

DOI: 10.18721/JPM.11411

УДК 534.23; 535.36

РАССЕЯНИЕ ВОЛН АНИЗОТРОПНОЙ ДВУХМАСШТАБНОЙ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

П.А. Головинский, Д.К. Проскурин

Воронежский государственный технический университет,
г. Воронеж, Российская Федерация

Рассмотрено рассеяние скалярных волн шероховатой анизотропной поверхностью. Для решения задачи использована двухмасштабная модель, в которой рассеяние на крупных неоднородностях учитывается в приближении Кирхгофа, а рассеяние на мелких шероховатостях определяется методом Рэля. Проведено усреднение сечения рассеяния по анизотропному распределению наклонов поверхности. Представлены результаты численных расчетов полного сечения рассеяния, демонстрирующие влияние анизотропии распределения шероховатостей на индикатрису рассеяния волн.

Ключевые слова: рассеяние, шероховатая поверхность, анизотропия, приближение Кирхгофа, двухмасштабная модель

Ссылка при цитировании: Головинский П.А., Проскурин Д.К. Рассеяние волн анизотропной двухмасштабной шероховатой поверхностью // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2018. Т. 11. № 4. С. 112–120. DOI: 10.18721/JPM.11411

WAVE SCATTERING BY AN ANISOTROPIC TWO-SCALE ROUGH SURFACE

P.A. Golovinski, D.K. Proskurin

Voronezh State Technical University, Voronezh, Russian Federation

The scalar-wave scattering by a rough anisotropic surface has been considered in the paper. In order to solve the problem, a two-scale model taking into account the wave scattering by coarse irregularities under the Kirchhoff's approximation and determining that one by fine roughnesses through the Rayleigh method was used. The scattering cross section was averaged over the anisotropic distribution of the surface slopes. The results of numerical calculations of the total scattering cross section were presented. They demonstrate the anisotropy impact of the roughness distribution on the wave scattering indicatrix.

Keywords: scattering, rough surface, anisotropy, Kirchhoff's approximation, two-scale model

Citation: P.A. Golovinski, D.K. Proskurin, Wave scattering by an anisotropic two-scale rough surface, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 11 (4) (2018) 112–120. DOI: 10.18721/JPM.11411

Введение

Реальные шероховатые поверхности часто имеют сложную случайную структуру, в

которой присутствуют как большие, так и малые (по сравнению с длиной волны) неоднородности. Подобными характеристика-

ми обладают разные объекты природного и искусственного происхождения, и они проявляются при отражении как акустических, так и электромагнитных волн [1 – 5]. Примером такой естественной поверхности, представляющей комбинацию неровностей разных масштабов, является, в частности, волнующаяся поверхность моря [6, 7], которая в ряде случаев может быть представлена как результат наложения мелкой ряби на крупную волну.

Для описания рассеяния волн на шероховатой поверхности с разномасштабными неровностями развита и используется двухмасштабная модель (ДММ), предложенная впервые в работе Б.Ф. Курьянова [8], в которой были рассмотрены изотропные шероховатые поверхности. В этом случае вычисления удается провести до конца и выразить ответ через интеграл ошибок. В частности, приведены расчеты, относящиеся к рассеянию абсолютно мягкой и абсолютно жесткой поверхностями. В акустическом случае ДММ применима, например, к учету рассеяния растительностью на случайно неоднородной поверхности Земли, морского дна или воздушных пузырьков на поверхности воды. Дальнейшее развитие модели позволило получить ряд количественных уточнений, сохранив как основные предположения, лежащие в основе подхода ДММ, так и главные качественные выводы, касающиеся угловой зависимости полного сечения рассеяния такой поверхностью [9 – 14]. Все известные результаты, полученные ранее в рамках ДММ, относятся к изотропным шероховатым поверхностям.

Целью настоящего исследования является демонстрация возможностей двухмасштабной модели для описания рассеяния волн на шероховатых поверхностях с анизотропными характеристиками.

Далее мы будем считать распределение мелкомасштабных шероховатостей однородным и изотропным, а распределение крупномасштабных неоднородностей – однородным анизотропным. Будет применено выражение для сечения рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях с учетом его зависимости от корреляционной функции и вычислены интегралы с анизотроп-

ным распределением Гаусса для наклонов поверхностей крупномасштабных шероховатостей. На основе ДММ будут построены диаграммы рассеяния анизотропной шероховатой поверхностью и проведено сравнение с результатами для изотропной модели. Проведенные расчеты позволят сделать вывод о влиянии анизотропии шероховатей поверхности на рассеяние волн.

