

УДК 551.463

© 1993 г. А.А. Моисеев

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ШУМОВ ОКЕАНА В ОКРЕСТНОСТИ СИЛЬНОГО ОКЕАНИЧЕСКОГО ФРОНТА

В работе рассмотрено влияние сильной мезомасштабной океанической неоднородности, каковой является фронт, на структуру шумового поля. Показано, что неадиабатичность распространения приводит к возникновению горизонтальной интерференционной структуры поля и аномалий в его глубинной и угловой зависимостях.

В последние годы вопросы теоретического расчета собственного шумового поля горизонтально-неоднородного океана привлекали значительное внимание. Необходимость рассмотрения неслоистых, трехмерно-неоднородных моделей среды обусловлена явным несоответствием структуры поля, которую предсказывает теория шумов в слоистом океане, имеющимся экспериментальным данным [1, 2], что довольно широко обсуждалось в литературе (см., например, работу [3]).

В работе [4] на основе модового подхода, в предположении крупномасштабности неоднородностей среды по горизонтали, получена система уравнений для шумового поля. Если неоднородности среды настолько плавные, что межмодовым взаимодействием можно пренебречь (так называемое адиабатическое приближение), система значительно упрощается. В этом приближении в статье [4] решена задача расчета шумового поля в окрестности фронтальной зоны.

В данной работе на примере той же задачи предпринята попытка проанализировать влияние сильного межмодового взаимодействия на структуру шума. Рассмотрим вначале на качественном уровне новые эффекты, которые должны проявиться в этом случае.

Пусть L — характерный размер акватории, формирующей шумовое поле в данной точке. Если частота достаточно низка, величина L значительно превышает типичную длину цикла луча D в подводном звуковом канале: $D/L \ll 1$. Из этого условия, которое в дальнейшем будет предполагаться выполненным и предположения об адиабатичности распространения следует статистическая независимость комплексных амплитуд мод шумового поля. На лучевом языке это означает, что шумы, приходящие в точку наблюдения под различными углами к горизонту, складываются энергетически.

Напротив, при наличии сильного межмодового взаимодействия отдельные шумовые моды оказываются частично когерентными. Действительно, при прохождении некоторой неоднородной области каждая из мод шумового поля расщепляется на пучок мод, разности фаз которых определяются структурой неоднородности и потому детерминированы. Результирующее шумовое поле формируется из пучков, порожденных падающими модами. Оно также окажется частично когерентным, даже если эти моды были статистически независимы.

Когерентная компонента шумового поля должна приводить к появлению характерной горизонтальной интерференционной структуры, подобной той, которая наблюдается у звукового поля сосредоточенного источника. Кроме того, возникнут изменения и в

угловом распределении шума. Количественной оценке подобных эффектов и посвящена данная работа.

Пусть компонента шумового поля $p(\mathbf{r}, z)$ с круговой частотой ω удовлетворяет уравнению Гельмгольца $[\partial^2/\partial \mathbf{r}^2 + \partial^2/\partial z^2 + k_0^2 \epsilon_0(\mathbf{r}, z)]p = f(\mathbf{r}, z)$, где $\mathbf{r} = \{x, y\}$ — горизонтальная, а z — вертикальная координата точки наблюдения, f — плотность источников шума, ϵ_0 — квадрат показателя преломления, k_0 — некоторое опорное значение волнового числа в среде. При выполнении условия $D/L \ll 1$ в разложении $p(\mathbf{r}, z)$ по собственным функциям волновода можно ограничиться конечным числом распространяющихся мод

$N(\mathbf{r}) : p(\mathbf{r}, z) = \sum_{n=1}^{N(\mathbf{r})} p_n(\mathbf{r}) \psi_n(\mathbf{r}, z)$. Локальные собственные функции ψ_n удовлетворяют уравнениям $[\partial^2/\partial z^2 + k_0^2 \epsilon_0(\mathbf{r}, z)] \psi_n = \xi_n^2(\mathbf{r}) \psi_n$ и граничным условиям на дне и поверхности океана, ξ_n — локальное волновое число n -й моды.

Данное разложение сводит задачу определения функции когерентности шума $\langle p(\mathbf{r}_1, z_1) p^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle$ к расчету корреляционной матрицы $\Gamma = \{ \Gamma_{nm} \}$, $\Gamma_{nm}(\mathbf{R}, \rho) = \langle p_n(\mathbf{r}_1) \times p_m^*(\mathbf{r}_2) \rangle$, где $\mathbf{R} = (\frac{1}{2})(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$, $\rho = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$. Здесь и далее угловыми скобками обозначена операция усреднения по статистическому ансамблю источников шума, звездочкой — комплексное сопряжение. Индексы n, m пробегает значение от 1 до $N(\mathbf{R})$, причем предполагается, что число распространяющихся мод N не меняется на расстояниях порядка радиуса когерентности шумового поля от точки наблюдения.

