

УДК 534+532.91

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2002 г. Н. К. Вдовичева, А. Л. Матвеев, А. Г. Сазонтов

Институт прикладной физики РАН

603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

E-mail: sazonov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 19.12.2000 г.

Известно, что совместное действие эффектов многократного рассеяния на случайных неоднородностях канала и поглощения в дне оказывается принципиальным фактором, определяющим специфику формирования звуковых полей в мелком море [1, 2]. Статистическому анализу флуктуационных явлений, возникающих при распространении звука в мелководных акваториях, посвящен ряд публикаций [2–6]. В указанных работах основное внимание уделено исследованию эволюции интенсивностей нормальных мод при рассеянии на случайном поле внутренних волн. Показывается, что в реальных условиях, наряду с неоднородностями водной толщи, необходимо учитывать наличие нерегулярных границ канала, которые также могут существенно влиять на процесс формирования корреляционных характеристик акустического поля.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных измерений вертикальной когерентности звукового поля, проведенных на стационарной трассе в Баренцевом море, и приведено сопоставление наблюдаемых данных с теоретическими расчетами с использованием модели рассеяния звука на взволнованной поверхности.

Акустические измерения проводились в октябре 1990 г. в Баренцевом море с использованием двух научно-исследовательских судов, каждое из которых было растянута на заякоренных рейдовых бочках. С борта одного из них на глубину ~148 м была опущена рама с излучателями, работавшими в непрерывном режиме на двух несущих частотах 107 Гц и 240 Гц. Прием осуществлялся на вертикальную антенну, состоящую из 12-ти элементов, расположенных эквидистантно с шагом 8.5 м. Глубина погружения придонного гидрофона составляла 155 м. Дистанция между излучающим и приемным судами, измеренная с помощью радиодальномера, была равной 13.82 км. Глубина в месте постановки антенны составляла приблизительно 170 м, а в месте постановки излучателя – 150 м. Геометрия эксперимента схематически изображена на рис. 1.

Характерный сезонный профиль скорости звука в районе проведения работ показан на рис. 2. Как видно из этого рисунка, профиль скорости звука до глубины ~40 м почти изоскоростной, затем следует слой с отрицательным градиентом до глубины порядка 60 м и далее до дна величина $c(z)$ практически не меняется. Согласно геоакустической модели, предложенной в работе [7], в рас-

считываемой акватории осадочные породы представляли собой глинистые илы с характерными значениями плотности 1.8 г/см^3 и скорости звука 1.78 км/с . Коэффициент затухания в грунте составлял 0.4 дБ/л .

Для экспериментального исследования использовались 30-минутные выборки. Обработка принимаемых сигналов включала в себя фильтрацию в полосе 0.5 Гц, квадратурную демодуляцию, их спектральный и корреляционный анализ.

Обозначим через $x_k(t_i)$ комплексную амплитуду принятого сигнала на k -ом элементе антенны в момент времени t_i . На рис. 3а и 3б (в условных единицах) приведены 30-ти минутные фрагменты записей амплитуд сигналов $|x_k(t)|$ для четырех глубин местоположения приемных гидрофонов при $f_0 = 107 \text{ Гц}$ и $f_0 = 240 \text{ Гц}$, соответственно.

