

## 动态分形粗糙海面散射的遮蔽效应和多普勒谱研究

郭立新 任玉超 吴振森

(西安电子科技大学理学院 西安 710071)

**摘要:** 利用粗糙面电磁散射中的基尔霍夫近似, 结合粗糙面遮蔽函数和分形粗糙海面特征函数的计算, 导出了考虑遮蔽效应情况下导体分形粗糙海面散射截面的近似公式。研究了海面不同均方根斜率对遮蔽效应的影响。比较了毫米波入射时高斯粗糙面和分形粗糙海面的散射截面分布情况。分析了不同分维下分形海面双站散射截面的角分布情况。详细讨论了不同入射角和不同分维及遮蔽效应对分形海面散射回波多普勒谱的影响。

**关键词:** 分形粗糙海面, 电磁散射, 遮蔽效应, 多普勒谱

中图分类号: TN011, 0441

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2005)10-1666-05

## Study on the Shadowing Effect and Doppler Spectra for the Scattering from the Time-Varying Fractal Rough Sea Surface

Guo Li-xin Ren Yu-chao Wu Zhen-sen

(School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China)

**Abstract** According to the Kirchhoff approximation for the rough surface scattering and by calculating the shadowing function and characteristic function of the fractal rough sea surface, the formula of the scattering cross section for the conducting fractal sea surface is derived with consideration of the shadowing effect. The influence of the shadowing effect for different RMS slope of the surface is investigated. The distribution of the scattering cross-section for the Gaussian rough surface and fractal rough sea surface is compared with millimeter wave incidence. The angular distribution of the bistatic scattering cross-section from fractal sea surface for different fractal dimension and different spatial frequency is analyzed. The influence of different incident angle, different fractal dimension and shadowing effect on the Doppler spectra of the echo from the fractal sea surface is discussed in detail.

**Key words** Fractal rough sea surface, Electromagnetic scattering, Shadowing effect, Doppler spectra

### 1 引言

有关随机粗糙面的电磁散射研究一直是一个十分重要的研究课题, 除了常见的陆地和海面电磁散射外, 在有关环境遥感、电磁波与雨云湍流、冰雪、生物体组织和复合工程材料的相互作用等有关领域也经常遇到<sup>[1]</sup>。分形理论是现代非线性科学研究中十分活跃的一个数学分支, 在物理、地质、材料科学以及工程技术中都有广泛的应用。由于实际的随机粗糙面既非完全周期的又非完全随机的, 因此传统的数学模型不能很好地反映粗糙面的真实情况。分形具有自相似性, 它具有既可以兼顾大范围有序又可以兼顾小范围无序的特点, 集周期性与随机性于一体, 其几何特征可以方便地由几个分形量来控制<sup>[2-5]</sup>, 因此可以模拟出比较复杂的随机粗糙面结构。

粗糙面散射研究当中较为经典的近似方法是基尔霍夫近似方法。在这种近似中, 粗糙表面高度起伏相关长度和任意点的曲率半径要大于入射波长, 粗糙表面上任意点的散射场是以该点切平面的场近似获得。然而在这种经典的近似计算中, 入射波照射到粗糙面上时, 均假设粗糙面上所有面元都能被照射到, 对粗糙表面高度起伏  $z(x, y)$  进行积分时是对所有区域的  $x, y$  进行的。事实上无论是单站散射还是双站散射问题, 入射波照射到粗糙表面上均存在阴影区, 相对于某一观测角(散射角)方向, 也有某些被遮蔽的粗糙面的散射波不能到达观察点。有关粗糙面散射的实验测量也证明<sup>[1,6]</sup>, 尤其在中等和大入射角情况下, 散射截面幅值要小于经典基尔霍夫近似计算结果, 因此有关粗糙面散射遮蔽效应问题必须加以研究。本文采用近期研究较多的考虑了实际海谱分布的一维分形海面, 利用基尔霍夫近似, 结合近期提出的粗糙面