Дальнейший расчет базируется на результатах, полученных в работе [4]. Приведем их здесь, опуская выкладки.

Величину Γ можно представить в виде интеграла по азимутальному углу θ в горизонтальной плоскости:

$$\Gamma(\mathbf{R}, \rho) = \hat{K}(\mathbf{R}) \int_0^{2\pi} d\theta \exp[-i\hat{K}\rho_\theta] S_\theta(\mathbf{R}). \quad (1)$$

В этой формуле i — мнимая единица; \hat{K} — линейный оператор, действующий на квадратные матрицы порядка N , $\hat{K} = (\frac{1}{2})(\hat{k}_1(\mathbf{R}) + \hat{k}_2(\mathbf{R}))$, где \hat{k} — операторное волновое число; $\hat{k} = \{ k_{nm} \}$, $k_{nm} = \xi_n \delta_{nm}$, δ_{nm} — символ Кронеккера. Индексы 1, 2 при операторе \hat{k} означают, что он действует соответственно по первому или второму индексу стоящей справа квадратной матрицы, так что для произвольной матрицы M в компонентах локального базиса будем иметь $(\hat{K}M)_{nm} = (\frac{1}{2})(\xi_n + \xi_m) \times M_{nm}$, ρ_θ — проекция вектора ρ на текущее направление θ . Элементы матрицы S_θ , фигурирующей в правой части (1), представляют собой корреляторы комплексных амплитуд мод шумового поля, приходящих в точку наблюдения под данным азимутальным углом.

Для вычисления S_θ введем в горизонтальной плоскости декартовы прямоугольные координаты $\{x_\theta, y_\theta\}$ с осью абсцисс в направлении θ . Пусть $\hat{g}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — матрица Грина операторного параболического уравнения, связанного с выбранным направлением θ (индексы θ при x, y и S в дальнейшем опускаем):

$$\frac{\partial \hat{g}}{\partial x} = i \left[\hat{k} + i\hat{\alpha} + \hat{v}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2\hat{k}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \hat{g}, \quad (2)$$

$$g_{nm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|_{x=x'} = \delta(y - y') \delta_{nm}.$$

Здесь $\hat{\alpha}$ — оператор затухания: $\alpha = \{ \alpha_n \delta_{nm} \}$, где α_n — декремент затухания n -й моды. \hat{v} — оператор межмодового взаимодействия, $\hat{v} = (-i/2)[(\hat{k}^{1/2})'_x, \hat{k}^{-1/2}] + (\frac{1}{2})\hat{k}^{-1/2} \times \hat{\epsilon} \hat{k}^{-1/2}$, причем $\hat{\epsilon} = \hat{k}^2(\mathbf{r}) - \hat{k}^2(x, 0)$. Физически первое слагаемое в выражении для \hat{v} описывает рассеяние в вертикальной плоскости, а второе — горизонтальную рефракцию в малоугловом приближении по отношению к оси x .

Используя \hat{g} составим новый оператор \hat{G} , действующий в пространстве $N \times N$ -матриц корреляций комплексных амплитуд мод (\hat{G} является функцией Грина параболическо-

го уравнения (3) работы [4]): $\hat{G}(\mathbf{R}, y; \mathbf{R}') = \hat{g}_1(x, y_1; R') \hat{g}_2^*(x, y_2; \mathbf{R}')$, где $\mathbf{R} = \{x, Y\}$, $\mathbf{R}' = \{x', y'\}$, причем $Y = (1/2)(y_1 + y_2)$, $y = y_2 - y_1$. Индексы 1, 2 при \hat{g} означают, что этот оператор действует соответственно по первому или второму индексу стоящей справа $N \times N$ -матрицы. Наконец, введем оператор \hat{W} (функцию Вигнера) как спектр \hat{G} по разностной поперечной координате y :

$$\hat{W}(\mathbf{R}, y; \mathbf{R}') = (2\pi)^{-1} \int dy \exp(i\nu y) \hat{G}(\mathbf{R}, y; \mathbf{R}').$$

Фигурирующая в выражении (1) матрица S теперь может быть найдена таким образом (формула (5) статьи [4]):

$$S(\mathbf{R}) = \pi^2 \hat{T}(x) \int_{-\infty}^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \hat{W}(\mathbf{R}, 0; \mathbf{R}') \hat{T}(x') \Phi(\mathbf{R}'). \quad (3)$$

Здесь $\hat{T}(x) = [\hat{k}_1(x, 0) \hat{k}_2(x, 0)]^{-1/2}$. Матрица Φ под знаком интеграла определяется пространственным спектром шумовых источников согласно соотношению $\Phi_{nm}(\mathbf{r}) = \int d\rho \exp[-i\rho_1(\xi_n + \xi_m)/2] \langle f_n(\mathbf{r} - \rho/2) f_m^*(\mathbf{r} + \rho/2) \rangle$, где $\rho = \{\rho_1, \rho_2\}$, $f_n(\mathbf{r})$ — коэффициенты разложения функции источников $f(\mathbf{r}, z)$ по локальному базису. При выводе формулы (3) предполагалось, что функция $\hat{G}(\mathbf{R}, y; \mathbf{R}')$ практически не меняется при изменениях y порядка горизонтального размера шумового источника [4], что всегда имеет место на практике.

