

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ingard U., Ising H.* Acoustic nonlinearity of an orifice.— JASA, 1967, v. 42, № 1, p. 6–17.
2. *Van Wijngaarden L., Warmgoov J. W.* Investigations on resonant acoustic waves in open pipes.— In Finite-Amplitude wave eff. Fluids Proc. Symp., Copenhagen, 1973.
3. *Лебедева И. В.* Об измерении колебательной скорости в звуковых полях высокой интенсивности.— В кн.: Докл. IX Всесоюз. акуст. конф. М.: Акуст. ин-т, 1977, OIV–I.
4. *Лебедева И. В.* Экспериментальное исследование акустического течения в окрестности отверстия.— Акуст. журн., 1980, т. 26, № 4, с. 599–602.
5. *Disselhorst J. H. M.* Acoustic resonance in open tubes.— Thesis, Amsterdam, 1978.
6. *Халимов Г. Г.* Нелинейные колебания большой амплитуды и теплообмен в полуоткрытой трубе.— Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук.— Казань, 1984. 183 с.
7. *Rasmussen C. G.* Das Luftstrahl-Hitzdraht-Microphon.— DISA Information, Herlev, Dänemark, 1965, № 2, S. 5–13.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Поступило в редакцию 28.II.1985

УДК 551.463.21

ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ ШУМОВОГО ПОЛЯ В ПЛОСКОСЛОИСТОМ ВОЛНОВОДЕ

Ермаков И. Н.

Сравнительно небольшое затухание звука в океане на низких частотах приводит к тому, что радиус R акватории, ответственной за формирование шумового поля в данной точке, оказывается очень значительным и может равняться нескольким сотням и даже тысячам километров. Поэтому условия распространения звука в океане оказывают большое влияние на характеристики низкочастотного шумового поля.

В настоящей работе исследуется влияние условий распространения на частотные спектры шумового поля. В качестве модели океана используется плоскостойный волновод с некоторым профилем скорости звука $c(z)$ и дном в виде жидкого полупространства с поглощением, скорость звука в котором есть $c_1(1-i\gamma)$. Пусть шумовое поле в таком волноводе создается пространственным распределением поверхностных дельта-коррелированных источников дипольного типа, что позволяет рассматривать их вклады в общее поле независимо друг от друга. Интегральное представление поля точечного источника в волноводе аппроксимируем вслед за [1, 2] суммой нормальных волн, фазовые скорости которых $v < c_1$. В этом приближении давление вертикального диполя, имеющего момент M , определяется выражением [3]

$$p(r) = M \frac{\omega \rho}{4\pi} \left(\frac{2\pi}{r} \right)^{1/2} \sum_n u_n(z) u_n'(0) \frac{e^{i\xi_n r}}{(|\xi_n|)^{1/2}}, \quad (1)$$

где ρ — плотность воды, ω — частота, n — номер нормальной волны, ξ_n — ее горизонтальное волновое число, $u_n(z)$ — зависимость от глубины амплитуды волны с

нормировкой $\int_0^\infty u_n^2(z) dz = 1$. В предположении о статистической независимости

нормальных волн с разными n для среднего квадрата давления $\langle p^2 \rangle$ получаем

$$\langle p^2(r) \rangle = M^2 \frac{\omega^2 \rho^2}{8\pi r} \sum_n \frac{u_n^2(z) |u_n'(0)|^2}{|\xi_n|} e^{-2\beta_n r}, \quad (2)$$

где β_n — мнимая часть ξ_n , определяющая диссипативное ослабление амплитуды нормальной волны.

Если поверхностное распределение квадрата момента дипольных источников шума характеризуется спектральной плотностью $\eta(r, \varphi, \omega)/2\pi$, где φ — азимутальный угол, то энергетический спектр звукового давления общего поля $\langle P_\omega^2 \rangle$ есть

$$\langle P_\omega^2 \rangle = \sum_n W_n \frac{u_n^2(z)}{|\xi_n|}, \quad (3)$$

где

$$W_n = \frac{\omega^2 \rho^2 |u_n'(0)|^2}{16\pi^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} e^{-2\beta_n r} \eta(r, \varphi, \omega) dr d\varphi, \quad (4)$$

W_n есть мера вклада нормальной волны в энергию общего поля, а $u_n^2(z)/|\xi_n|$ описывает его распределение по толще волновода. W_n как функцию ν будем в дальнейшем называть пространственным спектром поля. Важность этой характеристики, описывающей дискретное распределение энергии шумового поля по фазовым скоростям нормальных волн, определяется тем, что с ее помощью можно определять такие характеристики поля, как зависимость уровня шума от глубины и функции пространственной корреляции [2, 4]. В высокочастотной области, где используется лучевое приближение, сходные функции выполняет характеристика анизотропии [5], описывающая угловое распределение энергии шумового поля.

