АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 3

УДК 551.463.21

О ВЛИЯНИИ РАССЕЯНИЯ НА ВНУТРЕННИХ ВОЛНАХ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ШУМОВОГО ПОЛЯ

Ермаков И. Н.

Исследованы характеристики низкочастотного шумового поля в плоскослоистом волноводе с флуктуациями скорости звука, создаваемыми однородным, стационарным полем внутренних волн. В случае шумового поля, генерируемого удаленными источниками, рассеяние в толще волновода может заметно изменить его характеристики по сравнению со случаем плоскослоистого волновода без флуктуаций скорости звука.

Распространение низкочастотного звука в случайно-неоднородном волноводе отличается от распространения в плоскослоистом волноводе тем, что отдельные компоненты звукового поля (нормальные волны) не распространяются более независимо друг от друга, а обмениваются между собой энергией [1—3]. Подобное взаимодействие является довольно слабым, но при распространении на большие расстояния суммарный эффект может привести к заметным изменениям в распределении энергии между нормальными волнами, изменить звуковое поле в целом [3].

В настоящей работе исследуются изменения, возникающие в характеристиках низкочастотного шумового поля в результате рассеяния на флуктуациях скорости звука. Для решения этой задачи рассмотрим, как меняется шумовое поле в плоскослоистом волноводе с некоторым профилем скорости звука $c(z)$ при наличии малой флуктуирующей добавки $\delta c(r, z)$, зависящей от глубины z и горизонтальной координаты r. Будем считать, что $\delta c(r, z)$ порождается однородным и стационарным полем внутренних волн, случайным образом смещающих из положения равновесия элементы жидкости с некоторыми значениями скорости звука. Внутренние волны будем характеризовать многомодовым спектром Гаррета — Манка.

Межмодовое взаимодействие в такой среде описывается системой связанных линейных дифференциальных уравнений [3]

$$\frac{d}{dr}A_n(r)=\sum_{\substack{m=1\\ m\neq n}}^{N} S_{mn}[A_m(r)-A_n(r)], \qquad 1\leqslant n\leqslant N, \tag{1}$$

где $A_n(r)$ — зависимость от расстояния среднего квадрата амплитуды нормальной волны номера n (с поправкой на цилиндрическое расхождение), S — матрица, управляющая переносом энергии между волнами, причем

$$S_{nm}=\frac{\omega^2\mu}{c_0 g}N_0B^2\omega_i E_0\sum_j \frac{j\left[\int\limits_0^H N^2(z)u_n(z)W_{j\xi}(z)u_m(z)\,dz\right]^2}{(1+j/j_*)^{2,5}(\xi^2+k_j^2)}, \tag{2}$$

где ω — частота, $N(z)=N_0e^{-z/B}$ — зависимость частоты Вяйсяля от глубины, ω_i — инерциальная частота, j — номер моды внутренней волны с горизонтальным волновым числом ξ и зависимостью амплитуды от глубины $W_{j\xi}$, нормированной в соответствии с соотношением $\int\limits_0^H W_{j\xi}^2(z)\times$

$[N^2(z)-w_i^2]\,dz=1$; $j_*=6$ (основная доля энергии внутренней волны сосредоточена в модах с $j<j_*$); $c_0=c(B)$; $g=9{,}8$ м/с^2; $\mu=24{,}5$; $E_0=2\pi\cdot10^{-5}$; H — глубина волновода, $u_n(z)$ — зависимость от глубины амплитуды n-й нормальной волны, нормированная в соответствии с соотношением $\int\limits_0^\infty u_n^2(z)\,dz=1$; $\xi=\xi_n-\xi_m$, где ξ_n — горизонтальное волновое число n-й волны; $k_j=j\pi\omega i/BN_0$. Наличие малого поглощения в среде можно учесть феноменологически, введя в систему (1) член $-2\beta_nA_n$, описывающий потери энергии n-й нормальной волны в результате поглощения в среде:

$$\frac{d}{dr}A_n(r)=\sum_{\substack{m=1\\ m\neq n}}^{N}S_{mn}[A_m(r)-A_n(r)]-2\beta_nA_n(r),\qquad 1\leqslant n\leqslant N. \tag{3}$$