Вычисление S по формуле (3) в общем случае является очень сложной задачей. В работе [4] она решена без учета межмодового взаимодействия, однако принимая во внимание горизонтальную рефракцию. Здесь же мы, напротив, не предполагая адиабатичности распространения, найдем S в пренебрежении горизонтальной рефракцией поля.

Для перехода к такому приближению опустим члены, содержащие производные по поперечной координате y , в параболическом уравнении (2) и слагаемое с $\hat{\epsilon}$ в выражении для оператора межмодового взаимодействия \hat{v} . Это можно сделать, если $L\lambda/a^2 \ll \ll 1$, где a — характерный горизонтальный размер неоднородности среды, λ — длина волны.

Сделанное приближение позволяет получить для матрицы S вместо (3) упрощенное выражение, которое в компонентах локального базиса выглядит так:

$$S_{n_1 n_2}(x) = \frac{\pi}{2\sqrt{\xi_{n_1} \xi_{n_2}}} \int_{-\infty}^x dx' \sum_{m_1, m_2=1}^{N(x')} \exp\{i[s_{n_1}(x) - s_{n_2}^*(x) - s_{m_1}(x') + s_{m_2}^*(x')]\} w_{n_1 m_2}(x, x') w_{n_2 m_2}^*(x, x') \times \\ \times \Phi_{m_1 m_2}(x') / (\xi_{m_1} \xi_{m_2})^{1/2}. \quad (4)$$

Интегрирование в (4) производится вдоль оси x , связанной с текущим азимутальным углом θ и проходящей через точку наблюдения, поэтому в аргументах S , N и Φ оставлена только переменная интегрирования x . Величина s_n равна $s_n(x) = \int_{x_s}^x (\xi_n + i\alpha_n) dx'$,

где x_s — произвольно зафиксированная точка начала отсчета фаз. Матрица w является фундаментальной матрицей системы уравнений межмодового взаимодействия, следующей из (2):

$$\frac{dw_{nm}(x, x')}{dx} = \frac{1}{2} \sum_{j \neq n} e^{-i(s_n - s_j)} \frac{\kappa_{nj} w_{jm}}{\sqrt{\xi_n \xi_j} (\xi_n - \xi_j)}, \\ w_{nm}|_{x=x'} = \delta_{nm}, \quad (5)$$

где $\kappa_{nm}(x) = k_0^2 \int \psi_n \partial \epsilon_0(x, 0, z) / \partial x \psi_m dz$.

Таким образом, выражения (1), (4), (5) в общем случае сводят вычисление Γ к решению уравнений взаимодействия мод для набора плоских волноводов, каждый из которых соответствует своему значению азимутального угла θ .

Чтобы продвинуться дальше, конкретизируем модель среды. Пусть горизонтально-неоднородные области в совокупности представляют собой некоторое локальное образование внутри слоистого океана, причем его характерный горизонтальный размер мал по сравнению с величиной акватории L . Это не принципиальное ограничение заметно упрощает вычисления, поскольку можно пренебречь полем шумовых источников, находящихся внутри неоднородностей.

Пусть для каждого азимутального угла θ неоднородная область задается своими границами $x_1(\theta)$, $x_2(\theta)$ на соответствующей оси x . Учитывая сделанные предположения, в нетривиальном случае $x > x_1$ вместо формулы (4) найдем:

$$S_{n_1 n_2}(x) = \frac{\pi}{2\sqrt{\xi_{n_1}(x)\xi_{n_2}(x)}} [\exp\{is_{n_1}(x) - is_{n_2}^*(x)\} \times \\ \times \sum_{m=1}^{\tilde{N}} w_{n_1 m}(\tilde{x}, x_1) w_{n_2 m}^*(\tilde{x}, x_1) A_m(1) + \Theta(x - x_2) \times \\ \times \delta_{n_1 n_2} A_{n_1}(2)(1 - \exp(-2\alpha_{n_1}(2)(x - x_2)))] . \quad (6)$$

Здесь цифры 1 и 2 в аргументах означают, что данная функция берется в слоистой части океана при $x < x_1$ или $x > x_2$ соответственно. Параметры \tilde{N} , \tilde{x} определяются так: $\tilde{N} = \min(N(x), N(1))$, $\tilde{x} = \min(x, x_2)$; $\Theta(x)$ — тета-функция: $\Theta(x) = 1$, при $x \geq 0$, $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$. При вычислении s_n в качестве начала отсчета фаз бралась точка x_1 : $s_n(x) = \int_{x_1}^x \xi_n(t) dt + \Theta(x - x_2)[\xi_n(2) + i\alpha_n(2)](x - x_2)$.