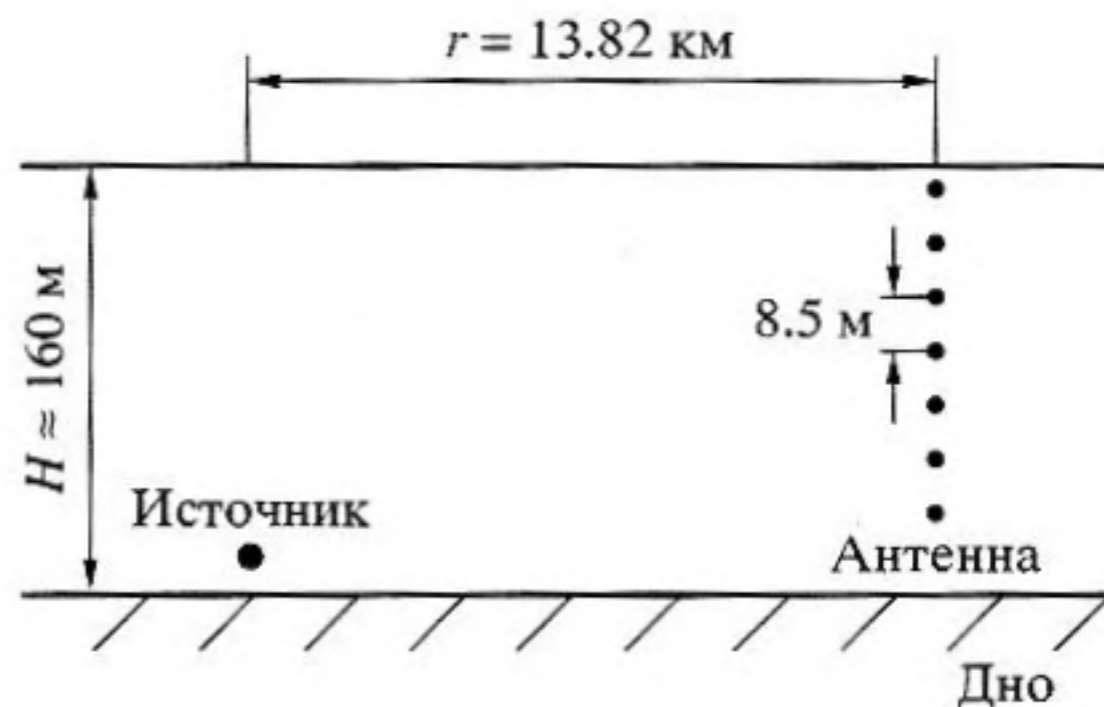


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

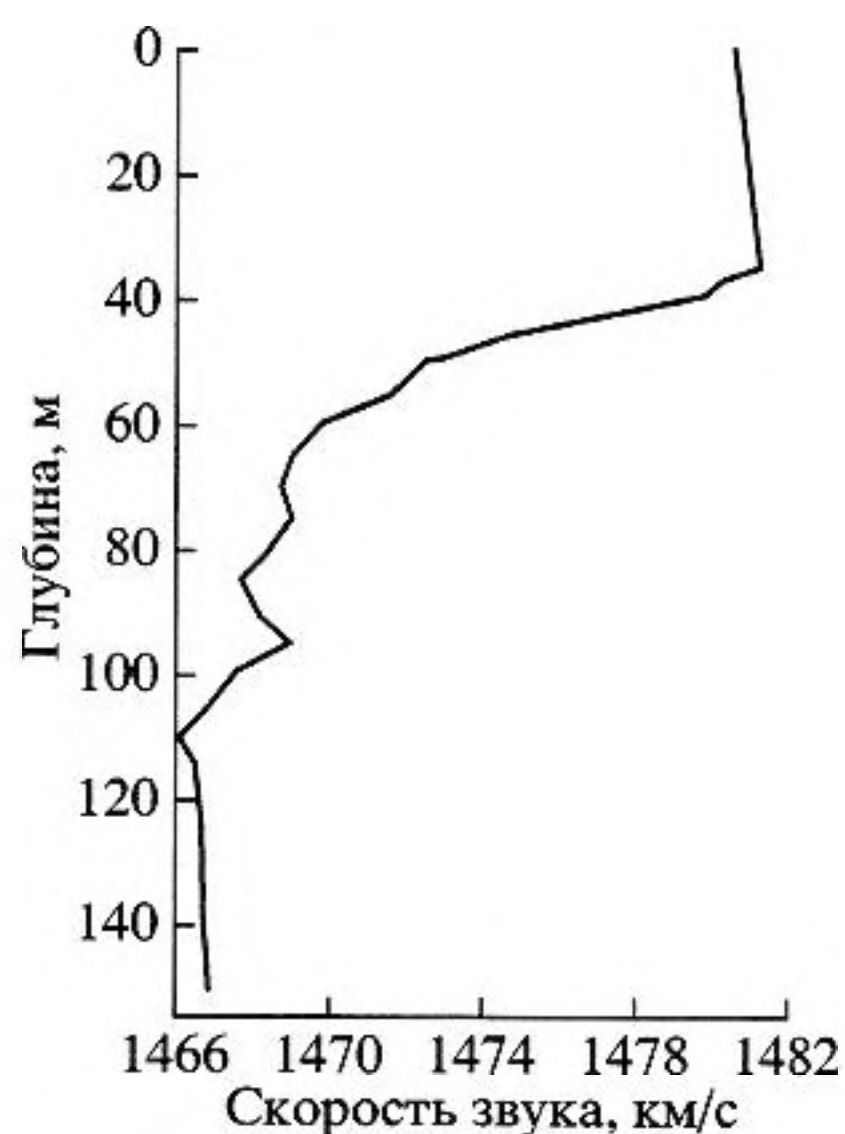


Рис. 2. Профиль скорости звука в месте проведения измерений.

