

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ОКЕАНИЧЕСКОГО ШУМА НА ВЕТРОВОМ ВОЛНЕНИИ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2021 г. М. А. Раевский^а, В. Г. Бурдуковская^а, *

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: bvg@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 24.02.2021 г.

После доработки 19.05.2021 г.

Принята к публикации 10.06.2021 г.

Проведено теоретическое исследование динамических шумов океана в условиях многократного рассеяния акустического поля на анизотропном ветровом волнении. Обсуждается влияние эффектов рассеяния на угловой и модовый спектры шумового поля. Приведены результаты численного моделирования статистических характеристик шума для гидрологических условий Баренцева моря в зимний период.

Ключевые слова: шум, океанический волновод, ветровое волнение, многократное рассеяние, статистические характеристики

DOI: 10.31857/S0320791921050075

ВВЕДЕНИЕ

Проблема акустической диагностики мелкого моря требует развития не только теоретической модели зондирующих сигналов, но и моделей акустических помех и, в частности, океанических шумов ветрового происхождения (динамических шумов). Теория, описывающая статистические характеристики океанического шума, генерируемого ветровым волнением, должна учитывать дипольный характер источников шумового поля, волноводный характер его распространения и возможные эффекты горизонтальной рефракции (например, в области берегового шельфа) [1–3]. При построении теоретических и экспериментальных моделей для океанических шумов, как правило, анализируются корреляционные функции либо угловые спектры шумового поля. Подавляющее число результатов относится к вертикальным статистическим характеристикам шума [4–8], где исследовались зависимости от условий распространения и вертикальной направленности шумовых источников. Что касается горизонтальной направленности шумового поля, то традиционно считается, что она отсутствует в горизонтально однородном акустическом волноводе и может быть обусловлена лишь эффектами горизонтальной рефракции [9–11] (например, в области берегового шельфа). В то же время, как было показано в работах [12, 13], горизонтальная анизотропия шумов ветрового происхождения возникает и в плоскостом волноводе, если учесть, что шумовое поле, генерируемое припо-

верхностными источниками, при распространении в волноводе рассеивается на его взволнованной поверхности. При этом следует отметить, что сами источники шума в силу их пространственной некоррелированности не имеют горизонтальной направленности, и анизотропия ветрового шума возникает именно вследствие рассеяния акустических волн на анизотропном ветровом волнении. Первоначально этот эффект обсуждался [12] для ветрового волнения с модельными угловыми спектрами, затем более подробно с использованием эмпирической модели частотно-углового спектра поверхностного волнения [13]. С использованием модового представления шумового поля было получено уравнение переноса для горизонтального углового спектра акустических мод, генерируемого некоррелированными дипольными источниками шума. Было предложено приближенное решение этого уравнения, полученное разложением по малому параметру, соответствующему малости критического угла волновода в сравнении с шириной вертикальной индикатрисы рассеяния шума в области низких частот $f < 300$ Гц. Здесь мы продолжим рассмотрение этих эффектов и проанализируем с помощью численного моделирования самого уравнения переноса точность полученных ранее приближенных результатов. Будет также предложено приближенное аналитическое решение уравнения переноса, которое применимо для более широкого диапазона параметров (частота шума, скорость ветра) и проанализирована его точ-

ность численными методами. Кроме того, будет проведено сравнение полученного ранее уравнения переноса для акустических мод шумового поля с более общим уравнением, которое учитывает диффузию углового спектра шума в горизонтальной плоскости.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим акустическое поле, которое генерируется источниками ветрового шума. Будем при этом полагать, что источники шума имеют дипольный характер, однородно распределены на свободной поверхности океанического волновода и пространственно некоррелированы. Волновод считается плоскостойким с профилем скорости звука $c(z)$ и слоистым дном с произвольными акустическими характеристиками. Имея в виду шумы низкочастотного диапазона $f \leq 300$ Гц, будем использовать модовое описание шумового поля. Для этих частот и при типичных скоростях ветра $V \leq 15$ м/с параметр Рэлея, как правило, мал в сравнении с единицей. Это означает малость эффектов однократного рассеяния акустического поля на взволнованной поверхности [14] (в нашем случае, малость эффектов однократного рассеяния акустических мод, локализованных в волноводе). При этом эффекты многократного рассеяния, накапливаясь, могут существенно изменить статистические характеристики акустического поля.

