, например верхней (абсолютно мягкой) границы, то в качестве функции Грина возьмем выражение:

$$G(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \frac{\exp[ik_s|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|]}{4\pi|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|} - \frac{\exp[ik_s|\mathbf{R} - \mathbf{R}' + 2\mathbf{e}_z\tilde{z}|]}{4\pi|\mathbf{R} - \mathbf{R}' + 2\mathbf{e}_z\tilde{z}|}. \quad (7)$$

В этом случае матричные элементы $S_{\mu m}$ выражаются через амплитуду рассеяния $F(\mathbf{k}_{\alpha}, \mathbf{k}_{\beta})$ системы, состоящей из объекта и его изображения (см. рис.1) в пустом пространстве:

$$S_{\mu m} = 4\pi a_{\mu}^+ a_m^+ [F(\mathbf{k}_m^+, \mathbf{k}_{\mu}^-) - F(\mathbf{k}_m^-, \mathbf{k}_{\mu}^-)]. \quad (8)$$

Численные результаты

В качестве примера объекта, расположенного вблизи верхней границы, возьмем плоский прямоугольный горизонтальный экран $D \times L$. (L – поперечный размер). Параметры задачи взяты следующие: $H = 60$ м, $c = 1500$ м/с, $z_0 = 5$ м; $z_r = 5$ м,

$D = 30$ м; $L = 10$ м; $f = 500$ Гц; $W = 100$ Вт, $r_s = r - r_s = \frac{r}{2} = 5$ км; $c_1 = 1700$ м/с;

$\rho_1/\rho = 1,8$, $\alpha = 0,01$. Амплитуда рассеяния «двойного» объекта, состоящего из экрана и его изображения рассчитана в приближении Кирхгофа. Диаграмма рассеяния в пустом пространстве такой системы показана на рис.2, где справа приведена диаграмма рассеяния без учета взаимодействия (то есть в предположении, что объект и его изображение рассеивают независимо). Стрелка показывает направление волнового вектора падающей плоской волны.

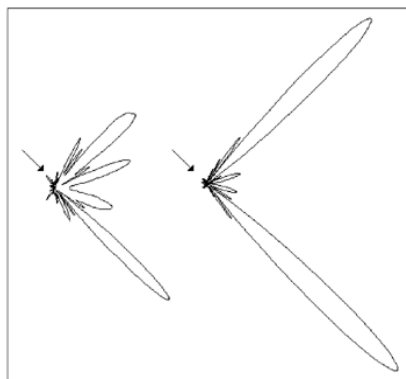


Рис.2

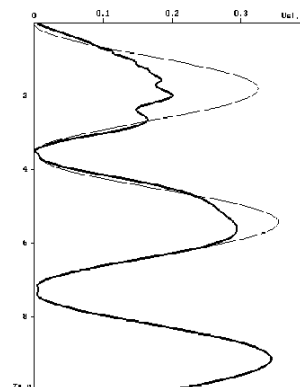


Рис.3

На рис.3 показана амплитуда рассеянного поля в точке приема (амплитуда отложена вдоль горизонтальной оси) в зависимости от глубины рассеивателя (отложена вдоль вертикальной оси) с учетом взаимодействия рассеивателя и изображения (многократного рассеяния) – жирная линия, и без учета – тонкая линия. Видно, что по мере приближения к границе роль взаимодействия возрастает. Характерное расстояние взаимодействия можно оценить. Именно «критическое» расстояние для приведенной модели $d_c \sim \frac{\pi D(2l+1)}{kH}$, где l – номер энергонесущей моды. В нашем случае имеется 2-3 распространяющиеся моды, вносящие заметный вклад в поле и, следовательно, $d_c \approx 4$ м.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта VZ –010-0 Минобразования РФ и US CRDF.

**ЛАБОРАТОРНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ ВОЛН В ПРИРОДНЫХ
ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ**

С.Н.Гурбатов, С.А.Егорычев, В.В.Курин, Л.М.Кустов, Н.В.Прончатов-Рубцов

Нижегородский госуниверситет

На кафедре акустики ННГУ для исследований распространения звука в океанической среде широко используется так называемый метод лабораторного физического моделирования [1]. За более чем пятидесятилетнюю историю работ в этой области был накоплен богатый опыт в изучении распространения, рассеяния и дифракции звуковых волн в условиях глубокого и мелкого моря, в однородных и неоднородных по трассе волноводах с различными типами ограничивающих поверхностей (включая границы, моделирующие взволнованную поверхность, донные отложения железно-марганцевых конкреций и др.). С середины 80-х годов этот метод успешно применяется при исследовании нелинейных эффектов, проявляющихся при подводном распространении мощных акустических волн.

Таким образом, акустический комплекс, созданный на кафедре акустики Нижегородского университета, позволяет проводить уникальные экспериментальные исследования в области физической гидроакустики в строго контролируемых лабораторных условиях. Перечислим ряд задач, решаемых на данной экспериментальной установке:

- исследование нелинейной генерации и рассеяния акустических волн в однородном пространстве, а также в условиях волноводного распространения [2];
- разработка новых методов акустического зондирования океана [3];
- исследование рассеяния и дифракции звуковых волн на плавных и дискретных неоднородностях среды [4];
- физическое моделирование процессов распространения низкочастотного звука в океанической среде [5];
- разработка методов акустической диагностики характеристик подстилающих поверхностей мелководных океанических волноводов [6];

и ряд других.

Вопросы тождественности физических процессов распространения звука в натурных и лабораторных условиях весьма подробно обсуждены в работе [7] и в данном сообщении затрагиваться не будут.

Физическое моделирование проводится в гидроакустических ваннах с заглушенными стенками (в диапазоне частот от 100 кГц до 3 МГц). Использование различных подложек позволяет моделировать некоторые типы ограничивающих (подстилающих) поверхностей. Обработка экспериментальных данных основана на использовании спектрального анализа принимаемых сигналов и проводится в реальном масштабе времени на персональном компьютере.

В качестве примера приведем описание одной из задач - работу экспериментальной установки, модифицированной для задач селекции нормальных волн в мелководных волноводах типа Пекериса [2].

Эксперименты по исследованию модового состава поля, возбуждаемого параметрическими излучателями в модельном гидроакустическом волноводе, проводятся в лабораторной ванне (длиной 500 см, шириной 65 см и глубиной 55 см), в которой установлено подвесное дно с резиновым покрытием. С помощью винтов верхнюю границу резинового слоя (толщиной 4 см) можно позиционировать относительно поверхности жидкости с точностью установки глубины $\Delta h = 2$ мм. Колебания толщины резинового слоя составляют порядка $\delta h_{\max} = 0,5$ мм. Волновод представляет собой плоский однородный водный слой толщиной $h = 38 \pm 1$ мм со скоростью звука $c = 1468$ м/с, лежащий на толстом слое резины с плотностью $\rho_r = 1,13$ г/см³, скоростью продольных волн $c_r = 1778$ м/с и тангенсом угла потерь $\alpha = 0,28$. Сравнение результатов предыдущих экспериментов, выполненных на той же установке, с результатами численного счета убедительно показывают, что двухслойный волновод достаточно хорошо описывается в рамках модели Пекериса. При построении математической модели, слоистое резиновое дно заменяется эффективным жидким полупространством, скорость звука в котором, равна продольной скорости звука в резине, а наличие сдвиговых волн в резине учитывается введением добавки к коэффициенту затухания.

Упрощенная блок-схема установки, работающая в параметрическом режиме, изображена ниже. На этом же рисунке изображено взаимное расположение излучателя и приемника при проведении экспериментов.

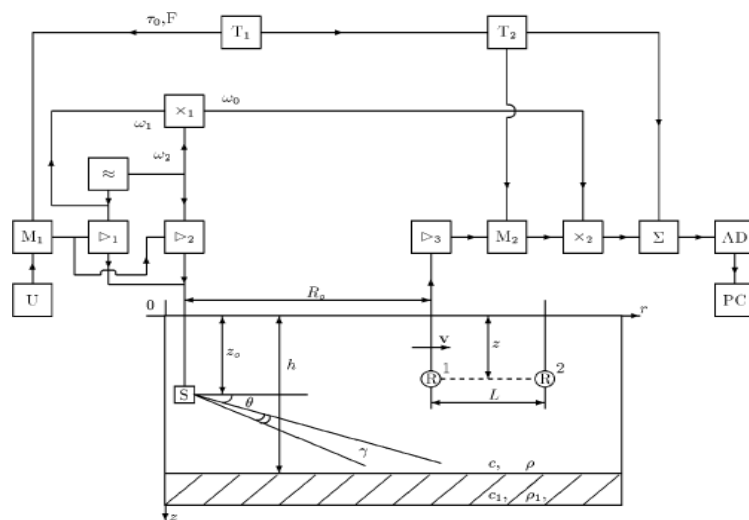


Рисунок 1.

Пьезокерамический преобразователь накачки (S) представлял собой круглый поршневой излучатель диаметром $2a = 2,0$ см. Центр апертуры излучателя в этом и во всех последующих экспериментах находился на глубине $z_0 = 19$ мм, то есть в середине водного слоя. Устройство штанги, на которой был закреплен излучатель, позволяло не только позиционировать его по глубине (ошибка установки не более 1 мм), но и ориентировать ось излучения ПИ в вертикальной плоскости (угол Θ на рисунке) с точностью не хуже 1° .

На излучатель подавался бигармонический сигнал с частотами $f_1 = 3,2$ МГц и $f_2 = 3,0$ МГц. Для определения режима преобразователя накачки были проведены предварительные эксперименты в неограниченном пространстве. Экспериментально определенная длина затухания составила $l_0 = 1,47$ м. Для преобразователя, работающего в эксперименте, режим его работы близок к режиму Вестервелта.

Для создания высокочастотных колебаний использовались два мощных усилителя ($\triangleright_1$) и ($\triangleright_2$), на входы которых, подавались два непрерывных синусоидальных сигнала частотой ω_1 и ω_2 с блока опорных частот ($\approx$). В целях уменьшения уровня реверберационных помех, связанных с ограниченностью исследуемого объема, в работе использовался импульсный режим излучения. Причем длительность излучаемых импульсов τ_0 удовлетворяла условию $\omega_1 \tau_0 \gg 2\pi$ и, таким образом, обеспечивался квазимонохроматический режим излучения.

В качестве генератора импульсов модуляции (T_1) использовался генератор видеопульсов прямоугольной формы с регулируемой длительностью τ_0 и частотой повторения $F = 64$ Гц. Эти импульсы поступали на модулирующие входы усилителей ($\triangleright_1$ и $\triangleright_2$), где происходило формирование и усиление радиоимпульсов. Сформированный таким образом сигнал поступал на акустический преобразователь волн накачки (S).

Для синхронизации работы всей установки использовался синхроимпульс, вырабатываемый генератором импульсов (T_1).

Пройдя через исследуемую среду, сигнал принимался ненаправленным пьезокерамическим приемником (R), который был закреплен на штанге, способной равномерно перемещаться вдоль лабораторной ванны (В) на фиксированной глубине z . Скорость перемещения приемника вдоль гидроакустической ванны составляла во всех экспериментах $v = 1,8$ см/с. При этом неконтролируемые флуктуации скорости не превышали ± 0.005 см/с. После двухкаскадного усиления и фильтрации, осуществляемой в усилителе ($\triangleright_3$), принятый импульсный сигнал поступал на строб-блок (M_2), управляемый импульсным генератором строга (T_2). Вырабатываемые этим генератором импульсы длительностью τ_1 с регулируемым временем задержки относительно начала излученного импульса позволяли, во-первых, подавить импульсные реверберационные помехи, и, во-вторых, производить регистрацию амплитуды в любом месте принимаемого сигнала. Стробированный сигнал поступал на один из входов умножителя ($\times_2$). На другой вход умножителя поступал непрерывный, так называемый, опорный сигнал, полученный с помощью электрического перемножения сигналов частот ω_1 и ω_2 на умножителе ($\times_1$). В результате на выходе умножителя ($\times_2$) формировались видеопульсы длительностью τ_1 , амплитуда ко-

торых зависела как от амплитуды принятого сигнала, так и от разности фаз между опорным и принятым сигналами. Преобразованный сигнал поступал на интегратор (Σ), который управлялся импульсом генератора строка (T_2). Вторая квадратурная составляющая комплексной амплитуды поля, получается аналогично, только в качестве опорного сигнала используется сдвинутый относительно первого на $\pi/2$ сигнал с умножителя ($\times_1$). Таким образом, на выходе интегратора формировалось напряжение, амплитуда которого пропорциональна амплитуде импульсных сигналов на входе. Это напряжение в свою очередь преобразовывалось в цифровой код на двухканальном десятиразрядном аналого-цифровом преобразователе (АД) и записывалось на магнитный диск ПЭВМ (РС) для дальнейшей обработки. Частота квантования при аналого-цифровом преобразовании во всех экспериментах составляла 50 Гц.

Выделение нормальных волн осуществлялось по пространственным спектрам сигнала с использованием процедуры быстрого преобразования Фурье. Амплитуды спектральных составляющих характеризуют средние амплитуды мод на окне анализа $L = 300$ см при фиксированной глубине приема. Начальное расстояние между источником и приемником звука во всех экспериментах не изменялось и составляло $R_0 = 5$ см. Для уменьшения уровня боковых выбросов в спектре принятого сигнала при обработке использовалось временное весовое окно Блэкмана.

Таким образом, проведенные модельные физические эксперименты по исследованию акустических полей ВРЧ в мелководных волноводах Пекериса с применением нового метода определения модового состава, позволили, в частности, определить фазовые и групповые скорости, распределение звукового давления по глубине волновода отдельных нормальных волн, а также модовый состав поля волновода в зависимости от ориентации оси излучения ПИ в вертикальной плоскости.

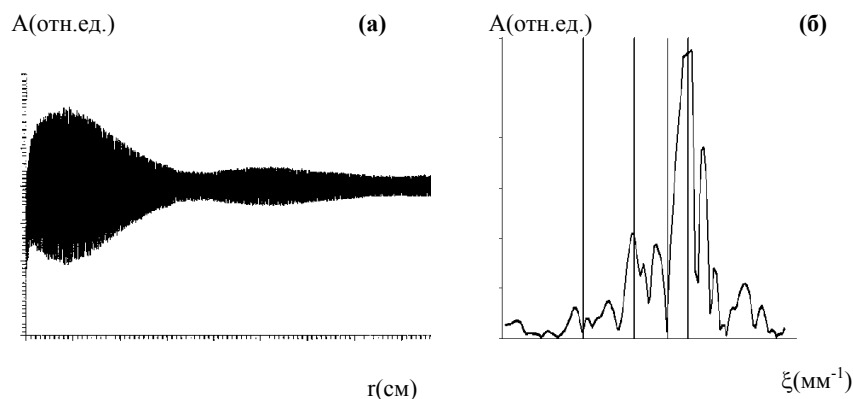


Рисунок 2

Для примера, на рисунке 2(а) изображено распределение комплексной амплитуды поля волновода при горизонтальной ориентации ПИ ($\Theta=0^\circ$) в волноводе в зависимости от расстояния между источником и приемником r . Соответствующий ему пространственный спектр изображен на рисунке 2(б). Вертикальными линиями на этом рисунке отмечены местоположения спектральных составляющих, соответствующих первым четырем распространяющимся модам данного волновода. Видно, что в спектре сигнала зарегистрировано наличие составляющей "свободного" пространства (продольное волновое число $\xi_0=0,856 \text{ мм}^{-1}$).

Анализ интерференционных структур и модовых спектров полей волновода, в случае возбуждения его ненаправленным линейным источником звука, показывает отсутствие этой компоненты в принятом сигнале.

На рис. 3(а) приведена горизонтальная интерференционная структура акустического поля ПИ в волноводе при заглублении приемника $z = 10 \text{ мм}$. Ось диаграммы направленности излучателя направлена в сторону дна под углом $\Theta = 10^\circ$. Этот угол близок к углу $\beta_2 = 10,5^\circ$ Бриллюэновской волны, соответствующей второй моде данного волновода. Эти углы для первой, третьей и четвертой моды составляли $\beta_1 = 5,3^\circ$, $\beta_3 = 16^\circ$ и $\beta_4 = 21,5^\circ$ соответственно. Так как ширина диаграммы направленности γ составляет порядка 8° , то, очевидно, что при данной геометрии излучения наилучшим образом будут возбуждаться первая и вторая моды данного волновода, что хорошо видно из рисунка. Вклад третьей моды в результирующее поле существенен лишь на расстояниях порядка 60 см от излучателя. Соответствующий этому случаю пространственный модовый спектр представлен на рис. 3(б). По оси абсцисс отложены значения продольных волновых чисел, по оси ординат – амплитуда спектральных составляющих в относительных единицах. Как видно из рисунка, экспериментально определенные волновые числа и теоретически подсчитанные с хорошей точностью совпали для первых трех мод.

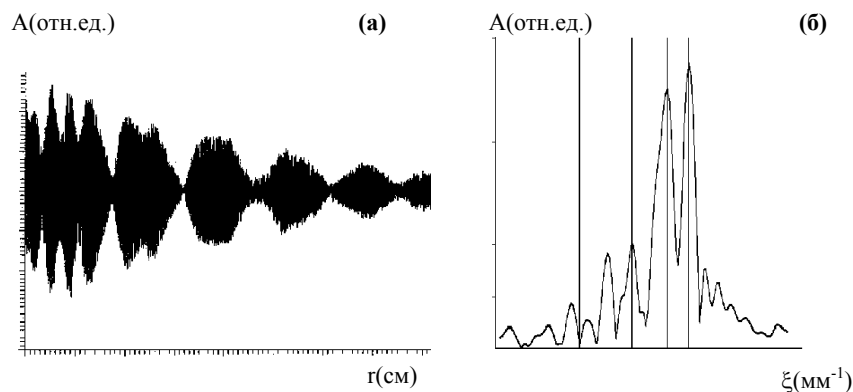


Рисунок 3

Таким образом, проведенные модельные физические эксперименты по исследованию акустических полей ВРЧ в мелководных волноводах Пекериса с применением нового метода определения модового состава, позволили изучить особенности формирования модового состава поля ПИ при различных условиях возбуждения отдельных нормальных волн акустического волновода.

Экспериментально продемонстрирована возможность селективного возбуждения мод путем изменения угла ориентации параметрического излучателя в вертикальной плоскости.

В заключение, следует особо отметить, что значительная часть исследований по физическому моделированию процессов генерации, распространения и рассеяния акустических волн в ограниченных и неоднородных средах на базе данного лабораторного комплекса проводилась и проводится в настоящее время в тесной кооперации с сотрудниками ИПФ РАН, НИРФИ (Нижний Новгород) и АКИН (Москва).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 02-02-17374, № 01-02-17653, № 00-15-96619, а также гранта РФФИ МАС.

Литература

1. Бархатов А.Н. Моделирование распространения звука в океане. -Л: Гидрометеиздат, 1982, 128с.
2. Гурбатов С.Н., Егорычев С.А., Курин В.В., Кустов Л.М., Прончатов-Рубцов Н.В. Экспериментальное определение модового состава поля акустического параметрического излучателя в волноводе // Акуст. журн., 2000, Т.46, № 2. стр. 192-199.
3. Virovlyansky A.L., Egorychev S.A., Kurin V.V., Pronchatov-Rubtsov N.V. Experimental investigation of modal structure of field generated by a pulse-source in a laboratory hydroacoustic waveguide // J. Acoust. Soc. Am., Vol. 101, No 5, Pt. 2, May 1997, p. 3091.
4. Горская Н.В., Горский С.М., Зверев В.А., Курин В.В., Николаев Г.Н., Хилько А.И. Коротковолновая дифракция в многомодовом слоистом волноводе // Акуст. журн., 1988, Т.34, № 1, стр. 55-59.
5. Лебедев О.В., Курин В.В., Прончатов-Рубцов Н.В. Экспериментальные исследования распространения звука в слабонеоднородных по трассе волноводах // Акуст. журн., 1994, Т.40, № 3, стр. 486-487.
6. Gurbatov S.N., Egorychev S.A., Zakharov D.A., Kurin V.V., Kustov L.M., Pronchatov-Rubtsov N.V. Excitation of seismic waves by parametric acoustic arrays located in isovelocity waveguides // In book: NONLINEAR ACOUSTICS AT THE TURN OF THE MILLENNIUM, 15th International Symposium on Nonlinear Acoustics, Gottingen, Germany, 1-4 September, 1999, pp. 173-176.
7. Гурбатов С.Н., Егорычев С.А., Курин В.В., Прончатов-Рубцов Н.В. Некоторые проблемы лабораторного физического моделирования распространения звука в океанических волноводах // В кн.: Труды пятой научной конференции по радиофизике. Ред. А.В.Якимов. - Н. Новгород: ННГУ, 2001, стр. 248-249.

**ТРАНСФОРМАЦИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ УГЛОВЫХ СПЕКТРОВ
АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ СИГНАЛА НИЗКИХ ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТ ПРИ
ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИИ ИЗ ГЛУБОКОВОДНОГО РАЙОНА ОКЕАНА В
ОБЛАСТЬ БЕРЕГОВОГО ШЕЛЬФА**

Карлик Я.С., Кержаков Б.В.¹⁾, Ковалев А.П.²⁾, Кулинич В.В.¹⁾, Семенов В.В.

ФГУП ЦНИИ "Морфизприбор", ¹⁾Институт прикладной физики РАН,

²⁾ВНИИ "Океанология"

Введение

При разработке гидроакустических комплексов, знание вертикальной угловой структуры акустического поля сигнала имеет принципиальное значение. Однако до начала 70-х годов для шельфовых зон Курило-Камчатского региона такие данные отсутствовали. В этой связи в 1971 г. специалистами ЦНИИ "Морфизприбор" были проведены экспериментальные исследования вертикальной угловой структуры акустического поля сигнала в диапазоне низких звуковых частот в двух районах Тихого океана, прилегающих к Курило-Камчатскому побережью, отличающихся профилем берегового шельфа. Однако, учитывая сложность проведения подобного рода экспериментальных исследований в натурных условиях, была поставлена задача разработать метод численного моделирования, который бы адекватно отражал результаты экспериментальных исследований. Подробно результаты экспериментальных исследований и численного моделирования были опубликованы в работе [1]. В докладе приводятся основные результаты указанной выше работы.

Методика проведения эксперимента

Принятый метод экспериментальных исследований вертикальной структуры акустического поля сигнала основывался на использовании приемной акустической антенны с высокой разрешающей способностью по углу в вертикальной плоскости. В качестве приемной антенны использовалась вертикальная фазированная решетка высотой 67,5 м, состоявшая из 26 эквидистантно расположенных гидрофонов, сигналы которых передавались на борт судна, где с помощью компенсатора формировалась и сканировалась в вертикальной плоскости характеристика направленности (ХН). Сектор сканирования составлял $\pm 20^\circ$. Время сканирования – 1 мин. Эксперимент проводился с тональным сигналом частотой 400 Гц. Раствор характеристики направленности приемной антенны на этой частоте составлял примерно 3° на уровне 0,7. Возможность использования указанной антенны для проведения экспериментальных исследований подобного рода была авторами подтверждена ранее при проведении в 1969 г. экспериментальных исследований вертикальных угловых спектров сигнала в различных гидролого-акустических условиях глубоководной части Атлантического океана [2]. Измерения проводились с привлечением двух научно-исследовательских судов, одно с приемной

учно-исследовательских судов, одно с приемной аппаратурой, другое - с излучающей. Судно с приемной аппаратурой становилось на якорь в районе шельфа (глубина места около 200 м). За борт опускалась приемная антенна на глубину 100 м (центр антенны). Судно с излучающей аппаратурой удалялось в сторону океана на заданное расстояние по направлению, перпендикулярному к ребру клина, ложилось в дрейф и опускало за борт излучатель на глубину 50 м. Продолжительность сеанса излучения – 1,5-2 часа. После завершения этого эксперимента оба судна по тому же направлению трассы переходили в район глубокого океана, ложились в дрейф и повторяли измерения на тех же расстояниях и глубинах излучателя и приемной антенны. Такие сравнительные измерения позволили провести корректную оценку влияния прибрежного клина на вертикальную лучевую структуру сигнала, приходящего со стороны глубокого океана. Гидролого-акустические условия в районах проведения экспериментальных исследований характеризовались наличием мелководного звукового канала.

