АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 6

УДК 551.463.2

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ОКЕАНЕ

Голанд В. И.

На основе метода погружения [3] рассчитываются численным моделированием средние значения и дисперсии амплитуд и интенсивностей нормальных волн звукового поля точечного источника в случайно-неоднородном слоистом океане.

Поле излучения точечного монохроматического источника звука в модели слоистого океана с твердым дном и свободной поверхностью представляется в виде суммы нормальных волн [1]

$$p(\mathbf{r},\mathbf{r}_0)=\pi i\sum_{n=0}^{\infty}\varphi_n(z_0)\varphi_n(z)H_0^{(1)}(\varkappa_n|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0|),\quad \mathbf{r}=(\boldsymbol{\rho},z),\tag{1}$$

а интенсивность звука

$$I(\mathbf{r},\mathbf{r}_0)=|p(\mathbf{r},r_0)|^2/2=$$
$$=\frac{\pi^2}{2}\sum_{n,m}A_n(z_0,z)A_m(z_0,z)H_0^{(1)}(\varkappa_n|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0|)H_0^{(2)}(\varkappa_m|\rho-\rho_0|),\tag{2}$$

где $\mathbf{r}_0$ и $\mathbf{r}$ — положения источника и приемника, $A_n(z_0,z)=\varphi_n(z_0)\varphi_n(z)$ — амплитуда n-й моды, а $\varkappa_n$ и $\varphi_n(z)$ — собственные волновые числа и нормированные собственные функции краевой задачи

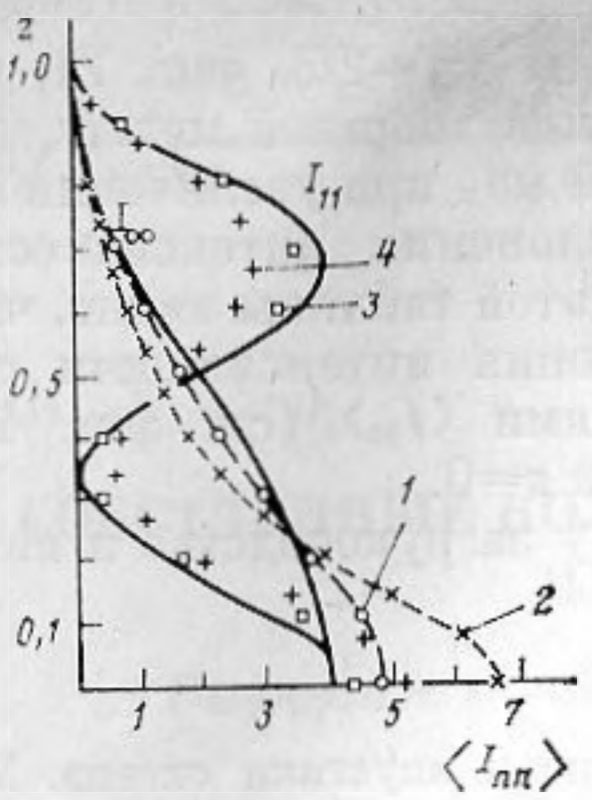
$$\varphi''+\left[\frac{\omega^2}{c^2}(1+\varepsilon(z))-\varkappa^2\right]\varphi=0,\qquad \varphi'(0)=0,\qquad \varphi(H)=0.\tag{3}$$

Здесь ω — частота, a — скорость звука, H — глубина океана (ось z направлена вверх), а функция $\varepsilon(z)$ описывает неоднородности профиля скорости звука. Предположим, что $\varepsilon(z)$ — случайная функция — гауссовский дельта-коррелированный процесс с параметрами $\langle\varepsilon(z)\rangle=0$ и $\langle\varepsilon(z)\varepsilon(z')\rangle=2\sigma_\varepsilon^2 l\delta(z-z')$. Тогда амплитуды нормальных волн $A_n(z_0,z)$ и их интенсивности $I_{nm}(z_0,z)=A_n(z_0,z)A_m(z_0,z)$ становятся случайными функциями z. В работе [2] рассматривалась статистическая задача (3) и на основе метода погружения [3] численным моделированием были рассчитаны одноточечные статистические характеристики собственных функций (средние значения, дисперсии, коэффициенты корреляции между различными модами), а также статистические характеристики собственных значений $\varkappa_n$. В настоящей работе на основе этого метода рассчитаны двухточечные характеристики собственных функций, характеризующие средние значения амплитуд, интенсивностей мод и их дисперсии. В работе [2] было отмечено, что если нормировать все величины, имеющие размерность