Для описания многократного рассеяния акустических мод на поверхностном волнении ранее было получено интегро-дифференциальное уравнение переноса для углового (в общем случае частотно-углового) спектра акустических мод [15, 16]. Это было сделано в приближении малоуглового (в горизонтальной плоскости) рассеяния, что предполагает малость волновых чисел энергонесущих компонент поверхностного волнения в сравнении с волновыми числами мод. Точное уравнение переноса для углового спектра имеет сложный вид, поэтому в работах [12, 13] использовался его упрощенный аналог, полученный в предположении узости горизонтальной индикатрисы рассеяния. В случае стационарного и статистически однородного шумового поля, генерируемого распределенными источниками, оно имеет вид:

$$\sum_m W_{mn}(\alpha) N_m(\alpha) - 2[\gamma_n(\alpha) + |\text{Im } k_n|] N_n(\alpha) + Q_n = 0, \quad (1)$$

где α — значение угловой переменной спектра относительно вектора скорости ветра, $N_n(\alpha)$ — интенсивность углового спектра моды, $W_{mn}(\alpha)$ — вероятность перехода углового спектра между модами, описывающая межмодовое взаимодействие

вследствие рассеяния на ветровом волнении, $\gamma_n(\alpha)$ — декремент затухания когерентной компоненты моды, происходящего вследствие ее рассеяния в хаотическую компоненту, $\text{Im } k_n$ — мнимая часть волнового числа моды, обусловленная затуханием в дне и водной среде, Q_n — дипольный источник шума для моды с индексом n . Отметим, что Q_n не зависит от угла α в силу некоррелированности источников шума.

В интересующем нас диапазоне частот шумового поля и скоростей ветра энергонесущие компоненты ветрового волнения являются крупномасштабными в сравнении с длиной акустической волны, что обеспечивает узость горизонтальной индикатрисы рассеяния. Это позволяет рассматривать трансформацию горизонтального углового спектра шума как диффузионный процесс, который можно описать диффузионным оператором по горизонтальному углу. В то же время вертикальная индикатриса рассеяния имеет ширину порядка критического угла волновода, что не позволяет описать в диффузионном приближении также и трансформацию энергии акустических мод (или, что то же самое, вертикального углового спектра шума). С учетом этих соображений интегральное уравнение для углового спектра шума может быть преобразовано к виду:

$$\sum_m R_{mn}(\alpha) \frac{\partial^2 N_m(\alpha)}{\partial \alpha^2} + \sum_m W_{mn}(\alpha) N_m(\alpha) - 2[\gamma_n(\alpha) + |\text{Im } k_n|] N_n(\alpha) + Q_n = 0. \quad (2)$$

Отметим, что в этом уравнении, как и в уравнении (1), фигурируют все моды, локализованные в волноводе (моды дискретного спектра).

Коэффициенты в уравнениях (1)–(2) выражаются через частотно-угловой спектр ветрового волнения $B(\Omega, \theta)$ следующим образом:

$$\gamma_n(\alpha) = \frac{g^2}{4k_n} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \times \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(\Omega, \theta) \Omega^{-3} d\varphi, \quad (3)$$

$$\Omega = \sqrt{g} \left[(k_n - \eta \cos \varphi)^2 + \eta^2 \sin^2 \varphi \right]^{1/4}, \quad (4)$$

$$\theta = \arctg \left(\frac{\eta \sin \varphi}{k_n - \eta \cos \varphi} \right),$$

$$W_{mn}(\alpha) = \frac{\pi g^2}{4k_m k_n} \left(\frac{d\varphi_m}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \int_{-k_0}^{k_0} \frac{B(\tilde{\omega}, \Phi)}{\tilde{\omega}^3} dk_y, \quad (5)$$

$$R_{mn}(\alpha) = \frac{\pi g^2}{4k_0^2 k_m k_n} \left(\frac{d\varphi_m}{dz} \right)^2 \times \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \int_{-k_0}^{k_0} \frac{k_y^2 B(\tilde{\omega}, \Phi)}{\tilde{\omega}^3} dk_y, \quad (6)$$

$$\tilde{\omega} = \sqrt{g} \left(k_y^2 + (k_m - k_n)^2 \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \Phi = \arctg \left(\frac{k_y}{k_m - k_n} \right), \quad (7)$$

где g – ускорение свободного падения, $k_0 = \omega/c(0)$, ω – частота шумовой гармоники, $d\varphi_n/dz$ – производная собственной функции $\varphi_n(z)$ при $z = 0$. В приведенных выражениях зависимость от угла α фигурирует в частотно-угловом спектре волнения.

