

УДК 534.28

© 1992 г. Н.С. Горская, М.А. Раевский, И.М. Старобинец

**ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НА НЕРОВНОМ ДНЕ НА ТРАНСФОРМАЦИЮ
МОДОВОГО СПЕКТРА НИЗКОЧАСТОТНОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ
В ПРИДОННЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ**

В работе исследованы особенности трансформации модового спектра звуковой низкочастотной волны, а также затухания ее энергии в придонных океанических волноводах с неровным дном.

Известно, что регулярные и нерегулярные свойства толщи дна, а также его неровности могут сильно влиять на распространение звука в мелком море [1–4]. В частности, в тех районах шельфа, где распространены высокооднородные осадки [5], определяющим фактором должно быть рассеяние на неровном дне. Этот эффект был подробно исследован для случая высокочастотных звуковых волн (см., например, обзор [1]), и в гораздо меньшей степени для низкочастотного звука [2–4]. В соответствующих работах в основном исследовано затухание когерентной компоненты низкочастотного акустического поля нормальных мод, и в меньшей степени рассмотрен вопрос об их энергетических и корреляционных характеристиках.

В настоящей работе в диффузионном приближении исследуется влияние неровностей границы дна на эволюцию спектральной интенсивности нормальных мод низкочастотного акустического поля в мелком море. В рамках ВКБ-приближения получено аналитическое выражение для коэффициента диффузии энергии по модам в случае произвольных придонных волнопроводов. Изучается зависимость трансформации нормальных мод от соотношения между эффектами рассеяния на нерегулярной границе и объемного поглощения в дне.

Рассмотрим рефракционный волновод с профилем $c_1(z)$, в качестве модели дна выберем жидкое изоскоростное полупространство с поглощением. Рассмотрим трансформацию энергии мод дискретного спектра, возбуждаемых локализованным источником, на плавнонерегулярном профиле дна океана.

Будем предполагать неровности настолько крупномасштабными, что процесс трансформации спектральной интенсивности мод имеет диффузионный характер [6]. Соответствующее условие на масштаб корреляции L_{cor} и критический угол волновода θ_{cr} имеет вид $K_1^* L_{cor} \theta_{cr}^2 \gg 1$, где $K_1^* = \omega/c_1$, ω — частота звуковой волны, c_1 — значение скорости звука в воде вблизи дна. При этом для модового спектра N_m можно получить на основании уравнения переноса [4] диффузионную краевую задачу:

$$\frac{\partial N_m}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial m} \left(D(m) \frac{\partial N_m}{\partial m} \right) - 2\delta_m N_m, \tag{1}$$

$$D(m) \frac{\partial N_m}{\partial m} \Big|_{m=0} = 0, \quad N_m \Big|_{m=1} = 0, \tag{2}$$

$$N_m \Big|_{x=0} = N_m^0, \tag{3}$$

где $m = p/p_{cr}$ — номер моды, нормированный на критическое число мод волновода p_{cr} , x — расстояние от источника, δ_m — декремент затухания моды, связанный с по-

глощением в донных осадках¹. Отметим, что здесь исключено убывание энергии мод вследствие цилиндрической расходимости волны.

Чтобы получить выражение для коэффициента диффузии энергии по модам, воспользуемся формулой связи его с вероятностью перехода между модами и выражением для вероятности перехода, записанным на основе ВКБ-приближения для собственных функций мод волновода [4]. Будем также считать характер спектра неровностей границы таким, что в каждом акте рассеяния взаимодействует много мод ($L_{cor} dK_p/dp \ll 1$, K_p — волновое число моды p). Предположим изотропность случайно-нерегулярной поверхности дна. После ряда преобразований получим в случае произвольных океанических волноводов и произвольного спектра неровностей следующее выражение для коэффициента диффузии:

$$D(m) = \frac{1}{2\pi} \frac{(K_1^{*2} - K_m^2) L_m}{p_{cr}^2} \int_0^\infty k^3 B(k) dk, \quad (4)$$

где $K_m \equiv K_p|_{p=mp_{cr}}$, L_m — длина цикла луча, соответствующего моде с нормированным номером m , $B(k)$ — двумерный спектр неровностей границы.

