

ЭФФЕКТЫ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ МОД
НА АНИЗОТРОПНОМ 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, БОКС-120 Россия

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

Поступила в редакцию 14.10.2020 г.

После доработки 12.11.2020 г.

Принята к публикации 23.11.2020 г.

Исследовано влияние анизотропии пространственного спектра ветрового волнения на многократное рассеяние акустических мод в рефракционном волноводе. Проанализированы затухание когерентной компоненты модовых амплитуд, изменение их интенсивности и коэффициента пространственной корреляции. Приведены результаты численного моделирования для гидрологических условий Баренцева моря в зимний период. Проведено сравнение результатов для анизотропного спектра ветрового волнения и упрощенной модели с изотропным спектром.

Ключевые слова: акустический волновод, ветровое волнение, многократное рассеяние, точечный источник, статистические характеристики

DOI: 10.31857/S0320791921010093

При разработке теоретической модели акустического поля в мелком море необходимо, наряду с эффектами регулярной рефракции и поглощения в донных осадках, учитывать и влияние случайных флуктуаций среды. Поскольку мелководные звуковые каналы частично или полностью открыты к поверхности, одним из основных флуктуационных факторов распространения является многократное рассеяние звука на ветровом волнении. На малых дистанциях влияние ветрового волнения можно учесть в приближении однократного рассеяния [1], но для прогнозирования статистических характеристик акустического поля на протяженных трассах необходимо разрабатывать теорию многократного рассеяния звука в рефракционных волноводах с нерегулярной границей. Несмотря на то, что ветровое волнение обладает высокой степенью анизотропии, ранее эффекты многократного рассеяния акустического поля в волноводе со взволнованной поверхностью изучались в рамках упрощенной модели изотропного ветрового волнения [2–5] (за исключением [6], где анализировался угловой спектр океанических шумов и учитывалась анизотропия волнения). Такое рассмотрение имеет определенный смысл, если прогнозируются энергетические и корреляционные характеристики сигнала, усредненные по направлению ветра. Но при конкретной метеорологической ситуации возникает вопрос о соотношении такого упрощенного подхода и более достоверной модели,

учитывающей направление ветра, анизотропию спектра ветрового волнения и, соответственно, анизотропию эффектов многократного рассеяния акустического поля в волноводе.

Рассмотрим акустическое поле, которое создается тональным точечным источником в звуковом канале со взволнованной свободной поверхностью. Волновод предполагается горизонтально однородным с произвольным профилем скорости звука $c(z)$ и плоскостростной структурой дна. Для акустики мелкого моря наиболее интересен низкочастотный диапазон ($f \leq 500$ Гц), когда возможно распространение звука на десятки и даже сотни километров. Поле источника в дальней зоне представим в виде разложения по ортонормированным собственным функциям $\varphi_p(z)$ невозмущенного волновода:

$$p(r, z, t) = \sum_p \frac{a_p \varphi_p(z)}{\sqrt{k_p r}} \exp[i(k_p r - \omega_0 t - \pi/4)], \quad (1)$$

где a_p – амплитуды мод, k_p – волновые числа, ω_0 – частота излучения, r – расстояние от источника до точки наблюдения. В отсутствие ветрового волнения амплитуды a_p определяются глубиной источника, т.е. $a_p = \varphi_p(z_u)$ (с точностью до коэффициента, определяемого уровнем излучения). При наличии ветрового волнения свободная поверхность волновода является случайной функцией горизонтальных координат x, y и времени t , обозначаемой в дальнейшем $z = \zeta(x, y, t)$. Модо-

вые амплитуды a_p становятся случайными функциями тех же переменных x, y, t . В дальнейшем нас будут интересовать средние значения амплитуд мод $\langle a_p(\mathbf{r}, t) \rangle$ и парные корреляторы $\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_q^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ означает операцию статистического усреднения по ансамблю реализаций случайной функции $\zeta(\mathbf{r}, t)$. Функция когерентности давления

$$\langle p(r_1, z_1, t) p^*(r_2, z_2, t) \rangle = \sum_{p,q} \langle a_p(r_1, t) a_q^*(r_2, t) \rangle \times \frac{\Phi_p(z_1) \Phi_q(z_2)}{\sqrt{k_p k_q r_1 r_2}} \exp[i(k_p r_1 - k_q r_2)] \quad (2)$$