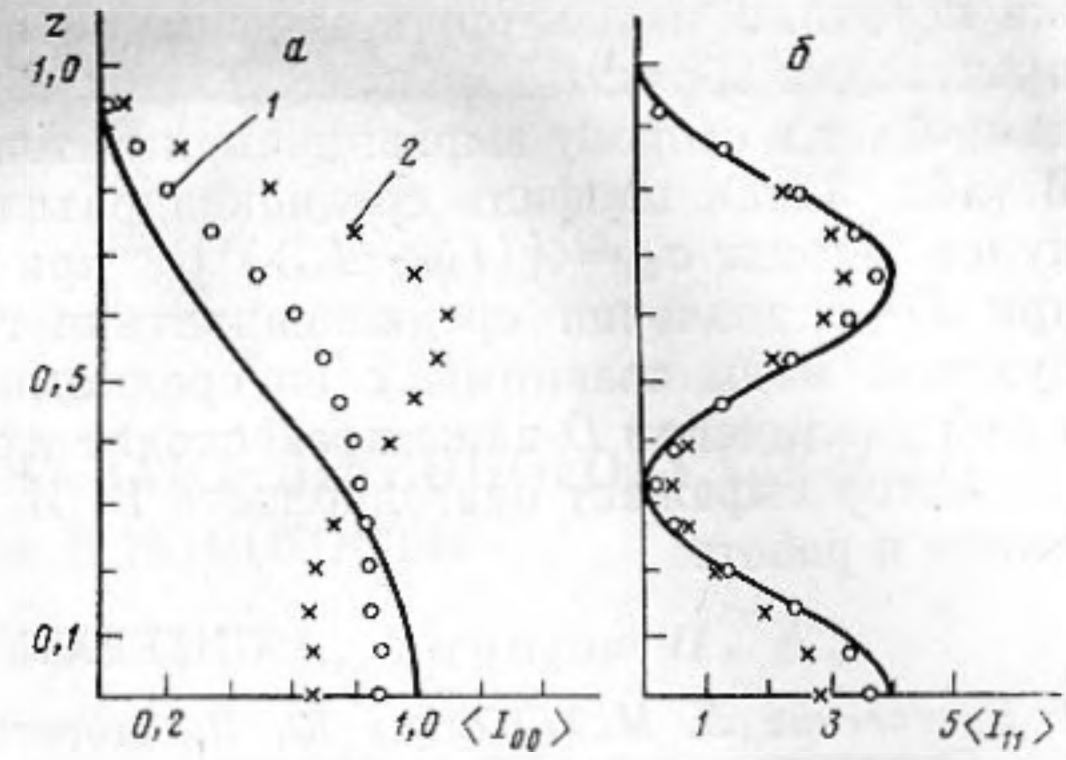
Таблица 1

Смешанный член ряда (2) $\langle I_{01}(0,z)\rangle$

z		0	0,2	0,4	0,6	0,8
$\langle I_{01}\rangle$	$D=0$	4,00	2,24	−1,00	−2,24	−0,99
	$D=1,216$	3,69	1,92	−0,93	−1,96	−0,91
	$D=4,671$	3,30	1,42	−0,78	−1,53	−0,74



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Профили $\langle I_{nn}(z_0, z)\rangle$, $n=0$, 1; $z_0=0$. Сплошные линии – $D=0$. Для $n=0$: 1 – $D=1{,}216$, 2 – $D=4{,}671$. Для $n=1$: 3 – $D=1{,}216$, 4 – $D=4{,}671$

Фиг. 2. Профили $\langle I_{nn}(z_0, z)\rangle$, $n=0$, 1; $z_0=2/3$. Сплошные линии – $D=0$, 1 – $D=1{,}216$, 2 — $D=4{,}671$; а — $n=0$, б — $n=1$