Используя ВКБ-приближение для собственных функций волноводных мод, мы записали также выражения для декремента затухания, связанного с поглощением в осадках [7]:

$$\delta_p = \frac{Kf}{10 \lg e} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{K_2^* (K_1^{*2} - K_m^2)^{1/2}}{L_m (K_m^2 - K_2^{*2})^{1/2}} \left[K_1^{*2} - \frac{\rho_1^2}{\rho_2^2} K_2^{*2} + \left(\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2} - 1 \right) K_m^2 \right]^{-1} \quad (5)$$

При этом учитывалась довольно типичная для океана линейная зависимость коэффициента объемного поглощения в донных осадках ϵ от частоты звуковой волны f [7]: $\epsilon = Kf$. В формуле (5) ρ_1, ρ_2 — соответственно плотность воды и донных осадков вблизи границы дна, $K_2^* = \omega/c_2$, c_2 — скорость звука в осадках (рассматривался случай изоскоростного дна), причем $c_2 > c_1$.

Анализ краевой задачи (1)–(3) совместно с выражениями для коэффициента диффузии и коэффициента затухания (4), (5) помогает понять основные закономерности трансформации модового спектра. Так, мы показали, что зависимость эффектов трансформации модового спектра от частоты волны будет связана лишь с зависимостью от нее начальных условий (3). И, следовательно, при фиксированном начальном распределении интенсивности $N_m(0)$ эволюция модового спектра по нормированному номеру моды m не зависит от частоты.

Решая диффузионное уравнение (1) методом разделения переменных, можно получить решение краевой задачи (1–3) в виде

$$N_m = \sum_i A_i M(m, \lambda_i) \exp(-\lambda_i x).$$

Здесь все λ_i — положительные действительные числа [2, 8], причем $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 \dots$. Величины $A_i, M(m, \lambda_i), \lambda_i$ зависят от конкретного вида коэффициентов диффузии и затухания. Коэффициенты A_i зависят также и от характера начального условия по x (3).

Очевидно, что, начиная с расстояний $x > (\lambda_2 - \lambda_1)^{-1}$, основной вклад в сумму будет давать первое слагаемое. При этом реализуется автотельный режим эволюции модового спектра. В этом режиме все моды затухают при распространении по одному и тому же экспоненциальному закону с декрементом затухания λ_1 . Форма модового спектра не меняется с расстоянием. Заметим, что наличие такого режима связано именно с тем, что звук рассеивается на неровной поверхности дна океана. В случае же ровного дна, как известно, на далеких расстояниях в модовом спектре сигнала остаются только слабозатухающие моды низких номеров, каждая из этих мод меняется по свое-

¹ В краевой задаче (1)–(3) эффект рассеяния в моды сплошного спектра описывается диссипативным г.у. при $p = p_{cr}$ [9].

Рис. 1. Эволюция модового спектра звуковой волны для $P = 0,1$: а - $x = 800$ Н (автомодельный режим), б - $x = 100$ Н, сплошная кривая соответствует случаю неровного дна, пунктирная - случаю ровного дна

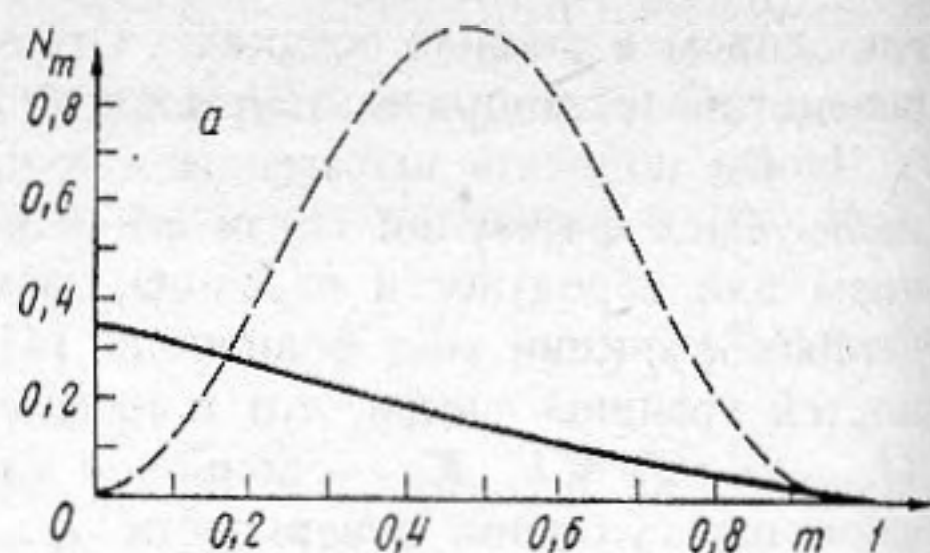


Рис. 2. Зависимость $\gamma(x)$ для $P = 0,1$. Кривая 1 соответствует случаю рассеяния, кривая 2 - только донного поглощения