в многомодовом волноводе является квазислучайной (то есть меняющейся нерегулярным образом) функцией расстояния до источника. Поэтому для дистанций, существенно превышающих масштаб интерференции мод $L = 2\pi \max[(k_p - k_q)^{-1}]$, практический интерес представляет функция когерентности, усредненная по интерференционным осцилляциям поля. Для описания таких “сглаженных” функций когерентности, как показано в работе [7], можно пренебречь в выражении (2) вкладом корреляторов с $q \neq p$ и ограничиться анализом автокорреляционных функций $\langle a_p(\mathbf{r}_1, t) a_p^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle$. В дальнейшем будем рассматривать функцию автокорреляции мод с поперечным разнесением точек наблюдения:

$$N_p(\rho, x) = \langle a_p\left(-\frac{\rho}{2}, x\right) a_p^*\left(\frac{\rho}{2}, x\right) \rangle \quad (3)$$

(ось x направлена вдоль акустической трассы). Для ее описания в волноводе с нерегулярной свободной поверхностью ранее [8] было получено уравнение переноса

$$\frac{\partial N_p(\rho, x)}{\partial x} = \sum_{p_2} W_{pp_2}(\rho, x) N_{p_2}(\rho, x) - 2(\gamma_p + |\text{Im } k_p|) N_p(\rho, x). \quad (4)$$

Здесь γ_p – декремент затухания когерентной компоненты модовой амплитуды $\langle a_p \rangle$, в котором учтено рассеяние энергии данной моды как в другие моды дискретного спектра, так и в моды сплошного спектра, $\text{Im } k_p$ – мнимая часть волнового числа, обусловленная потерями в донном грунте, W_{pp_2} – вероятность перехода между модами, описывающая эффекты взаимного рассеяния мод, локализованных в волноводе. Функции γ_p и

W_{pp_2} выражаются через частотно-угловой спектр ветрового волнения $B(\Omega, \theta)$ следующим образом:

$$\gamma_p = \frac{g^2}{4k_p} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(\Omega, \theta) \Omega^{-3} d\varphi, \quad (5)$$

$$\Omega = \sqrt{g} \left[(k_p - \eta \cos \varphi)^2 + \eta^2 \sin^2 \varphi \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (6)$$

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

$$W_{pp_2}(\rho, x) = \frac{\pi g^2}{4k_p k_{p_2}} \left(\frac{d\varphi_p}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{p_2}}{dz} \right)^2 \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(\tilde{\omega}, \Phi)}{\tilde{\omega}^3} \cos\left(k_y \frac{x}{R} \rho\right) dk_y, \quad (7)$$

$$\tilde{\omega} = \sqrt{g} \left(k_y^2 + (k_p - k_{p_2})^2 \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \Phi = \arctg \left(\frac{k_y}{k_p - k_{p_2}} \right), \quad (8)$$

где g – ускорение свободного падения, $k_0 = \omega/c(0)$, $d\varphi_p/dz$ – производная собственной функции при $z = 0$, R – длина акустической трассы. Очевидно, что эффекты рассеяния акустических мод на ветровом волнении значимы для гидрологий зимнего типа, когда ось канала находится либо на поверхности, либо на сравнительно небольшой глубине, в противном случае производные $d\varphi_p/dz$ (а значит и эффекты рассеяния) экспоненциально малы.

