ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVIII, № 2 РАДИОФИЗИКА 1985

УДК 621.371.332.3:523.164.8

ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ И ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ НА СЛАБОШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

И. М. Фукс

В рамках «двухмасштабной» модели исследуется зависимость радиолокационного сечения рассеяния на статистически неровной поверхности от угла падения и частоты излучения. Показано, что для слабошероховатых поверхностей (угловая зависимость сечения рассеяния на которых имеет хорошо выраженный и достаточно узкий максимум при вертикальном облучении) по этим данным при различных поляризациях можно определить значение комплексной диэлектрической проницаемости, плотность распределения вероятностей углов наклона шероховатостей и их пространственный энергетический спектр. Получены универсальные соотношения (не зависящие от конкретного вида статистических параметров рельефа поверхности), описывающие связь частотных зависимостей сечений рассеяния в зеркальной и диффузной компоненте.

При радиолокационных исследованиях поверхности Земли и других планет возникает необходимость в решении обратной задачи — определении электродинамических параметров отражающей поверхности и параметров шероховатости ее рельефа, исходя из экспериментальных данных о величине удельного сечения обратного рассеяния σ и его зависимости от длины волны излучения λ и угла падения θ [1,2]. В данной работе эта задача решается для широкого класса слабошероховатых поверхностей, отражение от которых мало отличается от зеркального: основная энергия падающей волны рассеивается в узком конусе углов $\theta<\theta_к\ll 1$ вблизи направления зеркального отражения. При этом зависимость $\sigma(\theta)$ имеет явно выраженный максимум при $\theta=0$, быстро убывает по мере увеличения угла θ от нуля до $\theta_к$ (зеркальная компонента $\sigma_з$), а затем практически не изменяется с ростом θ вплоть до очень скользящих углов (диффузная компонента $\sigma_д$). Именно такой характер имеют, например, зависимости $\sigma(\theta)$ при отражении от взволнованной поверхности моря [3,4] и от поверхности Луны [5] в диапазоне сантиметровых и более длинных радиоволн. Эти экспериментальные данные удается довольно полно интерпретировать на основе «двухмасштабной» модели рассеивающей поверхности [6–10]. Ниже эта модель привлекается как для решения обратной задачи рассеяния, так и для установления универсальных связей между частотными зависимостями зеркальной и диффузной компонент радиолокационного сигнала — дисперсионных соотношений, вид которых в широком диапазоне длин волн λ не зависит ни от конкретной формы рельефа, ни от значения комплексной диэлектрической проницаемости ε.

1. Модель поверхности. Рельеф отражающей поверхности будем рассматривать как реализацию случайного поля $z=\zeta(\boldsymbol{r})$, где $\boldsymbol{r}=\{x, y\}$ — радиус-вектор в плоскости $z=0$, совпадающей со средней плоскостью ($\langle\zeta\rangle=0$). Предполагая статистическую однородность поля (во всяком случае, в пределах облученного участка поверхности), введем пространственно-угловой спектр $\tilde{S}(\boldsymbol{\varkappa})$:

$$\langle \zeta (\boldsymbol{r} + \boldsymbol{\rho}) \zeta (\boldsymbol{r}) \rangle = \iint\limits_{-\infty}^{\infty} S (\boldsymbol{\varkappa}) e^{i\varkappa\rho} d^2\varkappa. \qquad (1)$$

Сечение радиолокационного отражения σ (с единицы площади в единичный телесный угол) при облучении поверхности плоской монохроматической волной $\sim \boldsymbol{p}_0 \exp [i (\boldsymbol{kR} - \omega t)]$ ($\boldsymbol{k}$ — волновой вектор ($k_x = k \sin\theta \cos\varphi$, $k_y = k \sin\theta \sin\varphi$, $k_z = -k \cos\theta$), $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, $\omega = ck$ — круговая частота, $\boldsymbol{p}_0$ — единичный вектор поляризации) представим в виде суммы:

$$\sigma(\theta, \varphi, k) = \sigma_з(\theta, \varphi, k) + \sigma_д(\theta, \varphi, k). \qquad (2)$$