Описание модели и основные уравнения

Рассмотрим шероховатую поверхность, которую можно представить в виде малых смещений $\zeta(\mathbf{r})$ на фоне крупномасштабных неоднородностей $\eta(\mathbf{r})$. Шероховатости $\zeta(\mathbf{r})$ и $\eta(\mathbf{r})$ должны удовлетворять следующим условиям:

$$2k\sigma_\zeta \sin \alpha \ll 1, \quad \langle (\nabla_\eta \zeta)^2 \rangle \ll 1, \quad (1)$$

$$\sigma_\zeta^2 = \langle \zeta^2 \rangle,$$

$$2k\tilde{R} \sin \alpha \ll 1,$$

где k – волновое число; \tilde{R} – характерный радиус кривизны крупномасштабной поверхности; α – локальный угол скольжения, отсчитываемый от плоскости, касательной к крупномасштабной поверхности; $\nabla_\eta \zeta$ – градиент смещений в касательной плоскости.

Сечение рассеяния может быть представлено в виде

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2, \quad (2)$$

где σ_1 – сечение рассеяния поверхностью $\eta(\mathbf{r})$, рассчитанное методом касательной плоскости [5, 6] в приближении Кирхгофа [15, 16]; σ_2 – сечение рассеяния мелкими шероховатостями $\zeta(\mathbf{r})$, рассчитанное методом Рэлея поверх крупномасштабных неоднородностей $\eta(\mathbf{r})$.

Для нормального распределения наклонов крупномасштабной шероховатости [6], которое выражается как

$$p(\eta_x, \eta_y) = (\pi\delta_x\delta_y)^{-1} \exp\left(-\frac{\eta_x^2}{\delta_x^2} - \frac{\eta_y^2}{\delta_y^2}\right), \quad (3)$$

сечение рассеяния σ_1 имеет вид

$$\sigma_1 = \frac{(VF)^2}{\pi\delta_x\delta_y} \exp\left(-\frac{1}{K^2} \left(\frac{Q_x^2}{\delta_x^2} + \frac{Q_y^2}{\delta_y^2}\right)\right), \quad (4)$$

где $F = (1/2)(1 + Q^2/K^2)$; $\mathbf{Q} = \mathbf{q} - \mathbf{q}_i$ — проекция вектора $\mathbf{k} - \mathbf{k}_i$ на плоскость поверхности (\mathbf{k}_i, \mathbf{k} — волновые векторы падающей и рассеянной волн соответственно); $K = k_{iz} + k_z$ — сумма вертикальных проекций волнового вектора падающей и рассеянной волны. Параметры δ_x и δ_y определяются дисперсией тангенсов наклона поверхности вдоль осей координат:

$$\delta_x^2 = 2 \langle \eta_x^2 \rangle, \delta_y^2 = 2 \langle \eta_y^2 \rangle.$$

При выводе выражения для σ_2 будем считать, что роль подстилающей поверхности $\eta(\mathbf{r})$ можно учесть с помощью метода касательной плоскости, а рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях $\zeta(\mathbf{r})$ — методом Рэлея. Мы примем, что достаточно большой элемент поверхности $\eta(\mathbf{r})$ может считаться плоским, с размерами, значительно меньшими радиуса кривизны, но значительно превышающими радиус корреляции мелкомасштабной шероховатости, который, в свою очередь, намного меньше длины волны. В пределах этой области нормаль к поверхности \mathbf{n} можно считать постоянным вектором, и тогда сечение рассеяния вследствие мелкомасштабных шероховатостей можно рассчитать как для плоской поверхности.

Обозначим это локальное сечение $\sigma_{loc}(\mathbf{Q}_n)$, где \mathbf{Q}_n — проекция вектора $\mathbf{k} - \mathbf{k}_i$ на плоскость, касательную к поверхности $\eta(\mathbf{r})$. Чтобы найти σ_2 , величину локального сечения рассеяния $\sigma_{loc}(\mathbf{Q}_n)$ нужно усреднить по всем возможным наклонам крупномасштабной шероховатости, т. е.

$$\sigma_2 = \int \sigma_{loc}(\mathbf{Q}_n) p(\gamma) d\gamma, \quad (5)$$

где $\gamma = \{\eta_x(\mathbf{r}), \eta_y(\mathbf{r})\} = \nabla_{\perp} \eta(\mathbf{r})$; $p(\gamma)$ — двумерное распределение (3) этих коэффициентов наклона.