Эмпирические спектры ветрового волнения обычно приводят в виде произведения частотного спектра $S(\Omega)$ и нормированного на единицу углового спектра $Q(\Omega, \theta)$. В дальнейшем для частотного спектра $S(\Omega)$ будем использовать общепринятую модель JONSWAP [9]:

$$S(\Omega) = \beta g^2 \Omega^{-5} \exp \left[-1.25 \left(\frac{\Omega_m}{\Omega} \right)^4 \right] \times \exp \left[-(\Omega - \Omega_m)^2 / 2\sigma^2 \Omega_m^2 \right], \quad (9)$$

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

где Ω_m – частота спектрального максимума, причем для развитого ветрового волнения $\Omega_m = 0.8g/V$, а для неразвитого – значение Ω_m зависит от времени (дистанции) развития волнения. Для эмпирических констант β и γ обычно берут значения $\beta = 8 \times 10^{-3}$, $1 \leq \gamma \leq 3.3$. Для углового

распределения $Q(\Omega, \theta)$ используют [9] аппроксимацию:

$$Q(\Omega, \theta) = G(s) \left[\cos\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right) \right]^{2s}, \quad (10)$$

где α – азимутальное направление ветра (все углы рассматриваются относительно оси x). Нормированный коэффициент $G(s)$ имеет вид

$$G(s) = \frac{\Gamma(2s + 1)}{2^{2s+1} \Gamma^2\left(s + \frac{1}{2}\right)}, \quad (11)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция. Показатель анизотропии s является частотнозависимым и определяется отношением частот Ω/Ω_m . Существуют несколько аппроксимаций для функции $s(\Omega)$ [9]. Здесь будем использовать результаты работы [10]:

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

В дальнейшем нас будут интересовать три статистические характеристики акустических мод: декремент затухания когерентной компоненты γ_p , интенсивность $n_p(x) \equiv N_p(\rho = 0, x)$ и коэффициент корреляции $k_p(\rho, x) \equiv N_p(\rho, x)/N_p(\rho = 0, x)$. Помимо анализа зависимости этих характеристик от угла α (то есть направления ветра по отношению к акустической трассе), проведем также сравнение численных расчетов для развитого ветрового волнения с анизотропным угловым спектром (10)–(12) и изотропного волнения, соответствующего $s \equiv 0$. При этом ввиду очевидной симметрии величин $\gamma_p(\alpha)$, $n_p(x, \alpha)$ и $k_p(\rho, x, \alpha)$ относительно замены α на $(-\alpha)$, анализ достаточно провести в диапазоне углов $0 \leq \alpha \leq \pi$.

Численное моделирование выполнено нами для гидрологических условий Баренцева моря в зимний период, т.е. волновода с положительным градиентом скорости звука $c(z)$. Расчеты проведены 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 выбрано жидкое полупространство с параметрами $c_l = 1600$ м/с, $\rho_0 = 2$ г/см³ и коэффициентом затухания $\delta = 0.1$ дБ/км Гц. Частота излучения $f = 240$ Гц, глубина источника $z_{и} = 10$ м. Анализ проводился для скорости ветра $V = 10$ м/с и $V = 15$ м/с, соответствующих умеренному и сильному ветровому волнению. Чтобы продемонстрировать характерные зависимости характеристик от номера акустических мод p , результаты приводятся для мод с номерами $p = 1, 10$ и 20 (всего в волноводе локализовано 23 моды).

На рис. 1 приведены результаты расчетов декремента затухания когерентной компоненты $\gamma_p(\alpha)$ для умеренного и сильного ветрового волнения. Чтобы наглядно продемонстрировать влияние анизотропии волнения, результаты нормированы на соответствующие значения для изотропного волнения ($s \equiv 0$). Видно, что угловые зависимости симметричны относительно $\alpha = \pi/2$, причем для низших и средних номеров мод декременты максимальны при $\alpha = 0, \pi$ и минимальны при $\alpha = \pi/2$. Для высших мод максимум, наоборот, наблюдается при $\alpha = \pi/2$. Следует также отметить, что угловые изменения $\gamma_p(\alpha)$ максимальны для низших (слабозатухающих) мод. В целом можно сделать вывод об относительно малых отличиях значений $\gamma_p(\alpha)$ для анизотропной и изотропной моделей (не превышающих в нашем случае 30%). Таким образом, для практических расчетов когерентной компоненты акустического поля можно использовать упрощенную модель изотропного волнения. Чтобы иметь представление об абсолютных значениях коэффициентов затухания когерентной компоненты $\gamma_p(\alpha)$ и провести их сравнение с коэффициентами затухания мод в донном грунте, на рис. 2 приведены также величины $\text{Im}(k_p)$ и $\gamma_p(s = 0)$, соответствующие изотропной модели рассеяния. Следует при этом отметить, что (за исключением первых шести мод, не проникающих в дно) при скорости ветра $V = 10$ м/с затухание мод, обусловленное рассеянием на ветровом волнении, сравнимо с потерями в дне, а при скорости ветра $V = 15$ м/с на порядок превышает их.

