

УДК 551.463.21

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЛУБИННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ШУМОВ ОКЕАНА

Сербин В. М.

Методом Монте-Карло с применением идей теории переноса излучения рассчитана усредненная по углам интенсивность шума в глубоком океане. Рассмотрено влияние рассеяния на поверхности, звукорассеивающих слоях и внутренних волнах на зависимость интенсивности шума от глубины. На частоте 500 Гц теоретическая зависимость была близка к экспериментальной.

Исследованию шумов океана посвящено много работ. Среди них следует отметить статьи [1–3], в которых приводятся результаты измерений шумового поля низких (от 15 до 100 Гц) и средних (от 100 до 500 Гц) частот, а также предлагаются эмпирические модели шумовых полей. Получение сколько-нибудь значительных объемов данных в натуральных экспериментах сопряжено с техническими трудностями. Большое значение поэтому приобретает построение теоретических моделей генерации и распространения шумов в океане.

В работе [4] изложен метод расчета частотно-угловых спектров шумов океана, основанный на лучевых представлениях звукового поля. В ряде работ [5–7] для решения задачи о расчете шумового поля в океане используется аппарат теории переноса излучения. Применение теории переноса при изучении шумов океана возможно вследствие некогерентности источников шума, равномерно распределенных по поверхности [7]. Аппарат теории переноса использован также в [8] для расчета интенсивности звука, создаваемого точечным излучателем, и в [9] для расчета затухания низкочастотного звука.

В методах [4–7] трудно учесть многократные рассеяния на распределенных по глубине рассеивающих центрах: звукорассеивающих слоях [10], внутренних волнах и флуктуациях микроструктуры [11].

В данной работе излагается общий метод расчета среднечастотных шумовых полей в океане. В основе метода лежит предположение о том, что звук переносится волновым пакетом по определенной траектории (лучу) и используются соображения, близкие к изложенным в [7]. Моделируется прохождение «звуковой частицы», испускаемой с поверхности, ее траектории. Методом Монте-Карло рассчитывается интегральная характеристика шумового поля — усредненная по углам удельная интенсивность. Исследовано, как влияет на зависимость интенсивности от глубины рассеяние на внутренних волнах, звукорассеивающих слоях и поверхности. Полученные результаты могут объяснить экспериментальные данные [1] для частот выше нескольких сотен герц.

Рассмотрим слоисто-неоднородный океан с источниками шума, равномерно распределенными по поверхности. Вследствие инвариантности по горизонтальным координатам все характеристики шумового поля будут зависеть только от z — глубины, отсчитываемой от поверхности, и ϑ — угла, образованного направлением распространения шума и осью глубин. Обозначим через $I(z, \vartheta)$ удельную лучевую интенсивность — поток мощности через единичную площадку в единичном телесном угле. Тогда $J(z) = \int I(z, \vartheta) d\Omega / 4\pi$ — усредненная по всем направлениям интенсивность. Величина $J(z)$ просто связана со среднеквадратичным давлением шума, принятым ненаправленным точечным приемником, $\langle |p|^2 \rangle$ [7]: $J(z) = \langle |p|^2 \rangle / 4\pi \rho c$, где $c = c(z)$ — скорость звука, ρ — плотность воды.

Для удельной лучевой интенсивности можно получить интегродифференциальное уравнение переноса, учитывающее преломляющие свойства

среды. В [7] это уравнение получено феноменологически, в [8] — выводится из волнового уравнения. Прямое решение интегродифференциального уравнения для для лучевой интенсивности затруднительно даже численными методами. В данной работе усредненная по углам лучевая интенсивность $J(z)$ рассчитывалась методом Монте-Карло.

Опишем коротко сам метод. Разобьем океан на N неравных слоев, в которых для удобства положим все характеристики постоянными, а скорость звука — изменяющейся линейно. Будем испускать с поверхности частицы единичной энергии $E_0=1$. Нетрудно показать, что для дипольных источников шума с лучевой интенсивностью $I_0=\cos \vartheta_0$ распределение частиц по углам вылета описывается формулой $\mu_0=\cos \vartheta_0=\xi^{1/2}$, где ξ — случайная величина, равномерно распределенная в промежутке $(0, 1)$.