Районы проведения исследований

Основной задачей эксперимента было определение влияния на вертикальную угловую структуру сигнала берегового шельфа. Для исследований были выбраны два района с существенно разным профилем берегового шельфа:

- район полуострова Камчатка, характеризующийся крутым непротяженным клином (рис.1, верхний);
- район острова Итуруп, отличающийся протяженным пологим клином (рис.1, нижний).

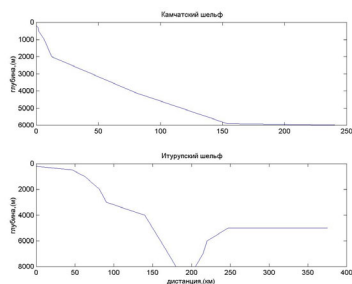


Рис.1.

Численное моделирование применительно к условиям эксперимента

При численном моделировании акустических полей использовался модовый подход с расчетом акустического поля методом связанных волн. В процессе моделирования исследовалось влияние на вертикальную угловую структуру сигнала гидролого-акустических условий на трассах распространения сигнала, структуры дна в шельфовой зоне. Для исследования влияния акустических параметров дна на угловые спектры сигналов их величины варьировались в определенных пределах.

Основные результаты экспериментальных исследований и их сравнение с результатами численного моделирования

Некоторые результаты измерений и численного моделирования представлены на рис. 2, 3, 4, 5, соответственно. Рис.2,4 – Камчатка, слева 75, справа 150км. Рис.3,5 – Итуруп, слева 150, справа 250км.

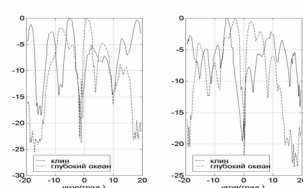


Рис.2

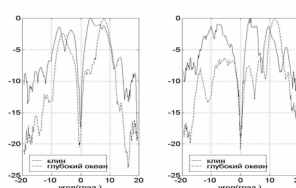


Рис.3

На оси абсцисс приведены угловые шкалы. Знак "+" соответствует приходу лучей снизу, а знак "-" - сверху. По оси ординат зафиксированы относительные величины спектральных амплитуд, выраженные в дБ. Качественно такая же картина получается и по результатам численного моделирования (рис.4, 5).

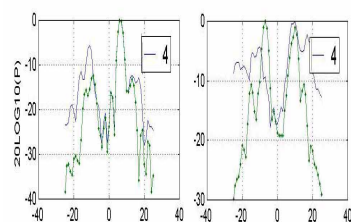


Рис.4

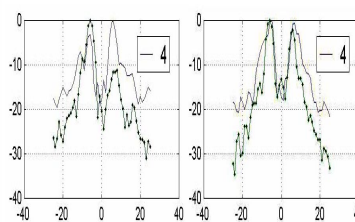


Рис.5.

Выводы

Вертикальные угловые спектры акустического поля сигналов низких звуковых частот при их распространении из глубокого океана в область берегового шельфа претерпевают довольно существенные изменения. При входе в клин энергонесущие лучи распределяются в больших углах вертикальной плоскости. Результаты численного моделирования дают достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными, что создает предпосылки для использования технологии численного моделирования для оценок структуры звуковых полей на сложных трассах распространения, не прибегая к дорогостоящим экспериментальным исследованиям.

Литература

1. Я.С.Карлик, Б.В.Кержаков, А.П.Ковалев, В.В.Кулинич, В.В.Семенов Экспе-

- риментальные исследования и численное моделирование вертикальных угловых спектров при распространении низкочастотного сигнала в область берегового шельфа // Препринт № 542, Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, 2000
2. В.В.Демьянович, Я.С.Карлик, В.В.Семенов Результаты экспериментальных исследований вертикальных угловых спектров звукового поля //Труды четвертой всесоюзной школы-семинара по статистической гидроакустике (СГ-4), Институт математики СО АН СССР, Новосибирск, 1973.

ВЛИЯНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТЯЖЕННЫХ АНТЕНН

Н.К.Вдовичева¹⁾, Е.Ю.Городецкая, А.И.Малеханов, А.Г.Сазонтов

Институт прикладной физики РАН, ¹⁾Институт физики микроструктур РАН

Введение

Исследование эффективности пространственной обработки частично-когерентных сигналов с помощью протяженных антенных решеток (АР) представляет значительный интерес для акустики океана с учетом специфики условий дальнего распространения низкочастотного (НЧ) звука в океанических волноводах. Эта специфика определяется сочетанием эффектов регулярной рефракции и многократного рассеяния звука на случайных неоднородностях среды и границе канала, в результате чего принимаемые сигналы формируются суперпозицией частично-коррелированных волноводных мод. Результирующая функция когерентности зависит при этом от многих параметров: частоты сигнала, дистанции, расположения источника и приемной антенны, статистических параметров самих неоднородностей. Кроме того, поле НЧ шумов океана также имеет дискретный модовый спектр, который может быть близок к соответствующей характеристике полезного сигнала.

В докладе представлен краткий обзор результатов, позволяющих сделать количественные оценки влияния отмеченных факторов на коэффициент усиления протяженных горизонтальных и вертикальных АР в различных гидрологических условиях. Основное внимание уделено сравнительному анализу различных методов пространственной обработки, включая оптимальные методы. Численное моделирование выполнено для типичных профилей скорости звука глубокого океана [1] и мелкого моря [2] в предположении, что источником флуктуаций принимаемого сигнала является рассеяние звука на внутренних волнах или развитом ветровом волнении.

Теоретический анализ и моделирование

Схема выполненного исследования включала: 1) расчет функций пространственной когерентности узкополосных акустических сигналов, излучаемых точечным

источником, на основе модового подхода к решению уравнения переноса излучения при заданных гидрологических условиях, геометрии задачи (положениях источника и АР в канале, дистанции) и пространственных спектрах случайных неоднородностей канала (для внутренних волн использовался спектр Гарретта–Манка, для ветрового волнения – спектр Пирсона–Московитца); 2) анализ модовых спектров принимаемых полезного сигнала и динамических шумов океана (последние моделировались на основе результатов [3]); 3) решение матричных уравнений для весовых векторов приемной АР, соответствующих различным методам пространственной фильтрации сигналов на фоне помех; 4) построение соответствующих решениям 3) зависимостей коэффициентов усиления АР от числа ее элементов, которые показывают влияние обсуждаемых факторов на эффективность пространственной обработки сигналов в зависимости от используемого метода обработки и геометрии АР.

Моделировались четыре метода пространственной обработки сигналов на фоне помех: метод ФАР, компенсированной в направлении прихода сигнала (алгоритм свободного пространства) или максимального отклика на сигнал (алгоритм с коррекцией фазового распределения, учитывающий смещение этого направления от угла прихода в волноводе); метод ФАР с оптимальным подавлением (выбеливанием) помех, при котором осуществляется формирование нулей отклика АР на наиболее зашумленные моды; методы оптимальной линейной и квадратичной обработки, при которых формирование весового вектора, в отличие от первых двух методов, явным образом зависит от взаимных корреляций сигнального поля на элементах АР [1,2]. Эффективность методов обработки количественно характеризовалась величиной коэффициента усиления (выигрыша) АР, определяемого как отношение выходного ОСШ к отношению средних по элементам АР интенсивностей сигнала и помех.

При моделировании функций когерентности в глубоком океане (дистанции до 1000 км) использовались типичные гидрологические профили для северо-западной части Тихого океана, которые испытывают существенные сезонные изменения: летом здесь формируется закрытый канал (ось которого расположена на глубине ~ 100 м), зимой – открытый приповерхностный канал. Определяющий вклад в ослабление когерентности звукового поля в этих двух каналах вносит многократное рассеяние на внутренних волнах и взволнованной поверхности, соответственно. При моделировании распространения звука в мелком море (дистанции до 100 км) использовались типичные гидрологические условия Баренцева моря и статистическая модель рассеяния звука на ветровом волнении.

Параметры моделирования варьировались в широких пределах (для заданной гидрологии и геометрии антенны): частота сигнала 250 ... 1000 Гц, дистанция 100 ... 1000 км, направление на источник 0° ... 30° , глубина источника 20 ... 100 м. Это позволило достаточно детально проанализировать влияние на эффективность обработки различных физических факторов, связанных с условиями формирования сигнального и помехового полей на входе приемной АР.

Результаты и выводы

Показано, что основными физическими факторами дальнего распространения звука в океанических волноводах, наиболее существенно влияющими на эффективность АР, являются следующие (факторы 1)-3) являются общими для глубокого и мелкого морей, фактор 4) наиболее специфичен для мелкого моря).

1) Модовое расширение пространственного (углового) спектра сигнала и смещение его максимума от направления на источник при отличном от нуля угле прихода, что наиболее важно для протяженных горизонтальных АР. При достаточно больших углах прихода этот эффект необходимо учитывать при таких размерах АР, когда величина смещения (зависящая в свою очередь от спектра продольных волновых чисел мод и модового спектра мощности сигнала) оказывается порядка угловой ширины главного лепестка диаграммы направленности. Например, при угле прихода 30° резкий рост потерь усиления (по отношению к числу элементов) для метода ФАР начинается уже при размерах антенны $\sim 20\lambda$, в то время как коррекция угла компенсации на максимум отклика приводит к слабому отличию эффективности ФАР от оптимального метода линейной обработки.

2) Результирующее (для данных гидрологических условий, дистанции и других параметров) соотношение модовых спектров сигнала и помех. При достаточно мощных помехах этот фактор является основным при использовании вертикальных АР: локализация сигнала и помех в различных модах дает возможность обеспечить выигрыш АР, заметно превышающий число ее элементов (на ~ 10 дБ). В противоположном случае ни один из алгоритмов не в состоянии обеспечить существенного выигрыша АР по отношению к одиночному приемнику.

3) Ослабление взаимных корреляций мод полезного сигнала и обусловленное этим ослабление его пространственной когерентности. В "чистом" виде этот эффект проявляется для горизонтальных АР, для которых влияние фактора 2) не существенно. Например, в зимних гидрологических условиях, когда это ослабление оказывается наиболее значительным (при скоростях ветра 10–15 м/с горизонтальный масштаб когерентности сигнала не превышает $\sim 10\lambda$), потери усиления даже для оптимального метода квадратичной обработки составляют –5 дБ (для размеров антенны $\sim 100\lambda$), в то время как все другие методы дают величину –10...–12 дБ.

4) Трансформация модового спектра сигнала в результате взаимодействия акустического поля с дном (существенно разного для разных мод). Сильное затухание мод высоких номеров с ростом дистанции приводит к асимптотическому росту когерентности поля (подавлению влияния фактора 3)), однако, на промежуточных расстояниях (~ 100 км) когерентные свойства сигнала и обусловленные этим значения потерь усиления АР оказываются заметно неравномерными по трассе и глубине.

Таким образом, отмеченные факторы проявляются существенно различным образом в зависимости от конкретных условий распространения сигналов и геометрии задачи, определяя "иерархию" методов обработки. Следовательно, адекватный анализ когерентных свойств сигнально-помехового поля необходим с целью коли-

чественных предсказаний и оценки предельной эффективности протяженных АР с учетом всех перечисленных факторов.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты №№ 00-02-16438, 00-15-96772).

Литература

1. Gorodetskaya E.Yu., Malekhanov A.I., Sazontov A.G., and Vdovicheva N.K. // IEEE J. Oceanic Eng., 1999, vol.24, №2, p.156.
2. Gorodetskaya E.Yu., Malekhanov A.I., Sazontov A.G., and Vdovicheva N.K. // Proc. 5th Europ. Conf. on Underwater Acoustics: ECUA 2000 (Lyon, France, 2000), vol.2, p.1031.
3. Kuperman W.A. and Ingenito F. //J. Acoust. Soc. Amer., 1980, vol.67, №6, p.1988.

ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ В ОКЕАНЕ НА СТАЦИОНАРНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ТРАССАХ

А.А.Стромков, И.Н.Диденкулов, Е.Н.Пелиновский

Институт прикладной физики РАН

Введение

Гидроакустические измерения служат уникальным инструментом для диагностики параметров движений водных масс, вызванных различными физическими процессами в океане типа приливов, цунами и т.п. благодаря способности акустических волн распространяться в океане на большие расстояния. Пристальное внимание гидроакустиков к проблеме измерения параметров и идентификации волновых процессов вызвано как проблемами научного плана, так и практическими задачами. Например, к практическим задачам можно отнести разработку методов диагностики нагонных течений (наводнения на Неве), тягуна или цунами. Изучение механизмов влияния приливных течений на акустический сигнал, распространяющийся на стационарных трассах, может позволить снизить погрешность измерения климатических изменений на океанических трассах.

Измерения с помощью М-последовательности

Решение подобных проблем требует применения оригинальных методик и тестовых сигналов, позволяющих одновременно решать множество задач, на первый взгляд, взаимоисключающих. В качестве тестового сигнала, позволяющего решать широкий круг задач, подходят псевдослучайные сигналы на основе М-последовательности. Этому способствуют уникальные свойства этого сигнала. Применение согласованной фильтрации позволяет получить результат эквивалентный использованию импульсных сигналов, одновременно обеспечивая повышение помехоустойчивости измерений [1]. Применение разностно-фазовой методикой по-

звоняет измерять быстрые малые флуктуации времени распространения, такие же, как при использовании тональных сигналов [1].

Свойства М-последовательности привели к тому, что зондирующие сигналы на её основе используются во многих научных программах исследования океана. Одна из программ таких исследований (программа АТОК) направлена на измерение глобальных изменений климата за несколько лет. Путем согласованной фильтрации принятого сигнала излученной М-последовательности удастся выделить медленные (сезонные и климатические) вариации времени прихода сигнала.

Модель вариаций времени распространения

Очевидно, что флуктуации времени распространения должны иметь хорошую корреляцию с теми физическими процессами в океане, которые их вызывают. Очевидно также, что одним из важнейших факторов вызывающих флуктуации времени распространения должны являться приливы, или точнее их течения. Океанские приливы изучены достаточно хорошо. Существует несколько численных моделей приливов и их течений. Благодаря этому можно уверенно идентифицировать приливную компоненту во флуктуациях времени распространения. Для расчета флуктуаций времени распространения на акустической трассе мы воспользовались моделью TPXO 5.0 [2].

Была выбрана простая модель взаимодействия распространяющегося в волноводе звука и движущейся среды. Вариации времени распространения рассчитывалась для фиктивного луча распространяющегося по трассе с переменной скоростью звука (соответствующей скорости звука на оси звукового канала измененной на величину скорости приливных течений направленной вдоль трассы). Модель TPXO 5.0 позволяет рассчитать вектор скорости приливных течений в любой точке океана. В приводимой работе шаг по трассе был выбран 100 км.

Упрощенная модель позволяет оценивать флуктуаций времени распространения в океане с течениями. Используя любые удобные алгоритмы для расчета акустического поля в стационарном океане, поправку, связанную с приливными течениями можно просто добавить к расчетному времени. Такая простая модель взаимодействия акустического поля с движущейся средой волновода не позволяет учесть изменения тонкой лучевой структуры поля, но позволяет неплохо оценить флуктуации времени распространения.

Производная вычислялась по приращению времени распространения через короткий интервал времени.

Измерения на трассе Гавайи - Камчатка

Разностно-фазовый метод использован при обработке данных стационарной акустической трассы Гавайи – Камчатка, длина 4800 км. Источник около Гавайев излучал псевдослучайный сигнал (М-последовательность) на несущей 75 Гц. Полоса частот сигнала была 37,5 Гц. Измерения проводились в течение почти двух лет. Один раз вчетверо суток проводились шесть сеансов (с интервалом в 4 часа) излучения. Излучалась серия из 44 М-последовательностей. Отношение сигнал/шум принятого сигнала в полосе частот М-последовательности не превышало –5 дБ.

На рис. 1 приведены экспериментальные, и расчетные значения скорости изменения времени распространения для сеансов одного года.

Для компактности графика сравниваемые значения приведены через равные интервалы, без учета дней без излучения и пропущенных сеансов. Видно, что сравниваемые величины достаточно хорошо совпадают как по абсолютной величине, так и по форме. Это позволяет сделать вывод о значительном влиянии приливов на время распространения акустического сигнала на стационарных трассах.

Применение предложенной простой модели или более адекватной модели воздействия приливных течений на время распространения, можно будет исключить приливные флуктуации из результатов измерения, для того чтобы обнаружить и идентифицировать другие процессы. Эта возможность может позволить существенно повысить точность измерения импульсного отклика волновода на данной трассе.

Результаты проведенных исследований иллюстрируют возможность применения М-последовательности для измерения малых флуктуаций времени распространения.

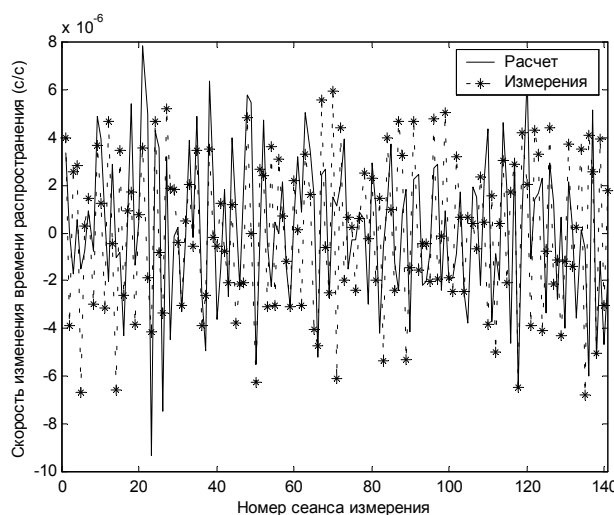


Рис. 1. Сравнение измеренных и расчетных вариаций времени распространения.

Выводы

Показана возможность расчета флуктуаций времени распространения акустического сигнала на океанских трассах.

По результатам измерений вариаций времени распространения возможна диагностика движений океанических масс на акустических трассах.

Очевидно, что при условии точной оценки вариаций времени распространения и правильной идентификации их причин измерения на стационарных акустических трассах могут стать средством диагностики движения масс океана, в частности средством раннего оповещения о цунами.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (01-05-64426, 01-05-64162, 00-15-96741).

Литература

1. Зверев В.А., Стромков А.А. Выделение сигнала из помех численными методами. // Н.Новгород, ИПФ РАН, 2001.
2. Egbert G. and Erofeeva S. Efficient inverse modelling of barotropic ocean tides. Global Inverse Solution TPXO.5.1 // in <http://www.oce.orst.edu/po/research/tide>

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ГЛУБОКОВОДНЫХ ОРГАНИЗМОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ГИДРОЛОКАТОРА КРУГОВОГО ОБЗОРА

С.И.Муякшин, М.Клагес¹⁾, Я.Вегнер¹⁾, К.Премке¹⁾

Институт прикладной физики РАН, ¹⁾Институт полярных и морских исследований им. А.Вегенера (Германия)

Введение

В 70-ых годах 20-ого века для изучения донной фауны на абиссальных глубинах (2000-6000 м) начали широко применяться снабженные приманкой заякоренные автоматические фотокамеры. Оказалось, что попавшие на дно органические останки привлекают большое количество различных организмов. Хотя хеморецепция считалась основным механизмом обнаружения таких источников пищи, прямых доказательств этого до настоящего времени не было. В этом сообщении представлены первые результаты наблюдений поведения амфипод *Eurythenes gryllus* около приманки на расстояниях до 50 м. Эксперименты проводились в проливе Фрама на глубинах 2200-2500 м с помощью автономной донной станции (АДС) Института им. А.Вегенера.

Измерительный комплекс

Ключевым элементом измерительного комплекса являлся гидролокатор кругового обзора с цифровой обработкой и регистрацией данных. Его луч вращался в горизонтальной плоскости со скоростью один оборот за 5 мин.. За это время излучалось 400 импульсов. Рабочая частота была 675 кГц, разрешение по дальности 25 см. Регистрировались эхосигналы с дальностей до 50 м с пространственным разреше-

нием 10 см. Антенна располагалась на высоте 2.5 м над дном. Для снижения донной реверберации использовалась коническая диаграмма направленности шириной 2.7° . Синхронизированная со вспышкой фотокамера каждые 3 мин. производила съемку приманки. С помощью акустического доплеровского измерителя с периодом 2 мин. регистрировались направление и скорость течения.

Обработка данных

Адекватным отображением данных гидролокатора являются круговые панорамы (см. рис.1). На этом рисунке темный сегмент справа соответствует области контакта луча с дном. Он виден на всех панорамах. Его существование свидетельствует, что АДС стояла на дне с наклоном около 4° . В узком секторе видны также эхосигналы от отдельных объектов. Их расположение, вид и число меняются от оборота к обороту, что говорит о подвижности этих объектов¹.

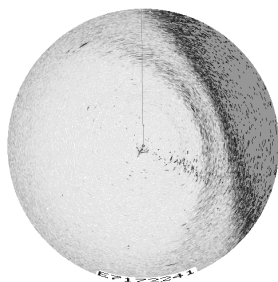


Рис.1

Для анализа пространственно-временного распределения рассеивающих объектов вокруг АДС был применен известный метод эхоинтегрирования [1]. Энергия эхосигналов рассчитывалась в последовательных 5-ти метровых интервалах дальностей для каждого из 8-ми 45° секторов и усреднялась по 4-ем оборотам. Область, перекрытая донной реверберацией, не обрабатывалась. Оказалось, что временные зависимости для различных интервалов дальностей в определенном секторе ведут себя подобно друг другу. Поэтому объем данных для анализа удалось значительно сократить, проведя весовое усреднение этих зависимостей по интервалам дальностей. Веса были взяты пропорциональными квадрату средней дальности соответствующих интервалов, так что полученные величины можно считать пропорциональными числу рассеивателей в данном секторе.

Обработка фотоснимков заключалась в визуальном подсчете и идентификации наблюдаемых на них организмов.

Обсуждение результатов

Рассмотрим данные относящиеся к одной из постановок АДС. Сравнение временных зависимостей энергии эхосигналов в различных секторах показало, что в интервале времени от 0 (момент достижения дна) до 6 час. (см. рис.2) сильный всплеск рассеяния регистрировался в 6-ом секторе (нумерация условная). В осталь-

¹ С помощью алгоритмов обработки эхопанорам как изображений можно определить количество и лучевые скорости этих объектов. На данном этапе такая обработка не проводилась. Визуальный анализ эхопанорам позволил определить ориентацию АДС по отношению к течению.

ных секторах рассеяние было на 2 порядка меньше. До конца измерений сравнимые величины рассеяния регистрировались только в 7-ом секторе.

На рис.2 кружками показана временная зависимость количества наблюдавшихся в поле зрения фотокамеры амфипод. В интервале времени 0-4 часа их число стремительно нарастало, слегка запаздывая по отношению к росту энергии рассеяния. Это - фаза сбора организмов, когда число прибывающих намного превышает число покидающих приманку. Достигнув максимального значения около 600 штук, число организмов начало в среднем спадать, хотя на отдельных участках наблюдались локальные всплески. На соответствующих снимках при этом отмечалось появление на приманке более мелких организмов и исчезновение прибывших раньше крупных. Суммарная энергия рассеяния в секторах 6 и 7 при этом оставалась примерно постоянной, но таких больших величин, как в начале, она уже не достигла. Такое поведение количества амфипод и рассеяния уже указывает на тесную связь этих величин. Очень важно также отметить, что в интервале 0-6 час. течение было ориентировано в направлении 6-ого сектора, а затем повернуло в 7-ой. Таким образом, амфиподы плыли к приманке против течения, а покидали ее по течению.