Рассмотрим теперь интенсивности мод $n_p(r, \alpha)$ и коэффициенты поперечной корреляции $k_p(\rho, r, \alpha)$ для конкретной длины акустической трассы R . При увеличении дистанции эффекты многократного рассеяния, очевидно, проявляются сильнее. Но ввиду сильного затухания сигнала на больших расстояниях приведем основные результаты расчетов для $R = 10^2$ км. На рис. 3 приведены угловые зависимости интенсивности мод $n_p(\alpha)$ при умеренном и сильном ветровом волнении. Они также нормированы на соответствующие значения интенсивности, вычисленные для изотропного волнения ($s \equiv 0$). Видно, что расчетные кривые также симметричны относительно $\alpha = \pi/2$. Во всех случаях угловые распределения интенсивности имеют максимум при $\alpha = \pi/2$ и, соответственно, минимум при $\alpha = 0, \pi$. Угловые изменения для $n_p(\alpha)$ более выражены, чем для $\gamma_p(\alpha)$, и могут достигать 5 дБ. Максимальное отличие результатов, рассчитанных для анизотропного и изотропного спектров волнения, составляет 3 дБ, что уже может быть значимым для прикладных задач гидроакустики.

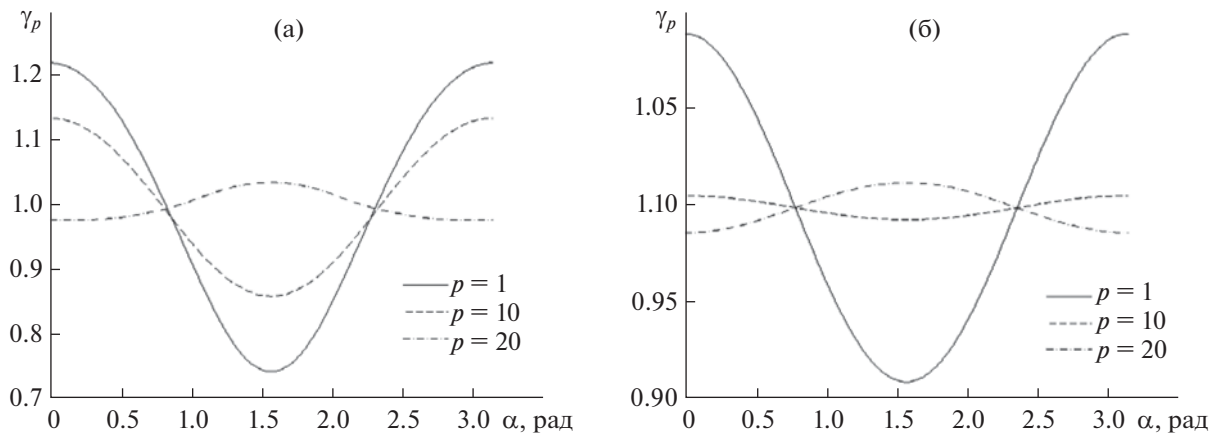


Рис. 1. Нормированный декремент затухания когерентной компоненты модовых амплитуд при скорости ветра (а) — $V = 10$ м/с и (б) — $V = 15$ м/с.