Здесь $\sigma_з$ — зеркальная компонента, описывающая отражение от сглаженной поверхности $z = Z(\boldsymbol{r})$, в пространственном спектре которой присутствуют только крупномасштабные шероховатости с малыми волновыми числами $\varkappa < \alpha k$:

$$\sigma_з(\theta, \varphi, k) = \pi \frac{|V_э|^2}{\cos^4\theta} \widetilde{W} \left(\Gamma = -\frac{\boldsymbol{k}_\perp}{k_z}\right) \left[1 + O\left(\frac{1}{k^2 a^2}\right)\right], \qquad (3)$$

а $\sigma_д$ — диффузная компонента, обусловленная резонансным (брэгговским) отражением от мелкой ряби с $\varkappa \geqslant \alpha k$:

$$\sigma_д(\theta, \varphi, k) = 16\pi k^4 \langle Q (0', \varepsilon) \tilde{S} (2 \boldsymbol{k}'_\perp) \rangle_\Gamma [1 + O(k^2 h^2)]; \qquad (4)$$

$$Q (0, \varepsilon) = \tilde{F}_{p_1}^{p_0} (\tilde{F}_{p_2}^{p_0})^*; \qquad (5)$$

$$\tilde{F}_p^{p_0} (\theta, \varepsilon) = (1/4) (\varepsilon - 1) (1 + V_г) [(1 + V_г) (\boldsymbol{p}_0 \boldsymbol{p}) + (\varepsilon - 1) \varepsilon^{-1} (1 - V_в^2) (\boldsymbol{N p}) (\boldsymbol{N p}_0)]. \qquad (6)$$

Мы используем обозначения: $\widetilde{W}(\Gamma)$ — плотность распределения вероятностей наклонов $\Gamma = \nabla_r Z (\boldsymbol{r})$ крупномасштабной поверхности, $V_э = V_0[1 + O(k^2h^2)]$ — эффективный (по среднему полю) коэффициент отражения от касательной плоскости к $z = Z(\boldsymbol{r})$, нормальной к направлению облучения, с учетом диффузного рассеяния на мелкой ряби, $V_0 = (\sqrt{\varepsilon} - 1)/(\sqrt{\varepsilon} + 1)$ — коэффициент отражения Френеля при нормальном облучении, α — постоянная порядка единицы, определяющая границу разделения спектра $\tilde{S}(\boldsymbol{\varkappa})$ на крупные и мелкие шероховатости, h^2 — дисперсия высот мелкой ряби $z = \xi(\boldsymbol{r})$, a — характерные радиусы кривизны сглаженной поверхности $z = Z(\boldsymbol{r})$. $V_г$ и $V_в$ — коэффициенты отражения Френеля при горизонтальной и вертикальной поляризациях соответственно, $V_г = (a - b)/(a + b)$, $V_в = (a\varepsilon - b)/(a\varepsilon + b)$, $a = \cos\theta$, $b = \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}$, $\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2$ — единичные векторы поляризации принимаемого излучения, в общем случае — комплексные (для эллиптической поляризации), θ' — угол между волновым вектором $\boldsymbol{k}$ и нормалью $\boldsymbol{N}$ к поверхности $z = Z(\boldsymbol{r})$, $\boldsymbol{k}'_\perp$ — проекция $\boldsymbol{k}$ на касательную к $z = Z(\boldsymbol{r})$ плоскость, $\boldsymbol{k}_\perp = \{k_x, k_y\}$ — проекция $\boldsymbol{k}$ на плоскость $z = 0$. Усреднение $\langle ... \rangle$ в (4) проводится по случайным наклонам Γ.