Предположим, что спектральная плотность мощности поверхностных источников не зависит от частоты. Мощность, излучаемая диполем, как известно, пропорциональна ω^4 . Поэтому для того чтобы источники поля являлись источниками типа белого шума, должно выполняться условие $\eta(r, \varphi, \omega) = \eta(r, \varphi)\omega^{-4}$. В результате для W_n получаем

$$W_n = \frac{\rho^2 |u_n'(0)|^2}{16\pi^2 \omega^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} e^{-2\beta_r r} \eta(r, \varphi) dr d\varphi. \quad (5)$$

В работе [4] приведены полученные в приближении ВКБ выражения для коэффициентов возбуждения волн $|u_n'(0)|$ и их коэффициентов затухания, отношением которых определяется вклад нормальной волны в общее поле в случае равномерного распределения источников по всей поверхности волновода. Ввиду сложности выражений для W_n в случае типичных глубоководных профилей $c(z)$ был проведен численный анализ выражения (5). Расчеты проводились для профиля $c(z)$, показанного на фиг. 1, характерными особенностями которого являются наличие одноосевого глубоководного звукового канала и превышение скорости звука в воде у дна по сравнению со скоростью звука у поверхности. Обозначим скорость звука на оси канала, у поверхности и у дна через c_0 , c_n , и c_d соответственно. Для c_1 и γ выбраны типичные значения 1600 м/с и 0,002, а для отношения плотностей грунта и воды — 2. Потери из-за затухания в водной толще вычислялись по формуле

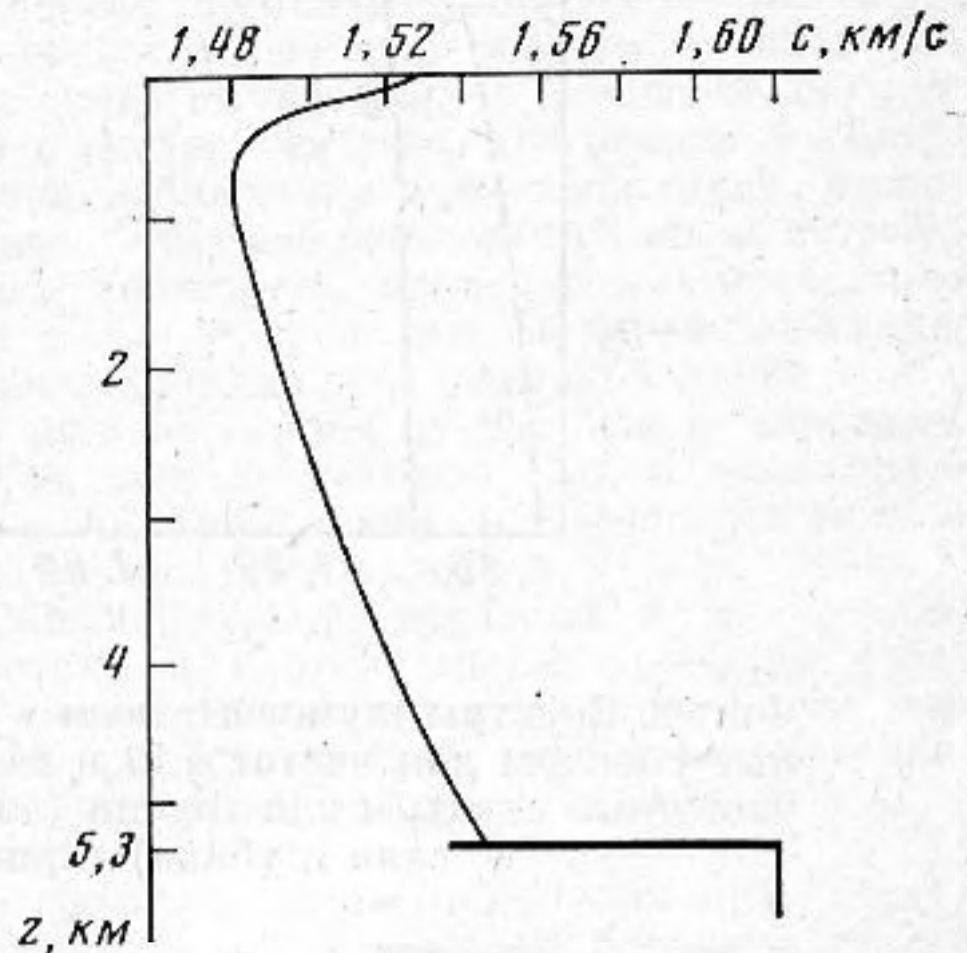
$$\epsilon = (1,65 \pm 26,3 f^{1,45}) \cdot 10^{-3} \text{ дБ/км},$$