Проанализируем теперь результаты численных расчетов при $R = 10^2$ км коэффициента поперечной корреляции акустических мод $k_p(\rho, \alpha)$. Чтобы не рассматривать многомерные распределения от ρ и α , угловая зависимость $k_p(\rho, \alpha)$ приводится при трех фиксированных значениях угла: $\alpha = 0, \pi/4, \pi/2$. Сразу отметим, что угловые зависимости коэффициента корреляции также симметричны относительно $\alpha = \pi/2$, поэтому $k_p(\rho, \alpha = \pi) = k_p(\rho, \alpha = 0)$, $k_p(\rho, \alpha = 3\pi/4) =$

$= k_p(\rho, \alpha = \pi/4)$. На рис. 4 для дальнейшего сравнения приведены результаты расчетов коэффициентов корреляции для модели изотропного спектра для $p = 1, 10, 20$ при двух значениях скорости ветра. Для первой моды характерно высокое значение коэффициента корреляции для всех значений ρ . Для $p = 10$ и $p = 20$ четко выражен корреляционный максимум с шириной (радиусом корреляции) $\rho_{\text{cor}} \approx 50 \dots 70$ м. Уровень остаточных корреляций (при больших значениях ρ) определяется когерентной компонентой поля и уменьшается как с ростом номера моды, так и с увеличением скорости ветра (для фиксированной дистанции). На рис. 5–7 приведены расчетные кривые для анизотропного волнения. Видно, что качественный вид коэффициента корреляции не изменился, но его количественные характеристики зависят от угла α . Во всех случаях спадание коэффициента корреляции (с увеличением ρ) минимально для $\alpha = 0$, максимально для $\alpha = \pi/2$. При $\alpha = \pi/4$ расчетные данные для анизотропного волнения близки к результатам расчетов для изотропной модели. Так, например, для первой и десятой моды их отличие не превышает нескольких процентов. Аналогичное численное моделирование, проведенное для других значений угла α и номеров мод, показывает, что всегда в диапазоне углов $0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{4}$ (и соот-

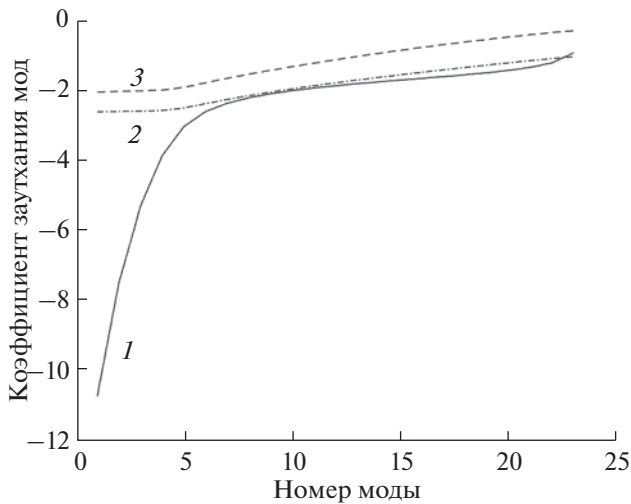


Рис. 2. Абсолютные значения коэффициентов затухания нормальных мод (в расчете на километр) для изотропной модели рассеяния и коэффициентов затухания мод в донном грунте: кривая 1 — $\lg(|\text{Im}(k_p)|)$, кривая 2 — $\lg(\gamma_p(s=0))$ при скорости ветра $V = 10$ м/с, кривая 3 — $\lg(\gamma_p(s=0))$ при скорости ветра $V = 15$ м/с.

ответственно $\frac{3\pi}{4} \leq \alpha \leq \pi$) расчеты, выполненные на основании модели изотропного волнения, приводят к завышенным значениям $k_p(\rho, \alpha)$, а в диапазоне углов $\frac{\pi}{4} \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}$ (либо $\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq \frac{3\pi}{4}$) — наоборот, к заниженным значениям коэффициента поперечной корреляции для всех акустических мод. Численное расхождение может превышать