Для волновода с дном в виде жидкого однородного поглощающего полупространства со скоростью звука $c_1(1-i\gamma)$ суммирование в (3) проводится по волнам, фазовые скорости которых $v<c_1$. Средний квадрат давления, создаваемого точечным вертикальным диполем момента M, определяется соотношением

$$\langle p^2\rangle=M^2\omega^2\rho^2/8\pi\sum_{n=1}^{N}u_n^2(z)/|\xi_n|rA_n(r),$$
$$A_n(0)=|u_n'(0)|^2,\quad 1\leqslant n\leqslant N. \tag{4}$$

Обобщая результаты работы [3] на случай шумового поля поверхностного распределения дельта-коррелированных диполей со спектральной плотностью квадрата момента $\eta(r,\varphi,\omega/2\pi)$, где φ — угол в азимутальной плоскости, находим, что энергетический спектр звукового давления этого поля $\langle P_\omega^2\rangle$ есть

$$\langle P_\omega^2\rangle=\sum_{n=1}^{N}u_n^2(z)/\xi_nW_n, \tag{5}$$

где

$$W_n=\omega^2\rho^2/16\pi^2\int\limits_0^\infty\int\limits_0^{2\pi}A_n(r)\eta(r,\varphi,\omega)\,dr\,d\varphi. \tag{6}$$

Если в плоскослоистом волноводе вклад волны в общее шумовое поле W_n в основном определяется отношением ее коэффициентов возбуждения $|u_n'(0)|^2$ и затухания β_n [4], то в среде с флуктуациями скорости звука W_n будет зависеть также от степени связи отдельных нормальных волн посредством рассеяния на флуктуациях $c(z)$.

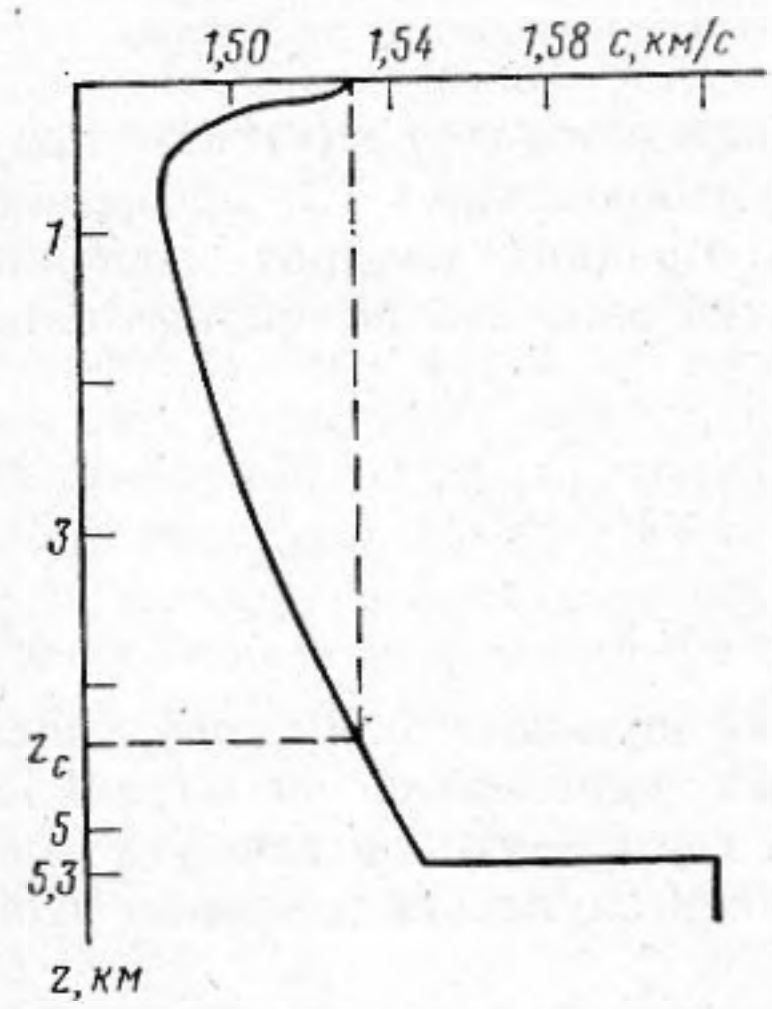
Ниже приведены результаты численного анализа характеристик шумового поля в плоскослоистом волноводе в присутствии флуктуаций и без них. При этом предполагалось, что спектральная плотность мощности поверхностных источников не зависит от частоты. Так как мощность, излучаемая диполем, пропорциональна ω^4, то для выполнения этого предположения необходимо, чтобы $\eta(r,\varphi,\omega)=\tilde\eta(r,\varphi)\omega^{-4}$. В итоге для W_n получаем