Для более убедительного доказательства того, что рассеяние вызвано именно амфиподами, был использован следующий прием. Из-за наклона АДС 6-ой сектор был направлен к дну и перекрывал путь к приманке. Естественно было предположить, что количество рассеивателей $M(t)$, достигших приманки к моменту времени t , равно их потоку через поверхность 6-ого сектора, проинтегрированному до этого

момента: $M(t) = VS \int_0^t c(t') dt'$ (здесь V – нормальная составляющая средней скорости

пересечения рассеивателями поверхности S , c – их объемная концентрация). Величина энергии эхосигналов в данном секторе пропорциональна числу рассеивателей (см. выше), а значит - их концентрации. После подбора коэффициента пропорциональности куммулятивная сумма энергии (дискретный аналог интеграла; на рис.2 отмечена звездочками) в 6-ом секторе очень хорошо совпала с временной зависимостью количества амфипод на интервале времени 0-4 час., т.е. на стадии сбора к приманке. Поскольку из экспериментальных данных следовало, что после 4 часов наступает фаза покидания приманки, процесс суммирования был продолжен, но с этого момента с отрицательным коэффициентом. В сумму была также включена энергия эхосигналов из 7-ого сектора. Наилучшее совпадение с зависимостью количества амфипод от времени на интервале 4-12 час. получилось при его абсолютной величине, составившей 30% от значения на стадии сбора, т.е. средняя скорость покидания составила примерно 1/3 скорости сбора. Эта величина не является отношением скоростей отдельных организмов. Она характеризует разницу вкладов прибытия новых голодных особей и исчезновения насытившихся, существовавшую на разных стадиях процесса. Из сказанного можно сделать вывод, что зарегистрированные гидролокатором в секторах 6 и 7 эхосигналы в подавляющем большинстве случаев вызваны именно амфиподами.

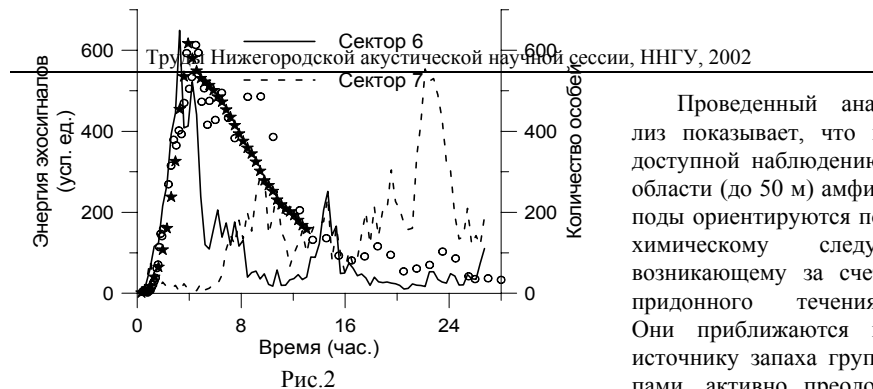


Рис.2

Проведенный анализ показывает, что в доступной наблюдению области (до 50 м) амфиподы ориентируются по химическому следу, возникающему за счет придонного течения. Они приближаются к источнику запаха группами, активно преодолевая встречное течение.

ние, а покидают его экономя энергию и используя течение как своего рода «транспортёр».

Одновременный рост рассеяния во всех секторах между 13 и 16 час. связан, по-видимому, с дрейфом скоплений зоопланктона.

Литература

1. Клей, К., Медвин, Г. Акустическая океанография. // М., «Мир», 1980, 580 с.

СВЯЗЬ МЕЖДУ ЛУЧАМИ И МОДАМИ В НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Л.Вировлянский, Л.Я.Любавин, А.А.Стромков

Институт прикладной физики РАН

Постановка задачи

В данной работе обсуждается связь между лучевым и модовым представлениями поля в неоднородном акустическом волноводе. Предполагается, что скорость звука зависит от глубины и дистанции. Показано, что амплитуды мод, которые в неоднородном волноводе являются функциями дистанции, могут быть выражены через параметры лучевых траекторий с помощью сравнительно простых аналитических соотношений. Идея нашего подхода состоит в разложении комплексной амплитуды поля, найденной в приближении геометрической оптики, по локальным модам волновода взятым в приближении ВКБ.

Хорошо известно, что использование приближения ВКБ позволяет получить простое аналитическое описание модовой структуры поля в плоскостромом и адиабатически меняющемся вдоль трассы волноводе [1]. Если условие адиабатичности нарушается, то есть параметры волновода меняются с дистанцией слишком быстро, для расчета амплитуд мод обычно приходится применять численные методы [2]. Отсутствие аналитического описания затрудняет изучение влияния вариаций параметров среды на модовую структуру поля. В данной работе показано, что простые приближенные аналитические выражения для амплитуд мод в переменном

по трассе волноводе существуют независимо от того применимо адиабатическое приближение или нет.

Разложение лучевого представления поля по локальным модам

Поле тонального источника звука описывается уравнением Гельмгольца, решение которого в приближении геометрической оптики имеет вид [1]:

$$u(r, z) = \sum_v A_v e^{ikS^v}, \quad (1)$$

где u – комплексная амплитуда поля, r – дистанция и z – глубина (мы пренебрегаем горизонтальной рефракцией). Правая часть (1) представляет собой суперпозицию вкладов лучей, попадающих в точку приема. Амплитуды лучей A и их эйконалы S (k – волновое число) являются функциями r и z . Для нас существенно, что каждый член суммы (1) имеет плавно зависящую от координат амплитуду (окрестности каустик мы не рассматриваем) и быстро осциллирующую фазу.

В каждой точке дистанции поле раскладываем по локальным модам или, другими словами, по модам волновода сравнения, то есть воображаемого плоскостойкого волновода, поперечное сечение которого совпадает с поперечным сечением реального волновода на заданной дистанции r . Собственная функция m -й моды $\phi_m(r, z)$ в приближении ВКБ может быть представлена в виде суммы двух слагаемых с плавно зависящими от координат амплитудами и быстро осциллирующими фазами. Собственная функция зависит от r поскольку, определяя сечение, этот аргумент задает профиль скорости звука в волноводе сравнения. Явные выражения для амплитуд Q_m и фаз S_m хорошо известны [1] и мы их здесь не приводим.

Модовое представление поля в неоднородном волноводе имеет вид:

$$u(r, z) = \sum_m B_m(r) \phi_m(r, z). \quad (2)$$

Пользуясь ортогональностью собственных функций локальных мод, запишем амплитуду моды в виде:

$$B_m = \int dz u(r, z) \phi_m(r, z) \quad (3)$$

и подставим сюда (1). С учетом (2) правую часть этого соотношения можно представить в виде суммы интегралов от выражений с быстро осциллирующими фазами. Для вычисления этих интегралов воспользуемся методом стационарной фазы. Опуская подробности вычислений (они обсуждаются в [4]), приведем наш основной результат – выражение для амплитуд мод через параметры лучевых траекторий.

Амплитуда моды в переменных действие-угол

Наиболее просто и естественно этот результат формулируется в терминах канонических переменных действие-угол, которые нередко используются при описании осциллирующих лучевых траекторий в рамках гамильтонова формализма [4]. Переменная действия заданного луча на дистанции r определяется интегралом

$$I = \frac{1}{2\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz n(z) \sin \chi, \text{ по полуциклу осцилляций траектории в волноводе сравне-}$$

ния, соответствующему данной дистанции. Здесь χ – текущий угол скольжения луча. Применение метода стационарной фазы показывает, что амплитуда m -й моды формируется вкладами лучей, переменные действия которых удовлетворяют условию $I = I_m$, где I_m – переменная действия, отвечающая m -й моде. В соответствии с правилом квантования Бора-Зоммерфельда $kI_m = m + 1/2$, $m = 0, 1, \dots$. Данное условие «выкалывает» некоторое число лучей, которые мы будем называть модовыми. Вклад каждого из них в амплитуду m -й моды равен:

$$B_m = \sqrt{\frac{n(z_0) \cos \chi_0}{n(z) \cos \chi}} \frac{\partial I}{\partial \chi_0} e^{i\Phi}, \quad (6)$$

где z_0 – глубина точечного источника, возбуждающего поле, χ_0 – угол выхода данного модового луча, z и χ – аналогичные параметры луча на дистанции r . Отметим, что траектории всех модовых лучей различны и на дистанции r они попадают в, вообще говоря, разные точки z . Явное выражение для фазы модового луча приведено в работе [4]. Для завершения расчета амплитуды m -й моды вклады всех модовых лучей следует сложить.

Обсуждение результатов

Полученные результаты позволяют глубже понять взаимосвязь между модовым и лучевым представлениями поля в неоднородном волноводе. Важный вывод заключается в том, что главную роль в формировании m -й моды на данной дистанции играют модовые лучи, переменные действия которых равны переменной действия моды I_m . В плоскостом волноводе для каждой моды на каждой дистанции имеется два модовых луча, выходящих из источника под углами, равными углам скольжения двух волн Бриллюэна, формирующих данную моду. Этот результат согласуется с выводами известных работ по изучению связи между лучами и модами в плоскостом волноводе [6].

Обсуждаемый здесь подход сводит расчет амплитуды моды к процедуре аналогичной стандартному геометрикооптическому расчету амплитуды поля в заданной точке. Она включает выделение модовых лучей, имеющих на данной дистанции заданное значение переменной действия (аналог стандартной задачи прицеливания, то есть отыскания лучей, попадающих в заданную точку пространства), расчет параметров лучевых траекторий и их производных по начальным условиям.

В переменном по трассе волноводе число модовых лучей может быть любым [5]. В условиях лучевого хаоса оно экспоненциально растет с дистанцией, а зависимость амплитуды моды от расстояния становится нерегулярной. Обсуждаемый здесь подход, устанавливая неожиданно простую связь между лучами и модами в неоднородном волноводе, дает возможность глубже понять каким образом хаотическое поведение лучевых траекторий может проявляться в суммарной волновой кар-

тине при конечной длине волны. Исследование этого вопроса составляет содержание проблемы волнового хаоса.

В качестве еще одного возможного приложения нашего подхода укажем задачу исследования границ применимости адиабатического приближения. На основании результатов данной работы мы можем указать, как минимум, два механизма нарушения этого приближения. Один из них связан с не сохранением переменной действия вдоль модового луча, а другой – с возможностью «размножения» числа модовых лучей.

Данная работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты 00-02-17409 и 01-05-64394).

Литература

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. -Л.: Гидрометеиздат, 1982, 264с.
2. Colosi J.A., Flatte S.M. // J. Acoust. Soc. Am., 1996, т.100, № 6, с.3607.
3. Вировлянский А.Л., Любавин Л.Я., Стромков А.А. // Акуст. журн., 2001. Т. 47, № 5, С. 597-604.
4. Felsen L.B. // J. Acoust. Soc. Am., 1981, т.69, №.2, с.352.
5. Virovlyansky A.L. // J.Acoust. Soc. Am., 2000, т.108, №.1, с.84.

ЭМПИРИЧЕСКИЕ ОРТОГОНАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ В АКУСТИКЕ МЕЛКОГО МОРЯ

А.Ю.Казарова, Л.Я.Любавин, А.А.Стромков

Институт прикладной физики РАН

Разложение по эмпирическим ортогональным функциям (ЭОФ) применяется в акустике океана для параметризации поля скорости звука. Это позволяет проводить классификацию профилей скорости звука [1] и ограничивать число восстанавливаемых параметров при решении задач акустической томографии океана [2].

Впервые использование ЭОФ было рассмотрено Лоренцем при исследовании метеорологических полей [3]. После появления работ [4,5] метод разложения по ЭОФ стал широко применяться на практике в метеорологии и океанологии. Позднее метод стал использоваться для описания поля скорости звука и в акустической томографии глубокого океана. В настоящее время все больший интерес вызывает анализ возможностей акустической томографии мелкого моря [6,7]. В работе рас-

смотрено применение разложения по эмпирическим ортогональным функциям к описанию поля скорости звука водной толщи мелкого моря.

Будем считать, что скорость звука измерена на равномерной сетке глубин в N точках $\mathbf{z}=\{z_i\}$, $i=\{1, N\}$. Тогда каждому профилю скорости звука соответствует вектор $\mathbf{x}=\{x_i\}=\{c(z_i)\}$. Измеренные в разных точках в разные моменты времени профили образуют ансамбль размерности L (число профилей). Пусть

$\mathbf{K}=\langle(\mathbf{x}-\langle\mathbf{x}\rangle)(\mathbf{x}-\langle\mathbf{x}\rangle)^T\rangle$ - центрированный второй момент, который мы далее будем называть корреляционной матрицей (оператор $\langle \rangle$ означает среднее по ансамблю). Корреляционная матрица – симметрическая и положительно определенная. Зная корреляционную матрицу, можно найти ее собственные числа λ_n и соответствующие им собственные векторы $\mathbf{v}_n$ (ЭОФ) из уравнения $\lambda_n \mathbf{v}_n = \mathbf{K} \mathbf{v}_n$. Собственные числа (их N штук и они всегда положительны) принято располагать в убывающем порядке $\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_N > 0$.

Любое новое измерение можно разложить по ЭОФ $\mathbf{x} = \sum_1^N (a_n \mathbf{v}_n)$. Собственные числа будут связаны с коэффициентами разложения простой формулой $\lambda_n = \langle a_n^2 \rangle$. В разложении принято оставлять малое количество ($M \ll N$) членов $\mathbf{x}^* = \sum_1^M (a_n \mathbf{v}_n)$. Качество разложения можно характеризовать величиной относительной дисперсии ошибки $\sigma^2 = \langle (\mathbf{x} - \mathbf{x}^*)^2 \rangle / \langle \mathbf{x}^2 \rangle$, которая равна $\sigma^2 = 1 - \delta^2$, $\delta = \sum_1^M \lambda_n / \sum_1^N \lambda_n$. Если $\mathbf{x}$ - белый шум, то собственные числа равны между собой. В реальных условиях собственные числа быстро спадают с увеличением номера, и соответственно спадает ошибка, вызванная отбрасыванием в разложении членов с номерами $n > M$. Именно это обстоятельство позволяет ограничивать число членов разложения.

Можно также использовать разложение и по собственным функциям нецентрированного второго момента $\mathbf{K} = \langle \mathbf{x}^2 \rangle$, который мы далее будем называть ковариационной матрицей.

Кажется естественным для классификации профилей использовать ЭОФ, полученные по ковариационной матрице, а для томографии, в которой восстанавливаются значения возмущения скорости звука, использовать ЭОФ, полученные по корреляционной матрице.

Приведем некоторые результаты расчета ЭОФ для Баренцева моря. В качестве исходных были взяты данные из базы данных World Ocean Atlas 1994 издания National Oceanographic Data Center, включающей измерения профиля скорости звука.

Далее будут приведены ЭОФ, построенные для августа месяца. Рассматривалось два ансамбля. Один ансамбль взят в районе, имеющем форму прямоугольника, ограниченного 71, 76 градусами северной широты и 20, 59 градусами восточной долготы. Использовались многолетние данные. Всего 338 профилей скорости звука. Другой ансамбль получен по результатам одной большой экспедиции – 38 профилей. Экспедиция проходила в пределах вышеописанного прямоугольного района. Были построены наборы собственных функций и собственных чисел для корреляционной и ковариационной матриц. В результате мы имеем четыре набора собственных чисел и собственных функций для корреляционной и ковариационной матриц, полученных по всему району и по результатам одной экспедиции.

Из расчета следует, что первое собственное число ковариационной матрицы ($\approx 5 \cdot 10^8$) существенно превосходит первое собственное число для корреляционной матрицы ($\approx 5 \cdot 10^3$). Это связано с тем, что оно несет информацию о среднем профиле скорости звука.

Расчеты показали, что для корреляционной и ковариационной матриц скорость спада величины собственных чисел с ростом их номера и форма собственных функций, начиная со второй, близки. Средний профиль скорости звука мало отличается от первой ЭОФ, построенной по ковариационной функции. Близость результатов, рассчитанных по корреляционной и ковариационной матрицам, может быть вызвана малостью проекции среднего профиля скорости звука на ЭОФ с номерами выше первого.

Скорость спада величины собственных чисел с ростом их номера и форма ЭОФ, полученных при использовании в качестве ансамбля многолетних данных и данных, полученных по измерениям в одной экспедиции, также близки. Эту близость можно объяснить определяющей ролью постоянно действующих сезонных физических процессов в формировании ЭОФ первых номеров.

На рис. 1 приведены графики спада собственных чисел с ростом номера собственного числа. В связи с большими значениями первого собственного числа и его качественным отличием для корреляционной и ковариационной матриц графики начинаются со второго собственного числа (λ_2) и нормированы на него.

На рис. 2 приведена зависимость коэффициента разложения при первой эмпирической ортогональной функции ($a_1 \cdot 10^{-4}$) от горизонтальной координаты.

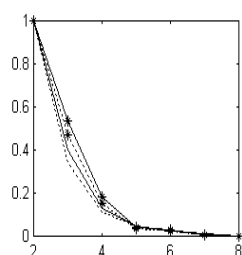


Рис. 1.

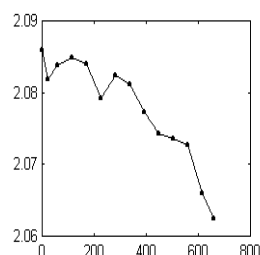


Рис. 2.

Использование для разложения только четырех ЭОФ ($M=4$), полученных по корреляционной функции, дает хорошее “энергетическое” описание ($\sigma^2 \approx 0.015$). Большое значение первого собственного числа для ковариационной матрицы делает оценку с применением σ^2 практически неинформативной. Следует отметить, что “энергетическая” малость σ^2 не всегда достаточна. Если на исследуемый эффект (распространение звука) разные члены разложения влияют по-разному, то может возникнуть необходимость учесть в разложении больше членов [8].

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты 01-05-64394 и 00-15-96741)

Литература

1. Газарян Р.М., Дикинов Х.Ш., Шуховец Л.З. //Океанология, 1983. т.23, № 3, с.492.
2. Cornuelle B., Wunsch C., Behringer D. et al. //J. Phys. Oceanography, 1985, v.15, p.133.
3. Lorenz E.N. Empirical orthogonal functions and statistical weather prediction. Sci. Rept. N 1. Statistical Forecasting Project, Mass. Inst. Technology. Cambridge (Mass.). 1956, 49p.
4. Багров Н.А. //Труды центрального института прогнозов, 1959, в.74, с.2.
5. Обухов А.М. //Изв. АН СССР, сер. геофиз, 1960, N3, с.432.
6. Proceedings of the U.S. - Russia workshop on experimental underwater acoustics. Nizhny Novgorod: IAP RAS, 2000, 168p.
7. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря.- М.: Наука, 1997, 193с.
8. Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я, Стромков А.А. //Акустический журнал, 2000, т.46, № 5. с.704.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ФОРМИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ В МЕЛКОМ МОРЕ

В.Г.Бурдуковская, А.Г.Лучинин, М.А.Раевский, А.И.Хилько

Институт прикладной физики РАН

Вследствие движения жидкости в поле гравитационной волны ветровое волнение возмущает не только свободную поверхность, но и толщу океанического волновода. Таким образом, ветровое волнение обуславливает не только поверхностные, но и объемные эффекты рассеяния акустических волн в океане. При наличии градиента скорости звука в океаническом волноводе, основной эффект такого рода объемного рассеяния связан с вертикальными смещениями элементов среды, обуславливающими локальные флуктуации скорости звука. Вследствие экспоненциального спада поля гравитационной волны с глубиной соответствующие объемные эффекты наиболее значимы в приповерхностном слое толщиной порядка ее длины волны и поэтому максимальны для реверберации, формируемой длинными ветровыми волнами. Очевидно также, что такой объемный эффект может существенно увеличить уровень реверберации в каналах летнего типа, где слабозатухающие моды низших номеров относительно слабо рассеиваются на взволнованной морской поверхности. Рассмотрим совместные эффекты поверхностной и объемной реверберации в плоскостроистом волноводе с профилем скорости звука в воде

$c(z)$ и горизонтально однородной структурой акустических характеристик донного грунта. Для низких частот $f \sim 10 \div 10^2$ Гц и типичных характеристик ветрового волнения параметр Рэлея мал в сравнении с единицей, что позволяет описать эффекты и поверхностного, и объемного рассеяния в рамках уравнения для амплитуд связанных мод, полученного методом возмущений. В предположении, что амплитуда поверхностной волны мала в сравнении с масштабом изменения $c(z)$, для флуктуации скорости звука Δc , обусловленных вертикальными смещениями ζ гравитационной волны, получим: $\Delta c(\vec{r}, z, t) = \frac{dc_{\Pi}}{dz} \zeta(\vec{r}, z, t)$, где $c_{\Pi}(z) = c(z) - \gamma z$ - профиль потенциальной скорости звука ($\gamma = 1,14 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ - адиабатический градиент). Для спектральных амплитуд мод имеем в этом случае уравнение:

$$\Delta a_{p\omega} + \kappa_{p\omega}^2 a_{p\omega} = \sum_{p_2} \int \left(V_{pp_2}^{\omega\omega_2} + W_{pp_2}^{\omega\omega_1\omega_2} \right) \cdot \zeta_{\omega_1} a_{p_2\omega_2} \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) d\omega_1 d\omega_2, \\ V_{pp_2}^{\omega\omega_2} = \frac{d\phi_{p\omega}}{dz} \cdot \frac{d\phi_{p_2\omega_2}}{dz}, \quad W_{pp_2}^{\omega\omega_1\omega_2} = 2\omega^2 \int \frac{dc_{\Pi}}{dz} c^{-3} \phi_{p\omega} \phi_{p_2\omega_2} e^{-\omega_1^2 z / g} dz, \quad (1)$$

где $\frac{d\phi_{p\omega}}{dz}$ - производные на свободной поверхности $z=0$ и учтен закон дисперсии гравитационных волн на глубокой воде $\Omega(\kappa) = \pm \sqrt{g\kappa}$ (g - ускорение свободного падения, κ - волновое число). Коэффициенты взаимодействия $V_{pp_2}^{\omega\omega_2}$ и $W_{pp_2}^{\omega\omega_1\omega_2}$ соответствуют поверхностному и объемному рассеянию акустических мод, $\phi_{p\omega}(z)$ - ортонормированные собственные функции невозмущенного волновода, $a_{p\omega}$ - спектральные амплитуды акустических мод. При однократном рассеянии узкополосных сигналов с центральной частотой ω_0 из (1) можно получить выражение для автокоррелятора реверберации $\left\langle b_{p\Omega}^{(1)} \left(b_{p\Omega_3}^{(1)} \right)^* \right\rangle$. Если, пренебечь интерференционными эффектами, то оно имеет вид:

$$\left\langle b_{p\Omega}^{(1)} \left(b_{p\Omega_3}^{(1)} \right)^* \right\rangle = \frac{\pi}{2} \sum_{p_2} \frac{1}{k_p k_{p_2}} \int \frac{d^2 R}{R_s R_i} \left| U_{pp_2}^{\Omega_q} \right|^2 B(\vec{q}) \cdot b_{p_2, \Omega - \Omega_q} b_{p_2, \Omega_3 - \Omega_q}^* \cdot \exp \left[i(\Omega_3 - \Omega) \left(\sigma_p^{-1} R_s + \sigma_{p_2}^{-1} R_i \right) \right] \quad (2)$$

где $B(\vec{\kappa})$ - двумерный спектр поверхностного волнения, $\vec{q} = k_p \vec{n}_s - k_{p_2} \vec{n}_i$ - резонансная гармоника спектра, $\vec{n}_i$ и $\vec{n}_s$ - единичные векторы, направленные, соответственно, из точки расположения источника $\vec{r}_0$ в точку рассеяния $\vec{R}$ и из $\vec{R}$ в точку приема $\vec{r}$, $R_i = |\vec{R} - \vec{r}_0|$, $R_s = |\vec{r} - \vec{R}|$, $\Omega_i = \omega_i - \omega_0$, $b_{p\Omega_i} = a_{p, \omega_0 + \Omega_i}$, k_p и σ_p - волновое число и групповая скорость моды на частоте ω_0 ,

$U_{pp_2}^{\Omega_1} = V_{pp_2}^{\omega_0\omega_0} + W_{pp_2}^{\omega_0\Omega_1\omega_0}$ - суммарный коэффициент взаимодействия мод. Аналогичную формулу имеем для временной корреляционной функции комплексных амплитуд мод. Эти формулы получены для достаточно длинных зондирующих импульсов (длина которых $L_p = \sigma_p T$ существенно превышает масштаб корреляции ветрового волнения L_{cor}) в квазистатистическом приближении. Как следует из указанных формул, корреляционная функция реверберации определяется интегральным по поверхности эффектом рассеяния, причем дифференциальный вклад локальных элементов поверхности зависит от соответствующих коэффициентов взаимодействия мод, и их временных задержек (либо частотных смещений). Согласно развиваемой модели, выражение для коэффициента взаимодействия мод состоит из слагаемых, соответствующих поверхностной и объемной компонентам рассеянного поля. Как показывают аналитические оценки, для низших мод в области малых волновых чисел $q \leq h^{-1}$ объемные эффекты рассеяния могут существенно превышать поверхностные в случае звукового канала летнего типа с отчетливо выявленным термоклином. При этом роль объемных эффектов тем больше, чем меньше номер моды.