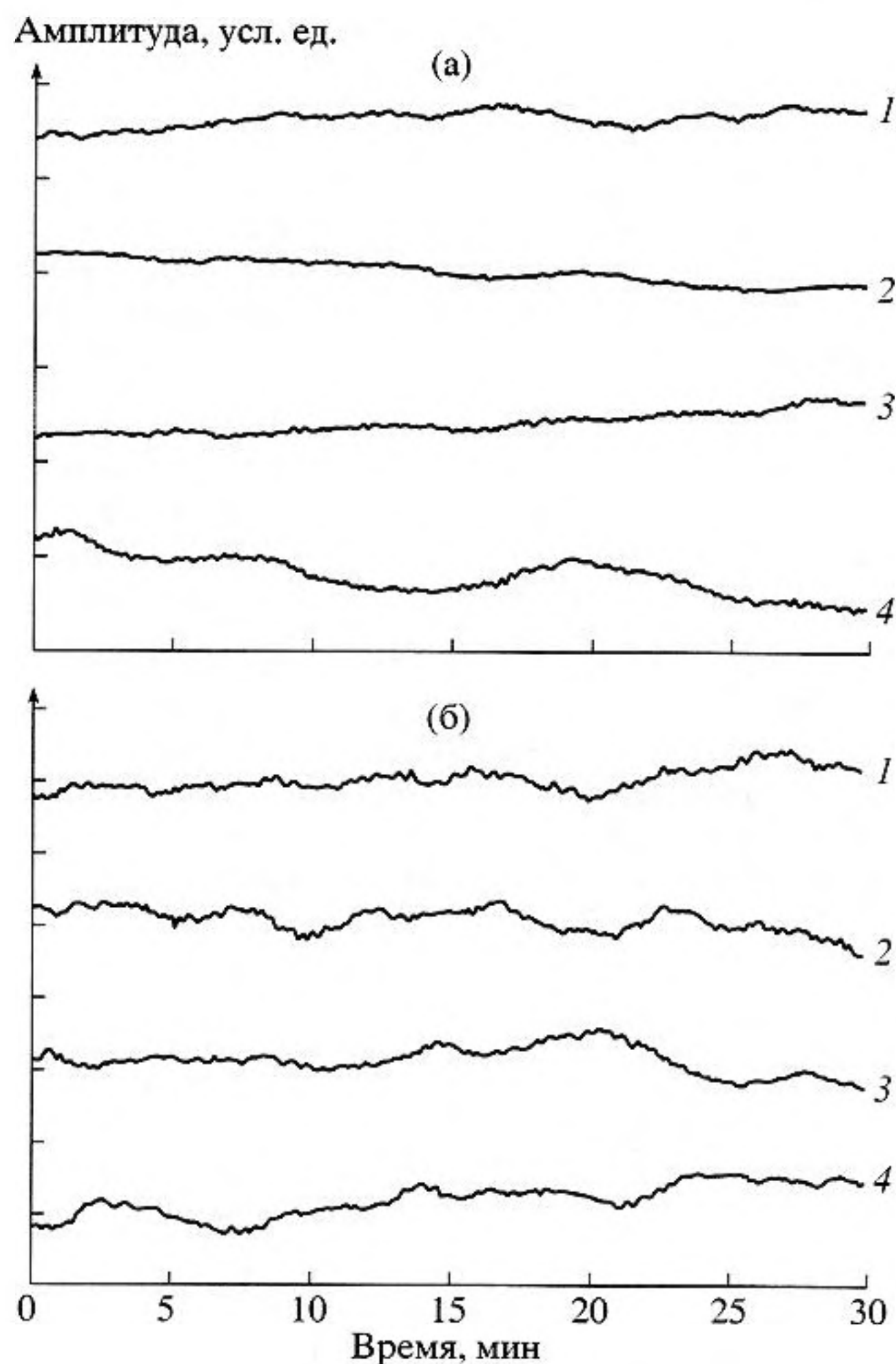


Рис. 3. Временная зависимость амплитуд принятых сигналов с несущими частотами $f_0 = 107$ Гц (а) и $f_0 = 240$ Гц (б). Цифрами указаны глубины z , на которых находились гидрофоны: 1 — $z = 61.5$ м, 2 — $z = 87$ м, 3 — $z = 138$ м, 4 — $z = 155$ м.