где ϵ — коэффициент затухания звука, f — частота в кГц [6].

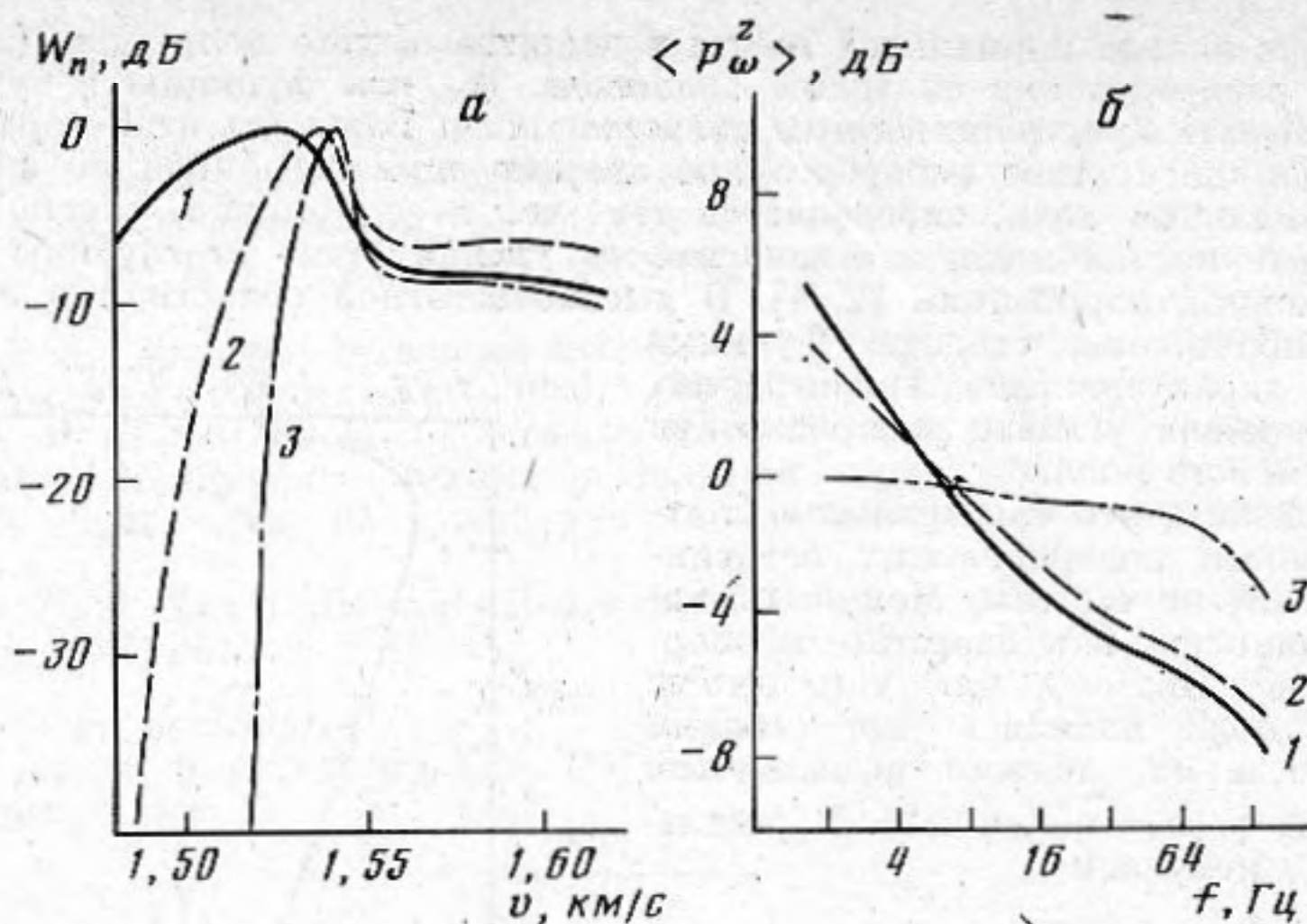
На фиг. 2, а представлены пространственные спектры поля шумов равномерного распределения источников шума при $R=2000$ км. Каждая кривая получена интерполяцией значений W_n для дискретного набора значений фазовой скорости нормальных волн ν , соответствующих данной частоте, и нормирована на собственный максимум. Пространственный спектр характеризуется существенной неравномерностью. В нем слабо представлены волны со значениями ν из интервалов $c_0 < \nu < c_n$ и $c_d < \nu < c_1$. Шумовое поле в основном определяется волнами, для которых $c_n < \nu < c_d$. Волны с большими значениями ν сильно затухают вследствие потерь в дне, что уменьшает величину соответствующих вкладов в общее поле. Волны с малыми значениями ν , распространяющиеся вблизи оси канала, слабо возбуждаются поверхностными источниками. Соответствующие коэффициенты возбуждения, однако, растут при уменьшении f [4].