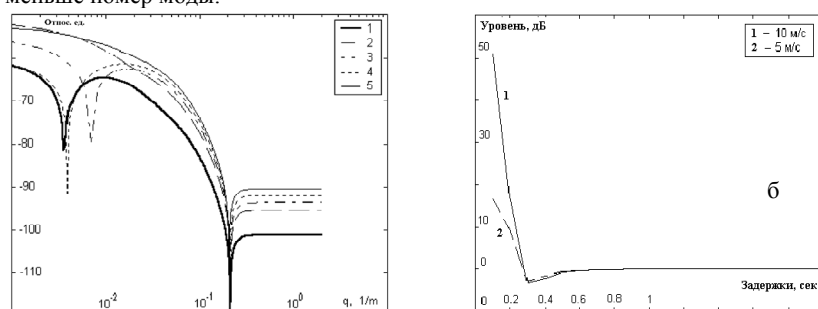


Рис. 1.

На рис. 1а показаны графики суммарного коэффициента взаимодействия мод (в зависимости от пространственной частоты поверхностной волны $q = \Omega^2 g^{-1}$) при рассеянии из моды $n=1$ в моды $n=1,2,3,4,5$. Волновод имеет типичную для мелководных районов гидрологию летнего типа ($(z(m):c(m/c))$; $(0:1469.1)$; $(20:1469.6)$; $(30:1461.7)$; $(50:1451.1)$; $(100:1451.5)$; $(200:1450.9)$; $(250:1451.6)$; $(300:1452.2)$). При малых значениях q суммарный коэффициент взаимодействия существенно больше поверхностного. При увеличении волнового числа q уровень суммарного коэффициента взаимодействия мод существенно уменьшается вплоть до значений $q \approx 0.2$ (1/м), выходя далее на величину, соответствующую чисто поверхностному рассеянию. Локальные минимумы на приведенных графиках, соответствующих значению $q \approx 0.2$ (1/м), обусловлены тем, что объемный и поверхностный коэффициенты взаимодействия в этой точке близки по абсолютной величине, но имеют разные

знаки. На рис. 1б представлены результаты расчетов отношения уровней реверберации при рассеянии на ветровом волнении для моделей с учетом и без учета объемного фактора. Расчеты осуществлялись применительно к маломодовой импульсной томографии мелкого моря [1], для того же канала летнего типа. В качестве подсветки рассматривались сложные импульсы (длительность – 10 сек, полоса – 10 Гц) при расстоянии между источником и приемником 50 км. Возбуждалась первая мода, принимались также первая мода. Скорость ветра составляла 5 и 10 м/с. Из расчетов видно, что для малых значений задержек отличия достигают величины 20 – 50 дБ. Аналогичные оценки, полученные для мелководных каналов зимнего типа, показывают, что эффекты объемного рассеяния слабы, и можно пользоваться традиционной моделью ветровой реверберации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-02-17157, 00-15-96741).

Литература

1. Бурдуковская В.Г., Лучинин А.Г., Хилько А.И. Томографическая реконструкция неоднородностей океанических волноводов с помощью маломодовых импульсов. // Препринт N 535. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2000г., 32с.

ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ АНТЕНН В УСЛОВИЯХ ЭКСПЛУАТАЦИИ

С.С.Наумов, Н.И.Князева

*Инженерный центр Нижегородского государственного технического
университета*

В настоящее время измерения амплитудно-фазочастотных характеристик антенн, а также пространственного распределения чувствительности (АФЧХДН) производится либо стендовым методом, либо на плавсредстве в специальном доке со специальным оборудованием наподобие 50-метрового поворотного кронштейна с излучателем. Эти измерения дороги, неточны и громоздки. Авторами предлагается разработанный ими метод измерения АФЧХДН антенн, применимый в условиях эксплуатации. Излучатель со средствами формирования тестовых сигналов располагается на буре, либо вывешивается с борта вспомогательного судна. Плавсредство, имеющее на борту измеряемую антенну, производит галсы, во время которых измеряются дистанции до крайних приемников антенны и одновременно снимается АФЧХ антенны в широком диапазоне частот. Все измерения производятся на базе модифицированного метода спектрометрии временных задержек, разрабатываемого авторами. Предварительно производится синхронизация излучающего и приемного комплектов аппаратуры. Тестовые сигналы представляют собой линейно-частотно-модулированные колебания, имеющие сложность $5000 \div 20000$, что при когерентной обработке дает помехозащищенность на $37 \div 43$ дБ больше, чем при использовании тонально-импульсного метода. Соответственно повышается и точность изме-

рений как АФЧХ, так и позиционных. Для определения взаиморасположения излучателя и антенны применяются специальные методы уточнения положения приходов на временной оси. Эти методы позволяют увеличить точность в количество раз, равное отношению сигнал/шум сквозного канала. Подход, предлагаемый авторами, позволяет также производить парциальные измерения антенны (т.е. поэлементные, либо частичных групп элементов). Подобный приём значительно снижает требования к расстояниям до отражающих звук границ среды (например поверхности и дна), позволяя проводить обмеры на мелководье. Поскольку при измерениях регистрируются не только амплитудные, но и фазовые соотношения, из парциальных измерений с хорошей точностью восстанавливаются характеристики антенны в целом.

На рис.1 показана схема постановки для проведения измерений в условиях бассейна. Крайние приемники антенны играют роль прицельных, т.е. позволяют определять геометрическое взаиморасположение антенны и излучателя. Антенна вращается с помощью поворотного устройства, опорный приемник неподвижен и служит для нормирования сигналов отдельных приемников или фрагментов антенны.

На рис.2 представлена аппаратная реализация предлагаемого подхода, использовавшаяся для проведения парциальных измерений в условиях испытательного акустического бассейна ограниченных размеров.

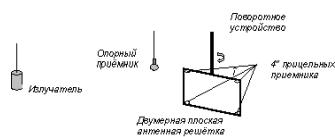


Рис.1.

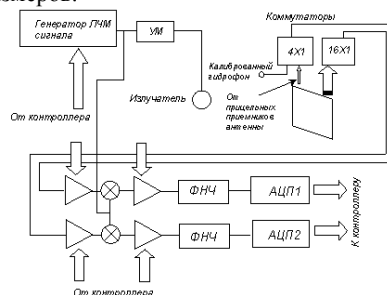


Рис.2.

Порядок проведения измерений:

Двухканальная (по числу АЦП) система «Ли́ра-М» в автоматическом режиме проводит циклы измерений следующих типов:

1. Измерение расстояний от излучателя до трёх «прицельных» приёмников, расположенных на углах антенны для определения взаимного положения (углов) и дистанции между антенной и излучателем;
2. Измерение расстояния между излучателем и «опорным» калиброванным гидрофоном – для учёта ослабления распространения сферической волны;
3. Измерение частотных характеристик чувствительности отдельных элементов антенны с учётом дистанций и углов прихода сигнала. Ближнее поле также учитывается, т. е. Направления прихода не считаются параллельными.

Дальнейшая обработка состоит в формировании трёхмерной зависимости АФЧХ каждого элемента по давлению от угла прихода. Взвешенная (при необходимости задания распределения) сумма АФЧХ/ДН всех приёмников позволяет восстановить АФЧХ/ДН антенны в целом. При этом вводится коррекция на ближнее поле.

В эксперименте использовался сигнал с начальной частотой F_0 3999 Гц, изменяющейся за 1.25с до 8999 Гц (крутизна $S=4000$ Гц/с). Принятый сигнал, после перемножения на излучённый и НЧ фильтрации ($F_c=200$ Гц) оцифровывался с частотой 821 выб/с, давая за время «свипа» (развёртки по частоте) 1024 измерения уровня.

Спектр оцифрованного сигнала (*Energy Time Curve=ETC* = ЭнергоВременная Зависимость=ЭВЗ) представлял собой зависимость энергии волны от времени задержки её распространения. ЭВЗ является некоторым аналогом импульсной функции тракта, но, в отличие от последней, перенесена на нулевую частоту, т.е. избавлена от периодичности, присущей ИФ.

Важным обстоятельством является тот факт, что протяжённость (во времени) ЭВЗ, в отличие от импульсной функции, не зависит от длительности излучённого импульса.

Предварительная аналоговая фильтрация НЧ достаточно экономичным образом позволяет ограничить полосу частот, в которой принимается шумовая помеха. В рассматриваемом случае принимаемая полоса частот ($200 \times 2 = 400$ Гц) меньше рабочей девиации частоты в $4000 \times 1.25 / 400 = 12.5$ раза. Когерентная обработка (БПФ) улучшает отношение С/Ш в

$$\sqrt{\Delta F \cdot \Delta T} = \sqrt{6000 \cdot 1.25} = 87 \text{ раз или } 38 \text{ дБ.}$$

Зависимость энергии в канале от времени распространения позволяет в нашем случае визуализировать угло-временные характеристики исследуемой антенны. Ниже это иллюстрируется результатом измерения ЭВЗ антенны в целом от угла её разворота относительно направления на излучатель (рис.3). По оси абсцисс отложены номера измерений, они же - условные единицы угла (поворотное устройство вращалось квази-равномерно). По оси ординат отложены величины задержки распространения. 1ед. по вертикали соответствует около 167 мкс. Интенсивности сигнала отображаются псевдоцветом.

Тёмное пятно в области (295,13) соответствует максимуму сигнала в случае фронтального падения луча. Можно заметить последовательные переотражения в материале экрана антенны вплоть до отметки 50 по вертикали (т.е. $(50-13) \cdot 0.167 = 6.18$ мс).

При расположении антенны вдоль направления прихода (абсциссы 50 и 550) сигнал падает почти до нуля, характеризуя направленность антенны. Сдвоенные «приходы» (110,12 – 110,18) и (470,13 – 470,16) по всей видимости, связаны с наличием нескольких путей распространения как снаружи, так и внутри антенны.

На графике рис.4 построена АЧХ антенны для измерения №201 а также результат прямого измерения общей чувствительности. Расхождение между кривыми (<1

дБ), как было сказано выше, может объясняться неидентичностью импедансов нагрузок при прямых и парциальных измерениях, и может быть снижено за счет применения ненаправленных прицельных приемников.

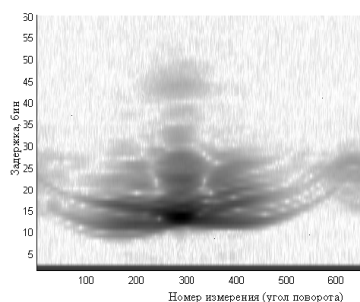


Рис.3.

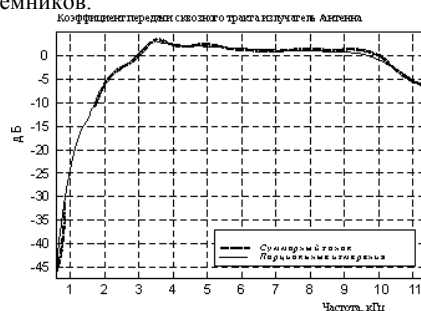


Рис.4.

Предлагаемая методика представляется авторам перспективной по следующим причинам:

1. СВЗ (Спектрометрия Временных Задержек – *Time Delay Spectrometry*) позволяет за счёт увеличения длительности импульса по сравнению с тонално-импульсным (ТИ) методом повысить точность измерения дистанции на несколько порядков, т.к. эта точность напрямую связана с соотношением сигнал/шум, которое, в свою очередь определяется энергией сигнала. Так, во время бассейнового эксперимента применялись сигналы длительностью от 1 до 2 с (вместо 1мс при ТИ). В результате отношение С/Ш выросло в

$$\sqrt{\frac{2}{.001}} = 44 \text{ раз или на } 33 \text{ дБ,}$$

что позволило вообще исключить из тракта усилитель мощности УМ. Точное измерение угла накладывает жёсткие ограничения на требуемую точность измерения дистанции, поэтому соотношение С/Ш приобретает особую важность.

2. Отсутствует необходимость жёсткой физической связи для поддержания постоянной и известной дистанции и взаимной ориентации антенны и излучателя. Непрерывные измерения углов и дистанций позволяют вести замеры АФЧХДН без останова координатного устройства. Это особенно важно при проведении полевых измерений.
3. Парциальный метод измерения АФЧХДН выигрышен с точки зрения временной селекции, поскольку отстройка от мешающих отражений будет тем проще, чем меньше протяжённость обмеряемого приёмника или системы приёмников.
4. Количество содержательной информации, получаемой при ПИ (парциальных измерениях) значительно превышает таковое при обмерах антенны в

целом. Возникает возможность моделирования влияния распределений, или оптимальной суперпозиции отдельных элементов.

5. Учёт ближнего поля может выполняться существенно более точно.
6. Измерения производятся во всём частотном диапазоне излучателя одновременно, т.е. за время приёма одного импульса получается информация о чувствительности и фазовой характеристике приёмника во всём диапазоне частот. В полевых условиях при измерениях методом ТИ после посылки каждого импульса на одной из частот, потребовалось бы выдерживать достаточно длительную паузу для затухания реверберации, время которой может составлять от долей до единиц секунд.

Литература

1. Князева Н.И., Наумов С.С., Зенютич Е.А. //Межвузовский сборник научных трудов "Радио электронные и телекоммуникационные системы и устройства", 1998, вып.4, с.18.
2. М.Б. Зуев, Н.И. Князева, С.С. Наумов //Тезисы доклада на IV всероссийской научно-технической конференции, Н. Новгород, 1999г., с.12.

АКУСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ШЕЛЬФОВЫХ МОРСКИХ АКВАТОРИЙ И ПРОБЛЕМА ИХ ФИЗИЧЕСКОЙ АДЕКВАТНОСТИ

А.С.Белогорцев, А.И.Белов¹⁾, В.А.Журавлев, Ю.В.Хоха

Северный филиал Акустического института,¹⁾ Научный центр волновых исследований института общей физики РАН

Современный повышенный интерес к континентальному шельфу ужесточает требования к детализации его акустического описания и к уровню физической адекватности последнего. В то же время с появлением современных высокопроизводительных машин возможности моделирования гидроакустических явлений в мелкой воде существенно расширились.

Первоначально теоретические модели служили главным образом для физической интерпретации наиболее существенных экспериментальных закономерностей распространения низкочастотного звука в реальных условиях. Модель идеального волновода оказалась для этого чрезмерным упрощением. Первая модель неидеального волновода предложена Пекерисом [1]. Модель Пекериса достаточно удовлетворительно объяснила основные акустические эффекты звука взрыва, наблюдавшиеся Ворцелем и Ивингом в прибрежных водах восточного побережья США [2]. Однако с самого начала проявилось и систематическое рассогласование теории и эксперимента в полосе частот, которое правильно интерпретировалось как неадекватность теоретической модели реального дна, не учитывающей его слоистой структуры [1].

В дальнейшем развитии теории значительное внимание уделялось последовательному учету слоистости водной толщи и дна. Требовалось повысить уровень адекватности разрабатываемых моделей с тем, чтобы их можно было успешно использовать и для прогнозирования реальных акустических явлений.

Подобно тому, как идея слоистости водной толщи нашла выражение в виде ее гидрологоакустической модели, идея слоистого дна привела к представлению о его геоакустической модели. Согласно Гамильтону [3], под последней понимается модель реального дна, составленная на основе измерений, экстраполяции и предсказания всех физических параметров слоистого дна, существенных для подводной акустики. Ввиду многообразия моделей реального дна целесообразно их конкретизировать для каждой акватории. Вследствие этого они принципиально привязаны к географическим координатам, по своей природе являются эмпирическими и их естественно представлять в виде геоинформационных систем (ГИС), способных обеспечить сбор, хранение, поиск и манипулирование данными большого объема. Использование гидрологоакустических и геоакустических моделей согласуется с общим требованием к моделированию акустических явлений по критерию физической адекватности.

Эмпирические гидрологическая и геологическая модели в совокупности представляют обобщенную физическую модель реального волновода. Выбор теоретической акустической модели поэтому не произволен. Математическая модель, как идеализация физической картины, должна отражать в формализованном виде основные особенности последней. Реализуется она в виде определенного метода расчета поля в волноводе и вычислительных программ.

Рассмотренные представления приводят к общему подходу. Суть его состоит в том, чтобы при построении адекватной акустической модели определенной шельфовой акватории в качестве параметров соответственно выбранной модели использовать эмпирические гидрологические и геоакустические модели района. Подход реализуется последовательным решением трех задач.

1. Построение обобщенных гидрологоакустической и геоакустической моделей.

Получение исходных данных для построения этих моделей выходит за рамки собственно акустической проблемы. Используются результаты морских гидрологических, геологических геофизических, сейсмических исследований. Они собираются обобщаются и представляются в виде баз данных ГИС, содержащих информацию о ВРСЗ, батиметрии, структуре дна, плотности, скорости продольных и поперечных волн в каждом слое и т.п. Построенная таким образом геоакустическая модель, в частности, конкретизирует постановку второй задачи и вносит в нее физическую определенность.

2. Акустическая калибровка акватории. В постановке этой задачи обобщенная геоакустическая модель дна и теоретическая модель волновода предполагаются заданными. Цель состоит в уточнении или доопределении параметров модели по результатам акустического зондирования. Как основная экспериментальная процедура, зондирование обеспечивается двумя судами, оснащенными гидрологическим оборудованием, генераторами и излучателями тональных и импульсных сигналов, приемными системами и средствами регистрации звука, эхолотами и т.д. Обработка

сигналов ставится как задача статистической идентификации в теории систем. Методика обработки основывается на согласовании теоретических и экспериментальных характеристик звукового поля. Для этого решается соответствующая обратная задача с использованием многомерной оптимизационной процедуры, минимизирующей целевую функцию – функционал невязки. Полученные оценки параметров геоакустической модели дна рассматриваются как элементы акустической модели акватории и вводятся в ГИС.

3. Экспериментальная проверка адекватности акустической модели. Направлена, прежде всего, на сопоставление расчетных характеристик поля с данными измерений, выполненных в различных районах моря в разное время на разных частотах при различных взаимных положениях излучателя и приемника. При наличии калиброванных излучателей, возможно реализация на разных частотах принципа сравнения с эталоном. Оцениваются точность прогнозов, формулируются и уточняются условия и границы применимости построенной акустической модели.

В соответствии с указанным подходом в СФ АКИН построена низкочастотная акустическая модель Баренцева моря (АМБМ), для которого влияние дна является определяющим. Модель реализована в виде ГИС, включающей в себя программу расчета поля и СУБД, причем БД по параметрам гидрологоакустической и многослойной геоакустической моделей перекрывают большую часть акватории моря. Модель обеспечивает прогнозы звукового поля монопольного источника для любой трассы, заданной координатами излучения и приема. Степень адекватности модели, характеризуемую рассогласованием экспериментальных и расчетных значений коэффициента затухания поля, иллюстрирует рис. 2. На рис. 3. изображено прогнозное акустическое загрязнение Баренцева моря при ожидаемом освоении Штокмановского газоконденсатного месторождения. Анизотропия поля связана с отличиями условий распространения звука по разным направлениям от условного эпицентра энергонесущего промыслового оборудования.

Построенная АМБМ демонстрирует, таким образом, эффективность использованного подхода, обеспечивающего достижение высокого уровня достоверности и качества прогнозов, как показателя адекватности модели.

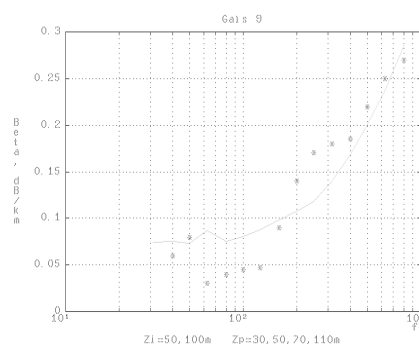


Рис.1

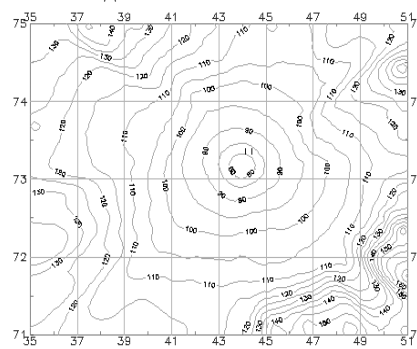


Рис.2

Адекватная акустическая модель континентального шельфа, реализованная в виде ГИС, становится, по существу, универсальной. Она позволяет решать задачи имитационного моделирования, ставить численные эксперименты, незаменима при косвенных натурных измерениях, испытаниях, создании систем акустической диагностики и мониторинга и т.д.

Литература

1. Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде. // В кн. Распространение звука в океане. Сб. пер. с англ. Под ред Бреховских Л.М., Изд. ИЛ.: М., 1951.
2. Ворцель Д., Ивинг М. Распространение звука взрывов в мелкой воде. // В кн. Распространение звука в океане. Сб. пер. с англ. Под ред Бреховских Л.М., Изд. ИЛ.: М., 1951.
3. Гамильтон Э.Л. Геоакустические модели морского дна. // В кн. Акустика морских осадков. Под ред. Л.Хэмптона. Пер. с англ. Изд. Мир, М., 1977.