На рис. 4 показан характерный спектр мощности флуктуаций $S_k(f)$, полученный в эксперименте для несущей частоты $f_0 = 240$ Гц и фиксированной глубине приема, равной 138 м. Как видно из рисунка, частотный спектр состоит из центрального пика (на несущей частоте), соответствующего когерентной компоненте регистрируемого сигнала, и двух боковых пиков, соответствующих рассеянной составляющей. (Спектральная плотность выражена в децибелах относительно когерентной компоненты.) Отметим, что изображенная форма частотного спектра является типичной для условий мелководного эксперимента, когда существенны эффекты рассеяния звука на взволнованной поверхности.

Пространственные корреляционные свойства принятого поля в вертикальной плоскости определяются комплексным коэффициентом взаимной корреляции сигналов на выходе k -го и j -го гидрофонов:

$$C_{kj} = \frac{\sum_{l=1}^L x_k(t_l)x_j^*(t_l)}{\sqrt{\sum_{l=1}^L |x_k(t_l)|^2 \sum_{l=1}^L |x_j(t_l)|^2}} \text{ при } L = 2056. \quad (1)$$

Модули коэффициентов корреляции (1) для используемых частот приведены в таблице.

Как следует из этой таблицы, степень вертикальной когерентности поля зависит от значения несущей частоты: с увеличением f_0 наблюдается рост потерь когерентности.

Для интерпретации экспериментальных результатов воспользуемся следующей статистической моделью. Рассмотрим канал глубины H , в котором акустический показатель преломления $n(z)$ является функцией глубины z :

$$n(z) = \begin{cases} n_0(z), & 0 \leq z \leq H; \\ n_\infty[1 + i\alpha], & z > H. \end{cases}$$

Параметр α характеризует поглощающие свойства грунта и связан с коэффициентом затухания звука в дне β (измеряемом в дБ/λ) соотношением

$$\beta[\text{дБ}/\lambda] = \frac{40\pi}{\ln 10} \alpha. \text{ Будем предполагать, что основ-$$

ным источником, вызывающим флуктуации акустического сигнала, является развитое ветровое волнение, описываемое изотропным спектральным распределением Пирсона–Московитца [8]:

$$F_\eta(\kappa, \Omega) = \frac{8.1 \times 10^{-3}}{4\pi} \kappa^{-4} \times \exp\left(-0.74 \frac{g^2}{\kappa^2 v^4}\right) \delta(\Omega - \sqrt{g\kappa}), \quad (2)$$

Матрица коэффициентов корреляции $|C_{kj}|$

$f_0 = 107 \text{ Гц}$								
Глубина (м)	155	146.5	138	129.5	87	70	61.5	44.5
155	1.000							
146.5	0.892	1.000						
138	0.877	0.958	1.000					
129.5	0.831	0.896	0.956	1.000				
87	0.906	0.893	0.966	0.933	1.000			
70	0.898	0.934	0.981	0.934	0.986	1.000		
61.5	0.852	0.915	0.974	0.934	0.980	0.985	1.000	
44.5	0.883	0.877	0.946	0.909	0.984	0.975	0.982	1.000

$f_0 = 240 \text{ Гц}$								
Глубина (м)	155	146.5	138	129.5	70	61.5	44.5	
155	1.000							
146.5	0.934	1.000						
138	0.918	0.914	1.000					
129.5	0.758	0.728	0.831	1.000				
70	0.783	0.838	0.861	0.661	1.000			
61.5	0.545	0.438	0.486	0.202	0.535	1.000		
44.5	0.687	0.821	0.646	0.434	0.730	0.830	1.000	

где g – ускорение силы тяжести, а v – скорость ветра.

Звуковое поле давления $P(\mathbf{r}, z, t)$ (где \mathbf{r} – горизонтальный радиус-вектор, z – вертикальная координата, а t – время) вдали от источника формально представим в виде суперпозиции конечного числа M распространяющихся нормальных мод:

$$P(\mathbf{r}, z, t) = \sum_{n=1}^M \frac{1}{\sqrt{\kappa_n}} p_n(\mathbf{r}, t) \varphi_n(z). \quad (3)$$