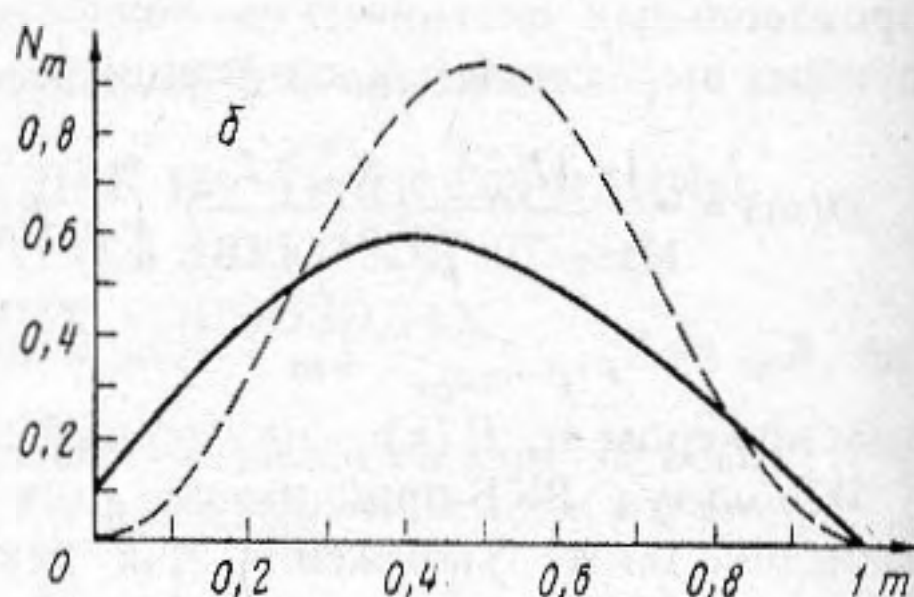
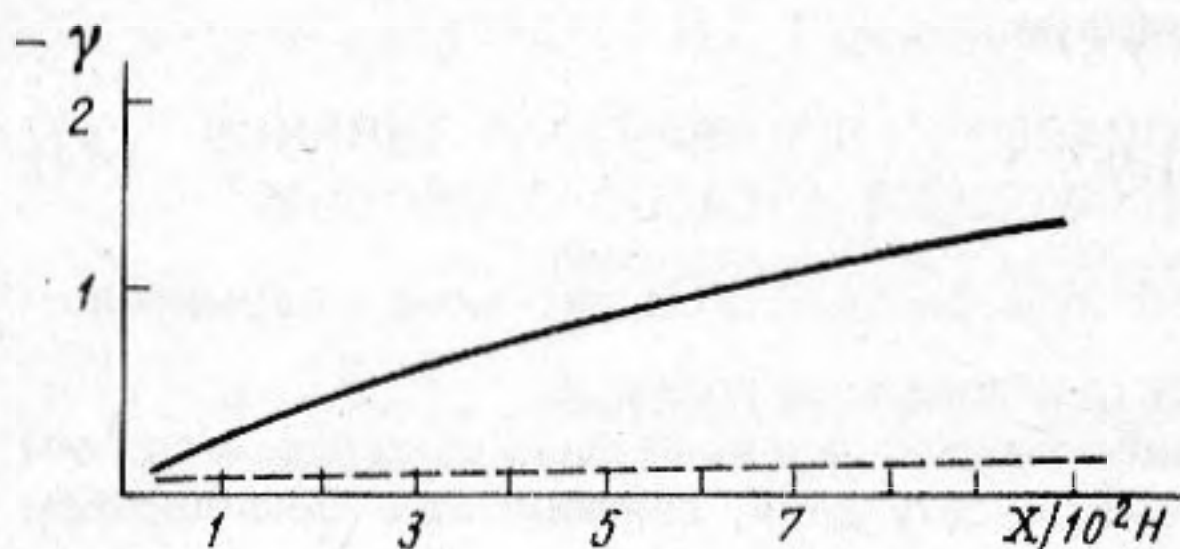


Рис. 1

Рис. 2

му экспоненциальному закону. В автомодельном режиме ни форма модового спектра, ни декремент затухания энергии мод не зависят от частоты. Это связано с тем, что величины λ_i и функции $M(m, \lambda_i)$ определяются только не зависящими от f коэффициентами $D(m)$ и δ_m уравнения (1).

