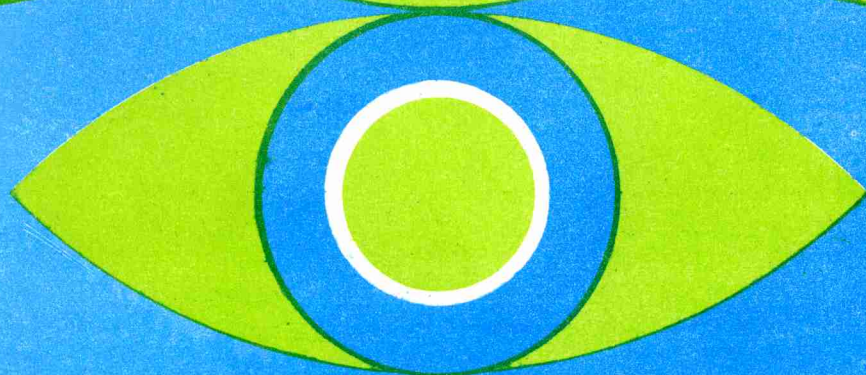


**ФОРМИРОВАНИЕ
АКУСТИЧЕСКИХ
ПОЛЕЙ
В
ОКЕАНИЧЕСКИХ
ВОЛНОВОДАХ**



НИЖНИЙ НОВГОРОД

1991

Издано по решению Редакционно-издательского совета
Института прикладной физики АН СССР

УДК 534.26

Формирование акустических полей в океанических волно-
водах: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991.
231 с.

В сборнике рассмотрены вопросы синтеза и анализа пространственно-временных структур акустических полей первичных (в том числе направленных), а также вторичных (локализованных и случайно-распределенных) источников в океанических волноводах. На основе численного анализа и измерений в условиях физического моделирования исследованы методы оптимизации наблюдений гидроакустических сигналов. Приводятся результаты экспериментов, осуществленных в натуральных условиях.

Сборник предназначен для специалистов в области гидроакустики и радиофизики, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Р е ц е н з е н т ы

доктор физико-математических наук А.И.САНЧЕВ,
доктор физико-математических наук А.М.СУТИН

О т в е т с т в е н н ы й р е д а к т о р
В.А.ЗВЕРЕВ

Р е д к о л л е г и я

А.И.ХИЛЬКО (зам. отв. редактора), С.М.ГОРСКИЙ,
А.Г.САЗОНТОВ, Н.Н.КРАЛИНА (отв. секретарь)

© Институт прикладной физики
АН СССР, 1991 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	7
-----------------------	---

Синтез акустических полей в океанических волноводах

Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Таланов В.И., Фикс И.Ш. Синтез и анализ акустических полей в океане	9
Данилов В.Я., Кравцов Ю.А., Наконечный А.Г. Математические аспекты управления гидроакусти- ческими полями	32
Петухов Ю.В. Эффект квазипериодического формиро- вания дальних зон акустической освещенности в под- водном звуковом канале	55
Бородина Е.Л., Хилько А.И., Широков В.Н. Формиро- вание акустических полей вытекающими модами, а также сдвиговыми и боковыми волнами в маломодо- вых слоисто-неоднородных океанических волноводах	66

Дифракция и рассеяние полей на пространственно-локализованных и случайно-распределенных неоднородностях в рефракционных волноводах

Горский С.М., Зверев В.А., Хилько А.И. Особейнос- ти дифракции акустических полей на пространственно- локализованных неоднородностях в волноводах океа- нического типа	82
Обозненко И.Л., Пасечный С.В. Рассеяние звука ло- кализованной неоднородностью в волноводе	115
Кузькин В.М. Об отражающей способности тела в океаническом волноводе	130

Вировлянский А.Л., Костерин А.Г., Шопин Д.В. Об использовании детерминированной модели среды при расчете интенсивности звукового поля во флуктуирующем океане 140

Артельный В.В., Вировлянский А.Л., Зейгман А.Л., Модина И.В., Нефедов Л.М., Охотников А.И., Раевский М.А., Седова Е.Ю., Славинский М.М., Шарецкий А.И. Статистическая модель низкочастотных акустических полей в приповерхностных волноводах в глубоком море 149

**Методы анализа акустических полей
в океанических волноводах**

Бородина Е.Л., Горская Н.В., Горский С.М., Гурбагов С.Н., Зверев В.А., Лебедев О.В., Нечаев А.Г., Николаев Г.Н., Курин В.В., Хилько А.И., Широков В.Н. Возможности генеральных методов для изучения дифрагированных звуковых полей в волноводах 174

Буров В.А., Глазков А.В., Прудникова И.П., Румянцева О.Д., Рычагов М.Н., Тагунов Е.Я. Реконструкция акустических неоднородностей в плоском волноводе на основе анализа дифракционного рассеяния звуковых волн 200

Буров В.А., Сергеев С.Н. Обработка акустических полей в океанических волноводах с компенсацией неизвестного искривления профиля принимающей вертикальной антенны 214

CONTENTS

Preface..... 7

Acoustic Fields Synthesis in Oceanic Waveguides

- Gorodeiskaya E. Yu., Malekhanov A.I., Talanov V.I., Fiks I.Sh.
Synthesis and analysis of acoustic fields in the ocean..... 9
- Danilov V.Ya., Kravtsov Yu.A., Nakonechnyi A. G. Mathematical
methods of controlling hydroacoustic fields..... 32
- Petukhov Yu.V. The effect of quasiperiodic formation of far re-
gions of acoustic illuminance in the underwater sound channel.... 55
- Borodina E.L., Khil'ko A.I., Shirokov V.N. The formation of
acoustic fields by modes as well as by shear and side waves in
small-moded stratified-inhomogeneous ocean waveguides..... 66

Field Diffraction and Scattering

by Spatially-Localized and Randomly-Distributed Inhomogeneities in Refracted Waveguides

- Gorskii S.M., Zverev V.A., Khil'ko A.I. The peculiarities of
acoustic fields diffraction due to spatially-localized inhomogene-
ties in waveguides of oceanic type..... 82
- Oboznenko I.L., Pasechnyi S.V. Scattering of a sound by a loca-
lized inhomogeneity in a waveguide..... 115
- Kuz'kin V.M. On the reflectivity of a body in an oceanic wave-
guide..... 130
- Virovlyansky A.L., Kosterin A.G., Sholin D.V. On the application
of the deterministic model of a medium to the calculation of the
sound field intensity in fluctuating ocean..... 140
- Artel'nyi V.V., Virovlyansky A.L., Zeigman A.A., Modina I.V.,
Nefedov L.M., Okhotnikov A.I., Raevsky M.A., Sedova E.Yu.,
Slavinsky M.M., Sharetsky A.I. Statistic model of low-frequency
acoustic fields in surface waveguides in deep sea..... 149

**Methods for Analyzing Acoustic Fields
in Oceanic waveguides**

Borodina E.L., Gorskaya N.V., Gorskii S.M., Gurbatov S.N., Zverev V.A., Lebedev O.V., Nehcaev A.G., Nikolaev G.N., Ku- tin V.V., Khil'ko A.I., Shirokov V.N. The possibility of shadow methods for studying diffracted sound fields in waveguide.....	174
Burov V.A., Glazkov A.V., Prudnikova I.P., Rumyantseva O.D., Rychagov M.I., Tagunov E.Ya. Reconstruction of acoustic inhom- ogeneities in a plane waveguide by the analysis of diffracted scat- tering of sound wave.....	200
Burov V.A., Sergeev S.N. The acoustical fields treatment in the ocean waveguides with compensation of unknown profile distor- tion of linear vertical antenna.....	214

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последнее время возник большой интерес к задачам дальнего акустического зондирования и акустической томографии океана. В связи с этим возникает необходимость решения широкого круга взаимосвязанных задач формирования заданных структур (синтеза) акустических полей, дифракции и рассеяния полей на различного типа неоднородностях подводных звуковых каналов, обратных задач диагностики океанических неоднородностей, а также разработки адекватных методов и алгоритмов пространственно-временной обработки (анализа) полей с помощью антенных систем. Различные аспекты перечисленных актуальных задач акустики океана рассматриваются в настоящем сборнике, авторами которого стали ведущие специалисты, активно работающие в этой области.

Известно, что слоистая структура океана, а также неоднородности различных типов и пространственных масштабов приводят к существенному усложнению картины волнового поля по сравнению с аналогичными постановками задач в свободном пространстве. Вместе с тем, именно благодаря "чувствительности" звуковых полей к специфическим условиям распространения в океане, существует принципиальная возможность разработки эффективных схем акустического мониторинга океана. Анализ информации о пространственно-временном распределении океанических неоднородностей и построение на его основе сводок "гидроакустической погоды" представляется не только практически важной, но и интересной научной задачей, далекой от своего сколько-нибудь полного решения в настоящее время.

Следует подчеркнуть, что вынесенный в название сборника термин "формирование полей" не является общепринятым в акустике и имеет скорее оптическое происхождение. В действительности физические аналогии между многими из обсуждаемых в сборнике вопросов и проблемами адаптивной оптики случайно-неоднородных сред достаточно глубокие и указывают на возможности взаимного обогащения указанных областей в идейно-теоретическом плане. По существу речь идет

о разработке и исследовании методов управления волновыми полями, приспособленными к условиям распространения полей. В таком понимании термин "формирование полей" объединяет не только синтез полей излучающими системами (антеннами), но и построение изображений рассеивающих объектов (акустическое видение) и в более широком смысле — построение гидроакустических информационно-измерительных систем.

Отмеченные соображения нашли свое отражение в подборе и объединении статей в настоящем сборнике. Сборник состоит из трех разделов, каждый из которых посвящен обсуждению "своего" аспекта формирования акустических полей в океанических волноводах: формированию полей первичных источников (первый раздел), формированию полей пространственно-локализованных вторичных (переизлучающих) источников, а также статистическим эффектам рассеяния на распределенных неоднородностях океана (второй раздел) и, наконец, формированию изображений и смежным вопросам обработки сигналов (третий раздел).

Очевидно, в объеме одного сборника невозможно охватить все вопросы, связанные с формированием полей в подводных звуковых каналах. "Потери", обусловленные стремлением редколлегии сборника представить читателю достаточно общую картину современного уровня исследований, неизбежны и могут быть восполнены в следующих изданиях. В первую очередь это касается экспериментальных работ, содержащих результаты проверки предложенных теоретических построений. Кроме того, не все из затронутых в сборнике вопросов оказались рассмотренными в достаточной степени широко. Это относится, в частности, к обратной задаче акустической диагностики океанических волноводов, которая обсуждается в нескольких работах сборника с разных точек зрения и имеет уже солидную библиографию исследований многих авторов.

Можно ожидать, что новые подходы и результаты исследований, представленные в настоящем сборнике, вызовут большой интерес у специалистов в области акустики океана, распространения волн в неоднородных средах и антенных измерений.

В.А.Зверев

СИНТЕЗ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

СИНТЕЗ И АНАЛИЗ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНЕ

Е.Ю.Городецкая, А.И.Малеханов, В.И.Таланов, И.Ш.Фикс

Задачи формирования заданных структур (синтеза) и пространственной обработки (анализа) полей в неоднородных средах традиционно привлекают повышенный интерес в связи с активными исследованиями в таких областях, как ионосферное зондирование, плазменная диагностика, электродинамика систем квазиоптического типа, адаптивная оптика. В последнее время возник интерес к практически важным задачам дальнего акустического зондирования и акустической томографии океана. Дальнее распространение НЧ-звука в океане, как известно, осуществляется благодаря формированию подводного звукового канала (ПЗК), являющегося природным волноводом рефракционного типа. Это означает, что принципиальный момент постановки задач синтеза и анализа акустических полей в океане заключается в учете волноводных свойств океана как среды распространения. Отметим, что применительно к акустике океана возможные постановки задач не ограничиваются случаем волноводного распространения полей в ПЗК. Волноводное распространение, равно как и распространение в свободном (однородном) пространстве, представляет собой одну из опорных моделей среды, адекватность которой определяется конкретной ситуацией (гидрологией, частотным диапазоном, геометрией задачи и т.д.). В настоящей статье остановимся именно на этой модели и рассмотрим некоторые аспекты синтеза и анализа акустических полей в многомодовых океанических волноводах, обладающих регулярной модовой структурой. Соответствующие вопросы теории антенн, работающих в свободном пространстве, исследованы достаточно подробно, и в настоящее время имеется обширная литература как по синтезу излучающих систем, реализующих требуемую диаграмму направленности [1,2], так

и по алгоритмам пространственной обработки полей, реализующих определенный критерий качества обработки [3,4].

1. МОДОВОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПОЛЕЙ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Принципиальное отличие задач синтеза и анализа полей в волноводе от свободного пространства заключается в конечномерности дискретного базиса нормальных волн (мод), формирующих поле в волноводе на значительных расстояниях от источника. Совокупность конечного числа M распространяющихся мод $\psi_m(\vec{r}, z)$ ($m = 1, 2, \dots, M$ - номера мод, \vec{r} - радиус-вектор точки наблюдения в горизонтальной плоскости, z - ее вертикальная координата) будем называть модовой структурой поля в ПЗК. Пространственные распределения на апертуре антенной решетки (АР), отвечающие различным модам, будем обозначать векторами $\vec{\psi}_m = (\psi_m(\vec{r}_1), \psi_m(\vec{r}_2), \dots, \psi_m(\vec{r}_N))^T$, где $\vec{r}_n = (\vec{r}_n, z_n)$ - радиус-вектор n -го элемента АР, $n = 1, 2, \dots, N$. Индексы при $\vec{\psi}_m, N$, отвечающие излучающей и приемной апертурам, введем при уточнении постановки задачи. Матрица $\Phi = [\psi_m(\vec{r}_n)]$ размера $(N \times M)$, составленная из векторов-столбцов $\vec{\psi}_m$, осуществляет переход из N -мерного пространства элементов АР в M -мерное пространство мод волновода:

$$\vec{S} = \sum_{m=1}^M a_m \vec{\psi}_m, \quad M = \langle \vec{S}^* \vec{S}^T \rangle = \Phi^* R \Phi^T, \quad (1.1)$$

где \vec{S} - пространственное распределение поля на апертуре АР; M - матрица $(N \times M)$ когерентности поля (знак $*$ - комплексное сопряжение, знак T - транспонирование матриц, угловые скобки - временное усреднение); $\vec{a} = (a_1, a_2, \dots, a_M)^T$ - вектор $(M \times 1)$ коэффициентов разложения \vec{S} по модовым векторам $\vec{\psi}_m$, в дальнейшем называемый модовым спектром поля; $R = \langle \vec{a}^* \vec{a}^T \rangle$ - матрица $(M \times M)$ межмодовых корреляций поля. Переход к непрерывным апертурам не вызывает особых затруднений [5-7] и в дальнейшем рассматриваться не будет. Следует заметить, однако, что в волноводе в отличие от свободного пространства, где спектр собственных функций (плоских волн) является сплошным и размерность задачи определяется числом элементов антенны, лимитирующим фактором сказывается минимальное из чисел N, M . Это замечание относится как к возможностям синтеза заданной структуры поля [5,6], так и к возможностям согласования алгоритмов обработки с модовой структурой поля в волноводе [7,8]. Еще одно замечание касается размерных свойств са-

мого волновода и ориентации антенны. Океанический волновод является двумерным, поэтому дискретизация спектра мод происходит только по одному индексу m , отвечающему собственным значениям краевой задачи по вертикальной координате z . При горизонтальной ориентации излучающей АР возможности синтеза поля ограничены фиксированным набором коэффициентов $Q_m(z_0)$; определяемых горизонтом $z=z_0$ антенны, т.е. относятся только к реализации требуемой диаграммы направленности излучения. Для формирования поля с заданным модовым спектром необходимо использование вертикально ориентированных антенн. В общем случае пространственный спектр многомодового поля в ПЗК является двумерным и характеризуется амплитудным распределением в плоскости "горизонтальные углы - номера мод". Таким образом, пространственный анализ полей предполагает построение диаграммообразующей схемы для углового разрешения источников в горизонтальной плоскости ПЗК и модоформирующей схемы для разрешения мод. В настоящей статье рассмотрим частный случай аксиально-симметричных полей, относящийся к строго вертикальной ориентации источников. В такой постановке модовое представление (1.1) поля справедливо как для вертикальных, так и для горизонтальных приемных АР с точностью до определения соответствующей матрицы Φ модовой структуры поля на апертуре. Обобщение (1.1) может быть сделано с помощью дополнительного матричного преобразования, характеризующего направленность источников в горизонтальной плоскости.

2. СИНТЕЗ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

В работах [5,6] сформулированы регулярные алгоритмы решения задачи синтеза полей в волноводах на основе вариационного подхода, позволяющие определить оптимальный базис амплитудно-фазовых распределений (АФР) антенны для максимизации мощности излучения в выделенную совокупность мод. Как будет показано ниже (разд.4), именно такая постановка задачи синтеза представляет наибольший интерес с точки зрения адаптации системы "излучающая АР - приемная АР" к статистическим свойствам случайно-неоднородного волновода.

АФР антенны будем обозначать вектором \vec{V} размерности $(N_s \times 1)$, где N_s - число элементов (излучателей). Вектор \vec{p} коэффициентов возбуждения мод является аналогом диаграммы направленности АР в свободном пространстве:

$$\vec{a} = \Phi_s^+ \vec{V}, \quad (2.1)$$

где знак + означает эрмитово сопряжение матриц. При вертикальной ориентации антенны матрица Φ_s модовой структуры определяется собственными функциями краевой задачи: $\Phi_{s, n, m} = \varphi_m(x_{n, s})$, где $n_s = 1, 2, \dots, N_s$ - номера излучателей. В дальнейшем используется условие нормировки векторов $\vec{\Phi}_{s, m}: |\vec{\Phi}_{s, m}|^2 = 1$. Модовый спектр (1.1) поля на больших расстояниях R^m от антенны ($R \gg H$, где H - глубина волновода) связан с коэффициентами \vec{a}_m (2.1) следующим образом:

$$a_m(t) = A(h_m R)^{-1/2} \tilde{a}_m \epsilon_m(t) \exp(-i h_m R), \quad m = 1, 2, \dots, M, \quad (2.2)$$

где A - коэффициент нормировки, зависящий от мощности излучения, h_m - продольные волновые числа волновода, $\epsilon_m(t)$ - случайные функции времени, характеризующие стохастизацию модовых амплитуд в случайно-неоднородном ПЗК: корреляции мод $R_{m\rho} \sim \langle \epsilon_m^*(t) \epsilon_\rho(t) \rangle$.

Задача синтеза АФР \vec{V} , максимизирующего мощность излучения $Q_m = |\tilde{a}_m|^2$ в распространяющиеся моды волновода, может быть решена [5,6] как в базисе АФР антенны

$$\mu \vec{V} = \Phi_s \Phi_s^+ \vec{V}, \quad (2.3)$$

так и в базисе коэффициентов возбуждения мод

$$\mu \tilde{\vec{a}} = \Phi_s^+ \Phi_s \tilde{\vec{a}}. \quad (2.4)$$

Распределение собственных значений μ_ρ , где $\rho = 1, 2, \dots, r_s \leq \min\{M, N_s\}$, определяет эффективность энергетической связи соответствующих базисных распределений $\vec{V}_\rho, \tilde{\vec{a}}_\rho$ с модами волновода $Q_m^\rho = |\tilde{\vec{a}}_\rho|^2 = \mu_\rho$ с точностью до нормировки Q_H на фиксированную полную мощность излучения. С помощью (2.3), (2.4) задача формирования поля с заданным модовым составом \vec{a} сводится к определению координат \vec{a} относительно базиса векторов $\{\tilde{\vec{a}}_\rho\}_{\rho=1}^{r_s}$:

$$\vec{a} = \sum_{\rho=1}^{r_s} \frac{\tilde{\vec{a}}_\rho^+ \vec{a}}{\mu_\rho} \tilde{\vec{a}}_\rho, \quad (2.5)$$

$$\vec{V}_{opt} = \sum_{\rho=1}^{r_s} \frac{\tilde{\vec{a}}_\rho^+ \vec{a}}{\mu_\rho} \vec{V}_\rho. \quad (2.6)$$

Очевидно, если моды взаимно ортогональны на апертуре АР (для этого необходимо $N_s > M$), оптимальное АФР \vec{V}_{opt} есть суперпозиция АФР $\vec{V}_{s, m}$ отдельных мод:

$$\tilde{a}_{p_m} = \delta_{pm}, \quad \vec{V}_{opt} = \sum_{m=1}^M \alpha_m \vec{\Psi}_{e_m}, \quad (2.7)$$

где δ_{pm} - символ Кронекера. Этот случай соответствует формированию многолучевой диаграммы направленности излучения в широком секторе углов с помощью прогнженной антенны в свободном пространстве. Напротив, если векторы $\{\vec{\Psi}_{e_m}\}_{m=1}^M$ существенно неортогональны и матрица $\Phi_3^+ \Phi_3$ сильно вырождена ($\gamma_3 \gg 1$), то высокая эффективность связи антенны с модами волновода (в смысле величины Q_M/Q_M^1 , где $Q_M^1 = \mu_1 = \max\{\mu_p\}$) может быть получена с помощью самых простых АФР, например, с равномерным возбуждением элементов антенны. Такая ситуация, в свою очередь, соответствует фазированию слабо-направленной (короткой) антенны в заданном направлении, при этом направление максимума диаграммы оказывается устойчивым к вариациям АФР, а попытки добиться сверхнаправленности приводят, напротив, к сильно неустойчивым решениям [1,2]. В работах [5,6] приведены некоторые численные примеры, иллюстрирующие характерные особенности спектра собственных значений μ_p при синтезе оптимальных АФР в ПЗК - локализацию μ_p в области малых номеров ($\gamma_3 \ll N_3, M$) и сильную зависимость ширины спектра μ_p (величины γ_3) от числа N_3 элементов АР при фиксированном M . Специальным образом располагая излучатели в канале, можно существенно расширить возможности синтеза для максимизации передачи мощности излучения в выделенную группу мод волновода.

Таким образом, формирование требуемого распределения поля в океаническом волноводе может быть достигнуто в классе достаточно устойчивых распределений, определяемых модовой структурой канала и расположением антенны. Энергетическая связь АФР антенны с модами волновода характеризуется собственными значениями (2.3), (2.4), спектр которых указывает на "иерархию" различных групп мод в смысле эффективности возбуждения их при заданном положении излучателей и устойчивости синтезированного поля к ошибкам АФР.

Наряду с рассмотренной представляют интерес и другие постановки задач формирования полей в волноводах. К ним относятся задачи управления распределением интенсивности поля в плоскости (\vec{r}, z) волновода, т.е. задачи максимизации передачи мощности излучения в волновод при ограничениях на область локализации поля, а не на модовый состав, как в задаче (2.3), (2.4). Кроме того, наряду с энергетическим критерием оптимизации АФР \vec{V} источников могут быть сформулированы допол-

нительные ограничения на "форму" профиля $|S(\vec{p}, z)|^2$ в зависимости от конкретных условий задачи. Подобного типа задачи также могут решаться с привлечением общего вариационного подхода, позволяющего определить оптимальные базисы АФР источников на излучающей апертуре типа (2.3), (2.4) [5,6]. Принцип фазового сопряжения (обращения) волнового фронта поля, рассчитанного в "обратном направлении" (от приемной апертуры на излучающую) составляет основу эвристического подхода к решению частной задачи фокусировки поля в заданном сечении (\vec{p}_0, z) [9]. Принципиальные преимущества первого подхода связаны, как уже отмечалось, с резким (на 1-2 порядка) сокращением числа χ_s значимых компонент апертурного базиса по сравнению с числом компонент полевого базиса, т.е. числом мод. Такое сокращение существенно повышает устойчивость алгоритмов синтеза поля и самого распределения $|S(\vec{p}, z)|^2$ к рассогласованию априорной модели модовой структуры волновода (матрицы Φ) с реальным каналом.

Таким образом, в настоящее время разработаны регулярные алгоритмы решения различных задач синтеза акустических полей в океане, адекватные волноводным условиям распространения полей. В следующем разделе остановимся на рассмотрении некоторых интегральных характеристик синтезированного поля (1.1), (2.2), адекватных распространению звука в случайно-неоднородном волноводе.

3. АНАЛИЗ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Различным вопросам анализа акустических полей в океанических волноводах в настоящее время уделяется значительное внимание в связи с задачами обнаружения [7,8,10-12] и оценки параметров [13-15] сигналов. Основная направленность исследований в этой области связана с разработкой алгоритмов пространственной обработки, согласованных с модовой структурой полей и позволяющих тем самым использовать априорную информацию о характере распространения сигналов для определения эффективности обработки и оценки влияния различных факторов "рассогласования" модели канала с реальной средой. В данном разделе рассмотрим один из наиболее универсальных подходов к анализу пространственного спектра полей на основе ортогонального разложения Карунена-Лозва [16]. Универсальность его заключается в том, что в качестве базисных АФР на приемной апертуре используются собственные векторы мат-

рицы (1.1) когерентности самого поля, а ее собственные значения определяют весовое распределение базисных АФР в разложении поля. Отметим, что спектральный анализ матрицы когерентности широко используется в задачах адаптивного формирования изображений и фокусировки в оптике [17], адаптивной пространственной фильтрации сигналов на фоне помех [3, 4, 18] в радио- и гидролокации, в том числе для углового сверхразрешения источников [19, 20].

В работах [7, 8] показано, что задача определения собственных значений λ_p и собственных векторов \vec{m}_p матрицы M (1.1) пространственных корреляций поля

$$\lambda_p \vec{m}_p = M \vec{m}_p, \quad p = 1, 2, \dots, \quad r = \text{rang } M \quad (3.1)$$

может быть решена в пространстве мод волновода следующим образом:

$$\lambda_p \vec{c}_p = R K \vec{c}_p, \quad \vec{m}_p = \Phi^* \vec{c}_p, \quad p = 1, 2, \dots, \quad r. \quad (3.2)$$

Здесь Φ и R — матрицы модовой структуры и межмодовых корреляций (1.1), соответственно; $K = \Phi^T \Phi^*$ — матрица $(M \times M)$ ортогональности мод на приемной апертуре, элементы которой

$$K_{mp} = \vec{\varphi}_m^T \vec{\varphi}_p^* = \sum_{n=1}^N \psi_m(\vec{r}_n) \psi_p^*(\vec{r}_n), \quad (3.3)$$

где N — число элементов АР. Каждое из базисных распределений $(\lambda_p, \vec{m}_p^*, \vec{c}_p^*)$ может быть интерпретировано как когерентная компонента поля \vec{S} со случайной амплитудой, взаимная некоррелированность которых приводит к частичной когерентности поля:

$$\vec{S} = \sum_{p=1}^r \mu_p \vec{m}_p^*, \quad \langle \mu_p^* \mu_q \rangle = \lambda_p \delta_{pq}, \quad (3.4)$$

$$\vec{c} = \sum_{p=1}^r \mu_p \vec{c}_p^*. \quad (3.5)$$

Именно это свойство, заключающееся в некоррелированности компонент разложения, в сочетании с минимальной среднеквадратической ошибкой и наибольшей информативностью при удержании заданного числа членов разложения [16] делает разложение Карунена-Лозва оптимальным при анализе частично-когерентных полей, особенно в случае гауссовой статистики последних [21]. В дальнейшем будем считать спектр λ_p упоря-

доченным и нормированным в смысле

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_n, \quad \sum_{\rho=1}^n \lambda_\rho = 1. \quad (3.6)$$

Согласно уравнению (3.2) два независимых фактора оказывают влияние на энергетический спектр λ_ρ многомодового поля \vec{S} в базисах $\{\vec{m}_\rho\}_{\rho=1}^n$, $\{\vec{c}_\rho\}_{\rho=1}^n$ — характер межмодовых корреляций и ортогональность мод на апертуре антенны, характеризующаяся матрицами R и K соответственно. В условиях натурного эксперимента оценка матрицы R является достаточно сложной задачей и предполагает предварительно обработку, заключающуюся в синтезе модоформирующей схемы с целью оценки модового спектра поля [14, 15] и последующем усреднении матричных элементов. Вне зависимости от этого модовое представление полей может быть использовано для моделирования задач адаптивной акустики океана на основе априорных представлений об энергетическом спектре мод и масштабах межмодовых корреляций [7, 22]. В общем случае число n компонент распределения (3.6) ограничено сверху соотношением

$$n \leq \min\{n_{\text{rank}} R, n_{\text{rank}} K\}, \min\{M, N\}. \quad (3.7)$$

Если матрица R является матрицей полного ранга ($n_{\text{rank}} R = M$), что физически означает отсутствие сильнокоррелированных мод, ширина спектра λ_ρ зависит только от разрешающей способности $\Delta\rho$ в модовом пространстве. В предельном случае полностью некоррелированных ($R_{m\rho} = \langle |a_m|^2 \rangle \delta_{m\rho}$) и ортогональных на апертуре мод ($K_{m\rho} = |\vec{\psi}_m|^2 \delta_{m\rho}$) спектр λ_ρ воспроизводит энергетический спектр мод с точностью до нормировки $|\vec{\psi}_\rho|^2$:

$$\lambda_\rho \sim \langle |a_\rho|^2 \rangle |\vec{\psi}_\rho|^2, \quad \rho = 1, 2, \dots, M. \quad (3.8)$$

В противном случае, если размеры и заполнение приемной апертуры недостаточны для разрешения модовой структуры и матрица K сильно вырождена ($n_{\text{rank}} K \sim 1$), антенна "не чувствует" нарушения межмодовых корреляций, и при дальнейшей обработке поле \vec{S} может рассматриваться как когерентное:

$$\lambda_1 \approx \sum_{\rho} \lambda_\rho = 1.$$

Алгоритмы пространственной обработки многомодового поля в базисе $(\lambda_\rho, \vec{m}_\rho, \vec{c}_\rho)$ зависят, очевидно, от конкретной постановки задачи и выбранного критерия качества обработки. Одним из таких критериев, который естественным образом

согласуется с выбранным энергетическим критерием оптимизации излучающей АР, является отношение сигнал/шум q , [23] (показатель качества обнаружения в работе [4]), обобщенное на случай обнаружения случайного сигнала:

$$q = \frac{\langle \rho(\vec{S} + \vec{N}) \rangle - \langle \rho(\vec{N}) \rangle}{\{ \text{var}(\rho(\vec{N})) \}^{1/2}}, \quad (3.9)$$

где \vec{N} – пространственное распределение помех на апертуре АР, $\rho(\cdot)$ – мощность на выходе процессора. В предположении гауссовости помех \vec{N} алгоритм максимизации q заключается в согласованной фильтрации каждой из когерентных компонент $(\lambda_p, \vec{m}_p^*, \vec{c}_p^*)$ поля \vec{S} в сочетании с предварительным пространственным выделением помех, и дальнейшем некогерентном накоплении выходных сигналов парциальных фильтров ("антенн") [7,8]. Без нарушения общности можно считать помехи некогерентными, тогда коэффициент усиления оптимальной обработки полностью определяется спектром λ_p :

$$\frac{q_{\max}}{q_0} = N \left\{ \sum_{p=1}^N \lambda_p^2 \right\}^{1/2} \ll N, \quad (3.10)$$

где q_0 – среднее по апертуре отношение сигнал-шум одиночного элемента. Выигрыш Ω оптимальной обработки по отношению к согласованной обработке наиболее мощной компоненты $(\lambda_1, \vec{m}_1^*, \vec{c}_1^*)$ сигнального поля равен:

$$\Omega = \frac{\left\{ \sum_{p=1}^N \lambda_p^2 \right\}^{1/2}}{\lambda_1} \ll N^{1/2}. \quad (3.11)$$

Величина Ω является, таким образом, интегральной характеристикой спектра собственных значений матрицы когерентности поля, определяющей потенциальные возможности максимизации отношения сигнал-шум. (3.9). "Рассеяние" многомодового сигнала в когерентные компоненты $(\lambda_p, \vec{m}_p^*, \vec{c}_p^*)$ может быть частично скомпенсировано путем энергетического накопления всех (или наиболее мощных, в зависимости от распределения λ_p) компонент.

Наряду с величиной Ω (3.11), интерес могут представлять и некоторые другие интегральные характеристики спектра матрицы когерентности поля. Например, в задачах адаптивного формирования изображений (видения) и фокусировки излучения на объект получил распространение информационный подход к

описанию полей, опирающихся на понятие энтропии случайных процессов [17,24]. В базисе собственных векторов величина энтропии H частично-когерентного поля естественным образом характеризует его статистические свойства, поскольку каждое из собственных значений λ_p (с учетом нормировки (3.6)), может быть интерпретировано как вероятность локализации поля в данном когерентном состоянии (λ_p, \vec{m}_p^*):

$$H = - \sum_{p=1}^N \lambda_p \log_2 \lambda_p. \quad (3.12)$$

Энтропия (3.12), определенная на дисперсиях случайных коэффициентов разложения (3.4), является мерой априорной неопределенности ("беспорядка") поля в пространстве взаимно-некоррелированных состояний $\{\vec{m}_p\}_{p=1}^N$, при этом число $N = \chi \alpha \lambda \kappa M$ может быть интерпретировано как число степеней свободы принимаемого поля. Рост числа степеней свободы, которому физически соответствует уменьшению масштаба когерентности поля относительно размеров приемной апертуры, с информационной точки зрения означает переход от детерминированного (когерентного) состояния поля к частично-детерминированному (частично-когерентному) состоянию. Нормированная величина, характеризующая в указанном смысле степень детерминированности случайного поля на апертуре, определяется следующим образом:

$$I = 1 - H / H_{\max}. \quad (3.13)$$

Величина I , принимающая значения $0 \leq I \leq 1$, монотонно уменьшается с ростом числа степеней свободы (расширением спектра λ_p). Принципиальное достоинство разложения Карунена-Лоэва (3.4) заключается в минимизации энтропии H , т.е. разложение поля $\vec{\mathcal{F}}$ по любой другой системе АФР на апертуре приводит к росту дисперсии случайных коэффициентов разложения [16]. Отметим, что используемые нами информационные характеристики (3.12), (3.13) не связаны с определением степени детерминированности волнового поля [12] как меры апостериорной неопределенности поля по отношению к модели его описания (предсказания), характеризующей адекватность последней.

Применение информационного подхода к описанию многомодовых полей имеет принципиальную особенность, которая заключается в определении величины H_{\max} . В случае $M < N$, когда поле формируется относительно небольшим числом мод, именно число мод является параметром, лимитирующим статистическую

неопределенность локализации поля в одном из когерентных состояний. Таким образом, в волноводе

$$H_{\max} = \log_2 [\min \{M, N\}], \quad (3.14)$$

в то время как в свободном пространстве, где спектр мод (плоских волн) оказывается сплошным, всегда $H_{\max} = \log_2 N$. Предельные случаи полностью когерентного ($\lambda_1=1, \lambda_2=\lambda_3=\dots=\lambda_N=0$) и некогерентного ($\lambda_1=\lambda_2=\dots=\lambda_N=1/N$) полей характеризуются минимальной ($H_{\min}=0$) и максимальной ($H_{\max}=\log_2 N$) энтропией соответственно. При $M < N$ поле на приемной апертуре не является некогерентным даже при условиях полной декорреляции и разрешения мод: последние $(N-M)$ собственных значений $\lambda_{M+1}=\dots=\lambda_N=0$, что физически означает сохранение частичной межэлементной корреляции поля. Несмотря на "остаточную" когерентность поля в этом случае, степень детерминированности $I=0$, поскольку суперпозиция некоррелированных разрешаемых мод равной интенсивности является наименее "упорядоченной" при данном M .

В общем случае масштаб межмодовых корреляций поля зависит от многих факторов: расстояния до источника, частотного диапазона, типа ПЗК и спектра неоднородностей [25,26]. Располагая приемную антенну в области локализации интересующих нас мод, можно провести анализ звукового поля с целью восстановления структуры матрицы R межмодовых корреляций. Согласно (3.2) условие разрешения антенной модовой структуры означает, что распределение λ_p соответствует энергетическому спектру когерентных суперпозиций мод, а собственные векторы \vec{t}_p определяют их модовые спектры. В свою очередь, отличие спектров мощности $R_{mm} = \langle |a_m|^2 \rangle$ мод, формирующих принимаемое поле, от спектра мощности $|\tilde{a}_m|^2$ мод, возбуждаемых источником (излучающей антенной), определяется эффектами трансформации модового спектра на неоднородностях канала. При заданных дистанциях и частотном диапазоне излучения эффекты декорреляции и перераспределения интенсивностей мод характеризуют статистические свойства неоднородностей океанического волновода. Это означает, что спектральный анализ матрицы когерентности многомодового поля при различном размещении элементов приемной апертуры дает принципиальную возможность диагностики неоднородностей среды. Подобный подход, по существу, обобщает предложенные ранее схемы модовой томографии океана [27,28], поскольку позволяет регистрировать не только регулярные фазовые сдвиги между отдельными модами, но и статистические эффекты,

обусловленные прохождением зондирующего сигнала через большое количество неоднородностей. Численное моделирование томографической задачи на основе уравнения (3.2) позволяет оптимизировать приемную апертуру и исследовать вопросы устойчивости распределений (λ_p, \vec{c}_p) к параметрам опорной модели среды. Более подробное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи, однако представляет интерес в связи с активным развитием методов дистанционной акустической диагностики океана, адекватных условиям распространения зондирующих сигналов.

Еще один важный аспект анализа многомодовых полей на основе ортогональных разложений (3.1) – (3.6) заключается в постановке задачи синтеза полей с необходимыми статистическими свойствами (распределением λ_p) на приемной апертуре. Действительно, взаимное соответствие ортогональных базисов (λ_p, \vec{m}_p) (3.1) и (λ_p, \vec{c}_p) (3.2) позволяет однозначно определить вклад различных мод в формирование когерентных компонент. В зависимости от целей пространственной обработки критерий оптимизации излучающей антенны определяется видом требуемого распределения λ_p и отвечающими ему интегральными характеристиками Ω (3.11), H (3.12) и I (3.13). Подобная постановка задачи управления излучаемым полем хорошо известна в адаптивной оптике, где предложены эффективные методы ее решения с помощью многопучковых (многолучевых) лазерных систем [17]. В волноводе роль когерентных парциальных "пучков" играют суперпозиции мод $\{\vec{c}_p\}_{p=1}^N$. Широкий пространственный спектр поля, обусловленный многомодовостью волновода, позволяет "выбирать" с помощью излучающей АР именно те суперпозиции мод, которые в наибольшей степени отвечают целям и критериям адаптации. В радиолокации, где пространственный спектр принимаемых полей характеризуется, как правило, фиксированными направлениями (в данный момент времени) на источники, возможности повышения качества изображения связаны исключительно с точностью фазирования излучающей АР на объект (при ограничении на полную мощность излучения).

Например, с точки зрения синтеза оптимальных алгоритмов обнаружения сигналов на фоне помех, расширение спектра компонент $(\lambda_p, \vec{m}_p^*, \vec{c}_p^*)$ является нежелательным эффектом, поскольку означает не только монотонное уменьшение коэффициента усиления (3.10) обработки, но и необходимость формирования дополнительных каналов пространственной фильтрации. Таким образом, одна из возможных постановок задачи адаптивного управления излучением в случайно-неоднородном океаничес-

ком волноводе заключается в формировании на приемной апертуре распределений с заданным модовым составом, обладающих минимальной энтропией: Сформулированный принцип был положен в основу численного моделирования адаптивного синтеза полей в изоскоростном ПЗК, результаты которого рассматриваются в следующем разделе. [29].

4. АДАПТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ МНОГОМODOVЫХ ВОЛНОВОДАХ

В настоящем разделе остановимся на задаче адаптивного формирования на приемной апертуре поля, обладающего сильно неравномерным спектром собственных значений λ_p (3.6):

$$\lambda_1 \gg \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n, \quad N \ll N_{\max}, \quad I \approx 1, \quad Q \approx 1. \quad (4.1)$$

Используя представления, развитые в предыдущем разделе, задачу можно сформулировать как задачу адаптивной фокусировки излучения в когерентное состояние $(\lambda_1, \vec{m}_1^*, \vec{c}_1^*)$ принимаемого поля.

Очевидно, при эффективной декорреляции мод в волноводе полностью когерентное поле ($N=0, I=1$) на значительном удалении от источников может быть синтезировано только на одной из мод. Однако, если матрица K (3.3) ортогональности мод на апертуре существенно недиагональная, в пределах "лестка" разрешения оказывается значительное число мод, превышающее масштаб межмодовых корреляций. Это означает, что спектр излучения может быть многомодовым и, вместе с тем, синтезированное поле на приемной апертуре будет удовлетворять условиям (4.1). Априорная оценка фактора разрешения мод (матрицы K) определяет требования к расположению и числу приемных элементов с целью повышения когерентности поля при заданном распределении коэффициентов μ_p (2.3), (2.4) энергетической связи источника излучения с модами волновода.

Алгоритм адаптивного управления излучением может быть сформулирован в виде следующей итерационной процедуры. В качестве опорного (обучающего) поля (2.1) синтезируется распределение с равномерным энергетическим спектром мод: $|\tilde{a}_m|_0^2 = a_0^2$. В результате стохастизации модовых амплитуд \tilde{a}_m (2.2) спектр когерентных состояний $(\lambda_p, \vec{m}_p^*, \vec{c}_p^*)_0$ поля $\tilde{\Phi}_0$ на приемной апертуре содержит конечное число r_0 (3.7) компонент. Ключевым этапом адаптации является оценка модового

спектра \bar{c}_1 , наиболее мощной компоненты, соответствующей максимальному собственному значению $\lambda_{1,0}$ матрицы когерентности $M_0 = \langle \bar{S}_0^* \bar{S}_0^T \rangle$. Согласно (3.2) указанная компонента формируется группой наиболее коррелированных и (или) наименее разрешаемых мод. Адаптивное управление излучением заключается в оптимизации (2.6) АФР источников с целью получения максимального коэффициента передачи мощности излучения $Q_M = M a_0^2$ в моды когерентного состояния $(\lambda_1, \bar{m}_1^*, \bar{c}_1^*)_0$, и соответственно низкой эффективности возбуждения тех мод, которые формируют когерентные состояния высоких номеров. Без учета эффектов взаимодействия мод на неоднородностях канала, приводящих к трансформации модового спектра излучения, такая постановка означает формирование поля \bar{S}_1 с энергетическим спектром мод:

$$|\hat{a}_{m1}|^2 \sim |c_1(m)|_0^2, \quad \sum_{m=1}^M |\hat{a}_{m1}|^2 = Q_M. \quad (4.2)$$

С учетом трансформации спектра $|\hat{a}_{m1}|^2$ задача оптимизации источников существенно усложняется и для ее постановки необходим синтез дополнительных обучающих распределений или построение адекватной модели эффектов взаимодействия мод для данной акватории. В результате адаптивного перераспределения интенсивностей мод когерентность поля \bar{S}_1 повышается в сравнении с обучающим полем \bar{S}_0 . Уменьшение энтропии H на одном цикле адаптации происходит пропорционально числу ν_0 степеней свободы поля \bar{S}_0 . Предложенный алгоритм представляет интерес именно для больших $\nu_0 \gg 1$, поскольку случай $\nu_0 \gg 1$ отвечает высокой когерентности обучающего поля и не требует применения специальных алгоритмов "коррекции" излучения. Повторение итерационной процедуры формирования поля приводит к асимптотической локализации спектра λ_{p_j} (j - номер цикла адаптации), отвечающей детерминированному состоянию поля: $\lambda_{j,1} \rightarrow 1, I_j \rightarrow 1$. Напротив, эффективное возбуждение мод, формирующих когерентные состояния $(\lambda_p, \bar{m}_p^*, \bar{c}_p^*)_j$ высоких номеров, приводит только к расширению спектра собственных значений и уменьшению масштабов когерентности поля.

В реальных сигнально-помеховых ситуациях принципиальным моментом является учет анизотропии помехового поля, которая определяется модовым составом шумов океана (в вертикальной плоскости) или реверберацией полезного сигнала (в горизонтальной плоскости). Используя результаты рассмотрения задачи оптимальной обработки многомодовых сигнально-помеховых полей [7,8], определим спектр \bar{Q}_1 наиболее помехоустойчивой супер-

позиции мод:

$$\bar{q}_1 = \{ \bar{I}_M - (K + R_n^{-1})^{-1} K \} \bar{c}_1, \quad (4.3)$$

где R_n - матрица $(M \times M)$ межмодовых корреляций помехового поля, \bar{I}_M - единичная матрица $(M \times M)$. Таким образом, более общая постановка задачи адаптивного управления излучением предполагает предварительную оценку зашумленности сигнальных мод (точнее, оценку матрицы R_n). Очевидно, наилучшей в этом смысле ситуацией является случай, когда компонента $(\lambda_1, \bar{m}_1, \bar{c}_1)$ сигнала и помеховое поле формируются существенно различными модами: $(R_n K)_{mm} \ll 1$ и $Q_1(m) \approx c_1(m)$ в области максимальных $|c_1(m)|$.

Численное моделирование адаптивного управления излучением проводилось для плоского изоскоростного волновода с абсолютно жестким дном и свободной поверхностью. В качестве приемной апертуры рассматривалась горизонтальная N -элементная эквидистантная АР. В данной постановке модовые векторы $\bar{\varphi}_m$ представляют собой вектор-фазоры плоских волн:

$$\bar{\varphi}_m = (\exp(-i\alpha_m x_1), \exp(-i\alpha_m x_2), \dots, \exp(-i\alpha_m x_N))^T, \quad m = 1, 2, \dots, M, \quad (4.4)$$

где $\alpha_m = h_m \sin \theta$ - спектр проекций продольных волновых чисел h_m волновода на ось x антенны, угол θ на вертикальную излучающую АР отсчитывается от нормали к антенне. Элементы матрицы K в случае (4.4) совпадают с диаграммными множителями фазированной АР (предполагается $k d = \pi$):

$$K_{mp} = \frac{\sin(N\Delta_{mp})}{\sin\Delta_{mp}} \exp[-i(N-1)\Delta_{mp}], \quad \Delta_{mp} = \frac{h_m - h_p}{k} (\pi/2) \sin \theta, \quad (4.5)$$

где k - волновое число в свободном пространстве, d - межэлементное расстояние в АР. Сильная неэквидистантность спектра h_m изоскоростного волновода приводит к существенным различиям (в $\sim M^{3/2}$ раз) "плотности" низких ($m \sim 1$) и высоких ($m \sim M$) мод в пространстве волновых чисел, что, в свою очередь, качественно влияет на ортогональность различных мод на апертуре АР. Для межмодовых корреляций была выбрана экспоненциальная модель: $R_{mp} \sim \exp[-|m-p|/\Delta]$, в которой параметр Δ определяет характерный масштаб корреляций ($0 \leq \Delta < \infty$). Физическим обоснованием такой модели R_{mp} может служить модель ПЗК с крупномасштабными неоднородностями, согласно которой декорреляция мод происходит в результате случайной фазовой модуляции $\epsilon_m(t)$ амплитуд мод Q_m (2.2) [25,26].

Моделирование заключалось в определении спектра когерентных компонент $(\lambda_p, \vec{m}_p, \vec{c}_p)_j$ (3.1), (3.2) и интегральных характеристик – энтропии H_j (3.12), степени детерминированности I_j (3.13) и величины Ω_j (3.11) – многомодового поля на приемной АР, матрица R_j межмодовых корреляций которого формировалась согласно предложенной итерационной процедуре (4.2) следующим образом:

$$R_j = [\text{diag } |c_{1,m}|_{j-1}] R_{j-1} [\text{diag } |c_{1,m}|_{j-1}], \quad j = 1, 2, \dots, J, \quad (4.6, a)$$

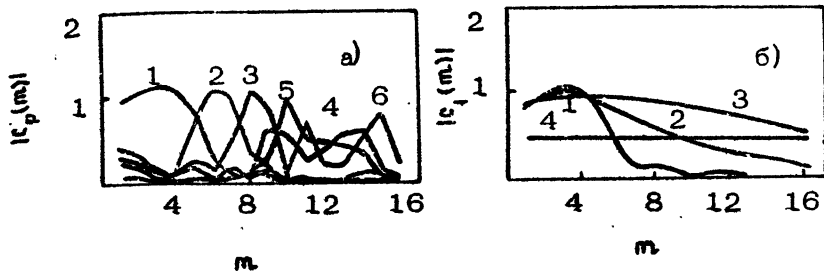
$$R_{0,m_p} = \exp \left[-\frac{|m-p|}{\Delta} \right], \quad m, p = 1, 2, \dots, M, \quad (4.6, b)$$

при условии нормировки энергетики мод, фиксирующем полную мощность излучения в модах дискретного спектра:

$$\sum_{m=1}^M |c_{1,m}|_j^2 = \sum_{m=1}^M R_{j,m,m} = M. \quad (4.7)$$

Поскольку моделирование адаптивной коррекции модового состава излучения проводилось непосредственно на приемной апертуре, эффекты трансформации интенсивностей мод в канале и эффективность возбуждения "нужных" мод излучающей антенной не рассматривались. По существу, цель моделирования заключалась в демонстрации эффекта "когеризации" многомодового сигнала, характеризующегося слабыми межмодовыми корреляциями ($\Delta \ll M$), при соответствующем перераспределении мощностей мод и заданном расположении приемной антенны в волноводе. Отметим, что значения фаз модовых амплитуд не влияют на спектр собственных значений λ_p , поэтому для анализа информационно-энергетических характеристик (3.6) – (3.13) многомодового поля эффекты межмодовой дисперсии и фазового "рассогласования" обработки не являются принципиальными. Моделирование проводилось при следующих значениях параметров (4.4) – (4.7): $M = 16$; $\Delta = 0, 1, 10$; $N \sin \theta = 8, 32$. Отметим также, что задача оптимальной обработки многомодового поля (1.1) в постановке (4.4) на фоне изотропных помех подробно обсуждалась в работах [7, 22], в том числе с привлечением численного моделирования в изоскоростном ПЗК в более широкой области параметров $(M, \Delta, N \sin \theta)$ [22].

Прежде чем переходить к обсуждению результатов моделирования адаптивного управления излучением, укажем на принципиальные отличия когерентных состояний $(\lambda_p, \vec{m}_p, \vec{c}_p)_0$ многомодового поля, соответствующего модели (4.4), (4.6, б). Рис. 1, а



Р и с. 1. Модули модовых амплитуд $|c_p(m)|$ (а) и $|c_1(m)|$ (б) при параметрах $M = 16, N \sin \theta = 32, \Delta = 0,1$ (а) и $\Delta = 0,1, 3, 10, 100$ (б):

- а - 1 - $\rho = 1, \lambda_1 = 0,25$; 2 - $\rho = 2, \lambda_2 = 0,15$;
 3 - $\rho = 3, \lambda_3 = 0,11$; 4 - $\rho = 4, \lambda_4 = 0,09$;
 5 - $\rho = 5, \lambda_5 = 0,09$; 6 - $\rho = 6, \lambda_6 = 0,07$;
 б - 1 - $\Delta = 0,1, \lambda_1 = 0,25$; 2 - $\Delta = 3, \lambda_1 = 0,51$;
 3 - $\Delta = 10, \lambda_1 = 0,72$; 4 - $\Delta = 100, \lambda_1 = 0,96$

иллюстрирует характерный эффект "сканирования" модовых спектров \vec{c}_p в зависимости от номера p . Это означает, что когерентные состояния поля формируются существенно разными модами, причем уменьшение значений λ_p с ростом p является результатом сужения главных "лепестков" соответствующих распределений $|c_p(m)|_0$. Оба эффекта объясняются неравномерностью ортогональных свойств мод (4.4) из-за неэквидистантности спектров h_m, \mathcal{E}_m и соответствующим смещением "центра тяжести" матрицы K (4.5) в область низких мод. Поскольку другой фактор, определяющий спектр (λ_p, \vec{c}_p) - масштаб Δ межмодовых корреляций, не зависит от номеров мод, локализация состояния $(\lambda_1, \vec{m}_1, \vec{c}_1)_0$ в области малых m целиком обусловлена тем, что конечные размеры апертуры не позволяют "увидеть" декорреляцию низких мод. При $\Delta \ll 1$ число мод M_1 формирующих $(\lambda_1, \vec{m}_1, \vec{c}_1)_0$, совпадает с оценкой числа первых неразрешаемых мод по первому нулю функции $|K(\Delta, \lambda_p)|$ (первой строки матрицы $K_{m,p}$ (4.5)): $M_1 \approx 6$. С ростом масштаба Δ происходит монотонное расширение спектра \vec{c}_1 и отвечающее ему увеличение λ_1 (рис. 1, б). При $\Delta \gg M$ $|c_1(m)|_0 \approx \text{const}(m)$, поскольку обучающее поле (4.6, б) обладает равномерным энергетическим спектром мод. Таким образом, при слабых межмодовых корреляциях ($\Delta \ll M$) присутствие в модовом спектре поля разрешаемых (ортогональных на апертуре) мод высоких номеров приводит к

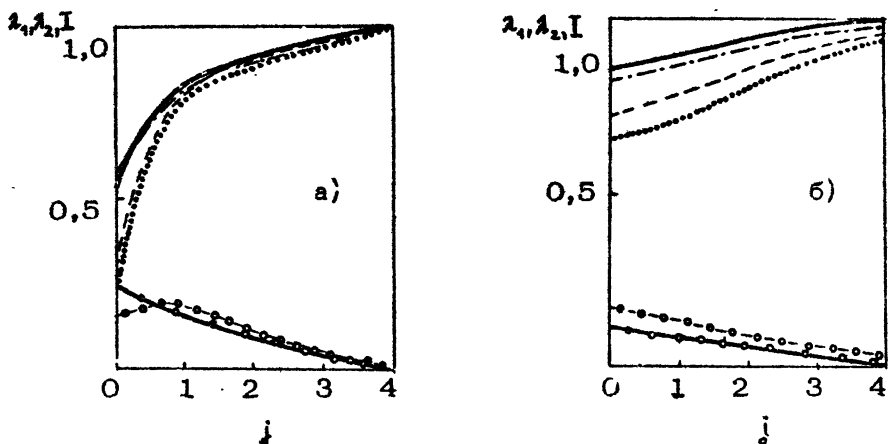
расширению спектра собственных значений и росту энтропии поля. Это означает, что адаптивное управление излучением в рамках обсуждаемой модели заключается в передаче мощности излучения именно в неразрешаемые низкие моды, удовлетворяющие условию $\Delta_1 \ll \pi/N$. Приведенная физическая интерпретация спектра $(\lambda_p, \vec{m}_p, \vec{c}_p)_0$ показывает, что качественный анализ структуры матриц уравнения (3.2) позволяет достаточно точно оценить вклад различных мод в формирование когерентных свойств принимаемого поля и сформулировать физические принципы адаптации источников излучения в конкретных ситуациях и при более сложных АФР $\vec{\varphi}_m$ мод, например, на вертикальных апертурах.

Рис. 2, 3 иллюстрируют адаптивный алгоритм (4.6), (4.7) формирования поля с оптимальным в смысле (4.1) спектром собственных значений. Зависимости $\lambda_1(j)$, $I(j)$ в процессе адаптации (обучающие кривые) показаны на рис. 2 для разных масштабов Δ межмодовых корреляций и разных $N \sin \theta$ (при $N \sin \theta = 8$ число $M_1 \approx 1.1$). Видно (рис. 2, а), что более случайное поле \vec{S}_0 , характеризующееся низкими значениями $\lambda_1(0)$, $I(0)$, в процессе обучения системы быстро "догоняет" поле с большими начальными значениями $\lambda_1(0)$, $I(0)$, поскольку уже на первом цикле адаптации ширина модового спектра излучения уменьшается до масштаба $(\Delta m)_1 \approx M_1$, и далее поле "забывает" о первоначальной ($j = 0$) ширине спектра когерентных состояний. Характерно также, что поле с изначально высокой когерентностью (рис. 2, б) относительно медленно приближается к полностью когерентному из-за более плавной коррекции спектров $|c_1(m)|_j$. Определив число J циклов адаптации по заданному уровню, например, $\lambda_1(J), I(J) = 0,9$, имеем $J = 2$ для суперпозиции полностью декоррелированных мод ($\Delta = 0,1, R_{m, m+1} = e^{-10}$), при этом из рис. 3. а видно, что спектр $(\lambda_1, \vec{c}_1)_2$ существенно неодномодовый: $(\Delta m)_2 \approx 4$. Из рис. 3. а видно также, что точное равенство $\lambda_1(j) = I(j) = 1$ при слабых межмодовых корреляциях ($\Delta \ll 1$) возможно асимптотически только при одномодовом спектре поля, на что указывалось выше.

Зависимость $\mathcal{R}(j)$ отличается более резкой сходимостью: $\mathcal{R}(0) = 1,43$; $\mathcal{R}(1) = 1,02$; $\mathcal{R}(2) = 1,01$ при $\Delta = 0,1, N \sin \theta = 32$ и $\mathcal{R}(0) = 1,15$; $\mathcal{R}(1) = 1,02$; $\mathcal{R}(2) = 1,00$ при $\Delta = 0,1, N \sin \theta = 8$. Это означает, что с точки зрения синтеза алгоритмов пространственной обработки, максимизирующих ОСШ (3.9), один цикл адаптации оказывается достаточным для высокой эффективности линейной обработки, согласованной с низкими модами волновода. Быстрая сходимость $\mathcal{R}(j) \rightarrow 1$ объясняется тем,

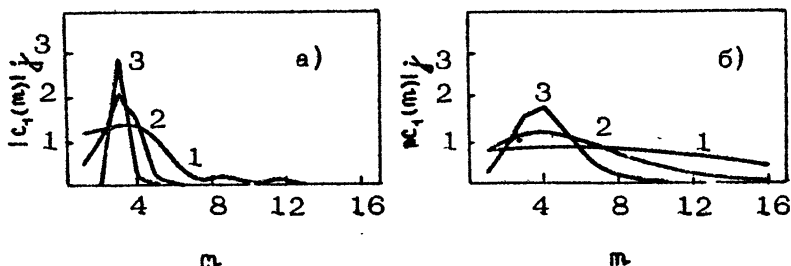
что величина \mathcal{Q} , в отличие от величин N и I , определяется только первыми ($p \leq 3$) значениями λ_p , для которых $\lambda_p^2 \lambda_1^2 \geq 0,1$.

Неоптимальная коррекция модового состава излучения, которая не приводит к локализации (4.1) спектра λ_p , моделиро-



Р и с. 2. Зависимости собственных значений λ_1, λ_2 и степени дегерминированности I от номера j цикла адаптации (4.6) при параметрах $M = 16$, $\Delta = 0,1$ (а) и $\Delta = 10$ (б):

— $-\lambda_1$, $N \sin \theta = 8$; — $-\lambda_2$, $N \sin \theta = 8$;
 - · - $-I$, $N \sin \theta = 8$; - - - $-\lambda_1$, $N \sin \theta = 32$;
 — \circ - $-\lambda_2$, $N \sin \theta = 8$; ····· $-I$, $N \sin \theta = 32$



Р и с. 3. Изменение модулей модовых амплитуд $|c_1(m)|_j$ в процессе адаптации (4.6) при параметрах $M = 16$, $N \sin \theta = 32$, $\Delta = 0,1$ (а) и $\Delta = 10$ (б):
 1 - $j = 0$; 2 - $j = 2$; 3 - $j = 4$

валась с помощью аналогичной итерационной процедуры с заменой в (4.6) , $(4.7)|c_1(m)|_0$ на $|c_5(m)|_0$. Из рис. 1, а видно, что число мод, формирующих когерентное состояние $(\lambda_5, \bar{m}_5^*, \bar{c}_5^*)_0$: $M_5 \approx 5 \approx M_1$, однако, спектр \bar{c}_5^* сосредоточен в области высоких мод. Несмотря на существенное уменьшение числа мод ($M/M_5 \sim 3$), статистические свойства поля \bar{S}_1 практически не изменяются в сравнении с обучающим полем: $\lambda_1(1) = 0,27$; $\lambda_2(1) = 0,23$; $I(1) = 0,29$; $Q(1) = 1,6$. Это означает, что эффект "когеризации" поля достигается не просто в результате уменьшения числа возбуждаемых мод, но в результате фокусировки излучения именно в когерентное состояние неразрешаемых мод.

Таким образом, проведенное численное моделирование показывает принципиальную возможность управления статистическими характеристиками многомодового акустического поля в случайно-неоднородном океаническом волноводе путем адаптивного перераспределения коэффициентов возбуждения мод с помощью апертурных антенн.

5. ВЫВОДЫ И НАПРАВЛЕНИЯ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Результаты изложенного рассмотрения задач синтеза и анализа акустических полей в океане с учетом волноводного характера распространения последних резюмируем кратко следующим образом. Оптимизация АФР источников излучения (синтеза) и алгоритмов пространственной обработки (анализа) полей в волноводе может быть достигнута с помощью общей процедуры определения собственных базисов некоторых матриц, непосредственно связанных с АФР мод на излучающей и приемной апертурах соответственно. Подобная общность, отражающая специфику волноводного распространения, позволяет рассматривать задачи адаптивной акустики океана не только как задачи адаптивной обработки сигнально-помеховых полей, традиционные для радио- и гидролокации, но и как задачи адаптивного управления излучением в зависимости от статистических характеристик мод, расположения приемной антенны в канале и алгоритма обработки. Поскольку оптимизация алгоритма обработки и геометрии приемной антенны также должна осуществляться согласованным образом, в общей постановке задача заключается в адаптации приемно-излучающей антенной системы к статистическим свойствам волновода.

Постановки конкретных задач в рамках сформулированного подхода могут быть весьма многочисленными. Принципиальным

вопросом, как отмечалось выше, представляется рассмотрение эффектов трансформации спектров $R_{\text{ан}}$ интенсивностей мод как на локальных, так и на распределенных неоднородностях, которые ограничивают возможности адаптивного синтеза полей. С другой стороны, вызываемая ими трансформация спектра когерентных компонент $(\lambda_p, \vec{m}_p, \vec{\Gamma}_p)$ поля может служить основой разработки методов, в том числе томографических, диагностики самих неоднородностей. Возможности зондирования неоднородностей канала с использованием методов фазового анализа когерентных состояний поля также нуждаются в отдельном исследовании; тем более, что постановка такой задачи принципиально близка к задаче фазовой модовой томографии океана. Следует подчеркнуть, что число степеней свободы поля определяет число независимых каналов обработки и является, по существу, фактором повышения качества диагностики неоднородностей и источников излучения (в отличие, например, от задач обнаружения, связанных с максимизацией энергетических характеристик приема сигналов). Не считая краткого замечания, практически без внимания остался важный вопрос о влиянии анизотропии помехового поля на возможности адаптивной акустики океана, в то время как оценки таковых для типичных гидрологических ситуаций представляют значительный интерес. С точки зрения формализма описания полей интерес могут представлять другие модели, например лучевая интерпретация когерентных состояний поля. Фактически, термин "мода" в нашем изложении понимается в широком смысле как некоторое известное АФР, конечномерная суперпозиция которых адекватно описывает поле. В таком понимании модового пространства полученные результаты могут иметь область приложения, выходящую за рамки акустики океана.

Л и т е р а т у р а

1. Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д. Синтез излучающих систем. М.: Сов. радио, 1974.
2. Зелкин Е.Г., Соколов В.Г. Методы синтеза антенн. М.: Сов. радио, 1980.
3. Журавлев А.К., Лукошкин А.П., Поддубный С.С. Обработка сигналов в адаптивных антенных решетках. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1983.
4. Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию/Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986.