2004-04-21 收到, 2004-08-23 改回

国家自然科学基金(60101001), 教育部高等学校优秀青年教师教学科研奖励基金和高等学校博士点专项基金资助课题

修正遮蔽函数<sup>[7,8]</sup>, 导出了导体分形粗糙海面散射截面的计算公式, 比较了毫米波入射下分形海面与高斯粗糙面的散射截面角分布, 分析了在不同分维下分形粗糙海面双站散射截面的角分布情况, 详细讨论了不同入射角和不同分维及遮蔽效应对分形海面散射回波多普勒谱的影响。

## 2 一维动态分形海面模型及其特征函数

已知重要的一维分形函数是带限Weistrass曲线<sup>[2]</sup>, 该曲线满足自仿射的性质。在此函数的基础上定义考虑了海谱分布的一维归一化带限Weistrass分形海面模型为<sup>[3,9]</sup>

$$W(x,t) = \frac{\sqrt{2}\delta[1-b^{(2D-4)}]^{1/2}}{[b^{(2D-4)N_1} - b^{(2D-4)(N_2+1)}]^{1/2}} \sum_{m=1}^M S_{PM}(\kappa_m) \cdot \sum_{n=N_1}^{N_2} b^{(D-2)n} \cos[Kb^n \kappa_m \times (x+Vt) + \omega_n t + \phi_n(t)] \quad (1)$$

可以证明该海面模型的高度起伏满足高斯分布<sup>[3,9]</sup>。上式中  $\delta$  为海面的高度起伏均方根, 归一化可以给出具有任意  $\delta$  的粗糙海面  $W(x,t)$ 。  $b$  为空间基频 ( $b > 1$ ),  $D$  为分维 ( $1 < D < 2$ ),  $K$  为海表面的空间波数, 它决定空间频谱的位置,  $V$  为探测雷达平台或海杂波传播的速度。  $\omega_n$  为第  $n$  个谱分量的角速度。上式中的  $S_{PM}(\kappa)$  为海面的 PM 谱<sup>[9,10]</sup>, 它通常可以表示为

$$S_{PM}(\kappa) = \frac{\alpha_p g^2}{(2\pi)^4 \kappa^5} \exp[-1.25(\frac{\kappa_{PM}}{\kappa})^4] \quad (2)$$

其中 Philips 常数  $\alpha_p = 0.0081$ , 而频率  $\kappa_{PM} = 0.13g/u_w$ ,  $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ ,  $u_w$  为海面上的风速。而式(1)中的初始相位  $\phi_n(t)$  满足以下关系:

$$\phi_n(t) = \begin{cases} \varphi_n, & N_1 < n < n_0 - 1 \\ \theta_n(t), & n_0 < n < N_2 \end{cases} \quad (3)$$

其中  $\varphi_n$  和  $\theta_n(t)$  均为  $(-\pi, \pi)$  上均匀分布的随机相位, 且二者是相互独立的。在低频段 ( $N_1 < n < n_0 - 1$ ), 相位稳定, 代表了海面的大的起伏轮廓或长程有序性, 而在高频段 ( $n_0 < n < N_2$ ), 相位随时间变化, 代表了海面上的精细波纹或短程不确定性。因此用分形函数重构的海面能很好地反映海面的非线性, 它既能显示海面大尺度的周期有序又能体现小尺度的随机性, 是描述海面的一种很好的方法。此时归一化一维带限分形海面的自相关函数可以表示为

$$\rho(\tau, t) = \langle W(x+\tau, t)W(x, t) \rangle = \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^{m-\tau} W(x+\tau, t)W(x, t) \quad (4)$$

其中  $m$  为  $t$  时刻下分形海面的采样点数。

考虑一具有单位幅度的平面电磁波入射到某二维导体粗糙海面上, 利用基尔霍夫近似, 在 Fraunhofer 区域的散射场可以表示为<sup>[1,11]</sup>

$$E_{pq}^{(s)} = K_C I_{KA} E_0 U_{pq} \quad (5)$$

上式中  $U_{pq}$  称为极化项<sup>[1]</sup>, 它与入射波及散射波的极化状态有关。  $E_0$  为入射场, 而  $K_C$  和  $I_{KA}$  可以分别表示为

$$K_C = -jk \exp(-jkR_0)/(4\pi R_0), \\ I_{KA} = \iint \exp[jk(\mathbf{n}_s - \mathbf{n}_i) \cdot \mathbf{r}'] dS' \quad (6)$$