Величины $A_n(1)$, $A_n(2)$ пропорциональны энергии, которая "накачивается" в n -моду поля источниками, расположенными вне неоднородного участка в средах 1, 2. Теоретически распределения A_n зависят от типа источников и параметров волновода и могут быть сильно неравномерными. А именно при выводе соотношения (6) из (4) следует $A_n(j) = \Phi_{nn}(j)/(2\alpha_n(j)\xi_n(j))$, $j = 1, 2$.

На практике же происходит дополнительное перераспределение энергии шума, в результате чего все водные моды оказываются возбужденными примерно одинаково [1, 2]. Мы не хотим обсуждать здесь возможные механизмы такого перераспределения, так как в любом случае их нельзя описать в рамках уже сделанного предположения о слоистости океана вне локальной неоднородности. В то же время сам по себе этот факт можно учесть непосредственно в выражении (6), задав A_n не зависящим от n .

Применим формулу (6) для вычисления функции когерентности шума в окрестности плоского океанического фронта, разделяющего две полубесконечные акватории. Эти акватории будем далее называть средами 1 и 2. Введем в горизонтальной плоскости основную декартову систему координат с осью x_0 , направленной от среды 1 к среде 2, и осью y_0 , направленной вдоль фронта. Пусть начало координат находится на границе фронтальной зоны и среды 1. Скорость звука внутри фронтальной зоны не зависит от y_0 .

Для расчета поля необходимо конкретизировать "внутреннее устройство" фронта, т.е. указать $w(x, x')$ для каждого азимутального угла θ . Имея в виду оценить возникающие эффекты только по порядку величины, воспользуемся простейшей моделью, допускающей задание ψ в аналитическом виде.

Пусть неоднородная зона представляет из себя звуковой канал с параболическим профилем квадрата показателя преломления, постоянной длиной цикла луча и линейно зависящими от x_0 глубиной оси z_a и значением ϵ_0 на оси канала: $\epsilon_0(x_0, z) = q[z - -z_a(x_0)]^2 + b(x_0)$; $z_a(x_0) = z_a(1) + z'_a x_0$; $b(x_0) = b(1) + b' x_0$. Постоянный коэффициент q связан с длиной цикла D соотношением $q = -(2\pi/D)^2$. Простое асимптотическое выра-