Из формул (5), (6) видно, что $Q(\theta, \varepsilon)$ является плавной функцией угла θ всюду, кроме области малых углов скольжения $(\pi/2 - \theta) \sim \sim 1/\sqrt{|\varepsilon|}$ при $|\varepsilon| \gg 1$. Если предположить, что и спектр $S(\boldsymbol{\varkappa})$ не имеет узких, резко выраженных максимумов, то для слабошероховатой поверхности с малой дисперсией наклонов $\langle \Gamma^2 \rangle \equiv \Gamma_0^2 \ll 1$ усреднение по реализациям Г можно и не проводить, заменив всюду $\theta'\to\theta$, и тем самым рассматривать диффузную компоненту как результат дифракции на мелкомасштабных $(\varkappa \geqslant \alpha k)$ шероховатостях $z=\xi(\boldsymbol{r})$, расположенных не на сглаженной поверхности $z=Z(\boldsymbol{r})$ а на средней плоскости $z=0$. По этой же причине при $\Gamma_0^2 \ll 1$ можно не учитывать затенений и многократных отражений, если только $\operatorname{ctg}^2\theta \gg \Gamma_0^2$.

После усреднения $\sigma(\theta, \varphi, k)$ по азимутальному углу φ между плоскостью падения и произвольным направлением $0x$ в плоскости $z=0$ имеем

$$\sigma(\theta, k) = (1/2\pi)\int_0^{2\pi} \sigma(\theta, \varphi, k)\,d\varphi$$

(и аналогично для $\sigma_з$ и $\sigma_д$) и из (3), (4) получаем

$$\sigma_з(\theta, k) = (|V_э|^2/2\cos^4\theta)\; W(\operatorname{tg}\theta)\left[1+O(1/k^2a^2)\right]; \tag{7}$$

$$\sigma_д(\theta, k) = 8k^4 Q(0, \varepsilon)\, S(2k\sin\theta)\left[1+O(k^2h^2)\right], \tag{8}$$

Здесь $\Gamma W(\Gamma)$ — плотность распределения модулей наклонов $\Gamma = (\Gamma_x^2 + \Gamma_y^2)^{1/2}$,

$$W(\Gamma) = \int_0^{2\pi} \tilde{W}(\Gamma\cos\varphi, \Gamma\sin\varphi)\,d\varphi, \tag{9}$$

а $S(\varkappa)$ — пространственный спектр шероховатостей:

$$S(\varkappa) = \int_0^{2\pi} \tilde{S}(\varkappa\cos\varphi, \varkappa\sin\varphi)\,d\varphi. \tag{10}$$

Отметим, что, например, при радиолокации Луны и планет проведенное выше усреднение по углу φ происходит за счет интегрирования мощности отраженного сигнала по освещенному импульсным объемом кольцу на поверхности планеты. Переходя от $\sigma(\theta, \varphi, k)$ к $\sigma(\theta; k)$, мы либо сразу предполагаем, что поверхность статистически изотропна, либо действительно усредняем экспериментальные зависимости $\sigma(\theta, \varphi, k)$ по всем φ (как в отмеченном выше случае радиолокации Луны и планет) и сводим обратную задачу к определению изотропной (усредненной по φ) плотности распределения $W(\Gamma)$ и пространственного спектра $S(\varkappa)$.

2. Обратная задача. *а) Зеркальная компонента.* Пренебрегая в дальнейшем членами порядка $(ak)^{-2}$, из формулы (7) можно выразить искомую функцию $W(\Gamma)$ через $\sigma_з(\theta, k)$ на фиксированной частоте ($k=\text{const}$):

$$W(\Gamma) = \left[2/|V_э|^2(1+\Gamma^2)^2\right]\sigma_з(\theta_\Gamma, k), \quad \theta_\Gamma = \operatorname{arctg}\Gamma. \tag{11}$$

Учитывая, что $W(\Gamma)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int_0^\infty W(\Gamma)\,\Gamma\,d\Gamma = 1, \tag{12}$$