Здесь $\varphi_n(z)$ и κ_n^2 – соответственно собственные функции и собственные значения регулярного волновода, являющиеся решением следующей краевой задачи:

$$\frac{d^2}{dz^2} \varphi_n(z) + [k^2 n_0^2(z) - \kappa_n^2] \varphi_n(z) = 0, \quad n = 1, 2, \dots, M,$$

$$\varphi_n(0) = 0, \quad \varphi_n(z) + Q_n \frac{\varphi_n(z)}{dz} \Big|_{z=H} = 0 \quad (4)$$

$$\rho_w \int_0^H dz \frac{1}{\rho(z)} \varphi_n(z) \varphi_m(z) = \delta_{nm},$$

где k – опорное волновое число, Q_n – комплексный импеданс поглощающего жидкого дна, равный:

$$Q_n = \frac{\rho_b}{\rho_w} \frac{1}{\sqrt{\kappa_n^2 - \kappa^2 n_\infty^2}},$$

а $\rho(z)$ – плотность среды, которая в рассматриваемой ситуации представляет собой ступенчатую функцию:

$$\rho(z) = \begin{cases} \rho_w, & 0 \leq z \leq H; \\ \rho_b, & z > H. \end{cases}$$

Коэффициенты разложения $p_n(\mathbf{r}, t)$ являются случайными функциями координат и времени вследствие рассеяния звука на взволнованной поверхности.

В дальнейшем нас будет интересовать поведение функции когерентности звукового поля в

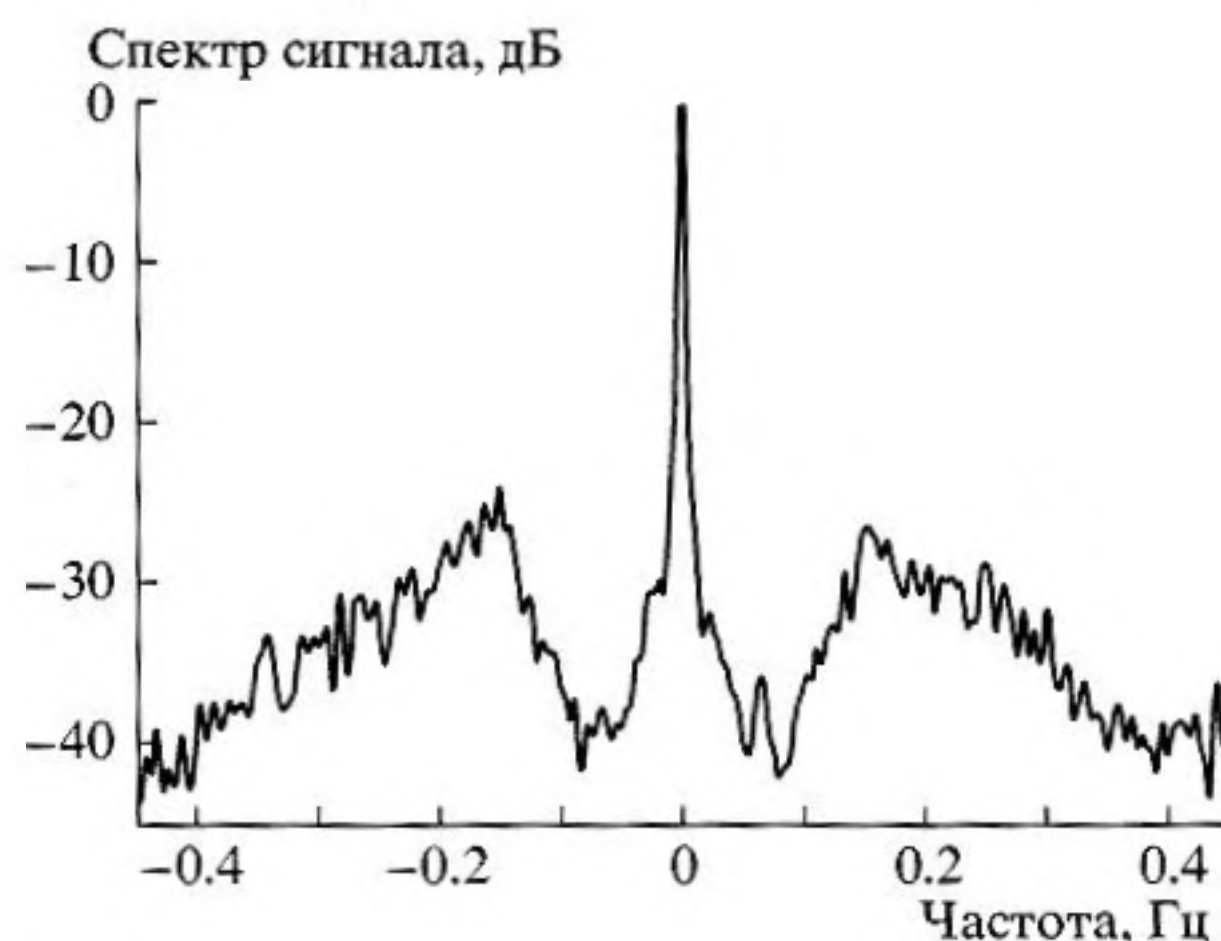


Рис. 4. Спектр тонального сигнала с несущей частотой $f_0 = 240 \text{ Гц}$, прошедшего дистанцию 13.82 км.