Состояние частицы (волнового пакета) характеризуется значением z — координаты, направлением распространения (угол ϑ) и энергией E . Траектория частицы в i -м слое есть дуга окружности радиуса $R_i=|c/\gamma_i \sin \vartheta|$, где γ_i — градиент скорости звука в слое. В момент «старта» с границы частица имеет координаты $z=0$, $\vartheta=\vartheta_0$, $x=0$ (x — горизонтальная координата). Для каждого слоя повторяется следующая процедура. Решая совместно с уравнениями границ слоя уравнение окружности радиуса R_i с центром в точке (x_c, z_c) , $x_c=c/\gamma_i \operatorname{tg} \vartheta$, $z_c=c/\gamma_i - z_i$, находим координаты точек пересечения окружности и границ слоя. В случае заворота частицы в слое окружность пересекает только одну из границ. Считая, что частицы смещаются только вправо (что не принципиально из-за инвариантности по x), находим координаты пересечения траектории частицы с границей слоя (x', z') и длину траектории в слое $s=|\vartheta' - \vartheta|R_i$, где ϑ' находится из закона Снеллиуса, $\sin \vartheta/c = \sin \vartheta'/c'$, c' — скорость звука на горизонте z' . Далее определяем слой, в который попадает частица. В этом слое расчет повторяется с начальными координатами $z=z'$, $\vartheta=\vartheta'$, $x=0$.

В случае отражения от дна частица остается в том же слое, начальный угол становится равным $\vartheta=\pi - \vartheta'$, энергия частицы уменьшается в $V(\vartheta')$ раз, где $V(\vartheta')$ — коэффициент отражения от дна. При рассеянии на поверхности и объемом меняется направление движения частицы. Процедуры выбора соответствующего угла описаны ниже для конкретных моделей рассеяния.

Точка, в которой происходит объемное рассеяние, определяется следующим образом. Вероятность того, что частица впервые испытает рассеяние на интервале $s, s+ds$, есть

$$l(s)ds = \exp(-\bar{m}s) \bar{m} ds, \quad (1)$$

где $\bar{m}=\bar{m}(z)$ — усредненное по углам сечение объемного рассеяния [7, 8]. Распределение длин пробегов до столкновения находится методом обратных функций [12]. Генерируется равномерно распределенная случайная величина ξ и в каждом слое с рассеивателями проверяется условие

$$1 - \exp(-\tau) > \xi, \quad (2)$$

где $\tau = \sum \bar{m}_i s_{ij}$ — общая звуковая длина траектории (по аналогии с оптической длиной траектории в теории переноса излучения) от предыдущего рассеяния,

$$\bar{m}_i = \Delta z_i^{-1} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \bar{m}(z) dz$$

— среднее сечение рассеяния в i -м слое, s_{ij} — длина траектории при j -м прохождении i -го слоя, $\Delta z_i = z_{i+1} - z_i$. Если условие (2) выполнено, то считается, что рассеяние произошло, а длина траектории в i -м слое до рассеяния есть $s_i = -\bar{m}_i^{-1} [\ln(1-\xi) + \tau_0]$, где τ_0 — общая звуковая длина траектории до последнего вхождения частицы в i -й слой. Зная s_i , далее легко найти характеристики состояния частицы (z, ϑ, E) в точке рассеяния и после изменения направления движения частицы в результате рассеяния продолжить расчет траектории.