из (11) получаем формулу для определения $|V_э|^2$:

$$|V_э|^2 = \int_0^{\pi/2} \sigma_з(\theta, k)\sin 2\theta\,d\theta. \tag{13}$$

Заметим, что полное сечение рассеяния $\sigma(\theta, k)$ совпадает с $\sigma_з(\theta, k)$ лишь при $\theta \leqslant \theta_к$, и для вычисления интеграла в (13) следует либо экстраполировать $\sigma_з(\theta, k)$ в область $\theta_к < \theta \leqslant \pi/2$, либо (в силу быстрого убывания $\sigma_з$ при $\theta > \theta_к$) ограничить область интегрирования в (13) малыми углами $\theta \simeq \theta_к$. Если пренебречь поправками $\sim (kh)^2 \ll 1$, где

$$h^2 = \int_{ak}^{\infty} S(\varkappa)\varkappa^3 d\varkappa, \tag{14}$$

то $V_э \simeq V_0$, и из (13) определяется зависимость $|V_0|$ от k. Дисперсия наклонов $\Gamma_0^2(k)$ сглаженной поверхности также выражается через $\sigma_з(\theta, k)$:

$$\Gamma_0^2(k) = \int_0^{\infty} W(\Gamma)\Gamma^3 d\Gamma = \int_0^{\pi/2} \sigma_з(\theta, k)\ \mathrm{tg}^2\theta \sin 2\theta d\theta [\int_0^{\pi/2} \sigma_з(\theta, k) \sin 2\theta d\theta]^{-1}. \tag{15}$$

Отметим, что если для определения величины $|V_э|$ по формуле (13) необходимо иметь данные абсолютных измерений $\sigma(\theta, k)$, то для оценки дисперсии наклонов Γ_0^2 по формуле (15) достаточно относительных измерений, например, диаграммы обратного рассеяния $B(\theta, k) = \sigma(\theta, k)/\sigma(0, k)$. Так как для слабошероховатой поверхности функция $\sigma_з(\theta, k)$ существенно отлична от нуля лишь в области малых углов $\theta \ll 1$, то $\Gamma_0^2(k)$ практически совпадает с θ_0^2 — дисперсией углов рассеяния:

$$\Gamma_0^2(k) \simeq \theta_0^2 = \int_0^{\pi/2} \sigma_з(\theta, k)\theta^3 d\theta [\int_0^{\pi/2} \sigma_з(\theta, k)\theta d\theta]^{-1}. \tag{16}$$

Величина θ_0 имеет смысл ширины диаграммы обратного рассеяния $B(\theta, k)$ на фиксированном уровне. Например, для нормальной случайной поверхности, когда

$$W(\Gamma) = (2/\Gamma_0^2)\exp(-\Gamma^2/\Gamma_0^2), \tag{17}$$

θ_0 — ширина $B(\theta)$ на уровне $1/e$, так как при $\Gamma_0^2 \ll 1$ и $\theta^2 \ll 1$ из (7) имеем $B(\theta, k) = \exp(-\theta^2/\theta_0^2)$. Наконец, учитывая связь $\Gamma_0^2(k)$ со спектром $S(\varkappa)$:

$$\Gamma_0^2(k) = \int_0^{ak} S(\varkappa)\varkappa^3 d\varkappa, \tag{18}$$

можно определить $S(\varkappa)$ по частотной зависимости $\Gamma_0^2(k)$:

$$S(\varkappa) = \frac{1}{a\varkappa^3}\frac{d}{dk}\Gamma_0^2(k)\Big|_{k = \varkappa/a}. \tag{19}$$

б) Диффузная компонента. Сечения диффузного рассеяния $\sigma_д$ на различных поляризациях p_0, p_1, p_2 отличаются только значением множителя $Q(\theta, \varepsilon)$ в формулах (4), (8), и, следовательно, их отношение не зависит от вида спектра шероховатостей поверхности $S(\varkappa)$. Например, отношение сечений рассеяния на вертикальной ($\sigma_в$) и горизонтальной ($\sigma_г$) поляризации имеет вид

$$\frac{\sigma_в}{\sigma_г} = \left| 1 + 2\sin^2\theta \frac{b(b-a)}{[a(b-a)+1]^2}\right|^2 \equiv \Delta^2$$