Локальное сечение рассеяния мелкомасштабными, абсолютно мягкими шероховатостями (в задаче Дирихле) можно записать в виде [17]

$$\sigma_{loc}(\mathbf{Q}_n) = \frac{4}{n_z} (\mathbf{kn})^2 (\mathbf{k}_i \mathbf{n})^2 c(\mathbf{Q}_n), \quad (6)$$

где

$$c(\mathbf{Q}_n) = \frac{1}{2\pi} \int c(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{Q}_n \mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (7)$$

Здесь $c(\mathbf{Q}_n)$ — характеристическая функция; $c(\mathbf{r}) = \langle \zeta(\mathbf{r}) \zeta(0) \rangle$ — корреляционная функция смещений $\zeta(\mathbf{r})$.

Формула (6) обобщает выражения для сечения рассеяния на случай, когда подстилающая поверхность не является горизонтальной плоскостью. Далее требуется вычислить интеграл в уравнении (5) для анизотропного распределения.

Б.Ф. Курьянов [8] использовал при анализе рассеяния функцию Бесселя для описания корреляций шероховатостей и получил результат для случая $kl \ll 1$, где l — корреляционная длина. В действительности, и для гауссовой корреляционной функции результат будет тем же, поскольку

$$c(\mathbf{q}) \sim \exp(-Q_n^2 l^2 / 2) \sim 1 \quad (8)$$

при $Q_n l \ll 1$, т. е. влияние корреляционной функции сводится к умножению на константу.

Таким образом, приближение Курьянова вполне оправдано для данной задачи, а анизотропия мелких шероховатостей вообще несущественна.

Мы ограничимся в дальнейшем наиболее важным для практических приложений случаем рассеяния назад. В этих условиях

$$(\mathbf{kn})^2 (\mathbf{k}_i \mathbf{n})^2 = (\mathbf{k}_i \mathbf{n})^4 = k^4 \cos^4 \theta$$

(θ — угол падения волны), и уравнение (6) принимает вид

$$\sigma_{loc}(\mathbf{Q}_n) = \frac{4k^4}{n_z} \cos^4 \theta c(\mathbf{Q}_n). \quad (9)$$

Угловая зависимость сечения рассеяния (9) при $Q_n l \ll 1$ полностью определяется множителем $\cos^4 \theta$. Этим обстоятельством мы воспользуемся при выполнении усреднения по наклонам крупномасштабной шероховатости.

Расчетные формулы и численные результаты

Для дальнейших вычислений выберем направление осей координат x, z в плоскости падения луча, так что ось z перпендикулярна гладкой подстилающей плоскости. Поскольку эллипсоид гауссового анизотропного распределения может быть ориентирован произвольно относительно оси x , его нужно записать в новых коор-

динатах с учетом поворота оси эллипса на некоторый угол β , задаваемый условиями падения волны.

Преобразование координат при таком повороте есть

$$x' = x \cos \beta + y \sin \beta,$$

$$y' = y \cos \beta - x \sin \beta$$

с якобианом преобразования $J = 1$.

Распределение наклонов в новых координатах получим с учетом равенств

$$\eta_{x'} = \eta_x \cos \beta + \eta_y \sin \beta,$$

$$\eta_{y'} = \eta_y \cos \beta - \eta_x \sin \beta$$

в виде

$$p_2(\eta_x, \eta_y) = (\pi \delta_x \delta_y)^{-1} \times \exp \left(- \frac{(\eta_x \cos \beta + \eta_y \sin \beta)^2}{\delta_x^2} - \frac{(\eta_y \cos \beta - \eta_x \sin \beta)^2}{\delta_y^2} \right). \quad (10)$$

Интенсивность рассеянной волны, обусловленная наличием мелких неровностей на крупной нерегулярной поверхности, отличается от интенсивности при рассеянии мелкими неровностями на плоскости наличием множителя

$$D = \iint \frac{(1 - utg\theta)^4}{(1 + u^2 + v^2)^{3/2}} \times \exp \left(- \frac{(u \cos \beta + v \sin \beta)^2}{\delta_x^2} - \frac{(v \cos \beta - u \sin \beta)^2}{\delta_y^2} \right) \frac{dudv}{\pi \delta_x \delta_y}, \quad (11)$$

где $tg\theta = k_x / k_z$.

При $\delta_x = \delta_y$ уравнение (11) соответствует изотропной шероховатости [8]. Далее необходимо вычислить получившийся двойной интеграл (11), который можно представить в виде суммы

$$D = A_0 + 6A_1 tg^2\theta + A_2 tg^4\theta, \quad (12)$$

где

$$A_n = \iint \frac{u^{2n}}{(1 + u^2 + v^2)^{3/2}} \times \exp \left(- \frac{(u \cos \beta + v \sin \beta)^2}{\delta_x^2} - \frac{(v \cos \beta - u \sin \beta)^2}{\delta_y^2} \right) \frac{dudv}{\pi \delta_x \delta_y}, \quad (13)$$

$$- \frac{(v \cos \beta - u \sin \beta)^2}{\delta_y^2} \frac{dudv}{\pi \delta_x \delta_y}, \quad (13)$$

$$n = 0, 1, 2$$

Интегралы по нечетным степеням u равны нулю в силу нечетности подынтегральной функции.