其中  $k$  为自由空间中的波数,  $R_0$  为照亮区  $S'$  中心点与观察点的距离,  $\{\mathbf{n}_i, \mathbf{n}_s\}$  分别为入射和散射方向的单位矢量, 在球坐标系中可以表示为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{n}_i &= \sin \theta_i \cos \varphi_i \mathbf{x} + \sin \theta_i \sin \varphi_i \mathbf{y} - \cos \theta_i \mathbf{z} \\ \mathbf{n}_s &= \sin \theta_s \cos \varphi_s \mathbf{x} + \sin \theta_s \sin \varphi_s \mathbf{y} + \cos \theta_s \mathbf{z} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

其中  $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$  为笛卡儿坐标系的单位矢量。  $\mathbf{r}' = x'\mathbf{x} + y'\mathbf{y} + z'\mathbf{z}$  为照亮区中心点的位置矢量。利用式(7),  $I_{KA}$  中被积函数里的指数相位项可以表示为

$$k(\mathbf{n}_s - \mathbf{n}_i) \cdot \mathbf{r}' = q_x x' + q_y y' + q_z z' \quad (8)$$

这里

$$\left. \begin{aligned} q_x &= k(\sin \theta_s \cos \varphi_s - \sin \theta_i \cos \varphi_i) \\ q_y &= k(\sin \theta_s \sin \varphi_s - \sin \theta_i \sin \varphi_i) \\ q_z &= k(\cos \theta_s + \cos \theta_i) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

对于一维粗糙面散射而言, 显然有  $\varphi_i = 0$ ,  $\varphi_s = \pi$ 。在远区粗糙面的散射截面可以定义为<sup>[1]</sup>

$$\sigma_{pq} = \frac{4\pi R_0^2 \langle |E_{pq}^{(s)}|^2 \rangle}{A_0 \langle |E_0|^2 \rangle} \quad (10)$$

其中  $A_0$  为照亮区面积。将式(5)代入式(10), 粗糙面的双站散射截面则可以表示为

$$\sigma_{pq} = \frac{|kU_{pq}|^2}{4\pi A_0} \langle |I_{KA}|^2 \rangle \quad (11)$$

上式中的  $\langle |I_{KA}|^2 \rangle$  可以写为

$$\langle |I_{KA}|^2 \rangle = \frac{q^2}{q_z^2} \iiint \exp\{j[q_x(x' - x'') + q_y(y' - y'')]\} \\ \times \exp[jq_z(z' - z'')] > dx' dy' dx'' dy'' \quad (12)$$

这里  $q^2 = q_x^2 + q_y^2 + q_z^2$ , 而指数平均项  $\langle \exp[jq_z(z' - z'')] \rangle$  称为粗糙面高度起伏的特征函数, 通常用  $\chi(\tau_x, \tau_y)$  来表示, 其中  $\tau_x = x' - x''$ ,  $\tau_y = y' - y''$ , 它可表示为粗糙面概率密度函数  $p(z, z')$  的傅里叶变换<sup>[1,11]</sup>:

$$\chi(\tau_x, \tau_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[jq_z(z' - z'')] p(z', z'') dz' dz'' \quad (13)$$

假设照亮区的面积为  $2L_c \times 2L_c$  ( $L_c$  为选取的粗糙面外尺度), 这样式(11)就可以写为<sup>[11]</sup>

$$\langle |I_{KA}|^2 \rangle = \frac{q^2}{q_z^2} \int_{-2L_c}^{2L_c} \int_{-2L_c}^{2L_c} (2L_c - |\tau_x|)(2L_c - |\tau_y|) \\ \times \exp(jq_x \tau_x + jq_y \tau_y) \chi(\tau_x, \tau_y) d\tau_x d\tau_y \quad (14)$$