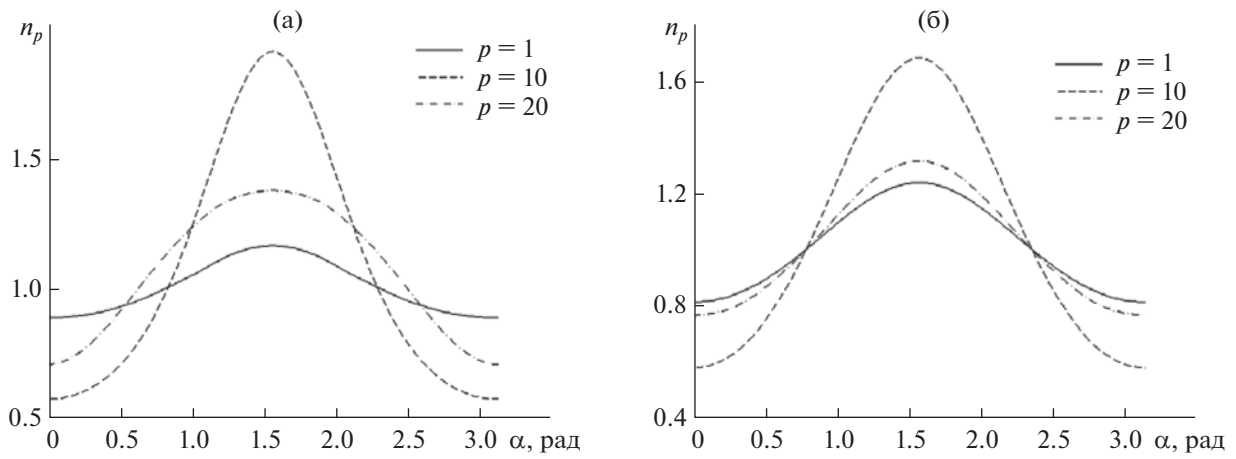


Рис. 3. Угловая зависимость нормированной интенсивности модовых амплитуд при скорости ветра (а) – $V = 10$ м/с и (б) – $V = 15$ м/с.

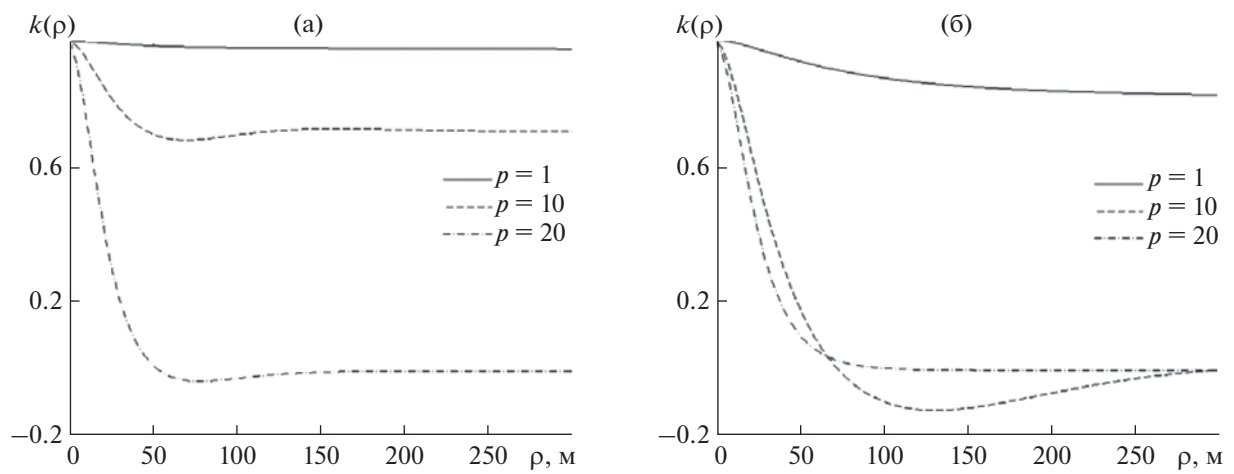


Рис. 4. Коэффициент пространственной корреляции акустических мод для упрощенной модели изотропного спектра волнения при скорости ветра (а) – $V = 10$ м/с и (б) – $V = 15$ м/с.