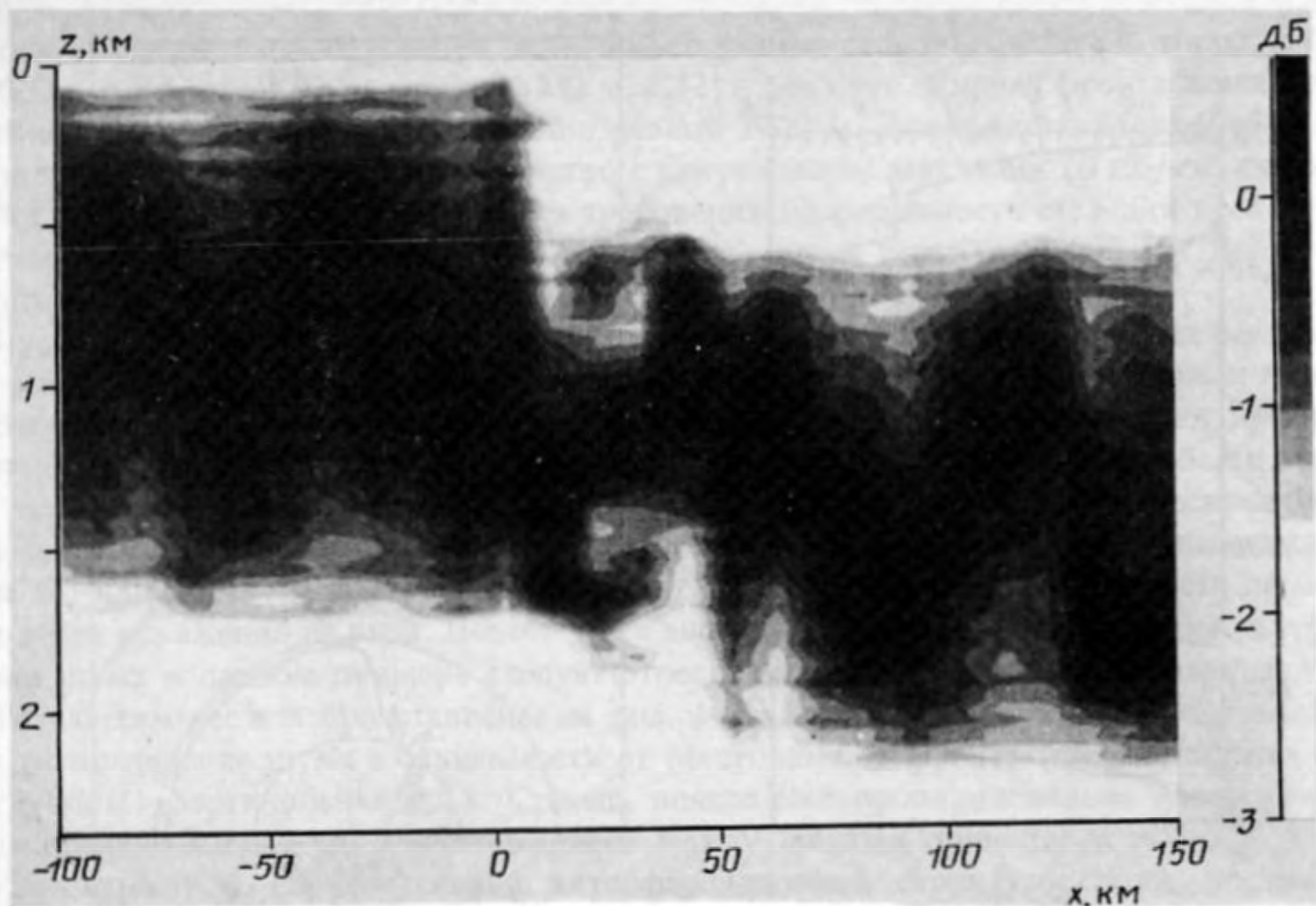


Рис. 1. Распределение интенсивности шума в вертикальной плоскости. Зоне фронта соответствуют значения x от 0 до 50 км

жение для w в рассматриваемом случае можно найти с помощью метода работы [5]. В первом приближении этого метода будем иметь:

$$w_{nm}(x, x_1) = \exp[i\varphi(n-m)] J_{n-m} \left(2z'_a \cos\theta B \sqrt{\frac{mD}{4\pi k_0}} \right), \quad (7)$$

где $\varphi = \arcsin \{ [\xi_m(x) \cos C - \xi_m(x_1)] / B \}$,

$$C = 4\pi(\xi_m(x) - \xi_m(x_1)) / (k_0 b' \cos\theta D),$$

$$B = \sqrt{\xi_m^2(x) + \xi_m^2(x_1) - 2\xi_m(x)\xi_m(x_1)\cos C},$$

J_n — функция Бесселя, угол θ отсчитывается от положительного направления оси x_0 .

Пределы применимости асимптотики типа (7) подробно обсуждены в [5]. Здесь укажем лишь, что она справедлива для многомодовых волноводов при достаточно гладком поведении функции $z_a(x)$ на границах фронтальной зоны и относительно небольших значениях производной z'_a . В нашем случае изменение глубины оси канала не должно превышать нескольких сотен метров на один цикл луча. Отметим также, что столь простое выражение для w имеет место для неограниченного по z параболического канала без стенок: взаимодействие с дном и поверхностью не учитывается. Мы считаем, что это вполне приемлемое приближение для принятого уровня точности расчета, если исходить из равномерного распределения энергии шума по водным модам на низких частотах. В этом случае большинство энергонесущих мод правильно описывается выражением (7). Относительно небольшое количество мод, взаимодействующих с дном и поверхностью, вносит незначительный вклад в суммарное поле.

Рассмотрим теперь конкретный пример расчета поля с помощью выражений (1), (6), (7). Пусть среды 1, 2 представляют собой слоисто-неоднородные полупространства с параболическим профилем квадрата показателя преломления. Профиль в каждой из сред характеризуется длиной цикла луча $D = 60$ км, не меняющейся во всем пространстве, глубиной оси подводного звукового канала и величиной скорости звука c_a