Дипольный источник шума Q_n выражается через пространственный спектр дипольного момента давления на свободной поверхности $S(k_x, k_y)$ [1]:

$$Q_n = \frac{\pi^2 S(k_x = 0, k_y = 0)}{4\rho^2 \omega^2}, \quad (8)$$

где ρ – плотность воды.

Отметим, что при получении выражений для $\gamma_n(\alpha)$, $W_{mn}(\alpha)$ и $R_{mn}(\alpha)$ использовался тот же способ, что и в работах [12, 13], т.е. предполагалось, что анализируемая гармоника углового спектра ориентирована вдоль оси x в декартовой системе координат $\{x, y\}$. При этом мы можем рассмотреть все гармоники, варьируя значения угла α между вектором скорости ветра и осью x . Поскольку анизотропный спектр ветрового волнения (симметричный относительно направления ветра) является единственной причиной анизотропного спектра шума, то такое рассмотрение эквивалентно более привычному (когда, наоборот, фиксируется направление ветра и варьируется направление спектральных гармоник шума), но существенно упрощает вычисления. Диффузионное уравнение (2) необходимо дополнить краевыми условиями. Анализ приведенных выражений для $\gamma_n(\alpha)$, $W_{mn}(\alpha)$ и $R_{mn}(\alpha)$ показывает, что кроме очевидной их симметрии относительно замены α на $-\alpha$ уже в интервале $0 \leq \alpha \leq \pi$ они обладают и симметрией относительно $\alpha = \pi/2$. Вследствие этого уравнение (2) следует дополнить на интервале $0 \leq \alpha \leq \pi$ граничными условиями

$$\begin{aligned} N_m(\alpha = \pi) &= N_m(\alpha = 0), \\ \frac{\partial N_m(\alpha = \pi)}{\partial \alpha} &= \frac{\partial N_m(\alpha = 0)}{\partial \alpha}. \end{aligned} \quad (9)$$

При этом сразу отметим, что решение краевой задачи (2), (9) также симметрично относительно $\alpha = \pi/2$, т.е. $N_m\left(\frac{\pi}{2} + \beta\right) = N_m\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)$.

В дальнейшем будут рассматриваться эффекты многократного рассеяния океанического шума на развитом анизотропном ветровом волнении. При этом ветровые волны играют двойную роль: являются источником шума (что, в первую очередь, связывают с обрушением гребней и образованием барашков) и причиной дальнейшего рассеяния возбужденных акустических мод при их распространении от некоррелированных шумовых источников в точку наблюдения. Горизонтальная анизотропия спектра шума обусловлена именно анизотропным характером рассеяния акустических мод. При конкретных расчетах этих эффектов будем использовать анизотропную эмпирическую модель JONSWAP. Спектр волнения $B(\Omega, \theta)$ представим в виде произведения частотного спектра $S(\Omega)$ и нормированного на единицу углового спектра $Q(\Omega, \theta)$. Частотный спектр $S(\Omega)$ для развитого волнения имеет вид [17]:

$$\begin{aligned} S(\Omega) &= \\ &= \beta g^2 \Omega^{-5} \exp \left[-1.25 \left(\frac{\Omega_m}{\Omega} \right)^4 \right] \gamma^{\exp \left[-(\Omega - \Omega_m)^2 / 2\sigma^2 \Omega_m^2 \right]}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{при } \Omega \leq \Omega_m, \\ 0.09 & \text{при } \Omega > \Omega_m, \end{cases}$$

где $\Omega_m = 0.9g/V$ – частота спектрального максимума (V – скорость ветра). Эмпирические константы β и γ имеют значения $\beta = 8 \times 10^{-3}$, $1 \leq \gamma \leq 3.3$. Для углового распределения $Q(\Omega, \theta)$ используется выражение:

$$\begin{aligned} Q(\Omega, \theta) &= G(s) \left[\cos \left(\frac{\theta - \alpha}{2} \right) \right]^{2s}, \\ G(s) &= \frac{\Gamma(2s + 1)}{2^{2s+1} \Gamma^2 \left(s + \frac{1}{2} \right)}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция. Показатель анизотропии является частотно-зависимым и определяется отношением Ω/Ω_m . В результате натурных экспериментов для $S(\Omega)$ было предложено несколько аппроксимаций. В дальнейшем мы будем использовать результаты [18], где

$$s = \begin{cases} 11.5 \left(\frac{g}{V} \right)^{2.5} \Omega_m^{-7.5} \Omega^5 & \text{при } \Omega \leq \Omega_m, \\ 11.5 \left(\frac{g}{V} \right)^{2.5} \Omega^{-2.5} & \text{при } \Omega > \Omega_m. \end{cases} \quad (12)$$