5. Таланов В.И. О синтезе антенн в многомодовых волноводах // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т.28, № 7. С.872-879
6. Вдовичева Н.К., Таланов В.И., Фикс И.Ш., Шерешевский И.А. Вариационный подход к задаче синтеза антенн в многомодовых волноводах // Акустика океанской среды/ Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. М.: Наука, 1989. С.169-178.
7. Малеханов А.И. Об оптимальной пространственной обработке сигналов в многомодовых волноводах: Препринт ИПФ АН СССР № 266. Горький, 1990.
8. Малеханов А.И., Таланов В.И. Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т.36, № 5. С. 891- 897.
9. Даргейко М.М., Кравцов Ю.А., Петников В.Г. и др. Особенности фокусировки полей излучения в многомодовых волновых каналах // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т.27, № 6. С. 746-752.
10. Калюжный А.Я., Красный Л.Г., Крижановский В.В. Пространственная обработка акустических сигналов в плоско-параллельном волноводе // Акуст. журн. 1984. Т.30, № 4. С.495-501.
11. Мальцев А.А., Позументов И.Е. Адаптивная пространственная фильтрация нормальных волн в акустическом волноводе // Акуст. журн. 1985. Т.31, № 1. С.77-82.
12. Гиндлер И.В., Кравцов Ю.А. Степень детерминированности волнового поля и когерентная обработка широкополосных сигналов // Акуст. журн. 1988. Т.34, № 2. С.241-245.
13. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Schmidt H. Matched-field processing: source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem // J. Acoust. Soc. Amer. 1988. V.83, N 2. P.571-587.
14. Yang T.C. A method of range and depth estimation by modal decomposition // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V.82, N 5. P.1736-1745.
15. Wilson G.R., Koch R.A., Vidmar P.J. Matched mode localization // J. Acoust. Soc. Amer. 1988. V. 84, N 1. P.310-320.
16. Фу К. Последовательные методы в распознавании образов и обучении машин. М.: Наука, 1971.
17. Лукьянов Д.П., Корниенко А.А., Рудницкий Б.Е. Оптические адаптивные системы / Под. ред. Д.П.Лукьянова. М.: Радио и связь. 1989.

18. Гейбриел У. Введение в теорию адаптивных антенных решеток // ТИИЭР. 1976. Т.64, № 2. С.55-95.
19. Джонсон Д.Х. Применение методов спектрального оценивания к задачам определения угловых координат источников излучения // ТИИЭР. 1982. Т.70, № 9. С.126-139.
20. Бьенвеню Ж., Копп Л. Адаптивное различение пассивных источников с высокой пространственной разрешающей способностью // Подводная акустика и обработка сигналов / Пер. с англ.; Под ред. Л.Бьерне. М.: Мир, 1985. С.422-428.
21. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции. Т.1/ Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1972.
22. Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Таланов В.И. Моделирование оптимальной пространственной обработки сигналов в подводных звуковых каналах// Акуст. журн. (в печати).
23. Лаваль Р., Лабаск И. Влияние неоднородностей и нестабильности среды на пространственную и временную обработку сигналов. Подводная акустика и обработка сигналов/ Пер. с англ.; Под ред. Л.Бьерне. М.: Мир, 1985. С.43-68.
24. Построение изображений в астрономии по функциям когерентности/ Пер. с англ. ; Под ред. К.Ван Схонвелда. М.: Мир, 1982.
25. Вировлянский А.Л., Костерин А.Г., Малахов А.Н. Флуктуации мод в каноническом подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1989. Т.35, № 2. С.229-235.
26. Аргельный В.В., Раевский М.А. Межмодовые корреляции акустического поля в волноводе со случайными объемными неоднородностями // Акуст. журн. 1989. Т.35, № 5. С. 774-778.
27. Кравцов Ю.А., Петников В.Г. О возможностях фазовой томографии океана с использованием нормальных волн // Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т.22, № 9. С.292-294.
28. Зайцев В.Ю., Нечаев А.Г., Островский Л.А. Об алгоритме трехмерной модовой томографии океана // Акуст. журн. 1987. Т.33, № 6. С.1124-1125.
29. Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Таланов В.И. Энтропия многомодовых полей и адаптивное управление излучением в волноводах // Тез. докл. 2-й Всесою. научн.-техн. конф. "Методы представления и обработки случайных сигналов и полей"/ХИРЭ. Харьков, 1991. С.195.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ УПРАВЛЕНИЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

В.Я.Данилов, Ю.А.Кравцов, А.Г.Наконечный

В данной статье рассмотрен ряд простейших задач о формировании заданных структур звуковых полей в неоднородных многомодовых волноводах естественного происхождения. В качестве управляющего воздействия выступает распределение амплитуд и фаз на излучающих апертурах конечных размеров, которые могут быть одномерными, двумерными и трехмерными и расположены как в самом волноводе, так и на его границах. При этом излучающие объемы, поверхности, линии могут быть как непрерывными, так и состоять из дискретного набора точечных излучателей. Отметим, что задачи гашения звуковых колебаний с помощью конечного набора монополей и диполей, а также простейшие задачи управления антенными полями рассмотрены в работах [1-5]. Решения этих задач основаны на простых физических принципах метода Гюйгенса, метода сопряжения волнового фронта, а также на анализе фаз коэффициентов возбуждения мод с близкими номерами. Однако всестороннего рассмотрения задач управления акустическими полями в настоящее время не проведено. В этой статье приведем несколько результатов, полученных в работах [5-9] для простейшего уравнения Гельмгольца. Материал статьи можно условно разбить на две части. В первой части приведены математические результаты по решению ряда задач управления акустическими полями в волноводах. Во второй части решается задача фокусировки акустического поля в заданную область волновода, и получены общие выражения для определения амплитудно-фазового возбуждения распределенных излучателей, акустическое поле которых будет близко к задан-

ному в выбранной области волновода с среднеквадратической метрике. Здесь же на примере вертикальной антенны анализируются результаты расчетов для плоскопараллельного волновода постоянной глубины и линейной скорости звука. Они иллюстрируют общие закономерности фокусировки поля и влияние на нее таких факторов, как скорость звука, волновые размеры антенны, поглощение и другие факторы. Кроме этого, рассмотрена задача фокусировки для параболического уравнения.

1. Рассмотрим простейшую краевую задачу для уравнения Гельмгольца в области Ω [11] :

$$(\Delta + \kappa^2 n^2(\mathbf{r}))\Phi = \mathcal{B}u(\mathbf{r}),$$

$$\mathbf{r} = (x_1, x_2, x_3), \quad \mathbf{r} \in \Omega = \{ \mathbf{r} : -H \leq x_3 \leq 0, -\infty < x_1, x_2 < \infty \},$$

$$\Delta = \sum_{i=1}^3 \partial_i^2, \quad \partial_i = \frac{\partial}{\partial x_i}, \quad (1)$$

$$\kappa = \omega/c, \quad \omega = 2\pi f, \quad n(\mathbf{r}) = c_0/c(\mathbf{r}), \quad c_0 = 1500 \text{ м/с},$$

где $c(\mathbf{r})$ - скорость звука в воде, f - частота излучения, $\mathcal{B}u(\mathbf{r})$ - функция источника звука (\mathcal{B} - заданный оператор, вид которого будет оговорен ниже).

Граничные условия ради простоты изложения примем в виде

$$\Phi|_{x_3=0} = 0, \quad \partial_3 \Phi|_{x_3=-H} = 0. \quad (2)$$

На бесконечности будем предполагать выполненными условия предельного поглощения.

В тех районах океана, где звук распространяется более или менее горизонтально, для частот $f \leq 100$ Гц удобно параболическое приближение к уравнению Гельмгольца [11] :

$$2i\kappa \partial_z \rho = \Delta_{\perp} \rho - \kappa^2 (n^2(r, \theta, z) - 1) \rho, \quad (3)$$

$$\rho|_{z=0} = 0, \quad \partial_z \rho|_{z=-H} = 0, \quad \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (4)$$

при этом

$$\Phi = (\kappa r)^{-1/2} \text{etr}(i\kappa r) \rho(r, z, \theta). \quad (5)$$

Для уравнения (3) задаются начальные условия по всей глубине волновода при $\tau = \tau_1$, ($\tau_1 > 0$):

$$p(\tau, z, \theta) = \psi u(z, \theta). \quad (6)$$

Обсудим теперь ряд задач управления для краевых задач (1)-(2) и (3)-(6) соответственно. Задачи управления акустическими полями в неоднородном океане связаны с получением звуковых пучков определенного типа, например, с заданным распределением амплитуды поля $\Phi_3(\tau)$, интенсивности $I[\Phi]$, моментов I_n , где $n = 1, 2, \dots$, и др.

Однако на практике в силу конечности излучающих апертур и ограничения на мощность излучающих источников $u(\tau)$ не удается достичь заданных распределений $\Phi_3(\tau)$, поэтому приходится вводить критерии близости параметров звукового пучка к заданным и, управляя начальной амплитудой и фазой, оптимизировать эти критерии.

1. Сначала рассмотрим задачу создания в заданной области акустического поля, равного заданному, которое заключается в следующем.

Требуется выбрать такое распределение интенсивности источника $u(\tau) \in H(\Omega_1)$, чтобы звуковое давление $\Phi(\tau)$ в области Ω_1 было равно заданному, т.е.

$$\Phi(\tau) = \Phi_3(\tau), \quad \tau \in \Omega_1, \quad (7)$$

и при этом энергия излучающей системы была бы минимальна ($\Omega_2 \subset \Omega$, $\Omega_1 \subset \Omega$).

Решение этой задачи в том случае, когда энергия имеет вид

$$I[u] = (u, u)_H = \|u\|_{H(\Omega)}^2, \quad (8)$$

где $H(\Omega_1)$ — заданное комплексное гильбертово пространство, а ψ — линейный непрерывный оператор, отображающий $H(\Omega_1)$ в $L_2(\Omega_2)$, имеет вид [7]

$$u^0 = \psi_2^* \overline{\psi(\tau', \tau)} \lambda^0(\tau'). \quad (9)$$

Здесь ψ_2 — сопряженный линейный оператор, действующий по переменной τ , $\psi(\tau, \tau')$ — функция Грина, а функция $\lambda(\tau)$ находится из решения интегрального уравнения

$$\Phi_3(\tau) = \int_{\Omega} \psi(\tau, \tau') \psi \psi_2^* \overline{\psi(\tau', \tau)} \lambda(\tau') d\tau' \quad (10).$$

(черта сверху обозначает комплексное сопряжение).

2. Формирование максимума модуля поля в заданной точке волновода при t_0 при $\mathcal{B} = \mathcal{E}$.

Рассмотрим еще одну простую задачу о выборе такого управления $u(x) \in H(\Omega_2)$, которое обеспечивает максимум модуля акустического поля $\Phi(t_0)$, $t_0 \in \Omega_1 \subset \Omega$ при ограничении на энергию управления

$$\|u\|_{H(\Omega_2)}^2 = \int_{\Omega_2} |u(x)|^2 q^2(x) dx \leq l^2, \quad (11)$$

$$(l - \text{const} > 0, \quad q^2(x) > 0),$$

где $H(\Omega_2)$ – заданное комплексное гильбертово пространство с нормой (11). Решение этой задачи тривиально. Действительно, учитывая интегральное представление решения краевой задачи (1)–(2), получим

$$|\Phi(t_0)| = \left| \int_{\Omega} G(x_0, y) u(y) dy \right| \leq \int_{\Omega} |q^{-2} G(x_0, y)|^2 dy \int_{\Omega_2} |u(x)|^2 q^2(x) dx.$$

В предыдущем неравенстве равенство достигается при выборе $u(y)$ в виде

$$u^0(y) = \frac{l \overline{G(y, x_0)}}{\left(\int_{\Omega_2} q^{-2}(y) |G(y, x_0)|^2 dy \right)^{1/2}}. \quad (12)$$

3. Однако достичь желаемого распределения $\Phi_3(x)$, даже когда $\Phi_3(x)$ удовлетворяет краевой задаче (1)–(2) и условиям излучения, невозможно, поскольку в океане всегда присутствуют случайные и детерминированные флуктуации параметров среды и сигналов, не учтенные в модели (1)–(2). Поэтому качество сфокусированного поля естественно характеризовать функционалом

$$I_1[u] = \int_{\Omega_1} \rho(x) |\Phi(x) - \Phi_3(x)|^2 dx + \int_{\Omega_2} \gamma(x) |u(x)|^2 dx, \quad (13)$$

выражающим среднеквадратическое отклонение управляемого поля $\Phi(x)$ от заданного $\Phi_3(x)$.

Рассмотрим также функционал

$$I_2[u] = \int_{\Omega_1} \rho(x) (|\Phi(x)| - |\Phi_3(x)|)^2 dx + \int_{\Omega_2} \gamma(x) |u(x)|^2 dx, \quad (14)$$

характеризующий близость $|\Phi(\tau)|$ к заданному полю $|\Phi_0|$ по модулю.

Для формулировки задач управления звуковыми полями введем три функции управления действительного аргумента $u(\tau)$, $|u| = \text{mod } u$, $\nu = \text{arg } u$, первая из них — комплексная функция, а две других — действительные ($u(\tau) = |u| \text{etr}(i\nu)$).

Рассмотрим еще один функционал

$$I_3[u] = \int_{\Omega_2} \gamma(\tau) |u(\tau)|^2 d\Omega + \int_{\Omega_1} \rho(\tau) (|\Phi(\tau)|^2 - \Phi_0^2)^2 d\Omega, \quad (15)$$

характеризующий отклонение мощности создаваемого поля $\Phi(\tau)$ от Φ_0 .

$$\Omega_2 = \left\{ \tau_1, \tau_2, \tau_3: \tau_1 = \tau_1^0, (\tau_2, \tau_3) \in S, S = L \times l, -\frac{l}{2} \leq \tau_3 \leq \frac{l}{2} \right\},$$

$$\Omega_1 = \left\{ \tau_1, \tau_2, \tau_3: \tau_1 = L, -\infty < \tau_2 < \infty, -H \leq \tau_3 \leq 0, -\frac{l}{2} \leq \tau_2 \leq \frac{l}{2} \right\}.$$

В выражениях (13)–(15) функции ρ , γ и Φ_0 заданы, причем $\gamma > 0$, $\rho > 0$.

1) Задача амплитудно-фазового управления. Требуется выбрать такое управление $u(\tau) \in L_2(\Omega_2)$, которое минимизирует критерий качества $I_1(I_2, I_3)$ при связях (1), (2).

2) Задача амплитудного управления для функционалов (13)–(15). Требуется найти такое управление $|u(\tau)| \in U \subset L_2(\Omega)$, которое минимизирует критерий $I_1(I_2, I_3)$ при ограничениях (1), (2).

3) Задача фазового управления. Пусть $\nu \in U_1$ (U_1 — заданное множество управлений). Требуется найти такое $\nu \in U_1$, которое минимизирует $I_1[\nu]$ ($I_2[\nu]$, $I_3[\nu]$) при связях (1), (2).

Т е о р е м а. Оптимальные управления u , $|u|$, ν , дающие решения задачам амплитудно-фазового, амплитудного и фазового управления, для функционалов (13)–(15) определяются как решения операторных уравнений:

для функционала $I_1[u]$

$$\begin{aligned} B^* \Psi(\tau) + \gamma(u) &= 0, \\ \text{Re}(B^* \Psi(\tau) \text{etr}(-i\nu) + \gamma u) &= 0, \\ \text{Im}(B^* \Psi(\tau) \bar{u}) &= 0, \end{aligned} \quad (16)$$

для функционала $I_2[u]$

$$B^* \Psi(x) + \gamma u = 0,$$

$$\operatorname{Re} (B^* \Psi(x) + \gamma u) \exp(-i\nu) = 0, \quad (17)$$

$$\operatorname{Im} (B^* \Psi(x) \bar{u}) = 0;$$

для функционала $I_3[u]$

$$B^* \Psi(x) + \gamma u = 0,$$

$$\operatorname{Re} (B^* \Psi(x) \exp(-i\nu) + \gamma u) = 0, \quad (18)$$

$$\operatorname{Im} (B^* \Psi(x) \bar{u}(x)) = 0,$$

где $\Psi(x)$ - решение сопряженной задачи

$$(\Delta + \kappa^2 n^2(x)) \Psi(x) = q_\kappa(x), \quad \Psi|_{x_3=0} = 0, \quad \partial_3 \Psi|_{x_3=-H} = 0, \quad (19)$$

$$q_1(x) = (\overline{\varphi - \varphi_3}) \rho \delta(x_1 - \tau_1) \quad (\text{для } I_1[u]), \quad q_2(x) = (|\varphi|^2 - \varphi_0) \cdot$$

$$\cdot \exp(-i\alpha \tau_0 \varphi) \rho \delta(x_1 - \tau_1) \quad (\text{для } I_2[u]), \quad q_3(x) = (|\varphi|^2 - \varphi_0) \overline{\varphi}(x) \delta(x_1 - \tau_1) \quad (\text{для } I_3[u]).$$

с сопряженными условиями излучения на бесконечности ($\delta(x_1 - L)$ - дельта-функция).

З а м е ч а н и е. Вместо граничного условия $\partial_3 \Psi|_{x_3=-H} = 0$ можно брать импедансное граничное условие $(\partial_3 \varphi + \gamma_1 \varphi)|_{x_3=-H} = 0$. Тогда в соотношениях (19) и (23) вторым граничным

условием будет $(\partial_3 \Psi + \gamma_1 \Psi)|_{x_3=-H} = 0$. Сопряженные условия поглощаемости на бесконечности выделяют приходящие волны ($\Psi(x)$ - это отраженные волны).

Перейдем теперь к параболическому уравнению (3) и рассмотрим задачу минимизации функционалов в (13), (14) при ограничениях на управление $u \in U$, где множество функций U является компактом и обусловлено физическим содержанием задачи. В этом случае удобно использовать градиентные методы минимизации функционалов I_2, I_1 . Рассмотрим три сформулированные выше задачи для параболического уравнения (3)-(4) при $x = x_3, \theta = x_2, \tau = x_1$.

Используя результаты работы [7], нетрудно доказать дифференцируемость функционалов (13)-(14). Градиентная процедура минимизации будет иметь следующий вид:

для задачи амплитудно-фазового управления

$$u^{n+1}(z, \theta) = P_v [u^n(z, \theta) - \lambda \operatorname{grad} I_j [u^n(z, \theta)]],$$

$$\operatorname{grad} I_1 = B^* \Psi \Big|_{r=r_1} + \gamma u^n, \quad (20)$$

$$\operatorname{grad} I_2 = B^* \Psi \Big|_{r=r_1} + \gamma u^n, \quad (\theta, r) \in \Omega_2.$$

(P_v - оператор проектирования, λ - шаг градиентного метода);

для задачи амплитудного управления

$$|u|^{n+1}(\theta, z) = P_v [|u|^n - \lambda \operatorname{grad} I_j [|u|^n]],$$

$$\operatorname{grad} I_1 [|u|^n] = \operatorname{Re} \left\{ B^* \Psi \exp(-i\omega t) + \gamma |u|^n \right\} \Big|_{r=r_1}, \quad (21)$$

$$\operatorname{grad} I_2 [|u|^n] = \operatorname{Re} \left\{ (B^* \Psi + \gamma |u|^n) \exp(-i\omega t) \right\} \Big|_{r=r_1},$$

для задачи фазового синтеза

$$V^{n+1}(z, \theta) = P_v [V^n - \lambda \operatorname{grad} I_j [V^n]],$$

$$\operatorname{grad} I_1 [V^n] = -\operatorname{Im} \left\{ B^* \Psi \bar{u}^n \right\} \Big|_{r=r_1}, \quad (22)$$

$$\operatorname{grad} I_2 [V^n] = -\operatorname{Im} \left\{ B^* \Psi \bar{u}^n \right\} \Big|_{r=r_1},$$

где $\Psi(z, r, \theta)$ - решение сопряженной задачи

$$(2ik \partial_r + \Delta_\perp + \kappa^2(n^2 - 1)) \Psi = 0,$$

$$\Psi \Big|_{z=0} = 0, \quad \partial_z \Psi \Big|_{z=z_3} = -n = 0, \quad (23)$$

$$\Psi \Big|_{r=r_1} = \rho(\overline{\rho - \rho_0}) \quad (\text{для } I_1), \quad \Psi \Big|_{r=r_1} = \rho(|\rho| - \rho_0) \exp(-i\alpha \arg \rho) \quad (\text{для } I_2).$$

4. Задачи фокусировки звуковой энергии в области Ω_1 .
Для их формулировки рассмотрим функционалы

$$I_4[u] = \int_S \rho_1(z, \theta) |\rho(r_1, z, \theta)|^2 \sum_{n+m=N} z^n \theta^m dz d\theta, \quad (24)$$

$$I_5[u] = \sup_{\ell \in G} \operatorname{Re} \int_{\Omega_1} \ell(z, \theta) \rho(r_1, z, \theta) dz d\theta, \quad (25)$$

где G - заданная область, $\rho_1 > 0$ - заданная функция. Пусть $u \in U_1$. Требуется найти такое управление u из U_1 , чтобы максимизировать критерий $I_4[u]$ ($I_5[u]$) при связях (1), (2).

Критерий качества (24) при разных M может давать "центр тяжести" звукового пучка ($n=m=1$), моменты различных порядков ($m=0, n=2,3$) и характеризует, таким образом, при $r=L$ весь звуковой пучок.

В качестве U_1 могут выступать такие множества:

$$U_1 = \{u: |u| \leq \lambda\}, \quad U_1 = \left\{ u: \int_{\Omega_1} q^2 |u|^2 d\Omega = c, \quad \text{arg} u = \varphi(x) - \text{ дано} \right\}$$

$$U_1 = \left\{ u: \int_{\Omega_2} q^2 |u|^2 d\Omega \leq 1 \right\},$$

$$U_1 = \left\{ u: \int_{\Omega_2} |u|^2 d\Omega = c, \quad x \notin \Omega_2; \quad \int_{\Omega_2} u = 0 \right\}.$$

Аналогично предыдущему формулируются и задачи амплитудного и фазового управления для критериев $I_4[u]$ и $I_5[u]$.

5. Задачи фокусировки энергии в заданную область при ограничениях на акустическое поле в Ω_1 . Для формулировки этих задач дополнительно рассмотрим функционалы $\ell_j(\cdot)$

$$\ell_j = \ell_j(\varphi), \quad j = \overline{1, m}, \quad (26)$$

которые характеризуют средние значения потенциала φ в отдельных областях, и ограничения на управление

$$u \in U = \left\{ u: \int_{\Omega_2} q^2(z, \theta) |u(z, \theta)|^2 d\Omega \leq 1 \right\} \quad (27)$$

($q(\cdot)$ - заданная функция и такая, что $q^{-2}(\cdot)$ интегрируема).

Требуется выбрать такое управление $u \in U$, чтобы критерий качества

$$I_6[u] = \sup_{\rho \in G} \operatorname{Re} \int_{\Omega_2} \ell(z, \theta) \varphi(L, z, \theta) d\Omega, \quad (28)$$

(G - заданная область) принимал максимальное значение при выполнении связей (1)-(2), (26), (27).

Т е о р е м а. Задача максимизации критерия $I_6[u]$ эквивалентна задаче отыскания супремума функционала

$$I_7[\rho] = \sigma_a + |\operatorname{Re} \ell(\hat{\rho})| - \sup_{\rho \in G} \rho, \quad (29)$$

где $\hat{\rho}$, σ_a - минимаксная оценка и апостериорная ошибка оценивания функционала $\ell(\rho)$, которые определяются из решения систем уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} (2i\kappa \partial_{\tau_1} + \Delta_{\perp} + \kappa^2(n^2 - 1))\hat{\phi} = \sum_{s=1}^m \varrho_s \lambda_s, \\ (-2i\kappa \partial_{\tau_1} + \Delta_{\perp} + \overline{\kappa^2(n^2 - 1)})\hat{\rho} = 0, \\ \psi_j = \varrho_j(\hat{\rho}), \quad j = \overline{1, m}, \\ \hat{\phi}(L, z, \theta) = 0, \quad \hat{\phi}|_{z=0} = 0, \quad \partial_z \hat{\phi}|_{z=-H} = 0, \\ \hat{\rho}(\tau_1, z, \theta) = \mathcal{B}g^{-2} \mathcal{B}^* \hat{\phi}, \quad \hat{\rho}|_{z=0} = 0, \quad \partial_z \hat{\rho}|_{z=-H} = 0. \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (2i\kappa \partial_{\tau_1} + \Delta_{\perp} + \kappa^2(n^2 - 1))\hat{z} = - \sum_{s=1}^m \hat{u}_s \lambda_s, \\ (-2i\kappa \partial_{\tau_1} + \Delta_{\perp} + \overline{\kappa^2(n^2 - 1)})\hat{\rho} = 0, \\ \varrho_s(\rho) = 0, \quad s = \overline{1, m}, \\ \hat{z}(L, z, \theta) = \varrho(z, \theta), \quad \hat{z}|_{z=0} = 0, \quad \partial_z \hat{z}|_{z=-H} = 0, \\ \rho(\tau_1, z, \theta) = \mathcal{B}g^{-2} \mathcal{B}^* \hat{z}, \quad \rho|_{z=0} = 0, \quad \partial_z \rho|_{z=-H} = 0 \end{array} \right.$$

по формулам

$$\epsilon_a = \left(1 - \sum_{s=1}^m \lambda_s \varrho_s \right)^{1/2} \varrho^{1/2}(\rho), \quad \varrho^{1/2}(\rho) = \varrho(\hat{\rho}) = \sum_{k=1}^m \hat{u}_k \psi_k.$$

Доказательство теоремы следует из аналогичных утверждений в работах [7, 9].

Пусть теперь множество U имеет вид

$$U = \left\{ u : \int_{\Omega_2} [\rho_1(z, \theta) |\rho(\tau_1, z, \theta) - \rho_2(z, \theta)|^2 + \gamma(z, \theta) |u(z, \theta)|^2] d\Omega \leq 1 \right\}. \quad (30)$$

Рассмотрим еще такую задачу. Требуется найти такое $u \in U$, которое доставляет максимум критерия (28) при ограничениях (1)–(2), (30).

Т е о р е м а. Сформулированная задача эквивалентна задаче отыскания экстремума функционала

$$I[u] = \epsilon_a + |\operatorname{Re}[\varrho(\hat{\rho})]| - \sup_{\rho \in G} \rho,$$

где ϵ_a - апостериорная ошибка оценивания $\ell(\rho)$, а $\hat{\rho}$ - минимаксная оценка, которые представимы в виде

$$\hat{\ell}(\rho) - \ell(\hat{\rho}), \quad \epsilon_a = [1 - \text{Re}(\eta^2(\hat{\rho} - \rho_3), \rho_3)]^{1/2} \ell^{1/2}(\rho),$$

а $\hat{\rho}$ и $\hat{\Phi}$ - решения систем уравнений

$$\begin{cases} (2ikd_n + \Delta_{\perp} + k^2(n^2 - 1))\hat{\Phi} = 0, & (-2ikd_n + \Delta_{\perp} + k^2(n^2 - 1))\hat{\rho} = 0, \\ \hat{\Phi}|_{z=L} = \overline{\hat{\rho} - \hat{\rho}_3}, & \hat{\Phi}|_{z=0} = 0, & d_z \hat{\Phi}|_{z=-H} = 0, \\ \hat{\rho}^{-1} \hat{\Phi}|_{r=r_1} = \overline{\hat{\rho}}|_{r=r_1}, & \hat{\rho}|_{z=0} = 0, & d_z \hat{\rho}|_{z=-H} = 0; \\ (2ikd_n + \Delta_{\perp} + k^2(n^2 - 1))\tilde{x} = 0, & (-2ikd_n + \Delta_{\perp} + k^2(n^2 - 1))\tilde{\rho} = 0, \\ \tilde{x}|_{r=r_1} = \overline{\tilde{\rho}}|_{r=r_1}, & \tilde{\rho}|_{z=0} = 0, & d_z \tilde{\rho}|_{z=-H} = 0, \\ \hat{\rho}_1^{-1} \tilde{\rho}|_{z=L} = \tilde{x}|_{z=L}, & \tilde{x}|_{z=0} = 0, & d_z \tilde{x}|_{z=-H} = 0. \end{cases}$$

Для иллюстрации численного решения задачи фокусировки для I [u] рассмотрим аксиально-симметричный волновод постоянной глубины H , плотности ρ с профилем скорости звука $c(z) = c_0(1 - \beta z)$, $\beta > 0$, $c_0 = 1500$ м/с, лежащий на упругом жидком полупространстве, с показателем преломления $n_1 = \bar{n}(1 + i\alpha)$ и плотностью ρ_1 , $\alpha = \nu\sqrt{f}$, $\nu = 10^{-3}$, f - частота гармонического источника. Упругое полупространство будем учитывать импедансным граничным условием.

Функция Грина для такого волновода вычислялась в виде

[11]

$$G(r, z; r_0, z_0) = -\frac{i}{4} \sum_{\ell=0}^{\infty} \varphi_{\ell}(z) \varphi_{\ell}(z_0) H_0^{(1)}(\xi_{\ell} |r - r_0|) / Q_{\ell}, \quad (31)$$

где $Q_{\ell} = \int_{-H}^0 \varphi_{\ell} \cdot \overline{\varphi_{\ell}} dz$, $\varphi_{\ell}(z)$, ξ_{ℓ} - решение задачи на собственные значения

$$\psi'' + (k^2 - \xi^2)\psi = 0, \quad \psi(0) = 0, \quad \psi'(H) + \gamma_1 \psi(H) = 0, \quad (32)$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\xi^2 - k_1^2} \cdot \rho / \rho_1, \quad k_1 = k_0 n_1, \quad n_1 = \bar{n}(1 + i\alpha),$$

$$\bar{n} = n(z)|_{z=H}, \quad k_0 = \omega / c_0.$$

В качестве заданного поля $\varphi_3(r, z)$ принималось поле от распределенного по оси $0z$ гармонического источника в точке $r=r_0$ с распределением по z в виде $\omega(z) = c \cdot x$

$\exp[-(z-z_0)/a]^2$ (z_0 - центр источника, a - заданное число).
 Далее протяженность источника по вертикали будем обозначать $d=2a$. Таким образом, поле $\Phi_3(r, z)$ при пренебрежении непрерывным спектром задается в виде

$$\begin{aligned} \Phi_3 &= -\frac{i}{4} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{\psi_{\ell}(z)}{Q_{\ell}} \omega_{\ell} H_0^{(2)}(\xi_{\ell} |r_1 - r_0|) = \\ &= \int_{-H}^0 W(z_0) G(r, z; r_0, z_0) dz_0. \end{aligned} \quad (33)$$

Будем также считать, что имеется вертикальная антенна расположенная при $r=0$ между горизонтами z_1 и z_2 , т.е. $\Omega_2 = [z_1, z_2]$ и распределение амплитуды и фазы по ее длине задано в виде $u = u(z)$. Поле такой антенны будет иметь вид

$$\Phi^0(r, z) \pm \frac{i}{4} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{H_0^{(1)}(\xi_{\ell} r)}{Q_{\ell}} \psi_{\ell}(z) \int_{z_1}^{z_2} \psi_{\ell}(z_0) u^0(z_0) dz_0. \quad (34)$$

Выберем $\Omega_1 = \{r, z: r=r_1, -H \leq z < 0\}$, $\gamma(z) \equiv 1$, $\rho(z) \equiv 1$. Тогда оптимальное управление $u^0(z)$, определяющее сфокусированное поле $\Phi^0(r, z)$, находится как решение первого уравнения в (16), которое в силу (19) при $q_1 = (\Phi - \Phi_3)\rho$ примет вид

$$\begin{aligned} \int_{z_1}^{z_2} G(0, y; r_1, z) \left(\int_{z_1}^{z_2} G(0, z; r_1, y) u^0(z') dz' dy + \right. \\ \left. + u^0(z) \right) = \int_{z_1}^{z_2} G(0, y; r_1, z) \Phi_3(r_0, y) dy. \end{aligned} \quad (35)$$

Учитывая (31) и

$$u^0(z) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n^0 \psi_n(z)$$

после умножения на $\bar{\psi}_m(z)$ и интегрирования от 0 до $-H$ по z получаем систему линейных алгебраических уравнений для определения величин u_n^0 :

$$\sum_{j=1}^{\infty} A_{mj} u_j^0 + 4u_m^0 Q_m = D_m, \quad m=1, 2, \dots, \infty, \quad (36)$$

$$A_{mj} = \frac{1}{4} \sum_{n=0}^{\infty} B_{mn} B_{nj} H_0^{(2)}(\xi_m \gamma_1) H_0^{(1)}(\xi_n \gamma_1) / Q_n,$$

где

$$B_{mn} = \int_{z_1}^{z_2} \varphi_m(z) \varphi_n(z) dz, \quad D_m = -i H_0^{(2)}(\xi_m \gamma_1) \int_{z_1}^{z_2} \varphi_m(z) \varphi_3(\gamma_0, z) dz.$$

Тогда сфокусированное (оптимальное) поле будет иметь вид

$$\varphi^0(\gamma, z) = \frac{i}{4} \sum_{\ell=1}^{\infty} H_0^{(1)}(\xi_{\ell} \gamma) \varphi_{\ell}(z) u_{\ell}^0 / Q_{\ell}.$$

Отметим также, что если антенна перекрывает волновод и дно жесткое ($\gamma_1 \equiv 0$), то

$$B_{mn} = \begin{cases} Q_n, & m = n \\ 0, & m \neq n; \end{cases} \quad A_{nj} = 0 \text{ при } n \neq j,$$

$$D_m = -i H_0^{(2)}(\xi_m \gamma_1) \int_{-H}^0 \varphi_m(z) \varphi_3(\gamma_0, z) dz;$$

$$A_{mm} = Q_m H_0^{(2)}(\xi_m \gamma_1) H_0^{(1)}(\xi_m \gamma_1) / 4.$$

В этом случае нетрудно показать, что первый интеграл в $I_1[u]$ равен нулю, если $\varphi_3(z)$ удовлетворяет краевой задаче (1)-(2). Формула (34) при этом принимает вид

$$\varphi(\gamma, z) = \frac{i}{4} \sum_{n,m=0}^{\infty} u_m^0 B_{mn} H_0^{(1)}(\xi_n \gamma) \varphi_n(z), \quad (37)$$

где

$$u_m^0 = -4i \varphi_{3m}(z) / H_0^{(1)}(\xi_m \gamma_1) \varphi_{3m} = -\frac{i \omega_m H_0^{(2)}(\xi_m \gamma_1)}{4Q_m}. \quad (38)$$

В действительности суммирование в формулах (34), (36), (37) производится до M по распространяющимся волнам, для которых

$$M = [2H/\lambda + 1/2].$$

Таким образом, поле рассчитанное по формуле (34), должно быть близко от заданного $\Phi_3(z)$ во всех точках области Ω_1 . Если $\Phi_3(z)$, $z \in \Omega_1$, есть поле гауссового источника, расположенного в точке $(r_1=r_0, z_0) \in \Omega_1$, то сфокусированное поле (34) также будет иметь пик в точке (r_0, z_0) , т.е. поле $\Phi^0(r, z)$ сфокусируется в гауссовый источник. Проведем ряд числовых расчетов по формуле (34).

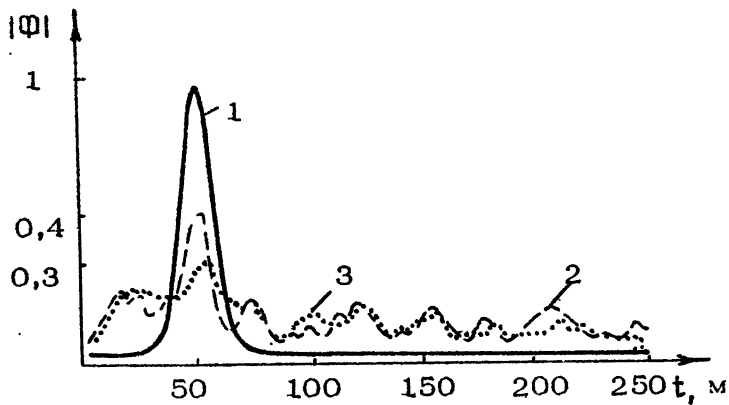
Расчет сфокусированного поля по формулам (34) и (37) для твердого $\gamma_1 = 0$ и жидкого $\gamma_1 \neq 0$ дна выполняется в следующем порядке. Численным методом находятся функции $\psi_n(z)$ и числа ξ_n как решения краевой задачи. Определяется функция $u^0(z)$ путем решения уравнений (36). Определяется точка (\bar{r}, \bar{z}) в области $\Omega = \{r, z: -H \leq z \leq 0, |\bar{r} - r| \leq 0, \Delta - \text{дано}\}$, где функция $|\Phi(r, z)|$ достигает максимума. Эта точка (\bar{r}, \bar{z}) должна совпадать с центром (r_0, z_0) гауссового источника $W(z)$.

Приведем результаты расчетов, которые проводились для двух типов дна: твердого и импедансного.

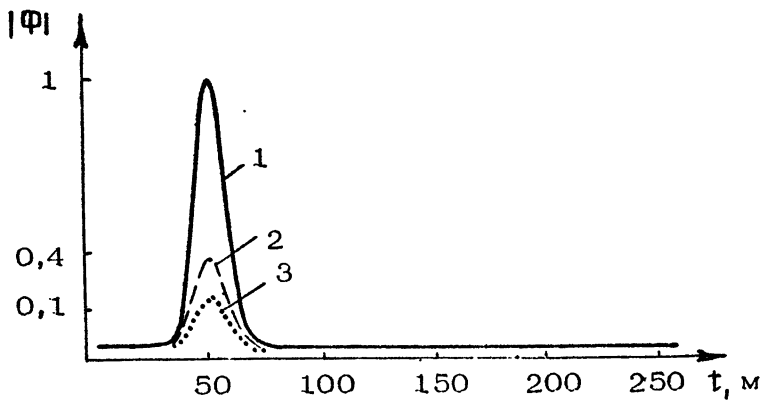
Параметры $a, z_0, r_0, f, H, l_a, \nabla c$ (l_a - длина апертуры, ∇c - градиент скорости звука) фиксировались, и их значения указаны в подписях к рисункам. Во второй модели дна непрерывный спектр отбрасывался, что оправдано в случае поглощения (параметр α). Параметром ϵ да и ϵ будем характеризовать отношение максимума поля в точке фокусировки (r_0, z_0) к среднему значению боковых всплесков, т.е.

$$\epsilon = |\Phi_{max}| / |\Phi_{cp}|.$$

Зависимость сфокусированного поля от размеров излучающей апертуры для твердого дна иллюстрирует рис. 1, на котором изображен модуль сфокусированного поля в зависимости от глубины на расстоянии $r = r_0$. Отметим, что с уменьшением l_a уменьшается величина ϵ , т.е. ухудшается качество фокусировки. Ширина фокального пятна по вертикали



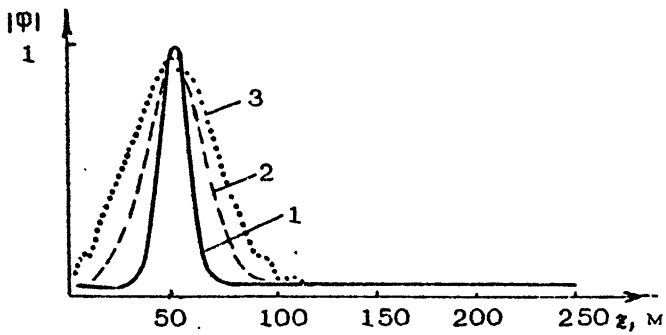
Р и с. 1. Зависимость поля от размеров излучающей апертуры: $r_0 = 30$ км, $f = 100$ Гц, $a = 10$ м, $z_0 = 50$ м, $Vc = 0,1$ с⁻¹; 1 - $l_a = 250$ м, $\sigma = 54$, 2 - $l_a = 150$ м, $\sigma = 5$, 3 - $l_a = 100$ м, $\sigma = 3$.



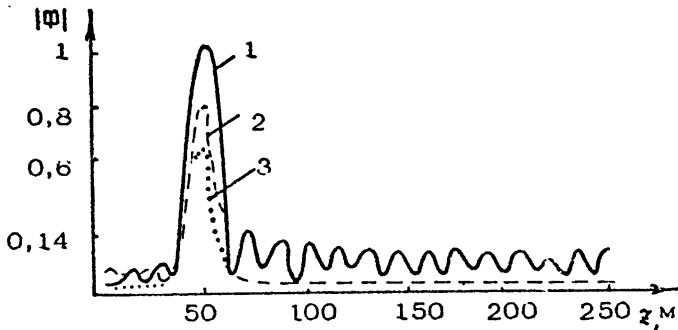
Р и с. 2. Зависимость фокусировки от расстояния фокального пятна до антенны: $l_a = 250$ м, $f = 100$ Гц, $a = 10$ м, $z_0 = 50$ м, $\sigma = 54$; 1 - $r_0 = 10$ км; 2 - $r_0 = 30$ км; 3 - $r_0 = 60$ км

имерно равна длине a . Отметим, что $\text{пот } |\Phi^0(r, z)|$ совпадает с (r_0, z_0) .

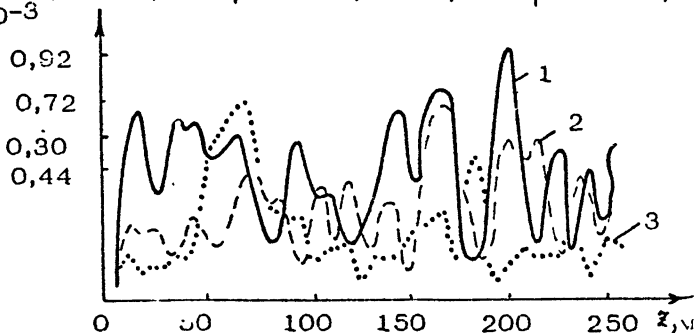
Рис.2 иллюстрирует зависимость фокусировки от расстояния фокального пятна до антенны. В этом случае величина z постоянна и фокусировка в область с центром (r_0, z_0) ярко выражена.



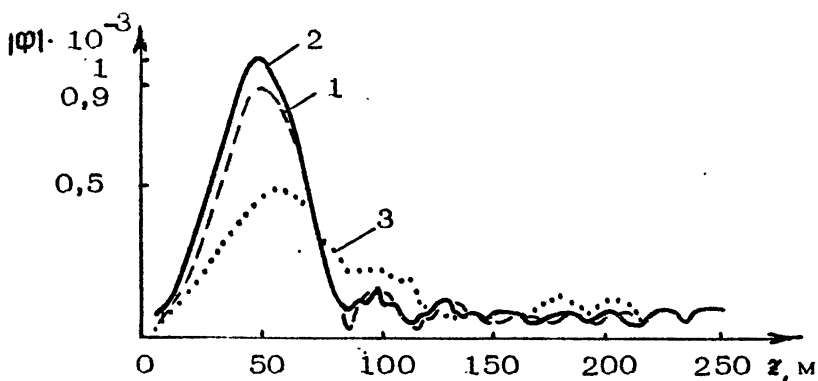
Р и с. 3. Зависимость качества фокусировки от протяженности фокального пятна по вертикали для $l_a=250$ м, $f=100$ Гц, $r_0=30$ км, $z_0=50$, $z_1=\bar{z}$, $r_1=\bar{r}$; 1 - $\sigma=54,4$, $a=10$ м, 2 - $\sigma=34,8$, $a=20$ м, 3 - $\sigma=21,3$, $a=30$ м



Р и с. 4. Частотная зависимость качества фокусировки $r_0=30$ км, $z_0=50$ м, $a=10$ м, $l_a=250$ м, $Vc=0,1$; 1 - $f=50$ Гц, $\sigma=11$; 2 - $f=75$ Гц, $\sigma=53$; 3 - $f=100$ Гц, $\sigma=110$



Р и с. 5. Зависимость поля $|\varphi|$ вблизи антенны ($r_1=0$) от расстояния фокального пятна: $a=10$ м, $f=100$ Гц, $z_1=0$, $z_2=250$ м, $z_0=50$ м, $Vc=0,1$; 1 - $r_0=20$ км, 2 - $r_0=40$ км, 3 - $r_0=60$ км



Р и с. 6. Зависимость $|\Phi(\epsilon, t)|$ от расстояния фокального пятна от антенны: $d = 10^{-3} \sqrt{f}$, $f = 200$ Гц, $a = 10$ м, $z_0 = 50$ м, $l_a = 250$ м ($\alpha = 1,4 \cdot 10^{-2}$); 1 - $r_0 = 10$ км, $\epsilon = 11$; 2 - $r_0 = 11$ км, $\epsilon = 10$; 3 - $r_0 = 12$ км, $\epsilon = 4$

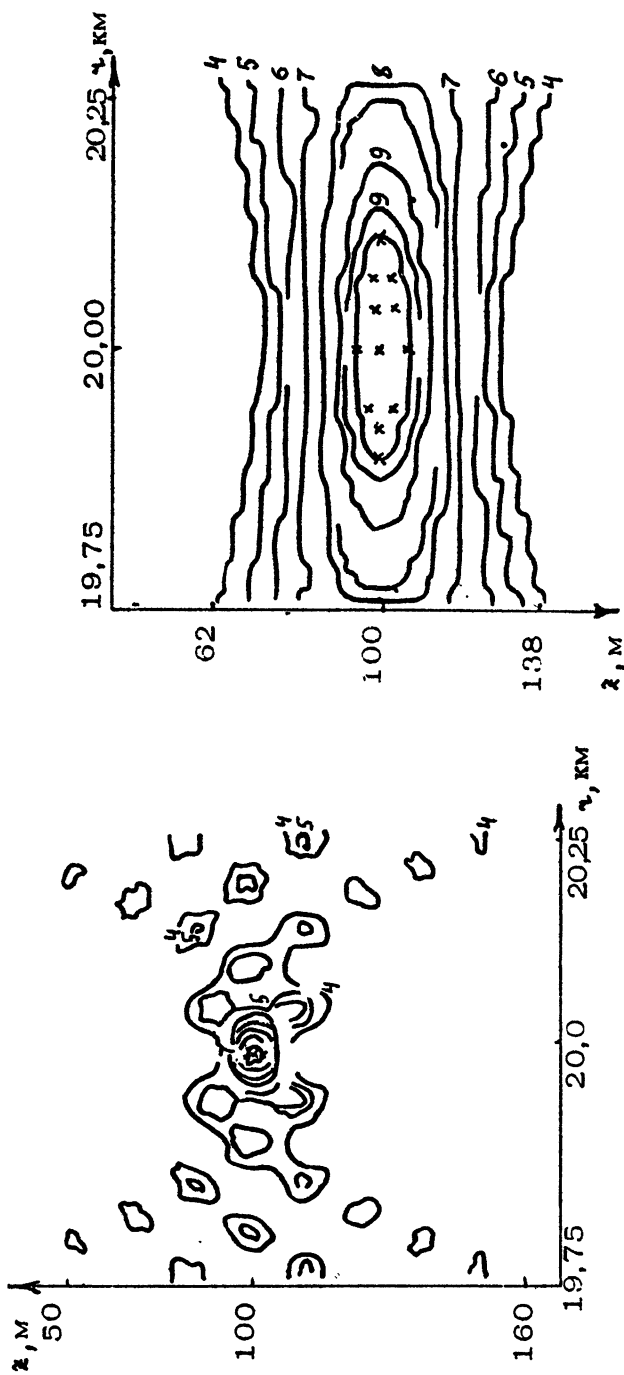
Зависимость качества фокусировки от протяженности фокального пятна по вертикали для $l_a = 250$ м иллюстрируется рис.3. При увеличении a величина максимума поля меняется незначительно.

Изменение качества фокусировки от длины волны иллюстрирует рис.4. Из расчетов следует, что с увеличением длины волны качество фокусировки заметно ухудшается. Отметим также, что при изменении \sqrt{c} от $0,05 \text{ с}^{-1}$ до $0,15 \text{ с}^{-1}$ параметр ϵ не меняется, Φ_{max} также практически не изменяется.

Зависимость модуля поля вблизи антенны по ее длине при фокусировке на 20, 40, 60 км отображена на рис.5.

На рис.6 показана зависимость $|\Phi(r, z)|$ от r_0 для жидкого дна при $m = 1,8$, $\alpha = 1,4 \cdot 10^{-2}$. Из расчетов следует, что максимум модуля поля $|\Phi^0(r, z)|$ уменьшается с увеличением r_0 ; уменьшается также ϵ . Заметим, что для твердого дна ϵ почти не изменяется, поскольку в дне нет потерь энергии (на рисунке эта кривая отсутствует).

На рис.7 и 8 приведены линии уровня для фокусировки в область с центром (r_0, z_0) при разных значениях параметра. Чем больше a , тем более фокальное пятно вытянуто по горизонтали. При малых a порядка единиц появляются побочные всплески, изолированные друг от друга.



Р и с. 7. Линии уровня области фокусировки: $\Omega = 10$, $z_0 = 0$, $z_2 = 250$ м, $r_0 = 20$ м, $z_0 = 100$ м, $c(z) = 1500 - 0,1 z$, * - центр пятна

Р и с. 8. Линии уровня области фокусировки: $\Omega = 30$, $z_0 = 0$, $z_2 = 250$ м, $r_0 = 20$ км, $f = 50$ Гц, $c(z) = 1500 - 0,1 z$, * - центр пятна

Рассмотрим теперь влияние на качество фокусировки боковой волны на примере вертикальной линейной антенны, проходящей через ось Oz . Для этого представим морскую среду как однородный водный слой толщиной H с плоскопараллельными границами и постоянной скоростью звука c и плотностью ρ , ограниченный сверху абсолютно мягкой поверхностью, а снизу — однородным жидким полупространством с постоянной скоростью звука c_1 и плотностью ρ_1 .

Функция Грина имеет в этом случае вид

$$G(r, z; r_0, z_0) = \frac{i2\pi}{H} \sum_{\ell=1}^{\infty} \psi_{\ell}(x_{\ell}) H_0^{(1)}(\xi_{\ell} r) \sin(b_{\ell} z_0) \sin(b_{\ell} z) + \quad (39)$$

$$+ i \frac{2m\kappa_1}{(\kappa r)^2} e^{i\pi}(-\kappa_1 r) \sin(\kappa \mu z_0) \sin(\kappa \mu z) / [\mu^2 \omega^2 (\kappa \mu H)],$$

где

$$\psi_{\ell}(x_{\ell}) = x_{\ell} / [x_{\ell} - \sin x_{\ell} \cos x_{\ell} - \sin^3 x_{\ell} / (m^2 \cos x_{\ell})], \quad m = \rho_1 / \rho,$$

$$\mu = [1 - (c/c_1)^2]^{1/2}, \quad b_{\ell} = x_{\ell} / H, \quad \xi_{\ell} = (\kappa^2 - b_{\ell}^2)^{1/2}, \quad c/c_1 < 1, \quad \kappa = \omega/c, \quad \kappa_1 = \omega/c_1.$$

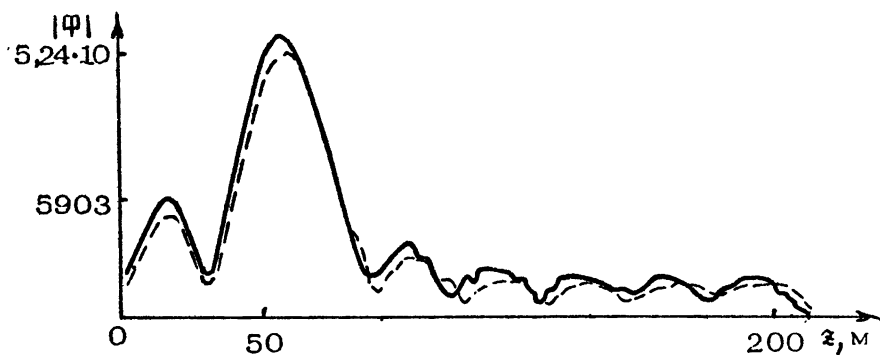
При численном моделировании функция $\Phi_3(z)$ выбиралась в виде функции точечного источника

$$\Phi_3(z) = \frac{i2\pi}{H} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sin b_{\ell} z_0 \sin b_{\ell} z H_0^{(1)}(\xi_{\ell} |r_0 - r|)$$

с центром в точке (r_0, z_0) . Область $\Omega = \{r, z: 0 \leq z \leq -H, r = r_0 - \varepsilon\}$. Для определения $u^0(z)$ решаем интегральное уравнение Фредгольма (35).

На рис. 9 приведены результаты численного решения задачи оптимального управления полем при $z_0 = 50$ м, $r_0 = 0,5$ км, $f = 50$ Гц, $\alpha = 0,7$, $m = 1,8$ с учетом и без учета боковой волны. Отметим при этом, что в расчетах учитывались лишь распространяющиеся волны, поэтому ε можно положить равным нулю. Как видно из рисунка, боковая волна уже на расстоянии в 0,5 км на фокусировку акустического поля в точку с координатами $z_0 = 50$ м практически не влияет.

Рассмотрим теперь еще одну задачу фокусировки, при решении которой требуется найти управляющую комплексную



Р и с. 9. Влияние боковой волны на фокусировку:
 — без боковой волны, - - - с учетом боковой
 волны, $r_0=0,5$ км, $z_0=50$ м, $\rho_0=250$ м

функцию $u(r, z) \in L_2(\Omega_2)$, такую, что она минимизирует функционал

$$I[u] = \int_{-H}^0 \left\{ \sum_{k=0}^2 \rho_k(r_0, z) |\varphi_k(r_0, z) - \varphi_{3k}(r_0, z)|^2 \right\} dz + \int_{-H}^0 \gamma(z) |u|^2 dz \quad (40)$$

при ограничениях (1)-(2). Здесь $\varphi_0(r_0, z) \triangleq \varphi(r_0, z)$, $\varphi_1(r_0, z) = \varphi_r(r, z)|_{r=r_0}$, $\varphi_2(r_0, z) = \varphi_z(r_0, z)$, функции $\varphi_1(r, z)$, $\varphi_2(r, z)$ - градиенты акустического поля; $\rho_k > 0$, $\gamma > 0$, $\varphi_{3k}(z)$ - заданные поле и его градиенты, к которому мы стремимся в области ($r=r_0$, $-H \leq z \leq 0$).

Уравнение Эйлера для случая, когда вертикальная антенна находится в начале координат, имеет вид

$$\int_{-H}^0 \int_{-H}^0 \sum_{k=0}^2 \rho_k(z) G_0(0, \eta; r_0, z) \overline{G_k(r_0, z; 0, z')} u(z') dz' dz + \gamma u(\eta) = \int_{-H}^0 \sum_{k=0}^2 \rho_k(z) \overline{G_k(r_0, z; 0, \eta)} \varphi_{3k}(z) dz \quad (41)$$

Здесь $G_0(\cdot) = G(\cdot)$; $G_1(\cdot) = G_r(\cdot)$; $G_2(\cdot) = G_z(\cdot)$.

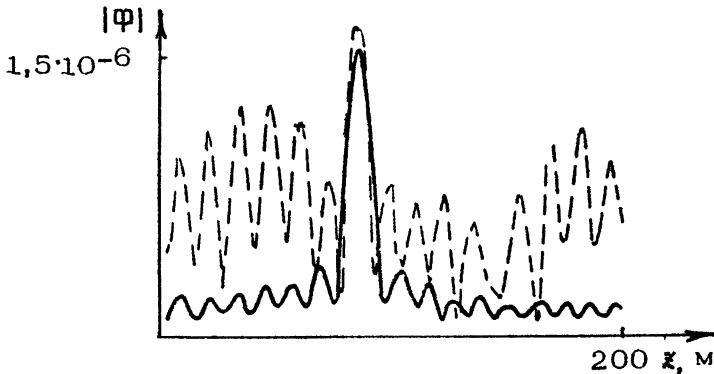
Сфокусированное поле рассчитывается по формуле

$$\Phi(r, z) = \int_{-H}^0 \tilde{G}(r, z; r_0, z_0) u(z_0) dz_0,$$

где $u(z)$ – решение интегрального уравнения (41).

В качестве примера рассмотрим плоскопараллельный волновод толщиной H с постоянными $\epsilon(z)$ и $\beta(z)$, ограниченный сверху абсолютно мягкой поверхностью, а снизу – абсолютно жестким дном. В плоскости сечения $r=r_0$ задавалось поле $\Phi_z = \Phi_{z_0}$ и его градиенты Φ_{z1}, Φ_{z2} как функция и производные точечного источника (фокусировка в точку) с центром в точке (r_0, z_0) . На рис.10 приведены графики сфокусированного поля $|\Phi(r_0, z)|$ соответственно при $H=250$ м, $r_0=20$ км, $f=50$ Гц, $z_0=100$ м, $l_0=250$ м, $c_0=1500$ м/с, $\beta=1$. Анализ полученных результатов свидетельствует об улучшении качества фокусировки в случае функционала (40). Уровень боковых всплесков значительно снизился по сравнению с обычной фокусировкой, не учитывающей требуемого градиента поля (пунктирная линия на рис.10).

Рассмотрим теперь задачу фазового управления, которая состоит в максимизации критерия $I_2[u]$ при $\chi=0$, $\beta=\epsilon$, $\Phi_z(z)=0$ и ограничении на $u_2(z) \in U = \{u_2: |u_2| \leq 1\}$ и ограничениях в виде уравнений (3)–(6). Для решения этой задачи применим градиентную процедуру (22). Уравнения для $\rho(r, z)$ и $\Psi(r, z)$ (3) и (23) решались одним из известных методов [11]. Эту задачу фокусировки на линии $r=r_0$ максимальной



Р и с. 10. Оптимальное сфокусированное поле:
 $r_0=20$ км, $f=50$ Гц, $z_0=100$ м, $c=1500$ м/с,
 $l_0=250$ м

энергии решим четыре раза, выбирая каждый раз свою функцию $\rho(z) = \rho_\ell(z)$, где $\rho_\ell(z) = 1$ при $z \in [50 \cdot \ell, 50 + 50 \cdot \ell]$ и $\rho_\ell(z) = 0$ при $z \notin [50 \cdot \ell, 50 + 50 \cdot \ell]$.

Расчеты проведем при следующих данных: $H = 200$ м, $r_0 = 1$ км, $c(z) = (1490 + 0,014z)$ м/с, $f = 50$ Гц. Начальное приближение выберем в виде $v = z$ при $z \in [-H/2, 0]$, $v = H/2 - z$ при $z \in [-H, -H/2]$. Градиентная процедура (22) сходится за 10 итераций.

Оптимальное значение критерия качества и максимум модуля оптимального поля такие:

$$I_2^0 = 50,54, \quad |\rho^0(r_0, -40)| = 1,568 \quad \text{при} \quad \ell = 0;$$

$$I_2^0 = 54,42, \quad |\rho^0(r_0, -120)| = 1,25 \quad \text{при} \quad \ell = 1;$$

$$I_2^0 = 76,12, \quad |\rho^0(r_0, -140)| = 1,526 \quad \text{при} \quad \ell = 2;$$

$$I_2^0 = 110,1, \quad |\rho^0(r_0, -180)| = 1,78 \quad \text{при} \quad \ell = 3.$$

Для сравнения приведем значение функционала на начальном приближении:

$$I_2[u] = 8,68, \quad \ell = 0; \quad I_2[u] = 46,15, \quad \ell = 1;$$

$$I_2[u] = 55,003, \quad \ell = 2; \quad I_2[u] = 46,95, \quad \ell = 3.$$

Таким образом, оптимально выбранное начальное условие, равное $u = \text{стр}(iv^{\text{opt}})$, позволяет сфокусировать энергию в заданной области волновода $\Omega_1 = \{r, z: r = r_0, -H \leq z \leq 0\}$. Из анализа четырех задач следует, что максимальное значение критерия достигается в придонной области.

На основании проведенных числовых расчетов можно заметить следующее. Хорошая фокусировка в точку и в область наблюдается для волновых размеров антенны $\rho_a/\lambda > 7$. При этом уровень побочных всплесков для фокусировки в область (в нашем случае требуется гауссовое распределение параметров α) при увеличении α резко спадает и даже пропадает совсем. Размер фокального пятна для фокусировки в точку, как показано в работе [3], не превышает λ , однако при фокусировке в область пятно расширяется как по горизонтали, так и по вертикали так для $\alpha = 10$ м, размер области 3λ , для $\alpha = 30$ м горизонтальный размер 300 м, а вертикальный 60 м.

Отметим также, что при фокусировке в область для функционала (40) уровень побочных всплесков резко убывает,

дополнительные требования к градиентам акустического поля при фокусировке в область уменьшают побочные максимумы.

Л и т е р а т у р а

- Таланов В.И. О синтезе антенн в многомодовых волноводах // Изв. вузов. Радиофизика, 1985. Т.28, №7. С.872-879.
- Коняев С.И., Федорюк М.В. Сферические поверхности Гюйгенса и их дискретная аппроксимация // Акуст. журн. 1987. Т.23, №6. С.1069-1074.
- Даргейко М.М., Кравцов Ю.А., Петников В.Г. и др. Применение принципа фазового сопряжения для решения задач оптимального управления волновыми полями в неоднородных средах // Изв. вузов. Радиофизика, 1984. Т.27, №5. С.20.
- Грачев В.И., Данилов В.Я., Кравцов Ю.А. и др. Об оптимальном управлении волновыми полями в волноводах: Препринт ИО ФАН СССР №163. М., 1984.
- Вироблянский А.Л. Управление полем небольшой группы мод в плоскостойком волноводе: Препринт ИПФ АН СССР №120. Горький, 1985.
- Данилов В.Я., Федорченко И.С., Ткалич Е.Ф. Об оптимальном управлении акустическими полями в волноводах // Вестн. Киев.ун-та. Моделирование и оптимизация сложных систем. Киев, 1985. вып.4. С.17-21.
- Данилов В.Я., Наконечный А.Г. Некоторые задачи управления и оценивания в гидроакустике // Киберн. и вычисл. техн. 1988. вып.77. С.100-106.
- Данилов В.Я. К задаче оптимизации мощности, излучаемой в океаническом волноводе // Проблемы комплексной автоматизации: Труды 4-й междунар. науч.-техн. конф. Секция 3. Оценивание состояний и параметров динамических систем. Обработка данных измерений / КПИ, Киев, С.50-54.
- Данилов В.Я. Некоторые задачи управления волновыми полями // Комплексная автоматизация промышленности. Труды 3-й советско-польской конференции. ПНР, Вроцлав, 1988. С.131-137.

10. Данилов В.Я. К задачам управления в плоскослоистой среде // Вестн. Киев. ун-та. Моделирование и оптимизация сложных систем. Киев, 1990. вып.9. С.17-20.
11. Распространение волн и подводная акустика / Под. ред. Дж.Б.Келлера. М.: Мир, 1980.

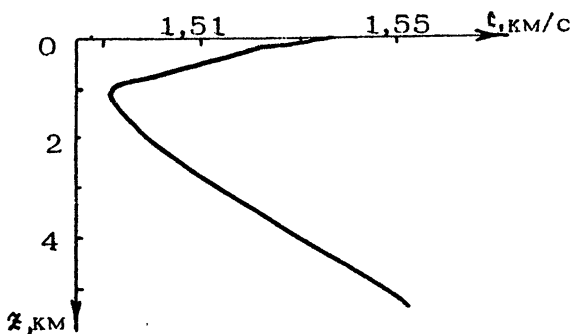
ЭФФЕКТ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОГО ФОРМИРОВАНИЯ
ДАЛЬНИХ ЗОН
АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ
В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Ю.В.Петухов

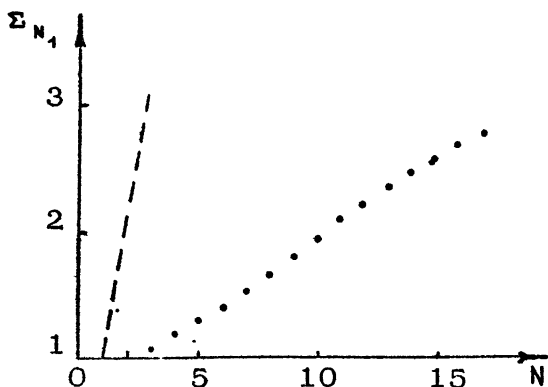
Важной особенностью подводного звукового канала в океанических волноводах является формирование в нем зон конвергенции звукового поля, исследованиям пространственного положения и ширины которых уделяется неослабевающее внимание и до настоящего времени [1]. Уже первые экспериментальные исследования [2] выявили заметные отличия в положении и ширине зон конвергенции от соответствующих значений, предсказываемых лучевой теорией (см. также [3,4]), причем учет сферичности Земли незначительно компенсирует эти расхождения [3], которые, кстати, увеличиваются с понижением частоты акустических сигналов [4]. В работах [4, 5] на основе модификации лучевой теории вблизи каустических поверхностей [6,7] уширение зон конвергенции объясняется дифракционными эффектами, кроме того, из предложенной в работе [8] модификации метода ВКБ следует также частотная зависимость длины цикла "луча" (см. [9]), которая учитывает фактически хроматические aberrации (см. [10]), вносящие определенную частотную зависимость в положение зон конвергенции [2-4]. В отличие от [4,5] результаты выполненного в работах [11,12] анализа влияния гонкой структуры скорости звука на положение границ зон конвергенции не могут, по-видимому, объяснить наблюдаемые эффекты, поскольку его следствием является вывод об увеличении смещений этих границ с ростом частоты, противоречащий имеющимся пока экспериментальным данным [2-4,13]. Поэтому в настоящей статье с использованием численной реализации теории

нормальных волн рассматривается дифракционное расщепление зон конвергенции и последующая их интерференция в подводном звуковом канале, причем для конкретных условий проведения экспериментов [13].