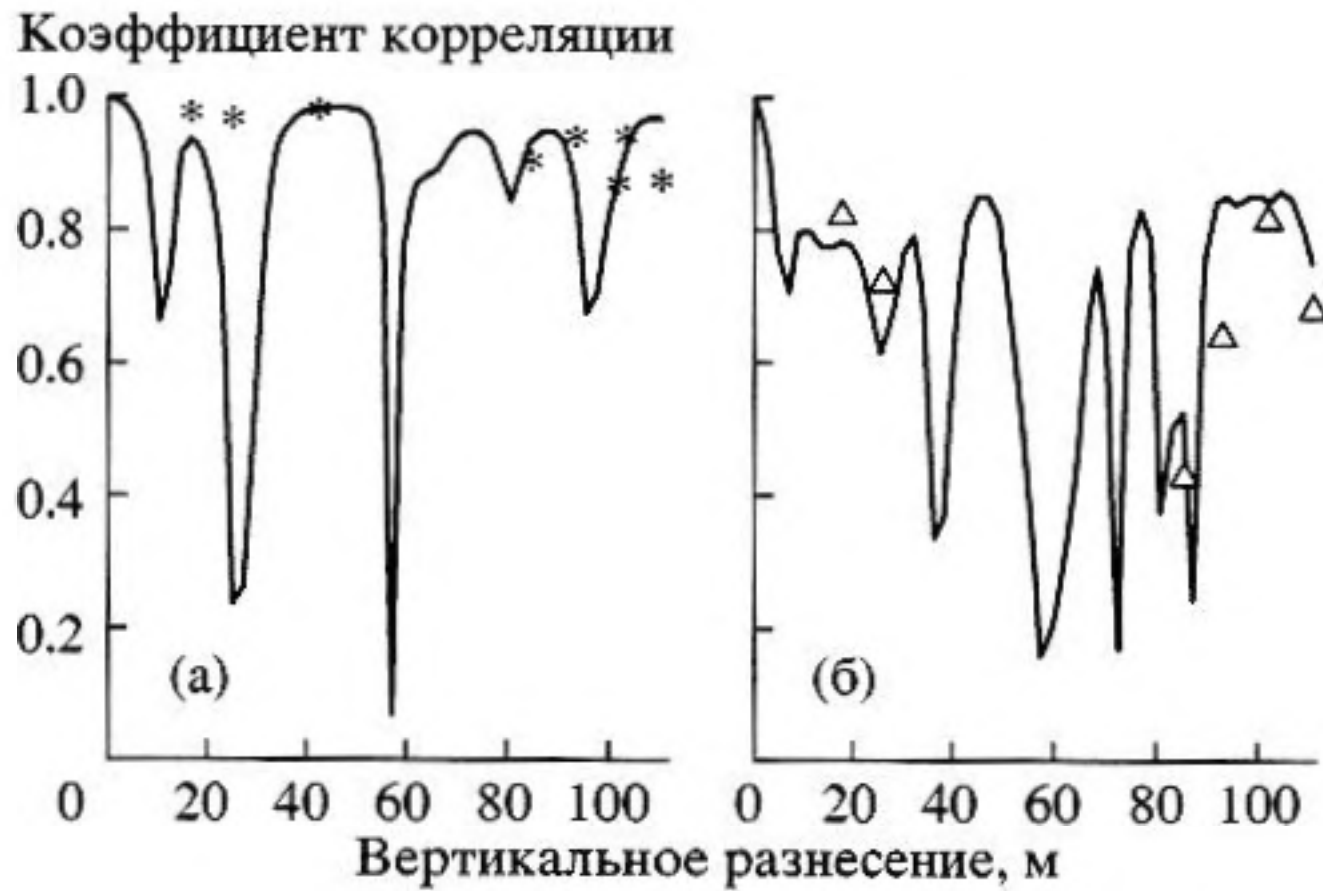


Рис. 5. Сопоставление расчетной и реально наблюдаемой пространственной функции корреляции звукового поля в Баренцевом море: а — $f_0 = 107$ Гц, б — $f_0 = 240$ Гц.