Важно отметить, что при получении уравнений (1), (2) и сопутствующих выражений (3)–(7) использовалось комплексное преобразование Фурье, а при экспериментальном получении спектров ветрового волнения – действительное, поэтому при подстановке спектра (10)–(12) в

выражения (3)–(7) необходимо формулу (11) заменить на:

$$Q(\Omega, \theta) = \frac{1}{2} G(s) \left\{ \left[\cos\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right) \right]^{2s} + \left[\cos\left(\frac{\theta - \alpha - \pi}{2}\right) \right]^{2s} \right\}. \quad (13)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассматриваемые нами эффекты могут оказаться значимыми для формирования океанических шумов как в мелком море, так и в глубоководных океанических волноводах с минимумом скорости звука вблизи свободной поверхности. Здесь мы приведем результаты численного моделирования для мелкого моря, конкретно для гидрологических условий Баренцева моря в зимний период. Расчеты будут проводиться для волновода с линейным профилем $c(z)$ и параметрами: $c(0) = 1490$ м/с, $c(H) = 1500$ м/с, глубина дна $H = 200$ м. В качестве модели дна используется жидкое полупространство со скоростью звука $c_l = 1600$ м/с, плотностью $\rho_0 = 2$ г/см³ и коэффициентом затухания $\delta = 0.1$ дБ/км Гц.

Для анализа углового спектра шумов можно использовать либо упрощенное уравнение переноса (1), либо более точную, но и существенно более сложную краевую задачу (2), (9). Возникает естественный вопрос о соотношении получаемых при этом результатов. Приведем сначала качественные соображения. Достаточным условием того, что решение уравнения (1) будет близко к решению краевой задачи (2), (9) является малость членов, пропорциональных R_{mn} , в сравнении с членами, пропорциональными W_{mn} в уравнении (2). Оценим отношение $R_{mn} \frac{\partial^2 N_m}{\partial \alpha^2} / W_{mn} N_m$ с учетом вида частотного спектра JONSWAP (10). Анализ интегральных выражений (5), (6) показывает, что основной вклад в них дают частоты $\Omega \sim \Omega_m$. Учитывая также, что характерный угловой масштаб изменения спектра $N_m(\alpha)$ порядка радиана, получим, что

$$R_{mn} \frac{\partial^2 N_m}{\partial \alpha^2} / W_{mn} N_m \sim \omega_m^4 / g^2 k_0^2 \sim g^2 / V^4 k_0^2.$$

Таким образом, можно утверждать, что для типичных скоростей ветра $V \sim 10\text{--}15$ м/с и частот $f \geq 100$ Гц можно использовать приближенное уравнение переноса (1), причем ошибка расчета не должна превышать нескольких процентов. Наоборот, при описании шума в области низких частот $f \leq 100$ Гц (либо слабого ветра $V \leq 5$ м/с) следует использовать для моделирования краевую задачу (2), (9). Эти качественные соображения подтверждаются непосредственным сравнением

результатов численного моделирования уравнения (1) и краевой задачи (2), (9). Соответствующие расчеты проделаны для частоты шума $f = 240$ Гц при умеренном ($V = 10$ м/с) и сильном ($V = 15$ м/с) ветре. В этом случае в волноводе с выбранными характеристиками локализовано 23 моды, но, ввиду сильного затухания в мелком море высших мод, наибольший интерес представляют слабозатухающие низшие моды. Поэтому результаты расчетов будем приводить для мод с номерами $n = 1, 5$ и 10 (выбранных достаточно произвольно). Результаты приведены на рис. 1, где приводится отношение решений уравнения переноса (1) и краевой задачи (2), (9) в зависимости от угла α . Видно, что для всех мод относительная ошибка решения приближенного уравнения переноса (даже при $\alpha \approx \pi/2$, где она максимальна) порядка 10^{-3} , т.е. численное моделирование на основании уравнения переноса (1) вполне обосновано, что и будет использовано в дальнейшем.