$$W_n=\frac{\rho^2}{16\pi^2\omega^2}\int\limits_0^\infty\int\limits_0^{2\pi}A_n(r)\tilde\eta(r,\varphi)\,dr\,d\varphi. \tag{7}$$

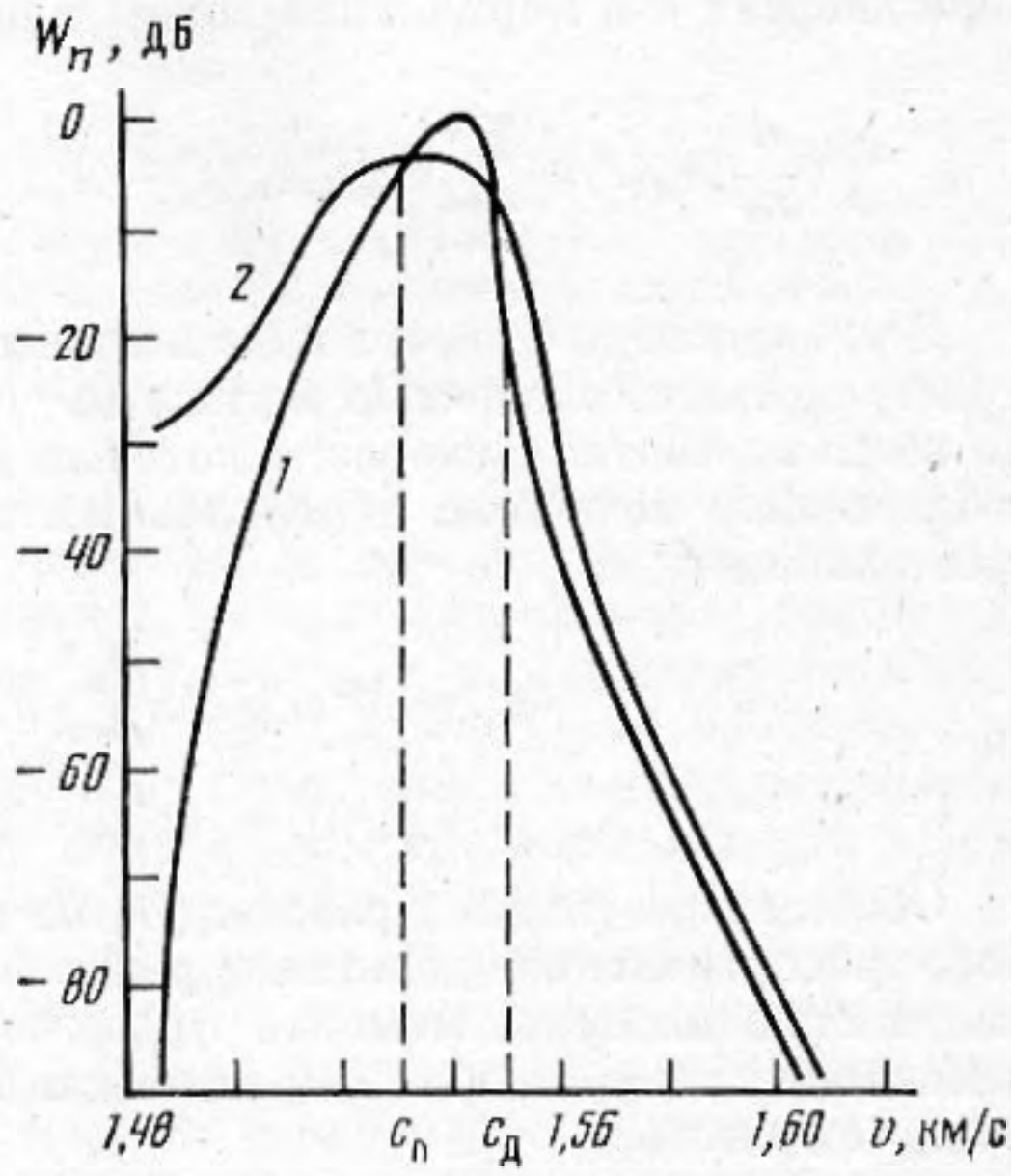
Расчеты характеристик шумового поля по формулам (2)—(5), (7) проводились для типичной глубоководной зависимости скорости звука от глубины $c(z)$, представленной на фиг. 1. Обозначим скорости звука у поверхности и у дна в воде через $c_п$ и $c_д$ соответственно. В расчетах предполагалось, что c_1 на 5% больше $c_д$, а $\gamma=0{,}002$. Потери в толще волновода вычислялись по формуле $\varepsilon=(1{,}65+26{,}3f^{1{,}45})10^{-3}$ дБ/км, где ε — коэффициент затухания звука, f — частота в кГц [5]. Отношение плотностей грунта и