($\Delta=1$ при $\varepsilon\to 1$ и $\Delta=1+2\,\mathrm{tg}^2\theta$ при $|\varepsilon|\to\infty$). При вещественных ε из этой формулы следует

$$\varepsilon=\sin^2\theta+(x+\cos\theta)^2,$$

где x является решением уравнения

$$x(a+x)=d(ax+1)^2,\quad d\equiv(\Delta-1)/2\sin^2\theta.$$

Причем, из двух корней этого уравнения выбирается тот, который при $\varepsilon\to\infty$ растет как $x\sim\sqrt{\varepsilon}$, и $x\to 0$ при $\varepsilon\to 1$:

$$x=\left[a(2d-1)+\sqrt{a^2+4d(1-a^2)}\right]/2(1-a^2d).$$

Таким образом, относительные измерения элементов поляризационной матрицы обратного рассеяния в диффузной области ($\theta>\theta_к$) при фиксированном θ и на различных несущих k позволяют определить частотную дисперсию комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon=\varepsilon(k)$. После этого явный вид множителя $Q(\theta,\varepsilon)$ становится известным, и для определения спектра $S(\varkappa)$ можно предложить еще два (в дополнение к (19)) независимых способа измерения на любой поляризации:

1) по угловой зависимости $\sigma_д(\theta,k)$ при фиксированной частоте $k=\mathrm{const}$ —

$$S(\varkappa)=\sigma_д(\theta_\varkappa,k)/8Q(\theta_\varkappa,\varepsilon(k))k^4, \tag{20}$$

где $\theta_\varkappa=\arcsin(\varkappa/2k)$;

2) по частотной зависимости $\sigma_д(\theta,k)$ при постоянном угле облучения $\theta=\mathrm{const}$ —

$$S(\varkappa)=\sigma_д(\theta,k')/8Q(\theta,\varepsilon(k'))k'^4, \tag{21}$$

где $k'=\varkappa/2\sin\theta$. Из этих формул и выражения (18) вытекают соотношения, позволяющие определить $\Gamma_0^2(k)$ только по угловой или только по частотной зависимости $\sigma_д(\theta,k)$:

$$\Gamma_0^2(k)=2\int\limits_0^{\theta_\alpha}\frac{\sigma_д(\theta,k)\sin^3\theta\cos\theta}{Q(\theta,\varepsilon(k))}\,d\theta; \tag{22а}$$

$$\Gamma_0^2(k)=2\sin^4\theta\int\limits_0^{k_\alpha}\frac{\sigma_д(\theta,k')\,dk'}{k'Q(\theta,\varepsilon(k'))}, \tag{22б}$$

где $\theta_\alpha=\arcsin(\alpha/2)$, $k_\alpha=\alpha k/2\sin\theta$. Значение входящего в эти формулы параметра α определяется, вообще говоря, путем выбора оптимального способа разбиения спектра $S(\varkappa)$ на крупные ($\varkappa<\alpha k$) и мелкие ($\varkappa\geqslant\alpha k$) шероховатости. Однако для слабошероховатых поверхностей, когда $S(\varkappa)$ быстро убывает в области малых масштабов неровностей, получаемые в используемой модели результаты мало чувствительны к довольно большим вариациям значений α. Конкретные оценки, выполненные для взволнованной морской поверхности [11,12] и лунного рельефа [13], дают значения α, близкие к единице. При решении обратной задачи в качестве первого приближения можно считать $\alpha=1$, а затем, после построения спектра $S(\varkappa)$ описанными выше способами, уточнять значение α методом последовательных приближений. Отметим, наконец, что при интегрировании в (22а) по $d\theta$ в области $0\leqslant\theta\lesssim\theta_к$ в качестве $\sigma_д(\theta,k)$ следует использовать значения сечения диффузного рассеяния, экстраполированные в область зеркального отражения. Ввиду того, что $\sigma_д(\theta,k)$ сравнительно медленно изменяется с ростом θ, вклад в интеграл от этой области будет мал в меру выполнения неравенства $\theta_к^4 \ll 1$, так что конкретный способ экстраполяции $\sigma_д(\theta, k)$ в область малых углов $\theta \lesssim \theta_к$ практически не влияет на значение интеграла (22а).