зависимости от величины вертикального разнесения:

$$\Gamma(\mathbf{r}, z_1, z_2) = \langle P(\mathbf{r}, z_1, t)P^*(\mathbf{r}, z_2, t) \rangle. \quad (5)$$

Угловые скобки обозначают усреднение по статистическому ансамблю. Подстановка (3) в определение (5) дает:

$$\Gamma(\mathbf{r}, z_1, z_2) = \sum_{n,m} \frac{1}{\sqrt{\kappa_n \kappa_m}} \Gamma_{nm}(\mathbf{r}) \varphi_n(z_1) \varphi_m(z_2); \quad (6)$$

$$\Gamma_{nm}(\mathbf{r}) = \langle p_n(\mathbf{r}) p_m^*(\mathbf{r}) \rangle.$$

Для расчета $\Gamma_{nm}(\mathbf{r})$ в многомодовом волноводе со статистически неровной границей воспользуемся результатами работ [9–11]:

$$\Gamma_{nm}(\mathbf{r}) = \langle p_n(\mathbf{r}) \rangle \langle p_m^*(\mathbf{r}) \rangle + [\Gamma_{nm}(\mathbf{r}) - \langle p_n(\mathbf{r}) \rangle \langle p_m^*(\mathbf{r}) \rangle] \delta_{nm}. \quad (7)$$

Здесь $\langle p_n(\mathbf{r}) \rangle$ — когерентная компонента n -ой моды, возбуждаемая точечным источником, расположенным на глубине z_0 :

$$\langle p_n(\mathbf{r}) \rangle = \frac{-i\varphi_n(z_0)}{\sqrt{8\pi r}} \exp\left[\left(i\kappa_n - \frac{1}{2}\sigma_n\right)r - i\frac{\pi}{4}\right], \quad (8)$$

где σ_n — коэффициент экстинкции, а $\Gamma_{nm}(\mathbf{r})$ — автокорреляционная функция. Для среды, обладающей статистической изотропией в горизонтальной плоскости, величина $\Gamma_{nm}(\mathbf{r})$ подчиняется уравнению

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \sigma_n^a\right)\Gamma_{nm}(r) = \sum_m a_{nm} [\Gamma_{mm}(r) - \Gamma_{nn}(r)] + \varphi_n^2(z_0) \frac{\delta(r)}{8\pi r}, \quad (9)$$

где

$$a_{nm} = \frac{\pi [\varphi_n'(0)\varphi_m'(0)]^2}{2\kappa_n \kappa_m} \int_{-\infty}^{\infty} \int d\Omega d\kappa_y F_\eta(\kappa_n - \kappa_m, \kappa_y, \Omega),$$

а штрих означает дифференцирование по глубине z . Уравнение (9) представляет собой хорошо известное уравнение переноса для модовых интенсивностей, описывающее эффекты трансформации цилиндрических нормальных волн при рассеянии (см., например, [12, 13]). В правую часть этого уравнения введено дополнительное слагаемое σ_n^a , учитывающее поглощение звука в грунте. Для используемой модели дна, соответствующая величина равна (см., например, [2]):

$$\sigma_n^a = \frac{\rho_w k^2 n_\infty^2 |\varphi_n(H)|^2}{\rho_b 2\kappa_n \sqrt{\kappa_n^2 - k^2 n_\infty^2}} \alpha.$$

Отметим, что применительно к спектру Пирсона–Московитца (2) вычисление матрицы связи a_{nm} приведено в работе [13]. Результат имеет вид:

$$a_{nm} = \frac{8.1 \times 10^{-3} \sqrt{2} \pi [\varphi_n'(0)\varphi_m'(0)]^2}{8\kappa_n \kappa_m k_0^3} f(x_{nm}).$$

Здесь $k_0^2 = 0.74g^2/v^4$, $x_{nm} = 0.5k_0^2/(\kappa_n - \kappa_m)^2$, а $f(x) = x^{3/2}e^{-x}[I_0(x) - I_1(x)]$, где I_0 и I_1 — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков, соответственно.