ТЕХНОЛОГИИ АКТИВНО-ПАССИВНОГО И ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО "ПРОСВЕТНОГО" МЕТОДА ГИДРОЛОКАЦИИ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧ МОНИТОРИНГА МОРСКИХ АКВАТОРИЙ

**М.В.Мироненко, А.М.Василенко, А.Е.Малошенко¹⁾, Л.Э.Карачун¹⁾,
А.А.Табояков¹⁾**

*Тихоокеанский Военно-Морской Институт,¹⁾ Специальное Конструкторское Бюро
средств автоматизации морских исследований ДВО РАН*

Исследованиями и разработками в области гидроакустики в 90-х годах было установлено, что формирование акустических волн в параметрических системах достигается как акустическими методами [1-3], так и методами, основанными на использовании других (нетрадиционных) подходов. Например, с использованием энергии электромагнитных волн для возбуждения нелинейных свойств среды и в качестве накачки при параметрическом приеме и излучении сигналов. Предметом данной работы является анализ научно-технических разработок Дальневосточных гидроакустиков в этой области. В этой связи, рассматриваются "просветный" активно-пассивный и параметрический (АПиП) метод гидролокации, основанный на использовании "дальней" низкочастотной подсветки контролируемой среды [4-8], а также метод реверберационной приемной параметрической антенны (РППА), основанный на использовании "ближней" высокочастотной подсветки среды [9,10].

Экспериментальными исследованиями "просветного" метода показано, что пространственно развитый морской объект (например, рыбный косяк или гидродинамический след) обнаруживается и классифицируется по следующим закономерностям преобразования "просветных" сигналов [4-9]:

- дифракции сигналов на корпусе объектов, рассеяния и расфокусировки сигналов в пространственно развитой области среды, возмущенной движущимся техническим объектом или биологическими скоплениями;
- параметрического преобразования "просветных" сигналов полями объектов различной физической природы.

Сущность метода РППА, заключается в следующем. Метод реализует параметрический прием низкочастотных сигналов "малых амплитуд" антеннами "малых волновых размеров", что осуществляется следующим образом. Прилегающую к антенне гидроакустической станции (ГАС) среду, протяженностью сотни метров, облучают сигналами высокочастотной накачки. Излученные сигналы накачки, рассеиваясь на нелинейных неоднородностях среды, вступают во взаимодействие с принимаемыми низкочастотными сигналами, так что в приемный тракт станции приходят нелинейно преобразованные сигналы накачки. Полезные сигналы выделяются в параметрических трактах модернизированных ГАС [9].

Низкочастотный "просветный" метод эффективно объединяет преимущества и максимально сглаживает принципиальные недостатки классических методов: активной гидролокации; шумопеленгования и параметрического излучения-приема гидроакустических сигналов, что заключается в следующем. Использование низкочастотной подсветки среды (на частотах десятки Герц - сотни Герц) обеспечивает возможность дальнего обнаружения объектов. Использование в методе низкочастотных "просветных" сигналов делает его практически нечувствительным к мелко-масштабным изменениям гидроакустических характеристик среды. Морской объект может быть обнаружен и классифицирован по закономерностям преобразования "просветных" сигналов нелинейными областями среды сформированными в процессе их движения, а также их полями различной физической природы [10-15,17]. Низкочастотный "просветный" метод практически не зависит от отражающих характеристик объектов и в меньшей степени (относительно классических методов) зависит от уровня сигналов их полей. Метод не требует обязательного применения крупногабаритных направленных приемоизлучающих антенн, а также сложных трактов формирования, приема и обработки сигналов. Применение в методе антенных устройств обеспечивает дополнительный выигрыш, что особенно эффективно проявляется при совместной реализации методов АПиП и РППА [9,14]. Использование закономерностей дифракции и рассеяния "просветных" сигналов при решении задач дальнего обнаружения объектов неэффективно, вследствие малой величины волнового параметра. Однако этот эффект может быть использован при дистанционном измерении подводных объектов [5,6]. Закономерности расфокусировки и рассеяния "просветных" сигналов протяженными областями морских биологических скоплений, а также гидродинамическими возмущениями среды могут быть использованы при контроле протяженных морских акваторий [7-10]. Актуальным направлением применения методов АПиП и РППА являются системы промыслово-

го рыболовства, контроля и охраны морских акваторий (включая глубоководные бухты и шельфовые зоны с их нефтегазовыми запасами) [9,14].

Успешное решение задач мониторинга океанских акваторий может быть достигнуто на основе нетрадиционных томографических разработок "просветного" метода. Траекториями обработки информации в таких системах, в отличие от классических томографических многоэлементных систем, измеряется не геометрический образ объектов, а пространственная протяженность характеристик их полей различной физической природы. Задача определения места объекта на прозвучиваемой акватории в рассматриваемой томографической системе определяется методом двухсторонней просветки среды с использованием синхронизации сигналов и с их последующей корреляционной обработкой. Задержка сигналов в момент корреляционного максимума определяет место объекта на трассе. Пространственно-временной спектр сигнала определяет классификационную характеристику шумоизлучения регистрируемого объекта [16].

Литература

1. Зверев В.А., Калачев А.И. Модуляция звука звуком при пересечении акустических волн // Акуст. журн., 1970, т.16, №2, с. 245–251.
2. Зверев В.А., Калачев А.И., Устройство для приема инфранизкочастотных колебаний. // Авт.свид. СССР № 422197, Бюл.изобр., 1982, №8, с. 277.
3. Донской Д.М., Сутин А.М. Параметрический прием акустических сигналов в неоднородных средах // Акуст. журн., 1981, т.27, №6, с. 876-887.
4. Мироненко М.В., Пономарев В.В., Чудаков А.И. Проблемы гидролокации, перспективы её развития // Сборник трудов 11 сессии РАО, т.2, М.:ГЕОС, 2001, с.11-14.
5. Мироненко М.В., Клименко Н.А., Паренский А.И. Способ акустической размеретрии // Авт. свид. СССР, № 2233207 от 01.08.1985г.
6. Мироненко М.В., Мироненко Т.А., Чудаков А.И. Способ дистанционного гидроакустического измерения подводных объектов // Сборник тезисов докладов на международной конференции "Проблемы конверсии оборонных технологий", С-Петербург, 1996, с.20–21.
7. Мироненко М.В., Мироненко Т.А. Способ обнаружений морских биологических скоплений // Положительное решение на изобретение НИИГПЭ, №3565 от 23.09.1992.
8. Мироненко М.В., Василюстов М.В., Бородин А.Е. Дальнее обнаружение косяков рыб и скоплений морских организмов низкочастотными просветными системами. // Сборник трудов Региональной научно-технической конференции, ч.3, г.Владивосток, ДВГМА, 1998, с.88–91.
9. Бахарев С.А., Мироненко М.В., Лукьянов М.М. Метод активно-пассивной гидролокации с использованием параметрических антенн // Сборник статей ВМНТК, г. Владивосток, ТОВВМУ, вып.17, 1997, с. 68-75.
10. Бахарев С.А., Мироненко М.В., Чудаков А.И. Способ и система параметрического приема низкочастотных гидроакустических волн антеннами малых волно-

- вых размеров // Положительное решение ВНИИГПЭ № 1514 от 25.06.1992г., г. Владивосток, в/ч 90720.
11. Короченцев В.И., Мироненко М.В. Способ приема упругой волны в морской воде (варианты). // Патент на изобретение РФ № 2158029 от 20.11.2000г., Владивосток, ДВГТУ.
 12. Короченцев В.И., Мироненко М.В. Способ передачи упругой волны в морской воде (варианты). // Патент на изобретение РФ № 2167454 от 20.05.2001г., г. Владивосток, ДВГТУ.
 13. Мироненко М.В., Мироненко А.М., Метод дальнего параметрического приема акустических волн низкочастотного и инфранизкочастотного диапазонов // Сборник трудов 11 сессии РАО, т.2, М.: ГЕОС, 2001, с. 222-225.
 14. Мироненко М.В., Бахарев С.А. Пономарев В.В. Закономерности обобщенного гидроакустического метода "гидролокации на просвет" // Сборник статей ВМНТК, г. Владивосток, ТОВВМУ, вып.10, 1966, с. 25-32.
 15. Мироненко М.В., Минаев Д.Д. Параметрическое взаимодействие акустических и электромагнитных волн в морской среде. // Сборник статей ВМНТК, г.Владивосток, ТОВВМУ, вып.3, –1996, с.82-87.
 16. Мироненко М.В., Стародубцев П.А. Представление результатов обнаружения морских объектов "просветным" методом в форме томографических образов. // Сборник рефератов ДР, ВНИИ, вып.№3, 2001 г., 64 с.
 17. Мироненко М.В. Диссертация доктора технических наук на специальную тему. // г.Владивосток, в/часть 90720, 1993 г., 365с.

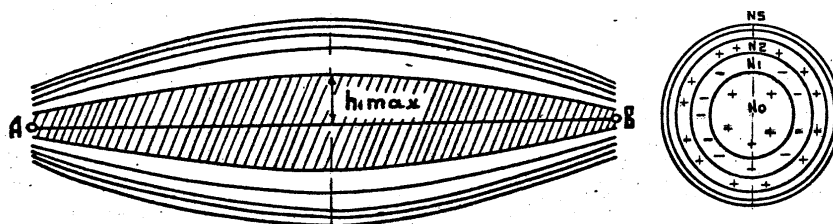
РЕАЛИЗАЦИЯ БЕСТЕЛЕСНОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ В НИЗКОЧАСТОТНЫХ "ПРОСВЕТНЫХ" СИСТЕМАХ МОНИТОРИНГА МОРСКИХ АКВАТОРИЙ

М.В.Мироненко, В.И.Короченцев¹⁾, С.П.Петроченко²⁾, А.М.Василенко

Тихоокеанский Военно-Морской Институт,¹⁾Дальневосточный Государственный Технический Университет,²⁾Войсковая часть 90720

История и практические разработки смелой идеи бестелесной акустической антенны бегущей волны, основанной на высокочастотной накачке нелинейной водной среды, обстоятельно изложены в работе [1] и в многочисленных публикациях по этому направлению, появившихся еще в 80-х годах [2,3].

Работа посвящена развитию этой идеи в низкочастотном "просветном" методе гидролокации, который объединяет закономерности преобразования "просветного" акустического поля излучениями и полями объектов различной физической природы, а также пространственно развитыми неоднородностями морской среды. Преобразование структуры установившегося "просветного" акустического поля объектами проявляется в закономерностях дифракции сигналов на корпусе объектов [4] и рассеянии сигналов гидродинамическими возмущениями среды [5]. Наиболее эффективно проявляется закономерность амплитудно-фазовой модуляции и парамет-



рического преобразования "просветных" сигналов акустическими и электромагнитными излучениями объектов при их совместном распространении в нелинейной морской среде.

Рассмотрим "просветную" активно-пассивную систему гидролокации морской среды, как широкомасштабную приемоизлучающую параметрическую систему с низкочастотной накачкой среды. Энергия сигнала из точки излучения А в точку приема В распространяется в пределах определенной области пространства, границы которой определяются на основе принципа Гюйгенса и построения зон Френеля. На рисунке приведена картина структуры зон Френеля. Первая зона образует область пространства, определяющую перенос энергии акустических волн из точки излучения в точку приема. Для получения в точке приема энергии сигнала такой же величины, как и в свободном пространстве, необходимо, чтобы первая зона на всем пути распространения волн оставалась "чистой" от экранирования объектами или от преобразования рассеивающими неоднородностями. Радиусы зон h определяется по формуле Френеля:

$$h_n = \sqrt{(R_1 R_2 \lambda n) / (R_1 + R_2)}, \quad (1)$$

где R_1, R_2 – расстояния, определяющие положение объекта или неоднородности на линии излучения приема; λ – длина "просветной" акустической волны; n – номера зон Френеля (достаточно взять четное число первых зон, например, четыре).

В случае расположения объекта или нелинейной неоднородности среды в пределах первой зоны, будет происходить интенсивное параметрическое преобразование "просветных" волн. В этом случае, первая зона выполняет функции бестелесной пространственной параметрической антенны бегущей волны с низкочастотной накачкой. Относительно классической параметрической антенны [1-3], формируемой на основе ультразвуковой накачки среды в области излучателя или приемника сигналов, рассматриваемая антенна является симметричной приемоизлучающей и, что принципиально ново – низкочастотной. Закономерности амплитудно-фазовой модуляции волн в такой системе, как и в классических, могут быть выражены через амплитуды комбинационных волн и индекс фазовой модуляции [2,3], который в этом случае реализуется более эффективно [6]. Рассматривая модель "просветной" системы, как параметрическую приемоизлучающую антенну можно отметить, что нелинейное взаимодействие сигналов происходит не на коротком линейном отрезке, как это показано в [2,3], а в большом объеме нелинейно-возбужденного пространства, сопутствующего наблюдаемому объекту [6,7]. Именно этот факт определяет неожиданно высокий эффект рассматриваемой параметрической антенны, который по примерным оценкам значительно (не менее, чем на четыре порядка) превышает ранее приводимые оценки классических параметрических приемников. Экспериментальными исследованиями "просветного" метода в морской среде, с использованием низкочастотных электромагнитных излучений объектов, подтверждена высокая эффективность взаимодействия электромагнитных и упругих акустических волн [8,9]. При этом, подтвердилась также закономерность "тройного"

взаимодействия электромагнитных и акустических (объектных) волн с низкочастотными "просветными" [10,11].

Анализ помехоустойчивости, рассмотренной параметрической системы, относительно классических методов шумопеленгования, активной гидролокации и дальней звукоподводной связи (ЗПС), подтверждает его аналогию с системой ЗПС. Однако возможность использования в "просветном" методе сигналов стабильной частоты и их длительного накопления при приеме, дает ему дополнительный выигрыш в помехоустойчивости [11,12]. Оценки параметра "силы цели" рассматриваемого метода также выгодно отличают его от классических методов шумопеленгования и гидролокации и значительно их превосходят, что показано в работах [11,12] и подтверждено экспериментально.

Итак, теоретическими исследованиями, техническими разработками низкочастотного "просветного" активно-пассивного и параметрического метода гидролокации, а также их испытаниями в натурных условиях показано, что в нем эффективно подтверждается закономерность параметрического взаимодействия волн различной физической природы, преимущественно акустических и электромагнитных.

Реализующая метод гидроакустическая "просветная" система, представляет собой широкомасштабную приемноизлучающую параметрическую систему с низкочастотной накачкой (подсветкой) контролируемой акватории.

Литература

1. Зверев В.А. Как зарождалась идея параметрической акустической антенны // Акуст. журн., 1999, Т.45, с. 685–682.
2. Зверев В.А., Калачев А.И. Модуляция звука звуком при пересечении акустических волн // Акуст. журн., 1970, Т.16, № 2, с.245–251.
3. Зверев В.А., Калачев А.И. Устройство для приема инфранизкочастотных колебаний // Авт. свид. СССР, № 422197, Бюл. изобр., 1982, № 8, с.277.
4. Мироненко М.В. К вопросу акустического контроля размеров экранов дифракционным способом // Сборник докладов Всесоюзной межвузовской акустической конференции, г.Владивосток, ДВПИ, 1986, с.11–13.
5. Алексеев В.Н., Семенов А.Г. О роли кильватерного следа в рассеянии звука движущимся телом // Акуст. журн., 2000, Т.46, вып.6, с.732–739.
6. Мироненко М.В., Моргунов Ю.Н. Физико–математические основы нетрадиционного метода "гидролокации на просвет" // научно–технический сборник "Проблемы и методы разработки и эксплуатации ВТиВ ВМФ", ТОВМИ, г.Владивосток, Т.3,1996, с.88–91.
7. Мироненко М.В., Мироненко Т.А. Способ обнаружения морских биологических скоплений. // Положительное решение на изобретение НИИГПЭ, №3565 от 23.09.1992.
8. Короченцев В.И., Мироненко М.В. Способ передачи упругой волны в морской воде (варианты). // Патент на изобретение РФ, №2167454 от 5.12.1998. г.Владивосток, ДВГТУ.
9. Короченцев В.И., Мироненко М.В. Способ приема упругой волны в морской воде (варианты). // Патент на изобретение РФ, №2158029 от 20.11.2000г., г.

- Владивосток, ДВГТУ.
10. Шосток С.В., МIRONENKO М.В., Сургаев И.Н. Амплитудно-фазовая модуляция акустических и электромагнитных волн при их взаимодействии в морской среде // Сборник статей, г.Владивосток, ТОВМИ, вып22, 2001, с.82–88.
 11. МIRONENKO М.В., Короченцев В.И., Турмов Г.П. Взаимодействие упругих и электромагнитных волн в морской воде // доклад на международном симпозиуме "Подводные технологии– 2000", Япония, Токио, май 2000г.
 12. МIRONENKO М.В., Моргунов Ю.Н. К вопросу оценки помехоустойчивости и параметра силы цели при реализации "гидролокации на просвет" // Сборник статей ПМ РЭВ ВТ ВМФ, ТОВВМУ, г.Владивосток, 1996, №3, с.92–96.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОДЕЛЬНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

А.И.Белов, В.В.Курин¹⁾, О.В.Лебедев¹⁾

Научный центр волновых исследований Института общей физики РАН,

¹⁾Нижегородский госуниверситет

Для идентификации гидроакустического волновода необходимо решить две взаимосвязанные задачи. Во-первых, выбрать адекватную математическую модель канала распространения звука, и, во-вторых, оценить её параметры на основании результатов измерения характеристик акустических полей.

Идентификация модельного волновода, созданного в лабораторной ванне, значительно упрощается, поскольку в этом случае имеется известная определенность в выборе модели канала распространения. Это обстоятельство позволило уделить в данной работе основное внимание методам оценки параметров математической модели волновода.

Для оценки параметров модели мелководного волновода широко используется метод согласования полей (МСП) [1]. Суть метода заключается в минимизации функционала вида:

$$L_1 = 1 - \frac{\left| \sum_n p_c(m) p_e^* \right|^2}{\sum_n |p_c(m)|^2 \sum_n |p_e|^2}, \quad (1)$$

где p_e , p_c - соответственно экспериментально измеренная и рассчитанная в рамках выбранной модели волновода комплексная амплитуда звукового поля для n расположенных в пространстве точек, m - вектор оцениваемых параметров, звез-

дочка означает комплексное сопряжение. Такой подход подразумевает, как правило, использование в эксперименте вертикальных приемных систем с контролируемым с высокой точностью положением отдельных приемников и источника звука в пространстве. Вместе с тем значительное число экспериментальных работ направлено на получение горизонтальных разрезов звукового поля путем буксировки излучателя. В морских условиях при проведении таких экспериментов точность определения взаимного местоположения излучателя и приемников часто оказывается недостаточной для когерентной обработки в соответствии с формулой (1). В то же время амплитуда звукового поля, особенно в зонах интерференционных максимумов, достаточно устойчива к погрешностям определения пространственного положения. Поэтому представляет интерес исследовать возможность использования амплитуды поля для оценки параметров волновода. В этом случае подлежащий минимизации функционал будет иметь следующий вид:

$$L_2 = 1 - \frac{(\sum_n |p_c(m)| |p_e|)^2}{\sum_n |p_c(m)|^2 \sum_n |p_e|^2}. \quad (2)$$

Экспериментальные данные, полученные в контролируемых лабораторных условиях, позволяют сравнить результаты оценки параметров волновода по формулам (1) и (2), что является одной из целей настоящей работы.

Модельный волновод, в котором проводился эксперимент, представлял собой водный слой толщиной около 30 мм, лежащий на толстом слое резины. Частота излучения равнялась 140 кГц, а глубины излучения и приема составляли 7 мм. Методика измерения горизонтального разреза звукового поля подробно изложена в работе [2]. В результате экспериментальной части работы была получена зависимость комплексной огибающей звукового поля от расстояния, которая и использовалась для идентификации волновода. Расстояние между корреспондирующими точками от 0.2 м до 2.1 м.

Значительная толщина резинового слоя, существенно превышающая длину волны излученного сигнала, и физические свойства резины позволили выбрать математическую модель волновода в виде слоя воды, лежащего на твердом поглощающем полупространстве. Таким образом, вектор оцениваемых параметров m состоял из толщины водного слоя h , скорости звука в воде c , плотности полупространства ρ , скоростей продольных волн c_l и поперечных волн c_t , коэффициентов поглощения продольных волн η_l и поперечных волн η_t .

Процедура минимизации функционалов L основана, как правило, на методах многомерной оптимизации. В данной работе мы использовали метод «направленного отжига» (simulated annealing method) [3]. Теоретические расчеты звукового поля выполнялись методом нормальных волн.

Оценки параметров волновода, полученные в результате минимизации функционалов L_1 и L_2 , представлены в таблице. Из таблицы видно, что

Таблица

	ког. об.	не ког. обр.
h , мм	29.3	29.1
c , м/с	1481.8	1480.6
ρ , г/см ³	1.66	1.65
c_l , м/с	1784.7	1791.5
c_t , м/с	467.3	465.6
η_l	0.061	0.053
η_t	0.125	0.175

оба метода обработки дают практически идентичные величины оценок параметров. На рис. 1 показано сопоставление измеренной (кривая 1) и рассчитанной (кривая 2) зависимостей относительной интенсивности звука от расстояния $I(r)$. На рисунке показан результат расчета только для параметров волновода, полученных для не когерентной обработки, поскольку расчеты для двух наборов параметров практически совпадают.

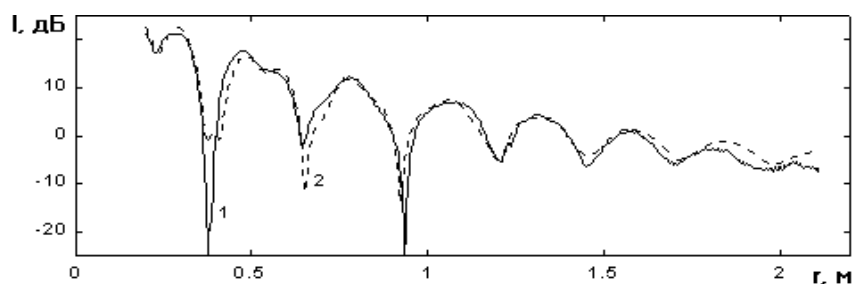


Рис. 1.

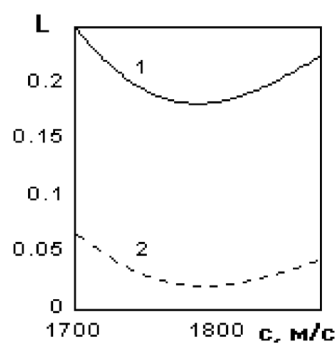


Рис. 2

Чувствительность методов иллюстрирует рис. 2, на котором показаны зависимости значений функционалов L_1 (кривая 1) и L_2 (кривая 2) от скорости продольных волн в дне. Как можно видеть, чувствительность двух методов к изменению величины скорости продольных волн примерно одинакова. Аналогичный вывод можно сделать и в отношении других параметров модели волновода. Вместе с тем, устойчивость некогерентной обработки к неточности измерения расстояния между корреспондирующими точками заметно выше.

Таким образом, некогерентная обработка в соответствии с формулой (2) может быть достаточно эффективным методом оценки параметров моделей реальных мелководных волноводов.

Литература

1. Tolstoy A. Matched field processing for underwater acoustic.-Singapore:World Scientific, 1993.
2. Курин В.В., Лебедев О.В., Прончатов-Рубцов Н.В. Экспериментальные исследования распространения звука в слабонеоднородных по трассе волноводах // Акуст. журн., 1994, Т.40, №3, С.486-487.
3. Otten R.H.J.M., van Ginneken L.P.P.P. The annealing algorithm.-Boston:Kluwer,

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ВЕРТИКАЛЬНЫХ АНТЕНН ПРИ СЕЛЕКТИВНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ И ПРИЕМЕ МОД В МЕЛКОМ МОРЕ

В.Г.Бурдуковская, О.Ю.Климин, А.И.Хилько

Институт прикладной физики РАН

Маломодовая импульсная низкочастотная акустическая томография (МИТ) мелкого моря [1] основывается на использовании модовых импульсов. Для эффективной селекции волноводных мод, параметры излучающих и приемных решеток должны определяться с учетом строения гидрологии и дна волновода в конкретных местах постановки. Подбор оптимальных значений глубины и числа излучателей и приемных элементов в решетках в общем случае определяется эффективностью наблюдения с помощью МИТ параметров наблюдаемых неоднородностей, которая зависит от ряда факторов, таких, например, как ослабление влияния помех и шумов, подавление возникающих из – за интерференции волноводных мод искажений и т.д.