Перейдем к полярным координатам:

$$u = r \cos \phi, v = r \sin \phi.$$

Тогда интегралы (13) преобразуются к виду

$$A_n = \frac{1}{\pi \delta_x \delta_y} \int_0^{2\pi} \cos^{2n}(\phi) h_n(g) \phi d\phi, \quad (14)$$

$$h_n(g) = \int_0^\infty \frac{r^{2n}}{(1 + r^2)^{3/2}} \exp(-r^2 g^2) r dr,$$

$$p^2 = \frac{\cos^2(\phi - \beta)}{\delta_x^2} + \frac{\sin^2(\phi - \beta)}{\delta_y^2}.$$

При $\delta_x = \delta_y = \delta$, $p^2 = \delta^{-2}$ и интеграл по угловой переменной в уравнении (14) факторизуется, так что

$$A_n = \frac{h_n(p)}{\pi \delta^2} \alpha_n, \quad \alpha_n = \int_0^{2\pi} \cos^{2n}(\phi) d\phi. \quad (15)$$

Поскольку

$$\alpha_0 = 2\pi, n = 0,$$

$$\alpha_n = \int_0^{2\pi} \cos^{2n} \phi d\phi = \quad (16)$$

$$= 2\pi \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots 2n}, n > 0,$$

получаем, что $\alpha_0 = 2\pi$, $\alpha_1 = \pi$, $\alpha_2 = 3\pi / 4$.

Коэффициенты A_n для изотропного распределения выражаются через функцию интеграла ошибок [8, 18], имеющую вид

$$\Phi(p) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_p^\infty e^{-z^2} dz. \quad (17)$$

Формулы для коэффициентов A_n в данном случае следующие:

$$h_0 = 1 - K(p), \quad (18)$$

$$h_1 = \frac{K(p)}{2p^2} - (1 - K(p)),$$

$$h_2 = \frac{1}{p^2} \left[\frac{1}{2} - K(p) \left(1 - \frac{1}{4p^2} \right) \right] + (1 - K(p)),$$

где

$$K(p) = p\sqrt{\pi}\Phi(p)\exp(p^2) \quad (19)$$

при $p \gg 2$, $\Phi(p) \approx 0$.

Асимптотическое вычисление интеграла (15) при $p \rightarrow \infty$ дает выражения

$$h_0 = 1/2p^2, \quad h_1 = 1/2p^4, \quad h_2 = 1/p^6.$$

Соответственно,

$$A_0 = 1, \quad A_1 = 1/2p^2, \quad A_2 = 3/4p^4$$

в изотропном случае, и фактор D монотонно растет с ростом угла падения.

Результат расчета фактора D для вертикального падения волны на изотропную шероховатую поверхность как функции параметра дисперсии наклонов δ приведен на рис. 1. График показывает растущее отклонение поправки от единицы по мере увеличения шероховатости.

С учетом выражений (19) для функций $h_n(p)$, коэффициенты A_n и искомый фактор D в анизотропном случае можно достаточно просто вычислить однократным численным интегрированием по угловой переменной ϕ в уравнении (14). Таким образом, для рассеяния назад получаем выражение

$$\sigma_2(\mathbf{Q}) = 4k^4 \cos^4 \theta c(0)D. \quad (20)$$

Отметим, что сечения рассеяния по-

верхностью являются безразмерными величинами. Корреляционная функция мелких шероховатостей с гауссовым распределением имеет спектральный вид [17]:

$$c(Q) = \frac{\sigma_\zeta^2 l^2}{\pi} \exp(-Q^2 l^2), \quad (21)$$

так что $c(0) = \sigma_\zeta^2 l^2 / \pi$.