На фиг. 2, б приведены результаты расчета частотных спектров шумового поля. По оси ординат отложена $\langle P_\omega^2 \rangle$ в дБ относительно значения этой величины на 2 Гц на критической глубине. Частотные спектры зависят от глубины. В звуковом канале они характеризуются градиентом 3 дБ на октаву, в то время как на критической глубине — 0,2 дБ на октаву практически во всем рассматриваемом диапазоне частот. Увеличение градиента в высокочастотной области связано с затуханием в водной толще. При уменьшении частоты происходит расширение диапазона значений ν , при которых волны существенно представлены в пространственном спектре. Это расширение происходит за счет волн с малыми значениями ν , распространяющихся вблизи оси канала и имеющих поэтому при одинаковой степени возбуждения максимальную плотность энергии среди всех нормальных волн. На критической глубине влияние волн этой группы ощущается слабо, так как соответствующие нижние точки заворота расположены выше. В этом, по-видимому, состоит причина существенного различия частотных спектров в звуковом канале и на критической глубине.

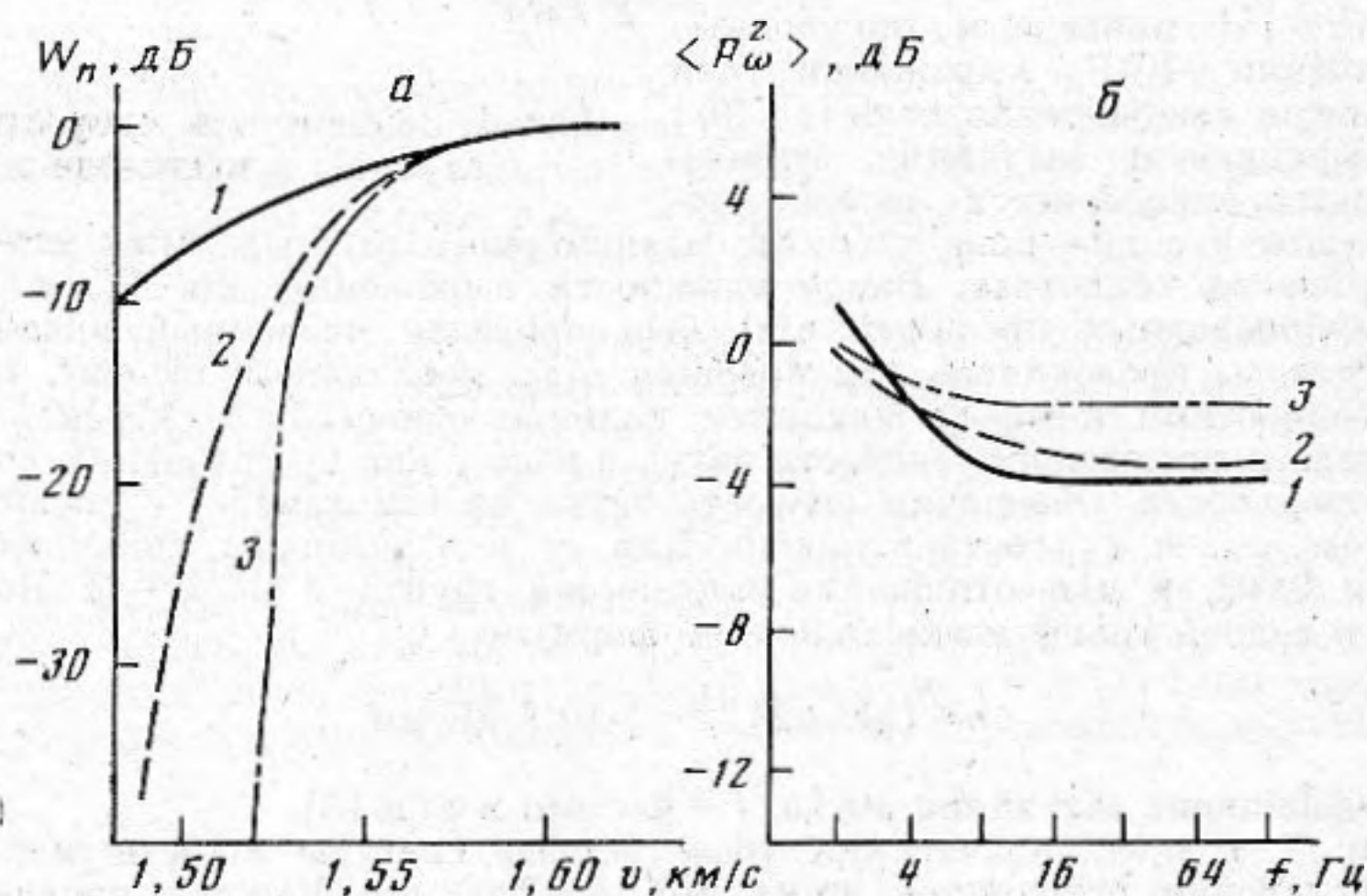
Зависимость от глубины частотных спектров шумового поля является одной из возможных причин большого разнообразия наблюдаемых в эксперименте форм этих спектров. Другой причиной может быть различие в распределении источников по



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