Можно показать [12], что средняя лучевая интенсивность в i -м слое находится как

$$J_i = \Delta z_i^{-1} \int_{z_i}^{z_{i+1}} J(z) dz \sim \sum \bar{E}_{ij},$$

причем вклад в сумму дает каждое прохождение слоя частицей. Величина

$$\bar{E}_{ij} = \Delta z_i^{-1} \int_{z_i}^{z_{i+1}} E(z) dz = \Delta z_i^{-1} E_{ij}^0 \int_0^{s_i} \exp(-\beta_i s) ds$$

есть средняя энергия частицы в i -м слое при j -м прохождении частицы через слой, E_{ij}^0 — энергия частицы при j -м вхождении в слой ($E_{11}^0 = E_0 = 1$), β_i — коэффициент поглощения звука водой в i -м слое, а интеграл берется вдоль траектории.

Слежение за частицей продолжается до тех пор, пока ее энергия вследствие поглощения не уменьшится до E_{\min} . Затем звук (частица) считается полностью поглотившимся, и с поверхности испускается следующая частица. Всего генерируется 1000–1500 частиц. В расчетах полагали $E_{\min} = 10^{-3}$. Уменьшение E_{\min} на порядок приводит к уменьшению $J(z)$ на 3–5%, что лежит в пределах точности метода Монте-Карло.

Описанный выше метод расчета реализован в программе на языке Фортран 77-ЕС-ЭВМ. Для проверки правильности алгоритма была рассчитана средняя интенсивность $J(z)$ для глубокого океана в отсутствие рассеяний при гидрологических условиях, близких к условиям в эксперименте Дж. Морриса [1]. Результаты полностью совпадают с данными работы [7].

Выясним теперь, как влияет поверхностное и объемное рассеяние на зависимость от глубины $J(z)$. Расчеты проводились для океана глубины $z_b = 5,5$ км; профиль скорости звука — канонический и приведен на фиг. 1. Коэффициент отражения от дна дается формулой Френеля

$$V(\vartheta) = \left| \frac{m \cos \vartheta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}}{m \cos \vartheta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}} \right|, \quad (3)$$