在不考虑遮蔽效应情况下, 对于某一时刻  $t$ , 特征函数  $\chi_1$  与一维归一化粗糙面自相关函数  $\rho(\tau, t)$  之间满足<sup>[7,11]</sup>

$$\chi_1(\tau, t) = \exp\{-q_z^2 \delta^2 [1 - \rho(\tau, t)]\} \quad (15)$$

对一般高斯粗糙面而言, 其归一化相关函数与时间无关, 它可以表示为

$$\rho(\tau) = \exp(-\tau^2/L^2) \quad (16)$$

这里  $L$  为粗糙面的相关长度。将式(4)代入式(15)则可以得到不考虑遮蔽效应时一维分形粗糙面的特征函数。如果考虑遮蔽效应问题, 特征函数满足如下方程<sup>[7,11]</sup>:

$$\chi_2[g(\tau, t)] = \left| \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[ig(\tau, t)x] \times p(x)[1 - 0.5\text{erfc}(x)]^4 dx \right|^2 \quad (17)$$

上式中

$$g(\tau, t) = \sqrt{2}q_z \delta [1 - \rho(\tau, t)]^{1/2} \quad (18a)$$

$$A(v_i) = \frac{\exp(-v_i^2) - \mu\sqrt{\pi}\text{erfc}(v_i)}{2v_i\sqrt{\pi}} \quad (18b)$$

而式(17)中的  $p(x)$  为一维分形粗糙海面的概率密度函数。上式中的  $\text{erfc}(v_i) = 1 - \text{erf}(v_i)$  称为余误差函数,  $v_i = \cot|\theta_i|/(\sqrt{2}s)$ ,  $s$  为粗糙面的均方根斜率, 它与粗糙面高度起伏均方根  $\delta$  之间满足  $s = \sqrt{2}\delta/L$ 。当  $A=0$  时(对应于入射角为  $0^\circ$ , 即垂直入射), 式(17)将退化成式(15)。

### 3 考虑遮蔽效应时分形粗糙海面的非相干散射截面和多普勒谱

将式(14)代入式(11), 并假设照亮面积为无限大或者远远大于相关长度, 利用变量转换  $\{\tau_x = \tau \cos\psi, \tau_y = \tau \sin\psi\}$  并做进一步的简化, 基尔霍夫近似下二维粗糙面的非相干散射截面可以表示为

$$\sigma_s = \frac{S(v_i, v_s) |q^2 U_{pq}|^2}{4\pi q_z^2} \int_0^\infty \tau d\tau \int_0^{2\pi} \exp[j\tau \sqrt{q_x^2 + q_y^2} \cos(\psi - \varphi)] \times \chi\{\sqrt{2}q_z \delta [1 - \rho(\tau_x, \tau_y)]^{1/2}\} d\psi \quad (19)$$

其中  $\varphi = \arctan(q_x/q_y)$ ;  $|U_{pq}|^2 = |R_{pq}^2(\theta_i)|$ ,  $R_{pq}(\theta_i)$  为菲涅尔散射系数;  $S(v_i, v_s)$  称为遮蔽函数, 它可以表示为<sup>[7,8]</sup>

$$S(v_i, v_s) = \begin{cases} 1 - 0.5[\text{erfc}(v_i) + \text{erfc}(v_s)], & 0 \leq v_s < \infty \\ 10.5\text{erfc}(v_s), & -v_i \leq -v_s < 0 \\ 1 - 0.5\text{erfc}(v_i), & -\infty \leq -v_s < -v_i \end{cases} \quad (20)$$

其中  $v_s = \cot|\theta_s|/(\sqrt{2}s)$ 。用  $L\tau$  代换  $\tau$ , 对式(19)中的  $\psi$  分量进行积分并利用式(17)就可以得出考虑遮蔽效应的一维动态分形海面的非相干散射截面:

$$\sigma_s = \frac{S(v_i, v_s) |q^2 U_{pq}|^2 L^2}{2q_z^2} \int_0^\infty \tau J_0(\tau L \sqrt{q_x^2 + q_y^2}) \times \{\chi_2[\sqrt{2}q_z \delta [1 - \rho(\tau, t)]^{1/2}] - \exp(-q_z^2 \delta^2)\} d\tau \quad (21)$$