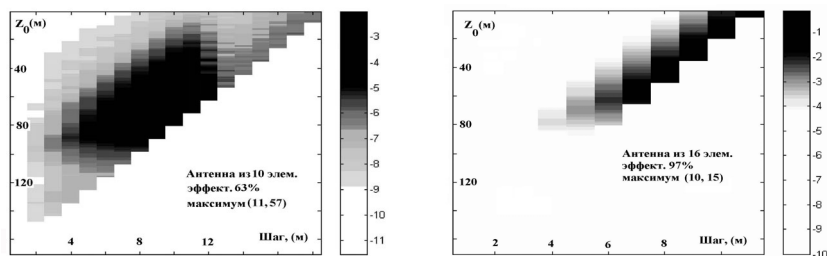


Рис. 1.

Исходя из особенностей распространения низкочастотных сигналов в мелководных волноводах, при формировании поля подсветки оптимальным является селективное возбуждение волноводных мод низших номеров. Наблюдение в этом случае может осуществляться при приеме мод более высоких номеров (работа в режиме модовой тени). Для согласованного со средой возбуждения волноводных мод используются алгоритмы генерации поля вертикальной решеткой конечных размеров с соответствующим весовым возбуждением её элементов. Амплитуда моды на удалении R при таком возбуждении определяются как $A_n = N^{-1} \sum_i^I \varphi_n(z_i) \varphi_m(z_i)$, где

$N = \sum_m^M \sum_i^I \varphi_n(z_i) \varphi_m(z_i)$ - нормировочный множитель, φ_n есть собственные функции волновода в месте постановки решетки, $z_i = z_0 + i\Delta z$ - глубина отдельного элемента решетки, I - число элементов решетки, z_0 - глубина первого элемента решетки, Δz - расстояние между элементами решетки, $i = 1 \dots I$, M - число распространяющихся мод волновода. При $m = n$ решетка с конечной апертурой $L = \Delta z I$ выделяет моду n с коэффициентом возбуждения A_n . При этом в силу конечности апертуры и соответствующей неортогональности, моды других номеров также возбуждаются, однако менее эффективно.

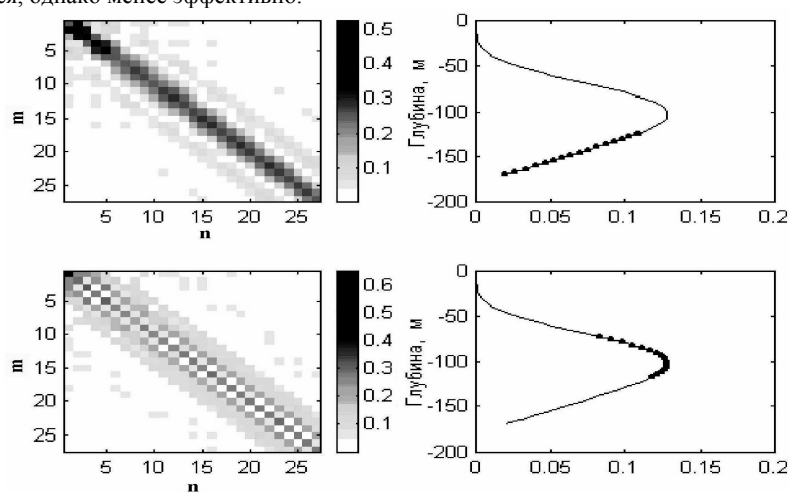


Рис. 2

С ростом апертуры антенны уровень селективируемой моды растет, вместе с этим для полного подавления остальных мод необходимо, чтобы решетка захватывала весь интервал глубин локализации селективируемой моды. Очевидно, что это возможно только для слабо взаимодействующих с дном мод водного типа. В общем случае коэффициенты возбуждения мод решеткой конечной апертуры для заданного волновода являются функциями параметров решетки: $A_n = A_n(z_0, \Delta z, I)$. Таким образом, следует подобрать параметры решетки для обеспечения максимальной эффективности возбуждения модовых импульсов. Для простоты, рассмотрим в качестве критерия выбора параметров максимизацию энергии, закачиваемой решеткой в одну из мод низких номеров.

Формально, такую задачу можно сформулировать как задачу поиска глобального экстремума функции разности энергий, закачиваемых в заданную моду и во все остальные моды в многопараметрическом пространстве $\theta_j = (z_0, \Delta z, I)$, для гидроакустического волновода с заданными характеристиками:

$$\frac{\partial}{\partial \theta_j} f(\theta_j) = \max, \quad f(z_0, \Delta, I) = |A_n - \sum_{l \neq n}^M A_l|.$$

Для примера, рассмотрим задачу о выборе параметров согласованной с первой модой излучающей решетки для типичных для мелкого моря в летних условий для случая двух решеток с 10 и 16 излучателями при различных значениях расстояний между ними и глубиной решетки (глубина волновода была выбрана 200 м). На рис. 1 показаны результаты расчетов по поиску оптимальных параметров решетки излучателей. Как показывают расчеты, если задать минимальное значение энергии,

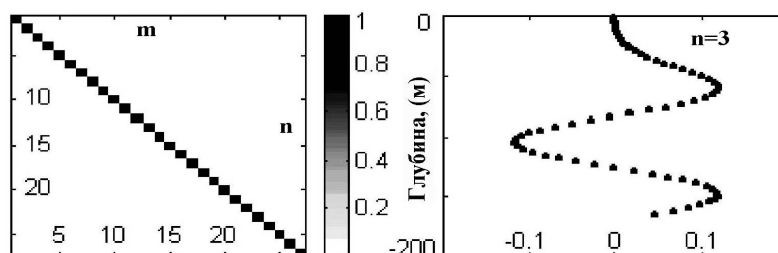


Рис. 3

закачиваемой в излучаемую моду (например, 95%), оптимальным вариантом может быть антенна, состоящая из 16 излучателей, с шагом между ними 10 м, расположенной на глубине 15 м (имеется в виду первый элемент). Иллюстрацией, приведенных выше расчетов является рис. 2, где показаны распределения коэффициентов возбуждения волноводных мод для двух значений глубин расположения излучающей решетки. Из этих распределений видно, что решетку излучателей следует располагать в интервале глубин, локализации основной части энергии (в нашем примере, первой) моды.

При приеме рассеянных наблюдаемой неоднородностью сигналов необходимо осуществить селективный прием всех рассеянных волноводных мод. Как показывают расчеты, оптимальным в этом случае вариантом является приемная решетка, перекрывающая по глубине весь волновод. Как показывают приведенные на рис. 3 расчеты, при фильтрации хорошо распространяющихся в волноводе мод низких номеров уровень паразитных помех, связанных с приемом мод других номеров, не превышает 15 – 20 дБ.

В целом, с учетом изменчивости характеристик волновода и вариаций формы решеток из-за течений, необходимо осуществлять регулярную адаптацию амплитудно – фазовых распределений, задаваемых в пределах апертур решеток для обеспечения селекции необходимых мод. При использовании излучающих решеток относительно небольшой протяженности при долговременном мониторинге среды для оптимального возбуждения мод при сезонной изменчивости гидрологии, может потребоваться изменение глубины постановки решеток.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-02-17157, 00-15-96741 и Проект № 353 молодых ученых РАН).

Литература

1. Бурдуковская В.Г., Лучинин А.Г., Хилько А.И. Томографическая реконструкция неоднородностей океанических волноводов с помощью маломодовых импульсов. // Препринт N 535, Н.Новгород: ИПФ РАН, 2000г., 32с.

ЗОНДИРОВАНИЕ ОКЕАНИЧЕСКОГО ДНА СЛОЖНЫМИ КОГЕРЕНТНЫМИ СИГНАЛАМИ

В.Б.Быстранов, В.Н.Лобанов, В.И.Рылов, А.А.Стромков, А.И.Хилько

Институт прикладной физики РАН

Введение

Традиционные исследования структуры океанического дна производятся при использовании широкополосных импульсных (электроискровых или взрывных) источников звука - при так называемом методе сейсмопрофилирования дна или методе импульсного зондирования [1]. Использование когерентных сложных сигналов позволяет увеличить разрешающую способность при выделении и идентификации отдельных приходов преломленных или отраженных в толще дна волн при шалдящем окружающую среду способе излучения зондирующих сигналов. При этом появляется возможность исследовать структуру дна в месте проведения акустического эксперимента для определения его гидролого-акустических параметров в стационарных условиях (при нахождении научно-исследовательского судна (НИС) в дрейфе или на якорях), что невозможно при традиционном методе импульсного зондирования, требующем проведения работ на ходу судна.

Методы обработки сложных когерентных сигналов

Задача экспериментального исследования любой системы, в том числе, структуры океанического дна, обычно заключается в изучении ее свойств по входным и выходным сигналам. Исчерпывающей характеристикой системы, в которую входят все ее параметры, является отклик системы на импульсное воздействие или же спектр этого отклика, называемый частотной характеристикой.

Для определения импульсных характеристик системы обычно используют тестовые сигналы, с помощью которых просвечивается исследуемая система. В случае использования когерентных источников звука наиболее подходящим тестовым сигналом является кодовая последовательность, называемая кодом максимальной длины (М-последовательность), и псевдослучайные сигналы, построенные на ее основе [2]. Повторяемость такого сигнала не вызывает никаких затруднений. Точность восстановления М-последовательности может ограничиваться только точностью повторения частоты сигнала (интервалов времени) в точке приема. Без применения

стандартов частоты относительная погрешность воспроизведения частоты сигнала может быть не более 10^{-6} , а при их использовании - 10^{-12} и менее. Это позволяет обеспечить когерентность излученного сигнала и его образа (реплики) на приемной стороне в течение длительных интервалов времени.

Такая последовательность представляет собой серию импульсов и интервалов между ними разной ширины. Сигнал принимает два значения: обычно, -1 и +1. Длина импульсов и интервалов следования кратны некоторому временному интервалу τ_0 , часто называемому "единицей последовательности". Общие времена нахождения сигнала в одном из состояний на интервале длины М-последовательности отличаются на величину τ_0 , поскольку длина М-последовательности N всегда равна нечетному числу единиц. При большой длине М-последовательности эти времена почти равны. При вычислении (измерении) корреляционной функции М-последовательности на интервале, кратном ее длине $T_0 = N\tau_0$ (то есть интервал интегрирования должен быть равен mT_0 , где $m = 1, 2, \dots, \infty$), корреляционная функция имеет корреляционный шум в виде константы, равной $R_x^2(\tau > \tau_0) = R_x^2(0)/N^2$, где N - длина М-последовательности в единицах. Иными словами, при измерении импульсного отклика системы с помощью тестового сигнала в виде М-последовательности на интервале T_0 ложные пики, вызванные корреляционным шумом, не образуются.

Эксперимент

В эксперименте, проходившем 23-25 августа 2001 г. в акватории Балтийского моря, для уточнения гидролого-акустических условий проводились измерения структуры дна мелкого моря с помощью согласованной фильтрации псевдослучайных акустических импульсов. При этом использовался одиночный излучатель электромагнитного типа и бортовая вертикальная приемная 19-элементная антенна.

При зондировании дна одиночный широкополосный источник звука, опущенный с борта НИС, стоящего на якорях, излучал фазоманипулированные импульсы, модулированные М-последовательностью на несущей частоте. Сигнал принимался на вертикальную антенну, расположенную в 8 м от излучателя.

Рабочая глубина постановки широкополосного (с частотами возбуждения 250-600 Гц) излучателя составляла 30 м. В последующем, после отработки первого сеанса эксперимента излучатель был приспущен еще на 10 м. Поскольку мембраны излучателя - мягкие (сделаны из дюралялюминия), то для него была предусмотрена специальная схема компенсации гидростатического давления. Помимо нее в комплект аппаратуры, обеспечивающей работу излучателя, входила бортовая аппаратура. Излучатель работал от линейного усилителя мощности *LV-103*. Сигнал для него формировался в компьютере и выводился через цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП) платы *L-305* с тактовой частотой работы аналого-цифрового преобразования (АЦП). Тем самым, обеспечивался синхронный прием излучаемого сигнала.

Приемная антенна состояла из гирлянды отстоящих друг от друга на базовое расстояние 2,83 м гидрофонов, средняя чувствительность которых была равна 189

мкВ/Па. Таким образом, длина рабочей части антенны составила 51 м. Для исключения влияния поверхностного волнения на гирлянду нижний конец антенны был закреплен с помощью груза весом ~ 40 кг на дне. Вертикальная растяжка антенны, допускающая динамическую нагрузку до 120 кг, обеспечивалась плавучестями (двумя куктелями), прикрепленными к верхнему концу гирлянды гидрофонов.

Сигнал с гирлянды гидрофонов для усиления и последующей регистрации поступал в многоканальный антенный усилитель, расположенный на борту НИС, и записывался с помощью платы АЦП *L-305* в цифровом виде на жесткий носитель компьютера (винчестер). Двенадцатибитная плата АЦП *L-305*, включающая сигнальный процессор *ADSP-2105* фирмы *Analog Devices*, позволяет осуществлять с помощью коммутатора многоканальный ввод сигналов с частотой до 500 Гц с внешнего разъема платы и преобразование их в цифровую форму.

Район проведения измерений характеризовался ровным илистым дном с глубиной места ~ 60 м. Профиль скорости звука, измеренный во время экспериментальных работ, имел характерный изотермический слой до глубин ~ 20 м ($C = 1485$ м/с), с последующим изменением $C(z)$ до глубины ~ 30 м с $\text{grad}C = 5,5 \text{ сек}^{-1}$ со значением $C = 1425$ м/с, которое остается практически неизменным до самого дна при $Z = 60$ м.

Таким образом, ко времени проведения акустических измерений в данном районе был сформирован устойчивый и ярко выраженный придонный канал распространения акустических сигналов. Экспериментальные работы, начатые 23.08.01 г., характеризовались волнением моря около 2 баллов и слабым - при скорости около 5 м/с - ветром с последующим усилением до 8-10 м/с.

При работе излучателя полоса частот зондирующего сигнала составляла 1/4 от несущей частоты. В качестве несущих использовались частоты 250, 350 и 450 Гц. В результате согласованной фильтрации были выделены отдельные волны, формируемые полем источника при приеме прямого сигнала, а также при отражении от поверхности океана, дна и границ осадочных слоев (см. Рис.1). Донные отражения можно разделить на два типа. Первое отражение - от поверхности осадков (62 м), которые оказались акустически прозрачными, - очень слабое и практически незаметное. Отражение от границы слоя плотных глинистых отложений, располагающегося на глубине ~ 90 м, хорошо различимо и по уровню сигнала близко к отражению от поверхности. Полученные данные позволяют предложить модель структуры донных осадков, в которой верхний слой составляет толщину ~ 30 м, со скоростью распространения звука в нем ~ 1520 м/с при плотности грунта $\sim 1,7 \text{ г/см}^3$.

Указанные экспериментальные результаты демонстрируют возможности использования псевдослучайных акустических импульсов для реконструкции структуры донных отложений.

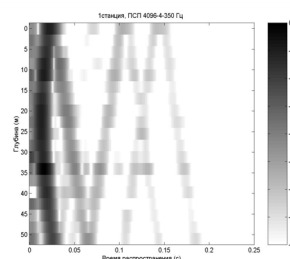


Рис. 1.

Литература

1. Непрочнов Ю.П. Сейсмические исследования в океане. - М.:Наука, 1976, с.178.
2. Зверев В.А., Стромков А.А. Выделение сигналов из помех численными методами. - Н.Новгород: ИПФ РАН, 2001, с. 148.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ МАЛОМОДОВЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ИХ СОГЛАСОВАННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В МЕЛКОМ МОРЕ

А.А.Стромков, О.Ю.Климин, А.И.Хилько

Институт прикладной физики РАН

Как показывают исследования, для акустического мониторинга протяженных шельфовых морских зон эффективным методом может оказаться маломодовая импульсная низкочастотная акустическая томография (МИТ) мелкого моря [1]. Основной идеей, лежащей в основе МИТ, является применение маломодовых импульсов. При использовании в качестве подсветки мод низких номеров можно добиться интенсивной и равномерной подсветки в пределах района максимально больших размеров. Приемная система также осуществляет селекцию мод и реконструкцию параметров неоднородностей сначала для каждой из принятых мод в отдельности, а потом обрабатывая полученные сигналы совместно. Для эффективной селекции волноводных мод, используются вертикально развитые излучающие и приемные антенные решетки, параметры которых согласованы со средой, т.е. должны определяться оптимально с учетом строения гидрологии и дна волновода в конкретных местах постановки, а также помех и шумов. Особенностью акустического наблюдения в океанических волноводах является наличие в них одновременно целого набора неоднородностей различного типа: как пространственно локализованных, так и случайно – распределенных [1]. Для выделения пространственно распределенных неоднородностей в активных томографических системах используются импульсные сигналы и развитые приемные системы (антенны). Существование движущихся неоднородностей (биологические ЗРС, ветровое волнение, судоходство) приводит к необходимости, в одних случаях, их выделения и идентификации, в других, устранения их маскирующего действия. Подобные задачи приводят к необходимости обеспечения определенного разрешения по времени и частоте, то есть сигнала в соответствующей функции неопределенности. Наиболее подходящими сигналами могут быть сигналы с так называемой игольчатой функцией неопределенности. Обработка таких сигналов состоит в сжатии их с помощью согласованных фильтров в плоскости задержек и доплеровских смещений частоты. Одновременно с высоким временным и

временным и частотным разрешением такие сигналы обеспечивают и выигрыш в отношении сигнал/помеха по сравнению с обычным радиоимпульсом, используемым в локационных системах. Одним из таких сигналов, получивших достаточно широкое распространение в системах передачи информации, является M -последовательность [2]. Этот сигнал может с успехом быть применен и к задачам МИТ.

Существенным недостатком M -последовательности является наличие так называемого корреляционного шума. Для последовательности длиной N , уровень корреляционного шума на частоте несущей M -последовательности не менее $1/N$ от максимального пика на плоскости задержка – доплеровские частоты, и $N^{-1/2}$ – для частот, смещенных за счет доплеровского эффекта.

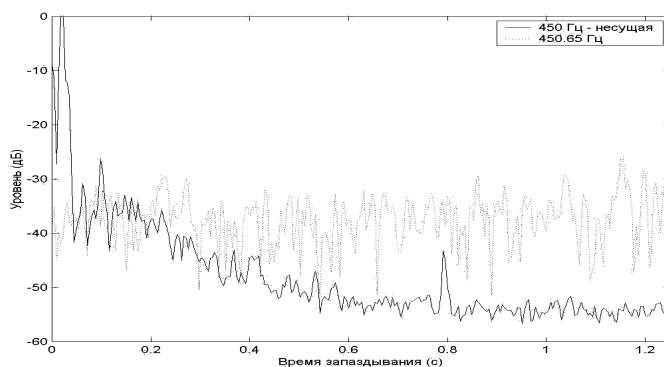


Рис. 1

Важной особенностью сигналов в океанических волноводах (реверберационных и рассеянных локальными неоднородностями) является большой диапазон разброса их уровней, часто достигающий 40 – 60 дБ. При этом необходимо выделять слабые сигналы на фоне сильных. Указанное обстоятельство накладывает достаточно жесткие требования на уровни корреляционного шума, возникающего при согласованной фильтрации.

Если, например, при согласованной фильтрации для M - последовательности длиной 1023 единиц, на частоте сигнала уровень корреляционного шума составляет величину порядка -60 дБ, то для каналов с доплеровским смещением частоты такой шум существенно больше, и его уровень равен -30 дБ. При таких уровнях корреляционного шума наблюдение сигналов в океанических волноводах, например, рассеянных ветровым волнением, становится невозможным. На рис. 1 приведен результат согласованной фильтрации сигнала полученного при измерении в ходе натурных экспериментов по исследованию особенностей распространения низкочастотных импульсов в мелком море. Длина используемых в экспериментах M - последовательностей составляла – 1023 единицы. На рис. 1 представлены две зависимости уровней сигналов с выхода согласованного фильтра от задержек, полученные на частоте несущей и на доплеровской частоте, соответствующей

на частоте несущей и на доплеровской частоте, соответствующей ветровому волнению. В соответствие со структурой функции неопределенности M - последовательности, уровень помех на доплеровской частоте в среднем составляет -30 дБ по отношению к уровню сигнала, соответствующего первому вступлению (для нулевой задержки). Уровень помех на несущей частоте больше уровня корреляционных помех, которые для используемых сигналов должен быть -60 дБ. Наблюдаемый уровень сигналов для больших задержек (сплошная линия на рис. 1) определяется аддитивными помехами. Как показывают оценки, уровень полезных сигналов от наблюдаемых неоднородностей, в рассматриваемом случае это сигналы, рассеянные ветровым волнением, должен был составлять величину порядка -40 дБ. Таким образом, из-за маскирующего действия корреляционного шума, измерение сигналов от ветрового волнения оказалось невозможным.

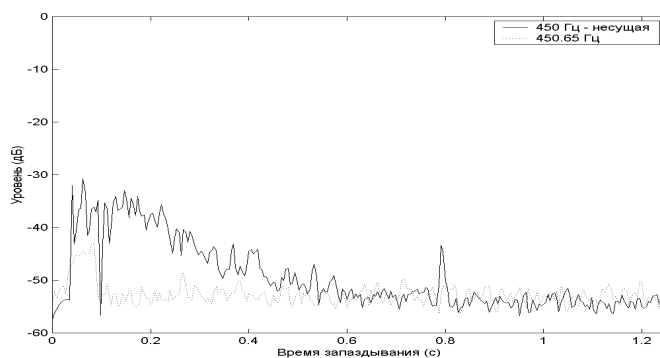


Рис. 2

Корреляционный шум при работе МИТ относится к так называемым аппаратным шумам и определяется свойствами используемых зондирующих сигналов. Для ослабления такого рода шума возможно применение соответствующей обработки. Один из способов такого рода обработки состоит в создании входного аддитивного фильтра инверсного максимальному сигналу, определяющего уровень корреляционного шума. На рис. 2 приведен результаты применения такого фильтра при экспериментальном наблюдении сигналов, рассеянных ветровым волнением (см. рис. 1). Хорошо видно, что после указанной обработки уровень больших по величине сигналов, распределенных по задержкам на несущей частоте существенно ослаб. Одновременно для сигналов на доплеровской частоте (вторая кривая) уровень корреляционного шума снизился до уровня определяемого аддитивными шумами. Как видно из полученных таким образом данных, в интервале небольших задержек хорошо виден подъем уровня сигнала вызванный близким поверхностным волнением (удаленные участки взволнованной поверхности формируют рассеянные сигналы, соответствующие большим значениям задержек).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-02-17157, 00-15-96741 и Проект № 353 молодых ученых РАН).

Литература

1. Бурдуковская В.Г., Лучинин А.Г., Хилько А.И. Томографическая реконструкция неоднородностей океанических волноводов с помощью маломодовых импульсов // Препринт N 535, Н.Новгород: ИПФ РАН, 2000г., 32с.
2. Зверев В.А., Стромков А.А. Выделение сигналов из помех численными методами // Н.Новгород: ИПФ РАН, 2001 г., 187 с.