В опубликованных ранее работах [12, 13], где анализировалось влияние эффектов рассеяния на анизотропию океанического шума, результаты численного моделирования были получены на основе приближенного решения уравнения переноса (1), имеющего вид:

$$N_n^{(1)}(\alpha) = \frac{Q_n}{2(\gamma_n(\alpha) + |\text{Im } k_n|)}. \quad (14)$$

Это выражение является первым членом разложения решения уравнения переноса по малому параметру $\epsilon_n = \sum_m W_{mn} / 2\gamma_n$ (более подробно см. [13]). Поскольку выражение (14) не зависит от вероятности перехода $W_{mn}(\alpha)$, то фактически оно не учитывает эффекта взаимной трансформации углового спектра всех локализованных мод при многократном рассеивании шума на ветровом волнении. Чтобы оценить влияние этого эффекта на формирование углового спектра шумового поля, рассмотрим отношение $N_n(\alpha) / N_n^{(1)}(\alpha)$, где $N_n(\alpha)$ – точное решение уравнения переноса (1). Результаты численных расчетов для частоты $f = 240$ Гц и мод с номерами $n = 1, 5, 10$ приведены на рис. 2. Видно, что для выбранных мод и значений скорости ветра это отношение больше единицы, то есть многократное рассеяние шума и взаимная трансформация углового спектра акустических мод приводят к увеличению спектральной плотности шума. Также следует отметить, что влияние этих эффектов максимально для угловых гармоник, ориентированных перпендикулярно направлению ветра, и минимально для продольных гармоник. При скорости ветра $V = 10$ м/с результаты расчетов $N_n(\alpha)$ и $N_n^{(1)}(\alpha)$ различаются не более, чем на 30%. При сильном ветре ($V = 15$ м/с) многократное рассеяние приводит к существен-

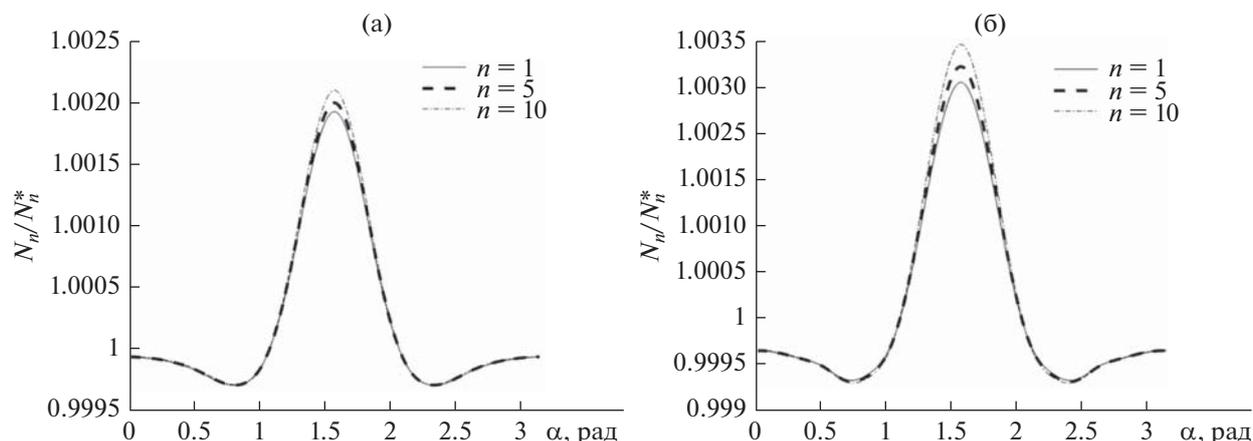


Рис. 1. Соотношение результатов численного моделирования приближенного уравнения переноса (N_n) и диффузионной краевой задачи (N_n^*) при скорости ветра (а) – $V = 10$ м/с и (б) – $V = 15$ м/с.