上式中的  $J_0$  为零阶贝塞尔函数。

在忽略遮蔽效应的情况下,  $S(v_i, v_s) = 1$ , 分形粗糙面的

特征函数由式(15)给出, 则一维分形粗糙面的非相干散射截面可以表示为

$$\sigma_{us} = \frac{|q^2 U_{pq}|^2 L^2}{2q_z^2} \int_0^\infty \tau J_0(\tau L \sqrt{q_x^2 + q_y^2}) \times \{\exp[-q_z^2 \delta^2 (1 - \rho(\tau, t))] - \exp(-q_z^2 \delta^2)\} d\tau \quad (22)$$

对于海面的后向散射信号的多普勒谱一般可以写为<sup>[11]</sup>

$$S(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T E_{pq}^{(s)}(r, t) e^{-i2\pi ft} dt \right|^2 \quad (23)$$

这里散射场  $E_{pq}^{(s)}(r, t)$  主要考虑后向散射情况, 即取  $\theta_s = -\theta_i$ 。

### 4 数值计算结果与分析

为分析考虑遮蔽效应下导体粗糙面的电磁散射特征, 我们首先根据式(20)计算了粗糙面遮蔽函数  $S(\theta_i, \theta_s)$  在不同入射角和不同粗糙面均方根斜率  $s$  下随散射角  $\theta_s$  的变化。从图1中可以很清楚的看到, 遮蔽函数关于  $\theta_s = 0^\circ$  是严格对称的。在入射角较小的情况下( $\theta_i = 30^\circ$ ), 遮蔽函数随着  $s$  的增加会在越来越大的散射角范围内减小并对散射场起到遮蔽作用, 尤其在掠散射角范围内(散射角  $|\theta_s|$  很大时), 遮蔽函数幅值下降迅速, 遮蔽效应也更加显著。当然对于同一  $s$ , 从图中还可以看出, 随着入射角的增大, 遮蔽函数将减小, 遮蔽效应更加明显, 将来计算的散射截面在其他参数不变的情况下也将随入射角增大而减小。当然在入射角较小的情况下(靠近垂直入射), 无论均方根斜率  $s$  取多大, 遮蔽函数均为 1, 显然在此条件下, 遮蔽效应可以忽略。

在图2中我们根据式(21)和式(22)分别计算了毫米波段下, 在考虑遮蔽效应和不考虑遮蔽效应情况时, 高斯粗糙面与由式(1)所模拟的  $t=0$  时刻下一维分形海面的双站散射截面角分布比较。计算中取入射波的入射频率  $f=75\text{GHz}$ , 入射角  $\theta_i = 30^\circ$ , 粗糙面的高度起伏均方根为  $\delta = 0.5\lambda$ , 两种粗糙面散射的外尺度  $L_c$  均取为  $50\lambda$ , 采样点数为  $m=1000$ 。对高斯粗糙面取相关长度  $L = 3\lambda$ ; 对分形粗糙面而言, 为便于计算, 一般取式(1)中的  $Kb^n \kappa_m V > \omega_n$ ,  $\omega_n t$  这一项可以忽略<sup>[3,9]</sup>, 式(1)中的其他有关参数  $b=1.4$ ,  $D=1.6$ ,  $K=1/(2\lambda)$ ,  $V=10\text{m/s}$ ,  $u_w=8\text{m/s}$ ,  $N_1=0$ ,  $N_2=9$ ,  $M=30$ 。从图中可以看出, 与遮蔽函数关于  $\theta_s = 0^\circ$  对称不同, 无论是否考虑遮蔽效应, 双站散射截面角分布并不关于  $\theta_s = 0^\circ$  对称, 这一规律从式(21)和式(22)中也可以得到证明。另外从图中还可以看出, 高斯粗糙面与分形粗糙面的双站散射截面角分布是类似的, 这说明分形函数本身就是一种特殊的高斯分布函数。由于分形粗糙面具有在大范围有序和小范围无序的特点, 它是一些不同频率谐波函数的叠加, 因而其分布出现一定的振荡和起伏。由图中可以看出, 考虑遮蔽效应和不考虑遮蔽效应