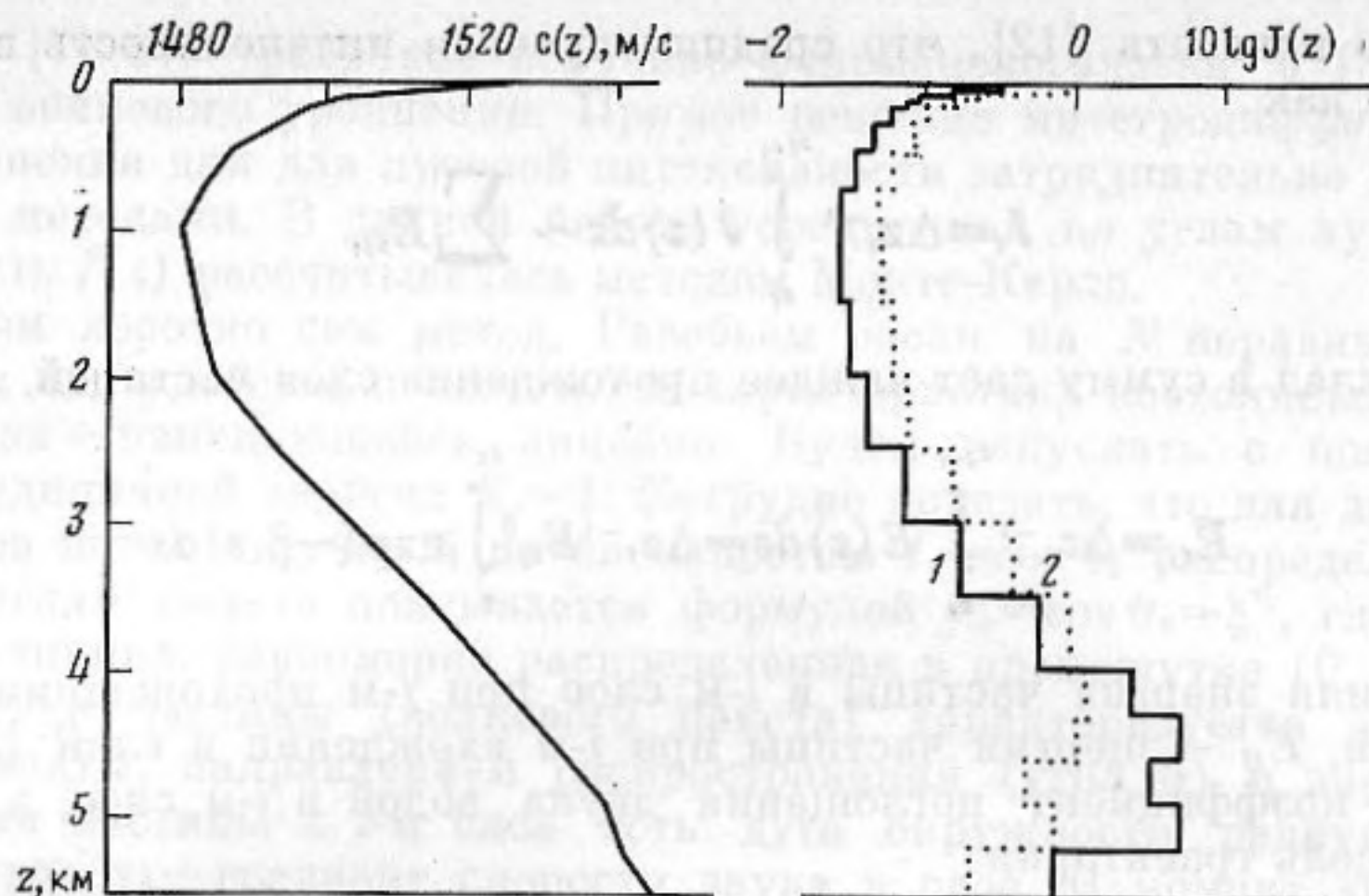
коэффициент преломления $n = c(z_b)/c_* = n_0(1 + i\delta)$ считается комплексным, $c(z_b) = 1545$ м/с, скорость звука в дне $c_* = 1800$ м/с, отношение плотностей дна и воды $m = \rho_*/\rho = 2,0$, $\delta = 0,03$; поглощение звука водой не зависит от глубины и определяется эмпирической зависимостью [13]

$$\beta = 0,23(1,65 + 26,3f_{\text{кГц}}^{1,45}) \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}, \quad (4)$$

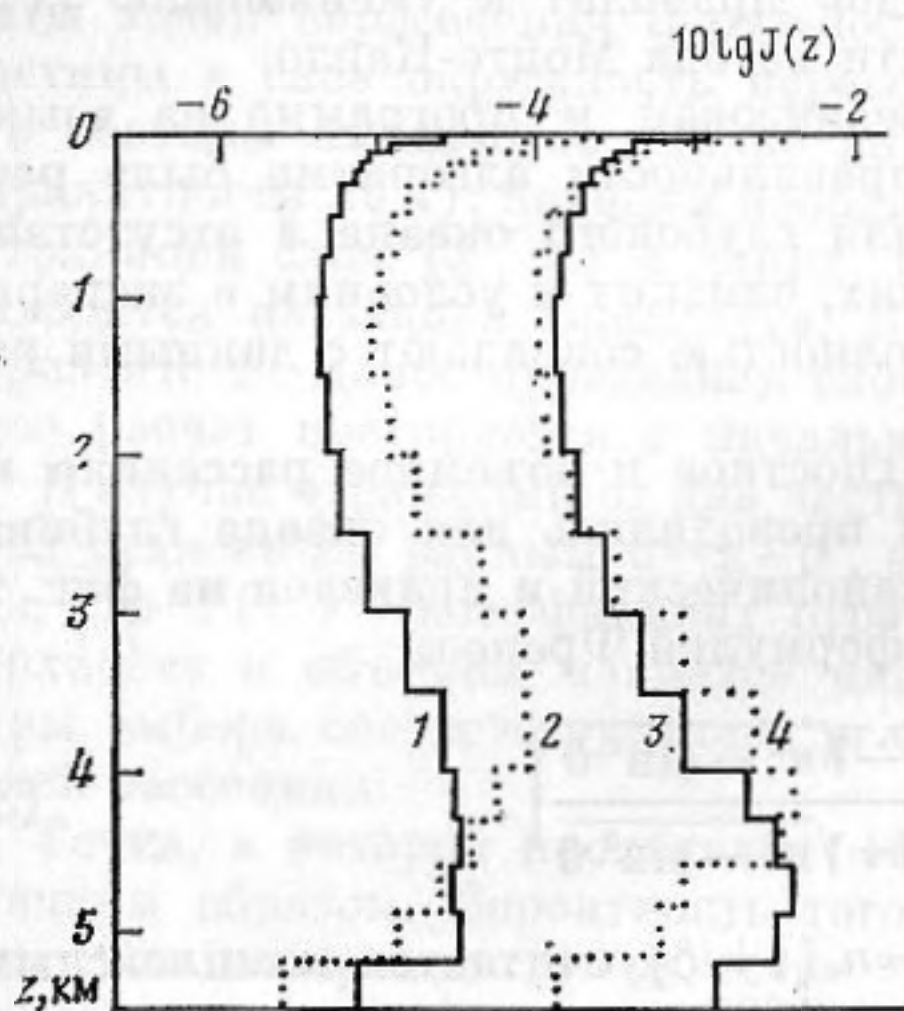
f — частота звука.