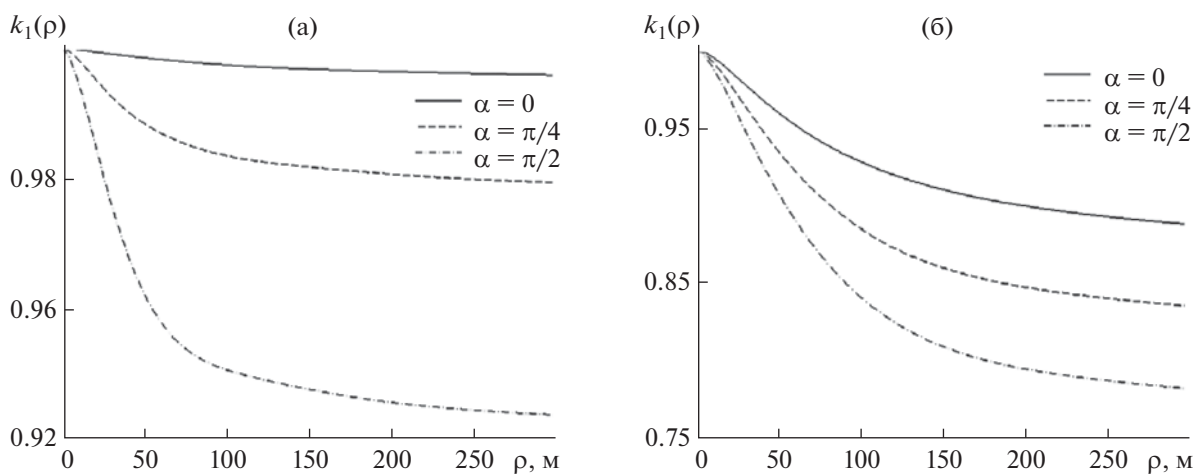


Рис. 5. Угловая зависимость коэффициента пространственной корреляции первой моды при скорости ветра (а) – $V = 10$ м/с и (б) – $V = 15$ м/с.

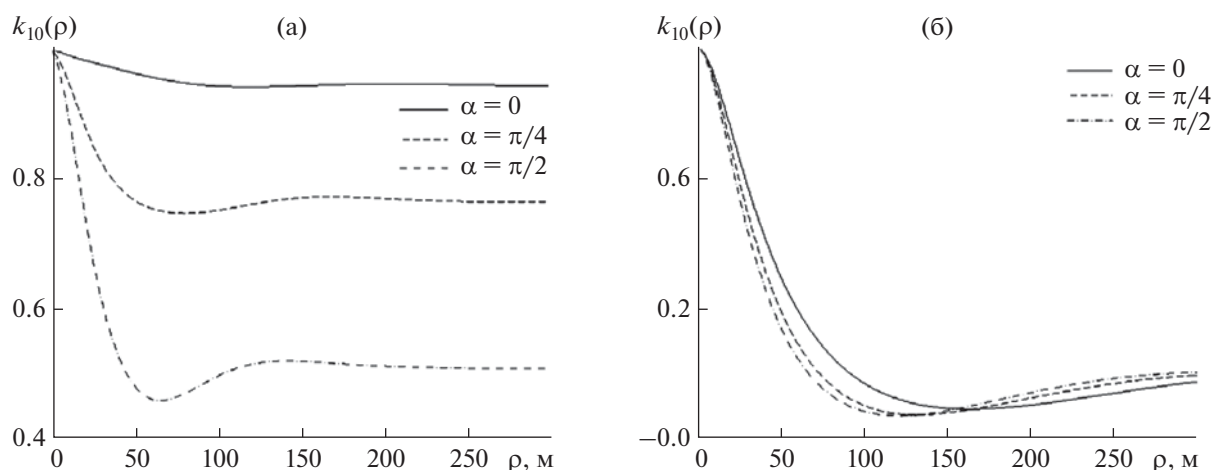


Рис. 6. Угловая зависимость коэффициента пространственной корреляции десятой моды при скорости ветра (а) – $V = 10$ м/с и (б) – $V = 15$ м/с.