Для получения более конкретных результатов необходимо уточнить тип океанического волновода. Наибольший практический интерес представляют эффекты рассеяния в мелком море. При этом достаточно реалистичной моделью звукового канала является модель Пеккериса [4]:

$$c(z) = \begin{cases} c_1 & \text{для } 0 \leq z \leq H, \\ c_2 & \text{для } z \geq H. \end{cases}$$

Предполагая также, для определенности, гауссов спектр неровностей:

$$B(k_x, k_y) = \frac{\langle \xi^2 \rangle}{\pi K_*^2} \exp\{-(k_x^2 + k_y^2)/K_*^2\}$$

и вычисляя коэффициент диффузии, получим

$$D(m) = \frac{\langle \xi^2 \rangle K_*^2 m}{2H(1 - l_c^2)^{1/2}} [1 - m^2(1 - l_c^2)]^{1/2}, \quad (6)$$

где $l_c = c_1/c_2$. Соответственно для коэффициента затухания δ_m имеем выражение

$$\delta_m = \frac{\eta c_1}{4\pi^2} \frac{l_r l_c m^2 [1 - m^2(1 - l_c^2)]^{-1/2} (1 - \gamma m^2)^{-1/2}}{\sqrt{1 - l_c^2} [l_r^2 - (l_r^2 - 1) m^2] H}, \quad (7)$$

где

$$\gamma = G^2 \left[\frac{(K_1^{*2} - K_2^{*2})^{1/2} H}{\pi} \right] \frac{\pi^2}{H^2 (K_1^{*2} - k_2^{*2})},$$

функция $G(x)$ - целая часть величины x , $l_r = \rho_1/\rho_2$, H - глубина моря, $(\xi^2)^{1/2}$ - среднеквадратичная высота неровностей, η - коэффициент объемного затухания, K_* - ширина гауссова спектра неровностей дна.

К сожалению, из-за сложных зависимостей функций D_m и δ_m от номера моды краевая задача (1) - (3) не может быть решена аналитически и возможно исследование

ее лишь численными методами. При расчетах использовали следующие типичные значения параметров мелкого моря [5]: $l_r = 1$, $l_c = 0,75$, $\langle \xi^2 \rangle^{1/2} = 1$ м, $L_{cor} = 200$ м и начальное распределение N_m^0 , соответствующее точечному источнику на глубине $z_n = H/p_{cr}$:

$$N_m^0 = \sin^2[(K_1^{*2} - K_m^2)^{1/2} H/p_{cr}].$$

Для исследования зависимости трансформации и затухания энергии мод от соотношения между эффектами поглощения и рассеяния звука ввели безразмерный параметр $P = \eta c_1 / (10\pi^2 K_*^2 \langle \xi^2 \rangle)$. Заметим, что случай больших по сравнению с единицей значений параметра P соответствует ситуации, когда преобладают эффекты поглощения в дне. В силу того что коэффициенты поглощения в донном грунте для песчаных и глинистых пород меняются на два порядка, представляют интерес исследования в широком диапазоне значений P . Расчеты были проведены при $P = 0,1; 1; 10$.

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Численные расчеты подтвердили, что форма автомодельной кривой существенно отличается от той, которая была бы в отсутствие эффектов рассеяния (см. рис. 1,а). Расчеты показали также (см. ниже), что все параметры автомодельного режима (расстояние X_* , где этот режим устанавливается, параметр Q_* , характеризующий форму автомодельной кривой, и декремент затухания энергии мод Γ) зависят от соотношения эффектов рассеяния и затухания звука. Так, в рассмотренном диапазоне значений параметра P с его ростом автомодельная кривая становится более крутой и растет декремент затухания звука Γ . Для конкретизации X_* во время счета на каждом шаге по x — переменной контролируем значения параметра $Q_* = N_m|_{m=0} / N_m|_{m=0,3}$. За X_* выбираем такое расстояние, начиная с которого значения Q_* для предыдущего и последующего шагов по x отличаются не больше чем на 3%:

| P | X_* | Q_* | $\Gamma \cdot 10^3$ |
|-----|-------|-------|---------------------|
| 10 | 500 Н | 4,47 | 3,25 |
| 1 | 700 Н | 1,92 | 1,62 |
| 0,1 | 800 Н | 1,55 | 1,16 |