Стимулом для такого исследования послужил, наряду со сказанным выше, анализ экспериментальных результатов, полученных в классической работе [13], на которых здесь кратко и остановимся. В работе [13] использовались рекордно низкочастотные, для того времени, гармонические сигналы с частотами $f = 13,89$ и $111,1$ Гц, которые излучались на глубинах $z_s = 104$ и 21 м соответственно, а принимались в области расстояний $400 \leq r \leq 2800$ км на оси подводного звукового канала $z_n = 1100$ м (рис.1). При этом наблюдались 38 зон конвергенции на частоте $f = 13,89$ Гц до расстояний $r \approx 2,4 \times 10^3$ км, вследствие же значительных изменений условий распространения по трассе при $r > 10^3$ км в приповерхностных слоях океана, где и располагался источник с более высокой частотой излучения, наблюдались лишь 25 зон конвергенции до расстояний $r \approx 1,6 \cdot 10^3$ км на частоте $f = 111,1$ Гц. Положения зон конвергенции определились по максимумам интенсивности звукового поля, при этом оказалось, что расстояния между зонами конвергенции на частотах $f = 13,89$ и $111,1$ Гц равны соответственно $D = 61,7$ и 65 км (см [13]). Однако интерпретация полученных в



Р и с. 1. Стратификация скорости звука c по глубине z , характерная для области расстояний $r \leq 10^3$ км в натуральных экспериментальных исследованиях [13]



Р и с. 2. Изменения ширины зон конвергенции $\Sigma_{N1} = \Sigma(N)/\Sigma(1)$ в зависимости от ее номера N ; точками отмечены результаты расчетов по лучевой теории при $r_s = 104$ м, $r_r = 1100$ м; штриховая линия соответствует предполагавшейся ранее [14,15] зависимости $\Sigma_{N1} = N$

[13] экспериментальных результатов вызывает определенные сомнения: во-первых, на низкой частоте $f = 13,89$ Гц ширина зон конвергенции $\Sigma(N)$ высоких номеров $N > 15$ несущественно отличается от ширины начальных зон конвергенции, например, с $N = 7$, во-вторых, из приведенных в работах [14,15] оценок, основанных на предположении о линейной зависимости $\Sigma \sim N$, следует, что уже на расстоянии $r \approx 800$ км зоны конвергенции должны полностью перекрываться. Поэтому естественен вопрос об идентификации зон конвергенции высоких номеров в экспериментальных исследованиях [13], а также о влиянии на нее дифракционных и интерференционных эффектов.

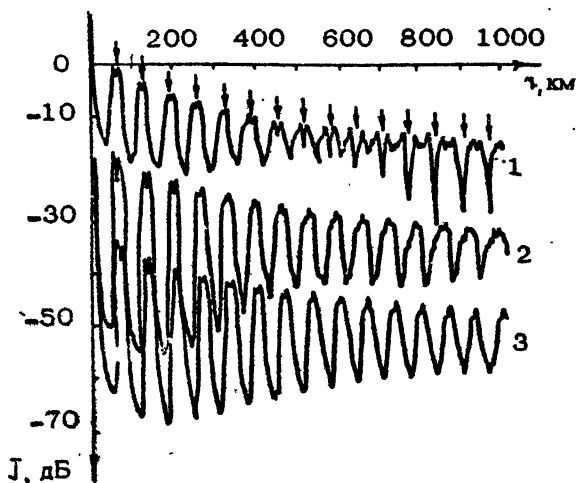
Расчеты зависимости $\Sigma(N)$, выполненные (для условий проведения экспериментальных исследований [13]) с использованием лучевой теории, показали (рис. 2), что зависимость $\Sigma(N)$ существенно отличается от линейной [14,15], поэтому зоны конвергенции начинают перекрываться только своими краями лишь на расстоянии $r \approx 1,6 \cdot 10^3$ км при $N = 17$, когда $D = \Sigma = 65$ км.

Следовательно, наблюдавшиеся в [13] зоны акустической освещенности на расстояниях $r > 1,6 \cdot 10^3$ км являются результатом, по крайней мере, интерференции зон конвергенции определенных номеров. Естественно, что влияние дифракцион-

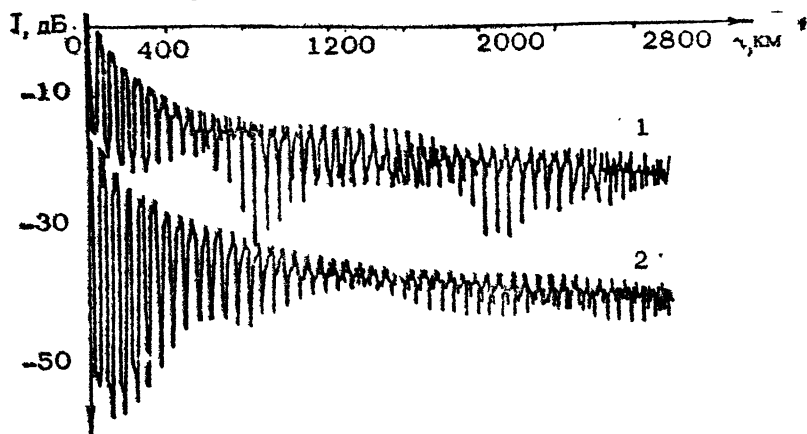
ных эффектов на формирование низкочастотного звукового поля приведет к заметному уменьшению области расстояний, в которой будут еще отсутствовать перекрытия зон конвергенции. Сказанное подтверждается результатами численных расчетов изменений интенсивности звукового поля $J(r)$ с расстояниями r , выполненных с использованием теории нормальных волн и в предположении акустической прозрачности дна океана, для условий проведения экспериментов в [13] (рис. 3,4), правда, за исключением учета изменений стратификации скорости звука по трассе при $r > 10^3$ км и отличий значений частот от соответствующих целых значений $f = 14$ и 111 Гц. Как видно (см. рис. 3,4), более выраженное на низкой частоте $f = 14$ Гц дифракционное расплывание зон конвергенции приводит к последующей их интерференции на существенно меньших расстояниях $r \approx 500$ км, чем это предсказывается лучевой теорией (см. рис. 2), в результате чего по трассе распространения наблюдается (при $r > 500$ км) квазипериодическое формирование ярко выраженных зон акустической освещенности, являющееся следствием интерференции определенного, возрастающего с увеличением r (т.е. N) количества зон конвергенции. Именно поэтому отождествление зон акустической освещенности в работе [13] на расстояниях $r > 500$ км для частоты $f \approx 14$ Гц с зонами конвергенции определенных номеров некорректно, кроме того, в [13] при интерпретации отличий в величинах D , полученных для $f \approx 14$ и 111 Гц, не учтено различие в расположении соответствующих источников, существенно влияющее на положение и ширину зон конвергенции (см. рис. 3). Очевидно, что с ростом частоты излучения увеличивается и расстояние, начиная с которого имеет место интерференция зон конвергенции вследствие дифракционного их расплывания (см. рис. 4).

Здесь следует отметить, что, по мнению авторов работ [14, 15], при полном перекрытии зон конвергенции, так же как и в каждой в отдельности, должны наблюдаться лишь каустические всплески поля, причем амплитуда таких каустических всплесков должна уменьшаться с расстоянием существенно быстрее $r^{-5/3}$, чем спадание среднего уровня поля r^{-1} .

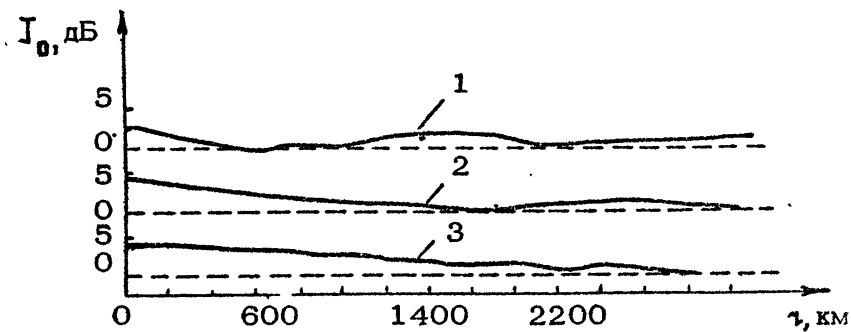
Таким образом, численным моделированием процесса распространения низкочастотного звука в подводном звуковом канале, с использованием модовой программы MALBA обнаружен эффект квазипериодического по трассе формирования дальних зон акустической освещенности, проявление которо-



Р и с. 3. Изменения с расстоянием r интенсивности звукового поля $J(r)$, рассчитанные по модовой теории с усреднением $\Delta r = 10,2$ км для частот $f = 14$ Гц (1) и $f = 111$ Гц (2) при $r_s = 104$ м, $r_v = 1100$ м, а также для $f = 111$ Гц (3) при $r_s = 21$ м, $r_v = 1100$ м. Кривые 2, 3 смещены относительно кривой 1 на 25 и 35 дБ соответственно



Р и с. 4. Рассчитанные по модовой теории с усреднением $\Delta r = 10,2$ км зависимости интенсивности звукового поля $J(r)$, демонстрирующие квазипериодическое по r формирование дальних зон акустической освещенности, для частот $f = 14$ Гц (1) и $f = 111$ Гц (2) при $r_s = 104$ м, $r_v = 1100$ м. Кривая 2 смещена относительно кривой 1 на 10 дБ

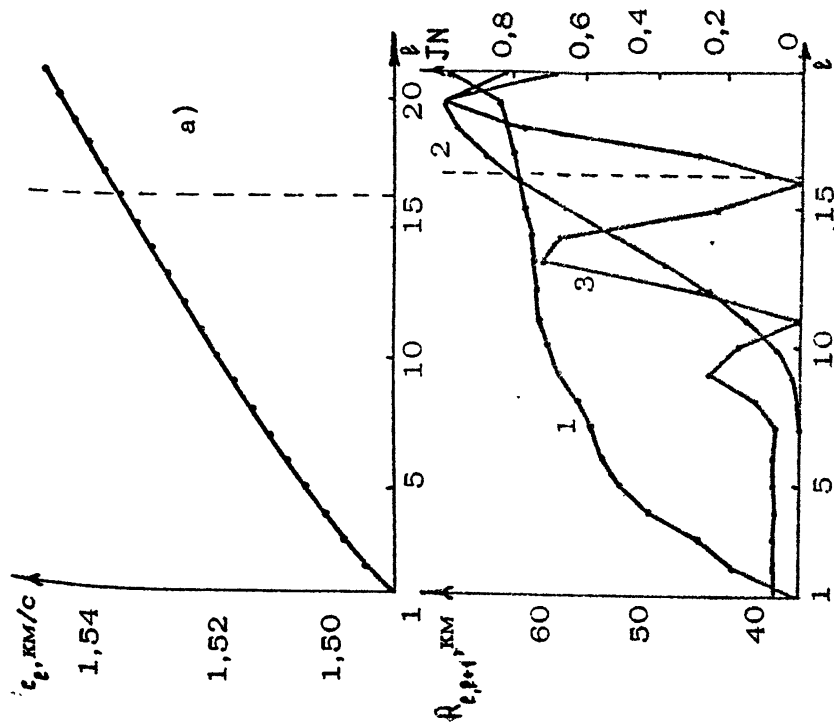
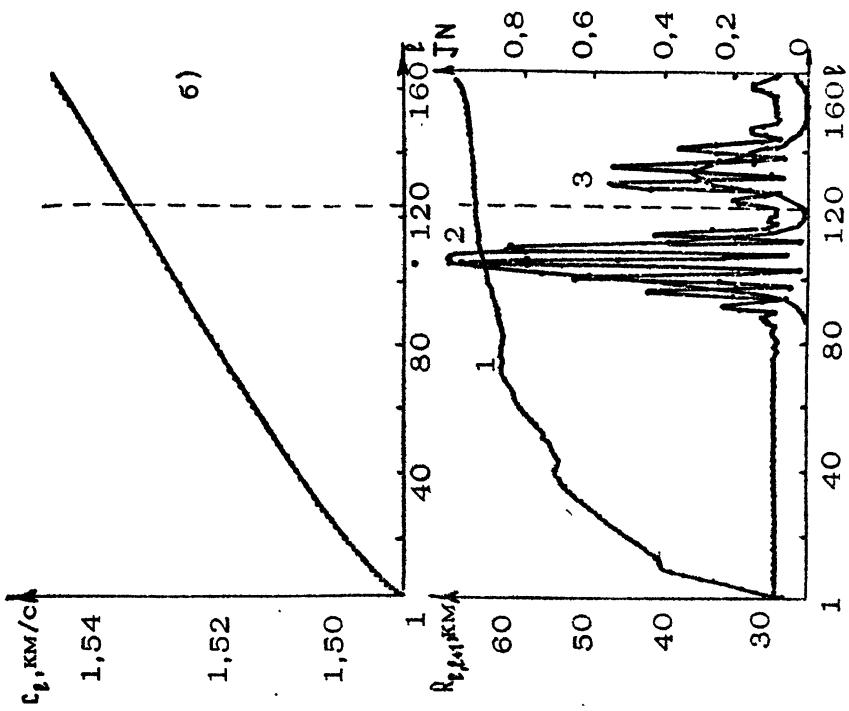


Р и с. 5. Огибающие огнормированных на геометрическую расходимость (цилиндрический закон) зависимостей от расстояния r интенсивности звукового поля $J_0(r)$ для частот $f = 14$ Гц (1) и $f = 111$ Гц (2) при $z_s = 104$ м, $z_r = 1100$ м, а также $f = 111$ Гц при $z_s = 21$ м, $z_r = 1100$ м (3)

го приводит к заметному уменьшению потерь на распространение на этих частотах (рис. 5), что вносит определенный вклад в экспериментально наблюдавшееся [13] замедление темпа спада интенсивности звукового поля с расстоянием, объясняющееся, конечно, в основном изменением стратификации скорости звука по трассе движения источника.

Для объяснения обнаруженных закономерностей в формировании дальних зон акустической освещенности обратимся к анализу зависимостей от номера моды ℓ периода интерференции $R_{\ell, \ell+1} = 2\pi / (k_{\ell} - k_{\ell+1})$ и интенсивности $J_{\ell, \ell+1} = A_{\ell}(z_s, z_r, \omega) \times A_{\ell+1}(z_s, z_r, \omega)$ соседних мод; здесь $k_{\ell} = \omega / c_{\ell}$ - волновое число моды на заданной частоте $\omega = 2\pi f$, c_{ℓ} - ее фазовая скорость, $A_{\ell} = \Psi_{\ell}(z_s, \omega) \times \Psi_{\ell}(z_r, \omega)$ - амплитуда, выражающаяся через произведение функций $\Psi_{\ell}(z, \omega)$ рассматриваемого волновода при $z = z_s$ и $z = z_r$. Интерес к соседним модам с номерами ℓ и $\ell+1$ вызван следующими причинами. Во-первых, их периоды интерференции $R_{\ell, \ell+1}$ являются наибольшими из всего возможного диапазона значений $R_{\ell, m} (m \neq \ell+1)$, поэтому

Р и с. 6. Теоретически зависимости от номера моды ℓ фазовой скорости c_{ℓ} , периода интерференции $R_{\ell, \ell+1}$, а также JN при $z_s = 104$ м для значений частоты $f = 14$ Гц (а) и $f = 111$ Гц (б); кривая 1 отвечает $R_{\ell, \ell+1}$, 2 - JN при $z_s = z_r$, 3 - JN при $z_r = 1,1$ км



соседние моды формируют крупномасштабную интерференционную структуру поля, которая наиболее устойчива в реальных океанических волноводах (см. [13]) и представляет здесь основной интерес. Во-вторых, как следует из сказанного выше, разность их фаз медленнее всего возрастает с расстоянием r , и поэтому в случае существования экстремума в $J_{\ell, \ell+1}(\rho)$

при $\ell=L$ соседние моды $L, L-1$, а также $L, L+1$, будут играть определяющую роль в формировании интерференционных максимумов (или минимумов) поля на значительных расстояниях $r = \rho R_{L, L+1}$, отвечающих большим целым значениям параметра $q \gg 1$.

В связи со сделанными замечаниями на рис. 6 приведены результаты численного расчета зависимостей $J_{\ell}(\rho)$, $R_{\ell, \ell+1}(\rho)$ и отнормированной интенсивности соседних мод $JN = (J_{\ell, \ell+1} - \min \{J_{\ell, \ell+1}\}) / \max \{J_{\ell, \ell+1}\}$. Как видно из рисунка, эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности заметно проявляется при наличии в $J_{\ell, \ell+1}(\rho)$ двух выделенных максимумов, сравнимых по величине и отвечающих в данном случае при $z_c = 104$ м, $z_n = 1,1$ км, $f = 14$ Гц (см. рис. 6, а) канальным модам $\ell = 13$, $R_{13,14} = 62,8$ км, в приближении ВКБ верхние точки поворота которых лежат ниже свободной поверхности, и волноводным модам $\ell = 19$, $R_{19,20} = 66,25$ км, точки поворота у которых выше оси канала $0 \leq z \leq z_0 = 1,1$ км отсутствуют. Именно существование двух модовых лучков приблизительно одинаковой интенсивности, с выделенными и заметно различающимися периодами интерференции соответствующих типов мод $\Delta R = R_{19,20} - R_{13,14} = 3,45$ км, приводит к почти периодическому переформированию дальних зон акустической освещенности с пространственным периодом $R_g = R_{19,20}^2 / (R_{19,20} - R_{13,14}) = 1,1 \times 10^3$ км, согласующимся по величине с приведенными на рис. 3, 4 результатами. Как видно (см. рис. 6, б) наличие при $z_c = z_n = 104$ м $f = 111$ Гц двух выделенных максимумов в $J_{\ell, \ell+1}(\rho)$, соответствующих канальным $\ell = 107$, $R_{107,108} = 64,17$ км и волноводным $\ell = 133$, $R_{133,134} = 65,83$ км модам, тем не менее, не приводит к заметному проявлению эффекта переформирования зон акустической освещенности вследствие, во-первых, значительного различия этих максимумов по величине $J_{107,108} / J_{133,134} \approx 3$, в результате которого интенсивность канального модового пучка существенно превышает интенсивность волноводного модового пучка во всей области расстояний $r > 0$; во-вторых, малости различий $\Delta R = R_{133,134} - R_{107,108} = 1,66$ км между выделенными периодами интерференции в соответствующей

ших модовых пучках, приводящей к почти двукратному увеличению периода переформирования R_q дальних зон акустической освещенности по сравнению с его величиной при $z_s = 104$ м, $z_n = 1,1$ км, $f = 14$ Гц и тем самым к большему ослаблению интенсивности канального I ($L = 107$) и волноводного I ($L = 133$) пучков из-за дифракционного их расплывания на расстояниях $r = q R_q$ ($q = 1, 2, \dots$). Следует отметить, что здесь под интенсивностью модового пучка понимается величина $I(L)$, определяемая выражением

$$I(L) = \pi^2 \sum_{\ell=\ell_1}^{\ell_2-1} J_{\ell, \ell+1}(\ell) \left\{ H_0^{(1)}(\kappa_\ell r) [H_0^{(1)}(\kappa_{\ell+1} r)]^* + [H_0^{(1)}(\kappa_\ell r)]^* H_0^{(1)}(\kappa_{\ell+1} r) \right\},$$

где $H_0^{(1)}(\kappa_\ell r)$ – функция Ханкеля, $[H_0^{(1)}(\kappa_\ell r)]^*$ – комплексно сопряженная ей функция; ℓ_1 и ℓ_2 ближайшие к максимуму (при $\ell = L$) номера мод $\ell_1 < \ell < \ell_2$, для которых выполняются приближенные равенства $J_{\ell, \ell+1}(\ell_1) \approx 0$, $J_{\ell, \ell+1}(\ell_2) \approx 0$ или соотношения

$$J_{\ell, \ell+1}(\ell_1)/J_{\ell, \ell+1}(L) \ll 1, \quad J_{\ell, \ell+1}(\ell_2)/J_{\ell, \ell+1}(L) \ll 1.$$

Следовательно, при заданных глубинах погружения соответствующих точек в глубоководном подводном звуковом канале эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности по трассе распространения низкочастотного звука проявляется лишь в диапазоне частот, в котором функция, характеризующая зависимость произведения амплитуд соседних мод от их номера имеет два выделенных и сравнимых по величине максимума с соответствующими, заметно различающимися пространственными периодами интерференции, т.е. при возбуждении двух модовых пучков с приблизительно одинаковыми интенсивностями.

Л и т е р а т у р а

1. Bellis A. Convergence zone positions via ray-mode theory // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 74, N 1. P. 171-180.
2. Hale F.E. Long-range sound propagation in the deep ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1961. V. 33, N 4. P. 456-464.

3. Галкин О.П. О структуре звукового поля в глубоком океане // Акустика океана / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. М.: Наука, 1982. С.92-106. 14.
4. Галкин О.П., Швачко Л.В., Харченко Е.А., Панкова С.Д., Дымшиц А.М. Исследования "толщины" физических лучей в океане и влияния среды на корреляционные свойства сигналов // Проблемы акустики океана / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. М.: Наука, 1984. С.118-133. 15.
5. Blatsstein I.M., Newman A.V., Uberall H. A comparison of ray theory, modified ray theory and normal-mode theory for a deep-ocean arbitrary-velocity profile // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V.55, N 6. P.1336-1338.
6. Sachs D.A., Silbiger A. Focusing and refraction of harmonic sound and transient pulses in stratified media // J. Acoust. Soc. Amer. 1971. V.49, N 3. Pt. 2. P. 824-840.
7. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
8. Мальцев Н.Е. Об одной модификации метода ВКБ // ДАН СССР. 1983. Т.271, № 5. С.1106-1111.
9. Мальцев Н.Е. Элементы теории распространения звука в слоистом океане в терминах нового асимптотического представления // Акустические волны в океане / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. М.: Наука. 1987. С.41-52.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
11. Лысанов Ю.П., Плоткин А.М. О влиянии гонкой структуры поля скорости звука на смещение зон конвергенции в океане // ДАН СССР. 1987. Т.295, № 3. С.1717-719.
12. Лысанов Ю.П., Плоткин А.М. Акустический эффект гонкой структуры поля скорости звука в океане // Акуст. журн. 1987. Т.33, № 6. С.1079-1082.
13. Guthrie A.N., Fitzgerald R.M., Nuttle D.A., Shaffer J.D. Long-range low-frequency cw propagation in the deep ocean: Antigua-Newfoundland // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V.56, N 1. P.58-69.

Буслаев В.С., Перель М.В. Структура акустического поля в глубоком море на малых глубинах и больших дальностях // Вестник ЛГУ. Сер. Физика, Химия. 1984. Т.22, № 4. С.9-17.

Перель М.В. Структура акустического поля в глубоком море на больших дальностях // Акустические волны в океане / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. М.: Наука, 1987. С.70-76.

ФОРМИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
ВЫТЕКАЮЩИМИ МОДАМИ,
А ТАКЖЕ СДВИГОВЫМИ И БОКОВЫМИ ВОЛНАМИ
В МАЛОМОДОВЫХ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНЫХ
ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Е.Л.Бородина, А.И.Хилько, В.Н.Широков

В натуральных условиях часто наблюдаются аномально высокие потери гидроакустического поля (см., например, [1]). Для объяснения этого явления необходимо рассмотреть эффекты, связанные с вытеканием энергии мод. Не учитывая сдвиговых колебаний в грунте либо в слое льда, при его наличии, решить эту задачу можно, например, путем подбора профилей скорости звука и плотности в волноводе [2], часто не соответствующих реальным. Введение в модель сдвиговых колебаний позволяет корректно рассчитать поглощение вытекающих мод и приводит к рассмотрению нормальных волн, обусловленных интерференцией переотраженных продольных и поперечных волн, а также волн типа Р. Лея и Стоунли, распространяющихся на поверхности грунта [3,4]. Присутствие в мелководном волноводе льда, как упругого слоя, приводит не только к изменению значений критических частот гидроакустических мод [5], но и к появлению симметричной и антисимметричной нулевых мод льдового слоя. В работах [6,7] отмечается влияние антисимметричной или изгибной моды на интерференционную структуру гидроакустического поля вблизи льда. Представляет интерес изучение вклада и симметричной нулевой льдовой моды, который, как показано далее, может быть значительным или даже доминирующим, например в зоне модовой тени, возникающей из-за высокого сатухания гидроакустических нормальных волн.

Рассмотрим вклад вытекающих мод, боковых волн и волн типа Рэлея и Стоунли в гидроакустическое поле в различных волноводах. Все моды океанического волновода в той или иной степени являются вытекающими, что обусловлено влиянием низкоскоростных осадочных слоев и воздуха. Поправки к волновым числам мод, связанные с вытеканием акустической энергии, например в воздух, малы и могут быть рассчитаны методом возмущений. Определение соответствующих характеристик мод в присутствии низкоскоростного грунта более сложно, так как сопряжено с необходимостью поиска корней дисперсионного уравнения в комплексной плоскости. Анализ структуры полей и сравнение вкладов различных компонент, путем сопоставления их частотных зависимостей, будем проводить для поэтапно усложняющихся моделей волноводов, начиная с волновода типа Пекериса, граничащего с низкоскоростным жидким полупространством, моделирующим воздух, и кончая трехслойным изоскоростным полупространством с упругими средами, выбранным в качестве модели мелкого моря, покрытого слоем льда.

Как уже было отмечено, присутствие воздуха не приводит к заметному влиянию на характеристики звукового поля, но его структура отличается наличием боковой волны, обусловленной распространением звука в воздухе. В случае расположения источника в воздухе это отличие оказывается значительным.

ВКЛАДЫ БОКОВЫХ ВОЛН И ВЫТЕКАЮЩИХ МОД В МОДЕЛИ ТРЕХСЛОЙНОЙ ЖИДКОЙ СРЕДЫ

В качестве первой модели выберем волновод, состоящий из горизонтально расположенного жидкого слоя, заключенного между двумя жидкими полупространствами. Делая предельный переход, при котором плотность среды в верхнем полупространстве уменьшается до нуля, можно получить выражение для звукового поля в волноводе Пекериса. Пусть точечный гармонический источник находится в верхней среде на высоте h_0 (ось z цилиндрической системы координат направим вверх от верхней границы слоя), тогда, удовлетворяя условиям непрерывности полей и их производных на границах и условию отсутствия излучения на бесконечности, получим решение волнового уравнения для давления в слое в следующем виде:

$$p_1(r, z, t) = p_1 \omega^2 \exp(i \omega t) \int_0^{\infty} k J_0(kr) [q_1(k, z) / d_1(k)] dk, \quad (1)$$

где $q_1(k, z) = 2q_0(\rho_1/\rho_0) \exp(-ik_1 h_0) \left\{ -\alpha_0 \cos[\alpha_0(h-z)] + i(\rho_0/\rho_2) \sin[\alpha_0(h-z)] \alpha_2 \right\}$,

$$d_1(k) = \sin(\alpha_0 h) \left[(\rho_1/\rho_0) \alpha_0^2 + (\rho_0/\rho_2) \alpha_1 \alpha_2 \right] + i \cos(\alpha_0 h) \left[\alpha_1 + (\rho_1/\rho_2) \alpha_2 \right] \alpha_0,$$

$$k_1 = \omega/c_1, \quad k_0 = \omega/c_0, \quad k_2 = \omega/c_2, \quad \alpha_1 = \sqrt{k_1^2 - k^2}, \quad \alpha_0 = \sqrt{k_0^2 - k^2}, \quad \alpha_2 = \sqrt{k_2^2 - k^2}$$

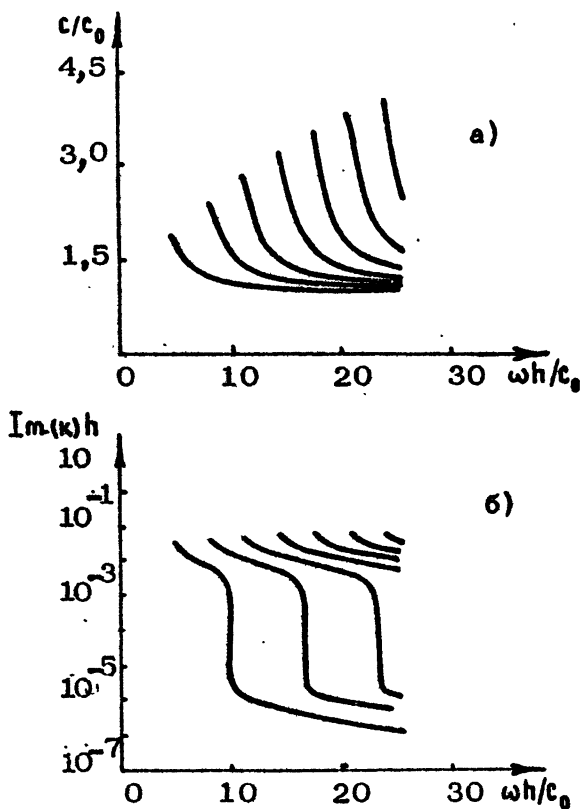
h - толщина слоя, c_1, c_0, c_2 - скорости звука соответственно в верхнем полупространстве, слое и в нижнем полупространстве, а ρ_1, ρ_0, ρ_2 - соответствующие им плотности сред, q_0 - мощность источника.

Представим интеграл в уравнении (1) в виде контурного по замкнутому пути интегрирования в верхней половине шестиугольной римановой поверхности [8]. При условии $kr \gg 1$, пользуясь теорией вычетов, получим

$$p_1(r, z, t) = \sum_{n=1}^N \text{Res}(k_n) - \sum_{m=1}^3 I_m, \quad (2)$$

где первое слагаемое представляет из себя сумму N вычетов подынтегральной функции относительно полюсов, находящихся вконтуре интегрирования, а второе - сумму интегралов по разрезам Пекериса в комплексной плоскости переменной k .

Рассмотрим случай разреженного верхнего полупространства: $c_1/c_0 = 0,2$, $\rho_1/\rho_0 = 0,001$ - в таком волноводе существуют только моды с комплексными волновыми числами. Подставляя в выражение для $d_1(k)$ волновое число k в виде $k = k_p + s$, где k_p - в общем случае комплексные волновые числа мод в модели Пекериса [8,9], найдем, что $\text{Re}(s) \approx (\rho_1/\rho_0)^2$, а $\text{Im}(s) \approx (\rho_1/\rho_0)$. Отсюда получаем, что характеристики нормальных волн рассматриваемого волновода и волновода Пекериса отличаются незначительно. На рис.1,а приведены зависимости амплитуд фазовых скоростей мод при следующих соотношениях между параметрами: $c_2/c_0 = 1,13$, $\rho_2/\rho_0 = 1,5$. Зависимости мнимых частей волновых чисел мод приведены на рис.1,б. Отличие этих величин от аналогичных в модели Пекериса состоит в малых мнимых добавках к волновым числам, которые хорошо видны вблизи значений частоты, соответствующих появлению распространяющихся мод.



Р и с. 1. Дисперсионные зависимости амплитуд фазовых скоростей (а) и мнимых частей волновых чисел (б) мод в трехслойной жидкой модели

Интегралы I_m в формуле (2) по берегам вертикальных разрезов к точкам $k=k_1$, $k=k_0$, $k=k_2$ комплексной плоскости можно представить в виде

$$\sum_{m=1}^3 I_m = \int_{i\infty}^{k_2} k H_0^{(1)}(k\gamma) F_2(k) dk + \int_{i\infty}^{k_1} k H_0^{(1)}(k\gamma) F_1(k) dk + \int_{i\infty}^{k_0} k H_0^{(1)}(k\gamma) F_0(k) dk, \quad (3)$$

где

$$F_2(k) = \frac{Q_1(k, z)}{d_1(k)} \Big|_{+\alpha_2} - \frac{Q_1(k, z)}{d_1(k)} \Big|_{-\alpha_2}, \quad F_1(k) = \frac{Q_1(k, z)}{d_1(k)} \Big|_{+\alpha_1} - \frac{Q_1(k, z)}{d_1(k)} \Big|_{-\alpha_1}$$

$$F_0(k) = \frac{Q_1(k, z)}{d_1(k)} \Big|_{+\alpha_0} - \frac{Q_1(k, z)}{d_1(k)} \Big|_{-\alpha_0}$$

Знак плюс перед α_i соответствует интегралу по левому берегу разреза, а минус — по правому. Первое слагаемое в формуле (3) является донной боковой волной, второе — поверхностной боковой волной. Третье обращается в нуль в результате того, что вклад в интеграл по одной стороне разреза вдоль линии $\operatorname{Re}(k) = k_0$ равен вкладу по второй стороне, и входит с противоположным знаком. В приближении

$$2t_0^2 \left[k_0 h \sqrt{1 - (c_0/c_2)^2} \right] \ll (c_2/c_0 - c_0/c_2) k_0 \tau$$

первый интеграл приведем к виду

$$I_1(\tau, z) = 2(\rho_1/\rho_2)/\tau^2 \operatorname{erf} \left[i k_2 \tau - k_1 h_0 \sqrt{1 - (c_1/c_2)^2} \right] \left\{ i \alpha_0 (\rho_1/\rho_0) \cos(\alpha_0 z) + \alpha_1 \sin(\alpha_0 z) \right\} / \left\{ \alpha_0 [\alpha_0 (\rho_1/\rho_0) \sin(\alpha_0 h) + i \alpha_1 \cos(\alpha_0 h)]^2 \right\}. \quad (4)$$

Отсюда видно, что функция $I_1(\tau, z)$ по глубине осциллирует и с расстоянием спадает по закону $1/\tau^2$. Когда

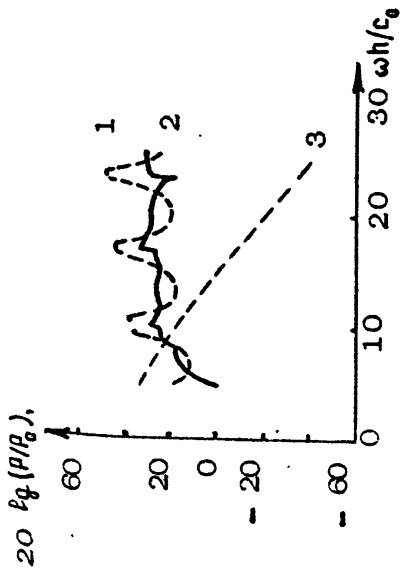
$$(\rho_1/\rho_0)^2 (c_0/c_1 - c_1/c_0) k_0 \tau \ll 1,$$

второй интеграл имеет вид

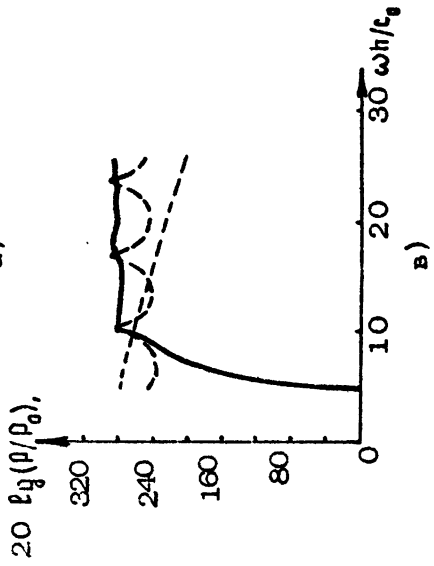
$$I_2(\tau, z) = 2(\rho_1/\rho_0)/\tau \operatorname{erf} \left[i k_2 \tau - k_0 z \sqrt{(c_0/c_1)^2 - 1} \right].$$

Видно, что функция $I_2(\tau, z)$ экспоненциально спадает по глубине и обратно пропорциональна расстоянию.

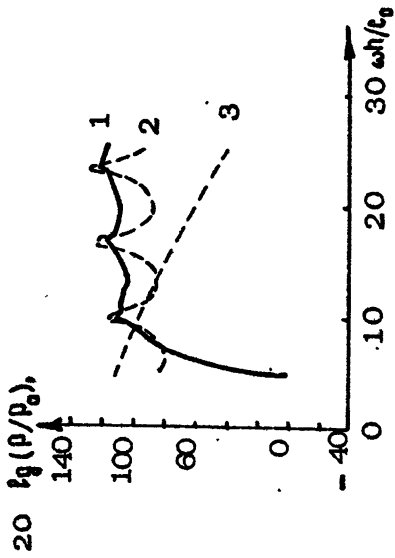
На частотах, меньших критической частоты первой моды поле будет состоять только из боковых волн. С увеличением частоты вклад первых квазираспространяющихся мод станет преимущественным, но только вблизи источника, так как поле в этих волнах с расстоянием спадает по экспоненциальному закону. Рис. 2, на котором приведены сравнительные амплитудно-частотные характеристики обеих боковых волн и суммы мод при $h_0 = 0$, $z = -0,1h$, иллюстрирует этот факт: на частотах, меньших значения, соответствующего превращению первой моды в распространяющуюся, можно, увеличивая расстояние, увидеть преобладание боковых волн (кривые 2 и 3) над полем нормальных (кривая 1). Введение диссипативного затухания должно еще более усилить этот эффект. Как уже было замечено, поле в поверхностной боковой волне, в отличие от донной, экспоненциально уменьшается с увеличением расстояния от поверхности, и в связи с этим падает при повышении частоты. В результате можно



а)



б)



в)

Р и с. 2. Вклад различных компонент поля: 1 - суммы нормальных мод, 2 - донной и 3 - поверхностной боковых волн ($\xi = 0, 1h$): а - $\gamma = 2h$, б - $\gamma = 8h$, в - $\gamma = 20h$

подытожить, что для звукового поля в рассматриваемом волноводе, при отсутствии распространяющихся мод, характерна сложная пространственно-частотная зависимость, связанная с влиянием боковых волн, а отличительной особенностью по сравнению с моделью Пекериса является наличие верхнего разреженного полупространства, при возбуждении из которого появляется значительный вклад поверхностной боковой волны.

СРАВНЕНИЕ ВКЛАДОВ ВОЛН, ОБУСЛОВЛЕННЫХ СДВИГОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ, И ВЫТЕКАЮЩИХ МОД В МОДЕЛИ ТРЕХСЛОЙНОЙ УПРУГОЙ СРЕДЫ

В качестве второй модели выберем систему, состоящую из жидкого слоя, заключенного между упругим слоем и упругим полупространством. Соответствующий предельный переход позволяет получить из указанной модели волновод, состоящий из жидкого слоя с упругим дном. Пусть точечный гармонический источник расположен в жидком слое на глубине h_3 , тогда соответствующее решение для поля давления можно записать в таком виде [6]:

$$p_2(r, z, t) = p_0 \omega^2 e^{i\omega t} \int_0^{\infty} k J_0(kr) [q_2(k, z)/d_2(k)] dk, \quad (5)$$

где

$$q_2(k, z) = q_0 \begin{cases} \left\{ \left(\rho_0/\rho' \right) \alpha_e' k_t'^4 \sin[\alpha_0(h_2 - h_3)] + i \alpha_0 R'(k) \cos[\alpha_0(h_2 - h_3)] \right\} \times \\ \times \left\{ \left(\rho_0/\rho \right) \alpha_e k_t^4 P_1(k) \sin[\alpha_0(z + h_1)] - \alpha_0 P_2(k) \cos[\alpha_0(z + h_1)] \right\}, & z > -h_3 \\ \left\{ \left(\rho_0/\rho' \right) \alpha_e' k_t'^4 \sin[\alpha_0(h_2 + z)] + i \alpha_0 R'(k) \cos[\alpha_0(h_2 + z)] \right\} \times \\ \times \left\{ \left(\rho_0/\rho \right) \alpha_e k_t^4 P_1(k) \sin[\alpha_0(h_3 - h_1)] - \alpha_0 P_2(k) \cos[\alpha_0(h_3 - h_1)] \right\}, & z < -h_3 \end{cases}$$

$$d_2(k) = \alpha_e \left(\rho_0/\rho \right) k_t^4 \left[\alpha_e' \left(\rho_0/\rho' \right) k_t'^4 \sin(\alpha_0 \Delta h) + i \alpha_0 R'(k) \cos(\alpha_0 \Delta h) \right] P_1(k) + \\ + \alpha_0 \left[\alpha_e' \left(\rho_0/\rho' \right) k_t'^4 \cos(\alpha_0 \Delta h) + i \alpha_0 R'(k) \sin(\alpha_0 \Delta h) \right] P_2(k),$$

$$P_1(k) = (2k^2 - k_t^2)^2 \cos(\alpha_e h_1) \sin(\alpha_t h_1) + 4k^2 \alpha_e \alpha_t \sin(\alpha_e h_1) \cos(\alpha_t h_1),$$

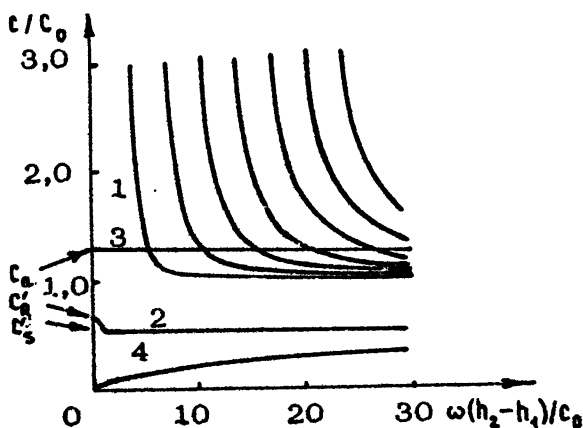
$$\rho_2(\kappa) = \theta \kappa^2 \alpha_e \alpha_t (2\kappa^2 - \kappa_t^2)^2 [1 - \cos(\alpha_e h_1) \cos(\alpha_t h_1)] + [(2\kappa^2 - \kappa_t^2)^4 + 16\kappa^4 \alpha_e^2 \alpha_t^2] \sin(\alpha_e h_1) \sin(\alpha_t h_1),$$

$$R'(\kappa) = (2\kappa^2 - \kappa_t'^2)^2 + 4\kappa^2 \alpha_e' \alpha_t',$$

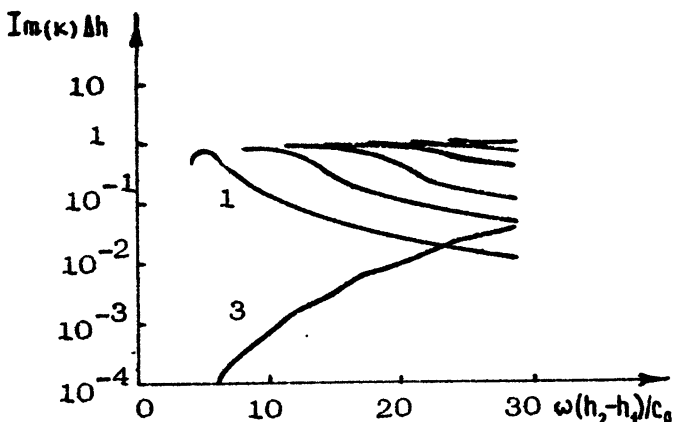
$\kappa_e = \omega/c_e$, $\kappa_t = \omega/c_t$, $\kappa_0 = \omega/c_0$, $\kappa_e' = \omega/c_e'$, $\kappa_t' = \omega/c_t'$, $\alpha_e = \sqrt{\kappa_e^2 - \kappa^2}$, $\alpha_t = \sqrt{\kappa_t^2 - \kappa^2}$; $\alpha_0 = \sqrt{\kappa_0^2 - \kappa^2}$; $\alpha_e' = \sqrt{\kappa_e'^2 - \kappa^2}$; $\alpha_t' = \sqrt{\kappa_t'^2 - \kappa^2}$; h_1 — толщина твердого слоя; $h_2 - h_1 = \Delta h$ — толщина жидкого слоя; c_e, c_t, ρ — соответственно скорости распространения продольных и сдвиговых волн и плотность в упругом слое; c_e', c_t', ρ' — соответствующие величины в упругом полупространстве, а c_0 и ρ_0 — скорость звука и плотность в жидком слое. После интегрирования в комплексной плоскости переменной κ выражение (5) при условии $\kappa t \gg 1$ приведем к виду, аналогичному (2), однако интегралов по разрезам будет пять. Рассмотрим модовую структуру акустического поля и проведем сравнительные расчеты вкладов различных нормальных волн.

Как уже было отмечено, структура звукового поля в данной модели усложняется появлением ряда дополнительных мод, связанных с упругими колебаниями в верхнем слое и подстилающем полупространстве. На рис.3 приведены дисперсионные зависимости фазовых скоростей (а) и мнимых частей волновых чисел мод (б) при следующих, в дополнении к указанным в предыдущей модели, соотношениях между параметрами: $h \rightarrow \Delta h$, $c_2 \rightarrow c_2'$, $\rho_2 \rightarrow \rho'$, $c_e/c_0 = 1,53$, $c_t/c_0 = 0,67$, $c_t'/c_0 = 0,61$, $\rho/\rho_0 = 0,9$, $h_1/\Delta h = 0,02$, что соответствует модели часто встречающегося в экспериментах грунта, скорость сдвиговых волн в котором меньше скорости звука в океане, и упругим свойствам шельфовых сезонных льдов. Из рис.3, а и 1, а видно, что значения критических частот гидроакустических нормальных волн в рассматриваемом волноводе, в сравнении с первой моделью, сдвигаются в сторону больших частот ввиду изменения импедансных условий на границах жидкого слоя. Эти моды (кривые 1) являются вытекающими на всех частотах и, как видно из рис.3, б, их коэффициенты затухания значительно превышают соответствующие им величины в модели Пекериса (см. рис.1, б). В области высоких частот ($\omega \gg c_e'/\Delta h$ и $\omega \gg c_e/h_1$) дисперсионное уравнение $d_2(\kappa) = 0$ асимптотически переходит в три уравнения:

$$\alpha_e'(\rho_0/\rho')\kappa_t'^4 + \alpha_0 R'(\kappa) = 0, \quad \alpha_e(\rho_0/\rho)\kappa_t^4 + \alpha_0 R(\kappa) = 0, \quad R(\kappa) = 0,$$



а)



б)

Р и с. 3. Дисперсионные зависимости фазовых скоростей (а) и мнимых частей волновых чисел (б) мод в трехслойной упругой модели

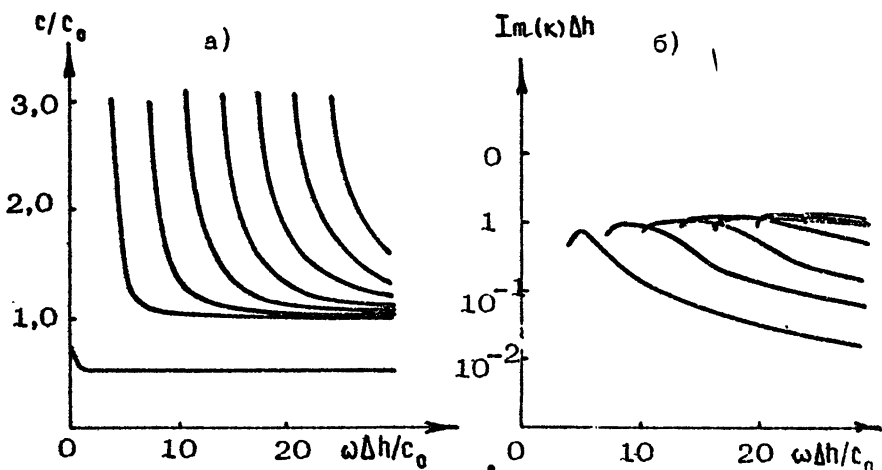
где $R(k) = (\gamma k^2 - k_t^2)^2 + 4k^2 d_g d_t$. Первое уравнение является дисперсионным уравнением Стоунли системы вода - грунт, второе - уравнением Стоунли системы вода - лед и третье - уравнением Рэля для волн на поверхности льда [10]. В области низких частот ($\omega \ll c_t'/h$ и $\omega \ll c_t/h_1$) дисперсионное уравнение дает два решения: $k_a = k_t^2 / (2\sqrt{k_t^2 - k_g^2})$ и волновое число волны Рэля изолированного грунта (решение уравнения $R'(k) = 0$). Как видно из рис.3,а, решению уравнения Рэля

грунта на низких частотах ($c=c'_R$) и решению уравнения Стоунли системы вода - грунт на высоких ($c=c'_z$) - соответствует одна мода (кривая 2), которую далее будем называть грунтовой. В работе [4] показано, что данная мода является волной Рэлея грунта. Волна Стоунли системы грунт - вода в рассматриваемом случае - вытекающая, а как следует из работы [3], она начинает вносить заметный вклад при скоростях поперечных волн $c'_z > 0,65 c_0$. Низкочастотная асимптотика $c'_R = \omega/k_R$ принадлежит симметричной нулевой моде льдогового слоя (кривая 3). Ввиду ограниченности рассматриваемого здесь частотного диапазона фазовая скорость данной моды не успевает значительно измениться. Более полная зависимость приведена в работе [7]. Значение скорости волны Рэлея системы лед - вода является высокочастотной асимптотикой антисимметричной нулевой или изгибной моды льдогового слоя (кривая 4), фазовая скорость которой на низких частотах начинается с нулевого значения.

Грунтовая мода при любых параметрах является распространяющейся, так как оба асимптотических значения ее фазовой скорости меньше скорости сдвиговых волн в дне [11]. Также распространяющейся при выбранных параметрах во всем частотном диапазоне является изгибная мода, а высокоскоростная симметричная - на всех частотах - вытекающая, причем следует отметить ее низкий коэффициент затухания (см. кривую 3 на рис.3,б). Ввиду того что вертикальные проекции волновых чисел α_0 изгибной и грунтовой мод во всем частотном диапазоне мнимые, эти моды являются в жидком слое неоднородными, т.е. экспоненциально спадающими при увеличении расстояния от границ разделов сред. Поле в симметричной моде, напротив, в рассматриваемой области частот в жидком слое осциллирует с глубиной.

Из формулы (5), совершая предельный переход $h_1 \rightarrow 0$ или $p \rightarrow p_0$, $c_z \rightarrow \infty$, можно получить выражение для поля давления в отсутствие упругого слоя:

$$p_3(r, z, t) = p_0 \omega^2 \varepsilon \text{tr} (i\omega t) \int_0^{\infty} k J_0(kr) [q_3(k, z) / d_3(k)] dk, \quad (7)$$



Р и с. 4. Дисперсионные зависимости фазовых скоростей (а) и мнимых частей волновых чисел (б) мод в двухслойной модели с упругим дном

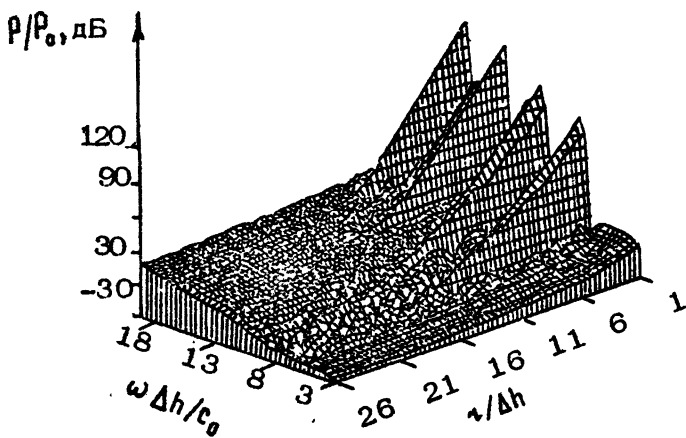
где

$$q_3(k, z) = q_0 \begin{cases} \left\{ (\rho_0/\rho') \alpha'_e k'_t{}^4 \sin[\alpha_0(h_2 - h_3)] + i \alpha_0 R'(k) \times \right. \\ \left. \times \cos[\alpha_0(h_2 - h_3)] \right\} \sin(\alpha_0 z), & z > -h_3 \\ \left\{ (\rho_0/\rho') \alpha'_e k'_t{}^4 \sin[\alpha_0(h_2 + z)] + i \alpha_0 R'(k) \times \right. \\ \left. \times \cos[\alpha_0(h_2 + z)] \right\} \sin(\alpha_0 h_3), & z < -h_3 \end{cases}$$

$$d_3(k) = (\rho_0/\rho') \alpha'_e k'_t{}^4 \sin(\alpha_0 h_2) + i \alpha_0 R'(k) \cos(\alpha_0 h_2).$$

Дисперсионные зависимости мод этого волновода приведены соответственно на рис.4,а,б. здесь также происходит небольшой сдвиг критических частот гидроакустических мод по сравнению с предыдущими моделями, а зависимость фазовой скорости грунтовой моды практически такая же, как на рис.3, т.е. присутствие упругого слоя на эту моду не влияет; моды упругого слоя отсутствуют.

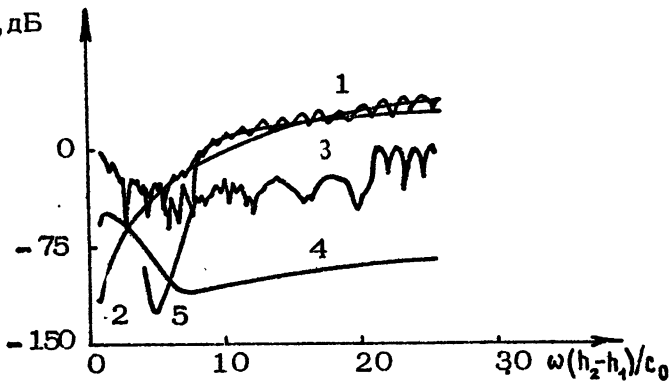
Проведем численное сравнение вкладов различных мод в суммарное поле $p_3(r, z, t)$. На рис.5 приведена зависимость амплитуды давления от расстояния до источника и от его частоты на глубине $z = -5h_1$ ($h_3 = 2h_1$). На частотах, меньших критической первой нормальной волны жидкого



Р и с. 5. Зависимость амплитуды давления от частоты и расстояния на глубине $\alpha = -5h_1$ ($h_s = 2h_1$)

слоя, вклад изгибной моды в суммарное поле является основным, а выше критической поле на малых расстояниях определяется интерференцией двух мод: изгибной и первой гидроакустической. Четыре экспоненциально спадающих с расстоянием резонансных пика совпадают с критическими частотами второй и последующих мод жидкого слоя. На расстояниях $r \geq 10 \Delta h$ поле определяется только суммой распространяющихся и слабовытекающих мод. К слабовытекающим, как уже выше было отмечено, кроме первой гидроакустической моды на частотах $\omega \geq 10c_0/\Delta h$, относится симметричная нулевая льдовая мода. Сравнительные амплитудно-частотные характеристики этой и других мод для расстояния $r = 20\Delta h$ приведены на рис.6 ($\alpha = -15h_1$, $h_s = 15h_1$), откуда видно, что на низких частотах ($\omega \leq 5c_0/\Delta h$) вклад изгибной волны является основным. При повышении частоты, по мере увеличения коэффициента возбуждения, вклад симметричной моды становится доминирующим. На более высоких частотах ($\omega \geq 10c_0/\Delta h$) затухание первой гидроакустической моды ослабевает настолько, что ее влияние на данном расстоянии начинает быть значительным: поле определяется интерференцией этой моды с симметричной. Следует ожидать, что при дальнейшем повышении частоты или толщины жидкого слоя затухание второй и последующих гидроакустических мод станет также малым и их вклад будет существенным. Влияние грунтовой волны, как показывают вычисления, является значи-

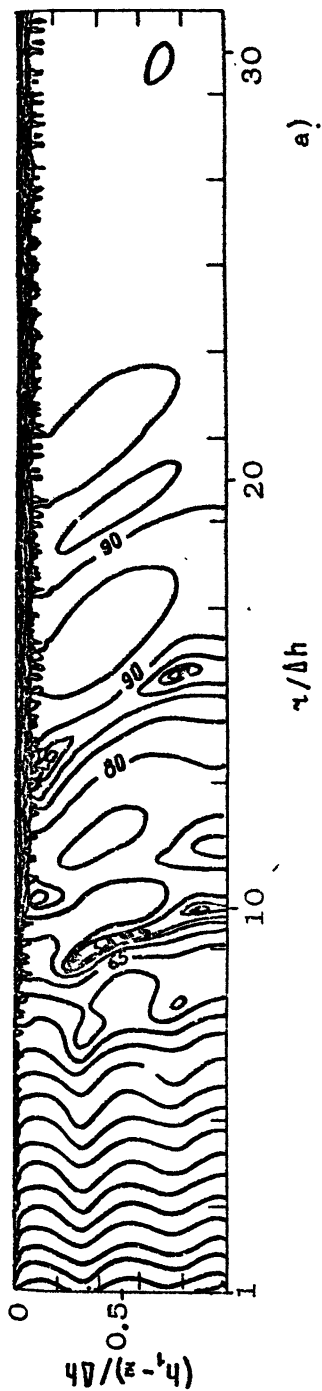
$20 \lg(P/P_0), \text{дБ}$



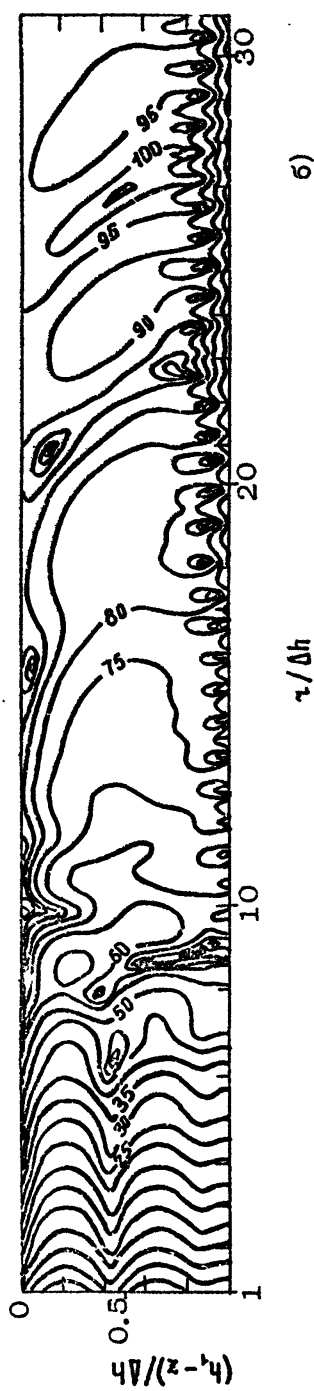
Р и с. 6. АЧХ амплитуды давления: 1 - в суммарном поле, 2 - в симметричной волне, 3 - в изгибной моде, 4 - в грунтовой, 5 - в первой гидроакустической моде ($\chi = -15h_1$, $h_2 = 15h_1$, $\tau = 20\Delta h$)

тельным или определяющим в случае придонного расположения источника, а также на докритических частотах в отсутствие упругого слоя. На рис.7 приведены изолинии профиля поля давления в зависимости от частоты и расстояния для двух положений источника: приповерхностного и придонного - на частоте $\omega = 8,5 c_0 / \Delta h$. В первом случае, с увеличением расстояния от источника, уровень поля принимает ярко выраженный приповерхностный характер за счет изгибной волны, являющейся распространяющейся и доминирующей вблизи границы с упругим слоем, а во втором случае, наоборот, источник, расположенный вблизи дна, эффективно возбуждает грунтовую моду, которая на достаточно больших расстояниях ($\tau \approx 10 \Delta h$) вблизи дна вносит основной вклад в придонном слое.

Таким образом, в результате проведенных расчетов показано, что для случая мелкого моря, когда скорость сдвиговых волн меньше скорости звука в воде, на расстоянии $\tau \approx 10 \Delta h$ и частоте $\omega \lesssim 10 c_0 / \Delta h$ поле формируется волнами, обусловленными сдвиговыми колебаниями в грунте и слое льда, а также боковыми волнами, дающими основной вклад в придонных и приповерхностных областях волновода. При этом вдали от границ жидкого слоя уровень поля будет заметно ослаблен. На частотах $\omega \approx 10 c_0 / \Delta h$ поле в



а)



б)

Р и с. 7. Профили амплитуды давления в зависимости от расстояния и глубины:
 а - $h_3 = 2h_1$, б - $h_3 = 45h_1$

толще жидкого слоя будет представлять из себя суперпозицию одной-двух слабовытекающих гидроакустических мод. Показано также значительное влияние на интерференциальную структуру поля симметричной нулевой льдовой моды, которая может сильно повысить уровень поля в толще водного слоя на частотах $\omega \lesssim 10\tau_0/\Delta h$ при эффективном затухании вытекающих гидроакустических мод.

В настоящих расчетах не учитывалось затухание мод, обусловленное рассеянием и поглощением энергии. Такое затухание зависит от различных факторов: возраст льда, наличие на нем крупномасштабных неоднородностей (торосы, трещины, наросты и т.п.), характеристики осадочного слоя. Перечисленные факторы могут привести к значительному затуханию поверхностных распространяющихся и вытекающих волн. В заключение заметим, что присутствие различных неоднородностей усложнит структуру поля перевозбуждением, взаимной трансформацией гидроакустических мод и волн типа Рэлея-Стоунли.

Л и т е р а т у р а

1. Хаструп О.Ф. Аномалии потерь при отражении вблизи малых углов скольжения и их влияние на распространение в мелком море // Акустика дна океана / Под ред. У.Купермана, Ф.Енсена. М.: Мир, 1982. С.105-119.
2. Агеева Н.С., Крупин В.Д. Поведение частотных характеристик мод в мелком море при варьировании скорости продольных волн в слое осадков и профиля скорости звука в водном слое // Акуст. журн. 1984. Т.30, №5. С.577-584.
3. Грудская О.Н., Грудский С.М., Кравцов Ю.А. Распространение звука в простейших гидроакустических волноводах с жидким и упругим дном: Препринт ИОФ АН СССР №57. М., 1989. 62с.
4. Лобанов В.Н., Петухов Ю.В. Особенности пространственно-частотного распределения интенсивности широкополосного звука в мелководном океаническом волноводе: Препринт НИРФИ №321. Н.Новгород, 1991. 49с.
5. Грачев Г.А., Ривелис Е.А., Розенберг А.В. О влиянии тонкого льда на распространение низкочастотного звука в мелком море // Мат. методы прикладной акустики

/Под ред. И.Б.Симоненко; РГУ. Ростов-на-Дону, 1990. 176с.

6. Хилько А.И., Широков В.Н. Структура сейсмоакустического поля в покрытом льдом мелком море с упругим дном при различных условиях возбуждения//Волны и дифракция-90/Под.ред. Б.Е.Кинбера; Физическое об-во. М. 1990. Т.2. С.362-365.
7. Хилько А.И., Широков В.Н. Амплитудно-частотные характеристики звукового поля в волноводе с упругими стенками// Вестн. Киев. политех. ин-та. Электроакустика и звукотехника. Вып.15. Киев: Изд-во при КГУ, 1991.
8. Пекерис К.Л. Теория распространения звука в мелкой воде// Распространение звука в океане / Под ред. Л.М.Бреховских. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. С.48-156.
9. Куяма Т., Кикучи Т. Вычисление комплексных волновых чисел виртуальных мод в модели Пекериса//Подводная акустика и обработка сигналов/Под. ред. Л.Бьерне. М.: Мир, 1985. С.155-160.
10. Бреховских Л.М. Распространение волн в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343с.
11. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416с.

ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ПОЛЕЙ
НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ЛОКАЛИЗОВАННЫХ
И СЛУЧАЙНО-РАСПРЕДЕЛЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ
В РЕФРАКЦИОННЫХ ВОЛНОВОДАХ

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ЛОКАЛИЗОВАННЫХ
НЕОДНОРОДНОСТЯХ
В ВОЛНОВОДАХ ОКЕАНИЧЕСКОГО ТИПА

С.М.Горский, В.А.Зверев, А.И.Хилько

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач гидроакустики, вызывающей интерес, с точки зрения теории распространения, а также имеющей прикладное значение, является задача о дифракции акустического поля на пространственно-локализованных неоднородностях в плоскостойких волноводах. Дифрагированное на неоднородности поле в океаническом волноводе формируется интерференцией нормальных волн. В связи с этим его структура может быть существенно сложнее по сравнению с аналогичными структурами, наблюдающимися в свободном пространстве. В частности, за счет концентрации поля волноводом по глубине, возмущения, вносимые неоднородностью, могут заметно превосходить аналогичные возмущения, возникающие в свободном пространстве. Вместе с тем будет наблюдаться и локальное ослабление поля вследствие деструктивной интерференции. Можно с уверенностью утверждать, что для неоднородной среды, в частности океана, исследование структуры дифрагированных полей является важной и практически актуальной задачей. Результаты таких исследований являются основой для разработки принципов построения систем акустической том. графики вихрей, внутритермоклинных линз, скоплений рыб и микроорганизмов, льдин, айсбергов, а также других неоднородностей океана [1-7]. Рассматриваемая задача является внутренней краевой задачей дифракции

для неоднородных волноводов. К ней сводятся также другие практические проблемы, такие как анализ влияния дефектов стенок оптических волоконных волноведущих систем на передаваемые сигналы [8,9], поиск туннелей, полостей и локализованных неоднородностей в Земле [10,11], учет влияния неоднородностей на передачу энергии волноводами в СВЧ-технике [12-15].

В большинстве случаев получить замкнутые аналитические решения внутренней краевой задачи для нерегулярных волноводов не представляется возможным. Даже для свободного пространства строгие аналитические решения в виде рядов удается найти лишь в случае небольшого класса тел координатной формы, имеющих, к тому же, простое внутреннее строение. Когда тела имеют произвольную форму, либо имеют сложное внутреннее строение, для решения задачи используются численные методы, позволяющие найти решения с конечной точностью. К таким методам относятся: метод, основанный на гипотезе Рэлея о представлении поля дифракции в виде набора расходящихся волн [16], методы, использующие решения интегральных уравнений [12,16], метод Т-матриц [17] и другие методы [13,14,16].

Перечисленные способы решения можно использовать и в случае внутренней задачи дифракции для неоднородных волноводов. Однако задача при этом усложняется, поскольку чаще всего не удается отыскать подходящей системы координат, позволяющей легко удовлетворить граничным условиям на возмущающем теле, а также на границах волновода. Кроме того, возникает проблема учета эффектов многократного рассеяния, играющих существенную роль в случае, когда неоднородность располагается вблизи одной из хорошо отражающих стенок волновода. Во многих практических задачах, в частности в геофизике, волноводы являются слоисто-неоднородными, а также изменяют свои свойства вдоль волноводной оси. Расчет полей в нерегулярных волноводах представляет собой самостоятельную, достаточно сложную и к настоящему времени не полностью решенную задачу. Учитывая перечисленные особенности внутренней задачи дифракции в неоднородных волноводах и известное развитие способов решения, трудно ожидать, что строгие аналитические решения задачи будут найдены в ближайшее время. Сложности обуславливаются прежде всего принципиальными различиями геометрии волноводной системы и пространственно ограниченной неоднород-

ности. Вместе с тем известны попытки исследования задачи в достаточно строгой формулировке, например, с учетом эффектов многократного рассеяния [18-22]. Можно также выделить целый ряд методов решения, основанных на предположении о малости многократно рассеянных полей, а также слабой изменчивости свойств волновода на масштабах неоднородности [19-21]. Кроме того, для решения внутренней задачи дифракции в неоднородных волноводах используются методы, основанные на динноволновом либо коротковолновом приближении дифракции на неоднородностях [19,20].

В целом следует отметить общую закономерность, присущую многим из перечисленных работ. Она заключается в стремлении разделить общую задачу на решение двух отдельных задач - распространения и рассеяния, определив в некотором интервале параметров (размеры, частота и др.) алгоритм, с помощью которого можно построить общее решение, пользуясь известными решениями для полей в неоднородных волноводах и рассеяния в свободном пространстве. Такой подход позволяет провести анализ задачи, основываясь на результатах, полученных ранее.

Изучение дифракции возможно аналитическими методами, с помощью численного эксперимента, на основе физического моделирования, а также путем натуральных измерений. В настоящей работе, имея отчасти обзорный характер, обсуждаются в основном возможности численного моделирования и измерений в условиях физического моделирования. Значимость перечисленных методов, с точки зрения исследования явлений дифракции в океане, обусловлена трудностями проведения гидроакустических экспериментов. При этом предварительные расчеты и измерения в модельных условиях могут заметно повысить эффективность технически сложных натуральных наблюдений.

Кроме того, на основании результатов, полученных различными авторами, систематизированы представления о структуре возмущенных сигналов в волноводах и в краткой форме рассмотрены возможности формирования и измерения дифрагированных полей в плоскостойких волноводах.

Прежде чем приступить к анализу сформулированной проблемы, отметим, что на практике существует достаточно обширный набор различного типа неоднородностей, возмущающих океанический волновод. Учитывая цели работы, заключающиеся в большей степени в обсуждении методов решения за-

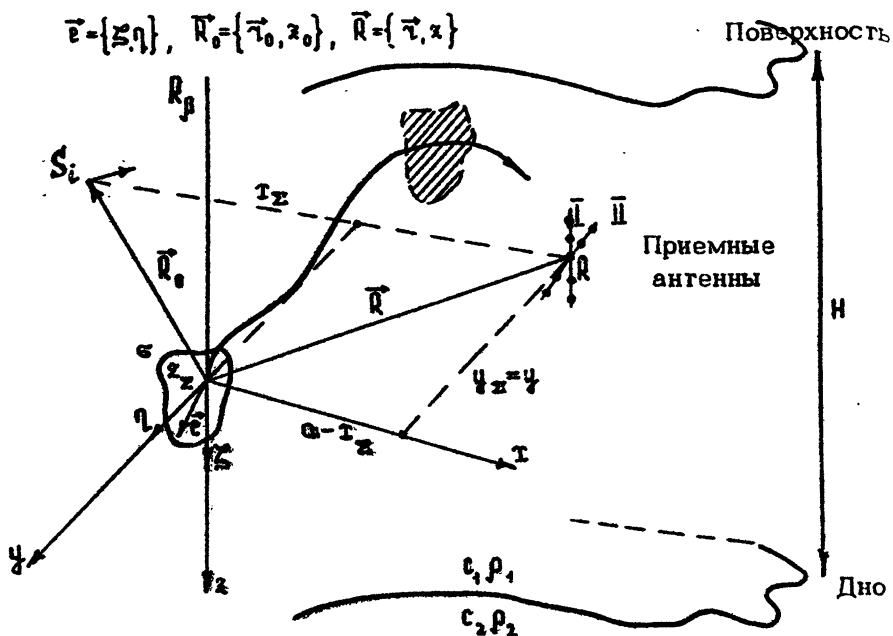
дачи, а также для упрощения, будем далее считать, что в качестве неоднородности выступает тело простой формы с заданными, в общем случае, импедансными граничными условиями на его поверхности. Принимая во внимание направленность работ сборника в целом, будем, где это возможно, делать акцент на особенностях рассматриваемой задачи применительно к океаническим волноводам.

АНАЛИЗ МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Внутренняя краевая задача для неоднородных волноводов формулируется следующим образом: возмущенное поле, представляющее собой сумму невозмущенного ψ_0 поля и дифрагированного поля ψ_s (где ψ - потенциал скорости смещения), должно удовлетворять скалярному волновому уравнению, начальным условиям, условиям излучения и граничным условиям на границах волновода и поверхности возмущающего тела [23]. Совокупность перечисленных условий вместе с волновым уравнением (с переменными коэффициентами в случае неоднородных волноводов) можно представить в виде соотношения, включающего функцию Грина. При этом получается другая, эквивалентная первой, постановка внутренней краевой задачи:

$$\psi(\vec{R}) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[G(\vec{R}, \vec{R}_s) \nabla_s \psi(\vec{R}_s) - \psi(\vec{R}_s) \nabla_s G(\vec{R}, \vec{R}_s) \right] d\vec{A}_s + (1) \\ + \int_V p(\vec{R}_p) G(\vec{R}, \vec{R}_p) dV_p,$$

где S - поверхность возмущающего тела, $\vec{R}, \vec{R}_s, \vec{R}_p$ - соответственно радиус-векторы точек наблюдения, поверхности тела и протяженного источника $p(\vec{R}_p)$ (рис.1). Функция $G(\vec{R}, \vec{R}_s)$ является функцией Грина. Из формулы (1) следует, что для определения возмущенного поля необходимо знание поля и его производной по нормали на поверхности возмущающего тела. При этом в неявном виде в уравнение (1) входит импеданс поверхности тела, связывающий поле и его производную по нормали. Для того чтобы уравнение (1) было замкнутым, необходимо, в общем случае, решить задачу о колебаниях тела. Это существенно усложняет вычисление возмущенного поля в волноводе. В связи с этим заметим, что



Р и с. 1. Расположение источника рассеивателя и приемной системы и принятые обозначения

задача о рассеянии акустического поля на упругих телах простой формы в свободном пространстве рассматривалась различными авторами и структура рассеянных сигналов во многих деталях исследована (см. [16] и цитированную там литературу). Вместе с тем задача о дифракции полей на упругих телах в волноводах, по-видимому, впервые была исследована в работе [22], где рассматривалась задача о дифракции акустических полей на упругом бесконечной длины цилиндре в плоскослоистом волноводе.

В случае, когда возмущающее тело можно характеризовать локальным импедансом, интегральное уравнение для поля и его производной на поверхности тела, которое получается из уравнения (1) при опускании точки наблюдения на поверхность S , становится переопределенным и может быть сведено к решению интегрального уравнения Фредгольма первого либо второго рода. Для решения задачи дифракции в свободном пространстве используются методы решения интег

ральных уравнений, позволяющие свести интегральные уравнения к бесконечной системе алгебраических уравнений [12,16,24]. При попытке использовать эти методы для решения внутренней задачи дифракции, кроме сложностей, связанных с возникновением резонансных явлений, возникают дополнительные трудности связанные с эффектами многократного рассеяния, а также с адекватным описанием трансформации различных типов волн в волноводах с упругими стенками. Решение уравнения (1) может быть, тем не менее, найдено различными методами, отличающимися способом определения функции Грина.

Наиболее простой и универсальный способ заключается в использовании функции Грина свободного пространства. Его можно считать прямым численным методом, поскольку такой выбор функции Грина не учитывает каких-либо особенностей задачи. Трудности использования прямого численного метода заключаются в сложности обоснования достоверности получаемых результатов, плохой сходимости и неустойчивости решений [16,24]. Обычно такие методы применяют при решении задачи для тел сложной формы. В рассматриваемой задаче используются также достаточно универсальные численно-аналитические методы, опирающиеся на полуобращение интегральных уравнений и позволяющие путем выделения особенностей сформулировать задачу в корректном виде [12,13].

Заметим, что использование функции Грина свободного пространства в принципе позволяет учесть все эффекты, связанные как с многократным рассеянием, так и с трансформацией энергии в сложнопостроенных волноводах.

Возможно использование и других форм функции Грина, например, функций Грина, удовлетворяющих граничным условиям на каждой из стенок волновода и на возмущающем теле в отдельности (метод Шварцшильда [16]). Анализ особенностей такого подхода к внутренней задаче дифракции в волноводах [25] показал медленную сходимость решений. По-видимому, наиболее удобным является использование функции Грина невозмущенного волновода. При этом автоматически удовлетворяются граничные условия на стенках волновода и интегрирование в уравнении (1) осуществляется по поверхности возмущающего тела. Дальнейшее развитие методов решения внутренней краевой задачи дифракции заключается в использовании различных форм представления функции Грина волновода и рассеянного неоднородностью поля, что позволяет

решить задачу с различной степенью точности и эффективности.

Тела координатной формы. Прежде всего выделим метод, при котором для упрощения задачи исследуется дифракция в плоскостных волноводах на телах простой формы: горизонтально расположенном цилиндре, сфере и сфероиде [6,9,22]. Для удовлетворения граничных условий на поверхности таких тел удобно представить рассеянные поля в форме разложения по собственным функциям свободного пространства в соответствующей системе координат (например, по цилиндрическим волнам). При этом возникает проблема переразложения поля в волноводе по системе функций, выбранной для удовлетворения граничных условий на теле простой формы. Известны соответствующие преобразования, позволяющие, например, представить плоские волны в виде суперпозиции цилиндрических волн [16]. Указанный подход использован в работе [6] для анализа дифракции акустических волн на жесткой сфере в изоскоростном волноводе, в работах [8-11] при исследовании дифракции электромагнитных волн на диэлектрическом цилиндре, образующая которого параллельна стенкам плоскостного волновода.

Малость многократно рассеянных полей. Для отыскания решения в вышеперечисленных работах, по существу, была использована гипотеза Рэлея, в соответствии с которой эффекты многократного рассеяния предполагались малыми, и соответственно рассеянные поля представлялись в виде суммы только расходящихся волн. С физической точки зрения такое предположение выполняется, если тело находится на достаточном удалении от стенок волновода и стенки волновода не являются идеально отражающими. Исходя из простых физических соображений, можно показать, что интенсивность многократно рассеянных полей не будет превышать 1% от общей энергии возмущенного поля в случае, когда удовлетворяется неравенство

$$R \Delta n (h [n_1 + n_2])^{-1} < \frac{1}{2},$$

где R - радиус сферы (цилиндра), h - расстояние от центра сферы до стенки волновода, $\Delta n = n_1 - n_2$, n_1 и n_2 - коэффициенты преломления соответственно в материале стенки и заполнении волновода [9]. "Сшивание" полей на выбранной определенным образом поверхности позволяет представить

решение интегрального уравнения в виде бесконечной системы линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов в разложении рассеянного поля по цилиндрическим или сферическим гармоникам. Матричные члены системы алгебраических уравнений являются интегралами в комплексной плоскости по всем модам волновода (имеются в виду распространяющиеся моды, вытекающие моды и моды сплошного спектра) [9,11]. Решение указанной системы уравнений в принципе может быть осуществлено на основе метода редукции.

Прежде чем перейти к методам дальнейшего анализа, отметим, что для учета эффектов многократного рассеяния рассеянное поле следует представлять в виде полного решения, т.е. в виде совокупности сходящихся и расходящихся волн (цилиндрических или сферических) [22]. При этом решение полученной бесконечной системы линейных уравнений характеризуется плохой сходимостью и требуется использование методов регуляризации, позволяющих выделять особенности системы уравнений.

Приближения функции Грина волновода. Функция Грина в волноводе имеет довольно сложную структуру, причем по мере удаления от источника вклад различных ее составляющих существенно меняется. В частности, наиболее существенными при больших удалениях от источника являются распространяющиеся моды волновода. Во многих случаях при условии малости эффектов многократного рассеяния вкладом вытекающих мод и мод сплошного спектра можно пренебречь. Для анализа дифрагированных полей в волноводах на достаточно больших удалениях используют функцию Грина волновода в виде суммы распространяющихся без затухания мод:

$$G(\vec{R}, \vec{R}_s) = \sum_{n=0}^N \psi_n(z_p) \psi_n(z_s) \times \text{tr} (i h_n | \vec{r}_p - \vec{r}_s |) (h_n | \vec{r}_p - \vec{r}_s |)^{-1/2}, \quad (2)$$

где $\psi_n(z)$ и h_n - соответственно собственные функции и собственные числа задачи Штурма-Лиувилля для невозмущенного волновода, $\vec{r} = (x, y)$ - горизонтальные координаты, N - число распространяющихся мод волновода. Выражение (2)

определяет $G(\vec{R}, \vec{R}_s)$ для горизонтально однородных волноводов различного, в том числе рефракционного, типа. Найдены аналитические решения для $\psi_n(z)$ при некоторых простых

зависимостях коэффициента преломления. В частности, для океанических волноводов: изоскоростного на жидком и упругом полупространствах, приповерхностного с линейной зависимостью скорости звука от глубины, билинейного и с параболическим профилем. Однако во многих случаях для нахождения собственных чисел необходимо использование численных методов. Заметим, что применение функции Грина в виде (2) для решения (1) получило развитие при решении внутренних краевых задач дифракции как в электродинамике [12], так и в акустике [4,6,19]. В указанных работах $G(\vec{R}, \vec{R}_s)$ в форме (2) используются при решении интегральных уравнений для тел произвольной формы путем сведения интегрального уравнения к системе линейных алгебраических уравнений методом Крылова-Боголюбова (кусочно-постоянной аппроксимации). Поскольку функция $G(\vec{R}, \vec{R}_s)$ имеет логарифмическую особенность, при вычислении элементов матрицы системы уравнений особенность выделяют в явном виде [12,24], после чего решения системы уравнений становятся устойчивыми. Тем не менее при использовании указанного метода возникают трудности, связанные с резонансными явлениями при совпадении частоты возбуждения с одной из резонансных частот внутренней области тела, а также трудности, связанные с ростом порядка системы уравнений при попытках просчитать участки поверхностей с большой кривизной. Следует отметить, что эти трудности являются характерными для решения интегральных уравнений и в свободном пространстве. Особенностью волноводного рассмотрения при использовании указанных методов и представления (2) является наличие резонансных явлений на критических частотах волновода [24]. В ряде работ [6,22] использована функция Грина волновода в форме (2) при "шивке" на специально выбранной поверхности, либо при перерасложении в случае решения задачи для тел координатной формы. В этом случае исходное интегральное уравнение сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений путем использования проекционных методов.

Метод T-матриц. Выше указывалось, что решение внутренней краевой задачи дифракции может быть найдено с помощью решения интегрального уравнения при использовании функции Грина волновода в форме (2). Указанный метод позволяет получить устойчивые решения для тел только небольших волновых размеров, поверхность которых не имеет рез-

ких перегибов. Увеличение размеров тела влечет за собой увеличение порядка системы алгебраических уравнений, а также числа резонансных частот на анализируемом интервале. В случае тел достаточно больших волновых размеров метод решения интегральных уравнений становится неэффективным. Для решения рассматриваемой задачи в этих условиях используется метод T -матриц [26–28], соединяющий в себе решение интегрального уравнения для внутренней области, и метод разделения переменных в исходном волновом уравнении. При использовании метода T -матриц ищется матрица, связывающая коэффициенты a_n разложения падающей волны по собственным решениям волнового уравнения в одной из систем координат (например, сферической или цилиндрической) с коэффициентами b_n разложения по тем же решениям рассеянного поля. Элементы T -матриц находятся путем разложения неизвестного поля и его производной на поверхности тела по произвольной полной системе функций с последующим решением системы линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов b_n . Элементы T -матрицы вычисляются с помощью интегралов, определяющихся формой тела и граничными условиями на его поверхности. Сходимость полученных таким методом решений существенным образом зависит от формы тела. Когда форма тела является координатной (соответствует выбранной системе координат), T -матрица является диагональной и решение системы будет устойчивым. Аналогичных результатов можно ожидать и в случае тел, форма которых близка к координатным. Когда тела имеют вытянутую форму, ранг T -матриц растет, решения плохо сходятся и становятся неустойчивыми. Для отыскания решений в этих случаях используют методы регуляризации, основанные на априорной информации о распределении поля на поверхности возмущающего тела [16,28]. Последовательного сравнения метода T -матриц с методом решения интегрального уравнения по всей видимости не проводилось. Вместе с тем в работе [29] на примере дифракции на жестком цилиндре конечной длины, показано, что сходимость метода T -матриц выше сходимости метода решения интегральных уравнений при малом удлинении тела, однако при увеличении удлинения сходимость и точность метода T -матриц быстро падают.

Выше обсуждался ряд методов решения внутренних краевых задач дифракции для неоднородных волноводов, носящих

универсальный характер, допускающих достаточно строгое и последовательное обоснование. Вместе с тем определенные трудности при использовании этих методов заключаются в оценке точности и достоверности полученных результатов. При этом указанные методы опираются на достаточно сложные алгоритмы вычислений. В связи с этим вызывают большой интерес исследования внутренней краевой задачи дифракции в волноводах, основанные на эвристических методах. В частности, к таким исследованиям можно отнести работы, использующие приближения коротковолновой [19,30] и длинноволновой [20,31] дифракции, а также работу [4], использующую предположение о плавнонеоднородной среде. Особенностью таких приближенных методов является возможность их применения лишь в ограниченном интервале параметров задачи. Однако, как показывает практика, приближенные методы обладают большой эффективностью, относительной простотой алгоритмов и физической наглядностью. Это имеет особое значение при анализе задачи применительно к океаническим рефракционным волноводам, где структура возмущенных полей достаточно сложна.

Приближение плавнонеоднородной среды. В работах [3,4] рассмотрена задача о дифракции акустических сигналов в предположении, что характерные размеры вертикальной изменчивости среды велики по сравнению с вертикальными размерами тела. В этом случае падающее поле можно представить в виде суммы квазиплоских волн. Дифракция на теле каждой из них рассматривается так же, как в свободном пространстве (многократное рассеяние не учитывается). Амплитуда дифрагированного поля для углов бриллюэновских волн определяет коэффициенты возбуждения дифрагированных мод волновода. В результате можно получить достаточно простое выражение для матрицы рассеяния $S_{nm}(\vec{R}_s^0)$ волноводных мод [32]:

$$S_{nm}(\vec{R}_s^0) = (1/2i)^2 [N_m N_n S_m S_n]^{-1/2} \left\{ f(\kappa_m^+, \kappa_n^+) \text{etr} [i(\psi_m + \psi_n)] - f(\kappa_m^+, \kappa_n^-) \text{etr} [i(\psi_m - \psi_n)] - f(\kappa_m^-, \kappa_n^-) \text{etr} [i(\psi_n - \psi_m)] + f(\kappa_m^-, \kappa_n^+) \text{etr} [-i(\psi_m + \psi_n)] \right\}_{\vec{R} = \vec{R}_s^0}, \quad (3)$$

где \vec{R}_s^0 - радиус-вектор центра возмущающего тела; N_i, S_i, ψ_i определяют амплитуды и фазы, а $\kappa_m^\pm, \kappa_n^\pm$ - углы падаю-

ших и дифрагированных бриллоуновских волн; $f(k_m^\pm, k_n^\pm)$ - диаграмма рассеяния. Указанный подход позволяет добиться важного, с практической точки зрения, результата: разделить задачу распространения (вычисления параметров нормальных волн волновода) и дифракции в свободном пространстве. Это дает возможность использовать результаты многочисленных работ по распространению в неоднородных волноводах и дифракции на телах, имеющих сложное строение.

Несколько иной метод, направленный также на использование разделения задач распространения и рассеяния в океаническом волноводе, предложен в работе [21], где тоже использованы предположение о плавности изменения параметров среды в пределах объема, занимаемого рассеивателем, и малость многократно рассеянных полей. Указанная цель достигается благодаря тому, что функция Грина и рассеянное поле вблизи рассеивателя представляются соответствующими однородному полупространству (в виде суммы действительного и мнимого источников), в то время как вдали - в виде, соответствующем неоднородному рефракционному волноводу; при этом на поверхности вокруг рассеивателя осуществляется "сшивка" решений.

Низкочастотное приближение. Если длина тела порядка, а толщина много меньше длины волны поля подсветки, приближенное решение для рассеянного поля на таком теле в волноводе целесообразно искать методом возмущений в виде суммы потенциалов, сосредоточенных на оси тела [3,20]. Такой метод используется при решении задач для тел небольших волновых размеров, его удобно использовать при расчетах возмущенных полей в волноводах рефракционного типа, поскольку условие слабой изменчивости среды на масштабах равных размеру тела чаще всего выполняется.

Коротковолновое приближение. Иной подход предложен в работах [19,30], где размеры возмущающего тела предполагались много больше длины волны. Задавая граничные условия на поверхности тела и воспользовавшись приближением Кирхгофа в малоугловом приближении, можно получить простое выражение для матрицы рассеяния волноводных мод S_{nm} [19]:

$$S_{nm} = ih_n \int_{\Sigma} T(\xi) \psi_m(\xi + z_\Sigma) \psi_n(\xi + z_\Sigma) d\xi$$

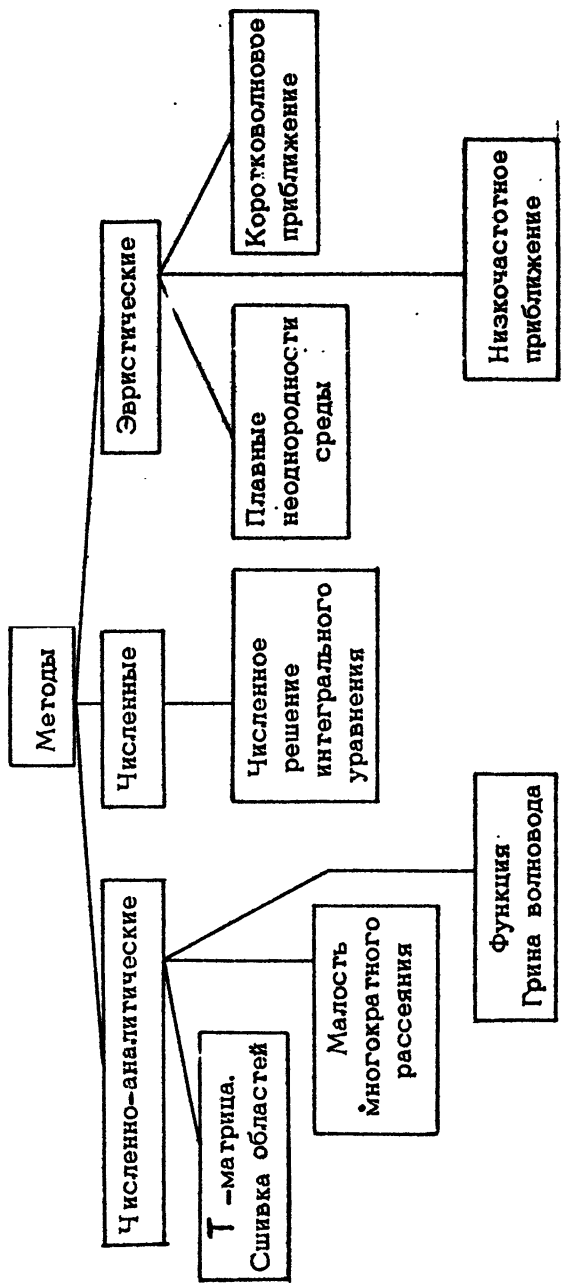
$$= \int_{\eta} L(\eta) \exp \left\{ i \left[\frac{h_n \psi_{ис}}{S'} + \frac{h_m \psi_{пр}}{r'} \right] \eta \right\} d\eta, \quad (4)$$

где $\epsilon(\xi, \eta) = T(\xi)L(\eta)$ — функция, описывающая форму экрана, ограниченного тенеобразующей линией тела; $\psi_{ис}$ и $\psi_{пр}$ — горизонтальные смещения источника и приемника от горизонтальной линии перпендикулярной экрану и проходящей через его середину; $S' = (x_z^2 + y_{ис}^2)^{1/2}$; $r' = [(a - x_z)^2 + y_{пр}^2]^{1/2}$. x_z и a — соответственно расстояния от источника поля подсветки до тела и расстояние между источником и точкой наблюдения.

В отличие от матрицы рассеяния полученное в работе [3] выражение (4) не позволяет выделить в явном виде диаграмму рассеяния на теле, соответствующую рассеянию в свободном пространстве, однако S_{nm} в форме (4) позволяет осуществить расчеты в случае, когда h_n и ψ_n меняются на масштабах меньших, чем размеры тела.

Перечисленные методы решения задачи дифракции являются приближенными. Они, тем не менее, позволяют развить физическую модель дифракции в плоскостных океанических волноводах, на основании которой можно во многих деталях проанализировать структуру дифрагированных полей. С этой точки зрения такие методы важны при решении задачи для сложнопостроенных волноводов океанического типа. Вместе с тем следует обосновать приближенные методы, а также оценить достоверность полученных на их основе результатов.

Перечисленные выше приближенные методы основаны на предположениях, играющих важную роль в физике и получивших многократное подтверждение при экспериментах в области соответствующих значений параметров. В частности, осуществлялось сравнение расчетов дифрагированных полей в гидроакустическом волноводе, полученных в коротковолновом приближении, с результатами экспериментов, показавшее хорошую эффективность расчетов и удовлетворительную точность [19]. Кроме метода сравнения результатов расчетов с результатами измерений, существует другой способ, заключающийся в сравнении результатов расчетов на основе приближенных методов с результатами, полученными более строгими методами, а также сравнения расчетов, полученных различными методами в случае, если они применимы в одном и том же интервале параметров. Судя по литературе, работы по обоснованию методов расчета внутренней краевой задачи



Р и с . 2.

дифракции в неоднородных волноводах применительно к океаническим волноводам находятся в начальной стадии и требуют дальнейшего развития. В заключение краткого обсуждения представим используемые методы решения внутренней краевой задачи дифракции в волноводах в иде схемы (рис.2), показывающей известные авторам по литературе методы решения задачи.

СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, ВОЗМУЩЕННЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО- ЛОКАЛИЗОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ, В ПЛОСКОСЛОИСТОМ ВОЛНОВОДЕ

Развитие методов решения внутренней краевой задачи дифракции в плоскосточных волноводах не дает возможности в полной мере провести анализ структуры возмущенных полей. Применительно к океаническим волноводам это обусловлено рядом причин, в частности большим разнообразием типов неоднородностей и волноводов, а также трудностями расчета полей в сложнопостроенных волноводах рефракционного типа. В ряде работ в качестве примеров приведены расчеты некоторых частных случаев углового распределения дифрагированного поля, коэффициентов отражения и преломления волноводных мод [8,9], в работе [12] подробно исследованы частотные зависимости дифрагированных полей в случае дифракции электромагнитных полей в плоском диэлектрическом слое. Для повышения эффективности численного анализа структуры дифрагированных полей необходимо наряду с расчетами исследовать структуру возмущенного поля с помощью физической модели. Такого рода исследования трудно провести в рамках численных и численно-аналитических методов, вместе с тем эвристические методы позволяют это сделать. Ниже проанализируем структуру возмущений локализованной неоднородностью в волноводах океанического типа в коротковолновом приближении [30].

Прежде всего отметим, что при анализе возмущений гидроакустического поля ϵ или от неоднородности (в частности, абсолютно твердого тела произвольной формы) вытекающие моды и моды сплошного спектра можно считать малыми. В этом случае элементы матрицы S_{nm} (формула (4)) в маломугловом приближении являются коэффициентами преломле-

ния волноводных мод. Из выражения (4) видно, что для многих конфигураций возмущающих тел точно, а для остальных — приближенно, интеграл по плоскости, ограниченной тенеобразующей линией, можно представить в виде произведения двух интегралов, которые определяют дифракцию вдоль соответствующей координаты. Дифракция "по глубине" приводит к трансформации модового спектра, причем трансформация энергии из моды с номером n в моду с номером m определяется матричным элементом:

$$T_{nm} = \int_{\Sigma} T(\xi) \psi_m(z_{\Sigma} + \xi) \psi_n(z_{\Sigma} + \xi) d\xi. \quad (5)$$

Если размеры экрана d много меньше характерного размера функции $\psi_n(z)$, каждая падающая мода будет равномерно трансформирована во все дифрагированные моды. По мере увеличения вертикальных размеров экрана число мод, в которые будет осуществляться эффективное перераспределение энергии, будет падать. В работе [30] рассмотрены условия (d_{max} , z_{Σ}^{max}), при которых T_{nm} будет принимать максимальное значение. В плавнонеоднородных волноводах формулу (5) можно представить в виде модового фильтра:

$$T_{nm} = \frac{\pi}{2} [\tilde{T}_{n \pm m} - \tilde{T}_{n \mp m}], \quad (6)$$

где $\tilde{T}_{n \pm m} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T(\xi) \exp[i\xi(q_n \pm q_m)] d\xi$, q_m — вертикальная проекция волнового вектора для моды с индексом m . Задавая коэффициенты возбуждения падающих мод a_n , можно с помощью (6) и (4) получить для дифрагированных мод a_m соотношение

$$a_m = - \sum_{n=0}^N \frac{\pi}{2} a_n [\tilde{T}_{n+m} - \tilde{T}_{n-m}] L_{nm}, \quad (7)$$

представляющее из себя свертку модового спектра с частотной характеристикой пространственного фильтра [33]. Для приближенных расчетов, когда модовый спектр имеет большую неэквидистантность, а размеры экрана велики, в соотношении

(7) можно сохранить лишь слагаемое \tilde{T}_{n-m} .

Согласно (7) дифрагированное поле представляет из себя суперпозицию горизонтальных дифракционных структур

$L_{nm}(\psi_{np})$, имеющих зависящие от глубины комплексные коэффициенты, которые определяются совокупностью T_{nm} и a_{nm} . Интеграл L_{nm} представляет из себя аналог хорошо известного в радиофизике и оптике выражения, определяющего дифракцию на экране в свободном пространстве [34]. Особенности являются присутствие в показателе экспоненты выражения $-i h_{nm} \eta \psi_{nc} (S')^{-1}$ и зависимость пространственной частоты $h_{nm} \psi_{np} (\eta')^{-1}$ от номера дифрагированной моды. В частном случае нормального падения поля, когда $\psi_{nc} = 0$, и $L(\eta) = 1$ при $|\eta| \leq \eta_0$ и 0 при $|\eta| > \eta_0$, горизонтальное распределение в каждой из парциальных дифрагированных структур будет описываться соотношением

$$L_{nm} \sim \eta_0 \sin \left(\frac{h_{nm}}{\eta'} \psi_{np} \eta_0 \right) \left(\frac{h_{nm}}{\eta'} \psi_{np} \eta_0 \right)^{-1}, \quad (8)$$

причем по мере увеличения межмодовой дисперсии и расстояния от экрана до области приема отличия в масштабах парциальных дифракционных структур будут увеличиваться. Отклонение точки наблюдения от линии, перпендикулярной экрану и проходящей через ее середину, вызывает появление искажений, связанных с интерференцией модовых парциальных дифракционных структур. Условие пересечения спектров пространственных вариаций за счет интерференции мод и дифракции каждой из них можно записать в виде

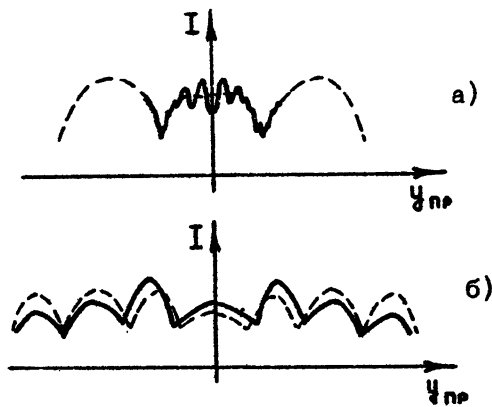
$$(4\pi \eta'_0 \Delta h_{ij}^{-1})^{1/2} \approx \eta'_0 \mathfrak{F}(\langle h_{ij} \rangle \eta_0)^{-1}, \quad (9)$$

где $\eta'_0 = a - z_{\Sigma}$, Δh_{ij} - разность горизонтальных проекций волновых чисел мод, $\langle h_{ij} \rangle$ - среднее значение волновых чисел, η_0 - протяженность неоднородности по горизонтали. На рис. 3 показаны качественные зависимости интенсивности возмущенного поля на разных расстояниях за экраном. В первом случае (рис. 3, а) вариации поля за счет интерференции мод более низкочастотные, а во втором (рис. 3, б) - более высокочастотные по сравнению с вариациями, вызванными дифракцией.

Когда размеры экрана по горизонтали достаточно велики, можно наблюдать пространственное разделение парциальных дифракционных структур отдельных мод при боковой подсветке

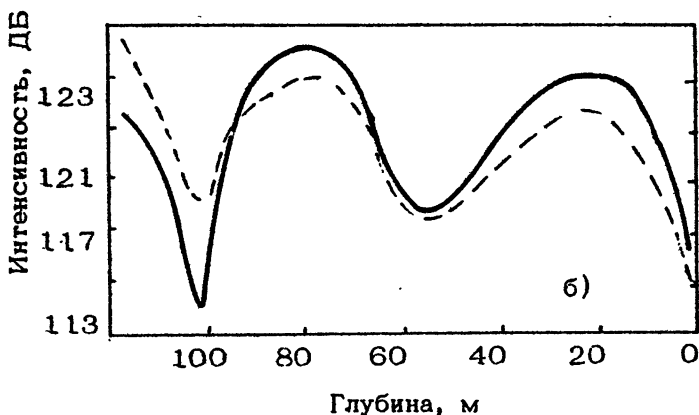
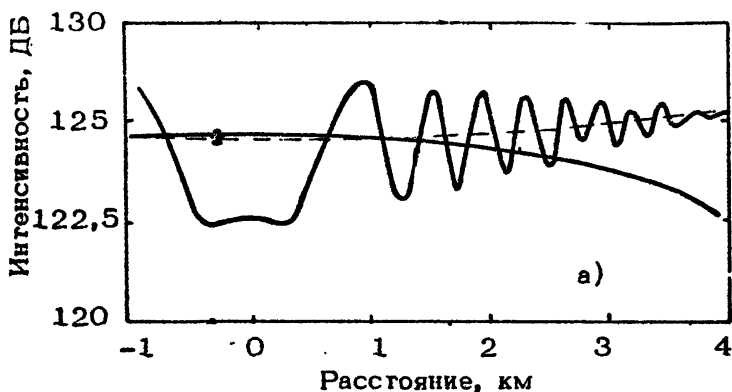
$$\psi_{nc} \eta_0 (h_i - h_j) (2\pi z_{\Sigma})^{-1} \gg 1. \quad (10)$$

Для реконструкции результирующего пространственно-временного распределения возмущенного поля в волноводах океанического типа следует просуммировать моды волновода с коэффициентами



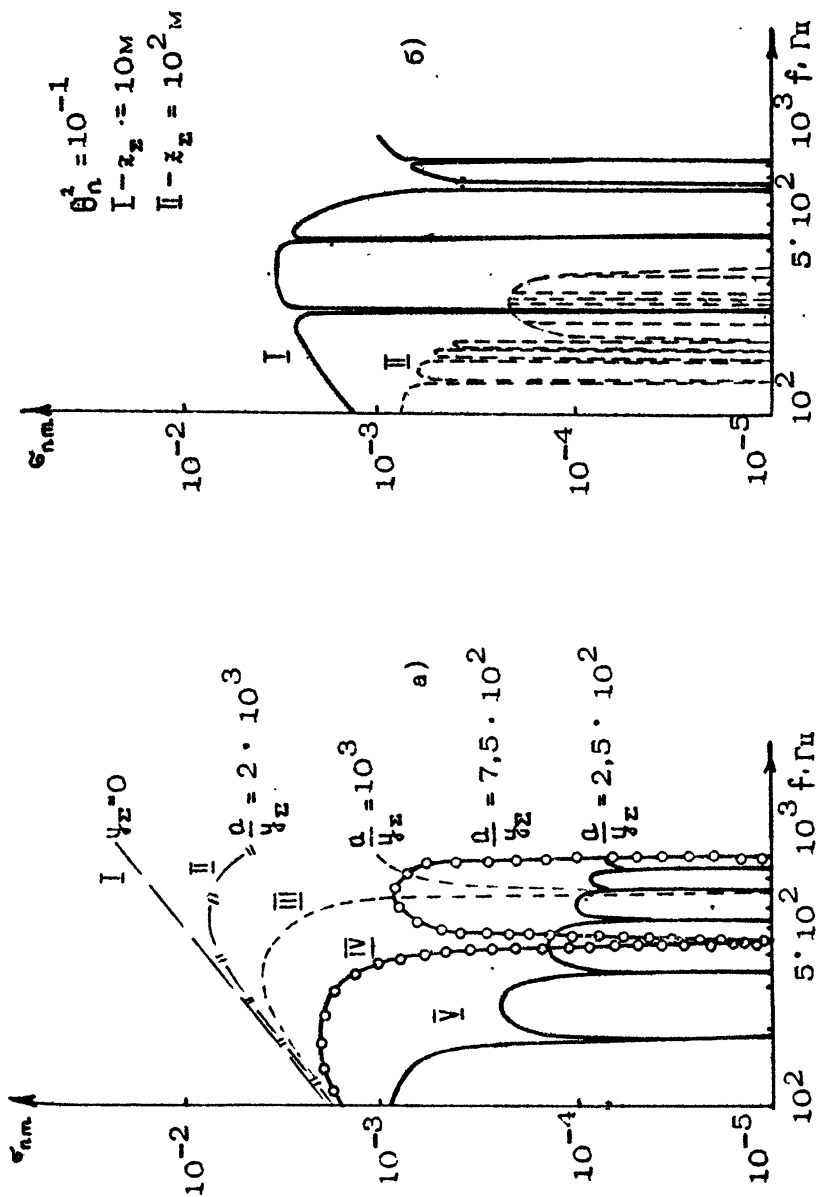
Р и с. 3. Вариации поля за счет дифракции и интерференции мод (пунктиром показаны вариации в отсутствие неоднородности),

тами перевозбуждения α_m (см. формулу (7)): Поскольку океанические волноводы чаще всего являются многомодовыми, указанное суммирование приходится осуществлять с помощью ЭВМ, что оправдано и тем, что решение задачи о собственных числах волновода часто сводится к решению трансцендентных уравнений высокого порядка. На рис.4 приведена полученная численно структура возмущения для океанического волновода, представляющего из себя слой жидкости на жидком полупространстве для экрана прямоугольной формы в случае, когда в слое жидкости возбуждались четыре моды ($\mu = 130$ м, $c_1 = 1500$ м/с, $c_2 = 1505$ м/с, $2\eta_0 = 20 \lambda$, $d = 2,4 \lambda$, $a = 1,4 \times 10^4 \lambda$, $\tau_\Sigma = 4 \times 10^3 \lambda$, $z_0 = 2 \lambda$, $z_\Sigma = 10 \lambda$). Видно, что вариации, возникающие вдоль горизонтальной координаты ψ , являются существенно более плавными. В отличие от свободного пространства, где в центре структуры ($\psi = 0$) значения возмущений в дальней зоне близки к невозмущенному полю (на рис.4 - пунктир), в волноводе вследствие влияния интерференционной природы поля в волноводе может принимать как максимальные, так и минимальные значения. Максимальные возмущения по глубине возникают в области конструктивной либо деструктивной интерференции мод. Это иллюстрирует рис.4,б, при $x = 100$ м, где в невозмущенном поле сформировался минимум. Если поле подсветки падает на экран под углом, парциальные дифракционные структуры могут пространственно разделиться. Рассмотрим проявление этого эффекта



Р и с. 4. Структура горизонтальных (а) и вертикальных (б) возмущений (пунктиром показано невозмущенное поле)

в частотной плоскости. Если экран смещен с линии, соединяющей источник и область наблюдения, то при сканировании частоты поля подсветки приемник будет попадать в различные участки диаграммы направленности дифрагированной волны, что в целом проявится в виде модуляции дифрагированного поля вдоль оси частот. На рис.5 приведена зависимость нормированного матричного элемента $\zeta_{nm} = \langle |P_n|^2 \rangle / \langle |P_0|^2 \rangle$, показывающего, во сколько раз интенсивность дифрагированного поля меньше интенсивности сигнала подсветки для приемной системы, имеющей равные коэффициенты возбуждения принимаемой моды m и моды подсветки с номером n (предполагается, что на тело падает одна мода с номером n , а принимается одна мода с номером m [35]). На рис.5,а показаны зависимости



Р и с. 5. Частотная зависимость нормированного матричного элемента $\sigma_{n,m}$

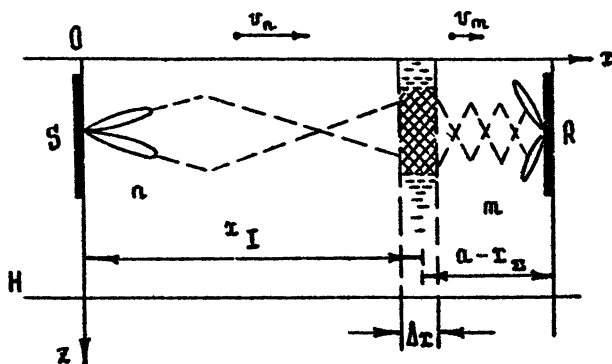
$\epsilon_{nm}(f)$ для различных смещений экрана вдоль оси частот f . Поскольку сканирование частотой осуществляется при фиксированных значениях вертикальных углов подсветки и наблюдения, номера n и m зависят от частоты поля подсветки. Глубина расположения экрана является фиксированной, следовательно, при сканировании частоты падающего поля для некоторых частот экран попадает в узел падающей либо дифрагированной моды, что проявляется в виде набора нулей функции ϵ_{nm} , показанных на рис.5,6 (на рис.5а эти особенности функции ϵ_{nm} не показаны).

В глубоководных океанических каналах возбуждается до нескольких сотен мод, причем в результате их конструктивной и деструктивной интерференции возникают зоны глубокой тени и зоны конвергенции. Если размеры возмущающего тела малы, оно может полностью оказаться в области тени. С другой стороны, в случае расположения тела в зоне фокусировки оно может быть подсвечено неравномерно. Естественно, что в том случае, когда выполняются условия (9), пространственные спектры вариаций поля будут пересекаться и выделить структуру дифрагированного поля будет затруднительно.

ОСОБЕННОСТИ НАБЛЮДЕНИЙ И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ДИФРАГИРОВАННЫХ ПОЛЕЙ В ВОЛНОВОДАХ ОКЕАНИЧЕСКОГО ТИПА

Измерение дифрагированных гидроакустических полей в малопугловом приближении в натуральных условиях затруднено вследствие относительной малости их уровня и нестационарности и неоднородности гидроакустических каналов. Дифрагированный относительно слабый сигнал наблюдается на фоне большого флуктуирующего сигнала подсветки, поэтому, если не принять мер, понижающих уровень флуктуаций, то точность измерений будет в значительной степени ограничена. Естественным способом увеличения точности является пространственно-временная фильтрация, в том числе и пространственно-развитыми приемными системами.

Вертикально развитые антенны. В работах [35,36] рассмотрены возможности выделения дифрагированного сигнала с помощью вертикальных приемно-передающих антенн в сочетании с квазигармоническими зондирующими импульсами под-



Р и с. 6. Принцип дифференциального метода .

светки (дифференциальный метод). На рис.6 проиллюстрирован основной принцип дифференциального метода измерений дифрагированных полей в волноводах, когда излучается мода с номером n , а принимается мода с номером m . При этом удается временным стробированием выделить сигналы, дифрагированные в слоях шириной ΔT , на которые можно разделить всю трассу наблюдения от источника до области наблюдения, причем пространственное разрешение $\Delta T = v_n v_m T |v_n - v_m|^{-1}$, где $v_{n,m}$ - групповые скорости мод, T - длительность зондирующего импульса. Дифференциальный метод оказывается тем эффективней, чем выше межмодовая дисперсия. Поэтому такой метод измерения следует использовать в мелководных районах или в приповерхностных каналах с большим градиентом изменения скорости звука по глубине. Степень селекции отдельных мод определяется также и размерами антенн. Учитывая технические трудности создания антенн большой протяженности, следует использовать там, где это возможно, естественные зоны модовой тени [35,37], либо применять в качестве импульсов подсветки сложные импульсы с соответствующим их сжатием в приемной системе, что облегчит выделение отдельных модовых импульсов [38] (следует учесть, что такой способ предполагает априорное значение и коррекцию внутримодовой дисперсии).

Пространственная фильтрация сигналов горизонтальной антенной. Другой способ выделения слабого сигнала на фоне флукутирующего поля прямой подсветки заключается в построении изображения возмущающего тела, что предполагает изме-

рение с помощью достаточно большой антенны, позволяющей осуществить фокусировку [33]. Если источник поля подсветки и возмущающая пространственно-локализованная неоднородность расположены на расстоянии, превышающем пространственное разрешение горизонтальной антенны по расфокусировке, уровень поля подсветки в изображении возмущающей области будет существенно уменьшен. Для дальнейшего уменьшения уровня прямой засветки необходимо, по-видимому, использование развитого в оптике метода темного поля [39], основанного на фильтрации низкочастотной части пространственного спектра, формирующей фон подсветки. Перечисленные методы позволяют повысить точность измерения дифрагированного сигнала за счет увеличения динамического диапазона, в котором осуществляется измерение. Следует заметить, что флуктуации, пространственные масштабы которых совпадают со спектром возмущающей неоднородности, невозможно полностью подавить с помощью пространственной фильтрации, использующей априорную информацию о расположении источника подсветки (метод темного поля). Для подавления помех такого рода необходимо использовать и априорную информацию об ожидаемой структуре дифрагированного сигнала. Но согласованная фильтрация существенно усложняет процесс измерений.

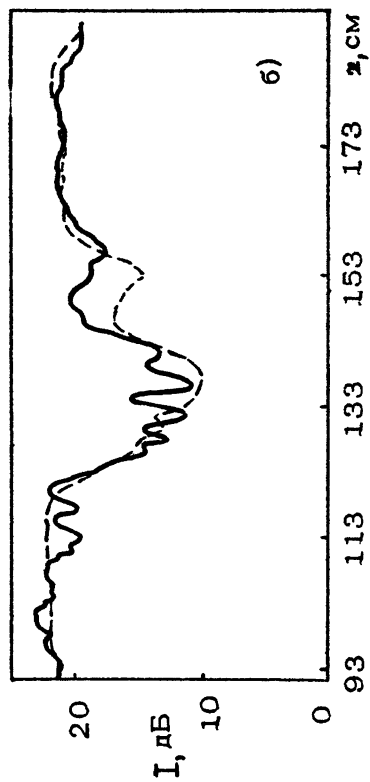
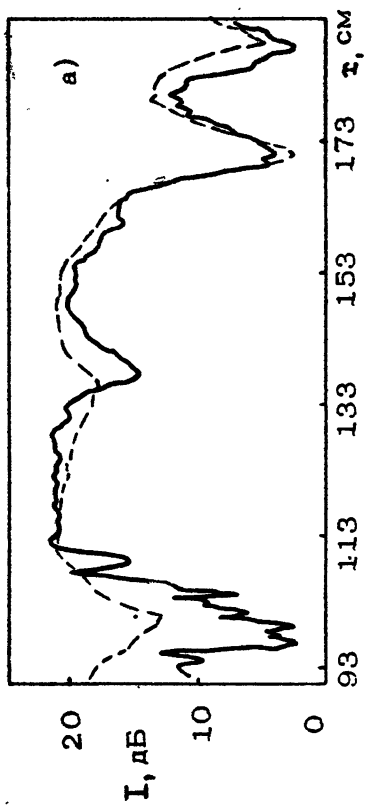
Временное стробирование. При измерении дифрагированных сигналов существенную роль играет возможность отстроиться от помех, являющихся реверберацией от конструктивных элементов. При измерении в океанических волноводах помеха такого рода возникает из-за отражения либо рассеяния поля подсветки от крупных неровностей дна. Одним из возможных способов выделения полезного сигнала может быть использование в качестве подсветки импульсных сигналов с последующим стробированием нужных импульсных объемов. Однако использование квазигармонических импульсов при селекции помех в случае измерений полей, дифрагированных под малыми углами, неэффективно, поскольку часто помехи расположены в том же импульсном объеме, что и рассеиватель. Для повышения эффективности временной фильтрации прямого сигнала предпочтительнее использовать сложные импульсы в сочетании с их согласованной обработкой. Поскольку длительность эквивалентного сжатого импульса мала, его импульсный объем сокращается и эффективность временной селекции возрастает [38]. Применение сложных импульсов при измерении полей, дифрагированных на пространственно-локализованных неоднородностях в волноводах, наталкивается на некоторые трудности, связанные с разрушением

структуры импульса вследствие меж- и внутримодовой дисперсии. Поэтому либо условия измерений должны быть таковы, что дисперсия не должна существенно разрушать структуру импульса, либо при компенсации влияния дисперсии следует использовать соответствующие фильтры.

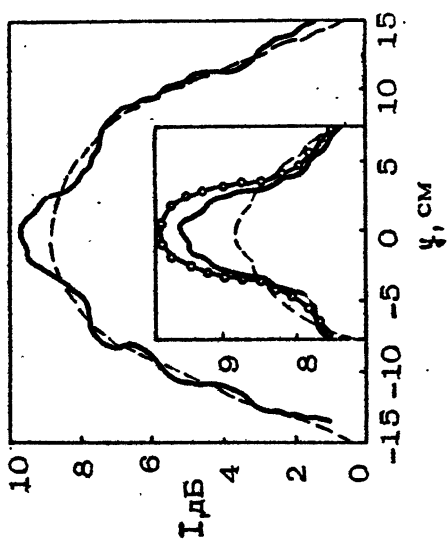
• **Синтез апертур.** Если неоднородность в волноводе неподвижна, или характерное время ее стационарности мало, измерения дифрагированных полей в волноводах с необходимой точностью можно осуществить с помощью синтеза апертур [33]. Основой этого метода являются последовательные измерения при смещении источника, приемника (либо и того, и другого) относительно локализованной неоднородности, что позволяет путем апостериорной совместной обработки получить при измерении такие же точности, что и при использовании антенн больших размеров. Пространственное разрешение, достигаемое при использовании синтеза апертур, определяется размерами синтезированной апертуры. Следует отметить, что при конечной скорости перемещения источника либо приемника возникает также возможность выделения сигналов отдельных мод за счет фильтрации соответствующих доплеровских смещений [40], однако при маломугловой дифракции доплеровские смещения малы, что затрудняет определение вклада отдельных мод в дифрагированное поле.

Критерием эффективности различных методов расчета структуры дифрагированных полей в волноводах океанического типа служит сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными. Сопоставлению результатов расчета и эксперимента посвящено много работ в электродинамике, оптике, СВЧ-технике для двумерно-ограниченных волноводов [13]. Однако применительно к океаническим волноводам, имеющим свою специфику, измерения дифрагированных полей, сравнение экспериментальных данных с результатами расчета, насколько можно судить по литературе, осуществлялись лишь в отдельных работах [19,30].

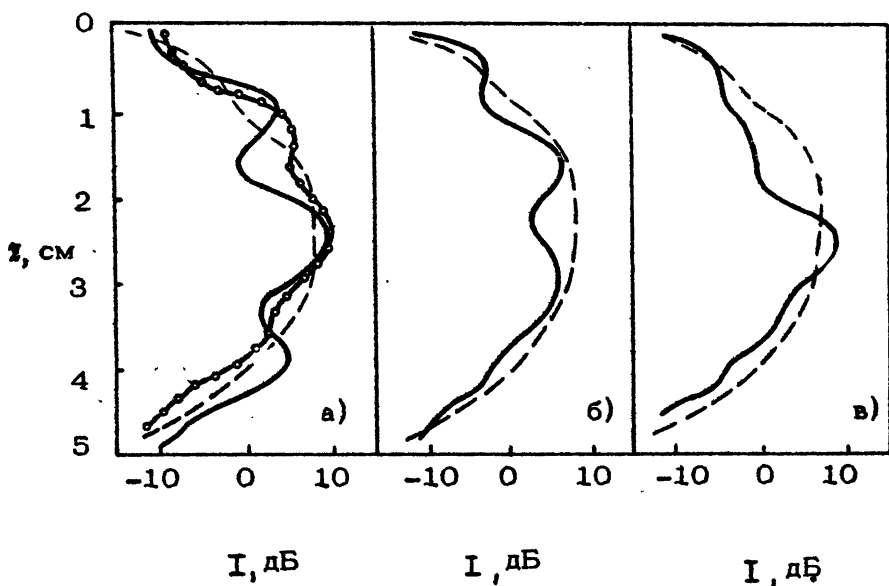
На рис.7,8,9 приведены результаты измерения горизонтальной и вертикальной структур дифрагированных полей, измеренных в изоскоростном слое жидкости ($c_1 = 1478,3$ м/с, $\rho_1 = 1$ г/см³) толщиной 3 см, расположенном на резиновом основании ($c_2 = 1700$ м/с, $\rho_2 = 1,13$ г/см³, тангенс угла потерь = 0,28). Измерения осуществлялись на частоте 512 кГц при длительности излучаемого импульса 100 мс. В качестве возбуждающего тела использовался стальной цилиндр длиной



Р и с. 7. Зависимость изменения интенсивности поля при удалении гочки наблюдения



Р и с. 8. Поперечное распределение



Р и с. 9. Изменение поля по глубине

3,5 см и диаметром 0,3 см и 0,6 см. На рис.7 приведены зависимости изменения интенсивности поля по мере удаления точки наблюдения от цилиндра на горизонте 2,25 см (а) и 0,75 см (б) в случае, когда излучатель находился на глубине 1,5 см, а тепло — на глубине 2,5 см и в 93 см от источника. Непосредственно за цилиндром наблюдается ослабление поля, объясняющееся трансформацией энергии в высокочастотные моды в результате дифракции и их последующего затухания в поглощающем дне. На рис.8 и 9 показаны результаты измерения поперечного и вертикального распределений соответственно на глубине 2,5 см и расстоянии 70 см от цилиндра (пунктиром на рис.7,8,9 показаны невозмущенные поля). Спад поля по мере смещения приемника от оси симметрии (рис.8) объясняется направленностью (ширина диаграммы по горизонтали $4,2^\circ$) поля источника и отчасти интерференцией низших мод в слое жидкости. Слабые вариации поля при положительных смещениях приемника являются следствием рассеяния падающего поля на локальной неровности поверхности дна. Возмущения поля при внесении в него тела определяются направленностью

дифрагированного поля и в меньшей степени и.терференцией мод. По мере удаления от цилиндра значение интенсивности в центре картины меняется от максимума к минимуму с квазипериодом, определяющимся, как это и должно быть, интерференцией мод. Вертикальная структура невозмущенного поля формируется в основном модами низших номеров (на рис.9 - пунктир), что проявляется в ослаблении изрезанности поля по мере удаления, когда более существенно проявляется диссипация мод высоких номеров в дне (рис.9,в). Дифракция поля на цилиндре вызывает обогащение модового спектра, что проявляется в повышении изрезанности поля (сплошные кривые на рис.9). Принятая при измерениях простая модель волновода позволила использовать результаты измерений для оценки достоверности расчетов в рамках коротковолновой модели дифракции на телах в волноводах [19]. На рис.8 и 9,а (кривая $\bullet\bullet\bullet\bullet$) показаны результаты расчетов для численной модели, описывающей условия проведения измерений, в которой для учета диссипации использованы выражения, полученные Кронхаузеном-Рени [41], причем потери, возникающие за счет возбуждения поперечных волн, учитывались путем эквивалентного увеличения диссипации в жидком полупространстве [42]. Сопоставление измеренных и вычисленных данных показывает удовлетворительное совпадение результатов. Наблюдаемые отличия являются прежде всего следствием ограниченности численной модели, не отражающей всех деталей реальных условий измерений. В частности, неточной является модель жидкого дна с потерями. Контроль всех параметров задачи в приведенных измерениях ограничивался в среднем 5-процентной точностью, что не могло не повлиять на результаты сравнения теории и эксперимента.

В работах [37,38] осуществлялись измерения дифрагированных на вертикально расположенном цилиндре большого радиуса импульсов с линейной частотной модуляцией в изоскоростном волноводе глубиной 400λ . Измерения показали возможность разделения дифрагированного сигнала и сигнала прямой засветки, начиная с определенных значений углов наблюдения и подсветки. В этих экспериментах использовалась 8-процентная частотная девиация, и следовательно сигналы можно считать узкополосными. В волноводах с небольшой дисперсией в малоугловом приближении эффектами, связанными с разрушением формы импульсов из-за дисперсии, можно пренебречь. Это обстоятельство наглядно продемонст-

рировано в экспериментах, где разрушение импульса за счет межмодовой дисперсии наблюдалось лишь при больших углах наблюдения. В работе [37] приведены результаты измерения дифрагированных полей на пластине с синусоидальными рельефом в волноводе, моделирующим шельфовую зону (клин соединяющий мелководный и глубоководный районы). Из приведенных результатов следует, что волновод указанной структуры формирует естественную модовую тень в случае расположения источника подсветки в мелководном районе. Измерения дифрагированных полей в таких условиях, как следует из результатов измерений, приведенных в работе [37], можно осуществлять на фоне ослабленного на 15 дБ поля прямой подсветки. Заметим, что это возможно лишь для неоднородностей существенно уширяющих модовый спектр.

Несмотря на то что в указанной работе, кроме измерений, осуществлены и теоретические расчеты, сравнение их результатов можно осуществить лишь качественно. Это является следствием того, что теоретическая модель является ограниченной и не отражает всех деталей эксперимента, в частности сложной трансформации поля в клине.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено изучение дифракции акустических волн на пространственно-локализованных неоднородностях в волноводах океанического типа с использованием методов численного и физического модельного эксперимента.

Особое внимание обращено на возможности численного эксперимента. Его эффективность и достоверность, подтвержденные, например, методом физического моделирования, открывают путь к прогнозу влияния дифракционных явлений на распространение волн в различных типах океанических волноводов в различных гидрологических условиях. Это дает возможность, в частности, более обоснованно подойти к построению систем акустического томографического мониторинга и акустического видения используемых при решении задач диагностики океанической среды.

В работе проанализированы различные методы решения внутренней краевой задачи дифракции на пространственно-локализованных неоднородностях (в частности, на телах) в волноводах океанического типа. Исходя из результатов

анализа, можно сделать вывод, что область применимости классических методов, таких как метод решения интегральных уравнений, метод "шивки" полей при исследовании дифракции на телах координатной формы, позволяют с достаточно большой точностью рассчитать дифрагированные поля, в том числе и вблизи тел, если тела имеют небольшие волновые размеры. В том случае, когда размер тела существенно превышает длину волны поля подсветки, по-видимому, лучшие результаты следует ожидать от метода Т-матриц. Однако перечисленные методы, хотя и носят универсальный характер, являются, в определенной степени, формальными и в силу присущей им неустойчивости и сложности требуют подтверждения эффективности и достоверности полученных результатов и трудны в интерпретации результатов расчетов. С этой точки зрения интересны приближенные эвристические методы, позволяющие найти простые алгоритмы вычислений и часто допускающие наглядную интерпретацию в форме замкнутой физической модели. К таким методам следует отнести метод основанный на приближении плавной изменчивости океанической среды, а также коротковолновое и длинноволновое приближение при расчете дифракции в волноводе. В большинстве анализируемых работ проявилось оправданное стремление разделить задачу на две независимые части: распространение в неоднородной среде и дифракцию. Указанный подход приобретает особое значение в случае, когда внутренняя краевая задача дифракции решается для рефракционного волновода океанического типа, поскольку расчет полей в таких волноводах является сам по себе не простой и далеко не полностью решенной задачей.

Анализ работ, посвященных указанной проблеме, показал, что, несмотря на достаточно широкий круг предложенных и обсуждаемых в литературе методов решения задачи, последовательного исследования структуры возмущенных полей в океанических волноводах не осуществлено, что, по всей видимости, объясняется сложностью проведения расчетов и разнообразием типов океанических волноводов. В настоящей работе представилось возможным структуру дифрагированных под малыми углами полей в океанических волноводах проанализировать в рамках коротковолновой модели дифракции и для волновода простой формы. Последнее обстоятельство позволило сравнить результаты расчетов с данными эксперимен-

та и, таким образом, показать эффективность метода расчета.

Сопоставление результатов численного и физического модельного экспериментов дает возможность сделать вывод о практической реализуемости формирования дифрагированных акустических полей путем оптимизации возбуждения волновода, расположения приемной системы и выбора алгоритма обработки сигнала.