Фиг. 2. Спектры шумового поля в случае $R=2000$ км: *a* — пространственные спектры для частот 4,16 и 64 Гц (кривые 1–3 соответственно); *б* — частотные спектры для глубин 740 (ось канала), 2000 и 4420 м (критическая глубина) (кривые 1–3 соответственно)



Фиг. 3. Спектры шумового поля в случае $R=50$ км: *a* — пространственные спектры для частот 4,16 и 64 Гц (кривые 1–3 соответственно); *б* — частотные спектры для глубин 740, 2000 и 4420 м (кривые 1–3 соответственно)

поверхности. Пространственные спектры показаны на фиг. 3, *a*. Изменение радиуса R шумообразующей акватории привело к качественно иному типу пространственных спектров: наибольший вклад вносят волны с максимальными значениями v . При столь малых размерах шумящей области величина W_n будет практически полностью определяться коэффициентом возбуждения, так как потери энергии в результате затухания малы.

Изменившиеся пространственные спектры порождают новые частотные спектры (фиг. 3, *б*). Их особенностью является меньшая зависимость от глубины. Шумовое поле в данном случае определяется вкладами нормальных волн со значениями $c_d < v < c_1$, а для них критическая глубина не отличается от других глубин, чем и объясняется сходство спектров по всему волноводу. Некоторое нарастание $\langle P_\omega^2 \rangle$ при уменьшении частоты связано с улучшением возбуждения волн с $c_n < v < c_d$. Слабая зависимость $\langle P_\omega^2 \rangle$ от f на высоких частотах объясняется тем, что затухание в среде практически не влияет на W_n при малых значениях R .