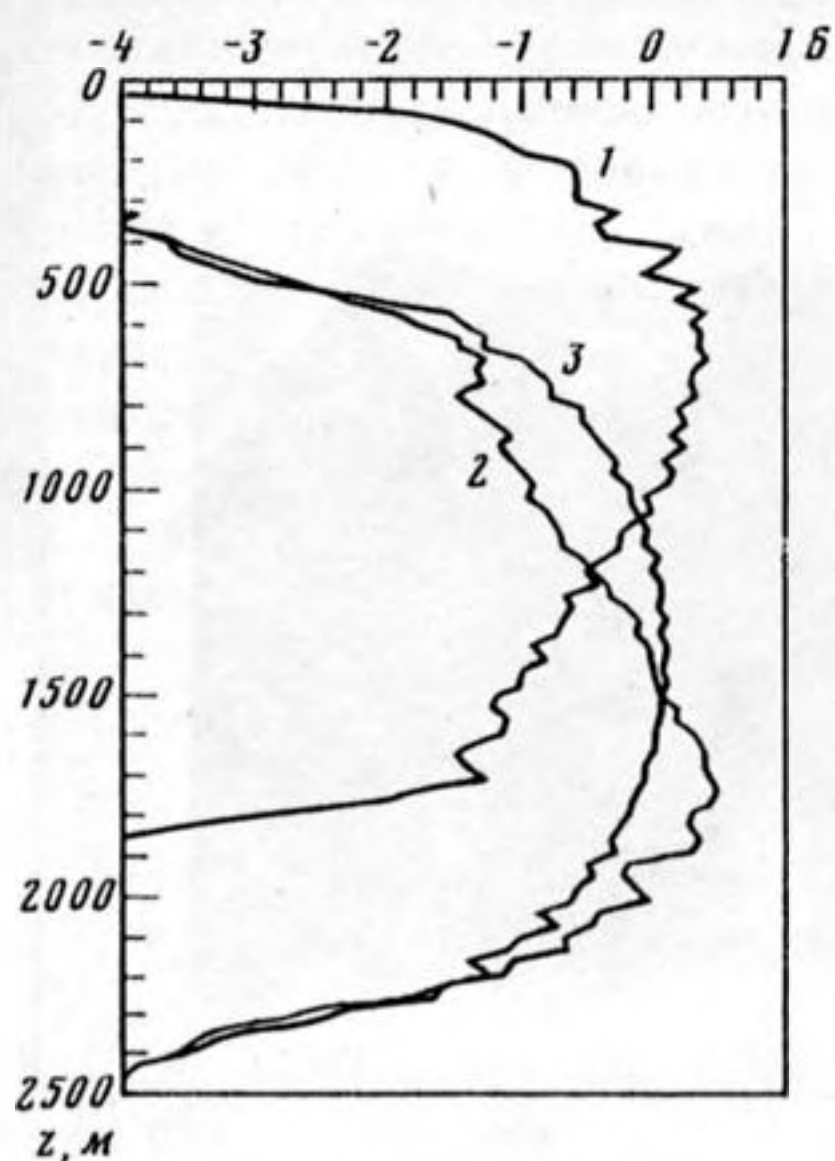


Рис. 2

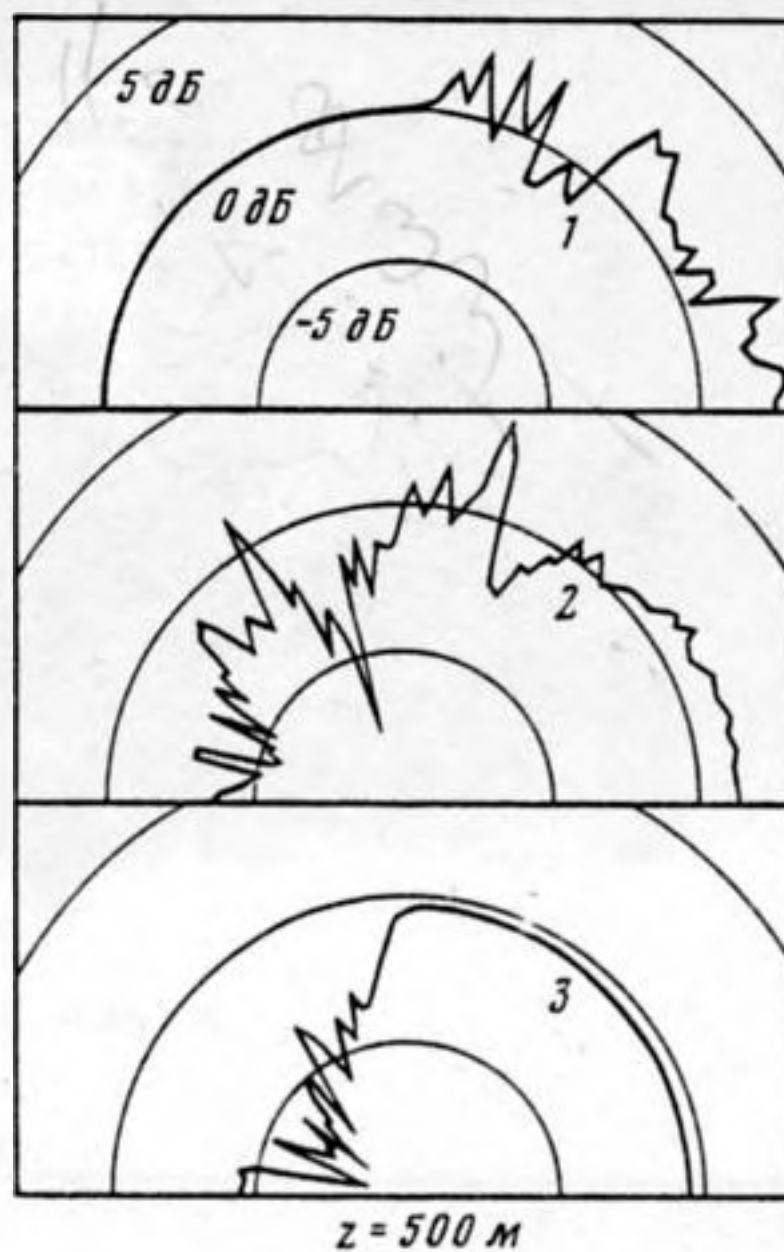


Рис. 4

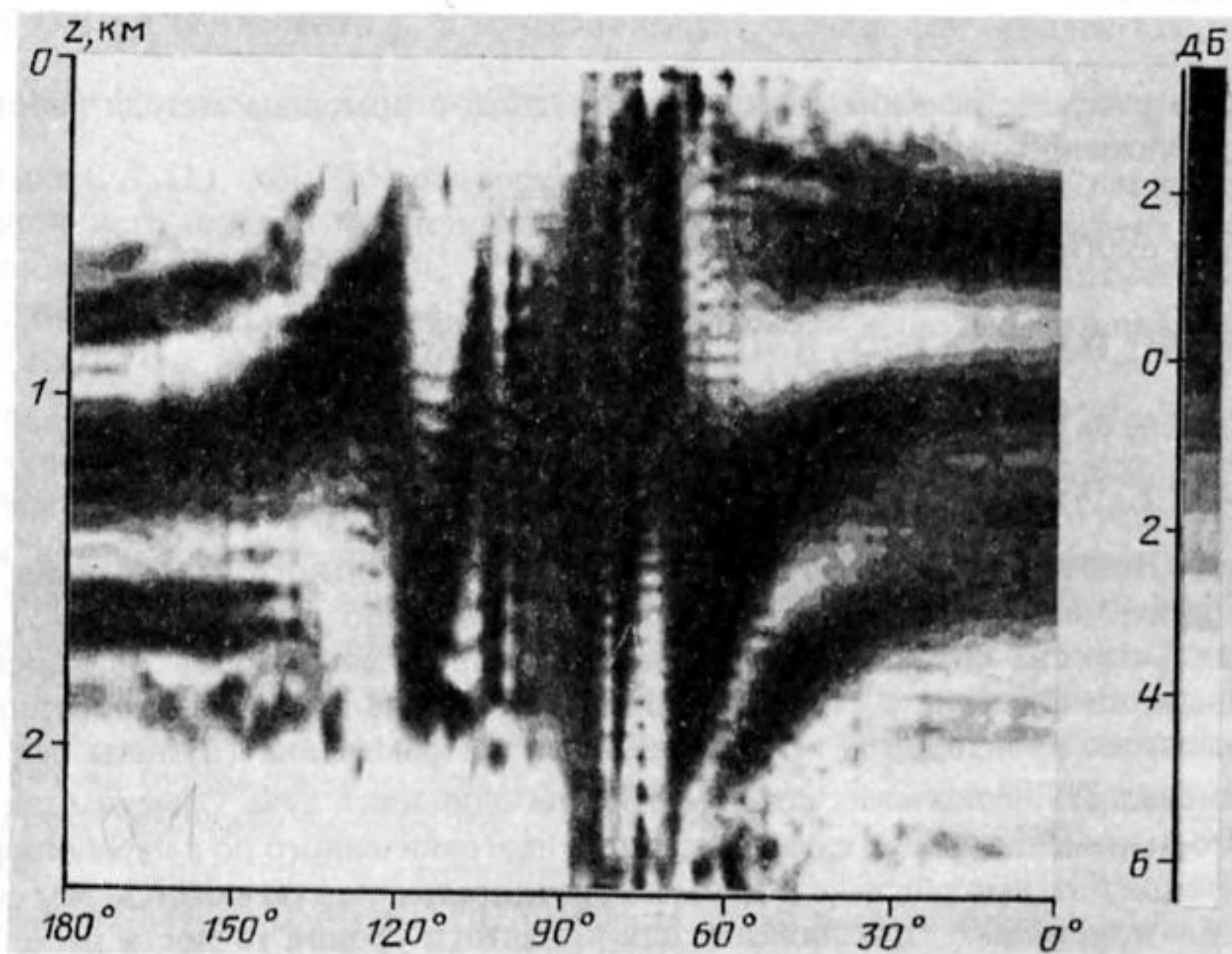


Рис. 3

Рис. 2. Глубинная зависимость интенсивности шума при $x = -40$ км (кривая 1) и $x = 90$ км (кривая 2). Кривая 3 показывает глубинную зависимость при $x = 90$ км, вычисленную в адиабатическом приближении

Рис. 3. Распределение интенсивности шума в плоскости азимутальный угол – глубина внутри неоднородной зоны ($x = 30$ км)

Рис. 4. Горизонтальная угловая зависимость шума на глубине 500 м при $x = -40$ км (кривая 1), 30 км (кривая 2) и 90 км (кривая 3)

на оси. Последние два параметра различны по разные стороны фронта и равны: $z_a(1) = 900$ м, $c_a(1) = 1500$ м/с, $z_a(2) = 1400$ м, $c_a(2) = 1485$ м/с. Ширина фронта равна 50 км. Глубину океана полагаем постоянной и равной 3000 м. Дно представляет собой сильно поглощающее жидкое полупространство с декрементом затухания 20 дБ/км, скорость звука в котором выбрана исходя из требования непрерывности $c(z)$ для всех $z > 0$. Будем рассматривать спектральную компоненту шума с частотой 100 Гц. Декремент затухания звука в воде положим равным 0,01 дБ/км.