Л и т е р а т у р а

1. Куртепов В.М. Влияние внутренних волн, волн Россби, мезомасштабных вихрей и течений на распространение звука в океане // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. И.Б.Андреевой, Л.М.Бреховских. М: Наука, 1982. С.36.-52.
- 2: Лысанов Ю.П., Плоткин А.М., Шапиро Г.И. Влияние внутритермоклинных линз на акустические поля в океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т.25, №12. С.1272 - 1280.
3. Подводная акустика и обработка сигналов /Под ред. Л.Бьёрне. М.: Мир, 1985.
4. Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г. Приближенный подход к задаче о дифракции волн с плавно меняющимися параметрами // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т.26, №4. С.440 - 446.
5. Manley T., Hunkins K. Mesoscale eddies in the Arctic ocean // J. Geophys. Res. 1985. V.90, N C3. P. 4911-4930.
6. Ingenito F. Scattering from an object in a stratified medium // JASA. 1987. V.82. P.2051-2059.
7. Медвин Г., Сполдин Р.П. Подводная гора и дифракция // Акустика дна океана / Под ред. Ф.М.Енсена, У.Купермана. М.: Мир, 1984. С. 260 - 276.
8. Morita N., Kumagai N. Scattering and mode conversion of guided modes by a spherical object in an optical fiber // IEEE Trans. on Microwave Theory. 1980. V.MTT-28, N 2. P.137-141.
9. Uzunoglu N.K., Fikioris J.G. Scattering from an inhomogeneity inside a dielectric-slab wave guide // JOSA. 1982. V.72, N 5. P. 628-637.

10. Gottis F.G., Kanellopoulos J.D. Scattering from dielectric cylinders embedded in two-layer lossy medium // *Int. J. Electronics*. 1986. V.61, N 4. P.477-486.
11. Uzunoglu N.K., Kanellopoulos J.D. Scattering from underground tunnels // *J. Phys. A*. 1982. V.75, N 15. P.459-471.
12. Галишникова Т.Н., Ипльинский А.С. Численные методы в задачах дифракции. М.: Изд-во МГУ, 1987.
13. Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Масалов С.А. Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. Киев: Наук. думка, 1984.
14. Никольский В.В. Вариационные методы для задач дифракции // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1977. Т.20, №1. С.5 - 45.
15. Каценепенбаум Б.З. Дифракция на большом отверстии в широком волноводе // *ДАН СССР*. 1962. Т.144, №2. С.322 - 325.
16. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989.
17. Waterman P.C. New formulation of acoustic scattering // *JASA*. 1969 V.45, N 6. P.1417-1430.
18. Жук Н.П., Шульга С.Н. Двумерная задача рассеяния электромагнитных волн на цилиндрическом включении в плоскополостной среде // *Радиотехника*. Вып.90. Харьков: Изд-во Харьков. ун-та, 1989. С.93 - 101.
19. Горская Н.В., Горский С.М., Зверев В.А. и др. Коротковолновая дифракция в многомодовом слоистом волноводе // *Акуст. журн*. 1988. Т.34, №1. С.55 - 59.
20. Немцов В.Н., Федорюк М.В. Дифракция звуковых волн на тонком теле вращения в двуслойной жидкости // *Акуст. журн*. 1986. Т.32, №1. С.131 - 134.
21. Collins M.D., Werby M.F. A parabolic equation model for scattering in the ocean // *JASA*. 1989. V.85, N 5. P.1895-1905.
22. Бело В.Е., Горский С.М., Хилько А.И. и др. Дифракция акустических волн на упругом цилиндре в многомодовом слоистом волноводе // *Волны и дифракция - 90*. М.: Физическое общество, 1990. Т.1. С.378 - 382.
23. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Гидрометеиздат, 1982.
24. Обозненко И.Л. Интегральные уравнения задач дифракции на телах со смешанными граничными условиями //

- Электроакустика и звукотехника: Вестн. Киев. политехн. ин-та. 1984, №8. С.15 - 18.
25. Обозненко И.Л. Метод Шварцшильда для дифракционных задач в трехсвязанной области // Акустика и ультразвуковая техника. 1984, №19. С.22 - 25.
26. Hackman R.H., Sammelmann G.S. Acoustic scattering in an inhomogeneous waveguide: Theory // J ASA. 1986. V. 80. P.1447-1458.
27. Boström A. Transmission and reflection of acoustic waves by an obstacle in a waveguide // Wave Motion 1980. N 2. P.167-184.
28. Квятковский С.О. Дифракция звуковых волн на рассеивателе в волноводе // Акуст. журн. 1988. Т.34, №4. С. 730-734.
29. Tobocman W. Comparison of the T-matrix and Helmholtz integral methods for wave scattering calculation // JASA. 1985. V.77, N 2. P.369-374.
30. Горская Н.В., Горский С.М., Зверев В.А. и др. Особенности коротковолновой дифракции звука в многомодовых слоистонеоднородных волноводах // Акустика океана / Под ред. И.Б.Андреевой, Л.М.Бреховских. М.: Наука, 1991. С.97 - 110.
31. Валуева В.Н. Дифракция звуковых волн на тонком импедансном теле вращения в двуслойной жидкости // Акуст. журн. 1989, №1. С.25 - 28.
32. Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г. Дифракция волн на регулярных рассеивателях в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1984, Т.30, №3. С.339-348.
33. Зверев В.А. Радиооптика. М.: Сов. радио, 1975.
34. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. С.415 - 416.
35. Нечаев А.Г., Хилько А.И. Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // Акуст. журн. Т.34, №2. С.285 - 289.
36. Нечаев А.Г., Хилько И.А. Определение локальных характеристик распределенных вдоль акустической трассы океанических неоднородностей // Акуст. журн. 1988, Т.34, №4. С.694 - 699.
37. Бородина Е.Л., Горская Н.В., Горский С.М. и др. Возможности геновых методов для изучения дифрагированных звуковых полей в волноводах // Настоящий сборник. С. 174-199.

38. Горская Н.В., Горский С.М., Гурбатов С.Н. и др. Исследование возможности применения частотно-модулированных волн для изучения рассеяния в неоднородных волноводах // Акуст. журн. 1991. Т.37, №5. С.914-921.
39. Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука, 1968.
40. Горская Н.В., Николаев Г.Н., Рычова Т.А., Салин Б.М. Спектральный анализ при исследовании полей гармонических источников в акустических волноводах // Акуст. журн. 1981. Т.27, №2. С.202 - 205.
41. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М.: Мир, 1969.
42. Белякова Л.И., Горская Н.В., Курин В.В. и др. Экспериментальное исследование структуры звукового поля в мелком море на физической модели // Акуст. журн. 1986. Т.32, №1. С.107 - 111.

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ЛОКАЛИЗОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ В ВОЛНОВОДЕ

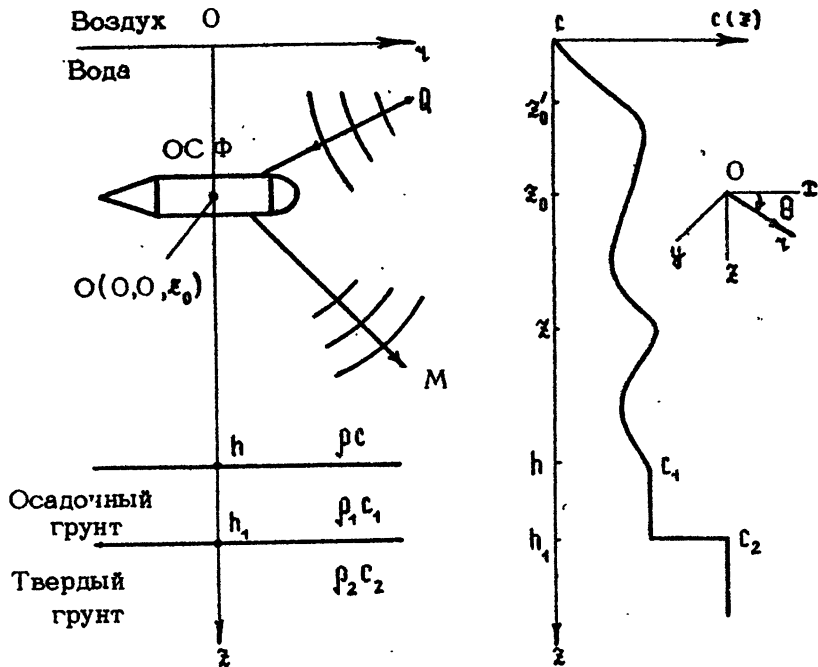
И.Л.Обозненко, С.В.Пасечный

При решении задач дифракции звука объектом сложной формы (ОСФ) в присутствии отражающих плоских границ в качестве метода [1-3] использовались системы интегральных уравнений Фредгольма первого или второго рода с ядром в виде функции Грина свободного пространства:

$$G_0(M, Q) = \frac{e^{i\pi} (ik |MQ|)}{4\pi |MQ|}, \quad (1)$$

где M - точка наблюдения; Q - точка излучения. В случае направленного источника звука можно один источник заменить суммой источников $\sum_{j=1}^3 Q_j$ с соответствующими амплитудно-фазовыми и пространственными распределениями. Для пространства L_2 функция Грина свободного пространства определяется функцией Ханкеля нулевого порядка первого рода. При наличии волновода, в котором рассматривается, например, модовая структура звукового поля в виде нормальных волн (на расстояниях $|MQ| \gg 1$) [4], функция Грина $G_0(M, M_0)$ свободного пространства не удовлетворяет граничным условиям и не описывает особенности распространения нормальных или квазинормальных мод. Тем не менее с точки зрения универсальности и сходимости этот метод может быть использован в решении многих задач. В работе [1] решена задача о дифракции звуковой волны на объекте, расположенном, например, в волноводе с двумя несвязанными границами; здесь использовались три функции Грина $G_j(M_j, M_0)$, $j = 1, 3$, каждая из которых удовлетворяет уравнению Гельмгольца, условию погашаемости и краевым

условиям на объекте и на каждой границе волновода в отдельности, т.е. во многих случаях известные функции Грина. Однако сходимость процесса итерации системы шести интегральных уравнений Фредгольма существенно зависит от удаления границ друг от друга, т.е. формально этот метод оказался практически пригодным при умеренных значениях h/λ и h_0/λ (h - глубина волновода, h_0 - глубина погружения объекта, $h > h_0$, λ - длина волны).



Р и с. 1. Геометрия задачи

В настоящей работе предлагается метод решения задачи, заключающийся в использовании функции Грина невозмущенного волновода при произвольных краевых условиях на границах. Геометрия волновода также произвольна. Согласно геометрии задачи (рис.1) представим функцию Грина свободного волновода (без ОСФ) с точностью до постоянных в виде [5,6]

$$u_0(Q, M) = \sum_{n=1}^{N_0} A_n \Psi_n(z_0) \Psi_n(z) H_0^{(1)}(\beta_n R_0), \quad R_0 = (r - r_0), \quad (2)$$

где $\Psi_n(z)$ и β_n - собственные функции и числа данного волновода: Q - источник звука с координатами $\{x_0, y_0, z_0\}$; M - точка наблюдения с координатами $\{x, y, z\}$, N_0 - количество незатухающих мод в свободном волноводе.

Представление поля в волноводе в виде выражения (2) соответствует модовой структуре волнового поля и справедливо при $kR_0 \gg 1$, где $k = 2\pi/\lambda$ (не учитываются боковые волны). Функция $u_0(M, M_0)$ является решением уравнения $(\Delta + k^2) u_0(M, M_0) = -\delta(M, M_0)$ и удовлетворяет заданным граничным условиям:

$$\Gamma u_0 \Big|_{S_j} = \dot{u}_{0j}, \quad (3)$$

где Γ - дифференциальный оператор, S_j обозначают границы волновода ($j = 1, 2$), \dot{u}_{0j} - заданное возмущение j -й границы волновода (в частном случае невозмущенных границ $\dot{u}_{0j} = 0$). При наличии объекта полное поле в волноводе равно

$$u(M) = u_0(M, M_0) + u_s(M), \quad (4)$$

где $u_s(M)$ - возмущенное объектом поле свободного волновода или рассеянное поле объекта при воздействии на него поля нормальных волн $u_0(M, M_0)$ в виде (2). Построение решения $u_s(M)$ в общем случае произвольно (за исключением необходимых условий на границах и на бесконечности). Для канонических объектов удобно представить решение в виде ряда по собственным функциям соответствующей системы координат, однако такое представление неудобно для описания поля даже слабозвозмущенного объектом волновода. Для ОСФ наиболее эффективными методами решения задач дифракции являются методы интегральных уравнений. Очевидно, что компромиссным решением данной задачи для определения поля u_s будет использование интегрального уравнения типа Фредгольма с ядром, содержащим функцию Грина свободного волновода u_0 . Такой подход приведет к некоторому усложнению вычислительной процедуры (для ЭВМ это не играет существенной роли), зато позволит использовать известные алгоритмы решения волноводных задач и обобщенные алгоритмы для ОСФ [5-9]. Представим, согласно (2) и [7,9], полное поле в волноводе в виде

$$u(M) = u_0(M, M_0) + T_{10} \Phi(M_1) - T_{20} \Psi(M_1), \quad (5)$$

где T_{10} и T_{20} - частные значения интегральных операторов типа Фредгольма, которые в данном случае могут быть определены следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= \int_S \dots \left[\frac{\partial}{\partial n_1} + \epsilon \right] G(M, M_1) dS_1, \quad T_{10} = T_1 (\epsilon=0) \\ T_2 &= \int_S \dots \left[\gamma \frac{\partial}{\partial n_1} + 1 \right] G(M, M_1) dS_1, \quad T_{20} = T_2 (\gamma=0) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь и в выражении (5) S — поверхность ОСФ с внешней нормалью \vec{n}_1 в точке $M_1 \in S_1$; $G(M, M_1) = u_0(M, M_1)$, где u_0 имеет вид (2):

$$\Phi(M_1) = \lim_{n \rightarrow M_1 + 0} u(M), \quad \Psi(M_1) = \lim_{n \rightarrow M_1 + 0} \frac{\partial u(M)}{\partial n_1}, \quad (7)$$

$\forall M \in M_1 + 0$ — поверхностные токи, наведенные на ОСФ полями $u_0(M)$ и $u_s(M)$;

$$\epsilon = \frac{-i \kappa \rho c}{z_1}, \quad z_1 = \frac{\rho}{(v_0 - \Psi)}, \quad (8)$$

где z_1 — импеданс ОСФ, возбужденного собственным полем скоростей $v_0(M_1)$; ρ — давление на поверхности ОСФ ($\rho = -j\omega \rho U$, ρ — плотность среды, $\omega = 2\pi f$, f — частота падающей волны),

$$\gamma = \frac{i z_2}{\kappa \rho c}, \quad z_2 = \frac{\rho_0 - \rho}{\Psi}, \quad (9)$$

где z_2 — импеданс ОСФ, возбужденного собственным полем акустического давления $\rho_0(M_1)$. В состоянии покоя ОСФ

$$z_1 = z_2 = z = - \frac{\rho}{\Psi}, \quad (10)$$

где z — нормальный импеданс объекта.

Заметим, что выражение (5) удовлетворяет уравнению Гельмгольца, граничным условиям на трех поверхностях и условию на бесконечности (или условию погашаемости при $\kappa = \kappa' + i\kappa''$, $\text{Im} \kappa'' > 0$). В качестве граничных условий на ОСФ выбраны условия двух типов [2, 7, 8, 9]:

$$\Psi(M_1) + \epsilon(M_1) \Phi(M_1) = v_0(M_1), \quad \forall M_1 \in S \quad (11)$$

или

$$\Phi(M_1) + \gamma(M_1) \Psi(M_1) = \Phi_0(M_1), \quad \Phi_0(M_1) = \frac{i \rho_0(M_1)}{\omega \rho c}. \quad (12)$$

Произведя в выражении (5) предельные переходы при $M \rightarrow M_1 \in S$, получим для граничных условий на ОСФ (11) или (12) два типа интегральных уравнений Фредгольма второго рода относительно поверхностных токов $\Phi(M_2)$ и $\Psi(M_2)$, $\forall M_2 \in S$:

$$\frac{1}{2} \Phi(M_2) - T_1 \Phi(M_1) = u_0(M_2, M_0) - T_{20} u_0(M_1), \quad (13)$$

$$\frac{\alpha}{2} \Psi(M_2) - T_2 \Psi(M_1) = -u_0(M_2, M_0) - T_{10} \Phi_0(M_1) + \frac{1}{2} \Phi_0(M_2), \quad (14)$$

где при $M_1 = M_2$ интегральные операторы следует понимать в смысле главного значения, т.е. это операторы типа Коши. Кроме того, в выражениях (13) и (14) операторы $T_{1,2}$ содержат функцию Грина свободного волновода, записанную для поверхности ОСФ:

$$G(M_1, M_2) = \sum_m^N \Psi_m(z_1) \Psi_m^*(z_2) H_0^{(1)}(\beta_m R_{12}),$$

$$R_{12} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}, \quad (15)$$

где M_1 - точка интегрирования; M_2 - текущая точка поверхности ОСФ. В качестве алгоритмов решения уравнений (13) и (14) был выбран метод моментов с функциями Р.Харрингтона [10,11] двух типов: по согласованным точкам и общей коллокации. Несколько пробных расчетов показали большую эффективность второго типа функций. В результате вместо уравнения (13) было получено матричное уравнение:

$$(1 + \eta_m) \Phi(z_m) [A_{m,n}] = 2u_0(z_n); \quad m, n = \overline{1, M},$$

$$v_0 = 0, \quad [A_{m,n}] = F(G_{m,n}(z_m, z_n)), \quad (16)$$

где $[A_{m,n}]$ - квадратная матрица, коэффициенты которой содержат функцию Грина и ее нормальную к S производную в дискретных точках поверхности ОСФ S , с весовой δ -функцией элементов пробных степенных полиномов; η_m - коэффициенты, определенные радиусами кривизны ОСФ при совпадении точек z_m и z_n . Если, например, поверхность ОСФ задана уравнением $x = F(z, y)$, (или в другой плоскости $y = F(z, x)$), то

$$\frac{\partial G(M_1, M_2)}{\partial u_1} = \bar{n}_1 \nabla G(M_1, M_2) = (-F_{x_1} G_{x_1} - F_{y_1} G_{y_1} + G_{x_1}) / \sqrt{1 + F_{x_1}^2 + F_{y_1}^2}, \quad (17)$$

где $F_{x_1} = \frac{\partial F}{\partial x_1}$; $G_{x_1} = \frac{\partial G(M_1, M_2)}{\partial x_1}$ и т.д.

Отметим физическую особенность представленных решений в форме (13) или (14) и (5). При заданных параметрах и геометрии волновода функция в (13) или (14) и (5) задает определенное количество распространяющихся мод в свободном волноводе, в то время как в решении уравнений (13) или (14), а следовательно и в (5), количество необходимых мод может быть иным. В данном случае за счет взаимодействия объекта и свободного волновода моды могут изменить свой вклад в полное поле $u(M)$. Даже при наличии только плоской волны в свободном волноводе (нулевая мода плоскопараллельного волновода с акустически жесткими границами) полное поле рассеяния $u(M)$ согласно (5) и (13) или (14) не будет таким же, как рассеянное поле того же объекта в свободном пространстве, что следует также из физических соображений. Поля рассеяния объектом будут совпадать при наличии положительной мнимой части γ волнового числа и при увеличении глубины волновода h до бесконечности.

Алгоритм решения уравнений (13) и (14) в принципе произволен и зависит от типа ЭВМ. Мы выбрали функции Р. Харрингтона, но это еще не означает их оптимальность [10, 11, 4], так как существуют более эффективные методы решения системы алгебраизированных уравнений, соответствующих интегральных уравнений, которые в настоящее время апробируются в наших численных экспериментах.

В дальнейшем требуется конкретизировать форму и акустические свойства объекта (в качестве ОСФ в данном случае использовалась составная фигура вращения — полуэллипсоид — цилиндр — конус). Кроме того, следует конкретизировать тип волновода и его способ возбуждения (или точечный источник звука, или одномодовое возбуждение), волновые размеры объекта и волновода, а также их взаимное расположение относительно источников и приемников звука.

В качестве исходного волновода рассмотрим волновод Пекериса [4], в котором собственные функции и числа имеют вид

$$\Psi_n(z) = \sin \frac{\alpha_n z}{h}; \quad \beta_n = k \sqrt{1 - \left(\frac{\alpha_n}{kh}\right)^2}, \quad n = 1, 2, \dots$$

где α_n находится из дисперсионного уравнения

$$\tan \alpha_n = -m_0 / \sqrt{(kh)^2 - \alpha_n^2},$$

$$m_0 = \rho_1 / \rho; \quad \nu = \sqrt{1 - n_0^2}; \quad n_0 = c / c_1, \quad n = \overline{1, N},$$

$$N < \left[\frac{2fh\nu}{c} + 0,5 \right], \quad (19)$$

где ρ и ρ_1 - соответственно плотности жидкости в слое и полупространстве, c, c_1 - скорости звука.

Значение α_n зависит от величины m_0, n_0 и kh . В качестве объекта выберем указанный выше составной ОСФ, считая его акустически жестким. В этом случае из выражения (13) получим интегральное уравнение:

$$\frac{1}{2} \Phi(M_2) - T_1 \Phi(M_1) = u_0(M_2, M_0), \quad (20)$$

где $u_0(M_2, M_0)$ имеет вид (2). Возможны варианты представления правой части уравнения (20):

- если источник точечный, то правая часть уравнения (20) определяется суммой N незатухающих нормальных волн (см. (19));

- если источник распределенный и настроенный на n -ю моду волновода, то в правой части уравнения (20) будет присутствовать n -й член: $u_0 = A_n \Psi_n(z) H_0^{(1)}(\beta_n R_0)$ (см. (19)).

Если предположить, что объект имеет значительную удлиненность, т.е. $a/l < 1$ (a - радиус, l - его длина), то задача может существенно упроститься. Следуя общим соображениям для таких объектов, целесообразно искать решение интегрального уравнения (20) в форме

$$\Phi(M_2) = \exp(ikt \cos \theta_0) \bar{\Phi}(x, y), \quad (21)$$

где $\bar{\Phi}(x, y)$ - медленно меняющаяся функция потенциала на поверхности эллипсоида; θ_0 - угол падения в азимутальной плоскости фронта волны. Экспоненциальный член в уравнении (21) определяет быстро осциллирующую функцию (особенно, если $kl \gg 1$, но a/l должно быть всегда малой величиной -

рэлеевское приближение по сечению объекта). Так как ядро интегрального уравнения (20) для ОСФ в виде фигуры вращения 2π -периодично по азимутальной координате его поверхности, то разложив Φ и u_0 в ряды Фурье по этой координате, найдем коэффициенты Фурье, которые явно выражаются через функции Бесселя и Ханкеля.

Однако, используя рэлеевское приближение с точностью до величины ϵ^2 ($\epsilon = a/l \ll 1$), можно получить более простые формулы для поверхностного тока $\Phi(M_2)$ и поля рассеяния $u(M)$, используя идею [12] для иглоподобного тела, (т.е. формально для линии конечной длины). Единственная особенность такого подхода заключается в том, что поверхностные токи в полусах линии терпят разрыв, однако качественная характеристика дальнего поля (ДП) рассеяния вполне может быть удовлетворительная. Однако, как показано в работе [13], такое совпадение возможно, например, для эллипсоида с соотношением осей $l/a > 20-40$, что редко встречается в природе. Возвратимся к случаю $a/l < 1$ (реально $a/l \lesssim 10-15$), т.е. представлению поверхностного тока $\Phi(M_2)$ в форме (21). При этом алгоритм решения интегрального уравнения (20), представленный в форме матричного уравнения (16), может существенно упроститься за счет двух факторов, оказавших взаимное влияние друг на друга. Первый фактор — это весовые δ -функции Р. Харрингтона матричных элементов, второй фактор — существенная разреженность матрицы при $a/l < 1$, низких частотах для рассматриваемых ОСФ и сравнительно малых глубинах волновода. Как показал численный анализ значений матричных коэффициентов системы (16), при указанных выше условиях можно ограничиться, с погрешностью не более 10 %, диагонализированной матрицей, что позволяет получить явные выражения для потенциала рассеянной волны u_0 и его характеристик — давления и вектора колебательной скорости. Проведенные численные расчеты без указанных приближений в некоторых случаях показывали погрешность более, чем 10 %, что, очевидно, связано с невысокой устойчивостью матричного уравнения (16) для сделанных приближений. Особенно большие отклонения наблюдались вблизи критических частот волновода Пекериса или вблизи собственных чисел внутренней задачи Дирихле для жесткого ОСФ, которые требуют дополнительной корректировки. В настоящее время эти вопросы практически сняты, но задача должна решаться только численными методами. Тем не ме-

нее, если исключить указанные критические особенности волновода и ОСФ из рассмотрения, то с учетом сказанного выше приведем приближенные формулы для рассеянного поля, по которым можно провести подробный анализ явлений рассеяния звука на ОСФ в волноводах.

Согласно известному определению потока вектора энергии через единицу площади (вектор Умова), его величина равна

$$\vec{J} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (\rho_s \vec{v}_s^*), \quad (22)$$

где ρ_s - давление отраженной волны; \vec{v}_s^* - комплексно сопряженный вектор колебательной скорости отраженной волны.

Исследуем величину давления и вектор колебательной скорости, определенные в декартовой системе координат компонентами

$$\vec{v} = \vec{v}_x \vec{e}_x + \vec{v}_y \vec{e}_y + \vec{v}_z \vec{e}_z, \quad (23)$$

где $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ - единичные орты в декартовой системе координат $\{x, y, z\}$. Соответственно проекции вектора потока энергии через единицу площади согласно (22) и (23) будут равны

$$J_x = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (\rho_s v_x^*), \quad J_y = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (\rho_s v_y^*), \quad J_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (\rho_s v_z^*), \quad (24)$$

$$|\vec{J}| = \sqrt{J_x^2 + J_y^2 + J_z^2}.$$

Рассмотрим взаимное влияние эффектов рассеяния - геометрии волновода и геометрии ОСФ. Сравним характеристики рассеяния: ОСФ, помещенного в волновод с полем в свободном волноводе; протяженного ОСФ с эквивалентной сферой радиусом 1 м в волноводе; протяженного ОСФ в волноводе с такого же типа ОСФ, но в бесконечном пространстве. Основные соотношения для многомодового волновода записываются в сложном виде, поэтому используем упрощенную форму записи:

$$\frac{\text{ОСФ} + \text{В}}{\text{В}} \rightarrow \frac{\rho_s(\theta)}{\rho_0}, \quad (25)$$

$$\frac{\text{ОСФ} + \text{В}}{\text{С} + \text{В}} \rightarrow \frac{\rho_s(\theta)}{\rho_{\text{св}}(\theta)}, \quad (26)$$

$$\frac{\text{ОСФ} + \text{В}}{\text{ОСФ}} \rightarrow \frac{\rho_s(\theta)}{\rho_s^0(\theta)}, \quad (27)$$

где условно обозначено: ОСФ + В - ОСФ в волноводе; В - волновод, С + В - сфера в волноводе, ОСФ - ОСФ в бесконечном пространстве; $\rho_s(\theta)$ - давление рассеянного поля ОСФ в волноводе, ρ_0 - давление в свободном волноводе (без ОСФ), $\rho_{s0}(\theta)$ - давление рассеянного поля сферы (радиусом 1 м) в волноводе, $\rho_s^0(\theta)$ - давление рассеянного поля ОСФ в бесконечном пространстве.

Для расчета $\rho_s(\theta)$ и $\rho_{s0}(\theta)$ используются алгоритм основной задачи, а для $\rho_0(\theta)$ и $\rho_s^0(\theta)$ следующие выражения:

$$\rho_0 = \sum_{n=1}^N \frac{A_n}{h \sqrt{2\rho_n \gamma}} \sin \frac{\alpha_n x}{h} \sin \frac{\alpha_n x_0}{h} \exp(i2\rho_n \gamma), \quad (28)$$

$$\rho_s^0 = \frac{\kappa^2 a^2 \rho}{4\gamma} (2 + \sin^2 \theta) \left(\frac{\cos \gamma}{\gamma^2} - \frac{\sin \gamma}{\gamma^3} \right) \exp[i(2\kappa\gamma + \gamma)], \quad (29)$$

$$\gamma = \frac{2\pi f}{c} \rho \cos \theta, \quad \kappa = \frac{2\pi f}{c}.$$

Для численного расчета был выбран волновод Пекериса, со следующими параметрами.

Волновод № 1: $m_0 = \rho_1 / \rho = 1,43$; $n_0 = 0,977836$; $h = 350$.

Волновод № 2: $m_0 = 2,0$; $n_0 = 0,75$; $h = 350$.

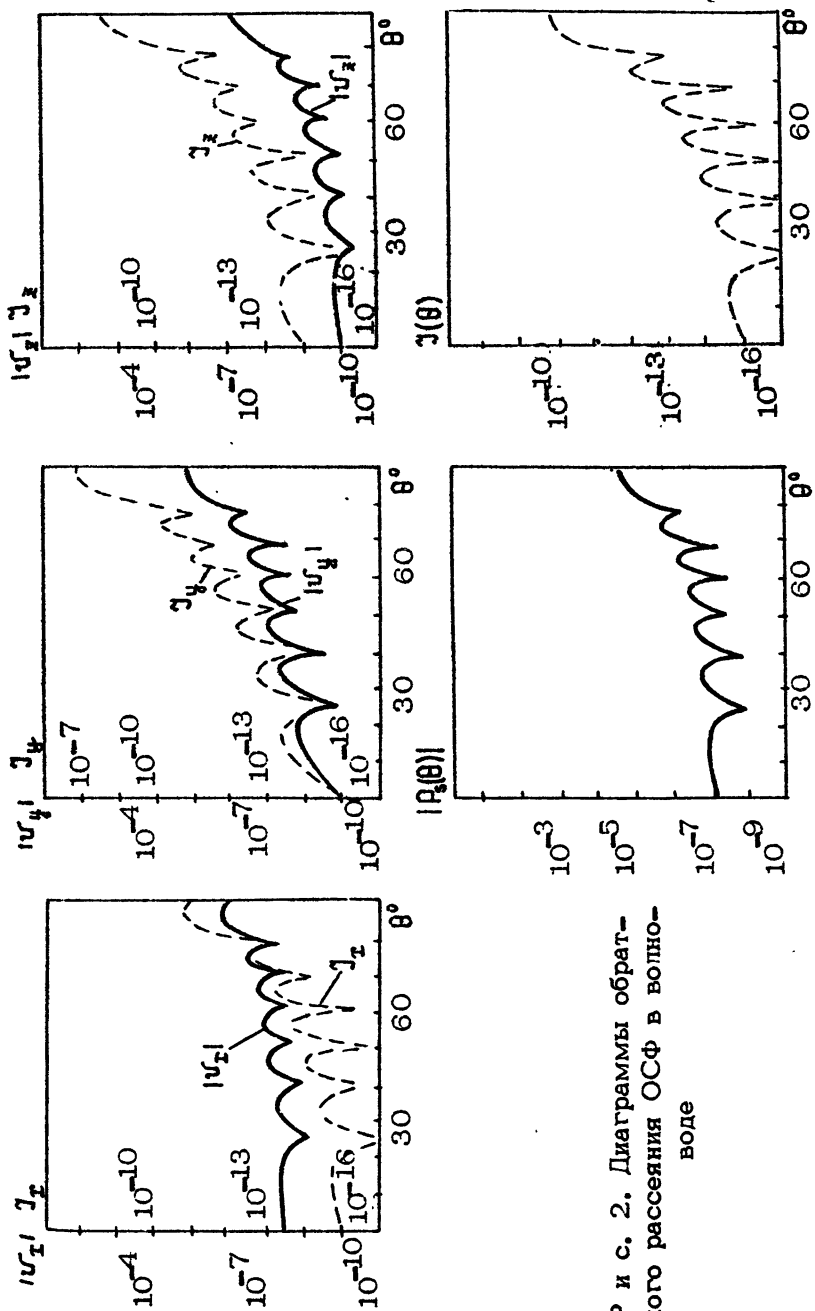
Расчет представлен для двух значений частоты: $f = 32$; $f = 64$.

В качестве объектов использовались

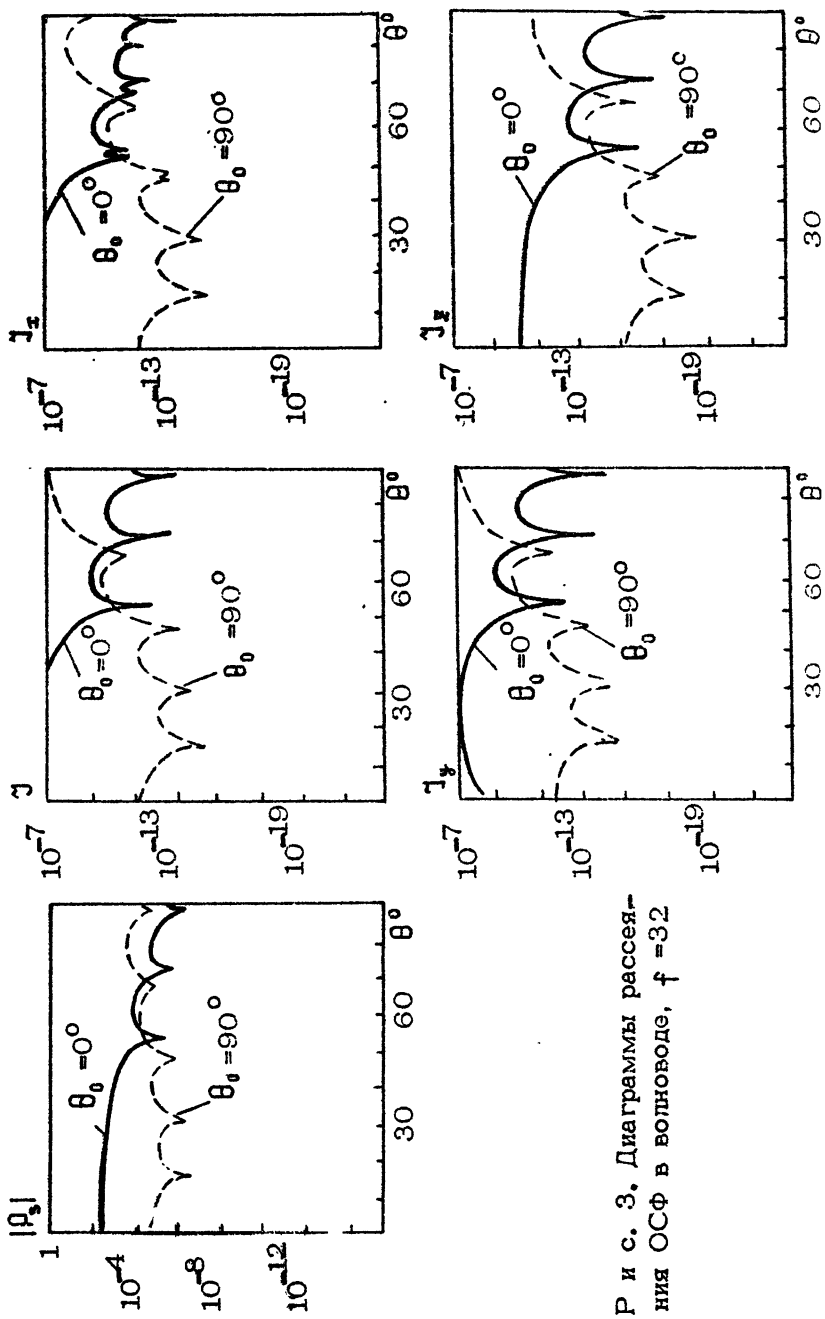
- ОСФ № 1 (κL : 23; 46);

- ОСФ № 2 (κL : 8; 15).

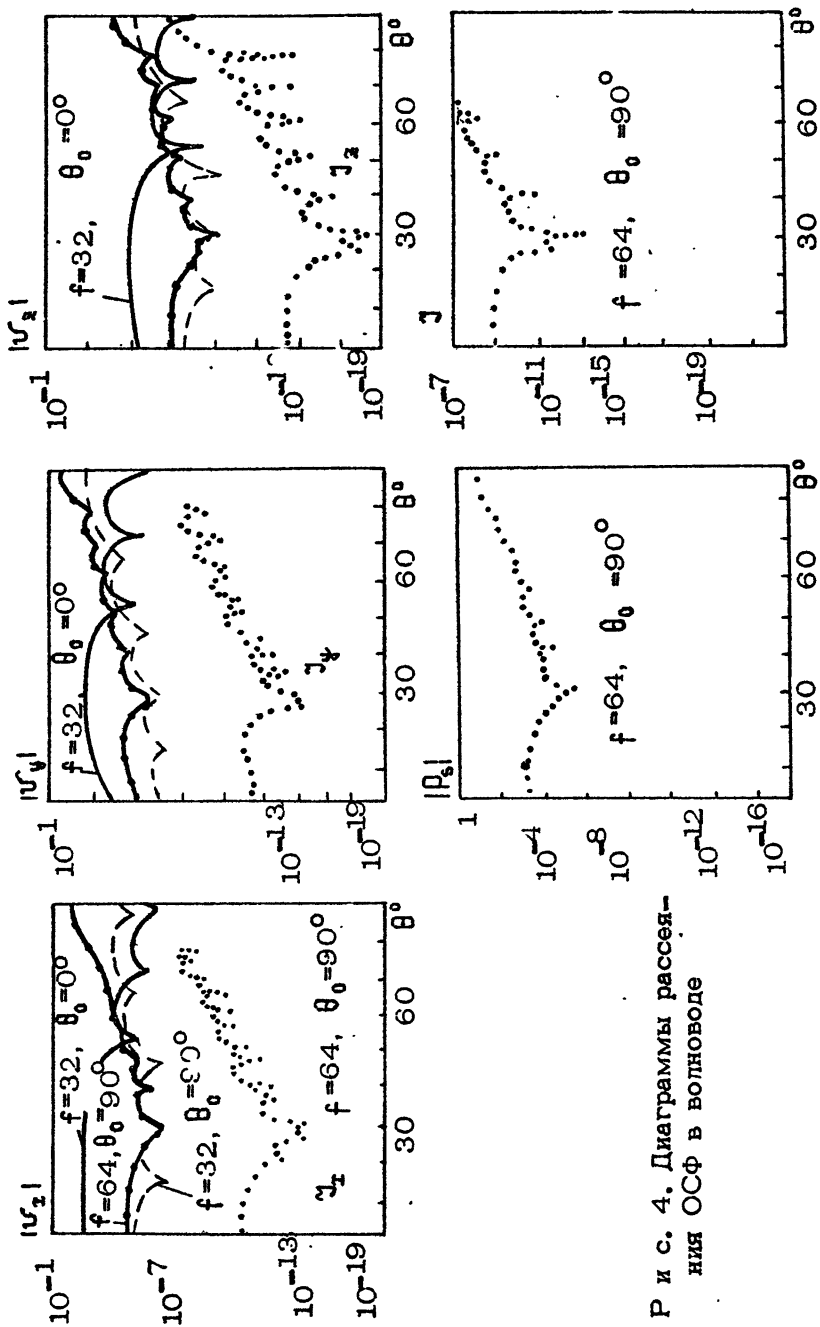
Дистанция между приемно-излучающей точечной антенной и ОСФ была выбрана $\gamma = 10000$, а их заглубление составляло $x = 50$ и $x = 300$ в разных вариантах для ОСФ (x_0) и антенны (x). Согласно разработанной программе были проведены расчеты модулей и фаз давления и проекции скоростей U_x, U_y, U_z , а также модулей интенсивности J, J_x, J_y, J_z в функции от угла при различных взаимных расположениях ОСФ и антенны. Кроме этого, были произведены расчеты для анализа влияния геометрии объекта и волновода на поле рассеяния. Некоторые результаты расчетов модулей давления, колебательной скорости и интенсивности приведены на рис. 2 - 4.



Р и с. 2. Диаграммы обратного рассеяния ОСФ в волноводе



Р и с. 3. Диаграммы рассеяния ОСФ в волноводе, $f = 32$



Р и с. 4. Диаграммы рассеяния ОСФ в волноводе

В результате анализа структуры полей рассеяния звука протяженными ОСФ в волноводе можно сделать следующие выводы:

1. Индикатрисы рассеяния в условиях волновода имеют более "изрезанный" вид по сравнению с аналогичными характеристиками в свободном пространстве. Это обстоятельство обусловлено взаимным влиянием отдельных мод, поэтому для акустически жестких подложек оциллиции индикатрис более ярко выражены по сравнению со случаем волноводов с акустически мягкой подложкой.

2. Уровень и интервал оциллиций индикатрис рассеяния существенно зависят от волновых размеров ОСФ: при увеличении параметра l/λ острота интерференционных пиков и их количество возрастают, а фазовая структура поля рассеяния в интервале углов $0^\circ - 90^\circ$ становится менее упорядоченной.

3. Анизотропия зависимостей потоков мощности $J(\theta)$ выражена более значительно по сравнению с анизотропией зависимостей $P_s(\theta)$ причем потоки мощности в области зеркальных углов облучения ($\theta \approx 90^\circ$) отличаются в сто раз. Этот эффект усиливается при увеличении волнового размера ОСФ, а также при уменьшении количества энергонесущих мод в волноводе.

Л и т е р а т у р а

1. Обозненко И.Л. Метод Шварцшильда для дифракционных задач в 3-связной области // Акустика и ультразвуковая техника, 1984. Вып. 19. С.22-25
2. Обозненко И.Л. Функциональные зависимости между крайними значениями в задачах дифракции // Акустика и ультразвуковая техника, 1984. Вып. 19. С.17-21.
3. Обозненко И.Л., Тропов А.И., Максименко Т.И. и др. Расчет звукового взаимодействия объекта и плоскости с помощью итерации системы интегральных уравнений // Вестн. Киев. политехн. ин-та. Электроакустика и звуко-техника, 1986. Вып. 10. С.3-6.
4. Урик Р. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978, 448 с.
5. Обобщенный метод Треффтца для задач дифракции и излучения звука в многосвязных областях // И.Л.Обозненко и др. Киев, 1984. Деп. в УкрНИИНТИ. №1741 Ук-84.

6. Функция Грина и ее нормальная производная на произвольной поверхности в задачах излучения и дифракции звука // И.Л.Обозненко и др. Киев, 1984. 30 с. Деп. в УкрНИИТИ. №1746 Ук-84.
7. Обозненко И.Л. Интегральные уравнения задач дифракции на телах со смешанными граничными условиями // Вестн. Киев. политехн. ин-та. Электроакустика и звукотехника. 1984. Вып. 8. С.15-18.
8. Интегральные уравнения Фредгольма в задачах излучения и дифракции звука в односвязной области / И.Л.Обозненко и др. Киев, 1984. 28 с. Деп. в УкрНИИТИ. №1266. Ук-84.
9. Интегральные уравнения Фредгольма в задачах излучения и дифракции звука для многосвязных областей / И.Л.Обозненко и др. Киев, 1984. 39 с. Деп. в УкрНИИТИ. №1742 Ук-84.
10. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения, методы, алгоритмы, программы: Справ. пособие. Киев: Наукова думка, 1986. 544 с.
11. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. М.: Наука, 1985. 254 с.
12. Федорюк М.В. Применение метода сращивания асимптотических разложений к рэлеевскому приближению в скалярной теории дифракции // Акуст. журн. 1981. Т.27. Вып. 3. С. 441-449.
13. Обозненко И.Л., Торопов А.И., Максименко Т.И. и др. Сила цели фигур вращения сложной формы // Вестн. Киев. политех. ин-та. Электроакустика и звукотехника. 1986. Вып. 10. С. 6-9.

ОБ ОТРАЖАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ТЕЛА В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В.М.Кузькин

ВВЕДЕНИЕ

Решение целого ряда задач по акустической диагностике океана стимулировало в последнее время интерес к проблеме дифракции волн на телах, помещенных в волноведущую систему [1-4]. В математическом отношении рассматриваемая задача чрезвычайно сложна. Эффективные методы расчета многократных переотражений отсутствуют, и это затрудняет решение задачи в общем случае. Существенное упрощение задачи достигается, если, во-первых, малы многократные переотражения между рассеивателем и границами волнового канала и во-вторых, вертикальный размер тела достаточно мал по сравнению с характерным масштабом неоднородности среды. При выполнении этих предположений, как показано в работах [1-3], учет волноводного характера распространения сводится к исследованию межмодовой трансформации нормальных волн, а собственно дифракционная часть задачи выглядит так же, как в однородной среде.

Принимая во внимание многообразие океанической среды и тот факт, что при большом числе мод поле обнаруживает черты стохастического поведения, представляется целесообразным проанализировать энергетический подход к расчету звукового поля рассеяния. При этом оказывается возможным осветить такую важную проблему, как описание сечения рассеяния тела в волноводе. Сечение рассеяния является одной из основных дифракционных характеристик, определяющих структуру рассеянного поля и позволяющих оценивать его по порядку величины. Измерения этой величины лежат практически в основе всех методов акустической диагностики океана.

Первые попытки подобного анализа были предприняты в работах [1,5], где вычислялись парциальные сечения рассеяния, характеризующие эффективность переизлучения энергии из моды первичного поля в моду дифракционного поля. При этом волноводные аналоги сечения рассеяния зависят сложным образом как от амплитуды рассеяния тела в однородной среде, так и от большого количества параметров волнового канала в месте расположения рассеивателя, что не позволяет использовать их в "экспресс-анализе" при оценке величины рассеянного поля.

В данной работе на основе энергетического подхода предлагается обобщение принятого в однородной среде понятия сечения рассеяния тела. Анализируется влияние межмодовой трансформации и поглощения волн на изменение отражающих свойств объекта в океане.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть точечный источник расположен в точке $Q_0(0, z_0)$ с координатами $r=(0,0)$, $z=z_0$, а рассеиватель - в точке $Q_s(r_s, z_s)$ с координатами $r_s=(r_s, \varphi_s)$, $z=z_s$, где $r=r(r, \varphi)$ - радиус-вектор в горизонтальной плоскости (r, φ) . Рассеянное поле $\psi(r, z)$ в произвольной точке $Q(r, z)$ плоскостного волновода представим в виде суперпозиции нормальных волн [1,2] и проведем усреднение квадрата модуля амплитуды поля $|\psi|^2 \equiv \tilde{I}_s$ по некоторой достаточно протяженной области, размеры которой превышают характерные периоды осциллирующий мод как по горизонтали, так и по вертикали. После такого усреднения можно отбросить интерференционные члены и в выражении для интенсивности \tilde{I}_s остается двойная сумма, равная

$$\tilde{I}_s = (1/4\pi)^2 (1/r_s r) \sum_{\mu} \sum_m F_{m,\mu} h_m h_{\mu} \exp[-2(\alpha_m r_s + \alpha_{\mu} r)] / \gamma_m(z_0) \gamma_m(z_s) \gamma_{\mu}(z_s) \gamma_{\mu}(z) D_m^2 D_{\mu}^2. \quad (1)$$

Здесь γ_m и h_m - вертикальная и горизонтальная компоненты волнового вектора $\vec{k}_m^{\pm} = (\vec{h}_m \pm \vec{\gamma}_m)$, возникающие при лучевой интерпретации m -й моды; D_m и α_m - длина цикла бриллюэновского луча и коэффициент ослабления m -й моды; $r = |\vec{r} - \vec{r}_s|$ - горизонтальное расстояние между точками Q_s и Q ; $F_{m,\mu} = |f(\vec{k}_m^+, \vec{k}_{\mu}^+)|^2 + |f(\vec{k}_m^+, \vec{k}_{\mu}^-)|^2 + |f(\vec{k}_m^-, \vec{k}_{\mu}^+)|^2 + |f(\vec{k}_m^-, \vec{k}_{\mu}^-)|^2$,

где $f(\vec{k}_m, \vec{k}_{\mu})$ - амплитуда рассеяния тела в однородной среде из направления \vec{k}_m в направление \vec{k}_{μ} .

Отметим, что усредненная интенсивность первичного поля $\tilde{I}_i = |\tilde{u}|^2$ в точке Q_s согласно [6] описывается выражением

$$\tilde{I}_i = \frac{1}{2\pi r_s} \sum_m \frac{h_m}{\gamma_m(z_0) \gamma_m(z_s)} \frac{\text{etr}(-2\mathcal{E}_m r_s)}{D_m^2} \quad (2)$$

По аналогии с свободным пространством сечение рассеяния тела определим как коэффициент пропорциональности между плотностями потока мощности в точке наблюдения и падающей волне с учетом закона распространения

$$\tilde{I}_s(r_s, r) = \tilde{I}_i(r_s) \epsilon \tilde{T}(r), \quad (3)$$

где величина $\tilde{T}(r)$ имеет смысл усредненной интенсивности поля изотропного источника, расположенного в точке Q_s на расстоянии r . Таким образом, в данном случае обобщенное сечение рассеяния характеризует среднее по сечению волновода значение потока мощности, рассеянного телом в заданном горизонтальном направлении $s = (r - r_s) / r$ от рассеивателя к точке наблюдения по всем возможным углам скольжения χ . Величина ϵ в волноводе играет роль обычного сечения рассеяния, поскольку именно таким будет представляться оно для наблюдателя в волновом канале, определяющего сечение рассеяния по формуле (3).

Существенной особенностью данного подхода является то, что, во-первых, обобщенное понятие сечения рассеяния близко к "традиционному" определению в однородной среде и позволяет оценивать величину рассеянного поля в целом; во-вторых, допускается экспериментальное измерение, что важно при использовании в прикладных задачах; далее, в-третьих, удастся выяснить взаимосвязь между отражающей способностью тела в однородной среде и в волноводящей системе.

Заметим, что если для определения волноводного аналога сечения рассеяния ϵ воспользоваться описанием поля с учетом когерентности нормальных волн, то в этом случае величина ϵ будет содержать интерференционные члены, и в силу этого будет неустойчива (или, точнее сказать, очень чувствительна) по отношению к небольшим изменениям положения источника, рассеивателя и приемника [4], что совершенно не отвечает физической картине. При этом зависи-

мость между сечениями рассеяния тела в однородной среде и волноводе существенно усложняется, что затрудняет оценку величины рассеянного поля.

Для получения аналитических оценок величины ϵ будем полагать, как обычно, что в формировании волновых полей принимает участие достаточно большое число нормальных волн. Эффект влияния волноводного распространения звука на изменение отражающей способности тела в океане будем оценивать отношением $\eta = \epsilon/\epsilon_0$, где ϵ_0 - сечение рассеяния тела в однородной среде. Отметим, что согласно формуле (3) в случае изотропного в вертикальной плоскости рассеяния величина ϵ не зависит от модели волноводящей среды и такая же, как и в однородной среде, $\epsilon \equiv \epsilon_0$.

ОТРАЖАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ТЕЛА В МЕЛКОМ МОРЕ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ГРАДИЕНТОМ СКОРОСТИ ЗВУКА. РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ЖЕСТКИМ ВЫТЯНУТЫМ СФЕРОИДОМ

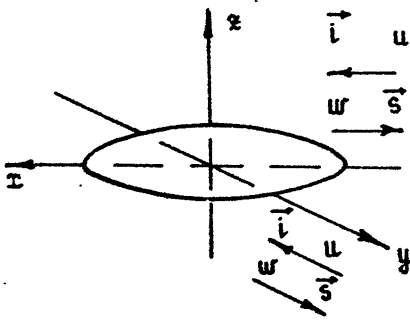
Заменим суммирование в формулах (1),(2) интегралами по непрерывным индексам m и n и перейдем далее по стандартной процедуре [6] к интегрированию по углам скольжения χ_0 и χ_s лучей, покидающих излучатель и рассеиватель. В результате получаем

$$\epsilon = \frac{\sqrt{\eta_0 \eta_s}}{4\eta} \sqrt{r_s r} \iint F(\chi_0, \chi_s) \exp(-\eta_0 r_s \chi_0^2 - \eta_s r \chi_s^2) d\chi_0 d\chi_s, \quad (4)$$

где $\eta_{0,s}$ - члены второго порядка малости в разложении коэффициента ослабления в степенной ряд по малым углам χ_0 и χ_s .

В качестве модели объекта выберем, например, акустически жесткий и вытянутый в горизонтальной плоскости (x, y) сфероид, ось вращения которого совпадает с осью x (рис.1,2). При этом для амплитуды рассеяния f воспользуемся приближенной формулой (2.6) в работе [7]. Рассмотрим некоторые частные случаи обратного рассеяния, когда источник и точка наблюдения совмещены и находятся на одном горизонте с рассеивателем.

1. Звуковая волна падает в направлении оси y (рис.1). Используя результаты работы [7], получаем, что функция



Р и с. 1. Обратное рассеяние на жестком вытянутом эллипсоиде при боковом (вдоль оси y) и осевом (вдоль оси x) падении волн

$F(\alpha_0, \alpha_s)$ имеет вид

$$F(\alpha_0, \alpha_s) \approx (2A)^2 (3 + 4 \cos \alpha_0 \cos \alpha_s + 2 \cos 2\alpha_0 \cos 2\alpha_s), \quad (5)$$

где

$$A = \frac{1}{3} \frac{\rho^3 (\xi^2 - 1)}{\kappa} \xi. \quad (6)$$

Здесь $\rho = \kappa d/2$, $\kappa = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $\xi = (a/b) \sqrt{(a/b)^2 - 1}$, a и b — большая и малая полуоси; $d = 2a/\xi$ — фокусное расстояние.

Подставляя теперь (5) в соотношение (4) и учитывая, что в однородной среде сечение рассеяния тела $\sigma_0 = (3A)^2$, для фактора ослабления q получаем выражение

$$q = (1/9) [3 + 4 \operatorname{erf}(-1/2 \eta r) + 2 \operatorname{erf}(-2/\eta r)]. \quad (7)$$

Как видно, при боковом падении волны волноводный аналог сечения рассеяния назад монотонно возрастает с увеличением дистанции и на расстоянии $r > r_1 \approx b/\eta$ ($q(r_1) \approx 0,9$) выходит на асимптотику сечения рассеяния в однородной среде. На малых расстояниях $r < r_2 \approx 0,2/\eta$ величина $\sigma = \sigma_0/3$.

2. Звуковая волна падает в направлении оси x (см. рис.1). Для осевого падения звуковой волны функцию $F(\alpha_0, \alpha_s)$ можно представить в виде [7]

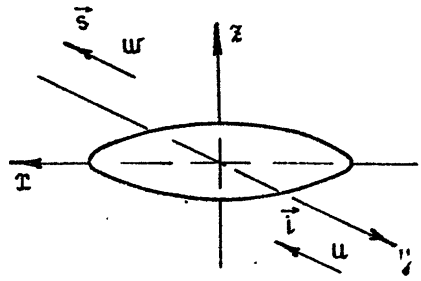
$$F(\alpha_0, \alpha_s) \approx 4 \sigma_0 (\cos \alpha_0 + \cos^2 \alpha_0 - \cos^3 \alpha_0), \quad (8)$$

где

$$(\sigma_0)^{1/2} \approx \frac{\rho^2 (\xi^2 - 1)}{\kappa \alpha^2} (\alpha \cos \alpha - \sin \alpha), \quad \alpha \approx 2\rho \xi. \quad (9)$$

Из выражений (4) и (8) получаем

Р и с. 2. Рассеяние вперед на жестком вытянутом сфероиде при осевом (вдоль оси τ) падении волны



$$q \approx 0.5 [1 + 0.5 \operatorname{erf}(-1/4\eta\tau) + \operatorname{erf}(-1/\eta\tau) - 0.5 \operatorname{erf}(-9/\eta\tau)]. \quad (10)$$

Качественно величина q ведет себя так же, как и в предыдущем случае и на расстоянии $\tau > \tau_3 \approx 1,1\eta$ составляет $q \approx 1$. Существенное различие в значениях переходных расстояний τ_1 и τ_3 объясняется тем, что при боковом падении волны в диаграмме направленности рассеянного назад поля характерно наличие одного основного лепестка, а при осевом падении — характерна "многолепестковость", т.е. излучение назад становится более "размытым" [7].

В заключение данного раздела рассмотрим случай рассеяния "вперед" при осевом падении волны (рис.2). Данный пример интересен тем, что в однородной среде излучение "вперед" в направлении падения волны (вдоль оси τ) отсутствует, т.е. $\epsilon_0 = 0$, а максимумы излучения приходятся на углы, отвечающие направлениям высших мод [7]. Здесь так же, как и выше, будем полагать $\eta_0 = \eta_s = \eta$.

3. Используя выражение для функции $F(\chi_0, \chi_s)$ [7]

$$F(\chi_0, \chi_s) \approx (2A)^2 (4 \sin^2 \chi_0 \sin^2 \chi_s + \sin^4 \chi_s), \quad (11)$$

можно выразить волноводный аналог сечения рассеяния сфероида в соответствии с (4), что дает

$$\epsilon \approx (A/4)^2 [11 - 12 \operatorname{erf}(-1/\eta\tau_s) + \operatorname{erf}(-4/\eta\tau_s) - 8 \operatorname{erf}(-1/\eta\tau) + 8 \operatorname{erf}(-1/\eta\tau_s - 1/\eta\tau)]. \quad (12)$$

Если расстояния τ_s и τ малы, то $\epsilon \approx 11A^2/16$. При увеличении расстояний τ_s и τ величина ϵ уменьшается и в пределе стремится к нулю. С другой стороны, если рас-

стояние r_3 достаточно мало ($r_3 < r_2$), то по мере удаления точки наблюдения от рассеивающего объекта сечение рассеяния уменьшается и при $r > r_4 \approx 10/\eta$ выходит на постоянный уровень $\sigma \approx 3A^2/16$, отличный от нуля.

Применимость перехода от суммы по нормальным волнам к интегралу по лучам, как известно [6], ограничена расстояниями $r \ll (1/\eta) (4H/\pi \lambda)^2$, где H — глубина океанического волновода. Данные примеры, однако, показывают, что область применимости формулы (4) значительно шире: она правильно (по крайней мере, качественно) передает структуру сечения рассеяния σ для таких больших расстояний r , где остается всего несколько нормальных волн или одна волна.

Численный пример. В качестве иллюстрации рассмотрим линейную модель подводного звукового канала глубиной $H = 200$ м и перепадом скоростей $\Delta c = 20$ м/с. Полагая длину волны $\lambda = 6$ м, отношение плотностей однородного дна и воды $\nu = 1,8$, комплексный показатель преломления в дне $n = 0,95(1 + i 0,01)$, находим $1/\eta \approx 3,5$ км. Для переходных расстояний получаем следующие оценки: $r_1 \approx 21$ км, $r_2 \approx 0,75$ км, $r_3 \approx 4$ км и $r_4 \approx 35$ км.

Физически очевидно, что качественные закономерности в поведении сечения рассеяния тела в океаническом волноводе малой глубины, выявленные для акустически жесткого сфероида, носят достаточно общий характер и сохраняются при вариациях акустogeометрических свойств рассеивающего объекта. Обобщая полученные результаты, можно предположить, что в мелком море, где различные моды имеют заметно различающиеся коэффициенты затухания, величина σ на малых расстояниях характеризуется или общим возрастанием с увеличением дистанции, если максимумы угловой характеристики рассеяния f приходятся на направления, отвечающие углам скольжения низших мод, или общим уменьшением, если направления максимумов характеристики f отвечают быстрозатухающим высшим мод. На больших расстояниях величина σ выходит на уровень, соответствующий сечению рассеяния тела в однородной среде.

ОТРАЖАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ТЕЛА В ГЛУБОКОМ ОКЕАНЕ

Аналогичным образом может быть оценено изменение отражающей способности объекта и в океане, когда звуковые волны не взаимодействуют с дном. Полагая, что различные моды имеют равные коэффициенты затухания, $\alpha_m = \text{const}$, $m=0,1 \dots$, из соотношения (3) согласно работе [6] находим

$$\sigma = (1/4) \frac{\iint F(x_1, x_2) \frac{\sin 2x_1 \sin 2x_2 dx_1 dx_2}{D(x_1) D(x_2) \sin x_0 \sin [x_s(x_1)] \sin [x_s(x_2)] \sin x}}{\int \frac{\sin 2x_1 dx_1}{D(x_1) \sin x_0 \sin x_1} \int \frac{\sin 2x_2 dx_2}{D(x_2) \sin x_s \sin x}} \quad (13)$$

Здесь $x_{1,2}$ — углы скольжения на горизонте оси канала, интегрирование ведется по всем x_1 и x_2 , при которых x_0, x_s и x вещественны. Отсюда видно, что в глубоком море сечение рассеяния не зависит от расстояния и определяется межмодовой трансформацией волн на соответствующих лучевых траекториях. Перекачка энергии из мод первичного поля в моды дифракционного поля, как следует из (13), может приводить к уменьшению сечения рассеяния объекта в волноводе по сравнению с однородной средой. Понятно, что при заданных акустических свойствах рассеивателя значение фактора ослабления q определяется моделью волнового канала.

Проиллюстрируем сказанное на примере обратного рассеяния звука при боковом падении волны на вытянутый жесткий сфероид (см. рис.1) на нескольких моделях профиля скорости звука.

1. Канал простейшего вида: $c = c_k$ при $-\rho \leq z \leq \rho$ и $|dc/dz| = \epsilon c_k$ при $|z| > \rho$ [6]. Предположим далее, что излучатель, рассеиватель и точка наблюдения находятся в пределах однородного слоя. Тогда из формулы (13) для отношения q получим оценку $q = 2/3$. Здесь учтено, что $\epsilon \rho \ll 1$, что допустимо для океанических волноводов. Интересно отметить, что величина q не зависит от параметров волнового канала.

2. Приповерхностный канал: $c = c_k(1 + \varepsilon z)$ при $0 \leq z < \infty$. Будем считать, что источник, объект и приемник находятся на горизонтах z_0, z_s и z - таких, что углы скольжения для всех наиболее существенных лучей малы, т.е. $\varepsilon z_0, \varepsilon z_s, \varepsilon z \ll 1$ [6]. Положим для определенности, что $z \leq z_s \leq z_0$. При этом выражение для фактора ослабления q , согласно (5) и (13), примет вид

$$q = \frac{1}{9} \left\{ 3 + 4 \left[1 - \frac{2\varepsilon(z_0 - z_s)}{3} \frac{\Pi(\pi/2, 1, \sqrt{z_s/z_0})}{K(\sqrt{z_s/z_0})} \right] \left[1 - \frac{2\varepsilon(z_s - z)}{3} \times \right. \right. \\ \times \frac{\Pi(\pi/2, 1, \sqrt{z/z_s})}{K(\sqrt{z/z_s})} \left. \right] + 2 \left[1 - 2\varepsilon(z_0 - z_s) \frac{\Pi(\pi/2, 1, \sqrt{z_s/z_0})}{K(\sqrt{z_s/z_0})} \right] \times \\ \times \left[1 - 2\varepsilon(z_s - z) \frac{\Pi(\pi/2, 1, \sqrt{z/z_s})}{K(\sqrt{z/z_s})} \right] \left. \right\}, \quad (1.4)$$

где $K(k)$ - полный эллиптический интеграл первого рода, $\Pi(\varphi, n, k)$ - эллиптический интеграл третьего рода. Отсюда видно, что если горизонты $z = z_s = z$, то сечение рассеяния жесткого сфероида в приповерхностном канале такое же, как в однородной среде, $\varepsilon = \varepsilon_0$. При $z \geq z_s \geq z_0$ в формуле (1.4) должны быть произведены замены $z \leftrightarrow z_s$ и $z_s \leftrightarrow z_0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное рассмотрение показывает, что энергетический подход к описанию поля, рассеянного телом в волноводной системе, обладает рядом достоинств. Он позволяет не только проследить определенную аналогию между отражающей способностью тела в однородной среде и в океаническом волноводе, но и предсказывать эволюцию структуры рассеянного поля в зависимости от характера изменения свойств среды подводного звукового канала.

Рассмотрены некоторые особенности поведения волнового аналога сечения рассеяния. В частности, показано, что межмодовая трансформация и поглощение волны могут приводить к некоторой переоценке сечения рассеяния тела. В мелком море, где различные моды имеют заметно различающиеся коэффициенты затухания, наиболее заметным этот эффект может быть на небольших расстояниях рассеивателя от источника (приемника).

Использование эффекта изменения отражающей способности тела в волновом канале может быть положено в основу выбора оптимальных условий эксперимента по акустической диагностике рассеивателей в океаническом волноводе.