воды бралось равным 2. Вычисление матрицы S проводилось суммированием по первым 15 модам внутренних волн. Рассматривался случай шумового поля от удаленных источников, распределенных с единичной плотностью по кольцу с внутренним радиусом 1000 км и внешним — 1100 км. Представляется, что результаты, полученные при такой конфигурации шумящей области, помогут выявить влияние рассеяния в толще волновода, например на шумовое поле судоходной трассы.

На фиг. 2 показаны пространственные спектры шумового поля на частоте 32 Гц в отсутствие флуктуаций и при значении относительных флук-



Фиг. 1. Зависимость скорости звука от глубины в волноводе и дне



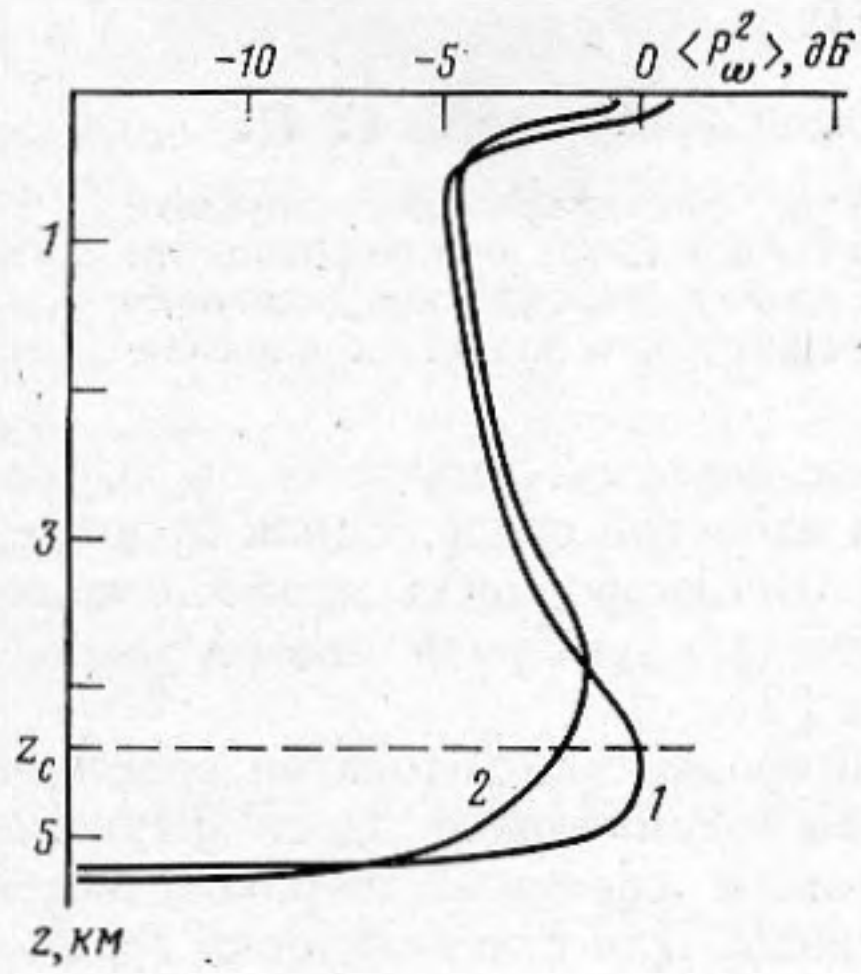
Фиг. 2. Пространственные спектры шумового поля в волноводе без флуктуаций (*1*) и с флуктуациями скорости звука (*2*)