длины на H, то задача (3) характеризуется одним безразмерным параметром $d=2\sigma_\varepsilon^2k^4l/H$, где $k=\omega H/c$, или коэффициентом диффузий нулевой моды $D=3d/4\pi^2$. Расчеты проводились для тех же значений D, что и в работе [2]. При параметрах, характерных для океана, $\sigma_\varepsilon^2=5\cdot10^{-9}$, $H\sim5$ км и на частоте звука $\nu=\omega/2\pi\sim100$ Гц D принимает значения порядка единицы [2].

Зависимость средних амплитуд $\langle A_n(z_0, z)\rangle$ и интенсивностей $\langle I_{nn}(z_0, z)\rangle$ мод от положения источника z_0 имеет качественное сходство. Эту зависимость $\langle A_n(z_0, z)\rangle$ и $\langle I_{nn}(z_0, z)\rangle$ от z_0 проследим на примере интенсивностей. На фиг. 1 даны средние интенсивности $\langle I_{nn}(0, z)\rangle$, $n=0$, 1 для двух значений D (1,216 и 4,671). Из графиков видно, что при расположенном на дне источнике наличие тонкой структуры скорости звука приводит к перераспределению энергии волны из всей толщи океана в придонный слой, т. е. формируется придонный волновод. По-видимому, это следствие того, что в невозмущенном состоянии собственные функции всех мод имеют на дне максимум и усиливают друг друга. В табл. 1 представлен смешанный член ряда (2) $\langle I_{01}(0, z)\rangle$, описывающий корреляцию амплитуд нулевой и первой мод. С увеличением D корреляция амплитуд убывает. В случае $z_0=1/3$ (ноль невозмущенной первой моды) средняя интенсивность нулевой моды убывает с ростом D, а первой – возрастает (табл. 2). Если

Таблица 2

Профили $\langle I_{nn}\ (z_0, z)\rangle$ при $z_0 = 1/3$

		z	0	0,2	0,4	0,6	0,8
$\langle I_{nn}\rangle$		$D=0$	3,03	2,74	1,97	1,03	0,27
	$n=0$	$D=4{,}671$	2,40	2,18	1,81	1,06	0,35
	$n=1$	$D=4{,}671$	0,54	0,31	0,18	0,32	0,31

Примечание. При $D=0$, $z_0=1/3$, $\langle I_{11}(z_0, z)\rangle\equiv0$.

Таблица 3

Среднеквадратичное отклонение интенсивности нулевой моды $\sigma_{I_{00}}$ при $z_0 = 0$

z		0	0,2	0,4	0,6	0,8
$\sigma_{I_{00}}$	$D=1{,}216$	4,28	2,21	0,66	0,38	0,19
	$D=4{,}671$	9,18	3,33	0,98	0,60	0,31

же источник находится в максимуме первой моды ($z_0=2/3$, фиг. 2), то происходит обратный процесс. Таким образом, обмен энергией между модами идет в сторону выравнивания интенсивностей мод при увеличении D. В табл. 3 дан профиль среднеквадратичного отклонения интенсивности нулевой моды $\sigma_{I_{00}}=\langle[(I_{00}-\langle I_{00}\rangle)^2]\rangle^{1/2}$ при $z_0=0$. Из этой таблицы видно, что при $D\sim1$ значения среднеквадратичного отклонения интенсивности $\sigma_{I_{00}}$ нулевой моды сравнимы с ее средними значениями $\langle I_{00}\rangle$ (см. фиг. 1), а при увеличении D даже превосходят их в области $z=0$.

Автор выражает благодарность В. И. Кляцкину за руководство и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Гидрометеоиздат, 1982. С. 131.
2. *Голанд В. И., Кляцкин В. И.* О статистике собственных значений и собственных функций двухточечной краевой волновой задачи // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 5. С. 828–833.
3. *Кляцкин В. И.* Метод погружения в теории распространения волн. М.: Наука, 1986. 256 с.

Тихоокеанский океанологический
институт ДВО
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28.VIII.1987