Л и т е р а т у р а

1. Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г. Приближенный подход к задаче о дифракции волн в многомодовом волноводе с плавно меняющимися параметрами //Изв.вузов. Радиофизика. 1983. Т.26, №4. С.440-446.
2. Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г. Дифракция волн на регулярных рассеивателях в многомодовых волноводах //Акуст. журн. 1984. Т.30, №2. С.339-343.
3. Горская Н.В., Горский С.М., Зверев В.А. и др. Коротковолновая дифракция в многомодовом слоевом волноводе //Акуст.журн. 1988. Т.34, №1. С.55-59.
4. Квятковский С.О. Дифракция звуковых волн на рассеивателе в волноводе //Акуст.журн. 1988. Т.34, №4. С.743-745.
5. Кацнельсон Б.Г., Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г. Энергетические соотношения при обратном рассеянии звука в мелком море //Вопросы судостроения. Сер. Акустика. 1984. Т.18. С.71-74.
6. Брежовских Л.М. Элементы теории звукового поля в океане // Акустика океана / Под ред. Л.М.Брежовских. М.: Наука, 1974. С.79-162.
7. Конохова Н.Б., Пак Т.В. Дифракция плоской звуковой волны на жестком вытянутом сфероиде. М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1985.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ
ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ МОДЕЛИ СРЕДЫ
ПРИ РАСЧЕТЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ
ВО ФЛУКТУИРУЮЩЕМ ОКЕАНЕ

А.Л.Вировлянский, А.Г.Костерин, Д.В.Шолин

Многочисленные расчеты звуковых полей в многомодовых подводных звуковых каналах, как и данные экспериментов, свидетельствуют о том, что зависимости интенсивности от пространственных координат обычно представляют собой весьма "изрезанные" функции с множеством локальных экстремумов (см., например, [1,2]). Вследствие флуктуаций параметров волновода тонкие детали реальной волновой картины, как правило, не совпадают с результатами вычислений, выполненных в рамках детерминированной модели среды. В связи с этим возникает естественный вопрос: какие из предсказаний детерминированной (т.е. не учитывающей флуктуаций среды) теории остаются в силе и в реальном флуктуирующем океане? Данная статья посвящена исследованию некоторых аспектов этого вопроса.

Здесь рассмотрен плоскостной многомодовый волновод в котором возбуждается точечным тональным источником. Предполагается, что в волноводе имеются крупномасштабные случайные неоднородности показателя преломления. Под их влиянием с ростом длины трассы происходит постепенная раскорреляция комплексных амплитуд мод. При этом корреляция между двумя данными модами разрушается тем медленнее, чем меньше разность их номеров. Дело в том, что моды с близкими номерами искажаются на крупномасштабных неоднородностях похожим образом. (Количественное описание процесса раскорреляции мод см. в работе [3]).

Указанное обстоятельство очевидным образом ведет к тому, что под влиянием случайных неоднородностей в первую очередь разрушаются мелкомасштабные структуры поля, образованные в результате конструктивной (или, наоборот, деструктивной) интерференции больших групп мод. Крупномасштабные структуры, которые, напротив, образованы в результате интерференции мод с близкими номерами, должны "выживать" на существенно более длинных трассах. К аналогичным выводам, разумеется, легко прийти также и путем рассуждений с использованием лучевого описания поля.

На основании вышесказанного можно ожидать, что пространственные распределения интенсивности поля в детерминированном волноводе и в том же волноводе, но в присутствии крупномасштабных случайных неоднородностей, после сглаживания по достаточно большим масштабам должны совпадать между собой. Величины минимальных масштабов сглаживания, позволяющих "нейтрализовать" влияние неоднородностей, должны расти с ростом длины трассы. Ниже получены формулы для нахождения таких масштабов и приведены результаты их расчетов для типичного подводного звукового канала в глубоком море. Отметим сразу, что в данной работе детерминированное пространственное распределение интенсивности сравнивается с усредненным по ансамблю случайных неоднородностей (или по времени, если выполняется условие эргодичности) распределением интенсивности во флуктуирующем волноводе. Сопоставление с распределением интенсивности для отдельных реализаций случайных неоднородностей здесь не обсуждается. Этот вопрос выходит за рамки данной статьи.

Рассмотрим поле точечного тонального источника в плоскостном подводном звуковом канале. Характерный размер неоднородностей в горизонтальной плоскости будем полагать столь большим, что горизонтальной рефракцией можно пренебречь. Комплексная амплитуда поля при этом может быть представлена в виде разложения по модам в следующей форме [1,2]:

$$p(r, z) = \sqrt{\frac{2\pi}{r}} \exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) \sum_m A_m(r) \varphi_m(z) \exp(ik_m r), \quad (1)$$

где z — вертикальная координата точки наблюдения, r — расстояние от источника до точки наблюдения, k_m — продольные волновые числа мод, $\varphi_m(z)$ — собственные функции соответ-

вующей краевой задачи в невозмущенном (без случайных неоднородностей) волноводе, $A_m(\chi)$ - амплитуды мод. Суммирование в формуле (1) ведется по всем распространяющимся модам дискретного спектра. Вкладами быстрозатухающих мод непрерывного спектра здесь пренебрегаем. При $\chi=0$ величина A_m совпадает с ее значением в невозмущенном волноводе:

$$A_m(0) = \varphi_m(z_0) / \sqrt{k_m},$$

где z_0 - вертикальная координата источника звука. Зависимость интенсивности поля $I(\chi, z) \equiv \rho(\chi, z) \rho^*(\chi, z)$ (индекс * означает комплексное сопряжение) от координат χ и z сгладим по вертикали и горизонтали путем скользящего усреднения с масштабами L_H (по горизонтали) и L_V (по вертикали). Формально данная процедура состоит в переходе от $I(\chi, z)$ к

$$J(\chi, z) = \frac{1}{L_H L_V} \int_{-L_H/2}^{L_H/2} d\rho \int_{-L_V/2}^{L_V/2} d\xi I(\chi + \rho, z + \xi). \quad (2)$$

Для исследования данной зависимости вместо $\varphi_m(z)$ используем их ВКБ-приближения, причем для простоты ограничимся рассмотрением ситуации, когда точки заворота всех возбуждаемых мод лежат в толще воды. Соответствующее выражение для $\varphi_m(z)$ между точками ее заворота хорошо известно и имеет вид [2]

$$\varphi_m(z) = \varphi_m^+(z) + \varphi_m^-(z), \quad (3)$$

где

$$\varphi_m^\pm(z) = \frac{1}{4 \sqrt{n^2(z) - a_m^2}} \sqrt{\frac{a_m}{D_m}} \exp \left[\pm i \left(k \int_z^{z_{\text{mOT}}} \sqrt{n^2(z) - a_m^2} dz - \frac{\pi}{4} \right) \right].$$

Здесь $n(z)$ - профиль показателя преломления. Для простоты полагаем, что он имеет единственный максимум при $z=0$: $n(0) = 1$. Через a_m здесь обозначен $\cos \chi_m$, где χ_m - угол скольжения, под которым волна Бриллюэна m -й моды пересекает ось канала (плоскость $z=0$). Отметим, что a_m связан с продольным волновым числом моды соотношением $a_m = k_m / k$, где $k = 2\pi f / c$, f - частота, c - скорость звука на оси канала. Величина D_m представляет собой длину цикла осцилляций луча, пересекающего ось канала под углом χ_m . Точ-

ки заворота моды z_{\max} и z_{\min} находятся из условия $n(z_{\min}) = n(z_{\max}) = a_m$. Подставляя (3) в формулу (2) и выполняя интегрирование по z , будем полагать, что L_V по крайней мере, в несколько раз меньше расстояния между точками заворота моды, и считать зависимости фаз функций $\psi_m^\pm(z)$ на интервале интегрирования линейными функциями z *). После интегрирования получаем

$$J(\gamma, z) = \frac{2\pi}{\gamma} \sum_{m,n} A_{m+n} A_m^* \left[\psi_{m+n}^+(z) \psi_m^-(z) + \psi_{m+n}^-(z) \psi_m^+(z) \right] \times \\ \times \exp \left[i(k_{m+n} - k_m)z \right] V_{m,n}, \quad (4)$$

где

$$V_{m,n} = \frac{\sin(n\pi L_H / D_m)}{(n\pi L_H / D_m)} \cdot \frac{\sin(n\pi L_V \operatorname{ctg} \theta_m / D_m)}{(n\pi L_V \operatorname{ctg} \theta_m / D_m)}, \quad (5)$$

Через $\theta_m(z)$ здесь обозначен угол скольжения, под которым волна Бриллюэна m -й моды пересекает горизонт z . В выражении (4) не учитываются слагаемые, содержащие члены $\psi_m^+(z) \psi_{m+n}^+(z)$ и $\psi_m^-(z) \psi_{m+n}^-(z)$, так как они имеют быстроосциллирующие фазы и после пространственного сглаживания дают малый вклад. Кроме того, и без сглаживания соответствующие члены при суммировании в значительной мере "гасят" друг друга.

Величина $V_{m,n}$ играет роль выкалывающего множителя. Из соотношения (5) легко видеть, что суммирование по n фактически ведется в пределах $-\tilde{n}(m) < n < \tilde{n}(m)$, где $\tilde{n}(m)$ равно наибольшему из чисел D_m / L_H и $D_m \operatorname{tg} \theta_m / L_V$. Как видим, пространственное сглаживание приводит к тому, что эффективный вклад в сумму дают лишь произведения мод с достаточно близкими номерами. Однако, как уже отмечалось выше, при рассеянии на крупномасштабных неоднородностях моды с близкими номерами искажаются "похожим образом". Именно это обстоятельство является причиной устойчивости сглаженного распределения интенсивности по отношению к флуктуациям среды. Разберемся в этом подробнее.

Будем рассматривать ситуацию, когда для расчета поля пригодно приближение геометрической оптики. В работе [3] показано, что амплитуды мод A_m при этом выражаются следующим образом:

*) Иначе говоря, аппроксимируем функции $\psi_m^\pm(z)$ на интервале интегрирования плоскими волнами.

$$A_m(r) = \frac{i}{\sqrt{k_m}} \left\{ \psi_m^+(z_0) \text{etr} [iX_m^+(r)] + \psi_m^-(z_0) \text{etr} [iX_m^-(r)] \right\}, \quad (6)$$

где X_m^\pm представляют собой случайные набег фаз вдоль траекторий модовых лучей $z_m^\pm(r)$. Эти траектории подчиняются закону Снеллиуса, выходят из источника и имеют точки заворота на тех же горизонтах, что и m -я мода. Индексы "+" и "-" показывают знаки углов выходов из источника. Величины X_m^\pm задаются соотношениями

$$X_m^\pm(r) = k \int_0^r \delta n [z_m^\pm(r), r] ds, \quad (7)$$

где ds - элемент длины дуги луча, $\delta n(z, r)$ - флуктуирующая компонента показателя преломления.

После усреднения по ансамблю случайных неоднородностей в предположении гауссовости $\delta n(z, r)$ получаем

$$\begin{aligned} \langle J(r, z) \rangle = & \frac{2\pi}{r} \sum_{m, n} \frac{V_{m, n}}{\sqrt{k_{m+n} k_m}} \left\{ \psi_{m+n}^+(z_0) \psi_m^-(z_0) \text{etr} \left[-\frac{1}{2} D_{m+n, n}^+(r) \right] + \right. \\ & \left. + \psi_{m+n}^-(z_0) \psi_m^+(z_0) \text{etr} \left[-\frac{1}{2} D_{m+n, n}^-(r) \right] \right\} \left[\psi_{m+n}^+(z) \psi_m^-(z) + \psi_{m+n}^-(z) \psi_m^+(z) \right], \quad (8) \end{aligned}$$

где $D_{m_1, m_2}^\pm(r) = \langle [X_{m_1}^\pm(r) - X_{m_2}^\pm(r)]^2 \rangle$ - структурные функции фазы. В выражении (8) отброшены слагаемые, включающие сомножители вида $\psi_{m+n}^+(z_0) \psi_m^+(z_0)$ и $\psi_{m+n}^-(z_0) \psi_m^-(z_0)$, поскольку фазы этих произведений быстро осциллируют с изменением номера моды m и их суммарный вклад поэтому мал. Кроме того, после усреднения по ансамблю данные слагаемые оказываются домноженными на

$$\text{etr} \left[-\frac{1}{2} \langle (X_{m+n}^\pm - X_m^\pm)^2 \rangle \right].$$

Затухание этих экспонент с ростом дистанции происходит, разумеется, гораздо быстрее, чем это имеет место для экспонент, фигурирующих в (8).

Из выражения (8) следует, что влияние случайных неоднородностей на $\langle J \rangle$ практически не сказывается при $\tilde{n}(m) \ll n_{ef}(m)$, где n_{ef} - характерное значение переменной n в (8), при котором показатель экспоненты еще достаточно мал. Выбрав конкретный критерий малости, определяю-

шийся из требуемой близости $\langle J \rangle$ и J , рассчитанного для невозмущенного волновода, по формулам

$$\bar{L}_H = \min_m L_H(m), \quad \bar{L}_V = \min_m L_V(m), \quad (9)$$

где

$$L_H(m) = D_m / n_{ef}, \quad L_V(m) = D_m \operatorname{tg} \theta_m / n_{ef},$$

найдем оценки минимальных масштабов пространственного усреднения. Максимумы здесь берутся по всем распространяющимся модам.

Для получения представления о реальных величинах масштабов $L_H(m)$ и $L_V(m)$ были выполнены расчеты данных величин для случая, когда распространение звука происходит в так называемом каноническом подводном звуковом канале, а флуктуации среды обусловлены влиянием случайного поля внутренних волн, статистические характеристики которых определяются спектром Гарретта-Манка. Все параметры профиля скорости звука и спектра Гарретта-Манка взяты из работы [4].

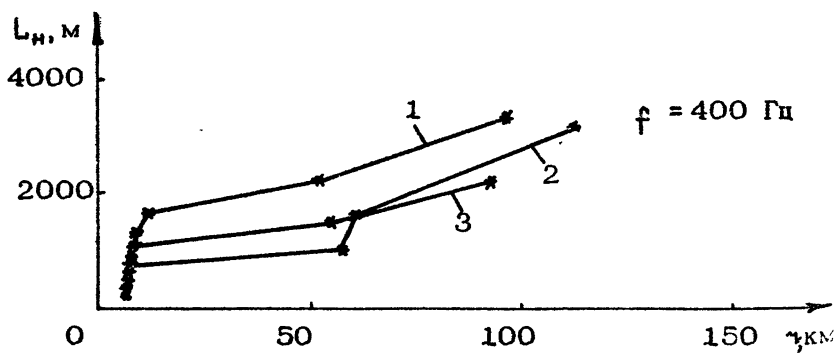
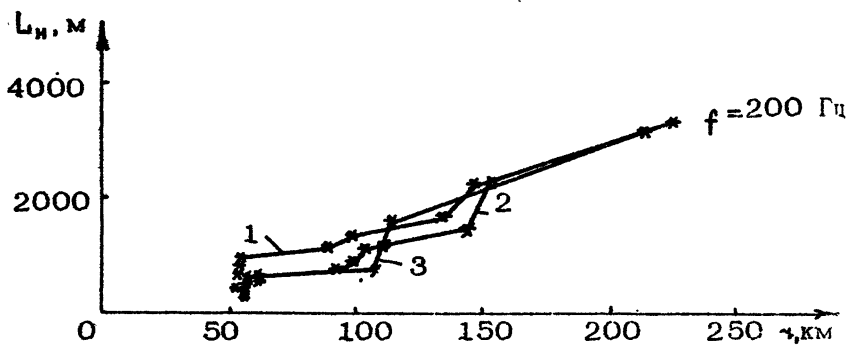
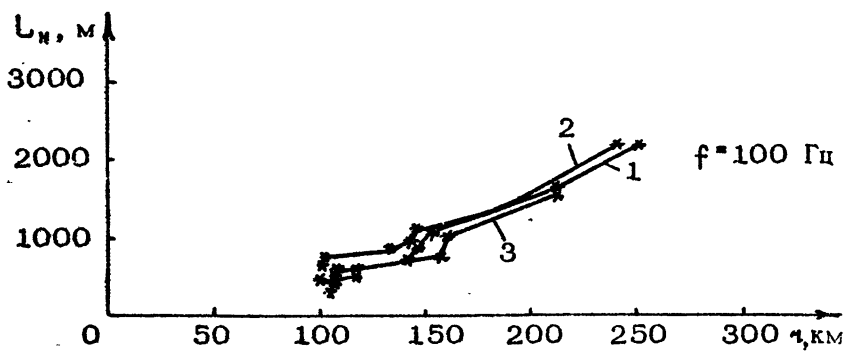
На рис. 1, 2 приведены зависимости L_H и L_V от угла χ , под которым соответствующие волны Бриллюэна пересекают ось канала. "Маркировать" моды посредством задания углов χ иногда удобнее, чем посредством задания их номеров m . В нашем случае это упрощит сопоставление масштабов сглаживания волн в одних и тех же угловых диапазонах при разных частотах. Напомним, что отвечающий m -й моде угол χ определяется условием $\cos \chi_m = \alpha_m$. Величина L_V вычислена при $\theta_m = \chi_m$, т.е. относится к случаю, когда точка наблюдения находится на оси канала. При этом значения L_V максимальны. Значение константы $n_{ef}(m)$ выбиралось из условия

$$D_{m+n}^+ n_{ef}(\tau) = 2.$$

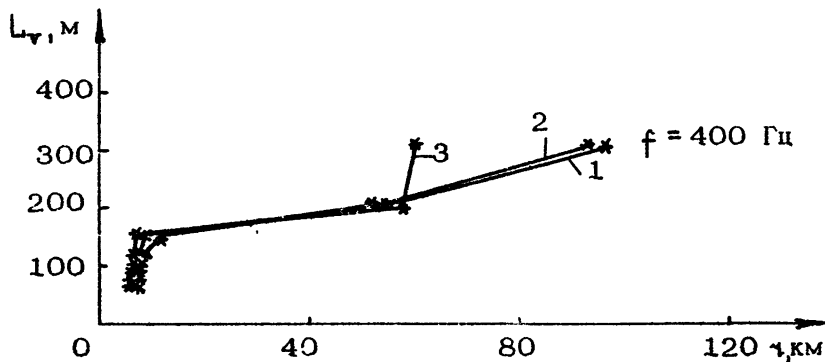
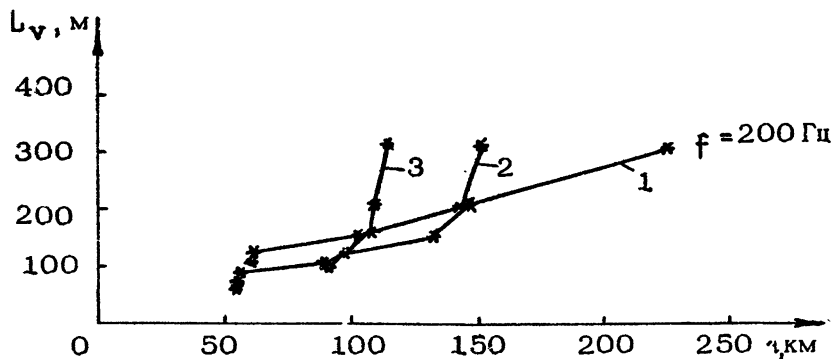
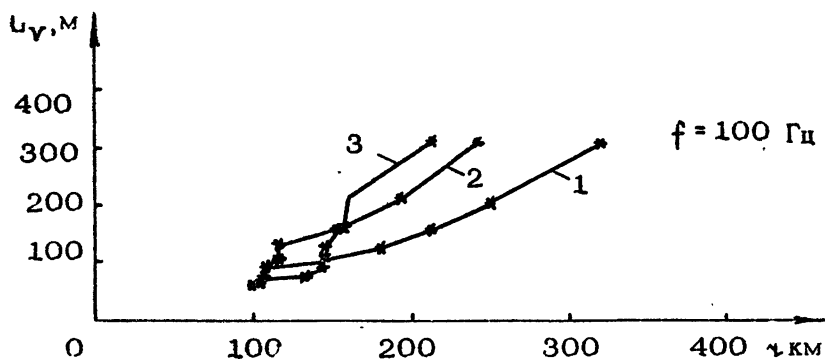
При этом в сумме (8) фактически учитываются лишь те слагаемые, которые отличаются от соответствующих слагаемых в (4) не более, чем в 2 раз.

Указанные значения χ (в радианах) лежат в начале, в середине и в конце диапазона углов, под которыми пересекают ось канала лучи, не касающиеся ни дна, ни поверхности.

Приведенные на графиках результаты дают представление о вертикальных и горизонтальных масштабах, с точностью до которых детерминированная модель волновода позволяет предсказывать пространственное распределение поля в глубоком



Р и с. 1. Горизонтальные масштабы сглаживания в каноническом подводном звуковом канале. Для всех частот кривая 1 построена для $\chi = 0,091$, кривая 2 - для $\chi = 0,137$; кривая 3 - для $\chi = 0,193$



Р и с. 2. Вертикальные масштабы сглаживания в каноническом подводном звуковом канале. Для всех трех частот кривая 1 построена для $\chi = 0,091$, кривая 2 - для $\chi = 0,137$, кривая 3 - для $\chi = 0,193$

море. Величина этих масштабов, разумеется, зависит от критерия выбора постоянной n_{ef} , которая определяет степень близости сглаженных интенсивностей. Вопрос о выборе данной постоянной требует специального исследования и здесь не рассматривается.

Л и т е р а т у р а

1. Распространение волн и подводная акустика / Под ред. Дж.Б.Келлера, Дж.С.Пападакиса. М.: Мир, 1980.
2. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л: Гидрометеиздат, 1982.
3. Вировлянский А.Л., Костерин А.Г. Метод плавных возмущений для описания полей в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1987. Т.33, № 4. С.599-605.
4. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. С.Флатте. М.: Мир, 1982.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛНОВОДАХ
В ГЛУБОКОМ МОРЕ

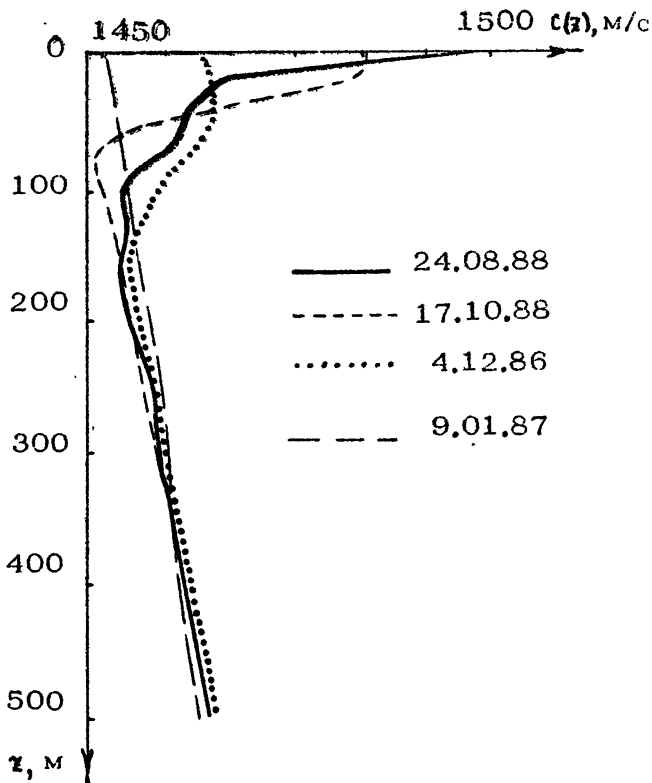
В.В.Артельный, А.Л.Вировлянский, А.Л.Зейгман,
И.В.Модина, Л.М.Нефедов, А.И.Охотников,
М.А.Раевский, Е.Ю.Седова, М.М.Славинский,
А.И.Шарецкий

Как правило, в теории влияние внутренних и поверхностных волн на распространение акустических сигналов рассматривается по отдельности. В случае звукового канала, полностью или частично открытого к поверхности, влияние этих факторов проявляется совместно. Однако и в этом случае можно предложить модель сигнала, где бы эффекты рассеяния на объемных неоднородностях и поверхностном волнении также разделялись. В описываемой модели такое разделение основано на различии характерных частот процессов рассеяния на объемных и поверхностных неоднородностях.

Внутренние волны и другие объемные неоднородности океанического волновода по всем океанологическим данным имеют частоты $f < 10$ мГц. Частотный спектр флуктуаций сигнала, обусловленный рассеянием на случайных объемных неоднородностях, также лежит в диапазоне $|\tilde{f}| < 10$ мГц (\tilde{f} - "медленная" частота, отсчитываемая от несущей частоты сигнала). Характерные частоты энергонесущих компонент поверхностного волнения существенно выше $\tilde{f} > 50$ мГц. Частотный спектр рассеянного на поверхностном волнении сигнала, вообще говоря, имеет составляющие, начиная от $\tilde{f} = 0$, однако наиболее мощные однократно рассеянные компоненты сосредоточены вблизи частоты максимума спектра ветрового

волнения $f_B \sim (1/2\pi)(g/V)$, либо вблизи максимума спектра зыби. Наиболее ярко это проявляется либо при достаточно сильном ветре $V \geq 10$ м/с, либо при наличии ярко выраженной зыби. Таким образом, в частотном спектре сигнала существует граница, разделяющая компоненты, рассеянные на объемных и поверхностных неоднородностях. По частотному признаку будем условно называть их соответственно низкочастотной (НК) и высокочастотной компонентами (ВК).

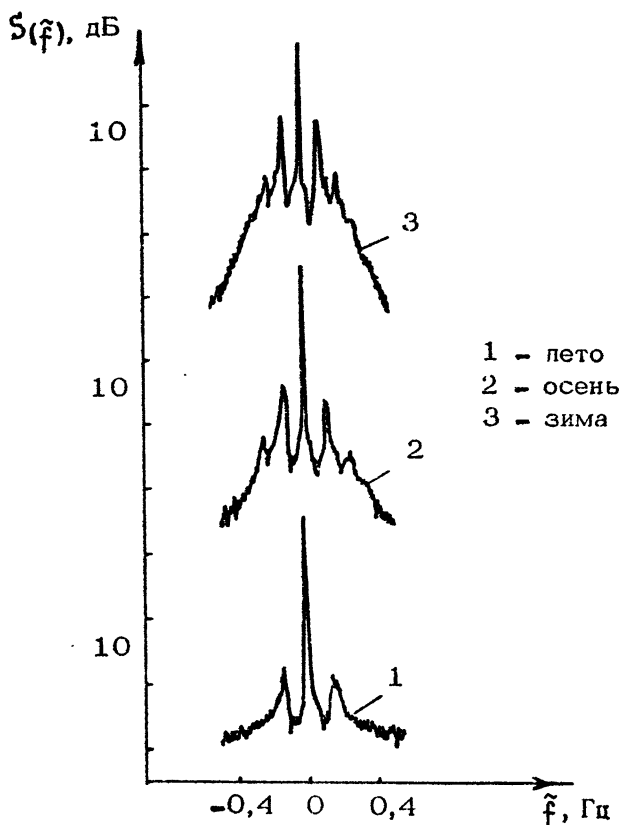
Отметим, что в случае глубокого океана (с глубиной порядка 4 – 5 км), где, как правило, скорость звука у дна больше скорости звука у поверхности, можно не учитывать эффекты рассеяния звука в дне на протяженных трассах. Кро-



Р и с. 1. Профили скорости звука $c(z)$, зарегистрированные в одном и том же районе юго-западной части Охотского моря в различные гидрологические сезоны

ме того, при рассмотрении чисто временных характеристик акустического поля эффекты рассеяния в дне можно не учитывать и в мелком море, поскольку статические нерегулярности дна не создают временных флуктуаций сигнала.

Для исследования статистических характеристик сигнала наиболее удобным инструментом является стационарная трасса, позволяющая проводить долговременные исследования в различные гидрологические сезоны, при разной метеоситовке и абсолютно идентичной геометрии эксперимента. С этой целью СКБ САМИ АН СССР и ИПФ АН СССР в течение ряда лет проводили совместные исследования на стационарной трассе в Охотском море между островами Итуруп и Сахалин [1,2]. Длина акустической трассы составляла примерно $\tau =$



Р и с. 2. Характерные частотные спектры тонального сигнала $S(\tilde{f})$ в разные гидрологические сезоны

≈ 330 км, излучатель и приемники располагались на береговом склоне на глубинах соответственно $h_{изл} = 100$ м и $h_{пр} = 120-250$ м. Приведенные ниже данные относятся к экспериментам, проводимым с гармоническим сигналом частотой $f = 387$ Гц. Характерные профили скорости звука $c(z)$, зарегистрированные в различное время примерно в одной и той же точке на расстоянии примерно 50 км от излучателя, приведены на рис.1. Хорошо видна сезонная перестройка канала, захватывающая верхний стометровый слой. В дальнейшем сезон, характеризующийся профилем скорости звука, близким к линейному (кривая а, рис.1), будем называть зимним; сезон с профилем $c(z)$, близким к кривой г, — летним, а промежуточные сезоны — осенними (кривые б и в). Отметим также, что в условиях зимней гидрологии все эксперименты проводились до середины января, пока южная часть Охотского моря свободна от льда.

На рис.2 приведены примеры усредненных частотных спектров сигналов $S(\tilde{f})$, зарегистрированных на стационарной трассе в различные гидрологические сезоны в условиях примерно одинаковой метеорологической обстановки. На всех спектрах отчетливо видны обе компоненты: НК в виде мощного пика в районе частоты $\tilde{f} = 0$ и ВК в виде "крыльев" в полосе $0,05 < \tilde{f} < 0,5$ Гц с максимумами на частотах $\tilde{f} \approx \pm 0,1$ Гц.

Низкочастотная компонента. При описании статистических характеристик НК необходимо, вообще говоря, учитывать влияние многих динамических процессов: поверхностного волнения, внутренних волн, приливов, синоптических вихрей и т.д. Однако далеко не все эти процессы оказывают заметное влияние на распространение низкочастотных (несущие частоты порядка нескольких сотен герц) акустических волн. Кроме того, каждый из перечисленных факторов вызывает флуктуации комплексной огибающей сигнала в своем частотном диапазоне. Так, согласно [3,4], флуктуации в диапазоне $10^{-2} - 10^{-4}$ Гц обусловлены главным образом влиянием внутренних волн. Спектральный уровень сигнала, рассеянного на взволнованной поверхности в полосе НК, относительно мал, поэтому его вкладом в НК можно пренебречь. При этом, однако, интенсивность НК существенно зависит от состояния морской поверхности. Этот эффект достаточно точно описывается ослаблением зеркальной (когерентной) компоненты при рассеянии на нерегулярной поверхности океана [5]. Что

касается процессов с характерными временами 10 ч и более (например, приливные движения, изменения метеорологической обстановки, синоптические вихри), то их влияние можно описывать как модуляцию рассеянного на внутренних волнах акустического сигнала.

Проиллюстрируем все вышесказанное на экспериментальном материале. На рис. 3-5 приведены спектры квадратурных компонент НК $S(\tilde{f})$, логарифма интенсивности НК $S_p(\tilde{f})$, производной фазы НК $S_\psi(\tilde{f})$, полученные по данным 263-часового эксперимента, проведенного в условиях осенней гидрологии, и 64-часового - в условиях летней гидрологии (каждая кривая рассчитана по 18-часовой реализации). Там же приведены теоретические зависимости [1], справедливые при рассеянии сигнала на внутренних волнах со спектром Гаррета-Манка:

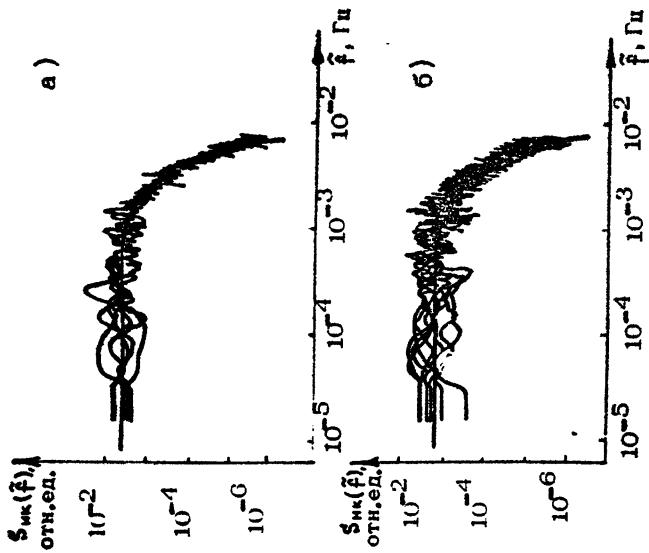
$$S_{нк}(\tilde{f}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \nu} \exp\left(-\frac{2\pi^2 \tilde{f}^2}{\nu^2}\right), \quad (1)$$

$$S_p(\tilde{f}) = 4\nu^2 (4\pi^2 \tilde{f}^2 + 2,43\nu^2)^{-3/2}, \quad (2)$$

$$S_\psi(\tilde{f}) = \nu (4\pi^2 \tilde{f}^2 + 1,27\nu^2)^{-1/2}, \quad (3)$$

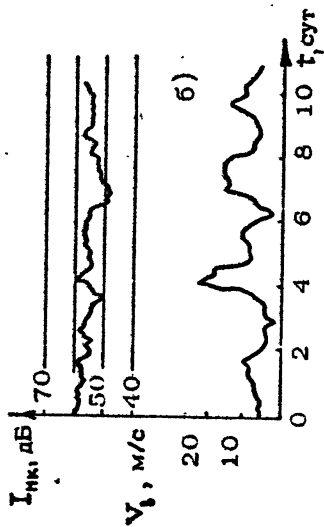
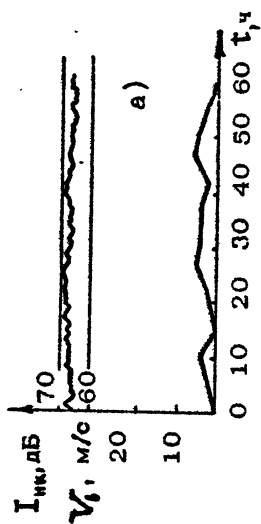
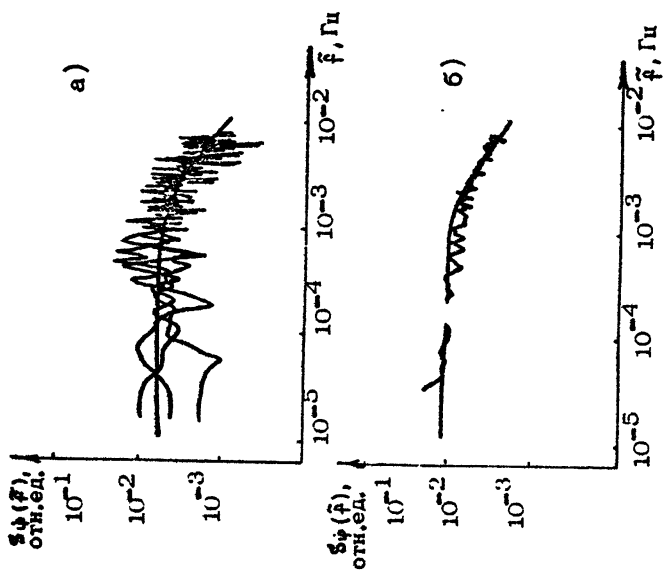
где ν - параметр, имеющий смысл среднеквадратичного отклонения производной фазы НК.

Рис. 5, 6 получен усреднением 11 реализаций. Рис. 3-5 наглядно демонстрируют хорошее совпадение частотных зависимостей у экспериментальных и расчетных кривых, причем наилучшая аппроксимация различных экспериментальных характеристик НК, полученных в одном и том же эксперименте, теоретическими зависимостями достигается при очень близких значениях параметра ν . На спектрах логарифма интенсивности $S_p(\tilde{f})$, полученных для эксперимента в условиях осенней гидрологии (см. рис. 4), при $\tilde{f} < 3 \times 10^{-4}$ Гц (периоды 1 цикл/час и выше) наблюдается расхождение экспериментальных и теоретической кривых, обусловленное влиянием нестационарности интенсивности за время эксперимента. На рис. 6 показаны изменения интенсивности НК $I_{нк}$ и скорости ветра V_g во время проведения экспериментов. Действительно, за время летнего эксперимента скорость ветра не превышала $V_g < 6$ м/с, а во время осеннего эксперимента скорость ветра изменялась от 2 до 22 м/с, что в сочетании со звуковым каналом, более открытым к поверхности, обеспе-



Р и с. 3. Частотные спектры НК тонального сигнала $S_{нк}(f)$. Эксперимент и теория:
 а - летняя гидрология, б - осенняя гидрология

Р и с. 4. Частотные спектры интенсивности НК тонального сигнала $S_f(f)$. Теория и
 эксперимент: а - летняя гидрология, б - осенняя гидрология



Р и с. 5. Частотные спектры производной фазы НК тонального сигнала $S_{\phi}(f)$. Теория и эксперимент: а - летняя гидрология, б - осенняя гидрология

Р и с. 6. Флуктуации интенсивности НК тонального сигнала $I_{НК}$ и средняя скорость ветра V_0 на трассе: а - летняя гидрология, б - осенняя гидрология

чило значительную нестационарность интенсивности $I_{НК}$ при смене ветра. Ниже еще раз вернемся к проблеме нестационарности, а пока продолжим обсуждение вопроса соответствия экспериментальных и расчетных данных.

Оценка параметра ν по акустическим данным может быть получена прямым вычислением среднеквадратичного отклонения производной фазы НК

$$\nu^2 = \langle (\dot{\varphi}(t) - \langle \dot{\varphi}(t) \rangle)^2 \rangle, \quad (4)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по времени.

В табл. 1 приведены значения параметра ν , рассчитанные по акустическим данным экспериментов на стационарной трассе как прямым вычислением по формуле (4), так и полученные из аппроксимации спектров характеристик НК теоретическими кривыми (1)-(3).

Т а б л и ц а 1

Сезон	ν, c^{-1}
Лето	$(9,0 \pm 0,4) \times 10^{-3}$
Осень	$(11,7 \pm 0,8) \times 10^{-3}$
Зима	$(7,6 \pm 1,7) \times 10^{-3}$

В предположении о рассеянии звука на внутренних волнах параметр ν может быть рассчитан по океанологическим данным [3]

$$\nu^2 = \frac{\delta}{\pi^2} \omega_i n(z_0) k^2 \tau \langle \mu^2(z_0) \rangle \langle j^{-1} \rangle \sqrt{\frac{2\varepsilon D}{3\pi B}} \ln \frac{n(z_0)}{\omega_i} \quad (5)$$

для луча, рефрагирующего в слое скачка, и

$$\nu^2 = \frac{\delta}{\pi^2} \omega_i n(z_0) k^2 B \tau \langle \mu^2(z_0) \rangle \langle j^{-1} \rangle \ln \frac{n(z_0)}{\omega_i} \quad (6)$$

для прямолинейного луча, где $\omega_i = 0,06$ цикл/час - инерционная частота для широты 46° ; $n(z)$ - максимальное значение частоты Вайсяля-Брента в сезонном термоклин; $k = 2\pi f / c_0$ - волновое число звука; $B = 50$ м - характерный масштаб, связанный со стратификацией; $\langle \mu^2(z) \rangle$ - средний квадрат флуктуаций скорости звука в слое скачка; $\langle j^{-1} \rangle = 0,435$; $\varepsilon = 5,7 \cdot 10^{-3}$ - параметр канонического волновода;

$\tau = 350$ км - длина акустической трассы; D - длина цикла луча.

Расчеты, проведенные по формулам (5) и (6), дают значения ν в несколько раз меньше, чем значение, полученное из акустических данных. Так, для зимней гидрологии оценка параметра ν по формулам (5) и (6) лежит в диапазоне $\nu = (2 - 5) \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, а для осенней - $\nu = (2,5 \div 7,5) \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Одним из возможных объяснений отличий этих значений параметра ν от приведенных в табл.1 может служить отличие спектра внутренних волн в районе стационарной трассы от модельного спектра Гаррета-Мнита:

$$S(\omega, z) = \frac{204 \omega_i}{n(z) \omega^3} (\omega^2 - \omega_L^2)^{1/2}, \quad (7)$$

где $n(z)$ - профиль частоты Вайсяля-Брента.

Однако, несмотря на то что модельный спектр Гаррета-Манка получен для глубоководного канала, а исследования проводились в приповерхностном термоклине, спектры внутренних волн в районе исследований оказались близки к $S(\omega, z)$. На рис.7 приведены частотные спектры внутренних волн, зарегистрированные в шельфовой области в нескольких точках вблизи стационарной трассы. Там же прямой линией показан модельный спектр Гаррета-Манка. Как видно из рисунка, частотный спад спектра внутренних волн хорошо согласуется с модельным, а уровень спектра может быть как выше, так и ниже модельного.

Более убедительным, на наш взгляд, объяснением различий расчетных и экспериментальных значений параметра ν является то соображение, что приведенные выше оценки (5) и (6) сделаны в предположении об однородности акустической трассы, что в экспериментах не выполняется. Наличие шельфовых и глубоководной областей, а также отличие профилей $c(z)$ и $n(z)$ вблизи излучающего и приемного концов трассы могут значительно изменить величину параметра ν по сравнению с оценками (5) и (6).

В соответствии с работой [3] в области насыщенных флуктуаций (для частоты 387 Гц и летнего подводного звукового канала это означает, что длина трассы $\tau \gg 100$ км) НК представляет собой гауссов случайный процесс с нулевым средним и дисперсией, равной интенсивности НК. При этом распределение амплитуды A подчиняется закону Рэлея

$$P(A) = 2A \exp(-A^2), \quad (8)$$

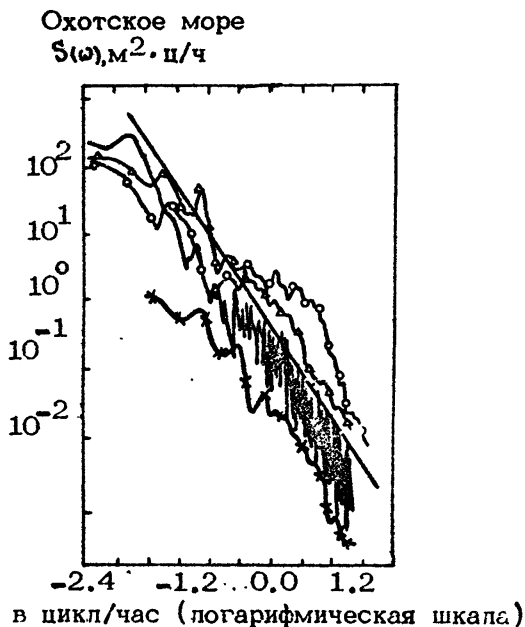
интенсивность I распределена по экспоненциальному закону

$$\rho(I) = e^{-I} \quad (9)$$

а производная фазы $\dot{\psi}$ - по нормальному

$$\rho(\dot{\psi}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \nu} e^{-\frac{\dot{\psi}^2}{2\nu^2}} \quad (10)$$

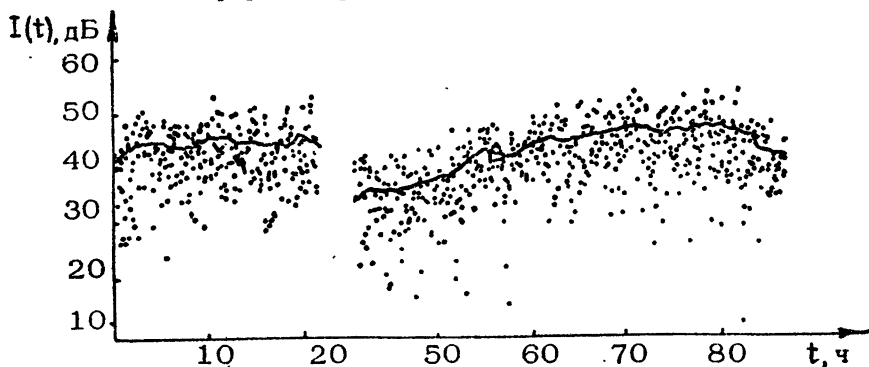
Последнее выражение фактически уже использовалось при определении параметра ν по формуле (4). Экспериментальное исследование первых четырех моментов распределений амплитуды, интенсивности, производной фазы и квадратур НК показали, что исследуемые распределения не противоречат выдвинутым гипотезам (8)-(10). Сделать более определенный вывод, например, до каких значений аргумента распределения A, I и $\dot{\psi}$ можно считать соответствующими выраже-



Р и с. 7. Спектры вертикальных смещений термоклина в нескольких точках Охотского моря: x - залив Терпения, o - мыс Железный, — - мыс Менапуцы, Δ - западное побережье о.Итуруп

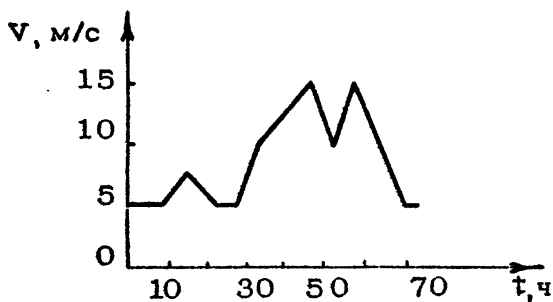
ниям (8)–(10) или до каких моментов совпадают экспериментальные и модельные распределения A , I и ψ , к сожалению, не удастся. Это связано с тем, что для исследования высших моментов, или, что то же самое, распределения на его краях, необходимо увеличивать длительность обрабатываемых реализаций, что в нашем случае бесполезно вследствие нестационарности процесса. Нестационарность интенсивности, связанную с изменениями гидрометеорологической обстановки на акустической трассе, можно в основном отследить. Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что характерное время корреляции флуктуаций интенсивности НК не превышает 200 с, а погодная нестационарность интенсивности НК проявляется на временах, больших одного часа. Поэтому можно отследить медленные изменения интенсивности, не искажая распределения исследуемых быстрых флуктуаций интенсивности НК. Заметим, однако, что отфильтровывая в интенсивности НК процессы, имеющие характерные времена более одного часа, мы одновременно отфильтровываем и влияние на интенсивность той части внутренних волн, которые имеют периоды более одного часа.

Покажем на примере, как отслеживание нестационарности интенсивности НК приближает распределение интенсивности к экспоненциальному закону (9). На рис.8 показаны флуктуации интенсивности НК и средняя интенсивность во время проведения эксперимента на стационарной трассе в зимних условиях (после 22 ч перерыв в работе на 19 ч). На рис.9 показано



Р и с. 8. Флуктуации интенсивности (точки) и средняя интенсивность (сплошная кривая) тонального сигнала.

Данные зимнего эксперимента



Р и с. 9. Скорость ветра на трассе во время зимнего эксперимента

изменение скорости ветра на акустической трассе вблизи излучателя по данным метеорологического центра. Хорошо видно изменение средней интенсивности НК, связанное с изменением ветра на трассе. В табл.2 приведены значения первых шести начальных моментов интенсивности НК для отрезка реализации $T = 22$ ч при нормировке интенсивности $I(t)$ на $I_{ср}$:

$$I_{ср} = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt. \quad (11)$$

Там же приведены значения начальных моментов экспоненциального распределения, рассчитываемые по формуле

$$m = n! \quad (12)$$

Как видно из табл.2, значения начальных моментов экспериментально полученной интенсивности и модельного

Т а б л и ц а 2

	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6
Эксперимент	1	2,5	10,7	62	430	3170
$n!$	1	2	6	24	120	720

распределения значительно различаются. Проведем теперь корректировку нестационарности интенсивности НК путем нормировки $I(t)$ на $I_{ср}(t)$:

$$I_{cp}(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} I(t) dt, \quad (13)$$

где $\tau = 3,3$ ч — длина сглаживающего окна.

В табл.3 приведены значения начальных моментов интенсивности НК, рассчитанные по всей реализации $T = 62$ ч для двух приемных гидрофонов, использовавшихся в эксперименте.

Т а б л и ц а 3

	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6
Гидрофон 1	1	2,023	6,0	22	96	448
Гидрофон 2	1	2,016	6,1	24	112	512
$n!$	1	2	6	24	120	720

Хорошо видно, что после исключения нестационарности первые четыре начальных момента интенсивности НК стали близки к моментам модельного экспоненциального распределения.

Для количественного описания влияния параметров поверхностного волнения на среднюю интенсивность НК удобно воспользоваться приближением слабой некогерентности [5]. К сожалению, при проведении экспериментов на стационарной трассе использовался некалиброванный по акустической мощности излучатель, поэтому сравнить абсолютные расчетные и экспериментальные значения интенсивности НК при различных гидрометеоусловиях не удастся. Однако можно провести расчет изменений интенсивности НК при смене, например, скорости ветра и сравнить их с экспериментом. Такой расчет был проделан для сравнения с описанным выше экспериментом, проведенным в зимних гидрологических условиях, когда влияние поверхностного волнения наиболее ощутимо.

При расчете использовалось модовое представление акустического поля. Уравнение переноса для спектральной интенсивности $n_{p\omega}$, полученное в случае сильноанизотропного волнения, имеет вид [6]

$$\frac{\partial n_{p\omega}}{\partial \tau} = \sum_{p_2} \int W_{p_2\omega_2} n_{p_2\omega_2} d\omega_2 - 2\gamma_p n_{p\omega}, \quad (14)$$

где γ_ρ - декремент затухания когерентной (зеркально отраженной) компоненты поля моды; $W_{\rho\omega}^{\rho_2\omega_2}$ - вероятность перехода между модами ρ и ρ_2 , которая выражается через спектр смещений поверхности [7]. Отметим, что использовать это уравнение можно лишь при выполнении условия

$$\frac{\Omega_*^2}{qk} \cdot \frac{\cos^2 \Delta}{|\sin \Delta|} \ll 1, \quad (15)$$

где Ω_* - характерная частота поверхностных волн, Δ - ширина углового спектра волнения, k - волновое число акустической волны.

В приближении слабой некогерентности, справедливом на ограниченных трассах, где отношение энергий ВК и НК меньше или порядка единицы [5,8], соответствующее решение во втором приближении имеет вид

$$\begin{aligned} n_{\rho\omega} = & N_\rho \delta(\omega - \omega_0) + \sum_{\rho_2} W_{\rho\omega}^{\rho_2\omega_2} N_{\rho_2} f_{\rho\rho_2}(\tau) + \\ & + \sum_{\rho_1, \rho_2} \int \frac{W_{\rho\omega}^{\rho_2\omega_2} W_{\rho_2\omega_2}^{\rho_1\omega_1} N_{\rho_1}}{2(\gamma_{\rho_2} - \gamma_{\rho_1})} [f_{\rho\rho_1}(\tau) - f_{\rho\rho_2}(\tau)] d\omega_2, \quad (16) \\ f_{\rho\rho_1} = & \frac{\exp(-2\gamma_{\rho_1}\tau) - \exp(-2\gamma_\rho\tau)}{2(\gamma_\rho - \gamma_{\rho_1})}, \end{aligned}$$

где в качестве исходного рассматривается монохроматический сигнал с частотой ω_0 и интенсивность модового спектра N_ρ .

Вероятность перехода $W_{\rho\omega}^{\rho_2\omega_2}$ в общем случае может быть выражена через частотно-угловой спектр смещений свободной поверхности. При расчете поверхностных волнение описывалось как суперпозиция развитого ветрового волнения и зыби. Для частотно-углового спектра развитого ветрового волнения был использован спектр Пирсона-Московитца:

$$B(\omega, \alpha) = 8,1 \cdot 10^{-3} g^2 \omega^{-5} \exp\left[-0,74\left(\frac{\omega_*}{\omega}\right)^4\right] \cos^n(\alpha - \alpha_g), \quad (17)$$

где $\omega_* = g/V_g$ (g - ускорение свободного падения, V_g - скорость ветра), α_g - направление ветра относительно трассы, $n=12$ - показатель анизотропии, $|\alpha - \alpha_g| \leq \pi/2$.

Частотный спектр зыби рассчитывался по частотному спектру ВК в полосе 0,07 Гц < \tilde{f} < 0,17 Гц (при слабом ветре спектр в этом интервале определяется в основном одно-

кратно рассеянным на зыби сигналом) с учетом частотной передаточной характеристики канала [10]. Угловой спектр зыби полагался равномерным в полосе $\Delta = \pm 0,1$.

По данным гидрометцентра, параметры зыби в ходе эксперимента практически не менялись, изменение скорости ветра показано на рис.9. Для анализа были выбраны три временных интервала наблюдения: 7 - 13 ч, 44 - 51 ч, 70 - 77 ч (см. рис. 8,9); скорости ветра на каждом из них при расчете полагались равными $V_{b_1} = 5$ м/с, $V_{b_2} = 15$ м/с, $V_{b_3} = 5$ м/с. Разница в интенсивности НК при $V_{b_1} = 5$ м/с и $V_{b_2} = 15$ м/с составляла 9 дБ по эксперименту и 10 дБ по расчету, что позволяет говорить об адекватном описании процессов флуктуаций интенсивности НК при смене ветра соотношениями (14)-(17), использующими существенную анизотропность ветрового волнения и приближение слабой некогерентности.

Перейдем теперь к вопросу пространственной корреляции НК акустического поля при рассеянии на внутренних волнах. Для выполнения теоретических оценок воспользуемся предложенной в работе [11] методикой расчета коэффициента поперечной пространственной корреляции сигнала при рассеянии его на случайном поле внутренних волн. Расчеты, сделанные авторами [11] для случая типичного летнего профиля скорости звука и частоты излучения $f = 250$ Гц, дают следующие величины коэффициента пространственной корреляции γ_k НК (по уровню 0,5):

$$\begin{aligned} \text{при } r = 250 \text{ км} & \quad \gamma_k = 710 \text{ м,} \\ \text{при } r = 500 \text{ км} & \quad \gamma_k = 420 \text{ м.} \end{aligned}$$

Следует ожидать, что теоретические расчеты, сделанные для случая зимнего профиля скорости звука, дадут несколько большие значения γ_k , чем приведенные выше.

Для определения экспериментальных значений радиуса поперечной корреляции НК были использованы данные, полученные в ходе зимнего эксперимента в северо-западной части Тихого океана. Эксперимент был поставлен следующим образом. Судно с буксируемым тональным излучателем удалялось от горизонтальной приемной системы из 7 эквидистантно расположенных гидрофонов с примерно постоянной скоростью 5 уз. Принятый сигнал фильтровался узким полосовым фильтром, усиливался и вводился в ЭВМ, где с помощью синхронного детектора отфильтровывалась ВК. Кроме того, в процессе обработки производилось слежение за несущей частотой сигнала, а также корректировка неидентичности амплитудных и фазовых коэффи-

циентов передачи графтов отдельных гидрофонов. Объектом исследований являлась корреляционная матрица, оценка каждого элемента которой находилась по формуле

$$K_{m,n} = |\langle x_m \cdot x_n^* \rangle|, \quad (18)$$

где x_i — комплексная огибающая НК сигнала на i -м гидрофоне. Характерное время усреднения, используемое при обработке экспериментальных данных, составляло $T = 2 \div 5$ ч, что соответствовало $40 \div 100$ н. зависимым временным отсчетам. Использование корреляционных матриц для определения пространственной корреляции сигнала наиболее удобно, так как позволяет проводить вычисления, используя хорошо разработанный аппарат матричной алгебры.

В результате обработки были получены экспериментальные оценки r_k для частоты излучения $f \approx 250$ Гц и дистанций от $r = 70$ км до $r = 500$ км, приведенные в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Дистанция, км	70	80	110	320	500
$r_k, м$	173-178	81-112	100-164	112-165	142-264

Необходимо обратить внимание на такой факт. В эксперименте излучение сигнала производилось с движущегося судна, угловое положение которого непрерывно менялось, флукуируя вокруг заданного курса. Если спектр угловых флукуаций излучателя считать гауссовым, то интервал корреляции сигнала, обусловленный только угловым перемещением излучателя, равен (по уровню 0,5)

$$r_{k \text{ изл}} \approx \frac{2 \ln 2}{k \Delta \theta_{\text{изл}}} \approx \frac{2 \ln 2 \cdot r}{k \Delta \psi_{\text{изл}}}, \quad (19)$$

где $\Delta \theta_{\text{изл}}$ — ширина углового спектра флукуаций излучателя (по уровню 0,5); $\Delta \psi_{\text{изл}}$ — характерная величина отклонений судна от курса.

В эксперименте $\Delta \psi_{\text{изл}} \approx 300 \div 400$ м. Если считать достоверным лишь тот результат, где $r_{k \text{ изл}} > 2 r_k$, то, ориентируясь на теоретически рассчитанные значения r_k , получим, что в эксперименте до дистанций $r = 330$ км масштаб пространственной корреляции определялся в первую очередь условиями излучения, а не рассеянием на неоднородностях океана. Оцен-

ка же χ_k , полученная в эксперименте на дистанции $r = 500$ км, значительно меньше, чем теоретически рассчитанная: $\chi_k^{\text{теор}} = 420$ м (а для зимних гидрологических условий оценка χ_k должна быть еще больше). Дать однозначный ответ, чем объясняется различие в экспериментальном и расчетном значениях коэффициента пространственной корреляции НК, в настоящее время авторы не могут. Возможно, что учет поверхностного волнения при расчете χ_k сблизит теоретическую и экспериментальную оценки.

Высокочастотная компонента. Статистические характеристики ВК практически полностью определяются эффектами рассеяния на взволнованной морской поверхности. Что касается рассеяния на случайных объемных неоднородностях, то вследствие малости частотных сдвигов при рассеянии на них последние не оказывают непосредственного влияния на формирование частотного спектра ВК. Тем не менее объемные неоднородности могут оказывать косвенное влияние на статистические характеристики ВК, так как они приводят к федингам НК, что, естественно, сказывается на локальном значении энергии ВК. Если применяется длительное наблюдение ВК, то этот эффект становится несущественным и на протяженной трассе для описания ВК можно использовать теоретическую модель, основанную, например, на уравнении переноса для амплитуд нормальных мод и описывающую эффекты многократного рассеяния низкочастотных акустических волн на взволнованной поверхности.

Так же, как и НК, ВК является процессом, близким к гауссову, а вследствие изменения на трассе метеорологической обстановки — нестационарным с характерным временем стационарности 1 ч. Однако в отличие от НК изменение погодных условий на трассе влечет за собой изменение не только интенсивности, но и формы частотного спектра ВК, поэтому даже после нормировки на текущую интенсивность ВК остается нестационарным процессом.

Для описания частотного спектра ВК можно воспользоваться приближением слабой некогерентности [5], упоминавшимся выше, справедливым на ограниченных трассах, где соотношение энергий ВК и НК меньше или порядка единицы. При рассмотрении конкретных ситуаций для прогнозирования частотного спектра принимаемого сигнала необходимо знать частотно-угловой спектр поверхностного волнения на всей трассе, чего практически никогда не бывает. Поэтому для интерпретации данных акустических измерений полезно использовать упрощенную мо-

дель поверхностного волнения, предполагающую, что в первом приближении спектр волнения представляет собой суперпозицию спектров развитого ветрового волнения и спектра океанической зыби, не связанной с локальным ветром и приходящей из отдаленных штормовых районов. Для частотно-углового спектра развитого ветрового волнения обычно используют спектр Пирсона-Московитца (17). Спектр океанической зыби обусловлен процессами диссипации и дисперсионного расплывания пакетов гравитационных волн и, по-видимому, не обладает ярко выраженной универсальностью. Достоверно можно сказать, что спектр зыби (как частотный, так и угловой) весьма узок, и в частности существенно уже, чем спектр развитого ветрового волнения. В дальнейшем в качестве углового спектра зыби будем использовать простую аппроксимацию: равномерное распределение в узком угловом интервале 2Δ .

В результате в уравнении для спектральной интенсивности p -й моды $p_{p\omega}$ (16) вероятность перехода между модами имеет вид

$$W_{p\omega}^{p_2\omega_2} = \overline{W}_{p\omega}^{p_2\omega_2} + \widetilde{W}_{p\omega}^{p_2\omega_2}, \quad (20)$$

где $\overline{W}_{p\omega}^{p_2\omega_2}$ обусловлена спектром развитого ветрового волнения, а $\widetilde{W}_{p\omega}^{p_2\omega_2}$ - спектром зыби. Для функции $\overline{W}_{p\omega}^{p_2\omega_2}$ можно получить выражение [12]

$$\overline{W}_{p\omega}^{p_2\omega_2} = \frac{1}{2k_p k_{p_2}} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{p_2}}{dz} \right)^2 \times \\ \times \frac{B_B \left(|\omega - \omega_2|, \arccos \frac{(k_p - k_{p_2})q}{(\omega - \omega_2)^2} \right) + B_B \left(|\omega - \omega_2|, -\arccos \frac{(k_p - k_{p_2})q}{(\omega - \omega_2)^2} \right)}{\sqrt{\frac{(\omega - \omega_2)^4}{q^2} - (k_p - k_{p_2})^2}}, \quad (21)$$

где k_p и $d\varphi_p/dz$ - волновое число и производная собственной функции p -й моды и предполагается, что

$$|k_p - k_{p_2}| < (\omega - \omega_2)^2 / q.$$

Соответственно для зыби с узким угловым спектром ($\Delta \ll 1$) получим

$$\widetilde{W}_{p\omega}^{p_2\omega_2} = \frac{\pi q}{8\Delta k_p k_{p_2}} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{p_2}}{dz} \right)^2 \frac{B_3(|\omega - \omega_2|)}{(\omega - \omega_2)^2}, \quad (22)$$

где для переходов с положительным сдвигом частоты

$$k_p - \frac{(\omega - \omega_2)^2}{g} \cos(\alpha_3 - \Delta) < k_{p_2} < k_p - \frac{(\omega - \omega_2)^2}{g} \cos(\alpha_3 + \Delta) \quad (23)$$

и для переходов с отрицательным сдвигом частоты

$$k_p + \frac{(\omega - \omega_2)^2}{g} \cos(\alpha_3 + \Delta) < k_{p_2} < k_p + \frac{(\omega - \omega_2)^2}{g} \cos(\alpha_3 - \Delta) \quad (24)$$

(α_3 — угол между акустической трассой и направлением распространения зыби). Из соотношений (16), (20)–(24), в частности, следует, что при $\alpha_3 = \alpha_3 = \pm \pi/2$ частотный спектр звукового сигнала как в первом, так и в последующих приближениях симметричен. Кроме того, можно показать [12], что при выполнении определенных условий на ширину частотного и углового спектра зыби (обычно выполняющихся в натуральных экспериментах) вид частотного спектра первично рассеянной акустической волны совпадает со спектром зыби, а спектр сигнала, обусловленного вторичным рассеянием, близок к свертке частотного спектра первично рассеянного поля. Что касается спектра сигнала, обусловленного развитым ветровым волнением, то, как следует из выражений (16), (21), даже в первом приближении он не повторяет спектр волнения.

Как следует из условия резонансного рассеяния [13, 14], процесс рассеяния на взволнованной морской поверхности, с точки зрения лучевой теории, сопровождается изменением частоты и угла распространения рассеянных компонент по сравнению с зеркально отраженной. В силу этого составляющие ВК с частотами $\tilde{f} < 0$ и $\tilde{f} > 0$ приходят на направленный приемник с разных горизонтальных направлений (при $\alpha \neq 0$) (рис. 10). Имея приемную систему с узкой диаграммой направленности, нетрудно практически выделить углы прихода составляющих ВК с положительными и отрицательными частотами, рассеянными на зыби при $\alpha_3 \sim \pi/2$. При достаточно длинной акустической трассе области поверхностного волнения, откуда рассеянные на зыби составляющие ВК попадают в приемник, некоррелированы, поэтому и составляющие ВК с частотами $\tilde{f} < 0$ и $\tilde{f} > 0$ некоррелированы. В силу же того, что частотный спектр зыби однороден на довольно большой акватории, составляющие ВК, обусловленные рассеянием на зыби, с положительными и отрицательными частотами имеют подобные спектры.