Пусть в соответствии с экспериментальными данными в каждой из сред реализовано равномерное распределение энергии шума по водным, т.е. не достигающим дна и поверхности модам: $A_n(j) = \text{const}(j)$. Поскольку нас в первую очередь интересуют эффекты, связанные с межмодовым взаимодействием, константы $\text{const}(1)$, $\text{const}(2)$ были выбраны так, чтобы уровень шума на оси подводного звукового канала на бесконечности был одинаковым и равным 0 дБ по обе стороны фронта. В этом случае адиабатика [4] дала бы при переходе через фронт простое смещение глубинной зависимости шума по оси z без искажения ее вида. Поэтому все аномалии в глубинном и угловом распределении шума в данном примере следует отнести на счет межмодового взаимодействия.

Результаты расчета представлены на рис. 1–4. На рис. 1 изображено пространственное распределение шума в зависимости от расстояния от фронта (горизонтальная ось) и глубины (вертикальная ось). Степень почернения пропорциональна интенсивности в децибелах. Видно, что взаимодействие между модами приводит к возникновению слабоконтрастной горизонтальной интерференционной структуры поля, постепенно исчезающей по мере удаления от фронта. Наибольшие колебания интенсивности наблюдаются внутри неоднородной зоны. Как уже отмечалось, возникновение интерференционной структуры объясняется частичной коррелированностью мод, прошедших неоднородный участок. Наиболее коррелированными оказываются соседние моды, поэтому главный масштаб интерференционной структуры совпадает с длиной цикла луча в звуковом канале.

Вне неоднородной зоны интерференционные эффекты сильно маскируются "некогерентным" шумом, не прошедшим фронт, хотя и здесь форма глубинной зависимости поля заметно отличается от "адиабатической" (рис. 2).

Весьма существенные аномалии возникают и в угловой структуре поля. На рис. 3 представлено горизонтальное угловое распределение шума внутри неоднородной зоны (по оси абсцисс отложены углы, по оси ординат — глубина). Оно имеет довольно сложную форму и сильно меняется в зависимости от глубины точки наблюдения. Амплитуда интерференционных колебаний направленности может достигать 10 дБ. Аналогичная ситуация имеет место и на значительных расстояниях от неоднородной зоны для шума, приходящего со стороны фронта (рис. 4). При некогерентном сложении мод (адиабатика) этих эффектов не наблюдается.

Хотя рассмотренная модель океанического фронта является сильно упрощенной, она, по-видимому, должна давать верный порядок величин соответствующих эффектов. Поэтому в заключение отметим те особенности, которые, на наш взгляд, должны иметь место в реальном шумовом поле в окрестности сильной мезомасштабной неоднородности.

Пространственное распределение шума должно в основном соответствовать предсказываемому адиабатической теорией. Вблизи неоднородности на него накладывается очень слабо выраженная горизонтальная интерференционная структура с основным масштабом, равным длине цикла луча, и, следовательно, не зависящим от частоты. Ее экспериментальное обнаружение с помощью ненаправленных приемников весьма проблематично, даже если использовать анализ в широкой полосе частот.

Горизонтальное угловое распределение шума в случае сильной неоднородности должно значительно отличаться от предсказываемого адиабатикой. Оно будет характеризоваться наличием максимумов и минимумов, величина и расположение которых зависят от внутренней структуры неоднородности и частоты. Эти аномалии имеют вполне заметную величину, что позволяет надеяться на их экспериментальное обнаружение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Morris G.B.* Depth dependence of ambient noise in the northeastern Pacific ocean // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1978, V. 64, № 2. P. 581–590.
2. *Anderson V.C.* Variation of vertical directivity of noise with depth in the north Pacific // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1979, V. 66, № 5. P. 1446–1452.
3. *Dashen R., Munk W.* Three models of global ocean noise // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1984, V. 76, № 2. P. 540–554.
4. *Моисеев А.А.* Поле низкочастотных акустических шумов океана в окрестности фронтальной зоны // *Акуст. журн.* 1989, Т. 35, № 2. С. 320–326.
5. *Боровиков В.А.* Высшие типы волн в плавнонерегулярных волноводах // *Радиотехника и электроника.* 1978, Т. 23, № 7. С. 1365–1376.

Институт океанологии им. П.П. Ширшова
Российской академии наук

Поступила в редакцию
12.05.92

A.A. Moiseev

INTERFERENCE PHENOMENA IN LOW-FREQUENCY NOISE FIELD OF THE OCEAN IN VICINITY OF STRONG OCEANIC FRONT

Low-frequency noise field variations caused by a strongly range-dependent oceanic environment are discussed. The field structure near an oceanic front is calculated using the mode approach. Mode interaction effects are presumed to be not small. It is demonstrated that non-adiabatic propagation gives rise to new interference phenomena in the noise field.