Важно также отметить, что изменения в модовом спектре проявляются уже на малых расстояниях. Так, из рисунка 1,б (см. сплошную кривую) видно, что на малых расстояниях рассеяние приводит к появлению в модовом спектре сигнала мод низких номеров, невозбужденных источником, а также к возрастанию уровня сильнозатухающих высоких мод.

При исследовании мы рассмотрели также еще одну энергетическую характеристику звукового сигнала:

$$\gamma(x) = \ln \frac{\int_0^1 N_m(x) dm}{\int_0^1 N_m^0 dm}.$$

Эта величина характеризует затухание суммарной энергии волны. При этом $d\gamma/dx$ можно интерпретировать как локальный декремент затухания. Расчеты показали, что энергия в волноводе с неровной поверхностью раздела затухает быстрее (см. рис. 2). Это, по-видимому, связано с ростом доли энергии в сильнозатухающих модах высоких номеров. В заключение отметим, что в [10–11], где также исследовалась трансформация энергии мод, отмечена ее концентрация в слабозатухающих модах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воловов В.И. Отражение звука от дна в океане // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 141–157.
2. McDaniel S.T. Mode conversion in shallow-water sound propagation // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. № 2. P. 320–325.
3. McDaniel S.T. Calculation of mode conversion rates // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63. № 5. P. 1372–1374.
4. Горская Н.С., Раевский М.А. Низкочастотное акустическое поле в океаническом волноводе с нерегулярным дном // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 416–422.
5. Гамильтон Э.Л. Геоакустические модели морского дна // Акустика морских осадков. М.: Мир, 1977. С. 176–211.
6. Колер В., Папаниколау Дж.К. Распространение волн в случайно-неоднородном океане // Распространение волн и подводная акустика. М.: Мир, 1980. С. 126–178.
7. Ingenito F. Measurements of mode attenuation coefficients in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1973. V. 53. № 3. P. 858–863.
8. Dozier L.B., Tappert F.D. Statistics of normal mode amplitudes in a random ocean. I. Theory // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63. № 2. P. 353–365.
9. Горская Н.С., Раевский М.А. О влиянии случайного поля внутренних волн на распространение звука в океане // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 2. С. 183.*
10. Кудряшов В.М. Преобразование нормальной волны в приповерхностном океаническом волноводе вследствие рассеяния на статистически шероховатой границе // Тр. четвертого семинара "Акустические статистические модели океана". М., 1982. С. 40–52.
11. Кряжев Ф.И., Кудряшов В.М. Влияние рассеяния на границе на звуковое поле в волноводе // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 57–69.

Институт прикладной физики
Российской Академии наук

Поступила в редакцию
26.09.91

N.S. Gorskaya, M.A. Raevskii, I.M. Starobinets

INFLUENCE OF ROUGH SEA BED ON MODE SPECTRUM TRANSFORMATION OF LOW-FREQUENCY SOUND WAVES IN NEAR-BOTTOM WAVEGUIDES

The mode spectrum transformation of a low-frequency sound wave and sound attenuation in near-bottom waveguides with a rough bed is investigated in this paper. The diffusive character of multiple sound scattering on a rough bottom was assumed. Analytical formulas (based on the VKB-approximation for sound modes) for the diffusion coefficient and the attenuation decrement of a mode are obtained. These expressions are true for arbitrary ocean near-bottom channels. It is shown that the frequency dependence of the mode spectrum is determined by the frequency dependence of the excited mode coefficients only. A frequency dependence is shown also to exist in this case at large distances where all modes have the same exponential damping.

The computations result is that the scattering leads to a strong mode spectrum alteration at a small distance already. In this case the mode spectrum form may depend essentially on a relationship between scattering and damping effects. The computations confirmed also that sound energy attenuation in a channel increases strongly due to scattering. The influence of the relationship between scattering and damping effects upon the long range evolution of the mode spectrum is obtained.