Рассмотрим в качестве примера уже описанный ранее эксперимент, проведенный на стационарной граве в зимних гидрологических условиях. На рис. 11 и 12 показаны расчетные и экспериментальные частотные спектры сигналов для трех интервалов наблюдения: первый - 7 - 13 ч, второй - 44-51 ч, третий - 70-77 ч (см. рис.8, 9). Первый интервал характе-

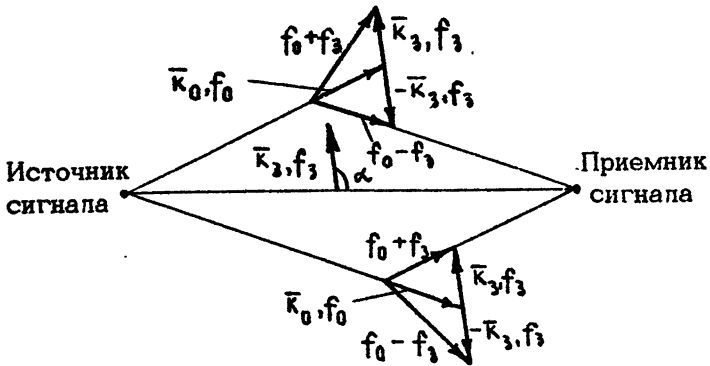


Рис. 10. Качественная иллюстрация рассеяния звука на зыби: \bar{k}_0, f_0 - проекция волнового вектора на горизонтальную плоскость и частота звука; \bar{k}_3, f_3 - волновой вектор и частота зыби

ризуется скоростью ветра $V_{0,1} \approx 5$ м/с и зыбью $h_{3,1} \approx 1,0$ м, второй - $V_{0,2} \approx 10-15$ м/с и $h_{3,2} \approx 1,2$ м, третий - $V_{0,3} \approx 5$ м/с и $h_{3,3} \approx 0,8$ м. Как видно из рис. 11, 12, теоретический расчет, проведенный по формулам (16), (17), (20)-(24), хорошо согласуется с экспериментальными данными при доминирующем влиянии зыби (первый и третий интервалы наблюдения) и существенно хуже при наличии сильного ветра (второй интервал наблюдения). Если считать, что частотный спектр поверхностного волнения совпадает со спектром ВК в полосе $0,07 \leq \tilde{f} \leq 0,17$ Гц (однократно рассеянная на зыби составляющая ВК), то можно спектр ВК восстановить во всей полосе как сумму одно-, двух-, трехкратных (и т.д.) сверток

$$S_{расч}(\tilde{f}) = \sum_{m=1}^N \frac{1}{m!} S_m(\tilde{f}), \quad (25)$$

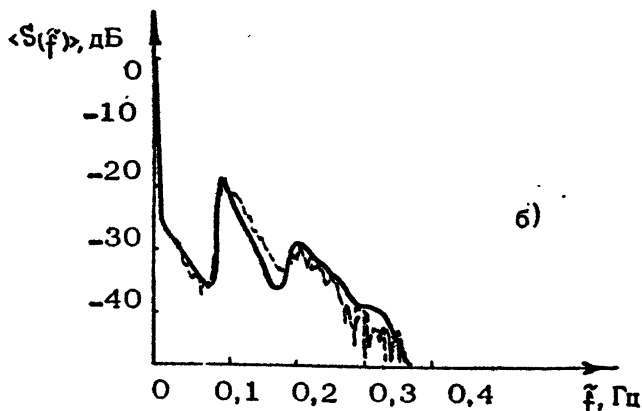
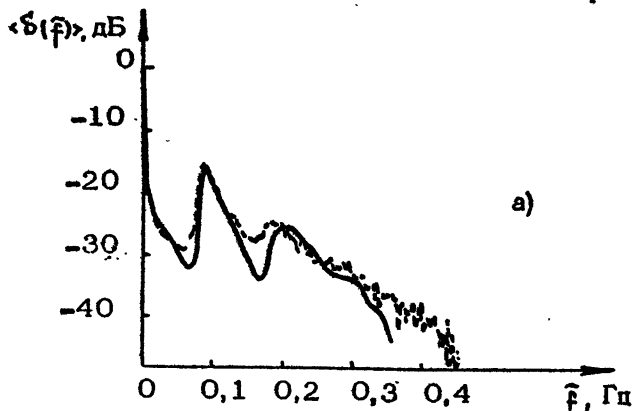
где

$$S_m(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{m-1}(f_1 - f) S_{\text{нов}}(f) df,$$

$$S_0(f) = I_{\text{нк}} \delta(f),$$

$S_{\text{нов}}(f)$ - сглаженный спектр ВК в полосе $0,07 \leq \tilde{f} \leq 0,17$ Гц.

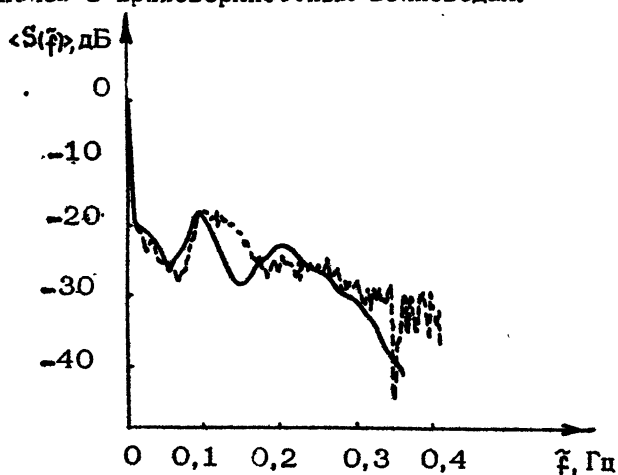
На рис. 13 показан ограниченный четырехкратной сверткой результат расчета (25), проведенного для первого интер-



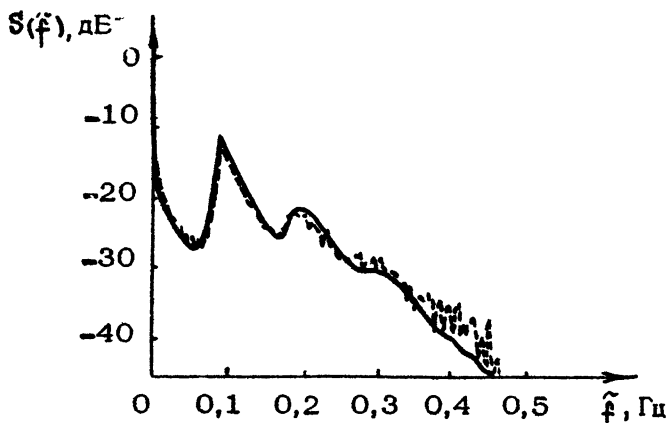
Р и с. 11. Усредненный частотный спектр гонального сигнала при слабом ветре и значительной зыби по данным зимнего эксперимента. Сплошная кривая - расчет, пунктир - эксперимент; а - отрезок реализации при $t = 7 + 13$ ч, б - при $t = 70 + 77$ ч

вала наблюдения; видно, что модель, описывающая ВК как сумму многократно рассеянных составляющих, не противоречит экспериментальным данным.

В заключение сформулируем основные результаты экспериментальных исследований низкочастотных гидроакустических полей в приповерхностных волноводах.



Р и с. 12. То же, что и на рис. 11, но при сильном ветре. Отрезок реализации при $t = 44 + 51$ ч



Р и с. 13. То же, что и на рис. 11, при слабом ветре. Расчет проведен в приближении слабой некогерентности. Отрезок реализации при $t = 7 + 13$ ч

Рассматривается модель низкочастотного тонального сигнала, основанная на представлении его в виде суперпозиции высокочастотной и низкочастотной компонент (ВК и НК). В рамках данной модели предполагается, что статистические свойства НК обусловлены взаимодействием звуковых волн с объемными неоднородностями среды, а свойства ВК – эффектами рассеяния звука на взволнованной поверхности. Обе компоненты являются нестационарными процессами, близкими к гауссову. Статистические характеристики ВК определяются параметрами ветрового волнения и океанической зыби. Спектрально-корреляционные характеристики НК определяются параметрами объемных неоднородностей, а средняя энергия НК зависит от эффектов рассеяния на поверхностном волнении. Существенное отличие временных масштабов корреляции объемных неоднородностей и поверхностного волнения позволяет с помощью частотной селекции разделить НК и ВК и исследовать их независимо.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что для описания статистических характеристик НК в условиях: приповерхностных волноводов, так же как и в глубоководном тропическом волноводе, достаточно единственного параметра ψ – среднеквадратичного отклонения производной фазы НК. Однако величина самого параметра ψ в этом случае в несколько раз больше, чем следует из теоретической модели рассеяния сигнала на внутренних волнах со спектром Гарретта–Манка. Показано, что ВК является процессом, частотный спектр которого формируется многократным рассеянием акустического поля на поверхностном волнении, представляющем собой суперпозицию океанической зыби и развитого ветрового волнения. Экспериментально исследованы зависимости спектра ВК от скорости ветра и параметров зыби. Показано, что теоретическая модель, описывающая эффекты многократного рассеяния звука на анизотропном волнении в приближении слабой некогерентности, весьма удовлетворительно согласуется с данными эксперимента.

Отметим, что наиболее неисследованными вопросами модели акустического сигнала как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения на данный момент остаются вопросы пространственной корреляции НК и ВК, для разрешения которых требуется, в частности, проведение экспериментов с развитой антенной и стационарно установленным излучателем.

1. Аргельный В.В., Белавин Ю.С., Вировлянский А.Л. и др. Статистические характеристики сигнала на стационарной акустической трассе в приповерхностном волноводе // Судостроительная промышленность. Сер. Акустика. 1988, вып.3. С.3-8.
2. Аргельный В.В., Белавин Ю.С., Вировлянский А.Л. и др. Экспериментальное исследование звуковых сигналов на стационарной акустической трассе в приповерхностном волноводе // Акустика в океане / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой М.: Наука, 1991.
3. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. С.Флагге. М.: Мир, 1982.
4. Акустика океана / Под ред. Дж.Де Санто. М.: Мир, 1982.
5. Аргельный В.В., Горская Н.С., Раевский М.А. Статистические характеристики нормальных волн в случайно-неоднородных океанических волноводах: Препринт ИПФ АН СССР № 148. Горький, 1986.
6. Зайцев В.Ю., Раевский М.А. О трансформации пространственно-временного спектра волнового поля в волноводе со случайной границей // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 1. С.65.
7. Нечаев А.Г. Флуктуации поля и интенсивности акустического сигнала в океане со взволнованной поверхностью: Препринт ИПФ АН СССР № 123. Горький, 1985.
8. Горская Н.С., Раевский М.А. О связи статистических характеристик зондирующих акустических волн с параметрами ветрового волнения // Акуст. журн. 1987. Т.33, вып. 3. С.463-468.
9. Абузяров З.К. Морское волнение и его прогнозирование. Л.: Гидрометеиздат, 1981.
10. Бурлакова И.Б., Дубовой Ю.А., Зейгман А.Л. и др. О возможности акустической томографии взволнованной поверхности океана // Акуст. журн. 1988. Т.34, вып.3. С.423-430.
11. Сазонтов А.Г., Фарфель В.А. О работе горизонтальной дискретной антенны в случайно-неоднородном океане // Акуст. журн. 1990. Т.36, вып.1. С.130-136.
12. Горская Н.С., Раевский М.А. Спектр НЧ акустических волн при дистанционном зондировании анизотропного ветрового волнения // Акуст. журн. 1989. Т.35, вып.3. С.439-445.

13. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Гидрометеиздат, 1982. С.262.
14. Андреева И.Б. Рассеяние звука поверхностью и приповерхностным слоем океана // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой М.: Наука, 1982. С.118-132.

ВОЗМОЖНОСТИ ТЕНЕВЫХ МЕТОДОВ
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИФРАГИРОВАННЫХ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ
В ВОЛНОВОДАХ

Е.Л.Бородина, Н.В.Горская, С.М.Горский, С.Н.Гурбагов,
В.А.Зверев, О.В.Лебедев, А.Г.Нечаев, Г.Н.Николаев,
В.В.Курин, А.И.Хилько, В.Н.Широков

Изучение дифракции акустических полей в океанических волноводах показало, что конструктивная волноводная интерференция приводит к усилению уровня дифрагированных сигналов. Тем не менее можно ожидать, что в реальном флуктуирующем океане точность измерения дифрагированных под малыми углами полей будет ограничиваться вследствие того, что относительно слабый полезный сигнал дифракции наблюдается на фоне флуктуирующего сильного сигнала прямой подсветки. Рассеяние на океанических неоднородностях среды также может служить причиной снижения точности измерения дифрагированного сигнала.

В настоящей работе обсуждаются возможности использования априорной информации о расположении основных элементов схемы измерений – источника, рассеивающей неоднородности (дифрактора), приемной системы, а также информация о структуре сигналов подсветки, для улучшения условий наблюдения дифрагированных под малыми углами гидроакустических полей. В частности, на основе обобщенного метода гени анализируется возможность подавления сигнала прямой засветки с помощью пространственно-развитых антенн, в том числе в неоднородных по трассе волноводах. Рассмотрены возможности использования метода согласованной фильтрации сложных импульсных сигналов для уменьшения уровня помех, возникающих за счет рассеяния на случайных неоднородностях

океанических волноводов. Приводятся результаты измерений в модельных волноводах.

МЕТОД ТЕНИ

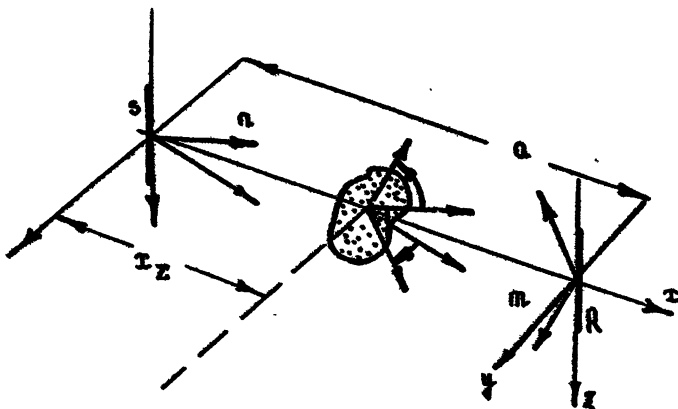
В оптике для подавления поля подсветки при наблюдении слабоконтрастных либо малых по размерам объектов используют теневого метод [1], заключающийся в фильтрации низкочастотной части пространственного спектра в изображении. При этом приемно-регистрирующая (изображающая) система настроена так, что сигнал прямой подсветки не виден — наблюдатель находится в области тени относительно источника подсветки и соответственно в освещенной части относительно дифрагированного на неоднородности сигнала. В таких условиях измерения осуществляются с более высокой точностью, что в оптике объясняется, с одной стороны, согласованием динамического диапазона регистрирующей системы (глаза либо фотографической пластины) с динамическим диапазоном дифрагированного сигнала, с другой стороны, ослаблением уровня шумов и искажений приемников света.

Условия наблюдения в гидроакустических волноводах несколько отличаются от тех, что реализуются в оптике, в частности, большей чувствительностью и динамическим диапазоном регистрирующей аппаратуры, а также большим уровнем помех. Тем не менее реализация теневого метода и в таких условиях позволяет существенно улучшить точность измерений за счет расширения динамического диапазона. Специфической гидроакустики, покрывающей возможность повышения точности измерений, являются многопараметричность сигналов: кроме горизонтальных углов прихода, дифрагированный сигнал можно охарактеризовать временем прихода зондирующего импульса, номером модового импульса, доплеровской частотой (при измерениях полей, дифрагированных на стационарных неоднородностях). Исходя из этого обстоятельства, формируем применительно к гидроакустике принцип обобщенного теневого метода, под которым будем понимать следующее: приемная система должна находиться в области тени относительно сигнала прямой засветки, тень может быть обследована относительно любого из параметров сигнала — угла, номера моды, задержки, доплеровской частоты и т.д. Для реализации такого метода необходимо априорное знание

параметров зондирующего поля и, что характерно для условий измерений в гидроакустических волноводах, условий распространения (т.е. параметров волновода). В том случае, когда положение дифрактора известно, можно попытаться настроить приемную систему на максимум дифрагированного сигнала. В гидроакустических волноводах, где уровнем помех из-за рассеяния на случайных неоднородностях пренебречь не представляется возможным, ослабление их влияния может быть достигнуто увеличением пространственного разрешения системы наблюдения. Существуют два традиционных способа достижения указанной цели, нашедших широкое применение в радиолокации [2]: это увеличение размеров приемной антенны, что позволяет уменьшить размер отдельного элемента разрешения по углу и расфокусировке, и использование сложных импульсов в качестве зондирующих, что позволяет уменьшить размеры импульсного объема, и тем самым ослабить уровень помех. В ультразвуковой технике используются системы, в которых применяются одновременно как протяженные антенны, так и импульсные зондирующие сигналы [3]. Учитывая особенности применения указанных приемов в гидроакустических волноводах, рассмотрим каждый из них в отдельности.

МЕТОД МОДОВОЙ ТЕНИ

В волноводах со значительной межмодовой дисперсией можно реализовать принцип тени в пространстве мод [4 - 6]. С этой целью необходимо осуществить селекцию мод, далеко разнесенных по модовому спектру. Одним из способов, позволяющих осуществить такую селекцию, является использование излучающей и приемной вертикальных антенн. Настроим антенны так, чтобы излучалась мода с низким номером m , а принималась с высоким номером n (рис. 1). Тогда приемная система будет находиться в теневой области по отношению к зондирующему сигналу (глубина тени будет определяться степенью селекции мод, которая зависит от размеров антенн и свойств волновода). Для того чтобы приемная система зарегистрировала дифрагированный сигнал, в пространственной структуре возмущающей неоднородности должна быть пространственная частота $\lambda_{m,n} = 2\pi(h_n - h_m)^{-1}$, где h_i - горизонтальная проекция волнового вектора моды с номером i . На больших удалениях модовый спектр дискре-



Р и с. 1. Иллюстрация принципа модовой тени

тен, поэтому измерения с использованием модовой тени можно осуществить лишь для конечного набора пространственных гармоник неоднородности.

Предположим, что неоднородностью, расположенной между источником и приемником, служат случайные возмущения скорости звука $\delta c(x, y, z, t)$ или рельефа взволнованной, поверхности океана $Z(x, y, t)$. Пусть источник возбуждает в волноводе, с зависимостью скорости звука от глубины $c(z)$, моду с номером n и амплитудой $A_s(n)$, а приемная антенна регистрирует моду с номером m и амплитудой $A_R(m)$. Возмущения скорости звука и возвышения взволнованной поверхности будем считать стационарными и квазиоднородными по горизонтальным координатам x и y . Считая параметр Рэлея малым [7], и $\delta c \ll c$, частотный спектр комплексной амплитуды звукового давления $P(x, y, z, t)$ в $\text{стр}(i\omega, t)$ представим в виде суммы мод [8]:

$$P(x, y, z, \omega) = \sum_{n=1}^N S_n(x, y, \omega) \varphi_n(z), \quad (1)$$

где $\varphi_n(z)$ - собственные функции невозмущенного волновода, S_n - комплексные амплитуды мод, зависящих от неоднородностей, N - число распространяющихся мод. Учитывая квазистатический характер неоднородностей, будем считать $\varphi_n(z, \omega) = \varphi_n(z, \omega_*) = \varphi_n(z)$, где ω_* - частота зондирующего

сигнала. Применяя интегральную теорему Грина в первом приближении метода возмущений, для комплексной амплитуды однократно рассеянной компоненты моды получим [7,8]

$$S_m^{(1)}(x, y, \omega) = i \sum_{n=1}^N \iint_{-\infty}^{\infty} dx' dy' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \hat{u}_n^m(x', y', \omega') \times \\ \times H_0^{(2)} \left\{ h_m(\omega) \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right]^{1/2} \right\} S_n^{(0)}(x', y', \omega - \omega'), \quad (2)$$

где $S_n^{(0)}(x, y, \omega - \omega^*) = A_S(n) F(\omega - \omega_*) H_0^2 \left[h_n(\omega - \omega_*) \sqrt{x^2 + y^2} \right]$ - амплитуды мод зондирующего поля, $F(\omega)$ - частотный спектр излучаемого сигнала,

$$b_n^m(x', y', \omega') = \frac{1}{8\pi} \psi_n'(0) \psi_m'(0) \zeta(x', y', \omega) + \\ + \frac{1}{4\pi} (\omega_* + \omega - \omega')^2 \int_0^z \delta\epsilon(x', y', z', \omega) \epsilon^{-3}(z') \psi_n(z') \psi_m(z') dz'. \quad (3)$$

Формула (3) описывает матрицу рассеяния и включает в себя слагаемые, определяющие рассеяние на взволнованной поверхности и объемных неоднородностях. Для крупномасштабных неоднородностей реализуется малоугловое рассеяние:

$$(x'^2 + y'^2)^{1/2} \approx x'^2 + y'^2 (2x')^{-1},$$

$$\left[(a-x')^2 + y'^2 \right]^{1/2} \approx a-x' + y'^2 \left[2(a-x') \right]^{-1},$$

$$h_m(\omega) \approx h_m + (\omega - \omega_*) \gamma_m^{-1} + \gamma_m (\omega - \omega_*)^2,$$

где $h_m = h_m(\omega_*)$, $v_m = (dh_m/d\omega)_{\omega=\omega_*}^{-1}$ - групповая скорость моды, $\gamma_m = (1/2)(d^2h_m/d\omega^2)_{\omega=\omega_*}$. Пренебрегая внутримодовой дисперсией (для квазигармонических сигналов), из выражения (2) получим

$$S_m^{(1)}(a, 0, t) = -4 \sum_{n=1}^N A_S(n) \int_0^a dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' b_n^m \left(x', y', t - \frac{a-x'}{v_m} \right) \times \\ \times \left[\kappa' \sqrt{x'(a-x')} \right]^{-1} F \left(t - \frac{a-x'}{v_m} - \frac{x'}{v_n} \right) \times$$

$$\times \exp \left\{ -i h_m \left[a - \tau' + \psi'^2 / 2(a - \tau') \right] - i h_n (\tau' + \psi'^2 / 2\tau') - i \frac{\pi}{2} \right\}, \quad (4)$$

где a — расстояние от источника до приемной антенны. Рассмотрим соотношение для интенсивности рассеянной компоненты, имеющее вид

$$\langle |\rho^{(1)}(a, 0, t)|^2 \rangle = \sum_{\alpha, m, \nu, \mu} A_R(\alpha) A_R^*(\mu) A_S(\alpha) A_S^*(\nu) I_{\alpha m}^{\nu \mu}, \quad (5)$$

где $I_{\alpha m}^{\nu \mu}$ определяется пространственным спектром неоднородности $W_{\alpha m}^{\nu \mu}$:

$$I_{\alpha m}^{\nu \mu} = \frac{32\pi}{\kappa^3 a} \int_0^a d\tau' F \left(t - \frac{a - \tau'}{v_m} - \frac{\tau'}{v_n} \right) F^* \left(t - \frac{a - \tau'}{v_m} - \frac{\tau'}{v_n} \right) \times \exp \left[i(h_\nu - h_n)\tau' + i(h_\mu - h_m)(a - \tau') \right] \times \int_{-\infty}^{\infty} dk_1 W_{\alpha m}^{\nu \mu} \left[\frac{h_m - h_\mu - h_n - h_\nu}{2}, \kappa_1, \tau' \right]. \quad (6)$$

При $\tau = 0$ пространственный спектр $W_{\alpha m}^{\nu \mu}(\kappa_x, \kappa_y, \tau')$ является фурье-трансформантой по x, y корреляционной функции неоднородностей

$$B_{\alpha m}^{\nu \mu}(x, y, \tau, \tau') = \langle B_\alpha^m \left(\tau' + \frac{x}{2}, \psi' + \frac{y}{2}, t + \frac{\tau}{2} \right) B_\nu^{\mu*} \left(\tau' - \frac{x}{2}, \psi' - \frac{y}{2}, t - \frac{\tau}{2} \right) \rangle.$$

При выводе соотношения (5) предполагалось, что $l \gg \lambda \sqrt{a \Delta f \tau^{-1}}$, где Δf — ширина частотного спектра зондирующего поля, и $l/c \ll T_c, T_\Sigma$, где T_c и T_Σ — радиусы временной корреляции скорости звука и волнения. Если $F(t)$ — единичный импульс длительностью T , тогда

$$\langle |\rho^{(1)}(a, t)|^2 \rangle \approx \frac{32\pi}{\kappa^3 a} |A_R(\alpha)|^2 |A_S(\alpha)|^2 \Delta x \times \int_{-\infty}^{\infty} dk W_{\alpha m}^{\alpha m}(h_m - h_n, \kappa, \tau_\Sigma), \quad (7)$$

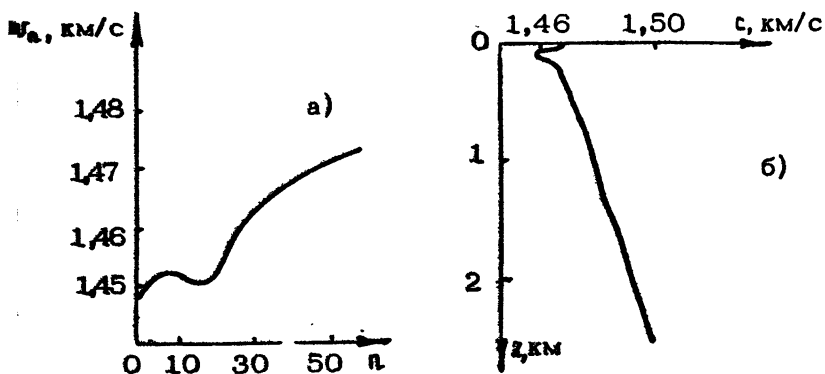
где

$$r_{\Sigma} = v_n v_m \left(t - \frac{a}{v_m} - \frac{T}{2} \right) (|v_n - v_m|)^{-1},$$

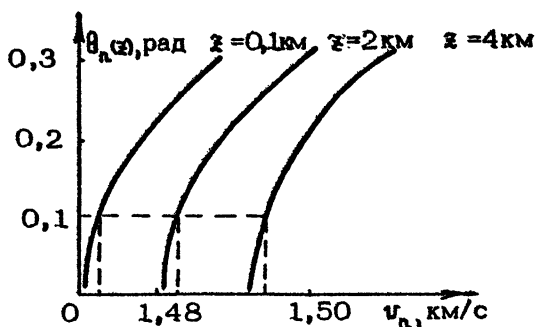
$$\Delta x = v_n v_m T (|v_n - v_m|)^{-1}.$$

Здесь предполагалось, что пространственное разрешение Δx меньше масштаба горизонтальной изменчивости характеристик неоднородностей.

Из выражения (7) видно, что использование импульсного зондирования в сочетании с вертикальными антеннами позволяет путем временного стробирования осуществлять измерения параметров неоднородностей в слое шириной Δx , лежащем на удалении r_{Σ} от источника. Указанное обстоятельство позволяет достичь одновременно двух целей: подавить фон поля подсветки и уменьшить вклад помех (за счет уменьшения пространственного разрешения). Полученные выше выражения определяют фон случайных неоднородностей в случае измерения дифрагированных полей на пространственно-локализованных неоднородностях в волноводе, когда в качестве исследуемых неоднородностей выступают регулярные объемные возмущения $\epsilon(x, y, z)$ или неровности поверхности $Z(x, y)$. Как в том, так и в другом случае выражение (7) характеризует связь измеряемой величины (в данном случае интенсивности с пространственным распределением неоднородности, однако в случае тел определенной формы рассеянные поля будут регулярными, что позволяет измерять и комплексные поля. Для оценки возможностей использования метода модовой тени в волноводах океанического типа используем выражение (7). Выделение дифрагированного сигнала на фоне сигнала прямой засветки определяется величиной межмодовой дисперсии, длительностью зондирующего импульса и длиной антенн. Большая степень подавления сигнала засветки может быть достигнута в том случае, когда межмодовая дисперсия велика, что реализуется, например, в условиях мелкого моря и в приповерхностных океанических волноводах. На рис. 2,а приведена типичная зависимость групповых скоростей от номера моды для волновода со скоростью звука $c(z)$, приведенной на рис. 2,б. Из приведенных зависимостей видно, что возможны значения дисперсии порядка 10 м/с; при этом, если $T \sim 0,1$ с, пространственное разрешение составляет порядка 20 км. В реальных условиях не всегда удается выделить отдельные моды. Если длина антенн такова, что удается выделить лишь груп-

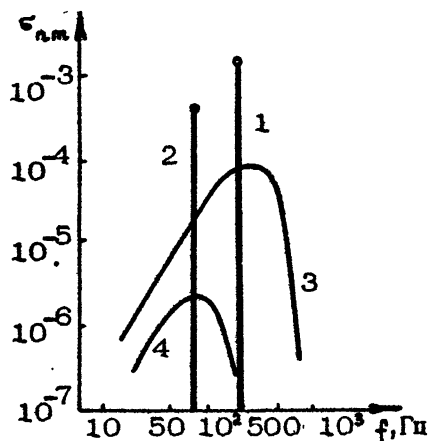


Р и с. 2. Зависимости групповых скоростей от номера моды для частоты 200 Гц (а) и скорости звука от ширины (б)



Р и с. 3. Зависимость углов выхода бриллюэновской волны от групповой скорости мод при различных глубинах

Для мод $\Delta h(\Delta m)$, то пространственное разрешение понизится, поскольку будет определяться межмодовой дисперсией в группе мод. Для приповерхностного канала с линейным профилем $c(z) = c + \alpha z$ при $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $c = 1,47 \text{ км/с}$ угол выхода бриллюэновской волны $\theta_n(z) = \arcsin \left[\frac{c}{v_n} \right]$ на горизонте z зависит от групповой скорости моды v_n (рис.3). Горизонтально направленная вертикальная излучающая антенна с шириной диаграммы $2\theta_A$, расположенная вблизи поверхности ($z_A = 0,1 \text{ км}$), в этом канале возбуждает группу низших мод. Заглубление аналогичной приемной антенны на 4 км



Р и с. 4. Зависимость $\epsilon_{nm}(x_z)$ для зыби (1,2) и гонкой термохалинной структуры флуктуаций скорости звука (3,4) (1 - $k_{\text{гн}} \approx 0,04 \text{ м}^{-1}$, $\psi_{\text{гн}} = 72^\circ$; 2 - $k_{\text{з}} \approx 0,01 \text{ м}^{-1}$, $\psi_{\text{з}} \approx 0$; 3 - $\theta_n^2(0) \approx 0,03$; 4 - $\theta_n^2(0) \approx 0,1$)

позволит выделить группу мод с высокими номерами. При $\theta_n = 0,1$ разброс скоростей в каждой из групп мод имеет величину 2 м/с, а между группами 20 м/с (см. рис.3). Тогда $\Delta x \sim 0,1\lambda$, причем зависимости $\theta_n(v_n)$ показывают, что разрешение можно заметно увеличить, изменяя направление антенн.

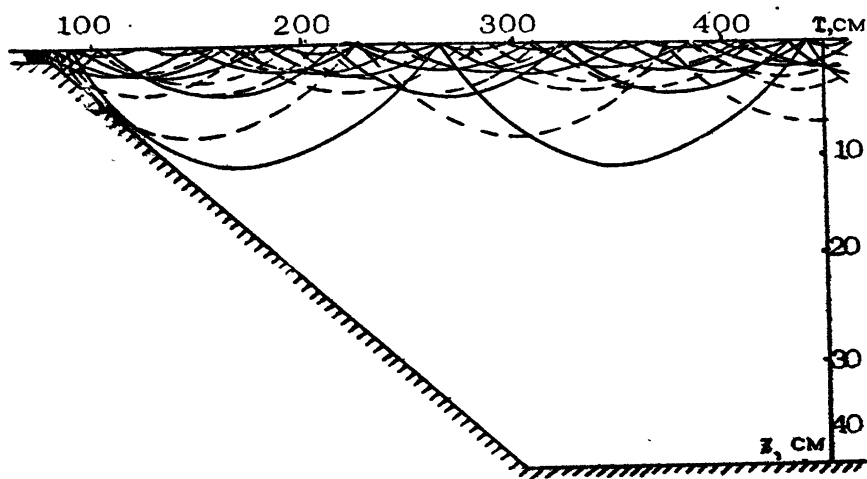
Исходя из полученных выражений, оценим уровень помех по отношению к измеряемому полезному сигналу в условиях океана. Будем считать, что измеряется сигнал, дифрагированный на зыби, имеющей узкополарный спектр. На рис.4 приведены зависимости $\epsilon_{nm}(T)$ от частоты, дающие возможность сравнить интенсивность регистрируемого сигнала (формула (7)), рассеянного на участке Δx из моды с номером n в моду с номером m , с интенсивностью сигнала подсветки для приемной системы с $|A_R(n)|^2 = |A_R(m)|^2$, для зыби (кривые 1,2) и тонкой термохалинной структуры (кривые 3,4). При этом предполагалось, что волновод являлся приповерхностным с линейной зависимостью $\epsilon(x)$ (параметры волновода указаны выше), $\theta_n^2(0) \sim 0,03$, $\theta_m^2(0) \sim 10^{-3}$, $T = 0,2$ с, горизонтальный радиус корреляции флуктуаций $\rho_x = 10^2$ м, вертикальный - 1 м, область локализации флуктуаций $d = 0,5$ км, $\langle (\delta c/c)^2 \rangle \sim 10^{-9}$ на частотах в интер-

вале от $f_1 = 10,0$ Гц до $f_2 = 500$ Гц и волновое число зыби $k_z \approx 0,04 \text{ м}^{-1}$, угол между направлением распространения зыби и осью $x - \psi_z = 72^\circ$, ширина углового спектра зыби $\Delta\psi_z \approx 0,1$, отношение ширины частотного спектра зыби к частоте зыби $\Delta\omega/\omega_z \sim 0,1$, среднеквадратическое возвышение зыби $H = 0,5$ м. В данном случае считалось, что осуществлена идеальная селекция мод, и уровень тени определяется полем, рассеянным флуктуациями гонкой термохалинной структуры скорости звука, и составляет в рассмотренном примере - 10 - 20 дБ. Более подробный анализ уровня фона помех при измерениях в присутствии неоднородностей различных типов, таких как турбулентные пульсации, ветровое влияние, поле внутренних волн, можно найти в работах [4-6]. Следует отметить, что при измерении сигналов, дифрагированных на зыби, необходимо выполнение условий синхронизма $|h_n - h_m| = k_z \cos \psi_z$. Если характеристики зыби априорно неизвестны, можно осуществить сканирование частоты поля подсветки, однако при этом следует иметь в виду, что при фиксированных углах подсветки и приема номера мод n и m будут зависеть от частоты, поэтому θ_n и θ_m следует понимать как фиксированные углы излучения и приема.

Измерения с помощью протяженных вертикальных антенн вызывают немалые технические трудности. В связи с этим представляет интерес рассмотреть возможности модовой селекции либо малоапертурными антеннами, либо одиночными (точечными) источником и приемником. Особенности распространения сигнала в гидроакустических волноводах позволяют осуществить указанную модовую селекцию в перечисленных ниже случаях за счет использования "естественных зон модовой тени":

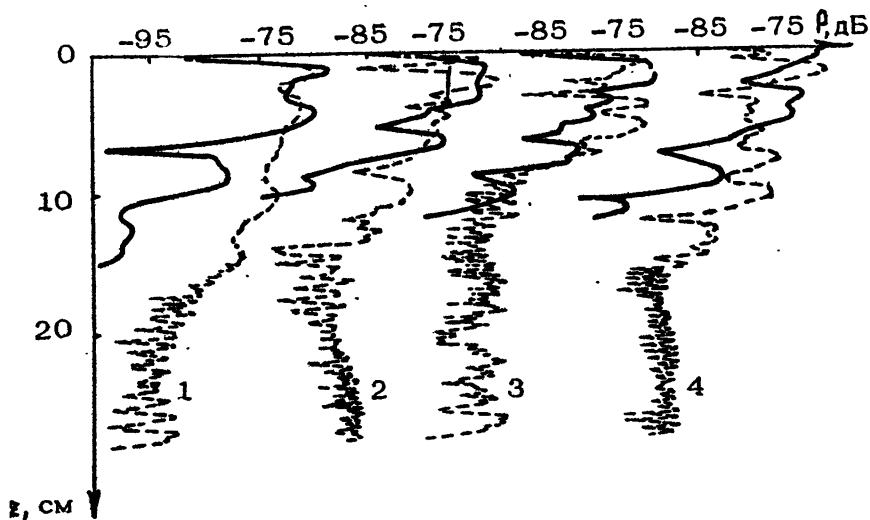
- при расположении антенн на различных глубинах относительно оси волновода;
- при расположении антенн в смежных волноводах;
- при расположении источников и приемников вблизи больших неровностей дна, например в шельфовой зоне.

По-видимому, трудно ожидать, что использование лишь одного из перечисленных факторов существенно повысит точность измерений, тем не менее использование там, где это возможно, естественных зон модовой тени может улучшить ситуацию. Примером могут служить приведенные на рис.3 оценки, из которых видно, что заглублиение приемной антенны позволяет выделять моды с высокими номерами при им-



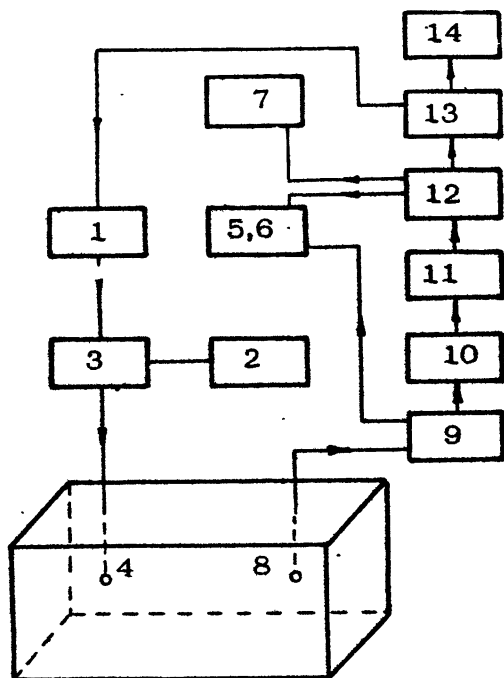
Р и с. 5. Возникновение модовой тени в шельфовой зоне

пульсном зондировании и временном стробировании. Рассмотрим в связи с затронутым вопросом более подробно случай, когда источник подсветки расположен в мелководной части шельфа (рис. 5). Участок волновода, включающий мелководную часть и клин с поглощающим дном, является естественным направляющим элементом, формирующим поле подсветки из мод низких номеров глубоководного волновода с линейной зависимостью скорости звука от глубины. При этом вблизи дна формируется область тени, что позволяет проводить измерения с помощью приемника, расположенного на дне, в условиях, когда уровень поля прямой подсветки мал. Указанная ситуация наблюдалась и в натуральных условиях [9]. Отметим, что в соответствии с методом взаимности, фильтрующие свойства "шельфового рупора" можно с той же целью использовать иначе, а именно, располагая источник в глубоководном районе, а приемник — в мелководном. На рис. 6 приведены зависимости поля от вертикальной координаты в рассматриваемом волноводе при различных значениях R , рассчитанные в параболическом приближении [10]. Расчеты показывают, что вблизи дна формируется модовая тень, поскольку мелководная часть шельфа вместе с клином, дно которого является поглощающим, формирует достаточно узкую, горизонтально направленную диаграмму эквивалентного источ-



Р и с. 6. Зависимость поля R от вертикальной координаты (1 - $R = 373$ см, 2 - $R = 423$ см, 3 - $R = 473$ см, 4 - $R = 523$ см). Пунктиром показано поле в присутствии неоднородности, сплошной линией - невозмущенное поле

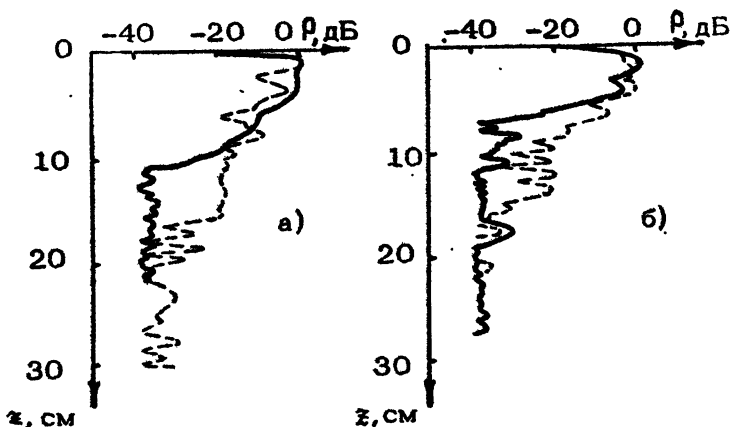
ника, возбуждающего глубоководный волновод, так что возбуждаются лишь низкие номера мод волновода. Вблизи дна интенсивность поля на 20 - 30 дБ меньше интенсивности поля на небольших глубинах. По мере распространения за счет влияния стенок волновода глубина тени уменьшается. Проанализированная выше модель демонстрирует случай возникновения "естественной модовой тени", которая позволяет провести измерения дифрагированных сигналов в большом динамическом диапазоне. Для иллюстрации этого обстоятельства будем считать, что на поверхности волновода имеется неоднородность в виде пространственно-ограниченного отрезка гармонической волны длиной d и периодом λ , высотой h . Из формулы (2) следует, что неоднородность указанного типа приведет к дифракции акустического поля. При соответствующем подборе периода λ часть акустической энергии будет трансформирована в моды с высокими номерами, и следовательно, зона модовой тени будет засвечена. На рис.6 показано вертикальное распределение поля в присутствии



Р и с. 7. Схема измерений: 1 - генератор, 2 - модулятор, 3 - усилитель импульсов, 4 - излучатель, 5 - делитель частоты, 6 - генератор импульсов, 7 - осциллограф, 8 - приемник, 9 - усилитель, 10 - стробирующее устройство, 11 - детектор, 12 - интегратор, 13 - фильтр нижних частот, 14 - самописец

гармонической поверхностной волны (зыби). Видно, что в зоне тени наблюдается сигнал, дифрагированный на неоднородности, причем если в интервале небольших глубин отличие дифрагированного сигнала и сигнала прямой засветки составляет 5 дБ, то в зоне тени, в интервале глубин от $x_1 = 10$ см до $x_2 = 20$ см, 20 дБ.

Рассмотренное выше явление наблюдалось и при измерениях в условиях физического моделирования, осуществленных на частоте $f = 510$ кГц, на модели, схематически показанной на рис.5. На рис.7 представлена схема измерений. Длительность зондирующих импульсов составляла $T = 100$ мкс.



Р и с. 8. Измеренная зависимость поля в отсутствии (сплошная кривая) и в присутствии (пунктир) пенопластовой пластины при $R = 423$ см (а) и $R = 523$ см (б)

Излучателем служила пьезокерамическая пластина высотой 1 см и длиной 3 см. Поглощающее дно моделировалось слоем резины с плотностью $\rho = 1,13$ г/см³, $c = 1700$ м/с, тангенс угла потерь $\eta = 0,28$. В условиях эксперимента в мелководном участке волновода возбуждалось семь мод. В качестве поверхностной неоднородности использована пенопластовая пластина размерами 58 x 36 см, с синусоидальным рельефом с периодом $\lambda = 3$ мм и высотой возвышений $h = 0,1$ мм. На рис.8 сплошной линией показана структура поля в отсутствии неоднородности. Видно, что на глубинах, превышающих $z = 10$ см, уровень поля на 40 дБ меньше уровня поля вблизи поверхности. Сплошной линией на том же рисунке показано сечение поля в присутствии возмущающей пластины. Дифракция на неоднородности вызывает засветку области тени на 20 дБ. Результаты измерения качественно совпадают с результатами расчетов (см. рис.6). Однако использованная для расчетов теоретическая модель не полностью описывала условия измерений. В частности, не учитывалась фильтрация и усреднение измеряемых сигналов при временном стробировании, не учитывались явления, связанные с возбуждением поперечных волн в дне, что не позволило добиться большего совпадения результатов расчетов и измерений. Несмотря на указанные обстоятельства, как

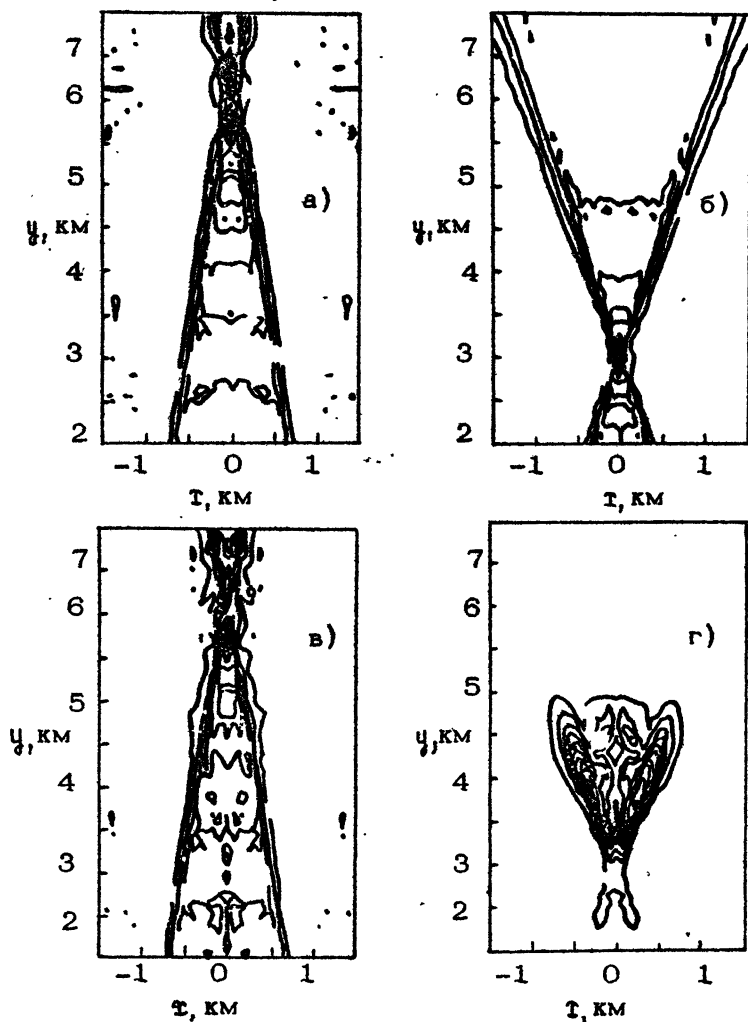
теоретические расчеты, так и измерения наглядно демонстрируют возможности реализации метода модовой гени на основе использования естественных условий распространения в горизонтально-неоднородных волноводах.

МЕТОД ТЕМНОГО ПОЛЯ

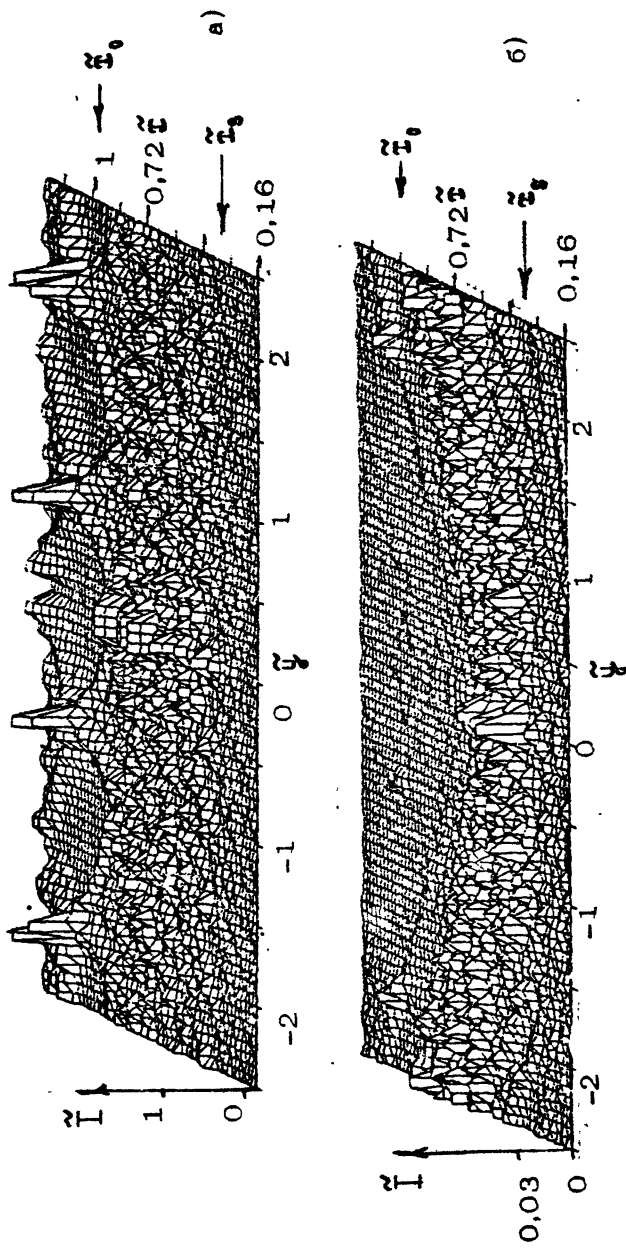
Другой возможностью, позволяющей подавить поле прямой засветки, является метод темного поля, основанный на пространственной фильтрации распределения, зарегистрированного большой горизонтальной антенной. Будем считать, что размеры гидроакустических горизонтальных антенн таковы, что модуляция, возникающая за счет межмодовой дисперсии, слабо проявляется на апертуре антенны. В этом случае изображение дифрактора, позволяющее измерить уровень дифрагированного сигнала, может быть получено с помощью преобразования

$$p(\alpha, R) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} p(\xi) R(\xi, \alpha, r) d\xi, \quad (8)$$

где $p(\xi)$ – поле, регистрируемое на апертуре антенны L ; $R(\xi, \alpha, r)$ – ядро преобразования. Если дифрактор расположен во френелевской области антенны, $R = \exp[i(\alpha\xi + \xi^2 r^{-1})]$, что соответствует френелевскому базису [11], α и r – соответственно угол наклона и фокусное расстояние базисной функции. Указанный способ измерения позволяет выделить дифрагированный сигнал, если источник подсветки и дифрактор удалены друг от друга на расстояние, превышающее элемент разрешения антенны. Обычно размеры гидроакустических антенн невелики, что вызывает размытие импульсного отклика антенны и, следовательно, является причиной высокого уровня сигнала прямой засветки для значений параметров α, r , при которых измеряются дифрагированные сигналы. Для устранения фона прямой засветки можно воспользоваться отличием пространственных спектров поля прямой засветки и дифрагированного поля. Поскольку источник подсветки расположен на существенно большем удалении от антенны по сравнению с дифрактором, пространственный спектр поля подсветки будет существенно более низкочастотным, что позволяет



Р и с. 9. Изображение источника подсветки (мощностью I_0), расположенного на расстоянии $\chi = 6$ км от антенны (а); изображение рассеивателя, расположенного при $\chi = 3$ км ($I_s = 0,2I_0$) (б); суммарное изображение (в); отфильтрованное изображение (г)



Р и с. 10. Суммарное изображение источника подсветки (мощностью I), расположенного на расстоянии $l = 1$, и рассеивателя ($I_s = 0,25 I$), расположенного на расстоянии $l = 0,35$, построенное 8-элементной решеткой длиной $l = 5$ без фильтрации (а), и отфильтрованное изображение (б)

отфильтровать его, сохранив при этом большую часть дифрагированного сигнала без искажений. На рис.9 показаны изображения (интенсивность поля, дифрагированного рассеивателем, под разными углами с разных удалений) дифрактора без фильтрации (б) и при наличии фильтра, согласованного со спектром источника подсветки (г). Фильтрация будет эффективной в случае, когда пространственные спектры источника подсветки и дифрактора будут максимально отличаться. Учитывая это обстоятельство, можно существенно упростить конструкцию фильтра, используя его только в плоскости фокусировки источника подсветки, где его спектр имеет максимальную ширину. На рис.10 приведено изображение, построенное разреженной малозлементной гидроакустической решеткой без фильтра и при наличии фильтра. В рассматриваемом примере фильтр закрывал лишь основной и два прилежащих максимума периодического спектра источника (рис. 10,б). Тем не менее, как видно из результатов расчетов, уровень поля прямой засветки был ослаблен в месте фокусировки изображения дифрактора на 15 дБ. Отметим, что при построении фильтра была по существу использована априорная информация о расположении и форме источника поля подсветки, поскольку в первом примере фильтр был согласован с пространственным спектром поля подсветки, а во втором осуществлялась сначала фокусировка в плоскость источника, что предполагает знание расстояния до него, а потом экранировка фильтром энергонесущей части пространственного спектра источника подсветки, для чего необходимо, вообще говоря, знать форму источника.

МЕТОД ВРЕМЕННОГО СТРОБИРОВАНИЯ СЛОЖНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

Выше указывалось, что, кроме пространственной фильтрации с помощью протяженных вертикальных либо горизонтальных антенн, подавление сигналов прямой подсветки при измерении дифрагированных под малыми углами гидроакустических сигналов можно осуществить с помощью согласованной фильтрации сложных импульсных сигналов. При использовании такого метода подавление сигнала прямой подсветки осуществляется за счет временного стробирования. Для этого необходимо временное разделение импульса прямой

подсветки и дифрагированного импульса. Если дифрактор локализован вблизи линии, соединяющей источник и область наблюдения, то разделение импульсов не происходит, так как источник и рассеиватель будут находиться в одном импульсном объеме. Уменьшение импульсного объема позволяет выделить импульсы, дифрагированные под небольшими углами, причем диапазон таких углов будет тем больше, чем меньше длительность импульсов подсветки. Та же цель достигается, если в качестве импульсов подсветки использовать сложные узкополосные импульсы с последующей согласованной фильтрацией. При этом размеры импульсного объема будут определяться длиной эквивалентного сжатого импульса. Использование таких импульсов при измерениях в волноводах океанического типа ограничено из-за разрушения формы импульса вследствие внутри- и межмодовой дисперсии. Это явление может заметно усложнить обработку при больших базах сигнала и большой дисперсии в волноводе, поскольку при обработке необходимо компенсировать разрушение сигналов, что возможно только при априорном знании свойств волновода и положении рассеивающей неоднородности. Оценим возможности использования ЛЧМ-импульсов при измерении дифрагированных под малыми углами полей в том случае, когда влияние дисперсии мало.

Интенсивность низкочастотной огибающей принятого сигнала представим в виде

$$I(t) = I_0 + \sum_{i=1}^N A_0 A_i \cos \Delta \omega T^{(i)} \delta_i (t - hT), \quad (9)$$

где $I_0 = \frac{1}{2} \left(A_0^2 + \sum_{i=1}^N A_i^2 \right)$, T - период модуляции, $r = (x, y, z)$,

$$\Omega_i = \Delta \omega \delta_i T^{-1},$$

$\Delta \omega$ - девиация частоты, $\delta_i = \Delta \tau_i t^{-1}$ - разность времен прихода прямого и рассеянного i -м рассеивателем сигналов, A_0 и A_i - соответственно амплитуды прямого и рассеянного сигналов. В формуле (9) суммируются сигналы от N рассеивателей, один из которых - наблюдаемая неоднородность, а остальные представляют собой помехи.

Выделение полезного сигнала приведем путем фурье-анализа $I(t)$, что эквивалентно согласованной фильтрации. Из выражения (9) следует, что прямой сигнал подсветки и дифрагированный сигнал будут разрешаться по модуляционной час-

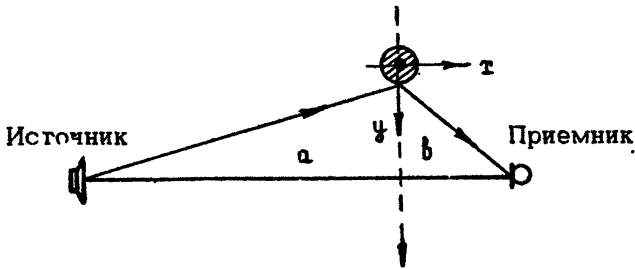
годе $\Omega = 2\pi f$ при выполнении условия $\Delta\omega\delta > 1$. Оценим интервал смещений рассеивателя от линии, соединяющий источник и приемник, для которых выполняется указанное условие: Для этого воспользуемся соотношением (4) работы [12], определяющим снижение уровня дифрагированного сигнала по мере горизонтального смещения рассеивателя. Предположим, что предельным является смещение ψ_0 , для которого уровень дифрагированного под малыми углами поля падает на порядок. Для ψ_0 получим следующее выражение:

$$\psi_0 = \bar{\lambda} \alpha \beta [\chi d (a + b)]^{-1},$$

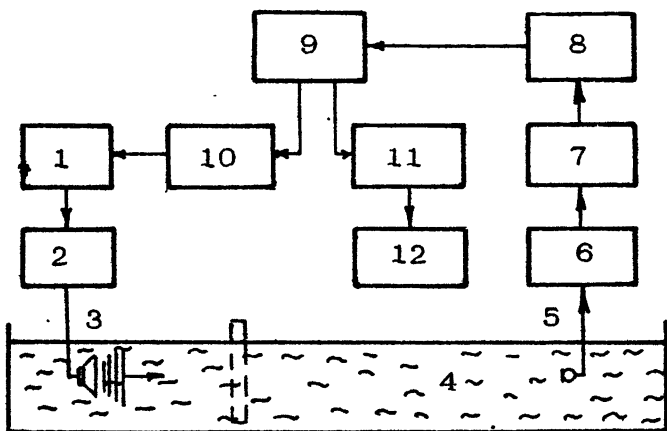
где $\bar{\lambda}$ — средняя длина волны, d — горизонтальный размер рассеивающей неоднородности, α и β — соответственно расстояния от источника до рассеивателя и от последнего до приемника (рис. 11). Наблюдение дифрагированного сигнала при смещениях $\psi > \psi_0$ на фоне флуктуации сигнала прямой подсветки можно считать практически невозможным. В интервале смещений меньших

$$\psi' = (cab)^{1/2} [\Delta\omega (a + b)]^{-1/2}$$

имеет место разрешение по модуляционной частоте Ω . Следовательно, условие $\psi_0 = \psi'$ определяет область параметров, при которых измерения дифрагированного сигнала за счет фильтрации по модуляционной частоте будет осуществляться на фоне относительно слабых помех, источником которых являются случайные неоднородности среды [13]. Проиллюстрируем приведенные методические соображения результатами измерений,

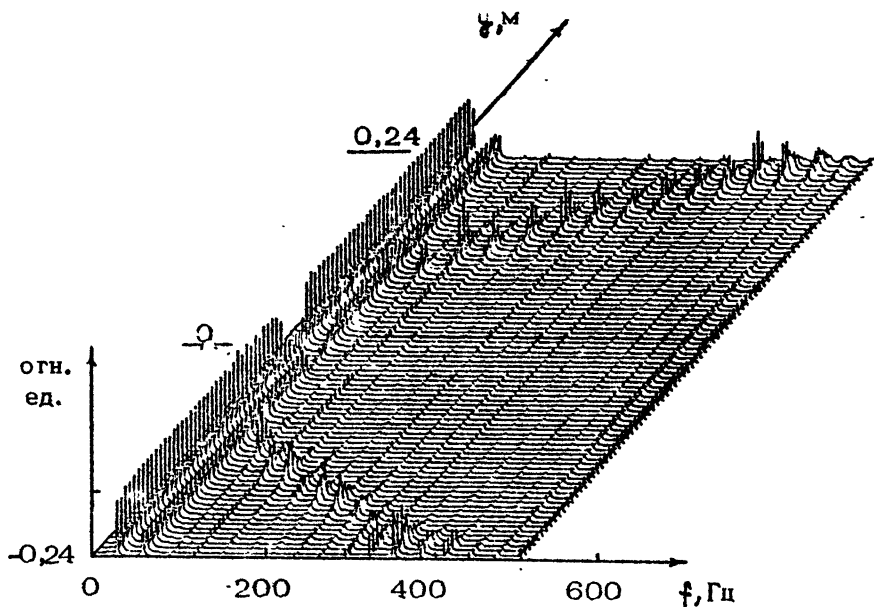


Р и с. 11. Расположение основных элементов схемы измерений



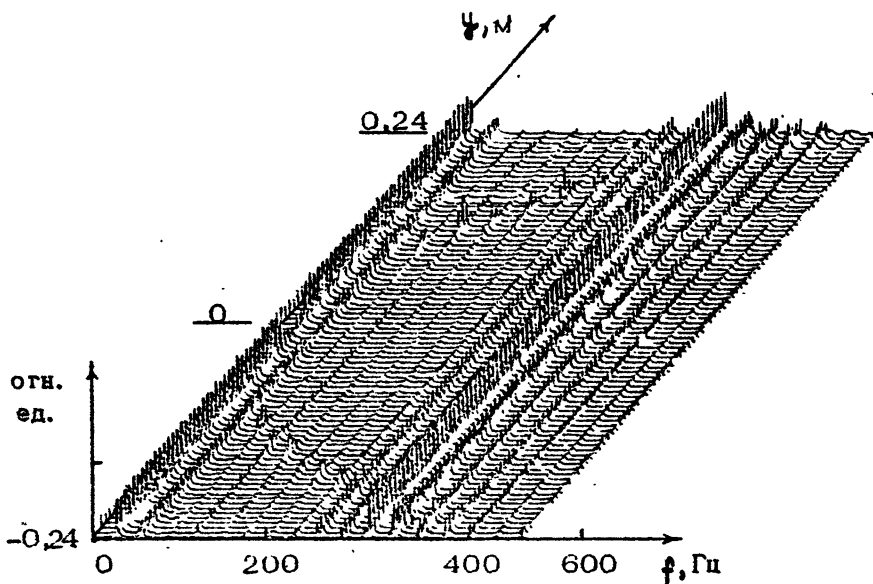
Р и с. 12. Блок-схема измерений

осуществленных в лабораторных условиях. В качестве дифрактора использовался металлический цилиндр длиной 20 см, диаметром 3 см, ось которого располагалась вертикально в слое жидкости толщиной 40 см. Глубина погружения источника и приемника составляла 2 см. Периодический ЛЧМ-сигнал на частоте 1,2 мГц, с девиацией $\Delta f = 100$ кГц и периодом $T = 0,03$ с излучался после усиления 2 (рис. 12) пьезокерамическим излучателем 3. Прием осуществлялся пьезокерамическим приемником 5. После усиления 6, детектирования 7, низкочастотной фильтрации 8 и усиления 9 сигнал обрабатывался анализатором спектра СК4-72 10, либо после записи на магнитофон 11 обрабатывался с помощью ЭВМ 12. В экспериментах исследовалась структура дифрагированного сигнала в случае, когда рассеиватель последовательно располагался вдоль прямой перпендикулярной линии, соединяющей источник и приемник (см. рис. 11) при $a = 17$ см и $b = 50$ см. Дно представляло из себя голстый слой резины. На рис. 13 приведен текущий спектр мощности огибающей сигнала для различных положений цилиндра. Для удобства представления спектров большая по величине постоянная составляющая вблизи нулевых частот искусственно подавлена. Стационарные максимумы вблизи частот 30 Гц и 60 Гц соответствуют реверберации в нулевом импульсном объеме. При различных положениях рассеивателя дифрагированный на чет сигнал располагался вдоль параболы в плоскости $\{ \psi, \Omega \}$.



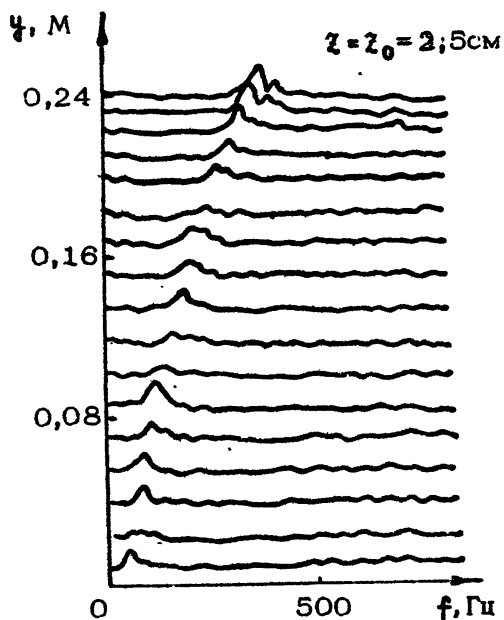
Р и с. 13. Текущий спектр мощности огибающей сигнала для различных положений рассеивателя

При $\psi \sim 0$ дифрагированный сигнал интерферирует с сигналом прямой засветки, что проявляется в падении суммарного сигнала (провал в центре параболы). Этот эффект связан с тем, что поле подсветки находится в противофазе с дифрагированным, если межмодовая дисперсия мала и рассеиватель расположен недалеко от источника или приемника [14]. Если бы измерения осуществлялись с помощью квазигармонических импульсов большой длины, наблюдалась бы лишь модуляция сигнала по оси ψ [12]. В случае ЛЧМ-импульсов дифрагированный сигнал проявляется в виде модуляции и разрешается по оси на фоне поля прямой засветки. Как видно из зависимости, приведенной на рис. 13, такая ситуация реализуется в интервале смещений $|\psi| \leq 5$ см. Использованный в измерениях цилиндр перекрывал несколько первых зон Френеля по горизонтам, при этом дифрагированный сигнал был достаточно большим, что позволило исследовать образование зон тени для сигнала прямой засветки за счет разрешения по модуляционной частоте. В интервале смещений



Р и с. 14. Текущий спектр в присутствии помехи

$|\psi| \geq 5$ см. Погрешность измерений дифрагированного поля (на параболе) на порядок меньше погрешности измерений на фоне сигнала прямой засветки. На рис. 14 приведена зависимость, аналогичная рассмотренной ранее, однако в данном случае на расстоянии 12 см от линии источник-приемник, всегда в одном месте, располагается цилиндр диаметром 6 см, имитирующий в измерениях помеху (мешающий рассеиватель). Видно, что участок модуляционных частот от 250 до 400 Гц имеет высокий уровень реверберационного фона, который маскирует измеряемый сигнал. Так как оба цилиндра при смещении $\psi \sim 15$ см находятся рядом, то дифрагированные сигналы близки по фазе и интерферируют конструктивно. Аналогичное маскирование измеряемого сигнала наблюдалось и при приближении дифрактора к стенкам волны, в которой осуществлялось измерение, что проявлялось в повышенном реверберационном фоне на модуляционных частотах в районе 500 Гц. Следует отметить, что в приведенных зависимостях парабола не симметрична, что является следствием того, что линия источник - приемник в экспериментах не была строго перпендикулярна оси ψ .