Донные частицы вносят заметный вклад в общее шумовое поле: на частотах выше 100 Гц интенсивность шума на оси подводного звукового канала увеличивается на 2–3 дБ. Эта добавка растет с частотой, так как поглощение на длине цикла — $\exp(-\beta S)$ увеличивается с частотой, а коэффициент отражения от дна — $V(\vartheta)$ практически не зависит от частоты.

Частицы, достигающие поверхности, рассеиваются 1 раз за цикл. При средней длине цикла около 20 км, как в условиях эксперимента [1], существенное уменьшение энергии частицы (до $E_{\min} \sim 10^{-3}$) происходит за число циклов $N \sim -\beta^{-1} S^{-1} \ln E_{\min}$, что составляет $\sim 50, 100, 500$ для частот 1000, 500, 100 Гц соответственно. Из теории переноса излучения известно, что многократные рассеяния с эффективной шириной индикатрисы рассеяния всего в несколько градусов «замывают» первоначальное угловое распределение лучевой интенсивности. Распределение интенсивности по углам становится изотропным после 10–20 рассеяний. Применительно к шумам океана это означает, что шумовое поле в океане с рассеивающей границей становится таким, как если бы источники на поверхности были изотропными ($I_0 = 1$; см. также [7]). Расчеты подтверждают этот вывод. На фиг. 2 кривые 2, 4 дают $J(z)$ при рассеянии на поверхности с инди-



Фиг. 1. Глубинная зависимость шумов океана для гидрологии эксперимента [1]. Зеркальное отражение от поверхности, частота 100 Гц: 1 — нормальное рассеяние на внутренних волнах, 2 — ширина индикатрисы рассеяния увеличена в 10 раз



Фиг. 2. Глубинная зависимость шумов океана для гидрологии эксперимента [1]. Функции $J(z)$ нормированы на значение $J(0)$ для частоты 100 Гц. Нормальное рассеяние на внутренних волнах: 1, 3 — зеркальное отражение от поверхности, 2, 4 — рассеяние на поверхности с индикатрисой (5), $v=15$ м/с. 1, 2 — частота 1000 Гц, 3, 4 — частота 500 Гц

катрисой [14]:

$$G(\vartheta, \vartheta') = G \cdot \cos^{-1}[(\vartheta - \vartheta')/2] \exp \left[-\frac{\operatorname{tg}^2 \frac{\vartheta - \vartheta'}{2}}{2\delta^2} \right] \cos^{-1} \vartheta'. \quad (5)$$

Здесь $\delta^2 = (3 + 5,12 \nu) \cdot 10^{-3}$, ν — скорость ветра в м/с, G — нормировочный

коэффициент, $G \cdot \int_0^\pi G(\vartheta, \vartheta') \sin \vartheta' d\vartheta' = 1$. Кривые 2, 4 практически не от-

личаются от соответствующих распределений $J(z)$, создаваемых изотропными источниками на поверхности.