的双站散射截面在散射角小于  $50^\circ$  时基本是重合的, 而当散射角  $|\theta_s|$  大于  $50^\circ$  角时, 对确定的入射角, 考虑遮蔽效应的双站散射截面幅值比不考虑效应时要小, 且散射角越大, 幅值差别越大, 这也正是遮蔽效应影响的结果。通过计算我们还发现在其他条件不变的情况下, 随着粗糙面均方根斜率和入射角的增大, 遮蔽效应更加明显, 这与图 1 中遮蔽函数随粗糙面均方根斜率、入射角和散射角变化的有关结论是一致的。

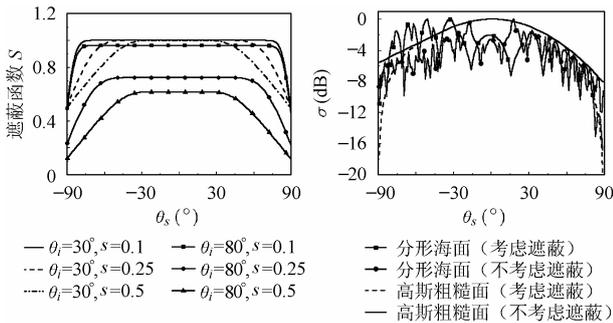


图 1 不同  $s$  和入射角下遮蔽函数随散射角的变化海面

图 2 高斯粗糙面与分形粗糙面双站散射截面角分布的比较

图 3 中我们分别计算了考虑和不考虑遮蔽效应时,  $D=1.5$  及  $D=1.8$  情况下一维动态分形海面在  $t=10\text{ s}$  下的双站散射截面角分布比较, 图中  $b=1.6$ , 其他有关计算参数取值同图 2。由图中可以发现, 随着分维的增加, 对于同一散射角而言(尤其是对大散射角  $|\theta_s|$ )遮蔽效应更加明显。事实上在高度起伏均方根  $\delta$  一定的条件下,  $s$  的增加对应于分形海面相关长度的减小, 它对应于海面分维的增加, 这一点作者在文献[9]中已做过说明, 因此随着分维的增加, 遮蔽效应是愈加明显的。观察图 3 还可以看出, 对于同一散射角而言, 一般来说  $D$  越大, 散射截面的幅值就越大, 这说明了分形粗糙面随着分维的增大粗糙度是随着增加的<sup>[9]</sup>, 也说明了带限分形粗糙面的不规则性主要由分维来决定的。通过计算我们还发现分形海面的散射截面分布还随选取的外尺度的变化而变化, 外尺度的大小事实上也决定着散射截面的不同起伏程度, 它对粗糙面的遥感有重要意义。我们这里以波长作为内尺度, 波长越短, 要求模拟的粗糙面的精细程度越高, 其外尺寸的选取必须足够大, 这样分形的信息才能体现出来, 结果表明当外尺度取  $50\lambda$  以上时, 散射截面分布几乎不再发生变化。另外在考虑遮蔽效应的影响时, 分形粗糙面空间波数  $K$  对散射截面的起伏和幅值也有一定影响, 其影响规律与不考虑遮蔽时的结果类似<sup>[5]</sup>, 限于篇幅, 这里不再详细讨论。