3. Дисперсионные соотношения. Формула (19) устанавливает связь спектра $S(\varkappa)$ в мелкомасштабной области ($\varkappa \gtrsim k$) с параметром $\Gamma_0^2(k)$, определяемым из $\sigma_з(\theta, k)$ по формулам (15), (16) и являющимся, по сути, угловой шириной θ^2 диаграммы обратного рассеяния $B(\theta, k)$. Из (8) и (19) следует

$$\sigma_д(\theta_\alpha, k) = 8Q(\theta_\alpha, \varepsilon)\alpha^{-4}k(d/dk)\Gamma_0^2(k). \tag{23}$$

Так как обычно σ измеряют в децибелах и зависимость от k (или λ) строят в логарифмическом масштабе, то целесообразно формулу (23) записать в виде

$$(d\theta_0^2/dK)(d\hat{\Sigma}_д/dK) = 4{,}34(d^2\theta^2/dK^2), \tag{24}$$

где введены обозначения $K = 10\lg k$, $\hat{\Sigma}_д = \Sigma_д - 10\lg Q$, $\Sigma_д = 10\lg\sigma_д(\theta_\alpha, k)$. Для недиспергирующих сред ($d\varepsilon/dk = 0$) в этой формуле $\hat{\Sigma}_д$ можно заменить на $\Sigma_д$, и мы приходим, таким образом, к универсальной связи между угловой шириной θ_0 диаграммы обратного рассеяния и сечением обратного рассеяния $\sigma_д(\theta_\alpha, k)$: вид (24) не зависит ни от поляризации излучения, ни от значения ε, ни от конкретной формы рельефа поверхности ($W(\Gamma)$ и $S(\varkappa)$ — произвольные функции). Это дисперсионное соотношение, выражающее связь между частотными зависимостями $\theta_0^2(k)$ и $\sigma_д(\theta_\alpha, k)$, должно выполняться для всего класса слабошероховатых поверхностей.

На практике вместо определения параметра $\theta_0^2(k)$ по измеренным функциям $\sigma_з(\theta, k)$ может оказаться, что более удобно иметь дело с сечением обратного рассеяния при вертикальном облучении $\sigma_0(k) = \sigma_з(0, k)$, для которого из (7) (с учетом $W(0) = C/\Gamma_0^2$) следует

$$\sigma_0(k) = |V_э|^2 C/2\Gamma_0^2(k). \tag{25}$$

Если вид распределения $W(\Gamma)$ не изменяется при линейной фильтрации рельефа поверхности (отметим, что проводимое в двухмасштабной модели «сглаживание» сводится к «отсечке» в спектре $S(\varkappa)$ высокочастотных составляющих с $\varkappa \geqslant \alpha k$), а изменяется только дисперсия $\Gamma_0^2(k)$, то параметр C не зависит от k и вместо (24) можно записать

$$(d\hat{\Sigma}_0/dK)(d\hat{\Sigma}_0/dK + d\Sigma_д/dK) = 4{,}34 d^2\hat{\Sigma}_0/dK^2. \tag{26}$$

Здесь $\hat{\Sigma}_0 = \Sigma_0 - 20\lg|V_э|$, $\Sigma_0 = 10\lg\sigma_0(k)$. Эта формула выведена в предположении устойчивости $W(\Gamma)$ относительно изменения частоты k, что имеет место, в частности, для нормальных (гауссовых) полей $z = \zeta(\mathbf{r})$: сглаженная поверхность $z = Z(\mathbf{r})$ при этом тоже нормальная. Как видно из (17), в этом случае $C = 2$. При $(kh)^2 \ll 1$ и достаточно слабой зависимости $\varepsilon = \varepsilon(k)$ коэффициент $|V_э|$ можно считать не зависящим от частоты излучения и в (26) заменить $\hat{\Sigma}_0$ на Σ_0. Таким образом, дисперсионное соотношение (26) для нормальных недиспергирующих ($\hat{\Sigma}_0 \to \Sigma_0$, $\hat{\Sigma}_д \to \Sigma_д$) слабошероховатых поверхностей обладает той же степенью универсальности, что и исходное соотношение (24).