Формула (5) применима для значений параметра Рэлея

$$P = 2k\sigma \cos \vartheta_0 \geq 1, \quad (6)$$

где k — волновое число, σ — среднеквадратичное смещение неровной поверхности от ее среднего уровня, ϑ_0 — угол падения частицы. Условие (6) выполняется для большинства углов падения на частотах выше 100 Гц при σ порядка нескольких метров.

Рассеяние на поверхности приводит к общему усилению шума на 1–2 дБ на частотах выше 500 Гц. В этом случае эффективные источники на поверхности являются изотропными ($I_0^{\text{эфф}} \sim 1$ после нескольких рассеяний) и доля частиц, попадающих в дно и испытывающих поглощение, сущест-

венно меньше, чем в случае зеркального отражения ($I_0^{\text{эф}} = I_0 = \cos \theta_0$ после любого числа отражений от поверхности). У дна интенсивность шума уменьшается (ср. кривые 1, 3 с кривыми 2, 4 фиг. 2).

Распределение углов θ' после рассеяния находилось методом обратных функций. Интегралы от индикатрисы (5) табулировались для ряда значений θ, θ' . Затем применялась обратная линейная интерполяция.

Описанный метод расчета легко позволяет учесть многократные рассеяния на внутренних неоднородностях произвольного характера.

Рассмотрим вначале рассеяние на звукорассеивающих слоях. В работе [10] оцениваются средние сечения рассеяния $\bar{m}(z)$ и найдено, что $\bar{m}(z) \leq 10^{-3} \text{ км}^{-1}$ на частоте 1 кГц, причем сечение уменьшается с частотой. Толщина звукорассеивающих слоев составляет менее 1 км, так что

сила слоя $M = \int_0^{z_b} \bar{m}(z) dz \leq 10^{-3}$. Наибольшая звуковая длина траектории

частиц до их поглощения оказывается порядка $\bar{\tau} \sim MSN \sim 1$ для частоты 1 кГц, где S — длина цикла, N — число циклов до поглощения. Из (1) следует, что частица за время «жизни» испытывает в среднем 1–2 рассеяния, что не может существенно изменить зависимость $J(z)$. Расчеты показали, что при учете звукорассеивающих слоев величина $J(z)$ увеличивается всего лишь на 3–5% на глубинах выше критической. Индикатриса рассеяния считалась сферической (косинус угла вылета после рассеяния $\mu' = 2\xi - 1$).

В последнее время внимание разных авторов привлекает рассеяние на внутренних волнах [8, 9, 11]. Сечение рассеяния в модели Гаррета-Манка дается формулой [8] $\bar{m}(z) = 0,13 f_{\text{кГц}}^2 [\omega(z)/\omega(B)]^3 \text{ км}^{-1}$, где $\omega(z) = \omega_0 \exp(-z/B)$ — частота плавучести, $B \sim 1 \text{ км}$ — масштаб подводного звукового канала. Сила слоя M оказывается равной 2,4, 0,6, 0,03, а средняя звуковая длина траектории $\bar{\tau} \sim 120, 60, 15$ для частот 1000, 500, 100 Гц соответственно. Поэтому частицы за время жизни испытывают много рассеяний. Однако изменение направления движения частицы в результате однократного рассеяния составляет в среднем доли градуса на частотах $\sim 1 \text{ кГц}$ и около градуса на частотах $\sim 100 \text{ Гц}$. Косинус угла, под которым движется частица, изменяется на величину $\pm c [z_b f (2\xi - 1)^{1/2}]^{-1}$ [8]. Расчет показывает, что для всех частот происходит незначительное (0,2–0,3 дБ) усиление шума на глубинах выше критической и ослабление ниже критической глубины. Несколько произвольное увеличение в 10 раз эффективной ширины индикатрисы рассеяния на внутренних волнах дает результат, описываемый кривой 2 фиг. 1.