Легко проверить, что решение уравнения (9) можно записать как

$$\Gamma_{nn}(r) = \frac{1}{4} \sum_{m=1}^M g_{nm}(r) \varphi_m^2(z_0), \quad (10)$$

$$g_{nm}(r) = \frac{1}{2\pi r} \sum_{l=1}^M \Psi_n^{(l)} \exp(-\lambda_l r) \Psi_m^{(l)},$$

где $\Psi_n^{(l)}$ и λ_l — собственные функции и собственные значения матрицы $h_{nm} = \delta_{nm}(\sigma_n^a + \sum_{m=1}^M a_{nm}) - a_{nm}$.

Отметим, что величина σ_n , фигурирующая в соотношении (8), представляет собой результирующий коэффициент модового затухания: $\sigma_n = \sigma_n^a + \sigma_n^s$, обусловленный как эффектами рассеяния ($\sigma_n^s = \sum_{m=1}^M a_{nm}$), так и поглощения.

Формулы (6)–(8) совместно с (10) положены в основу программы численного моделирования.

Для профиля скорости звука, изображенного на рис. 2 и рассматриваемой геометрии задачи, на рис. 5 приведены расчетные зависимости коэффициента корреляции вдоль апертуры верти-

кальной приемной антенны (сплошные кривые) и здесь же нанесены соответствующие экспериментальные точки. Начало отсчета вдоль оси абсцисс на рис. 5 соответствует глубине (44.5 м) приповерхностного гидрофона. Скорость ветра при вычислениях составляла 10 м/с. Видно, что результаты численного моделирования находятся в качественном соответствии с наблюдаемыми данными.

Авторы выражают признательность РФФИ за поддержку данной работы по грантам № 99-02-16401 и № 00-15-96-741.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акустика дна океана / Под ред. У. Купермана и Ф. Енсена. М.: Мир, 1984. 454 с.
2. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.
3. Creamer D.B., Orchard B.J. Acoustic wave propagation in a random, shallow-water waveguide // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1994. 95. № 5. P. 2927.
4. Creamer D.B. Scintillating shallow-water waveguides // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1996. 99. № 5. P. 2825–2838.
5. Tielbörger D., Finette S., Wolf S. Acoustic propagation through an internal wave field in a shallow water waveguide // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. V. 101. № 2. P. 789–808.
6. Finette S., Orr M.H., Turgut A., et al. Acoustic field variability induced by time evolving internal wave fields // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2000. V. 108. № 3. P. 957–972.
7. Кацнельсон Б.Г., Кулапин Л.Г., Мизулин А.А., Петников В.Г. Влияние гидродинамической изменчивости на вертикальную интерференционную структуру звукового поля в волноводе // *Акуст. журн.* 1992. Т. 38. № 2. С. 308–316.
8. Pierson W.J., Moskowitz L. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 69. № 24. P. 5181–5190.
9. Кудряшов В.М. К расчету акустических полей в волноводах со статистически неровной поверхностью / В кн.: Математические проблемы геофизики. Вып. 4. 1973. С. 256–272.
10. Нечаев А.Г. Затухание интерференционной структуры акустического поля в океане со случайными неоднородностями // *Акуст. журн.* 1987. Т. 33. № 3. С. 535–538.
11. Gorodetskaya E.Yu., Malekhanov A.I., Sazontov A.G., Vdovicheva N.K. Acoustic coherence effects on signal processing in shallow water / В кн.: Formation of Acoustical Fields in Oceanic Waveguides: Reconstruction of inhomogeneities in shallow water V.A. Zverev. I. Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, 1998. P. 5–56.
12. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
13. Beilis A., Tappert F.D. Coupled mode analysis of multiply rough surface scattering // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1979. V. 66. № 3. P. 811–826.

Experimental and Theoretical Study of the Vertical Coherence of the Sound Field in a Shallow Sea

N. K. Vdovicheva, A. L. Matveev, and A. G. Sazontov

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia
e-mail: sazontov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—The combined effect of multiple scattering by random inhomogeneities of a waveguide and bottom-caused sound absorption is known to be a fundamental factor that governs the formation of the sound field in a shallow sea [1, 2]. A number of publications [2–6] present the statistical analysis of the fluctuation phenomena that accompany the sound propagation in shallow sea regions. In these publications, the main attention is paid to studying the evolution of the intensities of normal waves under the effect of scattering by the random field of internal waves. In natural conditions, in addition to the inhomogeneities of the water column, one should take into account the irregular boundaries of the sound channel, which can also affect the correlation characteristics of the sound field. In this paper, we present experimental data on the vertical coherence of the sound field on a fixed path in the Barents Sea. We also compare the experimental data with theoretical calculations based on a model of sound scattering by the rough sea surface.