Итоговое сечение рассеяния запишем как

$$\sigma_2 = \frac{4}{\pi} (k^2 \sigma_\zeta l)^2 (A_0 \cos^4 \theta + A_1 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + A_2 \sin^4 \theta). \quad (22)$$

Остается выразить сечение рассеяния σ_1 подстилающей анизотропной крупношероховатой поверхностью через угол падения, исходя из выражения (4). В этом случае проекция $Q = 2k \cos \theta$, а $K = 2k \sin \theta$ — модуль проекции изменения волнового вектора на плоскость x, y . Учитывая, что $K_x = K \cos \beta$, $K_y = K \sin \beta$, запишем конечное выражение для сечения обратного рассеяния крупными шероховатостями:

$$\sigma_1 = \frac{V^2}{4\pi \delta_x \delta_y \cos^4 \theta} \times \exp \left[-\text{tg}^2 \theta \left(\frac{\cos^2 \beta}{\delta_x^2} + \frac{\sin^2 \beta}{\delta_y^2} \right) \right]. \quad (23)$$

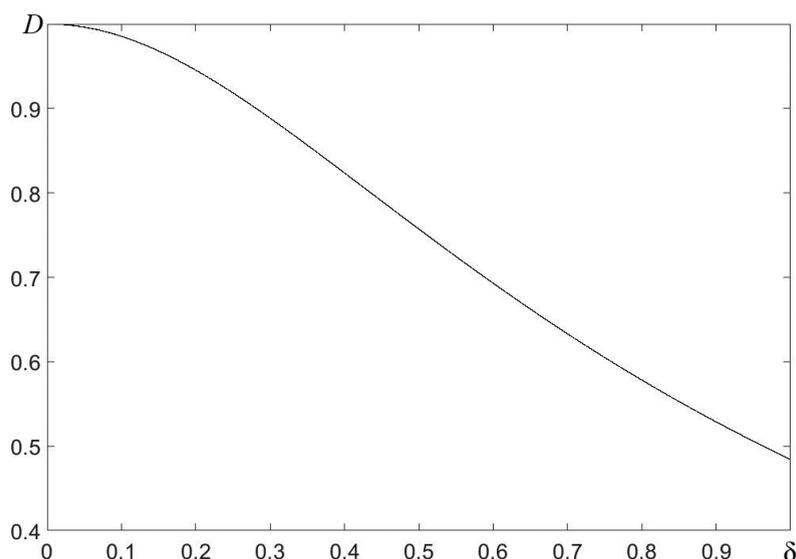


Рис. 1. Фактор D для вертикального падения волны как функция параметра дисперсии наклонов δ

Для проведения конкретных численных расчетов нам потребуется значение коэффициента отражения и безразмерные параметры распределения наклонов поверхностей. Положим в дальнейших вычислениях $V = -1$. Сечение рассеяния будем рассчитывать, зафиксировав

$$\delta_x = 0,1, \quad \delta_y = 0,4; \quad (k\sigma_\zeta)^2 = 0,05, \quad (kl)^2 = 0,1.$$

На рис. 2 представлены результаты расчета коэффициента D в зависимости от угла падения волны, измеренного в радианах. Они иллюстрируют доминирующее влияние распределения шероховатостей в плоскости падения на угловые характеристики интенсивности рассеяния. Поворот плоскости падения от меньшей шероховатости к большей вызывает явный рост рассеяния. При нормальном падении волны отношение сечений

$$\sigma_2(0) / \sigma_1(0) = 16\delta_x\delta_y(k^2\sigma_\zeta l)^2 A_0^2. \quad (24)$$

Для выбранных параметров это отношение составляет $\sim 3 \cdot 10^{-3}$, т. е. сечение σ_2 в области малых углов рассеяния является малой поправкой к основному сечению σ_1

рассеяния крупномасштабными шероховатостями. Его учет может быть важен только при больших углах, для которых основная составляющая резко убывает, за счет чего проявляется вклад в рассеяние мелких шероховатостей.

Функциональная зависимость сечения рассеяния назад крупными анизотропными шероховатостями от угла падения четко проявляет изменение рассеяния в зависимости от положения плоскости падения. Сечения рассеяния назад крупными шероховатостями от угла падения для плоскости падения с ориентацией вдоль малой оси эллипса анизотропии и вдоль большой оси анизотропии отличаются множителем

$$\exp \left[\operatorname{tg}^2 \theta \left(\frac{1}{\delta_x^2} - \frac{1}{\delta_y^2} \right) \right],$$

который при $\delta_x < \delta_y$ нарастает с увеличением угла падения.

Зависимость рассеяния мелкими неоднородностями на фоне крупных шероховатостей от угла падения при различной ориентации плоскости падения отличается плавным характером.