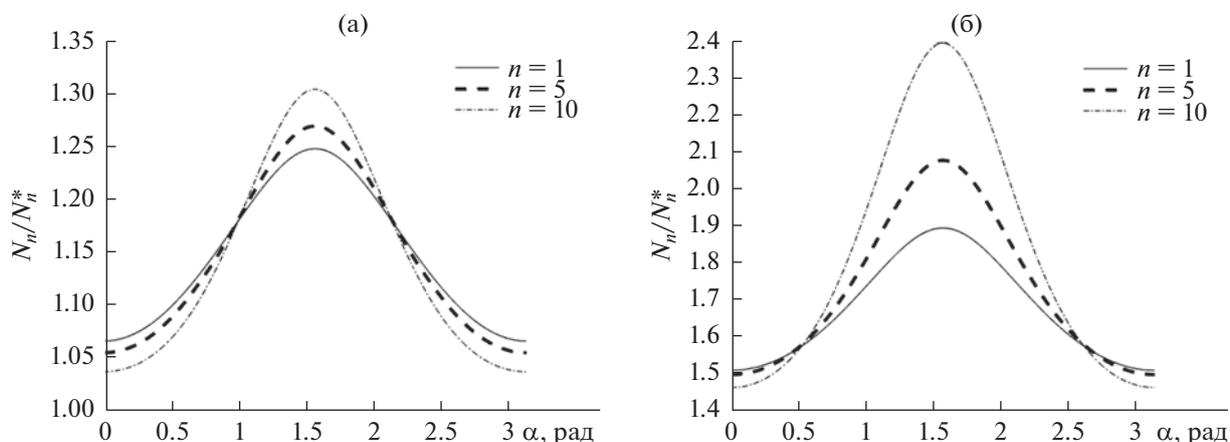


Рис. 2. Угловые спектры мод $N_n(\alpha)$, полученные путем численного моделирования уравнения переноса и нормированные на приближенное решение $N_n^{(1)}$ при скорости ветра (а) – $V = 10$ м/с и (б) – $V = 15$ м/с.

ному увеличению угловой анизотропии спектра и уровня шума (максимальный эффект при $\alpha \approx \pi/2$ превышает 3 дБ).

На основании этих и аналогичных расчетов можно сделать вывод общего характера: эффекты многократного рассеяния и взаимной трансформации мод увеличивают спектральную плотность шума в волноводе, а также степень анизотропии его углового спектра, причем величина этих эффектов монотонно растет с увеличением скорости ветра.

Наряду с приближенным решением (14) для уравнения переноса (1) можно получить аналитическое решение, которое уже учитывает эффекты многократного рассеяния и поэтому применимо в более широкой области параметров. Анализируя интегральное выражение (5) для вероятности

перехода $W_{mn}(\alpha)$ с учетом вида спектра ветрового волнения (10)–(12) нетрудно видеть, что его можно представить в виде:

$$W_{mn}(\alpha) = k_m^{-1} k_n^{-1} \left(\frac{d\varphi_m}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 f \left[\frac{g|k_m - k_n|}{\omega_m^2}, \alpha \right], \quad (15)$$

При этом функция безразмерной переменной $f(x, \alpha)$ для значений $x < 1$ плавно зависит от аргумента x . Таким образом, если для всех локализованных в волноводе мод выполняется условие $g|k_m - k_n| < \omega_m^2$, то зависимость функции f от k_m и k_n можно считать параметрической, а матрица $W_{mn}(\alpha)$ становится диадной (то есть ее элементы имеют вид $W_{mn}(\alpha) = \beta_m \beta_n$). В этом случае нетрудно получить аналитическое решение уравнения переноса (1) в виде:

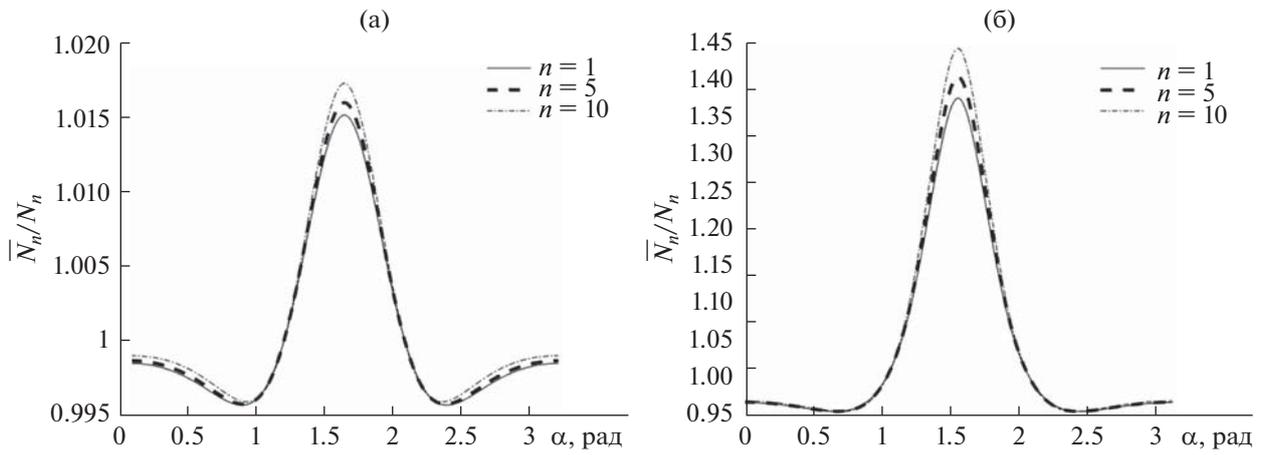


Рис. 3. Соотношение аналитического решения (\bar{N}_n) и данных численного моделирования уравнения переноса (N_n) при скорости ветра (а) – $V = 10$ м/с и (б) – $V = 15$ м/с.