Для частоты 500 Гц расчетная зависимость $J(z)$ близка к экспериментальной. На более низких частотах появляются значительные расхождения. По данным эксперимента [1] интенсивность шума монотонно уменьшается с глубиной. Расчетная же интенсивность имеет минимум на оси подводного звукового канала и максимум в районе критической глубины (фиг. 1). Уровень шума в эксперименте на частоте 100 Гц оказался выше уровня шума на частоте 500 Гц в среднем на 10–20 дБ, в то время как расчет дает величину ~ 3 –5 дБ. Это объясняется тем, что для частот $\leq 300 \text{ Гц}$ основной вклад в шумовое поле вносят удаленные источники неветрового характера.

Отметим, что описанный выше метод расчета $J(z)$ можно применить для произвольной гидрологии. Например, в случае приповерхностного звукового канала интенсивность шума монотонно убывает с глубиной, причем на поверхности она на 10 дБ больше, чем у дна. Возможно, результаты эксперимента [1] на низких частотах объясняются горизонтальной неоднородностью звукового канала.

В дальнейшем предполагается исследовать угловую зависимость шумов океана в вертикальной плоскости.

Автор благодарит Б. Ф. Курьянова и Б. И. Клячина за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

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 the vertical directionality of noise with depth in the North Pacific // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1979. V. 66. № 5. P. 1446–1452.
3. *Kibblewhite A. B., Shooter J. A., Watkins S. L.* Examination of attenuation of very low frequencies using the deep-water ambient noise field // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1976. V. 60. № 5. P. 1040–1047.
4. *Фурдусев А. В.* Шумы океана // *Акустика океана/Под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука, 1974. С. 615–691.*
5. *Курьянов Б. Ф., Клячин Б. И.* К теории глубинной зависимости низкочастотных шумов океана // *Докл. АН СССР.* 1981. Т. 259. № 6. С. 1483–1488.
6. *Курьянов Б. Ф., Клячин Б. И.* Влияние рассеяния звука на глубинную зависимость низкочастотных шумов океана // *Докл. АН СССР.* 1981. Т. 260. № 4. С. 1009–1012.
7. *Курьянов Б. Ф., Клячин Б. И.* Применение теории переноса излучения к задачам распространения шумов океана // *Проблемы акустики океана/Под ред. Бреховских Л. М., Андреевой И. Б. М.: Наука, 1984. С. 16–30.*
8. *Wilson H. L., Tappert W. D.* Acoustic propagation in random oceans using the radiation transport equation // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1979. V. 66. № 1. P. 256–274.
9. *Сазонтов А. Г., Фарфель В. А.* К расчету затухания низкочастотного звука в океане при рассеянии на внутренних волнах // *Акуст. журн.* 1986. Т. 32. № 4. С. 492–498.
10. *Андреева И. Б., Гончаров В. Н.* Методы расчета многолучевой реверберации и контрольные сравнения с экспериментом // *Проблемы акустики океана/Под ред. Бреховских Л. М., Андреевой И. Б. М.: Наука, 1984. С. 69–77.*
11. *Распространение звука во флуктуирующем океане/Под ред. Флатте С. М.: Мир, 1982. 336 с.*
12. *Ермаков С. М.* Курс статистического моделирования. М.: Наука, 1976. 320 с.
13. *Вадов Р. А.* Затухание низкочастотного звука в океане // *Проблемы акустики океана/Под ред. Бреховских Л. М., Андреевой И. Б. М.: Наука, 1984. С. 31–42.*
14. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.

Поступила в редакцию
3.VIII.1987