Весьма интересным представляется вопрос о степени общности полученных результатов. Шумовое поле при больших R в значительной степени есть результат влияния условий распространения. Увеличение потерь в дне, очевидно, приведет к уменьшению вкладов нормальных волн с большими значениями v . Это вызовет обострение характерного максимума в пространственном спектре и увеличение градиента частотного спектра в звуковом канале. Изменения $c(z)$ не повлияют заметно на форму спектров, пока $c_n < c_d$. Если имеет место обратное соотношение, то в зави-

симости W_n от ν пропадет максимум при $c_n < \nu < c_d$, этот спектр станет схожим со спектром поля от ближних источников, что приведет и к сходству частотных спектров.

Изменение относительной роли нормальных волн в образовании общего шумового поля происходит также при изменении размеров шумообразующей акватории. Для промежуточных значений R можно ожидать в пространственном спектре менее выраженного, чем при $R=2000$ км, максимума в области $c_n < \nu < c_d$, а также более слабой зависимости от глубины частотных спектров.

Приведенные результаты относятся к центру шумообразующей области. Перемещение точки, для которой производился расчет, на ее край вызовет уменьшение относительной роли удаленных источников, энергия которых в основном переносится нормальными волнами с $c_n < \nu < c_d$. Это следует из того, что диапазон азимутальных углов, под которыми видны из точки наблюдения источники шума, расположенные на одинаковом расстоянии r от нее, будет непрерывно сужаться по мере увеличения r . Уменьшение роли удаленных источников приведет к уменьшению относительного вклада в общее поле волн с $c_n < \nu < c_d$ и вызовет трансформацию частотных и пространственных спектров, аналогичную рассмотренной выше.

В общем случае зависимости спектров шумового поля от частоты ω определяются как реакцией волновода, различной на разных частотах, так и мощностью источников шума, которая может меняться при изменении ω . Предположение о независимости от ω мощности источников шума, приводящее к $\eta(r, \varphi, \omega) \sim \omega^{-2}$, позволяет выделить влияние собственно условий распространения на характеристики шумового поля в зависимости от частоты ω . В этом смысле сделанное предположение не ограничивает общности полученных результатов. Задаваясь той или иной моделью спектра мощности источников $\eta(r, \varphi, \omega) \sim f(\omega)$, характеристики шумового поля можно получить умножением приведенных результатов (фиг. 2, б, 3, б) на $f(\omega)\omega^4$.

Рассеяние в толще волновода и на его границах также может изменить характеристики шумового поля, так как оно сопровождается обменом энергией между нормальными волнами [7]. Вследствие неравномерного возбуждения нормальных волн поверхностными диполями рассеяние будет приводить к перераспределению энергии между волнами и выравниванию пространственного спектра. Это, видимо, окажет малое влияние на частотные спектры в звуковом канале, так как утечка энергии из одной группы волн будет частично компенсироваться ее притоком в другую. Более значительными изменения могут быть на критической глубине, где отток и приток энергии не скомпенсированы. Однако все эти соображения имеют предположительный характер и нуждаются в дальнейшем исследовании.

ЛИТЕРАТУРА

1. Газарян Ю. Л. Об энергетическом спектре шума в плоскостойких волноводах.— Акуст. журн., 1975, т. 21, № 3, с. 382–389.
2. Kuperman W. A., Ingenito F. Spatial correlation of surface-generated noise in a stratified ocean.— J. Acoust. Soc. Amer., 1980, v. 67, № 6, p. 1988–1996.
3. Haug A., Graves R. D., Oberall H. Normal mode theory of underwater sound propagation from directional multipole sources.— J. Acoust. Soc. Amer., 1974, v. 56, № 2, p. 387–391.
4. Ермаков И. Н. Некоторые особенности низкочастотного шумового поля в плоско-слоистом волноводе.— Вопросы судостроения. Сер. Акустика, 1983, вып. 17, с. 3–6.
5. Фурдуев А. В., Охрименко Н. Н. О некоторых особенностях анизотропии поля шумов в океане.— Тр. АКИН, 1970, вып. 13, с. 125–132.
6. Вадов Р. А. Затухание низкочастотного звука в океане.— В кн.: Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984, с. 31–42.
7. Колер В., Папаниколау Дж. К. Распространение волн в случайно-неоднородном океане.— В кн.: Распространение волн и подводная акустика. М.: Мир, 1980, с. 126–179.

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

Поступило в редакцию
28.III.1985