$$\bar{N}_n(\alpha) = \gamma_n^{-1} \frac{\sum_m \gamma_m^{-1} W_{mn} Q_m}{1 - \sum_m \gamma_m^{-1} W_{mm}} + \gamma_n^{-1} Q_n. \quad (16)$$

$$I_n = \int_0^{2\pi} N_n(\alpha) d\alpha. \quad (17)$$

Из оценочных соображений следует, что для низкочастотного диапазона $f \leq 300$ Гц и типичных параметров мелкого моря аналитическое решение (16) должно удовлетворительно описывать угловые спектры океанического шума для умеренных значений скорости ветра $V \leq 10$ м/с. На рис. 3 приведены результаты расчетов углового спектра на основании аналитического решения $\bar{N}_n(\alpha)$, нормированного на результаты численного решения непосредственно уравнения переноса $N_n(\alpha)$. Видно, что при умеренной скорости $V = 10$ м/с аналитические результаты практически совпадают с результатами численного моделирования уравнения (1), а при скорости $V = 13$ м/с могут приводить к ошибкам до 1.5–2 дБ. Интересно отметить, что аналогичное сравнение результатов аналитического и численного решения уравнения переноса для модели изотропного волнения указывает на применимость приближенного решения (16) в широком диапазоне скоростей ветра $V \leq 20$ м/с.

Чтобы продемонстрировать влияние многократного рассеяния на интегральную интенсивность мод, на рис. 4 приведены результаты расчета I_n , нормированной на аналогичную величину $I_n^{(1)}$ – вычисленную согласно формулам (14), (17). Из результатов численного моделирования следует, что при умеренном волнении ($V = 10$ м/с) эффект незначителен, но при сильном волнении ($V = 15$ м/с) учет многократного рассеяния и взаимной трансформации энергии мод шумового

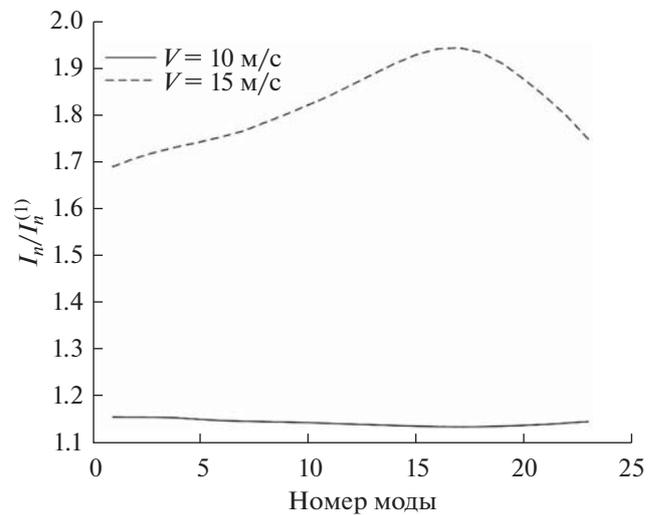


Рис. 4. Интегральные интенсивности мод шумового поля I_n в приближении многократного рассеяния, нормированные на результаты приближенного решения $I_n^{(1)}$ для двух скоростей ветра.