туаций на оси звукового канала $(\delta c/c_0)=2{,}5\cdot10^{-4}$. Обе кривые получены интерполяцией значений W_n для дискретного набора v, соответствующих частоте f, и нормированы на максимум $W_n(v)$ в отсутствие флуктуаций. Рассеяние приводит к некоторому перераспределению энергии между нормальными волнами и частичному выравниванию пространственного спектра за счет уменьшения относительной роли волн с $c_п<v<c_д$ и увеличения ее для волн с $c_0<v<c_п$. Вклады волн с $c_д<v<c_1$ изменились сравнительно мало, так как дополнительная энергия, поступающая в них в результате рассеяния, теряется в поглощающем дне.

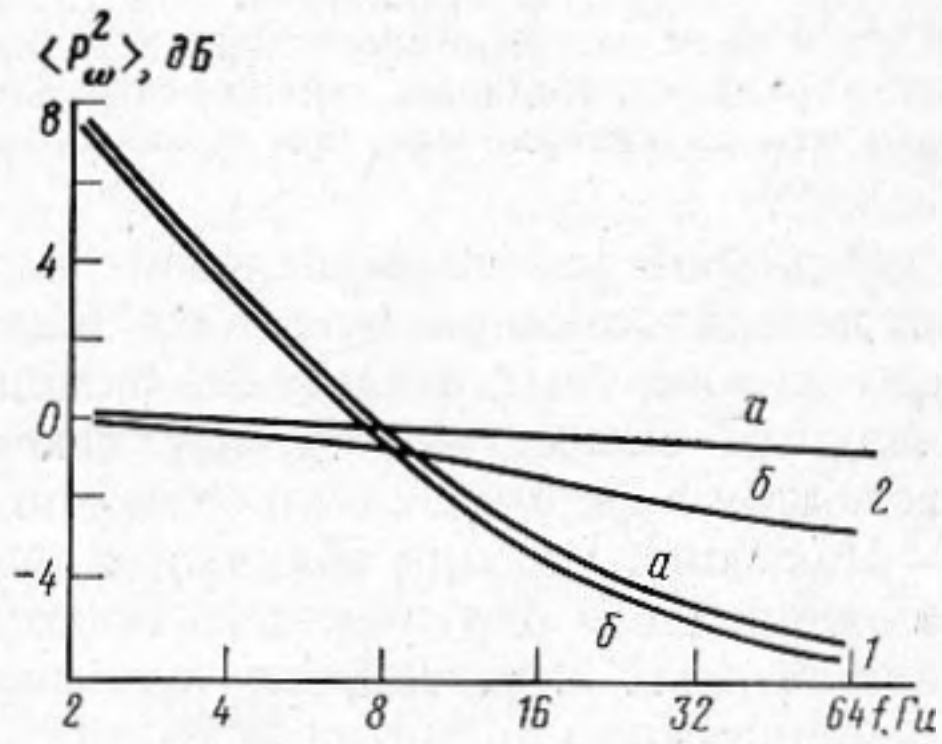
Изменения пространственного спектра отражаются на глубинной зависимости энергетического спектра звукового давления шумового поля. Представленные на фиг. 3 результаты усреднены в третьоктавной полосе с центральной частотой 32 Гц и приведены к полосе в 1 Гц. По оси абсцисс отложен $\langle P_\omega^2\rangle$ относительно значения этой величины на критической глубине в волноводе без флуктуаций. Повышение относительной роли нормальных волн с $c_0<v<c_п$ привело к некоторому уменьшению перепада значений $\langle P_\omega^2\rangle$ между критической глубиной и осью звукового канала. Величина этого перепада уменьшилась с 5 до 3,3 дБ в волноводе с флуктуациями скорости звука.