О ЛУЧЕВОМ И МОДОВОМ ПРЕДСТАВЛЕНИЯХ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ В МОРСКОЙ СРЕДЕ

В.А.Лазарев

Институт прикладной физики РАН

Введение

В настоящее время часто высказывается мнение, о неактуальности вопроса, представлять ли звуковое поле в морской среде лучами или модами. Действительно, на данной стадии развития электронно-вычислительной техники практически для любых гидрологогеологических условий не составляет труда просуммировать достаточно большое для заданной точности представления акустического поля число нормальных волн. Однако, посмотрим на вопрос с другого ракурса. Оказывается, практику для выбора способа передачи акустической энергии через морскую среду далеко не безразлично, какая модель поля, лучевая или модовая, будет ближе к действительности. От этого будет зависеть выбор технических средств для решения поставленной задачи.

Два предельных случая

Представим себе линейно частотно зависимую посылку сигнала в полосе частот от f до F , принятого горизонтальной эквидистантной гирляндой гидрофонов, удаленных от источника излучения на расстояния от $г$ до R .

Будем оперировать с таблицей амплитуд звукового давления p такой, что вдоль строки отложены номера гидрофонов от $г$ до R , а номера столбцов пропорциональны росту частоты излучения от f до F (см. табл. 1).

Рассмотрим две гипотезы.

Во-первых, пусть условия задачи таковы, что основную энергию в принятом сигнале дают только два луча, задержанных один относительно другого на времена t при расстоянии $г$ и T при расстоянии R . Такое, например, возможно в море с большими глубинами H при относительно малых R и длинах звуковых волн $L \ll H$, да еще если источник и приемники находятся вблизи одной из границ волновода. В этом случае значения каждого столбца таблицы 1 представят собой квантованный отрезок синусоиды, период которой растет с ростом номера гидрофона (почти, как

верхний левый угол табл. 1). В то же время каждая строка таблицы в первом приближении будет частотно модулированной функцией [1]. Другой крайний случай – случай сравнительно малых глубин ($H \ll R$), сравнимых с масштабами длин волн L . Если теперь ограничить диапазон частот излучения критическими частотами второй и третьей нормальных волн, а глубины источника и приемников подобрать такими, чтобы максимально увеличить коэффициенты возбуждения волн с этими номерами, то получим идеальный пример двухмодового распространения, следствием которого станет то, что уже строка, а не столбец, запечатлеет отрезок синусоиды (см. нижнюю строку табл. 1). Столбец же в первом приближении даст линейно частотно модулированную функцию, причем с ростом номера строки частота синусоиды будет расти от числа k до K . Величины k и K имеют размерность обратного метра и являются разностями продольных компонент волновых чисел второй и третьей мод на частотах f и F , соответственно.

Общий случай

Пересчитаем таблицу 1 при помощи двумерного преобразования Фурье [2] в таблицу 2. По строке таблицы 2 тогда будем иметь набор пространственных частот от k до K интерференционной структуры поля, а по столбцам задержки между парциальными составляющими сигнала от t до T .

Табл. 1															Табл. 2									
F	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	8									
15				1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	7									
14	1	1	1				1	1	1	1	1	1	1	1	T		1	1						
13				1			1	1	1	1	1	1	1	1	5		1	1						
12	1	1	1			1		1	1	1	1	1	1	1	4		1	1						
11			1			1			1	1	1	1	1	1	t		1	1						
10	1	1				1			1	1	1	1	1	1	2									
9		1		1		1			1	1	1	1	1	1	1									
8			1		1	1			1	1	1	1	1	1	1		1	2	3	k	K	6	6	8
7			1		1	1																		
6			1		1	1																		
5			1		1	1				1	1	1	1	1										
4		1		1			1			1	1	1	1	1										
3		1		1					1	1	1	1	1	1										
2		1		1		1	1	1	1	1	1	1	1	1										
f																								
r	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	R									

В таблицах для наглядности пропущены все значения p, s величины которых не превышают некоторых заранее выбранных порогов P, S . Остальные значения помечены единицами.

В соответствие с [3] синусоиды у нас свернутся в функции $\text{sinc}(x,y)=[\sin(x,y)]/(x,y)$, тем более "узкие", чем "шире" интервалы x,y , вдоль которых пробегают значения пространственных частот и времен задержек соответственно. Частотно же модулированные распределения в свою очередь независимо от размеров интервалов $(R-r)$ и $(F-f)$ преобразуются в прямоугольные спектры со сторонами $(T-t)$ и $(K-k)$. Таким образом, в общем случае мы будем иметь в распределении спектра $s(x,y)$ с превышением заданного порога S некоторую область между границами $k < x < K$, $t < y < T$. При этом имеются три возможности для размеров $X=(K-k)/K$ и $Y=(T-t)/T$.

- 1) $X > Y$
- 2) $X < Y$
- 3) $X = Y$

В первом случае модуляция поля p имеет более узкую полосу по параметрам задержек, т.е. явно предпочтительнее лучевая модель распространения, когда можно копировать сигнал в широкой полосе, принимая его на одиночный гидрофон. При этом желательно строго контролировать расстояния от приемников до излучателя.

Во втором случае модуляция p имеет более узкую полосу по пространственным частотам, т.е. предпочтительнее модовая трактовка поля. Сигналы эффективнее копировать с выходов узкополосных фильтров при равномерном удалении или приближении излучателя, если работать с одиночным приемником, или при зафиксированных положениях излучателя и эквидистантной приемной антенны.

В третьем случае нет явно выраженной периодичности модуляции сигнала ни по пространству, ни по частоте. Здесь, видимо, и лучевая, и модовая модели одинаково плохи (или хороши, как будет угодно). Здесь ни расширение полосы частот излучения, ни увеличение протяженности антенны ничего не дадут для увеличения отношения сигнал/помеха, если не использовать вместо преобразования Фурье при обработке таблицы 1 двумерное преобразование Френеля [4], что сразу же переводит операцию из двумерной в четырехмерную.

Выводы

Итак, в зависимости от того, к какой модели лучевой или модовой будет ближе представление звукового поля, а точнее, как проще это поле представить, большую помехоустойчивость можно получить при помощи либо пространственного (при модах), либо частотного (при лучах) накопления, если обработку ограничить измерением спектров Фурье.

Литература

1. Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А. Интерференция звуковых волн в океане.- Владивосток: Дальнаука, 1998, 195с.
2. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику.- М.: Мир, 1970, 364с.
3. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы.- М.: Сов. радио, 1966, ч. 1, 438с.
4. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. - М.: Наука, 1971,

Рис. 1.

преломлении на криволинейных
границах тела в точках бликов.

Будем считать, что зондирование осуществляется вертикальной излучающей антенной (ИА) с диаграммой направленности $\mathbf{B}_S(\omega_n, \mathbf{e}_\mu^{(S)})$, а наблюдение сигналов - с помощью приемной антенной (ПА) с диаграммой направленностью $\mathbf{B}_R(\omega_n, -\mathbf{e}_\mu^{(R)})$ ($\mathbf{e}_\mu^{(S,R)}$ - касательные векторы лучей в фазовых центрах антенн). Спектральную компоненту сигнала $P_T(\mathbf{r}_l, \omega_n)$ ($\mathbf{r}_l$ - положение l -го приемного элемента, $F_0(\omega)$ - спектр сигнала), рассеянного телом с выхода согласованного фильтра можно представить в следующем виде:

$$P_T(\mathbf{r}_l, \omega_n) = \sqrt{W\rho_0 c_0} |F_0(\omega_n)|^2 \sum_{\mu=1}^M \sum_{\mu'=1}^{M'} A_\mu(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) A_{\mu'}(\mathbf{r}_T, \mathbf{r}_S) \mathbf{B}_S(\omega_n, \mathbf{e}_\mu^{(S)}) \mathbf{B}_R(\omega_n, -\mathbf{e}_{\mu'}^{(R)}) \frac{1}{2} R_T(\mathbf{e}_\mu^{(S)}, -\mathbf{e}_{\mu'}^{(R)}, \omega_n) \exp(-i\omega_n(t_\mu^{(l)}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) + t_{\mu'}(\mathbf{r}_T, \mathbf{r}_S))), \quad (1)$$

где M, M' - числа лучей, соединяющих фазовые центры ИА и ПА с точками расположения бликов $\mathbf{r}_T$, W - мощность источника, ρ_0 - плотность среды, c_0 - скорость акустических волн в среде. Функция $t_\mu^{(l)}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) \equiv t_\mu(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) - c_0^{-1}(\mathbf{e}_\mu^{(R)}, \mathbf{r}_l^{(R)} - \mathbf{r}_R)$ определяет задержку для l -го приемного гидрофона. Величина $R_T(\mathbf{e}_\mu^{(S)}, -\mathbf{e}_{\mu'}^{(R)}, \omega_n)$ для отраженной компоненты рассеянного поля является эквивалентным радиусом цели (ЭРЦ), который в высокочастотном приближении определяется следующим образом:

$$R_T(\mathbf{e}_\mu^{(T)}, -\mathbf{e}_{\mu'}^{(T)}, \omega_n) = \frac{|G|}{2\sqrt{|K(\mathbf{n}_{\mu\mu'})|}}, \quad \mathbf{n}_{\mu\mu'} = -\frac{\mathbf{e}_\mu^{(T)} + \mathbf{e}_{\mu'}^{(T)}}{\|\mathbf{e}_\mu^{(T)} + \mathbf{e}_{\mu'}^{(T)}\|}, \quad (2)$$

где $K(\mathbf{n})$ - полная гауссова кривизна цели в точке блика, $G(\langle \mathbf{n}, \mathbf{e}_\mu^{(T)} \rangle)$ - коэффициент отражения от поверхности цели (предполагается, что длина волны много меньше размеров тела и главных радиусов кривизны поверхности в точках отражения). Для преломленных волн можно получить аналогичные выражения.

С учетом криволинейных траекторий распространения компонент лучевого поля в рефракционных плоскостных волноводах, нахождение положения точек бликов на поверхности тел относительно малых размеров может быть сведено к решению итерационной задачи определения лучей, соединяющих точки бликов T_μ на поверхности тела с источником S и приемником R . Эффективный метод нахождения точки блика для каждой пары лучей ($ST_\mu, T_\mu R$) заключается в нахождении точки T_μ поверхности тела с нормалью $\mathbf{N}_\mu$, обеспечивающей отражение луча ST_μ в

луч $T_\mu R$, $N_\mu = -(\mathbf{e}_\mu^{(S)} + \mathbf{e}_\mu^{(R)}) \left[2(1 + \langle \mathbf{e}_\mu^{(S)}, \mathbf{e}_\mu^{(R)} \rangle) \right]^{-1/2}$, где $\mathbf{e}_\mu^{(S),(R)}$ - направления соответствующих лучей в точке T_μ , $\langle \cdot, \cdot \rangle$ - скалярное произведение векторов. При достаточно малых размерах тела в качестве первой итерации при поиске точки блика T_μ можно принять центр эллипсоида. Можно показать, что соответствующая итерационная последовательность будет сходиться с геометрической скоростью со знаменателем равным отношению среднего радиуса кривизны тела в точке отражения к минимальному расстоянию до точек S и R . Аналогичный алгоритм можно использовать для нахождения лучей, преломленных локальной неоднородностью малых размеров [1]. После нахождения положения точек бликов используя формулы (1), (2) можно вычислить эквивалентные радиусы цели в этих точках и рассчитывая соответствующие значения поля подсветки определить величину дифрагированного поля для l -го приемника.

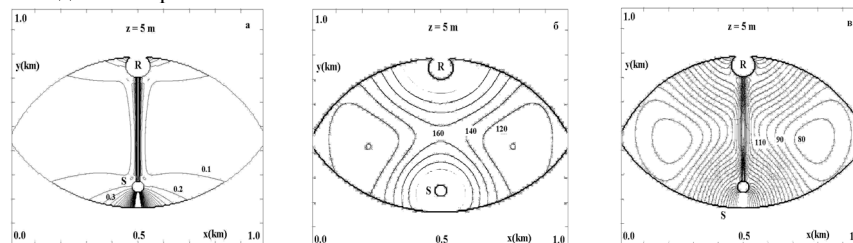


Рис. 2

Из формулы (1) видно, что рассеянное поле зависит от условий подсветки тела, как из источника, так и из точки наблюдения, что определяется для каждого положения рассеивателя трансляционной характеристикой (ТХ), которая зависит только от параметров рефракционного волновода и взаимного положения источника и точки наблюдения. На рис. 2а представлены результаты расчетов ТХ в плоскости (x, y) для придонного волновода глубиной 40 м., источника на глубине 15 м, приемника на глубине 25 м. и расстоянии между точками S и R в 500 м. Другим важным фактором при формировании рассеянного поля от тела, расположенного в различных точках волновода, является смещение точек блика по поверхности тела. Это приводит к изменению ЭРЦ, что особенно ярко проявляется при анизотропии формы тела. На рис. 2б показано пространственное распределение ЭРЦ для различных положений ориентированного в горизонтальной плоскости перпендикулярно линии SR эллипсоида вращения с полуосями $a=1$, $b=0.2$, $c=0.2$ (м). Результирующее поле в точке наблюдения, рассчитанное для различных положений эллипсоида представлено на рис. 2в.

Из представленных и других расчетов видно, что в неоднородной плоскостной среде ЭРЦ определяется не только формой и ракурсом тела, как это имеет место в однородной среде, но и его положением, что, в частности, связано с многолучевостью поля. Поскольку ослабление при распространении и ЭРЦ являются функциями частоты, сигнал подсветки при дифракции на теле будет искажаться, что

проявится при его согласованной фильтрации. При этом на выходе фильтра может наблюдаться набор рассеянных импульсов, соответствующих отраженным и преломленным лучам.

Работа сделана при поддержке РФФИ (гранты № 00-15-96741 и № 00-02-17157).

Литература

1. Смирнов А.И., Хилько А.А. // Труды (пятой) научной конференции по радиофизике, 7 мая 2001 г., Нижний Новгород: ТАЛАН, 2001, С. 213 – 215.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ МОРСКОГО ДНА ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ РЕЗОНАНСОВ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

В.Н.Фокин, М.С.Фокина, В.В.Курин¹⁾, Л.М.Кустов¹⁾

Институт прикладной физики РАН, ¹⁾Нижегородский госуниверситет

Введение

К настоящему времени разработано большое количество методов определения свойств морского дна. Полученные в результате реконструкции акустическими методами отдельные параметры слоистого дна часто не отличаются высокой точностью. Это связано с низкой чувствительностью используемых при реконструкции характеристик акустического поля к некоторым геоакустическим параметрам дна. В связи с этим возникает необходимость поиска чувствительных к небольшим изменениям параметров дна характеристик и проверки эффективности и работоспособности основанных на их использовании методов. К таким характеристикам можно отнести характеристики резонансов коэффициента отражения звука от слоистого упругого дна. Резонансные методы, основаны на измерении характеристик резонансной структуры коэффициента отражения (резонансной частоты RF , полуширины резонанса $\Gamma_n/2$ и амплитуды A) и на определении по ним геоакустических параметров дна.

Метод

Коэффициент отражения на плоскости «угол-частота» состоит из последовательностей гребней и впадин. Это позволяет интерпретировать коэффициент отражения как последовательность резонансов и применить резонансный формализм, развитый в других областях физики, к рассматриваемой проблеме. Авторами было получено резонансное разложение коэффициента отражения для случая упругого слоя, лежащего на упругом полупространстве, в виде суммы резонансных кривых Брейта-Вигнера:

$$V = \sum_n \frac{P + F_1(\delta - \delta_n) + F_2(\eta - \eta_n) + iG(\Gamma_n / 2)}{Q + F_3(\delta - \delta_n) + F_4(\eta - \eta_n) + i(\Gamma_n / 2)} \quad (1)$$

где $\Gamma_n/2$ – полуширина резонанса, измеренная вблизи локального минимума коэффициента отражения, когда амплитуда процесса достигает своего половинного значения $A/2$, n – означает, что эта сумма должна быть оценена для n -го корня, F_1, F_2, F_3, F_4, P и G – определяются параметрами среды, взаимодействующей со звуковой волной, $\delta = \alpha d$, $\eta = \beta d$, α и β – вертикальные компоненты волнового вектора для продольных и поперечных волн, d – толщина слоя, δ_n и η_n определяют положение резонансов относительно продольных и поперечных волн. Индексы ∞ и 0 соответствуют параметрам, характеризующим упругое полупространство и водный слой. При $\delta = \delta_n$ реальная часть знаменателя в (1) обращается в ноль, т.к. δ_n является корнем характеристического уравнения, полученного из условия равенства нулю реальной части знаменателя в выражении для коэффициента отражения $Q + F_4(\eta - \eta_n) = 0$. Аналогично, при $\eta = \eta_n$ в ноль обращается следующее выражение $Q + F_3(\delta - \delta_n) = 0$. Равенство $\delta = \delta_n$ или $\eta = \eta_n$ может быть получено при изменении, как частоты, так и угла. Из формулы (1) легко получается аналитические выражения для полуширины резонансов $\Gamma_n/2$ и амплитуды процесса A в резонансных условиях $\delta = \delta_n$ или $\eta = \eta_n$:

$$A = 2(P + i(\Gamma_n / 2)(G - F)) / ((\Gamma_n / 2) - i(\Gamma_n / 2)) \quad (2)$$

Используя связь параметров резонанса с материальными параметрами среды можно решать обратную задачу, которая сводится к разрешению системы уравнений, связывающих экспериментально измеренные параметры резонансов с материальными параметрами среды. Выявленные особенности в поведении характеристик резонансной структуры позволили предложить методику для определения параметров упругого слоистого дна. На рисунках результаты расчетов представлены в полутонном виде. Черный цвет соответствует максимальным значениям функции.

Для фиксированного угла падения и для определенной величины экспериментально измеренных $RF, \Gamma_n/2, A$ можно получить области на плоскости параметров дна, в которых измеренная резонансная структура совпадает с расчетами, выполненными при вариации неизвестных параметров. Из-за разности в форме областей, соответствующих различным резонансным параметрам, эти области на плоскости параметров дна будут пересекаться только частично. Зависимости $RF, \Gamma_n/2, A$ от угла падения свидетельствует о том, что области, полученные на плоскости параметров дна, для различных углов падения также будут пересекаться только частично. Таким образом, если измерялась только одна характеристика резонанса, то реконструкция параметров дна может быть проведена путем наложения областей, соответствующих различным измерениям, и нахождения области, общей для всех измерений. Если проводились измерения различных характеристик резонансов, то полученные результаты могут быть уточнены при наложении друг на друга результатов,

полученных для различных характеристик резонансов. Для формализации процедуры реконструкции введем функцию ϕ , определяемую на плоскости параметров среды подлежащих реконструкции, как:

$$\phi = \sum_k \sum_i \Theta_k(p_1, p_2, \dots, p_n), \text{ где } \Theta_k(p_1, p_2, \dots, p_n) = \begin{cases} 1, & |B_c - B_m| \leq \varepsilon_k \\ 0, & |B_c - B_m| \geq \varepsilon_k \end{cases} \quad (3)$$

$p_1, p_2, \dots, p_n$ - параметры слоистого дна, k - количество параметров резонансной структуры, для которых были выполнены измерения, i - число углов, использованных при экспериментальных измерениях, ε - ошибка измерений, B_m и B_c - измеренная и расчетная величины параметров резонансной структуры. Параметры среды определяются по максимуму функции ϕ . При расчетах Θ_k неизвестные параметры среды варьируются.

Результаты

Предложенная методика определения параметров слоистого упругого дна была апробирована на данных численного моделирования с искусственно введенной ошибкой для 15 различных углов. На Рис.1 приведен результат определения d и

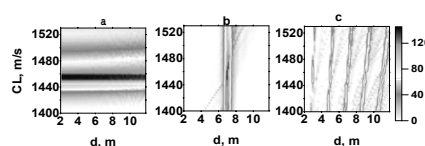


Рис. 1

C_L по трем различным характеристикам резонансной структуры. Результат определения параметров морского дна по трем резонансным параметрам одновременно показан на Рис.2. Так на Рис.2a приведен результат определения C_L и d по трем характеристикам резонансов RF , $\Gamma_n/2$, и A . Рис.2a получен в результате суммирования функций ϕ , изображенных на Рис.1a,б,в. Таким образом, Рис.2a вместе с Рис.1 наглядно иллюстрирует преимущества определения параметров дна сразу по нескольким резонансным характеристикам.

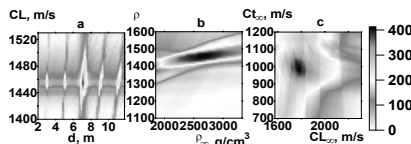


Рис. 2

Экспериментальные измерения

Для дальнейшего развития предложенного метода и для его проверки на экспериментальных данных был выполнен модельный эксперимент. Измерения проводились для алюминиевой и бронзовой пластин с размерами 50см×50см, помещенных в жидкость. Эксперимент проводился в заполненной водой безэховой ванне (глубина водного слоя $H=51$ см, скорость звука в воде $C_0=1468$ м/с, длина ванны $L=500$ см, ширина ванны $h=65$ см, глубина ванны $z=55$ см). Измерения угловой зависимости отражения звука от пластин были выполнены в частотном диапазоне 2700-3600 кГц с шагом по частоте 20 кГц или 100 кГц. На Рис.3 экспериментальные данные помечены точками, а сплошная линия соответствует результатам численного моделирования. Измерения частотных и угловых зависимостей коэффициента отражения для более сложных моделей слоистой среды, сравнение измеренных резонансных характеристик с результатами численного расчета и проверка работоспособности предложенного метода на экспериментальных данных является предметом будущих исследований.

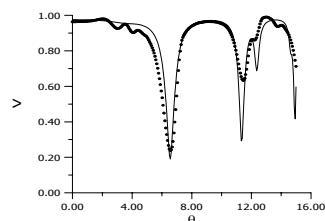


Рис. 3

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №00-05-64956).

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИОННОЙ ФОКУСИРОВКИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В МЕЛКОВОДНЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Е.Л.Бородина

Институт прикладной физики РАН

Принципиальные закономерности явления дифракционной фокусировки акустических полей в океанических волноводах, обусловленного конструктивной интерференцией соседних пар конструктивно интерферирующих мод, подробно обсуждались в [1-4]. В частности, для представляющих здесь интерес мелководных волноводов было исследовано влияние акустических параметров изоскоростного и стратифицированного осадочного слоя на пространственную структуру зон дифракционной фокусировки [3, 4].

В настоящей работе рассматривается влияние формы профиля скорости звука и геоакустических свойств дна, а именно, упругости и слоистости морского дна, стратификации скорости звука в водном и осадочном слоях и поглощения акустической энергии в дне, на проявление эффекта дифракционной фокусировки акустического поля, генерируемого вертикально распределенным источником тонального излучения в мелководном океаническом волноводе (рис.1).

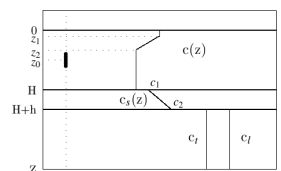


Рис. 1

При проведении численного моделирования пространственного распределения нормированной (на $r^{1/2}$) интенсивности акустического поля $J(r,z)$ были выбраны следующие значения параметров водного слоя, осадочного слоя и дна:

- 1) $H = 300\text{ м}$, $G = 0.86\text{ с}^{-1}$, $z_1 = 15\text{ м}$, $z_2 = 50\text{ м}$, $\rho = 1 \times 10^3\text{ кг/м}^3$;

	$c(z)$			Табл. 1
	$0 < z < z_1$	$z_1 < z < z_2$	$z_2 < z < H$	
Летний профиль	1480 км/с	$1480 - G(z - z_1)$ км/с		1450 км/с
Зимний профиль	1420 км/с	$1420 + G(z - z_1)$ км/с		1450 км/с

- 2) $h = 0.1H$, $c_s(z) = c_I + G_s(z - H)$, $c_I = 1.42 - 1.48\text{ км/с}$, $G_s = 0.033 - 1\text{ с}^{-1}$, $\rho_s = 1.4 \times 10^3\text{ г/м}^3$;

- 3) $c_I = 2.4\text{ км/с}$, $c_t = 1.6\text{ км/с}$, $\rho_I = 1.6 \times 10^3\text{ кг/м}^3$.