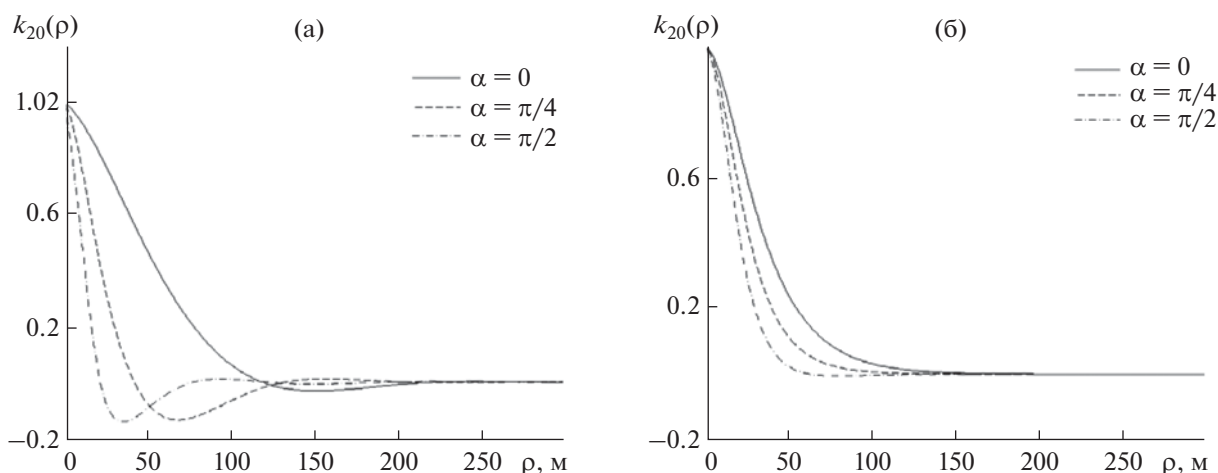


Рис. 7. Угловая зависимость коэффициента пространственной корреляции двадцатой моды при скорости ветра (а) – $V = 10$ м/с и (б) – $V = 15$ м/с.

3 дБ, а сами угловые изменения коэффициента $k_p(\rho, \alpha)$ могут иметь еще большие значения (особенно в области центрального максимума).

Таким образом, можно сделать вывод о существенном влиянии типичной для развитого ветрового волнения анизотропии на статистические характеристики нормальных мод акустического поля удаленного источника в открытых к поверхности подводных каналах. Приведенные результаты показывают, что лишь при расчете когерентной компоненты акустических мод анизотропия ветрового волнения не столь важна для прикладных задач. При расчете интенсивности мод и коэффициента пространственной корреляции учет анизотропии ветрового волнения и, соответственно, анизотропного характера эффектов

многократного рассеяния звука может значимо уточнить результаты изотропной модели.

Авторы благодарят А.И. Малеханова (ИПФ РАН) за внимание к работе и полезные замечания.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
2. Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Сазонтов А.Г., Фарфель В.А. Влияние эффектов дальнего распространения звука в случайно-неоднородном океане на потери усиления горизонтальной антенной решетки // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 5. С. 615–622.
3. Gorodetskaya E.Yu., Malekhanov A.I., Sazontov A.G., Vdovicheva N.K. Coherence effects on array beamform-

- ing in shallow water // Proc. Fifth European Conf. on Underwater Acoustics: ECUA, 2000 (Lyon, France, 2000). P. 1031–1036.
4. *Раевский М.А., Хилько А.И.* О пространственно-временной когерентности низкочастотных акустических волн в мелком море с флуктуирующими параметрами // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 3. С. 369–376.
 5. *Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А.* Сравнительный анализ методов пространственной обработки сигналов, принимаемых горизонтальной антенной решеткой в канале мелкого моря со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 608–618.
 6. *Завольский Н.А., Раевский М.А.* Горизонтальная анизотропия динамических шумов в глубоком и мелком море // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 2. С. 197–202.
 7. *Артельный В.В., Раевский М.А.* О статистических характеристиках нормальных волн в волноводе с объемными неоднородностями // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1142–1150.
 8. *Горская Н.С., Раевский М.А.* О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
 9. *Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 256 с
 10. *Mitsuyasu H., Tasai F., Suhara T., Mizuno S., Ohkusu M., Honda T., Rikiishi K.* Observations of the power spectrum of ocean waves using a clover-leaf buoy // J. Phys. Oceanogr. 1980. V. 10. P. 286–296.