В этом случае имеют место простые формулы, эквивалентные (24) и (26):

$$\sigma_д(\theta_\alpha, k) = Ak\frac{d}{dk}\left(\frac{1}{\sigma_0}\right) = \frac{A}{D}\,k\,\frac{d}{dk}\,\theta_0^2,\quad \sigma_0\,\theta_0^2 = D, \tag{27}$$

где A, D — не зависящие от k функции ε.

Отметим, что вид формул (24), (26), (27) не изменяется, если сечения рассеяния представлены как функции не частоты k, а длины волны λ: достаточно заменить kd/dk на $-\lambda d/d\lambda$ и, следовательно, d/dK на $-d/d\Lambda$, где $\Lambda = 10\lg\lambda$.

В заключение в качестве простейшего примера рассмотрим рассеяние на поверхности со степенным спектром $S(\varkappa) \sim \varkappa^{-n}$. Из приведенных выше дисперсионных соотношений в этом случае следует

$$\sigma_д(\theta, k) \sim \Gamma_\upsilon^2(k) \sim k^{4-n},\quad \sigma_0(k) \sim k^{n-4},\quad \theta_0 \sim k^{2-n/2}, \tag{28}$$

причем эти соотношения имеют место при любых углах θ в диффузной области, а не только при $\theta = \theta_\alpha$. К поверхностям этого класса относятся взволнованная поверхность моря ($n = 3{,}5$ — спектр Лейкина — Розенберга, $n = 4$ — спектр Филлипса) и шероховатости лунного рельефа ($n = 11/3$ — спектр, полученный в [13]), для которых приведенные выше частотные зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными [5, 11–13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Шутко А. М., Кутуза Б. Г., Яковлев О. И, Ефимов Л. И., Павельев А. Г. Радиофизические исследования планет. Итоги науки и техники. Сер Радиотехника. — М: ВИНИТИ, 1978, т. 16.
2. Крупенио Н. Н. Радиофизические исследования планет. Сер. Наука и технический прогресс. — М.: Наука, 1978.
3. Bass F. G., Fuks I. M., Kalmykov A. I., Ostrovsky I. E., Rosenberg A. D. — IEEE Trans., 1968, **AR-16**, № 5, p. 560.
4. Bass F. G., Braude S. Ya., Fuks I. M., Kalmykov A I, Ostrovsky I. E., Rosenberg A. D. — IEEE Trans., 1977, **AP-25**, № 1, p. 43.
5. Evans J. V., Hagfors T. — Abv. Astron. Astrophys., 1971, **8**, p. 29 (русск. пер. в сб.: Планеты и спутники. — М.: Мир, 1974, с. 430).
6. Курьянов Б. Ф — Акуст. журн., 1962, **8**, № 3, с. 325.
7. Семенов Б. И. — Радиотехника и электроника, 1966, **11**, № 8, с. 1351.
8. Фукс И М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1966, **9**, № 5, с. 876.
9. Фукс И. М. — Акуст. журн, 1974, **20**, № 3, с. 458.
10. Басс Ф. Г., Фукс И М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.
11. Калмыков А. И., Лемента Ю. А., Островский И. Е., Фукс И. М. Препринт ИРЭ АН УССР № 71. — Харьков, 1976.
12. Лемента Ю. А., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 3, с. 379; 1979, **22**, № 4, с. 503.
13. Фукс И М — Изв. вузов. — Радиофизика, 1983, **26**, № 10, с 1194

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
11 января 1984 г.

DISPERSION RELATIONS AND THE INVERSE SCATTERING PROBLEM FOR A WEAKLY ROUGH SURFACE

I. M. Fuchs

In the framework of a composite «two-scale» model the backscatter cross-section of a statistically rough surface is analyzed as a function of the radiation frequency and angle of incidence. As is shown, these dependences allow recovering the complex dielectric constant of the surface material, the distribution density of roughness slopes and the spatial power spectrum of the inhomogeneities in the case of weakly rough surfaces, i. e. such where the angular dependence of the scattering cross-section contains a distinct, sufficiently narrow peak near the nadir direction. Frequency dependences of the scattering cross-sections associated with the specular and the diffuse component are shown to be related by universal equations independent of the specific statistical parameters of the surface.