Р и с. 15. Текущий спектр в случае, когда толщина волновода составляла 5 см

Обсуждаемые выше результаты измерений осуществлялись в условиях, когда влияние волноводной дисперсии было незначительным. На рис. 15 показаны зависимости, аналогичные вышеисследованным, однако полученные с помощью аналогового спектр-анализатора в случае, когда толщина волновода составляла 5 см, дно было упругим, а глубина приемника z и излучателя z_0 составляла 2,5 см. На приведенном графике видно формирование двух пиков по оси f для максимальных пространственных задержек (при $y \sim 0,2 - 0,24$ см). Указанные пики соответствуют конструктивно интерферирующим модам и частотам излучения [15].

В заключение перечислим основные результаты работы:

- на основе обобщенного понятия метода тени проанализированы возможности повышения точности измерений дифрагированных под малыми углами полей в акустических волноводах океанического типа. В частности, рассмотрен метод темного поля при приеме сигналов горизонтально развитой антенной, также метод модовой тени под использованием вертикальных антенн;

- для метода темного поля получены оценки глубины создаваемой тени в присутствии случайных неоднородностей океанической среды;

- на основе расчетов и измерений исследованы особенности структуры модовой тени, формирующейся в зоне шельфа. Показано, что вблизи дна для поверхностной неоднородности в виде пластины с рельефом периодической формы, отношение сигнала к шуму составляет величину порядка 10 дБ;

- показана эффективность использования в качестве сигналов подсветки ЛЧМ-импульсов, что позволяет осуществить подавление сигналов прямой засветки за счет фильтрации модуляционных частот. Показано, что препятствием, ограничивающим точность измерений, может явиться разрушение формы сигналов из-за волноводной дисперсии.

Л и т е р а т у р а

1. Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука, 1986.
2. Финкельштейн М.И. Основы радиолокации. М.: Радио и связь, 1983.
3. Macovski A. Ultrasonic imaging using arrays // Proc. IEEE. 1979. V.67. P.484-495.
4. Нечаев А.Г., Хилько А.И. Реконструкция океанических неоднородностей вдоль акустической трассы методом дифференциальной диагностики. Препринт ИПФ АН СССР. Горький, 1987.
5. Нечаев А.Г., Хилько А.И. Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // Акуст. журн. 1988. Т.34, № 2. С.285-289.
6. Нечаев А.Г., Хилько А.И. Определение локальных характеристик распределенных вдоль акустической трассы океанических неоднородностей // Акуст. журн. 1988. Т.34, № 4. С.694-699.
7. Рыгов С.М., Кравцов Ю.А., Тагарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Т.2. М.: Наука, 1978.
8. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Госметеиздат, 1982.
9. Лазарев В.А., Петухов Ю.В. Интерференционная структура широкополосного звука в неоднородном по трассе волноводе. // Акуст. журн. 1988. Т.34, № 3. С.553-555.

10. Белов А.И., Лебедев О.В. Программа для расчета звукового поля в мелководном волноводе методом параболического уравнения // Численные методы в современных волновых задачах акустики: Тез. 2-й Всесоюз. конф. М. 1988. С.34-36.
11. Зверев В.А. Радиооптика. М.: Сов. радио, 1975.
12. Горская Н.В., Горский С.М., Зверев В.А. и др. Коротковолновая дифракция в многомодовом слоистом волноводе // Акуст. журн. 1988. Т.34, № 1. С.55-59.
13. Каретникова И.Р., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Особенности диагностики меняющихся во времени случайных неоднородностей волновода с помощью сложных импульсных сигналов // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т.13, № 12. С.1370-1378.
14. Горская Н.В., Горский С.М., Зверев В.А. и др. Особенности коротковолновой дифракции звука в многомодовых слоистонеоднородных волноводах // Акустика океана / Под ред. И.Б.Андреевой, Л.М.Брежневских. М.: Наука, 1991.
15. Горская Н.В., Горский С.М., Гурбагов С.Н. и др. Исследование возможности применения частотно-модулированных волн для изучения рассеяния в неоднородных волноводах // Акуст. журн. 1991. Т.37, № 5. С.914-921.

РЕКОНСТРУКЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ДИФРАКЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН

В.А.Буров, А.В.Глазков, И.П.Прудникова,
О.Д.Румянцева, М.Н.Рычагов, Е.Я.Тагунов

Практические потребности дефектоскопии, дистанционного зондирования природных сред в океанологии и геофизике нередко приводят к необходимости анализа распространения акустических волн в плоскостойких волноводах. При этом среда внутри волновода является, как правило, пространственно неоднородной, кроме того, изменяются с координатой граничные условия, геометрические параметры волновода. Все это приводит к существенным отличиям в распространении акустического сигнала по сравнению со случаем идеального однородного волновода. Если пространственный масштаб упомянутых неоднородностей позволяет использовать коротковолновое приближение, то задача может решиться в рамках геометрической акустики. Если же характерные размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны акустического сигнала, необходимо учитывать дифракционные эффекты, описание которых требует применения более сложного математического аппарата. Именно этот случай и интересует нас в данной работе, посвященной решению подобных задач в их обратной постановке, т.е. тогда, когда по данным о рассеянном на неоднородности акустическом поле необходимо восстановить зависимость физических характеристик рассеивающей неоднородности от координаты. Помимо интереса к подобным вопросам, вызванного практической значимостью задач, связанных с распространением акустических сигналов в плоскостойких неоднородных

волноводах, эти задачи интересны и в другом аспекте. В ряде случаев, например в условиях одномодового распространения, они позволяют свести трехмерную задачу к двумерной, что особенно важно для решения обратных задач рассеяния методами дифракционной вычислительной томографии, связанными с численной обработкой больших массивов данных. При большей силе рассеивателя, когда необходим учет многократного перерассеяния, процесс обработки данных в трехмерной задаче становится настолько громоздким, что разработанные к настоящему времени алгоритмы оказываются непригодными для работы в реальном масштабе времени. Поэтому решение двумерных обратных задач рассеяния не только представляет самостоятельный интерес, но и позволяет апробировать достаточно сложные методы численной реконструкции, которые в трехмерных задачах могут быть использованы только при значительном повышении вычислительных возможностей используемых ЭВМ. При этом следует иметь в виду, что, несмотря на адекватность математических формулировок обратных задач рассеяния в двумерном и трехмерном пространстве, отличающихся, по существу, только размерностью массивов данных и видом соответствующих функций Грина, задача, связанная с рассеиванием звуковых волн в волноводе в условиях многомодового распространения сигнала должна решаться отдельно и учитывать взаимную трансформацию различных мод в процессе рассеяния. При одномодовом распространении акустического сигнала в волноводе широкий круг задач рассеяния сводится к задаче ρc -типа, когда необходимо учитывать изменение плотности среды и фазовой скорости распространяющейся моды, которая может изменяться в зависимости от температуры, глубины водного слоя или других параметров.

Распространение монохроматической звуковой волны на частоте ω_0 описывается в такой среде уравнением [1]

$$\Delta V(\vec{r}) + k_0^2 V(\vec{r}) = n(\vec{r})V(\vec{r}) + f_0(\vec{r}), \quad (1)$$

где $k_0 = \omega_0 / c_0$, $V(\vec{r}) = [\rho_0 / \rho(\vec{r})]^{1/2} U(\vec{r})$, $U(\vec{r})$ - амплитуда звукового давления;

$$n(c(\vec{r}), \rho(\vec{r})) = \omega_0^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\vec{r})} \right) + \sqrt{\frac{\rho(\vec{r})}{\rho_0}} \Delta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho(\vec{r})}},$$

$\rho_0(\vec{r})$ - плотность источников первичного поля. При этом предполагается, что область локализации рассеивателя, области излучения и приема не пересекаются. Как следует из уравнения (1), исходные уравнения для ρ с-задачи и ϵ -задачи (соответствующей случаю $\rho(\vec{r}) = \rho_0$) с математической точки зрения отличаются лишь видом функции $\rho(\vec{r})$. При этом ϵ -вклад и ρ -вклад в величину $\rho(\vec{r})$ имеют различную зависимость от частоты. Это дает возможность, используя многочастотное облучение исследуемой области, свести решение ρ с-задачи к предварительному решению ϵ -задачи относительно $\rho(\vec{r})$ с последующим разделением функций, описывающих ρ -неоднородности и ϵ -неоднородности, по частотному признаку.

Поэтому ограничимся пока рассмотрением ϵ -задачи, в которой $\rho(\vec{r})$ выражается через функцию $\epsilon(\vec{r}) = \omega_0^2 (1/c_0^2 - 1/c^2(\vec{r}))$, и запишем уравнение Липпмана-Швингера, дающее в неявной форме решение уравнения (1):

$$U(\vec{r}) = U_0(\vec{r}) + \int_Q G(\vec{r}, \vec{r}') \epsilon(\vec{r}') U(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (2)$$

где $U_0(\vec{r})$ - первичное акустическое поле, $G(\vec{r}, \vec{r}')$ - функция Грина невозмущенного пространства, Q - область локализации исследуемой неоднородности.

Ввиду того, что поле $U(\vec{r})$ считается известным в некоторой области пространства (области приема), не пересекающейся с областью Q , уравнение (2) удобнее представить в виде системы двух уравнений:

$$\begin{cases} U(\vec{y}) = U_0(\vec{y}) + \int_Q G(\vec{y}, \vec{r}) \epsilon(\vec{r}) U(\vec{r}) d\vec{r}, \\ U(\vec{r}) = U_0(\vec{r}) + \int_Q G(\vec{r}, \vec{r}') \epsilon(\vec{r}') U(\vec{r}') d\vec{r}', \end{cases}$$

где первое уравнение соответствует акустическому полю в области приема Y , $\vec{y} \in Y$, а второе - полю в области Q , $\vec{r} \in Q$. Такая система включает в себя две неизвестные функции ($\epsilon(\vec{r})$ и $U(\vec{r})$) и является общей формой записи обратной задачи рассеяния. Если $U_0(\vec{r}) = \exp(-i\vec{k}_0 \cdot \vec{r})$, то уравнение (2) может быть представлено через его аналог в \vec{k} -пространстве:

$$T(\vec{k}_0, \vec{k}) = \int_Q \epsilon(\vec{r}) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) U(\vec{r}) d\vec{r} = \hat{\epsilon}(\vec{k} - \vec{k}_0) + \int_{k^3} \hat{G}(\vec{x}) T(\vec{k}_0, \vec{x}) \hat{\chi}(\vec{x} - \vec{k}) d\vec{x}, \quad (3)$$

где κ^3 - трехмерное пространство волновых векторов, $\vec{\kappa}_0$ - волновой вектор падающего поля, $\vec{\kappa}'$ - волновой вектор рассеянного поля, $\tilde{\epsilon}$ и \tilde{U} - фурье-образы соответственно функции неоднородности среды и функции Грина.

Простейшим приближением при решении уравнений (2) и (3) является приближение Борна. Его суть заключается в том, что акустическое поле $U(\vec{r})$ в правой части (2) заменяется на $U_0(\vec{r})$. В результате этого обратная задача линеаризуется, что позволяет существенно упростить ее решение. В борновском приближении в правой части уравнения (3) остается лишь первое слагаемое. Ввиду того, что в этом случае элементы T -матрицы рассеяния пропорциональны отношению комплексной амплитуды волны, рассеянной в направлении $\vec{\kappa}'$, к амплитуде волны, падающей на рассеиватель в направлении $\vec{\kappa}_0$, можно на основе экспериментального измерения амплитуды и фазы рассеянной акустической волны восстановить фурье-образ неоднородности, а затем посредством обратного фурье-преобразования и функцию $\epsilon(\vec{r})$.

В общем случае решение задачи ищется на основе уравнения (3) с помощью различных итерационных алгоритмов, предполагающих поочередное или одновременное, в зависимости от силы рассеивателя, оценивание элементов T -матрицы и функции $\epsilon(\vec{\kappa}' - \vec{\kappa}_0)$ в дискретных узлах координатной сетки пространства волновых векторов.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования обратных задач дифракционного акустического рассеяния в плоском жидкостном волноводе, в котором создавались неоднородности различного типа:

- а) слабые кусочно-постоянные неоднородности скорости звука;
- б) слабые неоднородности скорости звука, меняющиеся по произвольному закону;
- в) неоднородности скорости звука средней и большой силы;
- г) граничные рассеиватели.

При создании экспериментальной установки ставились следующие задачи:

1. Обеспечение условий, при которых акустическое поле в области локализации неоднородности и области приема может рассматриваться как двумерное. Для этого было использовано распространение ультразвуковых волн в кювете с водой размером 120x100 см, в которой при частотах

звука 100–250 кГц и глубине водного слоя 1,5–3,0 см удавалось селективно возбуждать и регистрировать первую акустическую моду плоского волновода.

2. Обработка методики точного измерения амплитуды и фазы рассеянных неоднородностью акустических волн при строго определенных направлениях их падения и рассеяния. Для этого в установке излучатель и приемник ультразвука закреплены на двух независимых штангах с возможностью перемещения вокруг исследуемого объекта по окружности радиусом 35–40 см. В качестве излучателя и приемника использовались идентичные линейные пьезокерамические преобразователи с резонансной частотой 125 кГц. Соотношение между линейными размерами излучателя и расстоянием от него до области рассеяния позволило создать волну, слабо отличающуюся от плоской во всей области локализации рассеивателя. Использование аналогичного преобразователя в качестве приемника позволяло осуществлять с малыми погрешностями физическое разложение принятого поля по плоским волнам. Это означает, что в рамках допущений, принятых в теоретическом рассмотрении, полученные экспериментальные данные могут быть без дополнительной обработки использованы в расчетах, основанных на борновском приближении. Погрешность измерения амплитуды на данной установке составляла 1% от ее максимального значения, погрешность измерения фазы $\pm 2^\circ$.

Следует отметить, что разложение рассеянного поля по плоским волнам не всегда является необходимым. Для большого ряда алгоритмов реконструкции необходимо знание акустического давления в рассеянной волне на конечных расстояниях от объекта. Для таких задач в качестве приемников использовались миниатюрные гидрофоны с характерными размерами 1,0–1,5 мм, не вносящие искажений в принимаемое поле на использованных рабочих частотах, что позволяло рассматривать их как точечные. Система вертикального перемещения точечных гидрофонов позволяла контролировать модовую структуру акустического поля. Фурье-образ борновской неоднородности экспериментально измерялся в пространстве волновых векторов в точках, соответствующих значениям $\vec{k} = \vec{k}' - \vec{k}_0$. Отсюда $|\vec{k} + \vec{k}_0| = |\vec{k}'| = k_0$, что определяет уравнение сферы в \vec{k} -пространстве радиуса k_0 с центром в точке $-\vec{k}_0$.

При восстановлении неоднородности в борновском приближении необходимо в ходе томографического эксперимента

Получать данные о фурье-образе неоднородности в \vec{k} -пространстве как вблизи начала координат ($\vec{k}' \approx \vec{k}_0$), так и в удаленных от начала координат областях. При этом максимально удаленными точками в \vec{k} -пространстве, доступными для экспериментального измерения фурье-образа неоднородности, являются точки, для которых $|\vec{k}'| = 2k_0$ ($\vec{k}' \parallel \vec{k}_0$). Таким образом, для слабого рассеивателя при фиксированной частоте акустических волн ($k_0 = \text{const}$) по данным экспериментальных измерений можно определить пространственный фурье-образ рассеивателя в точках, находящихся внутри сферы радиусом $2k_0$.

Перерасеяние "перемешивает" пространственные частоты, и задача получения фурье-образа рассеивающей неоднородности становится значительно более сложной. Для ее решения необходимо использовать в алгоритмах восстановления большое количество вспомогательных переменных.

В реальном эксперименте невозможно измерить рассеянное неоднородностью поле для всех значений углов падения и рассеяния акустических волн. Обычно используется дискретный набор направлений векторов \vec{k}_0 и \vec{k}' , что определяет ту или иную выборку значений фурье-образа неоднородности, наилучшим образом соответствующую используемому в каждом конкретном случае алгоритму восстановления.

Рассмотрим теперь результат реконструкции конкретных рассеивающих неоднородностей по экспериментальным данным. Первая серия экспериментов была проведена со слабыми кусочно-постоянными неоднородностями скорости звука. Под кусочно-постоянными неоднородностями понимают обычно неоднородности, имеющие явно выраженные границы, на которых акустические параметры среды изменяются скачком, в то время как внутри каждой из областей, разделенных границами, акустические свойства среды остаются неизменными. Какие-либо граничные условия на таких границах не задаются. Кусочно-постоянные неоднородности, характеризующиеся только двумя сочетаниями акустических параметров по разные стороны границы, называют бинарными. Для их описания обычно вводится характеристическая функция, равная соответственно нулю и единице в областях Q и Q' , отличающихся акустическими параметрами:

$$f(\vec{r}) = \begin{cases} 1, & \vec{r} \in Q \\ 0, & \vec{r} \notin Q \quad (\vec{r} \in Q'). \end{cases}$$

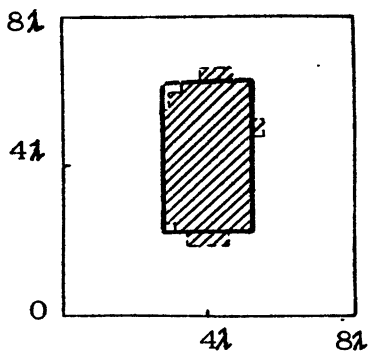
В частности, при наличии в среде бинарной неоднородности скорости звука кусочно-постоянная функция $\xi(\vec{r})$, описывающая ее, идентична характеристической функции с точностью до постоянного множителя.

Информация о бинарном характере исследуемой неоднородности может быть использована в качестве априорной информации при решении обратной скалярной задачи рассеяния по ограниченному набору данных. Один из методов решения такой задачи описан в работе [2]. С учетом линейной связи (в борновском приближении) между фурье-образом характеристической функции рассеивающей области и комплексной амплитудой рассеянной акустической волны априорная информация о бинарном характере рассеивателя вводится в виде штрафного функционала, добавляемого к квадратичной невязке оценки фурье-образа $\tilde{\gamma}(\vec{k})$. При этом используется соотношение $\gamma(\vec{r}) = \gamma^2(\vec{r})$, которому с необходимостью должна удовлетворять характеристическая функция. Алгоритм восстановления основывается на численном поиске минимума функционала

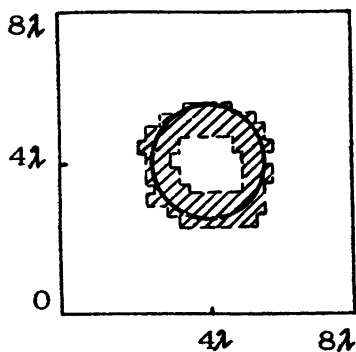
$$\Phi[\gamma(\vec{r})] = \int_{\Omega} [\mu(\vec{k}) - \tilde{\gamma}(\vec{k})]^2 d\vec{k} + \mu \int_{\Omega} [\gamma(\vec{r}) - \gamma^2(\vec{r})]^2 d\vec{r},$$

где μ — весовой множитель, управляющий скоростью сходимости процесса.

Бинарные неоднородности скорости звука создавались в волноводе путем помещения в исследуемую область кювет с акустически прозрачными стенками, внутрь которых заливался водно-спиртовой раствор поваренной соли. Плотность такой среды была равна плотности воды, а скорость звука с могла изменяться в зависимости от концентрации раствора. В ЭВМ вводилось ограниченное число данных (около 70 отсчетов) об амплитуде и фазе рассеянного поля, занесенных на сетку 32×32 в \vec{k} -пространстве. Реконструкция объекта в реальном пространстве проводилась на эквидистантной сетке с шагом $\lambda/4$, покрывающей поле размером $8\lambda \times 8\lambda$. Отсчет углов падения и рассеяния акустических волн производился в полярной системе координат, начало которой совпадало с геометрическим центром экспериментальной установки. Граница реальных объектов на рис. 1, 2 обозначена сплошной линией. Штриховыми линиями покрыта область, где значения характеристической функции на заключительном шаге итерационного процесса оказались больше, чем 0,9.



Р и с. 1



Р и с. 2

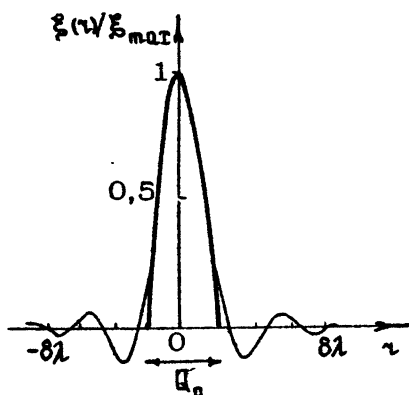
Оба восстанавливаемых объекта обладали центральной симметрией и устанавливались так, чтобы оси симметрии совпадали с центром установки.

На рис.1 приведены результаты реконструкции объекта в виде прямоугольника с размерами $4\lambda \times 2,5\lambda$ ($4,8 \times 3,0$ см). Скачок скорости $\Delta c = c - c_0$ составлял здесь 45 м/с , параметр $\xi = (D/\lambda)(n-1)$, характеризующий силу рассеивателя (D - характерный размер объекта, $n = c_0/c(\vec{r})$ - показатель преломления среды), был равен приблизительно $0,1$. Такое значение параметра ξ достаточно, чтобы считать допустимым восстановление объекта по алгоритму, основанному на борновском приближении однократного рассеяния.

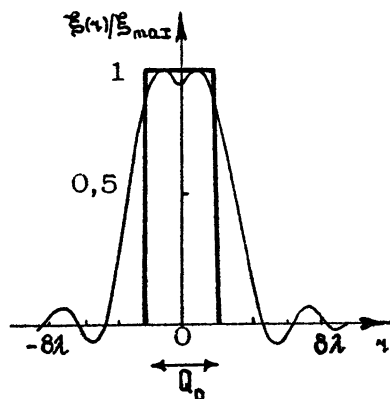
Для объекта на рис.2, сечение которого представляло круг диаметром 3λ ($3,6$ см), скачок скорости составлял 120 м/с . Значение ξ увеличилось здесь более чем вдвое, что привело к возникновению ярко выраженного "провала" в центре реконструированного изображения. Аналогичный эффект наблюдался и в численных экспериментах при реконструкции достаточно сильных неоднородностей по алгоритму, основанному на борновском приближении.

Проведено также экспериментальное изучение возможности восстановления методами дифракционной вычислительной томографии количественных характеристик центрально-симметричных двумерных акустических неоднородностей по ограниченному набору данных о рассеянном поле.

Результаты эксперимента по восстановлению неоднородности скорости звука $\xi(\vec{r}) = 1/c_0^2 - 1/c^2(\vec{r})$, задаваемой функцией



Р и с. 3



Р и с. 4

вида $\xi(r) = \xi_0 [1 - (|r|/R_0)^2]^\nu$ при $|r| < R_0$ и $\xi(r) = 0$ при $|r| > R_0$, представленные на рис.3. Однородность скорости звука создавалась локальным изменением толщины волновода по закону, отвечающему значениям $\nu = 1$ и $R_0 = 1.8\lambda$. Для этого в волновод сверху погружалась наполненная воздухом тонкостенная резиновая оболочка сферической формы. Граница оболочка - вода, так же, как граница воздух - вода, являлась акустически мягкой, что позволило избежать трансформации 1-й моды, распространяющейся в волноводе, в другие моды.

В качестве экспериментальных данных были использованы результаты измерений при одноракурсном облучении объекта с фиксацией рассеянного вперед поля при углах рассеяния, заключенных в пределах от 0 до $\pi/4$. В ЭВМ были введены данные об амплитуде и фазе рассеянной акустической волны, снятые для 17 различных углов рассеяния $\theta_n = \arctg(n/16)$, где $n = \overline{0,16}$, соответствующие размещению элементов матрицы рассеяния на дуге 45° , опирающейся своим концом на начало координат. Эти данные были затем использованы для определения элементов матрицы рассеяния на 32 аналогичных дугах, размещенных в \vec{K} -пространстве центрально-симметричным образом с равными угловыми интервалами. Поскольку восстановление функции $\xi(\vec{r})$ при численной обработке данных проводилось с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ), то алгоритм восстановления включал в себя последующий расчет значений матрицы рассеяния в узлах прямоугольной декартовой сетки 16×16 и выполнение процедуры ДПФ, позволявшей получать результаты реконструкции

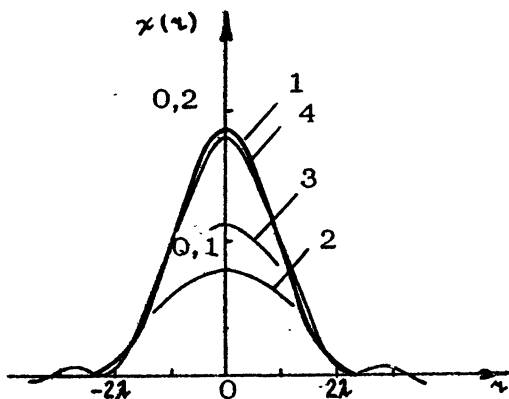
в узлах эквидистантной прямоугольной сетки 16×16 в пространстве координат [3].

По аналогичному алгоритму производилась реконструкция неоднородности, представленной на рис.4. В этом случае внутри цилиндра диаметром 4λ создавалось скачкообразное изменение скорости звука порядка 3%. Результаты, представленные на рис.3 и 4, отнормированы на максимальную величину неоднородности скорости звука.

Как отмечалось выше, наибольшие трудности в решении обратных задач рассеяния вызывают неоднородности достаточно большой силы, требующие для своего восстановления учета процесса многократного перерассеяния звуковых волн, разработки специальных итерационных алгоритмов. В эксперименте такие неоднородности создавались так же, как и в описанных выше экспериментах, с помощью погружаемой в волновое резиновой оболочки, наполненной воздухом.

Итерационный алгоритм заключался в интерполяции экспериментально полученных компонент матрицы рассеяния $T(\vec{k}_0, \vec{k})$, расположенных на дугах в пространстве волновых векторов, в узлы прямоугольной эквидистантной координатной сетки, а затем в поочередной взаимоуточняющей оценке функции неоднородности и величины рассеянного поля в области Q [4]. При этом схема сбора экспериментальных данных для расчета значений матрицы рассеяния, объем соответствующего экспериментального материала и процедура интерполяции, необходимая для использования ДПФ, не отличались от описанного выше случая слабого рассеивателя аналогичного вида.

Результат реконструкции неоднородности для случая, когда в максимуме изменение скорости звука составляло величину 13%, представлен на рис.5, где $\chi(\vec{r}) = c_0^2 \xi(\vec{r})$. Кривая 1 на данном рисунке отражает реальное изменение скорости звука в волноводе, кривые 2-4 соответствуют результатам реконструкции, полученным на различных шагах итерационного процесса. Первый из них дает борновское приближение однократного рассеяния, в то время как последующие (в частности, второй на кривой 3) ведут ко все более точной реконструкции функции неоднородности благодаря учету многократного перерассеяния. Условием остановки итерационного процесса служил критерий $|\chi_{n+1}(0) - \chi_n(0)| < 10^{-4}$. Для его достижения в данном случае потребовалось 14 итераций; результат реконструкции, соответствующий последнему-четыренадцатому-шагу, представлен кривой 4 данного рисунка.



Р и с. 5

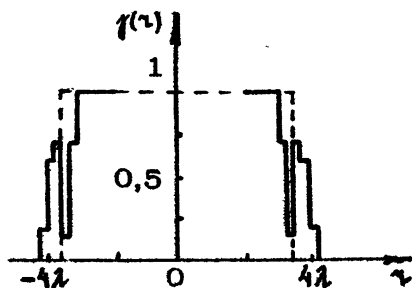
Особое внимание при рассмотрении обратных задач рассеяния было уделено задаче оценки формы контрастного включения в однородной сплошной среде. В качестве таких включений могут рассматриваться, например, трещины, воздушные полости в твердом теле или жидкости, или, наоборот, твердотельные включения в жидкой или газообразной среде.

В проведенных исследованиях предполагалось, что рассеиватель является акустически мягким и на его границе выполняется условие Дирихле, а сама его граница заключена в пределах некоторого известного априори кольца. Пространство между внешней границей этого кольца и истинной границей объекта Γ^- описывается характеристической функцией $\gamma^-(\vec{r})$.

Идея алгоритма восстановления состоит в итерационном поиске минимума функционала от $\gamma^-(\vec{r})$, включающего в себя невязку в выполнении интегральных соотношений вида [5,6]

$$\int_{\Omega} \gamma^-(\vec{r}') \nabla_{\vec{r}'} \left[G(\vec{r}-\vec{r}') \nabla_{\vec{r}'} U(\vec{r}') \right] d\vec{r}' = \int_{\Omega} U(\vec{r}') \frac{\partial G(\vec{r}-\vec{r}')}{\partial \vec{n}} d\vec{r}',$$

где \vec{n} — внешняя нормаль к границе области Γ^- , справедливых для рассеяния на мягкой границе. Вторым слагаемым в исследуемом функционале является "штрафная" добавка, отражающая требование на допустимые значения оцениваемой характеристической функции $\gamma^-(\vec{r}) = (\gamma^-(\vec{r}))^2$. Очевидно, что использование такой априорной информации об области локализации и характере рассеивателя позволяет существенно сократить объем первичных данных о рассеянном поле.



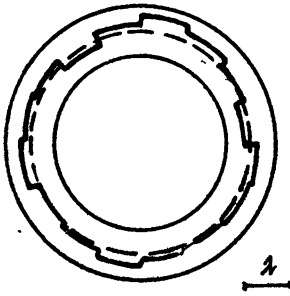
Р и с. 6

В эксперименте объект с акустически мягкой границей создавался путем помещения в плоский волновод специальных полых кубов с тонкими вертикально расположенными упругими стенками.

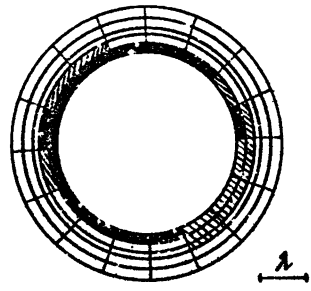
При этом в первой серии измерений была использована информация о цилиндрической симметрии объекта, что позволило ограничиться одноразовым облучением с использованием 128 парных отсчетов амплитуды и фазы рассеянного поля на окружности, охватывающей объект в интервале углов рассеяния от 0 до π от просветного направления. Результат восстановления представлен на рис.6. Здесь восстановленная зависимость $\gamma(r)$ показана сплошной линией в сравнении с реальной зависимостью (пунктирная линия). Радиус объекта был равен 3,5 см. В пространстве объекта шаг дискретизации по радиусу составлял 0,25 см в пределах априорно известной области локализации границы, представляющей собой кольцо с внутренним радиусом 3,00 см и внешним - 4,25 см.

Во втором случае цилиндрическая симметрия объекта не постулировалась. При этом были использованы данные 4-разового облучения объекта с угловым интервалом направления облучения $\pi/2$. При каждом направлении облучения фиксировалось 256 парных отсчетов амплитуды и фазы рассеянного поля. Результат восстановления представлен на рис.7. Пунктиром изображена реальная граница объекта, сплошной линией - граница, восстановленная по экспериментальным данным акустического рассеяния.

В третьем случае условия проведения эксперимента были аналогичны второму, но в качестве априорной использовалась информация о звездной форме объекта, что определило вклю-



Р и с. 7



Р и с. 8

чение в штрафной функционал дополнительного нелинейного члена и позволило не только сократить объем первичной информации, но и избежать возникающей иногда неоднозначности в определении расположения границы при интерпретации результатов, приводящих к переколебаниям характеристической функции вблизи границы.

Результаты реконструкции границы объекта приведены для этого случая на рис.8, где закрашенная область соответствует $0,7 < \gamma < 1$, незакрашенная область $-0 < \gamma < 0,3$, а заштрихованная область $-0,3 < \gamma < 0,7$ на последнем шаге итерационного процесса.

Несмотря на заметные погрешности в восстановлении акустических неоднородностей различных типов, вызванные отклонением зондирующего акустического поля в области локализации неоднородности от идеальной плоской волны, возможными несоответствиями между реальными объектами и их математическими моделями, некоторыми ошибками в измерении амплитуды и фазы акустического сигнала, в целом результаты реконструкции можно признать удовлетворительными. Таким образом, разработанные алгоритмы могут быть приняты за основу разработки практических схем решения задач волновой диагностики, построенных на базе теории обратного дифракционного рассеяния акустических волн

Л и т е р а т у р а

1. Горюнов А.А., Сасковец А.В. Обратные задачи рассеяния в акустике // М.: Изд-во МГУ, 1989.
2. Буров В.А., Глазков А.В., Прудникова И.П., Тагунов Е.Я.

Обратная задача рассеяния на кусочно-постоянных акустических неоднородностях // Акуст. журн. 1990. Т.36, №2. С.214-217.

3. Глазков А.В., Рычагов М.Н., Тагунов Е.Я., Тимофеев С.Т. Использование априорной информации об области локализации неоднородности для построения интерполяционного алгоритма обработки экспериментальных данных в обратных задачах акустического рассеяния // Препринт МГУ (физфак) №39. М., 1988.
4. Буров В.А., Глазков А.В., Рычагов М.Н., Тагунов Е.Я. Способ реконструкции акустических неоднородностей в дифракционной фурье-томографии // 10-й Всесоюз. симпозиум по дифракции и распространению волн. Винница, 1990. С.16.
5. Буров В.А., Глазков А.В., Горюнов А.А., Прудникова И.П., Румянцева О.Д., Тагунов Е.Я. Численное и физическое моделирование двумерных обратных граничных задач рассеяния скалярных волн // Акустич. журн. 1990. Т.36, №5. С.832-839.
6. Буров В.А., Глазков А.В., Прудникова И.П., Румянцева О.Д., Тагунов Е.Я. Акустическая дифракционная томография граничных рассеивателей // Вестник МГУ. Сер.3, Физика, астр. 1990. Т.31, №3. С.57-62.

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ
С КОМПЕНСАЦИЕЙ
НЕИЗВЕСТНОГО ИСКРИВЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ
ПРИНИМАЮЩЕЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

В.А.Буров, С.Н.Сергеев

Развитие модовой теории в применении к модели океана как акустического волновода сделало перспективным использование линейных модовых антенн большой протяженности. Однако применение вертикальной антенны сдерживается тем, что ее непосредственная эксплуатация осложнена неизбежными искривлениями формы, возникающими из-за течений водной среды. Так, при проведении работ по акустической томографии океана в районе Бермудских островов в 1981 г. [1] максимальные отклонения профиля антенны от вертикали достигали 300 м. Таким образом, задача исключения влияния неизвестного искривления формы антенны приобретает важное практическое значение. Попытки исправить положение техническим путем (заякорением [2] и подвешиванием большого груза [3]) привели к существенным осложнениям и утяжелению конструкции, затруднили процесс развертывания и в конечном итоге значительно повысили стоимость эксперимента. Из этого становится очевидной необходимость поиска решения проблемы алгоритмическим путем.

В работе [4] рассмотрена задача об оптимальной обработке сигналов в волноводах с учетом их модовой структуры. Используя описанный в ней метод для оценки величины искривления антенны Δr_k на k -м горизонте, составим функцию правдоподобия [5], которая с точностью до постоянного множителя будет

$$\lambda = \text{etr} \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\omega_i} \left[(v_{\omega_i}^k - U_{\omega_i}^k)^+ N_{\omega_i}^{-1} (v_{\omega_i}^k - U_{\omega_i}^k) \right] \right\}; \quad (1)$$

где $v_{\omega_i}^k$ - принятая реализация акустического поля на частоте ω_i , N_{ω_i} - корреляционная матрица помехи, которую при решении нашей задачи будем считать пропорциональной единичной матрице: $N_{\omega_i} = n_{\omega_i} E$, $U_{\omega_i}^k$ - ожидаемый сигнал вида

$$U_{\omega_i}^k = \sum_p \sqrt{2/\pi} x_{\omega_i}^p \psi_{\omega_i}^p(x_0) \psi_{\omega_i}^p(x_k) \text{etr} [i(x_{\omega_i}^p \pi/4)] \text{etr} (i x_{\omega_i}^p \Delta t_k).$$

Здесь через $\psi_{\omega_i}^p$ обозначена l -я собственная функция волновода (мода) на частоте ω_i , $x_{\omega_i}^p$ - соответствующее ей собственное значение, имеющее смысл горизонтального волнового числа, π - горизонтальная дальность до источника, x_0 - его глубина. Добавочный набег фазы $x_{\omega_i}^p \Delta t_k$ получился из-за отклонения положения k -го узла антенны на неизвестную величину Δt_k .

Будем считать, что величина искривления мала по сравнению с разрешающей способностью метода: $\Delta t_k \ll \Delta t$. Тогда для этого расстояния можно пренебречь различием в фазовых скоростях отдельных мод и положить фазовый множитель

$$\text{etr} (i x_{\omega_i}^p \Delta t_k) \cong \text{etr} [i (\omega_i / c) \Delta t_k],$$

где c - некоторая средняя фазовая скорость.

Для нахождения оценки параметра Δt_k , максимизирующей функцию правдоподобия (1), необходимо приравнять к нулю ее производную по этому параметру. Полученное при этом уравнение является трансцендентным, поэтому поиск его решения достаточно сложен и трудоемок. Обратим, однако, внимание на то, что максимум функции (1) достигается при минимуме показателя экспоненты. Поскольку последний является положительной квадратичной формой, то достигает минимума по параметру одновременно со своей четвертой степенью. В выражение для четвертой степени входят члены вида

$$a_{\omega_i}^+ b_{\omega_i} c_{\omega_i}^+ d_{\omega_i} e_{\omega_k}^+ f_{\omega_k} g_{\omega_p}^+ h_{\omega_p},$$

где $a, b, c, d, e, f, g, h = \tau, U$. В этой сумме из 64 членов часть слагаемых может стать инвариантной к искривлению

антенны. Для достижения минимума суммы необходимо скомпенсировать фазовый набег в инвариантных слагаемых, которые с точностью до амплитудного множителя имеют вид

$$\begin{aligned}
 & U_{\omega_i} v_{\omega_i}^+ U_{\omega_j}^+ v_{\omega_j} U_{\omega_q}^+ v_{\omega_q} U_{\omega_p} v_{\omega_p}^+ = \\
 & = v_{\omega_i}^+ v_{\omega_j} v_{\omega_q} v_{\omega_p}^+ \sum_{m,n,p,t} \psi_m(z_0) \psi_n(z_k) \psi_m^+(z_0) \psi_n^+(z_k) \times \\
 & \times \psi_p^+(z_0) \psi_p^+(z_k) \psi_t(z_0) \psi_t(z_k) e^{i \operatorname{Tr} [i (\alpha_{\omega_i}^m - \alpha_{\omega_j}^n - \alpha_{\omega_q}^p + \alpha_{\omega_p}^t) \tau]} \times \\
 & \times e^{i \operatorname{Tr} [i (\omega_i - \omega_j - \omega_q + \omega_p) \Delta \tau_k]}.
 \end{aligned}$$

Легко видеть, что фазовый набег будет скомпенсирован при выборе частот:

$$\omega_i + \omega_p = \omega_j + \omega_q. \quad (2)$$

Таким образом, видна схема квазиоптимального алгоритма обработки акустических полей в океанических волноводах, позволяющего скомпенсировать искривление антенны. Таковым является комбинация значений принимаемого поля в произведение четвертого порядка на четырех частотах, три из которых выбираются произвольно, а четвертая определяется однозначно по правилу (2):

$$M_4 = U_{\omega_1} U_{\omega_2}^+ U_{\omega_3}^+ U_{\omega_4}.$$

Как известно, волноводная модель океана с заданными граничными условиями на поверхности и на дне приводит к задаче решения уравнения Гельмгольца:

$$\psi_p''(z) + \kappa^2(z) \psi_p(z) = \alpha_p^2 \psi_p(z). \quad (3)$$

Однако это уравнение только в ограниченном числе случаев имеет точное решение. Поэтому приходится использовать приближенные методы, например, предложим использовать эффективный метод нелинейной теории возмущений (или метод делинеаризации). Он применяется тогда, когда квадрат волнового числа представляется в виде $\kappa^2(z) = \kappa_0^2(z) + \kappa_1^2(z)$, причем $\kappa_0(z)$ (а фактически профиль скорости звука $c(z)$) выбирается таким образом, чтобы уравнение Гельмгольца

$$\psi_p''(z) + \kappa_0^2(z) \psi_p(z) = \alpha_p^2 \psi_p(z) \quad (4)$$

имело бы точное решение, а возмущение $\kappa_1^2(z)$ давало бы небольшие поправки к решению невозмущенного уравнения. При этом звуковое поле также представляется в виде $U=U^0+\Delta U$, где U и U^0 - поля, относящиеся к уравнениям Гельмгольца соответственно (3) и (4), причем поправка ΔU выражается через κ_1^2 по формуле

$$\Delta U(r, z) = \sum_j \kappa_{1j}^2 Q(r, z), \quad (5)$$

j - отсчеты координат, используемые для дискретизации принимаемого поля. Матрица Q рассчитывается по формулам теории возмущений.

Сформируем произведение четвертого порядка M_4 из полей $U_{\omega_1}, U_{\omega_2}, U_{\omega_3}, U_{\omega_4}$. Тогда его можно представить в виде $M_4 = M_4^0 + \Delta M_4$. С учетом формулы (5) ΔM_4 представляется в виде

$$\Delta M_4 = \Delta \kappa_{1\omega_j} + B(\Delta \kappa_{1\omega_j})^2 + C(\Delta \kappa_{1\omega_j})^3 + D(\Delta \kappa_{1\omega_j})^4, \quad (6)$$

где $\Delta \kappa_{1\omega_j} = \omega_j / \Delta c$, коэффициенты A, B, C, D выражаются через Q на соответствующих частотах. Например, для $\Delta \kappa_{1\omega_j} = \omega_j / \Delta c$:

$$A = Q(\omega_1) U_{\omega_2}^{0*} U_{\omega_3}^{0*} U_{\omega_4} + U_{\omega_1}^{0*} Q^+(\omega_2) U_{\omega_3}^{0*} U_{\omega_4} \frac{\omega_2}{\omega_1} + U_{\omega_1}^0 U_{\omega_2}^{0*} Q^+(\omega_3) U_{\omega_4}^0 \frac{\omega_3}{\omega_1} +$$

$$+ U_{\omega_1}^0 U_{\omega_2}^{0*} + U_{\omega_3}^{0*} Q(\omega_1) \frac{\omega_4}{\omega_1},$$

$$B = Q(\omega_1) Q^+(\omega_2) U_{\omega_3}^{0*} U_{\omega_4}^0 \frac{\omega_2}{\omega_1} + Q(\omega_1) U_{\omega_2}^{0*} Q(\omega_2) U_{\omega_4}^0 \frac{\omega_3}{\omega_1} +$$

$$+ Q(\omega_1) U_{\omega_2}^{0*} U_{\omega_3}^{0*} Q(\omega_4) \frac{\omega_4}{\omega_1} + U_{\omega_1}^0 Q^+(\omega_2) Q^+(\omega_3) U_{\omega_4}^0 \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{\omega_3}{\omega_1} +$$

$$+ U_{\omega_1}^0 Q^+(\omega_2) U_{\omega_3}^{0*} Q(\omega_4) \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{\omega_4}{\omega_1} + U_{\omega_1}^0 U_{\omega_2}^{0*} Q^+(\omega_3) Q(\omega_4) \frac{\omega_3}{\omega_1} \frac{\omega_4}{\omega_1},$$

$$C = Q(\omega_1) Q^+(\omega_2) Q^+(\omega_3) U_{\omega_4}^0 \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{\omega_3}{\omega_1} + Q(\omega_1) Q^+(\omega_2) U_{\omega_3}^{0*} Q(\omega_4) \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{\omega_4}{\omega_1} +$$

$$+ Q(\omega_1) U_{\omega_2}^{0*} Q^+(\omega_3) Q(\omega_4) \frac{\omega_3}{\omega_1} \frac{\omega_4}{\omega_1} + U_{\omega_1}^0 Q^+(\omega_2) Q(\omega_4) \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{\omega_3}{\omega_1} \frac{\omega_4}{\omega_1},$$

$$D = Q(\omega_1) Q^+(\omega_2) Q^+(\omega_3) Q(\omega_4) \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{\omega_3}{\omega_1} \frac{\omega_4}{\omega_1}.$$

Таким образом, уравнение (6) дает и решение обратной задачи: восстановление истинной гидрологии исходя из рассогласования между полем, измеренным вертикальной антенной, и полем, рассчитанным для некоторой ожидаемой гидрологии. Полученные из решения (6) поправки K_d добавляются к ожидаемой гидрологии. При этом антенна может иметь неизвестные искривления своей формы.

Л и т е р а т у р а

1. A demonstration of ocean acoustic tomography // Nature. 1982. V. 299, N 5879. P. 121-125.
2. Swenson R. C. Suspended kelvar array technology // Oceans 79: 5th Annu. Comb. Conf. San Diego, Calif., 1979. P. 54-58.
3. Sotirin B.J., Hildebrand J.A. Large aperture digital acoustic array // J. of Oceanic Eng. 1988. V. 13, N 4. P. 271-281.
4. Буров В.А., Дмитриев О.В., Сидоров А.В. // Об оптимальной обработке сигналов в плоских волноводах // Акуст. журн. 1984. Т. 30, Вып. 4. С. 444-448.
5. Буров В.А., Дмитриев О.В. Классификация по слабым признакам метод максимального правдоподобия // Вестник МГУ. 1973. № 6. С. 662-666.

УДК 551.463.2

Городецкая Е. Ю., Малеханов А. И., Таланов В. И., Фикс И. Ш. Синтез и анализ акустических полей в океане // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр./ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С.9.

Рассматриваются задачи формирования заданных структур (синтеза) и пространственной обработки (анализа) акустических полей в многомодовых океанических волноводах. Показано, что оптимизация амплитудно-фазовых распределений (АФР) источников излучения и алгоритмов обработки полей может быть достигнута с помощью общей процедуры определения собственных базисов некоторых матриц, непосредственно связанных с АФР мод на излучающей и приемной апертурах соответственно. Обсуждаются информационно-энергетические критерии управления многомодовыми полями, на основе которых синтезирован алгоритм адаптивной фокусировки излучения в наиболее мощное когерентное состояние принимаемого сигнала. Проведенное численное моделирование алгоритма показывает принципиальную возможность управления статистическими характеристиками многомодового поля в случайно-неоднородном волноводе.

Ил.3, список лит. 29 назв.

УДК 534.222.1

Давилов В. Я., Кравцов Ю. А., Наконечный А. Г. Математические аспекты управления гидроакустическими полями // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С.32.

Рассмотрены задачи управления акустическими полями в океанических волноводах. Получены необходимые условия оптимальности в терминах отраженных волн. Для вертикальной антенны проиллюстрированы особенности формирования акустических полей с заданными свойствами. Изучено качество сфокусированного в заданную область поля в зависимости от волновых размеров антенны, фактора потерь в дне, стратификации, частоты, глубины фокусировки, расстояния, боковой волны и других факторов.

Предложен также алгоритм фокусировки акустической энергии в заданную область на основе параболического уравнения. Для линейного профиля скорости звука рассмотрен конкретный пример.

Ил. 10, список лит. 11 назв.

УДК 551.463.2

Петухов Ю. В. Эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 55.

Показано, что при заданных глубинах погружения коррелирующих точек в глубоководном подводном звуковом канале эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности по трассе распространения низкочастотного звука проявляется лишь в диапазоне частот, в котором функция, характеризующая зависимость произведения амплитуд соседних мод от их номера, имеет два выделенных и сравнимых по величине максимума с соответствующими, заметно различающимися пространственными периодами интерференции, т.е. при возбуждении двух модовых пучков с приблизительно одинаковыми интенсивностями.

Ил. 6, список лит. 15 назв.

УДК 534.231.1

Бородин Е. Л., Хилько А. И., Широков В. Н. Формирование акустических полей вытекающими модами, а также сдвиговыми и боковыми волнами в маломодовых слисто-неоднородных океанических волноводах // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 66.

Рассматривается вклад вытекающих мод, боковых волн и волн, обусловленных сдвиговыми колебаниями в грунте и в слое льда, при его наличии, в гидроакустическое поле. Показано, что при возбуждении волновода из воздуха существуют пространственно-частотные области, где вклад боковой волны, свя-

ным способом (методом моментов). Приводятся результаты численных расчетов полей рассеяния и обратного рассеяния для давления, проекций вектора колебательной скорости, а также компонент вектора Умова и для двух типов волновода К.Пекериса, двух типов объектов, различных углов падения, рассеяния первичного поля, а также при различном расположении источника и объекта относительно друг друга. Показано, что все характеристики рассеяния существенно отличаются от подобных в свободном поле, когда число распространяющихся мод не превышает 20-40.

Ил. 4, список лит. 13 назв.

УДК 534.24.

К у з ь к и н В. М. Об отражающей способности тела в океаническом волноводе // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 130.

Рассмотрена структура усредненного поля, рассеянного телом в плоскослойном многомодовом волноводе. На основе энергетического подхода предложено обобщение принятого для однородной среды понятия сечения рассеяния тела. Получено аналитическое выражение, связывающее сечения рассеяния тела в волноведущей системе и в однородной среде. Анализируются особенности поведения волноводного аналога сечения рассеяния в зависимости от характера изменения свойств среды океанического волновода. Эффективность предлагаемого обобщения продемонстрирована на примере рассеяния звуковой волны жестким вытянутым сфероидом в подводном звуковом канале.

Ил. 1, список лит. 7 назв.

УДК 551.463

В и р о в л я н с к и й А.Л., К о с т е р и н А.Г., Ш о л и н Д. В. Об использовании детерминированной модели среды при расчете интенсивности звукового поля во флуктуирующем океане // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 140.

занной с распространением объемной волны в воздухе, становится определяющим. Для волновода с низкоскоростным упругим дном определены диапазоны частот, где доминируют вклады волн, обусловленных сдвиговыми колебаниями – нулевых мод льда как упругого слоя и грунтовой волны типа Рэлея–Стоунли.

Ил. 7, список лит. 11 назв.

УДК 534.26.

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: Сб. научных тр./ ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 32.

Анализируются методы решения внутренней краевой задачи дифракции в неоднородных волноводах океанического типа. Приводятся результаты исследования структуры полей, дифрагированных на телах в океанических волноводах при малоугловом приближении. Обсуждаются различные методы измерения дифрагированных полей в волноводах, а также возможности формирования дифрагированных полей на основе использования особенностей волноводной интерференции. Представлены результаты измерений. Проведено сопоставление результатов расчетов и измерений.

Ил. 9, список лит. 42 назв.

УДК 534.26.

Обозненко И. Л., Пасечный С. В. Рассеяние звука локализованной неоднородностью в волноводе // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 115.

Рассмотрена модель поля рассеяния локализованной неоднородностью (объектом сложной формы) в волноводе. В качестве алгоритма решения задачи использован метод интегральных уравнений с функцией Грина свободного от объекта волновода. Решение интегрального уравнения выполнено числен-

Исследовано влияние крупномасштабных случайных неоднородностей показателя преломления в многомодовом волноводе на среднюю интенсивность поля гонального сигнала. Показано, что под влиянием флуктуаций среды в первую очередь разрушаются мелкие детали волновой картины и детерминированная модель может быть использована лишь для расчета сглаженных по достаточно большим пространственным масштабам зависимостей интенсивности от координат. Указан способ выбора минимальных масштабов такого сглаживания. Для конкретного примера вычислена зависимость данных масштабов от длины трассы и частоты.

Ил. 2, список лит. 4 назв.

УДК 551.46.086

Аргельный В. В., Вировляисский А. Л., Зейгман А. А., Модина И. В., Нефедов Л. М., Охотников А. И., Раевский М. А., Седова Е. Ю., Славинский М. М., Шарецкий А. И. Статистическая модель низкочастотных акустических полей в приповерхностных волноводах в глубоком море // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н. Новгород, 1991. С. 149.

Приведены результаты экспериментальных исследований статистических характеристик НЧ акустических сигналов в приповерхностных волноводах на стационарной и корабельной трассах в разных гидрологических условиях. Изучались характеристики двух компонент сигнала, обусловленных рассеянием на объемных и поверхностных неоднородностях среды (селекция компонент проводилась по частоте). Дана теоретическая интерпретация полученных результатов.

Ил. 13, список лит. 14 назв.

УДК 534.26

Бородин Е. Л., Горская Н. В., Горский С. М., Гурбатов С. Н., Зверев В. А., Лебедев О. В., Нечаев В. А., Николаев Г. Н., Курин В. В., Хилько А. И., Широков В. Н. Возможности

теневого метода для изучения дифрагированных звуковых полей в волноводах // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 174.

Экспериментально с использованием физического моделирования исследуются возможности повышения точности измерения дифрагированных акустических полей путем применения теневого метода. Рассмотрены методы: темного поля, формируемого с помощью горизонтально развитой антенны, модовой тени, реализуемой при использовании вертикально развитых антенн, временного стробирования сложных сигналов. Приводятся результаты измерений, осуществленных в модельных океанических волноводах.

Ил. 15, список лит. 15 назв.

УДК 534.26

Буров В. А., Глазков А. В., Прудникова И. П., Румянцева О. Д., Рычагов М. Н., Тагунов Е. Я. Реконструкция акустических неоднородностей в плоском волноводе на основе анализа дифракционного рассеяния звуковых волн // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 200.

Экспериментально с использованием метода физического моделирования в сочетании с численным фурье-преобразованием оценивается в борновском приближении возможность восстановления изображения неоднородности ρc -типа, находящийся в волноводе по измерениям двумерного распределения обратного рассеянного акустического поля.

Ил. 8, список лит. 6 назв.

УДК 534.21

Буров В. А., Сергеев С. Н. Обработка акустических полей в океанических волноводах с компенсацией неизвестного искривления профиля принимающей вертикальной антенны // Формирование акустических полей в океанических волноводах: Сб. научных тр. / ИПФ АН СССР. Н.Новгород, 1991. С. 214.

Предлагается квазиоптимальный алгоритм, позволяющий оценивать и компенсировать неизвестное искривление формы линейной вертикальной модовой антенны большой протяженности. Приведено обоснование алгоритма, основанное на методе максимального правдоподобия. Предложен метод обработки акустических полей с учетом волноводной структуры океана, основанный на объединении этих полей в произведение четвертого порядка. С помощью теории возмущений установлено соответствие между произведением четвертого порядка и возмущением гидрологии.

Список лит. 5 назв.

THE FORMATION OF ACOUSTIC FIELDS
IN OCEANIC WAVEGUIDES

(Ed. V.A.Zverev)

A B S T R A C T S

G o r o d e t s k a y a E. Yu., M a l e k h a n o v A. I.,
T a l a n o v V. I., F i k s I. Sh. Synthesis and analysis of
acoustic fields in the ocean.

Problems of forming the desired structure (synthesis) and space processing (analysis) of acoustic fields in multimode ocean waveguides are considered. Optimization of source amplitude-phase distribution and signal processing is shown to be attained by the same technique, which lies in eigenbasis decomposition of the matrices connected with mode shapes on the radiating and receiving arrays, respectively. The information-energetic criteria of multimode field monitoring are discussed and the algorithm of adaptive radiation focusing to the most powerful coherent structure of the received signal is synthesized on the base of such criteria. The numerical modeling of the algorithm shows a principal possibility to monitor statistical properties of multimode fields in a randomly inhomogeneous waveguide.

D a n i l o v V. Ya., K r a v t s o v Yu. A., N a k o -
n e c h n y i A. G. Mathematical methods of controlling hydro-
acoustic fields.

The problems of controlling acoustic fields in oceanic waveguides are considered. The necessary optimum conditions in the terms of reflected waves are found out. The peculiarities of the formation of acoustic fields with the assigned properties are illustrated for a vertical antenna. The quality of the field focused in the assigned region is studied as the function of the antenna wave dimensions, the factor of losses in a bottom, stratification frequency, the focusing depth, distance, the side wave and other factors.

The algorithm of the acoustic energy focusing to the assigned region is also proposed on the basis of the parabolic equation. A concrete example for the linear profile of the sound velocity is considered.

P e t u k h o v Yu.V. The effect of quasiperiodic formation of far regions of acoustic illuminance in the underwater sound channel.

It is shown that for the assigned depths of immersion of corresponding points in a deep-underwater sound channel, the effect of the quasiperiodic formation of far regions of acoustic illuminance along the trace of low-sound propagation occurs only in the frequency range where the function characterizing the dependence of the amplitude product of neighbouring numbers on their number has two pronounced and comparable in value maxima with corresponding noticeably differing interference periods, i.e. when two mode beams with approximately equal intensities are excited.

B o r o d i n a E. L., K h i l' k o A. L., S h i r o k o v V. N. The formation of acoustic fields by modes as well as by shear and side waves in small-moded stratified-inhomogeneous ocean waveguides.

The contribution of outgoing modes, side waves and waves caused by shear vibrations in ground and an ice layer (if there is ice) to the hydroacoustic field is considered. It is shown that due to the waveguide excitation from the air, there appear spatially-frequency domains where the contribution of a side wave produced by a volume wave propagation in the air becomes determining. For a waveguide with a low-velocity elastic bottom the frequency ranges are defined where the contribution of such waves prevails which are caused by shear vibrations - that is zero modes of ice as an elastic layer and a ground wave of a Rayleigh-Stonely type.

G o r s k i i S. M., Z v e r e v V. A., K h i l' k o A. I. The peculiarities of acoustic fields diffraction due to spatially-localized inhomogeneities in waveguides of oceanic type.

The methods for the solution of the internal boundary problem of diffraction in inhomogeneous waveguides of oceanic type are analyzed. The results of the study of the structures of fields diffracted by solids in oceanic waveguides at small-angle approximation are given. Various methods for measuring diffracted fields in waveguides and the possibilities of the formation of diffracted fields on the basis of using the peculiarities of waveguide interference are discussed. The results of measu-

rements are given. The results of calculations and measurements are compared.

O b o z n e n k o I. L., P a s e c h n y i S. V. Scattering of a sound by a localized inhomogeneity in a waveguide.

A model of a field scattered by a localized inhomogeneity (an object with a complex form) in a waveguide is considered. The method of integral equations with Green's function of a waveguide without an object is used as the algorithm of the problem solution. The integral equation is solved numerically (by the method of moments). The results of calculations of scattering fields and the back scattering are given for pressure, the vector projections of an oscillatory velocity, as well as the components of Poynting's vector and for two types of Pekeris waveguide, two types of objects, various angles of inclination, primary field scattering and for various locations of a source and an object with respect to each other. All characteristics of scattering are shown to differ essentially from the similar in a free field, when the number of propagating modes does not exceed 20 - 40.

K u z' k i n V. M. On the reflectivity of a body in an oceanic waveguide.

The structure of an averaged field scattered by a plane-layered multimode waveguide is considered. On the basis of the energetic approach, the generalization of the concept of the cross-section of a body scattering, adopted in a homogeneous medium, is proposed. The analytical expression relating the section of body scattering in a waveguiding system and in a homogeneous medium is obtained. The peculiarities of the behaviour of a waveguide analog of the scattering section are analyzed depending on the character of the variation of the medium properties of the oceanic waveguide. The efficiency of the proposed generalization is demonstrated using the sound wave scattering by a rigid prolate spheroid in an underwater sound channel as an example.

V i r o v l y a n s k y A. L., K o s t e r i n A. G., S h o l i n D. V. On the application of the deterministic model of a medium to the calculation of the sound field intensity in fluctuating ocean.

Large-scale random inhomogeneities of the refractive index in a mul-

timode waveguide is studied as a function of the mean intensity of the tone signal field. It is shown that under the action of medium fluctuations, small details of a wave picture break first of all and the deterministic model can be used only for the calculation of dependences of intensities on coordinates smoothed over sufficiently large space scales. The method for choosing the minimal scales of such a smoothing is shown. The dependence of the given scales on the trace length and frequency is calculated for the concrete example.

Artel'nyi V. V., Virovlyansky A. L., Zeigman A. A., Modina L. V., Nefedov L. M., Okhotnikov A. L., Raevsky M. A., Sedova E. Yu., Slavinsky M. M., Sharetsky A. L. Statistic model of low-frequency acoustic fields in surface waveguides in deep sea.

The results of the experimental study of the statistic characteristics of low-frequency acoustic signals in surface waveguides along stationary and ship routes are given. The study is performed under various hydrological conditions. The properties of two components of the signal caused by the scattering at volume and surface medium inhomogeneities are studied (the selection of components is made with respect to the frequency). The theoretical interpretation of the results obtained is given.

Borodina E. L., Gorskaya N. V., Gorskii S. M., Gurbatov S. N., Zverev V. A., Lebedev O. L., Nechaev A. G., Nikolaev G. N., Kurin V. V., Khl'ko A. I., Shirokov V. N. The possibilities of shadow methods for studying diffracted sound fields in waveguides.

The possibility to improve the accuracy of measuring diffracted acoustic fields by shadow methods are studied experimentally using physical modeling. The following methods are considered: the method of dark field formed by a horizontally developed antenna, the method of mode shadow using vertically developed antennas, the method of temporal gating of complex pulse signals. The results of measurements performed in model oceanic waveguides are given.

Burov V. A., Glazkov A. V., Prudnikova I. P., Rumyantseva O. D., Rychagov M. I., Tagunov E. Ya. Reconstruction of acoustic inhomogeneities in a plane waveguide by the analysis of diffracted scattering of sound waves.

The possibility of reconstructing the image of a pc-type inhomogeneity in a waveguide by measuring the two-dimensional distribution of the inverse acoustic field scattered by this inhomogeneity is estimated experimentally by using the method of physical modelling combined with numerical Fourier transformation.

Burov V. A., Sergeev S. N. The acoustical fields treatment in the ocean waveguides with compensation of unknown profile distortion of a linear vertical antenna.

The profile of a linear vertical acoustical antenna is distorted by ocean flows. For the estimation and algorithmical compensation of these distortions the method of combination of four received fields at different frequencies is developed. The proposed method is confirmed by the maximum likelihood function analysis. The problem of hydrology profile reconstruction using the data obtained by vertical antenna with unknown distortions is solved. The solution of this task is based on the proposed method and nonlinear perturbation theory.

ФОРМИРОВАНИЕ
АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Редактор Н.Н.Кралина
Техн. редактор О.А.Сударик
Корректор Р.Н.Раскина

Подписано к печати 20.12.91г. Формат 60x90 1/16.
Бумага книжно-журнальная. Усл. печ.л. 14,5 Усл.кр.-отг. 14,5
Уч.-изд.л. 11,36. Тираж 500 экз. Темплан 1991 г. Поз. 1.
Цена 5р.-00к. Заказ № 3.

Отпечатано на рогапринте в Институте прикладной
физики АН СССР, 603600, г.Н.Новгород, ул.Ульянова, 46