На фиг. 4 показаны результаты расчета энергетического спектра звукового давления шумового поля в зависимости от частоты. По оси абсцисс отложен $\langle P_\omega^2\rangle$ в дБ относительно значения этой величины при $z=z_c$ в волноводе без флуктуаций на частоте 2 Гц. Как видно из результатов расчета, рассеяние неодинаково сказывается на частотных спектрах на разных глубинах. В наибольшей степени оно проявляется на глубинах, близких к z_c, где средний градиент зависимости $\langle P_\omega^2\rangle$ от f меняется от значения 0,2 дБ

на октаву до 0,6 дБ на октаву, несколько приближаясь к среднему градиенту в звуковом канале, равному 3 дБ на октаву. Влияние рассеяния на частотные спектры поля в звуковом канале минимально. Объяснить это можно тем, что убыль энергии из волн с $c_п<v<c_д$ частично компенсируется ее притоком в волны с $c_0<v<c_п$ (см. фиг. 2). На критической глубине перераспределение энергии между нормальными волнами приводит в ее постоянному оттоку из волн с $c_п<v<c_д$, в основном определяющих поле на этих глубинах. В целом влияние рассеяния приводит к уменьшению зависимости частотных спектров от глубины.



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Глубинная зависимость энергетического спектра звукового давления шумового поля $\langle P_\omega^2 \rangle$ в волноводе без флуктуаций (*1*) и с флуктуациями скорости звука (*2*)

Фиг. 4. Частотная зависимость энергетического спектра звукового давления шумового поля $\langle P_\omega^2 \rangle$ в волноводе без флуктуаций (*а*) и с флуктуациями скорости звука (*б*) для глубин 740 м (ось звукового канала, *1*) и 4420 м (критическая глубина, *2*)

Таким образом, рассеяние на флуктуациях $c(z)$ может оказывать заметное влияние на пространственные и частотные характеристики низкочастотного шумового поля, создаваемого удаленными источниками, а также быть одним из физических механизмов, обеспечивающих в реальных условиях отсутствие минимума вблизи оси звукового канала в экспериментально полученных зависимостях уровня низкочастотного шумового поля от глубины [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Колер В., Папаниколау Дж. К.* Распространение волн в случайно-неоднородном океане // Распространение волн и подводная акустика. М.: Мир, 1980. С. 126–179.
2. *Кряжев Ф. И., Кудряшов В. М.* Влияние рассеяния на границе на звуковое поле в волноводе // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 57–69.
3. *Dozier L. B., Tappert F. D.* Statistics of normal mode amplitudes in a random ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63. № 2. P. 353–365.
4. *Ермаков И. Н.* Некоторые особенности низкочастотного шумового поля в плоскослоистом волноводе // Вопр. судостроения. Сер. Акустика. 1983. Вып. 17. С. 3–6.
5. *Вадов Р. А.* Затухание низкочастотного звука в океане // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 31–42.
6. *Morris G. B.* Depth dependence of ambient noise in the north – eastern Pacific Ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 64. № 2. P. 581–590.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21.VIII.1986