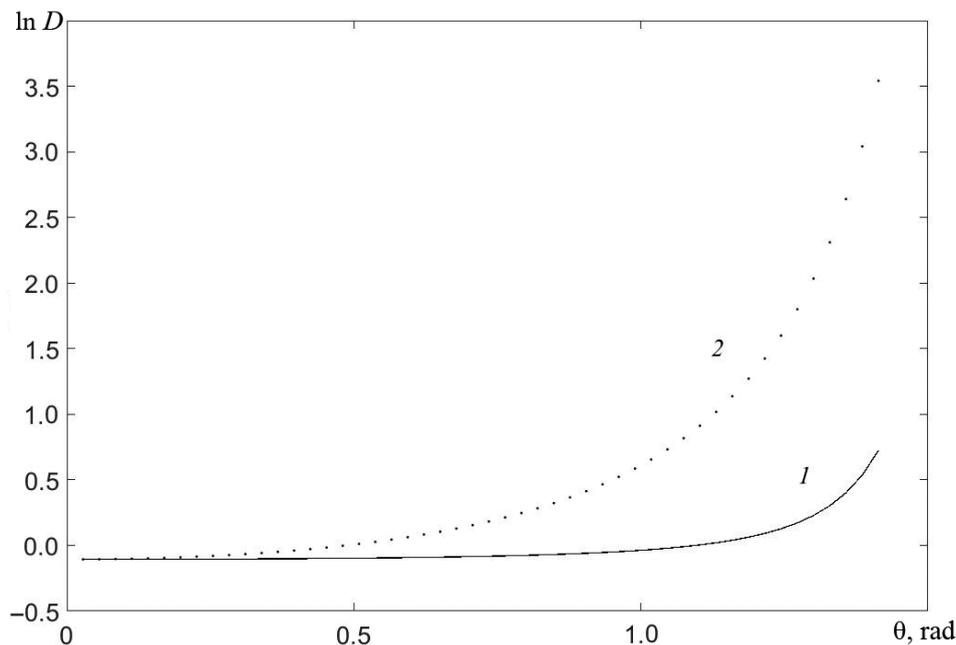


Рис. 2. Зависимости логарифма коэффициента учета анизотропии D от угла падения θ для двух случаев: плоскость падения проходит через малую (1) и через большую (2) оси эллипса анизотропии

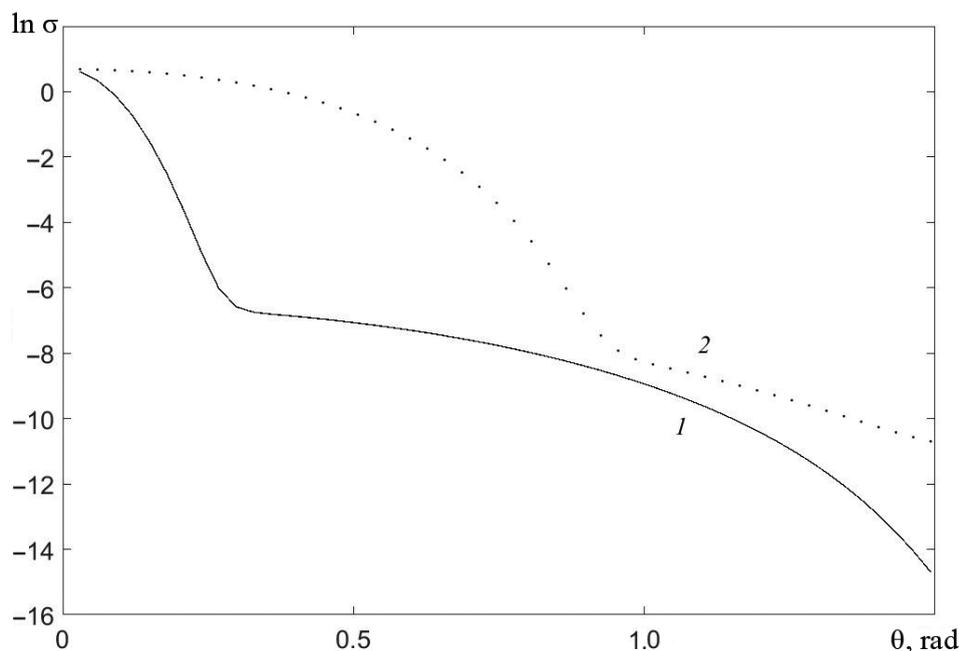


Рис. 3. Зависимости логарифма полного сечения рассеяния двухмасштабной шероховатой поверхностью от угла падения при разных ориентациях плоскости падения волны: вдоль меньших неоднородностей (1) и вдоль неоднородностей с большим наклоном (2)

На рис. 3 показана зависимость логарифма полного сечения рассеяния двухмасштабной шероховатой поверхностью при двух разных ориентациях плоскости падения. Нижняя кривая с меньшим рассеянием относится к ориентации плоскости падения по малой оси эллипса. Верхняя кривая относится к ориентации плоскости падения вдоль большой оси эллипса, что соответствует более крутым шероховатостям. Излом на графике связан с быстрым переходом от распределения в форме (23) при малых углах падения к распределению в форме (22) с ростом угла. Такое поведение характерно и для изотропной рассеивающей поверхности [8], но теперь проявляется новая зависимость от положения плоскости падения.