Рассмотренные выше эффекты анизотропии горизонтального углового спектра представляют интерес для оценки эффективности приемных горизонтальных антенн. При приеме сигнала на вертикальную антенну (ненаправленную в горизонтальной плоскости) важно прогнозировать модовый спектр шумового поля. Эффекты многократного рассеяния влияют и на эту характеристику. В этом случае следует рассматривать интенсивность углового спектра, проинтегрированную по горизонтальному углу α :

поля существенно меняет интегральную интенсивность мод и увеличивает общий уровень шума в волноводе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продолжено теоретическое исследование горизонтальной анизотропии шумов ветрового происхождения в плоскостойких океанических волноводах, возникающей вследствие рассеяния шумового поля на ветровом волнении с эмпирическим частотно-угловым спектром. При этом получены следующие основные результаты:

1) Сформулировано уравнение переноса для описания акустических мод, генерируемых приповерхностными дипольными источниками, обобщающее уравнение, полученное ранее, и применимое в более широком диапазоне параметров. Оно отличается от уравнения, приведенного в [13], диффузионным оператором, описывающим диффузию горизонтального углового спектра шума. На основе качественных оценок и численного моделирования проведено сравнение решения этого уравнения и приведенного в [13]. Показано, что эти решения близки для скоростей ветра $V \sim 10\text{--}15$ м/с и частот шума $f > 100$ Гц (отличие не превышает нескольких процентов). Для низких частот шумового поля, либо $V < 10$ м/с, использование полученного ранее уравнения переноса может приводить к существенным ошибкам.

2) С помощью численного моделирования для условий Баренцева моря проанализирована применимость предложенного [13] приближенного решения уравнения переноса, которое не учитывает взаимную трансформацию угловых спектров акустических мод при их многократном рассеянии на ветровом волнении. Показано, что для сильного ветрового волнения учет этого эффекта существенно (на 2–3 дБ) увеличивает горизонтальную анизотропию динамического шума.

3) Получено аналитическое решение уравнения переноса, использующее диадный характер вероятности перехода между модами W_{mn} . Это решение учитывает межмодовую трансформацию угловых спектров и имеет более широкую область применимости, чем решение, представленное в [13]. Показано, что для умеренного волнения отличие результатов, полученных на основании этого аналитического решения, и результатов численного моделирования уравнения переноса не превышает нескольких процентов.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-19-00383.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Курьянов Б.Ф.* Подводные шумы океана / Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 164–174.
2. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational ocean acoustics. New York, Dordrecht, Heidelberg, London: Springer. 2011.
3. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* Fundamentals of shallow water acoustics. New York, Dordrecht, Heidelberg, London: Springer. 2012.
4. *Cox H.* Spatial correlation in arbitrary noise fields with application to ambient sea noise // *J. Acoust. Soc. Am.* 1973. V. 54. P. 1289–1301.
5. *Kuperman W.A., Ingenito F.* Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean // *J. Acoust. Soc. Am.* 1980. V. 67. P. 1988–1996.
6. *Carey W.M., Evans R.B., Davis J.A., Botseas G.* Deep-ocean vertical noise directionality // *IEEE J. Oceanic Eng.* 1990. V. 15. P. 324–334.
7. *Harrison C.H.* The ocean noise coherence matrix and its rank // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. V. 143. P. 1689–1697.
8. *Хилько А.И., Смирнов И.П., Машошин А.И., Шафранюк А.В.* Исследование когерентности акустических полей высокочастотных шумовых источников в случайно-неоднородном океане // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 2. С. 217–227.
9. *Harrison C.H., Simons D.G.* Geoacoustic inversion of ambient noise: A simple method // *J. Acoust. Soc. Am.* 2002. V. 112. P. 1377–1389.
10. *Knobles D.P., Joshi S.M., Gaul R.D., Graber H.C., Williams N.J.* Analysis of wind-driven ambient noise in a shallow water environment with a sandy seabed // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 124. P. 157–162.
11. *Fried S., Kuperman W.A., Sabra K.G., Roux P.* Extracting the local Green's function on a horizontal array from ambient ocean noise // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 124. P. 183–188.
12. *Раевский М.А., Хилько А.И.* О горизонтальной анизотропии динамических шумов в океанических волноводах // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 6. С. 633–637.
13. *Завольский Н.А., Раевский М.А.* Горизонтальная анизотропия динамических шумов в глубоком и мелком море // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 2. С. 197–202.
14. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
15. *Зайцев В.Ю., Раевский М.А.* О трансформации пространственно-временного спектра волнового поля в волноводе со случайной границей // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1985. Т. 28. № 1. С. 65–75.
16. *Горская Н.С., Раевский М.А.* О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // *Акуст. журн.* 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
17. *Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 256 с.
18. *Mitsuyasu Hisashi, Tasai Fukuzo, Suhara Toshiro, Mizuno Shinjiro, Ohkusu Makoto, Honda Tadao, and Rikiishi Kunio.* Observations of the power spectrum of ocean waves using a clover-leaf buoy // *J. Phys. Oceanogr.* 1980. V. 10. P. 286–296.