Линейная вертикальная антенна с частотой излучения $f = 300\text{ Гц}$ и апертурой $D = 10c/f$ была расположена в водном слое, глубина ее центра $z_0 = H/2 = 150\text{ м}$.

Результаты численных расчетов проиллюстрированы на рис.2-5, где в яркостном виде с динамическим диапазоном 15 дБ представлены зависимости $J(r,z)$ для летнего (рис.1) и зимнего (рис.2) профилей $c(z)$ и $c_I = 1.48\text{ км/с}$; на рис.4,5 приведены соответствующие зависимости $J(r,z)$ при наличии поглощения в дне, для коэффициентов затухания продольной и сдвиговой волн в осадочном слое 0.1 дБ/(км Гц), 6. дБ/(км Гц) и в дне 0.03 дБ/(км Гц), 0.2 дБ/(км Гц).

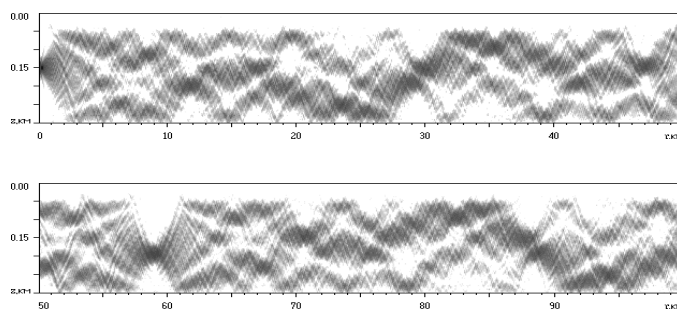


Рис. 2

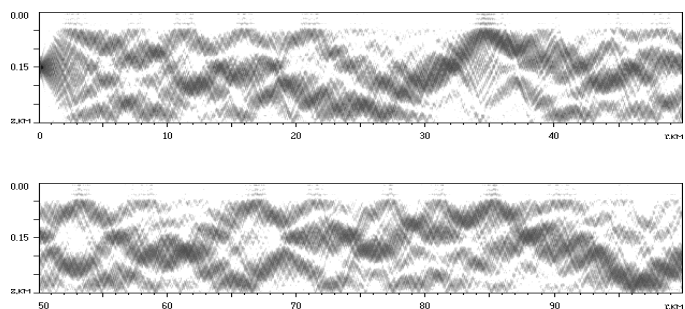


Рис. 3

Анализ результатов численного моделирования позволяет сделать следующие выводы.

В мелководных волноводах с небольшим поглощением акустической энергии в дне наличие положительного градиента скорости звука в водном слое ухудшает проявление эффекта дифракционной фокусировки поля для представляющих здесь интерес мод низких номеров. Если же этот градиент отрицателен, с увеличением скорости звука в осадочном слое на его границе с водным слоем сначала наблюдается расширение и ослабление основных зон дифракционной фокусировки поля, а затем сужение и некоторое усиление последней.

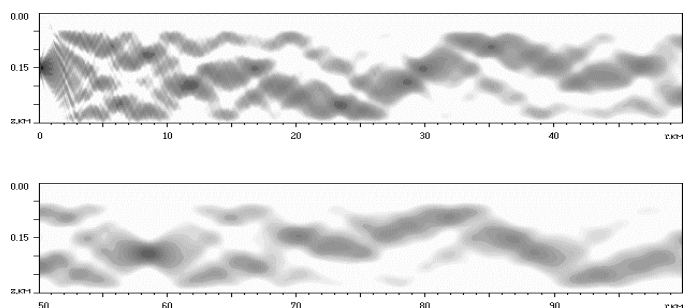


Рис. 4

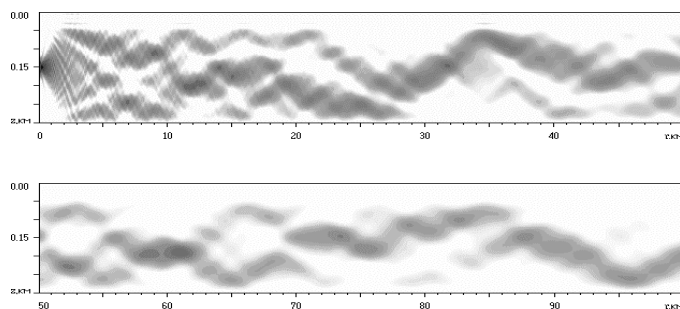


Рис. 5

При значительном поглощении в низкоскоростном осадочном слое и дне эффект дифракционной фокусировки поля для рассматриваемых мод низких номеров может наблюдаться лишь в мелководных океанических волноводах с положительным градиентом скорости звука в водном слое. В случае же высокоскоростного осадочного слоя – расположение и размеры областей дифракционной фокусировки слабо зависят от форм профилей скорости звука в водном и осадочном слоях.

Работа выполнена при поддержке гранта КЦФЕ.

Литература

1. Петухов Ю.В.//Акуст. журн., 2000, т.46, №3, с.384.
2. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В.//Акуст. журн., 2000, т.46, №1, с.5.
3. Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.//Акуст. журн., 2001, т.47, №5, с.590.
4. Бородина Е.Л., Петухов Ю.В.//Акуст. журн., 2002, т.48, №4 (в печати).

МЕХАНОРЕЦЕПЦИЯ КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБНАРУЖЕНИЯ ДОННЫМИ РАКООБРАЗНЫМИ ПАДАЮЩЕЙ НА ДНО ПИЩИ

С.И.Муякшин, М.Клагес¹⁾

*Институт прикладной физики РАН, ¹⁾Институт полярных и морских исследований
им. А.Вегенера (Германия)*

Введение

На поверхности тел водных ракообразных расположены многочисленные волосковые клетки, реагирующие на относительное движение жидкости. Эти клетки образуют механорецептивную систему, обеспечивающую восприятие гидродинамических возмущений, характерных для среды обитания этих организмов [1]. Основываясь на измерениях акустических шумов поедания пищи эписинтовыми ам-

фиподами *Eurythenes gryllus*, авторы работы [2] предположили, что механорецептивная система способна также обнаруживать акустические шумы, давая возможность глубоководным ракообразным находить спорадически падающие на дно органические останки. В данной работе эта гипотеза анализируется с привлечением экспериментальных данных, полученных в опытах с донной креветкой *Pandalus borealis* [3], и результатов других авторов.

О возможности обнаружения ракообразными акустических шумов поедания пищи

Авторами данного сообщения были проведены опыты с распространенной в Арктических водах донной креветкой *Pandalus borealis*. Их методика и результаты подробно описаны в работе [3]. Несмотря на различие подходов к исследованию, порог восприятия для этого вида получился весьма близким к измеренным для других ракообразных (см. на рис.1 график, отмеченный звездочками). Максимальная чувствительность для ракообразных в интервале частот 10÷300 Гц, выраженная в единицах колебательной скорости, составляет 20÷100 мкм/с или 30÷150 Па (150÷163 дБ отн. мкПа). Колебательные смещения частиц составляют 0.5÷0.1 мкм на частоте 100 Гц. Исключением является никем впоследствии не подтвержденная на 2 порядка более высокая чувствительность пресноводного омара *Homarus americanus*. Таким образом, порог чувствительности ракообразных намного выше измеренного авторами [2] уровня звукового давления шумов поедания пищи (75 дБ). Кроме этого, спектр шумов поедания пищи (трески, хрусты) лежит в области гораздо более высоких частот, чем максимум чувствительности ракообразных. Оценки показали также, что интенсивность акустических волн, возникающих при падении на дно трупа погибшего животного с массой несколько кг и плотностью на 10% превышающей плотность воды, достаточна для обнаружения такого события лишь на расстоянии не более нескольких метров.

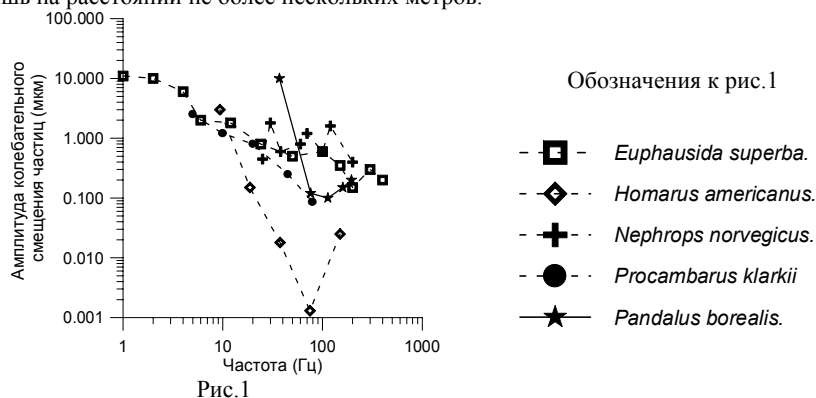


Рис.1

Волны Стонели-Шолте как возможный переносчик информации для бентосных ракообразных

Итак, привлекательная идея о том, что акустические волны могут передавать ракообразным сигнал о падении на дно пищи или информировать о скоплении на ней организмов, к сожалению не выдержала критики. Тем не менее, была предпринята попытка найти другие типы волн, распространяющиеся в придонном слое и лучше согласованные по характеристикам с механорецептивной системой ракообразных. Таковыми оказались волны Стонели-Шолте (Stoneley-Scholte) [4]. Движение частиц в них сосредоточено около границы вода – осадки, причем скорости по обеим сторонам границы упругого и жидкого полупространств отличаются примерно на 70%. Поэтому прикрепленное к дну животное будет хорошо воспринимать такие волны с помощью волосковых клеток. Волны этого типа эффективно возбуждаются при падении на дно какого-либо тела. Характерные частоты возникающего цуга лежат в максимуме чувствительности ракообразных, а двумерный характер распространения обеспечивает более медленное падение амплитуды с расстоянием, чем у сферических акустических волн. С другой стороны, для этих волн характерно повышенное поглощение.

Исходя из того, что кинетическая энергия падающего тела $E(L)$ частично переходит в энергию волн, можно записать закон сохранения энергии в виде:

$$2\pi I(\Delta V, f) R t = \eta E(L) 10^{-\alpha R} \quad (1)$$

где: $I(\Delta V, f)$ – плотность потока энергии цилиндрической волны Стонели-Шолте, ΔV – разность горизонтальных скоростей частиц по обеим сторонам границы, f – характерная частота цуга, t – его длительность, R – расстояние до точки наблюдения, η – коэффициент преобразования, α – коэффициент поглощения. Теория волн Стонели-Шолте [4] дает следующее выражение для плотности энергии:

$$I(\Delta V, f) = \frac{c^2 \Delta V^2 (\rho + \rho_b (2a^2 - 1)(4a^2 - 1))}{4\pi f (2a(a - \sqrt{a^2 - 1}) - 1)^2} \quad (2)$$

где: $a = c_t/c$; c_t – фазовая скорость сдвиговых волн в осадках, c – фазовая скорость волн Стонели, ρ и ρ_b – плотности воды и осадков соответственно. $E(L)$ можно выразить через установившуюся скорость падения тела $U(L)$:

$$E(L) = (\pi/64)L^3 U(L)^2 / 2 = (\pi/128)L^3 (\pi/8(\rho_{carc}/\rho - 1)gL/C_{res}) \quad (3)$$

где: ρ_{carc} – плотность падающего тела, C_{res} – коэффициент сопротивления. Коэффициенты пропорциональности в этой формуле соответствуют цилиндру с отношением диаметра к длине равном 4. Величины f и t будем считать связанными соотношением: $t = (2/4)/f$. После подстановки выражений (2) и (3) в закон сохранения энергии (1), получим уравнение, связывающее дистанцию обнаружения R и длину тела L , в которое входят параметры воды, дна, тела и характерная частота цуга. Решая его при ΔV равной упомянутой выше чувствительности и реалистичном подборе прочих параметров (см. ниже), получим зависимости, показанные на рис.2. Эти графики показывают, что падение тела с массой несколько кг и плотностью на 10% превышающей плотность воды может быть обнаружено находящимся на дне ракообразным на расстоянии до сотни метров. Данный стимул может служить своего рода пусковым механизмом, побуждающим организм к переходу в активную

рода пусковым механизмом, побуждающим организм к переходу в активную стадию поиска источника пищи уже посредством хеморецепции.

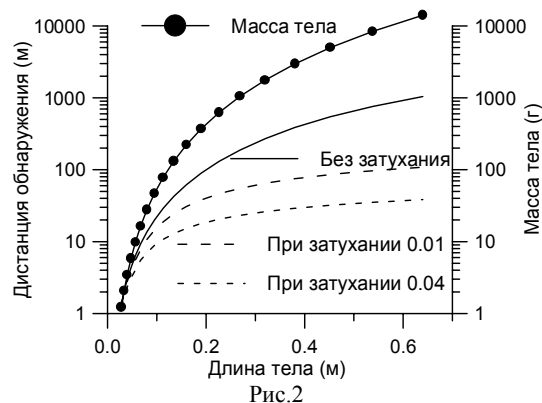


Рис.2

Значения параметров, принятые при расчетах

$$\begin{aligned}\rho_b &= 1300 \text{ кг/м}^3 \\ \rho_{\text{carc}} &= 1100 \text{ кг/м}^3 \\ c_{\text{sound}} &= 1450 \text{ м/с} \\ c &= 87 \text{ м/с}, c_f = 100 \text{ м/с} \\ C_{\text{res}} &= 1 \\ \eta &= 0.1 \\ f &= 50 \text{ Гц} \\ \Delta V &= 100 \text{ мкм/с}\end{aligned}$$

Литература

1. Bleckmann H. Orientation in the aquatic environment with aid of hydrodynamic stimuli -Verhandlungen der Deutschen Zoologischen Gesellschaft 84, 1991, 105-124
2. Smith K.L., Baldwin R.J. Vertical distribution of the necrophagous amphipod, Eurythenes gryllus, in the North Pacific: spatial and temporal variation. Deep-Sea Research 31, 1984, 1179-1196.
3. Klages M., Muyakshin S.I., Soltwedel T., Arntz W.E. Mechanoreception, a possible mechanism for food fall detection in deep-sea scavengers. Deep-Sea Research, I, 49, 2002, 143-155.
4. Hudson J.A. The excitation and propagation of elastic waves. -Cambridge University Press, 1980

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ДВИЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА И ПРИЕМНИКА НА КОГЕРЕНТНОСТЬ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

Н.К.Вдовичева, А.Г.Сазонтов¹⁾

Институт физики микроструктур РАН, ¹⁾Институт прикладной физики РАН

Введение

Известно, что движение источника или приемника в волноводе приводит к изменению фаз отдельных нормальных волн вследствие эффекта Доплера и, в конечном итоге, к искажению интерференционной картины поля. Различные аспекты модовой теории эффекта Доплера в детерминированных каналах достаточно хорошо изучены (см., например, [1]). Вместе с тем, в реальных океанических условиях наряду с регулярной рефракцией необходимо учитывать наличие случайных неоднородностей, которые могут оказывать существенное влияние на процесс распростра-

нения звуковых волн. Данная работа посвящена исследованию основных особенностей формирования пространственно-временной структуры акустического поля, связанных с перемещением источника и (или) приемника в мелком море со взволнованной поверхностью.

Постановка задачи. Основные уравнения

Рассмотрим мелководный канал, в котором профиль скорости звука $c(z)$ является регулярной функцией глубины z . Будем предполагать, что рассеяние сигнала в основном происходит на взволнованной поверхности $z = \eta(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{r}$ — горизонтальный радиус-вектор, t — время. Случайное возмущение η считается гауссовым статистически однородным полем, характеризуемым пространственно-временной корреляционной функцией $B_\eta(\mathbf{p}, \tau) = \langle \eta(\mathbf{r} + \mathbf{p}, t + \tau) \eta(\mathbf{r}, t) \rangle$.

Пусть звуковое поле $P(\mathbf{r}, z, t)$ создается точечным гармоническим источником, расположенным на глубине z_0 и движущимся с постоянной горизонтальной скоростью $\mathbf{u}_s$, причем $u_s \ll \min c(z)$. Нашей целью является нахождение функции когерентности

принятого сигнала:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, z_1, t_1 | \mathbf{r}_2, z_2, t_2) = \langle P(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) P^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle.$$

В многомодовом волноводе соответствующая величина формально может быть представлена в виде:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, z_1, t_1 | \mathbf{r}_2, z_2, t_2) = \sum_{n,m} \Gamma_{nm}(\mathbf{r}_1, t_1 | \mathbf{r}_2, t_2) \phi_n(z_1) \phi_m(z_2), \quad (1)$$

где $\phi_n(z)$ — собственные функции регулярного канала, а $\Gamma_{nm}(1|2)$ — межмодовые корреляционные функции. В волноводе с неэквидистантным спектром волновых чисел κ_n интерференционная структура поля в основном формируется когерентными компонентами $\langle P_n(\mathbf{r}, t) \rangle$ отдельных нормальных волн, при этом:

$$\Gamma_{nm}(\mathbf{r}_1, t_1 | \mathbf{r}_2, t_2) = \langle P_n(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle P_m^*(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle, \quad n \neq m;$$

$$\langle P_n(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{-i\phi_n(z_0)}{\sqrt{8\pi\kappa_n^d r(t)}} \exp[i\kappa_n^d r(t) - 0.5\sigma_n r(t) - i\pi/4], \quad \sigma_n = \sigma_n^a + \sigma_n^s. \quad (2)$$

Здесь $r(t) = |\mathbf{r} - \mathbf{u}_s t|$, $\kappa_n^d = \kappa_n [1 + (u_s / v_n) \cos \vartheta_s]$, v_n — групповая скорость n -ой моды, ϑ_s — угол между направлением движения источника и акустической трассой, а σ_n^a и σ_n^s — модовые коэффициенты поглощения и рассеяния.

Для вычисления $\Gamma_{nm}(\mathbf{r}_1, t_1 | \mathbf{r}_2, t_2)$ перейдем к суммарным и разностным переменным $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, $\mathbf{p} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $t = (t_1 + t_2)/2$, $\tau = t_1 - t_2$ и воспользуемся

тем, что $\Gamma_{nm}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t, \tau) = \oint J_n(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t, \tau) \exp[i\kappa_n^d(\mathbf{p} - \mathbf{u}_s \tau) \mathbf{s}] d\mathbf{s}$, где $J_n(\cdot)$ имеет смысл обобщенного углового спектра ($\mathbf{s}$ — единичный вектор в горизонтальной плоскости). В свою очередь, указанная характеристика подчиняется следующему волноводному уравнению переноса излучения [2]:

$$\begin{aligned} (\mathbf{s} \nabla_{\mathbf{r}} + \sigma_n^d) J_n(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t, \tau) = -\sigma_n^s J_n(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t, \tau) + \\ + \sum_m \oint \sigma_{nm}(\mathbf{s}, \mathbf{s}'; \tau) e^{i(\kappa_n^d \mathbf{s} - \kappa_m^d \mathbf{s}') \mathbf{u}_s \tau} J_m(\mathbf{r}, \mathbf{s}', t, \tau) d\mathbf{s}' + \frac{\varphi_n^2(z_0)}{8\pi\kappa_n^d} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}_s t), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma_{nm}(\mathbf{s}, \mathbf{s}'; \tau) = \frac{\pi}{2\kappa_n^d} [\varphi_n'(0) \varphi_m'(0)]^2 \int_{-\infty}^{\infty} B_{\eta}(\mathbf{p}, \tau) e^{i(\kappa_n^d \mathbf{s} - \kappa_m^d \mathbf{s}') \mathbf{p}} \frac{d^2 \mathbf{p}}{(2\pi)^2}$ — матричное сечение рассеяния.

Приведенные выше общие выражения могут быть обобщены и на случай равномерно движущегося приемника с горизонтальной скоростью $\mathbf{u}_r$. Для этого в формулах (1)–(3) необходимо сделать замены: $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + \mathbf{u}_r t$, $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + \mathbf{u}_r \tau$.

Количественные результаты

В рамках численной модели предполагалось, что водный слой толщиной 100 м с характерной летней гидрологией лежит на однородном жидком дне с продольной скоростью 1750 м/с, плотностью 2 г/см³ и коэффициентом затухания 0.2 дБ/λ. Источником флуктуаций являлось развитое ветровое волнение, описываемое изотропным распределением Пирсона-Московитца. При вычислениях несущая частота бралась равной 250 Гц, глубина источника — 75 м, глубина приема — 55 м, скорость ветра — 10 м/с.

Пусть прием осуществляется неподвижной антенной (либо вертикальной, либо горизонтальной), а источник, первоначально находившийся на расстоянии 30 км, удаляется от нее с постоянной скоростью. На рис. 1 приведены пространственные коэффициенты корреляции вдоль апертуры соответствующей антенны. (Начало координат на рис. 1б отвечает глубине (55 м) погружения геометрического центра вертикальной антенны.) Сплошные линии на этом рисунке соответствуют случаю движущегося источника (со скоростью 2.5, 5 и 10 м/с), а пунктирная — неподвижному. Видно, что для выбранных параметров задачи с увеличением скорости u_s наблюдается рост остаточной когерентности.

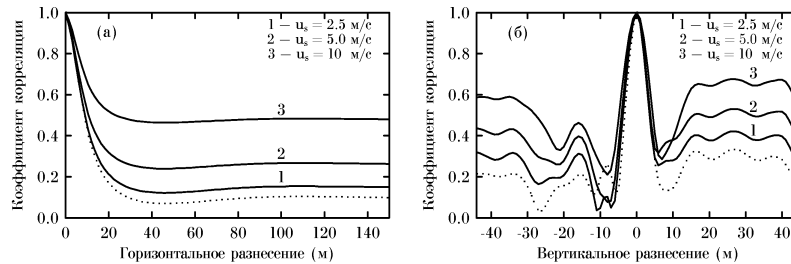


Рис. 1

Подчеркнем, что при наличии движения принцип взаимности не выполняется.

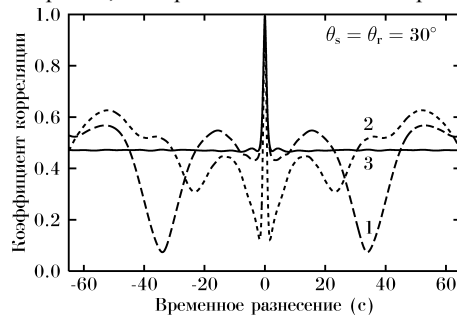


Рис. 2

Отсутствие инвариантности результатов относительно перестановки местами источника и приемника иллюстрирует рис.2, на котором изображено поведение коэффициента временной корреляции при $u_s=10$ м/с, $u_r=0$ (кривая 1) и при $u_s=0$, $u_r=-10$ м/с (кривая 2). Для сравнения на том же рисунке сплошной линией показан временной ход коэффициента корреляции для одинаково дви-

жущихся источника и приемника ($u_s = u_r = 10$ м/с).

Таким образом, движение источника и приемника вызывает заметное искажение формы пространственно-временной функции когерентности (по сравнению со статическим случаем). С изменением скорости наиболее сильно изменяются «хвосты» коэффициента корреляции, определяющие уровень остаточной когерентности.

Литература

1. Shmidt H., Kuperman W.A. // J. Acoust. Soc. Amer., 1994, V. 96, № 1, p. 386.
2. Sazontov A.G., Vdovicheva N.K. // Preprint № 511, Nizhny Novgorod, IAP RAS, 1999, 36 p.