Заключение

Анализ рассеяния волн анизотропной шероховатой поверхностью в рамках двухмасштабной модели показал, что роль анизотропии мелких шероховатостей несуще-

ственна, в том смысле, что не она проявляется в угловой зависимости обратного рассеяния. Что касается анизотропии крупных неоднородностей с размерами больше длины волны, то она весьма заметна как в той части, которая обусловлена непосредственно этими плавными поверхностными структурами, так и в возникающем на этом фоне рассеянии мелкими случайными шероховатостями. Такие мелкие неоднородности, с размерами намного меньше длины волны, определяют слабоинтенсивное крыло сечения при больших углах рассеяния. Вариация интенсивности рассеянной обратно волны при повороте плоскости падения волны может служить индикатором степени анизотропии крупномасштабных случайных шероховатостей.

Представляет интерес дополнительное исследование влияния на рассеяние флуктуаций самих параметров анизотропной шероховатости вдоль поверхности, в том числе на масштабах, существенно превышающих длину корреляции крупных шероховатостей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Elfouhaily T.M., Guérin C.-A.** A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces // *Waves in Random Media*. 2004. Vol. 14. No. 4. Pp. R1–R40.
2. **Maradudin A.A.** (editor). *Light scattering and nanoscale surface roughness*. New York: Springer, 2007. 496 p.
3. **Pinel, N., Bourlier C.** *Electromagnetic wave scattering from random rough surfaces. Asymptotic models*. Hoboken: John Wiley & Sons, 2013. 162 p.
4. **Morozov A.K., Colosi J.A.** Equations for normal-mode statistics of sound scattering by a rough elastic boundary in an underwater waveguide, including backscattering // *The Journal of the Acoustic Society of America*. 2017. Vol. 142. No. 3. Pp. EL292–EL298.
5. **Ishimaru A.** *Electromagnetic wave propagation, radiation and scattering*. Hoboken: John Wiley & Sons, 2017. 944 p.
6. **Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.** Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
7. **Horoshenkov K.V., Van Renterghem T., Nichols A., Krynkina A.** Finite difference time domain modelling of sound scattering by the dynamically rough surface of a turbulent open channel flow // *Applied Acoustics*. 2016. Vol. 110. September. Pp. 13–22.
8. **Курьянов Б.Ф.** Рассеяние звука на шероховатостях с двумя типами неровностей // *Акустический журнал*. 1962. Т. 8. Вып. 3. С. 325–333.
9. **Boukabara S.A., Eymard L., Guillou C., Lemaire D., Sobieski P., Guissard A.** Development of a modified two-scale electromagnetic model simulating both active and passive microwave measurements: Comparison to data remotely sensed over the ocean // *Radio Science*. 2002. Vol. 37. No. 4. Pp. 16–1–16–11.
10. **Lemaire D., Sobieski P., Craeye C., Guissard A.** Two-scale models for rough surface scattering: Comparison between the boundary perturbation method and the integral equation method // *Radio Science*. 2002. Vol. 37. No. 1. Pp. 1–1–1–16.
11. **Nunziata F., Sobieski P., Migliaccio M.** The two-scale BPM scattering model for sea biogenic slicks contrast // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2009. Vol. 47. No. 7. Part 1. Pp. 1949–1956.
12. **Mouche A.A., Chapron B., Reul N.** A simplified asymptotic theory for ocean surface electromagnetic wave scattering // *Waves in Random and Complex Media*. 2007. Vol. 17. No. 3. Pp. 321–341.
13. **Ayari M.Y., Khenchaf A., Coatanhay A.** Simulations of the bistatic scattering using two-scale model and the unified sea spectrum // *Journal of Applied Remote Sensing*. 2007. Vol. 1. No. 1. P. 013532.
14. **Soriano G., Guérin C.-A.** A cutoff invariant two-scale model in electromagnetic scattering from sea surface // *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*. 2008. Vol. 5. No. 2. Pp. 199–203.
15. **Shi F., Choi W., Lowe M.J.S., Skelton E.A., Craster R.V.** The validity of Kirchhoff theory for scattering of elastic waves from rough surfaces // *Proceedings of the Royal Society of London. A*. 2015. Vol. 471. No. 2178. P. 20140977.
16. **Osipov A.V., Tretyakov S.A.** *Modern electromagnetic scattering theory with application*. Chichester: Wiley & Sons, 2017. 806 p.
17. **Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.** Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 463 с.
18. **Cahil K.** *Physical mathematics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013. 666 p.

Статья поступила в редакцию 13.09.2018, принята к публикации 08.10.2018.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ГОЛОВИНСКИЙ Павел Абрамович — доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики Воронежского государственного технического университета, г. Воронеж, Российская Федерация.

394006, Российская Федерация, г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, 84
golovinski@bk.ru

ПРОСКУРИН Дмитрий Константинович — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры прикладной информатики Воронежского государственного технического университета, г. Воронеж, Российская Федерация.

394006, Российская Федерация, г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, 84
pdk@vgasu.vrn.ru

REFERENCES

- [1] T.M. Elfouhaily, C.-A. Guérin, A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces, *Waves in Random Media*. 14 (4) (2004) R1–R40.
- [2] A.A. Maradudin, editor, *Light scattering and nanoscale surface roughness*, Springer, New York (2007).
- [3] N. Pinel, C. Bourlier, *Electromagnetic wave scattering from random rough surfaces, asymptotic models*, John Wiley & Sons, Hoboken (2013).
- [4] A.K. Morozov, J.A. Colosi, Equations for normal-mode statistics of sound scattering by a rough elastic boundary in an underwater waveguide, including backscattering, *J. Acoust. Soc. Am.* 142 (3) (2017) EL292–EL298.
- [5] A. Ishimaru, *Electromagnetic wave propagation, radiation and scattering*, John Wiley & Sons, Hoboken (2017).
- [6] L.M. Brekhovskikh, Yu.P. Lysanov, *Fundamentals of ocean acoustics*, Springer-Verlag, Berlin (1991).
- [7] K.V. Horoshenkov, T. Van Renterghem, A. Nichols, A. Krynkina, Finite difference time domain modeling of sound scattering by the dynamically rough surface of a turbulent open channel flow, *Applied Acoustics*. 110 (September) (2016) 13–22.
- [8] B.F. Kur'yanov, Acoustic scattering by roughness with two types of irregularities, *Acoustical Journal*. 8(3) (1962) 325–333.
- [9] S.A. Boukabara, L. Eymard, C. Guillou, et al., Development of a modified two-scale electromagnetic model simulating both active and passive microwave measurements: Comparison to data remotely sensed over the ocean, *Radio Science*. 37 (4) (2002) 16-1–16-11.
- [10] D. Lemaire, P. Sobieski, C. Craeye, A. Guissard, Two-scale models for rough surface scattering: Comparison between the boundary perturbation method and the integral equation method, *Radio Science*. 37 (1) (2002) 1-1–1-16.
- [11] F. Nunziata, P. Sobieski, M. Migliaccio, The two-scale BPM scattering model for sea biogenic slicks contrast, *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*. 47 (7-1) (2009) 1949–1956.
- [12] A.A. Mouche, B. Chapron, N. Reul, A simplified asymptotic theory for ocean surface electromagnetic wave scattering, *Waves in Random and Complex Media*. 17 (3) (2007) 321–341.
- [13] M.Y. Ayari, A. Khenchaf, A. Coatanhay, Simulations of the bistatic scattering using two-scale model and the unified sea spectrum, *Journal of Applied Remote Sensing*. 1 (1) (2007) 013532.
- [14] G. Soriano, C.-A. Guérin, A cutoff invariant two-scale model in electromagnetic scattering from sea surface, *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*. 5 (2) (2008) 199–203.
- [15] F. Shi, W. Choi, M.J.S. Lowe, et al., The validity of Kirchhoff theory for scattering of elastic waves from rough surfaces, *Proceedings of the Royal Society of London. A*. 471 (2178) (2015) 20140977.
- [16] A.V. Osipov, S.A. Tretyakov, *Modern electromagnetic scattering theory with application*. Wiley & Sons, Chichester (2017).
- [17] S.M. Rytov, Yu.A. Kravtsov, V.I. Tatarskiy, *Vvedeniye v statisticheskuyu radiofiziku. Sluchaynyye polya. Ch. 2. [Introduction to statistical radiophysics. Random fields, Part 2]*, Moscow, Nauka (1978).
- [18] K. Cahil, *Physical Mathematics*, Cambridge University Press, Cambridge (2013).

Received 13.09.2018, accepted 08.10.2018.

THE AUTHORS

GOLOVINSKI Pavel A.

Voronezh State Technical University

84, 20-letiya Oktyabrya St., Voronezh, 394006, Russian Federation
golovinski@bk.ru

PROSKURIN Dmitry K.

Voronezh State Technical University

84, 20-letiya Oktyabrya St., Voronezh, 394006, Russian Federation
pdk@vgasu.vrn.ru