利用式(23)我们计算了由式(1)所模拟的一维动态分形海

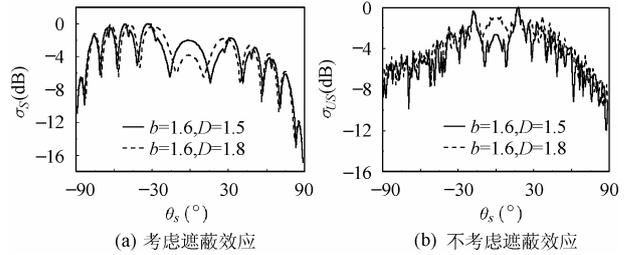


图 3 考虑和不考虑遮蔽效应时不同分维下  $D$  形动态海面的双站散射截面角分布比较

面向散射信号的多普勒谱  $S(f)$ , 图 4 中给出了入射角  $\theta_i = 80^\circ$  条件下(掠入射情况)考虑和不考虑遮蔽效应时分形海面的多普勒谱分布比较(图中其他有关计算参数同图 2)。从图中可以清楚地看到, 无论是否考虑遮蔽效应, 多普勒谱的中心频率并不发生变化。由于受遮蔽效应的影响, 散射场幅值要小于经典基尔霍夫近似的计算结果, 此时考虑遮蔽效应下的多普勒谱幅值要小于不考虑遮蔽效应时的幅值, 图 5 中给出了不同入射角下考虑和不考虑遮蔽效应的多普勒谱峰值比较。从图中可以看出, 无论考虑遮蔽效应与否, 当入射角小于  $40^\circ$  时, 遮蔽效应对于多普勒谱峰值的影响不大, 随着入射角的增大, 分形海面的多普勒谱峰值都是逐渐减小的。随着入射角的增大, 遮蔽效应的影响也逐渐增大。

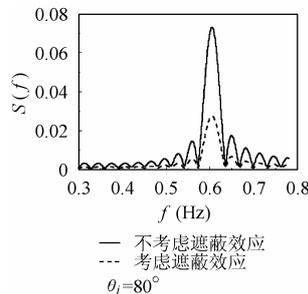


图 4 考虑和不考虑遮蔽效应时分形海面多普勒谱峰值比较

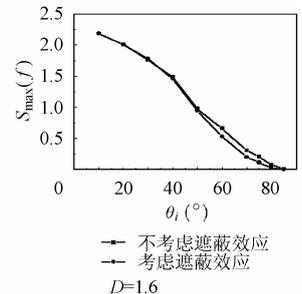


图 5 考虑和不考虑遮蔽效应时动态分形海面的多普勒谱比较

图 6 中比较了考虑遮蔽效应时不同入射角下后向散射信号的多普勒谱分布情况, 给出了较小和中等入射角时 ( $\theta_i = 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ$ ) 的多普勒谱, 其他有关计算参数同图 2。从图中不难发现, 多普勒峰值随着入射角的增大而逐渐变小且多普勒谱中心频率随着入射角的增大而增大。图 7 中我们分别给出了入射角为  $\theta_i = 80^\circ$ ,  $b = 2.7$  时不同分维  $D$  下的多普勒分形海面的多普勒谱。从图 7 中可以看出, 在确定的空间基频下, 随着分维  $D$  的增加, 分形海面的粗糙度增加, 多普勒谱的中心频率也是逐渐增大的, 而且多普勒谱峰值有逐渐增大的趋势, 这与有关文献的计算结果是一致的<sup>[12]</sup>。

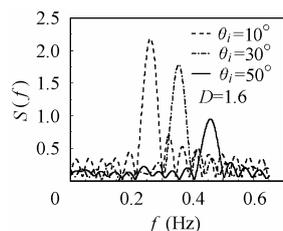


图6 不同入射角下动态分形海面多普勒谱比较

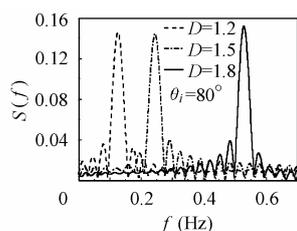


图7 不同分维下动态分形海面的多普勒谱比较

## 5 结束语

本文基于粗糙面电磁散射中的基尔霍夫近似, 结合一维带限动态分形粗糙海面的遮蔽函数和特征函数计算, 给出了考虑和不考虑遮蔽效应下一维动态导体分形粗糙面散射截面的计算公式。通过计算我们验证了分形粗糙海面实际上是一种特殊的高斯粗糙面。数值计算结果表明, 对于粗糙面散射而言, 遮蔽效应是明显存在的, 且它对散射截面的影响随粗糙面均方根斜率、入射角和散射角的增大而增大。我们同时分析了考虑和不考虑遮蔽效应时, 在不同分维下分形粗糙海面双站散射截面的角分布情况, 详细讨论了不同入射角和不同分维及遮蔽效应下分形海面散射回波多普勒谱中心频率和峰值的变化。当然本文的研究仅限于良导体表面, 而对于更为符合实际的介质海表面还有待于深入的研究, 有关数值计算结果还需进一步的实验验证。

## 参考文献

- [1] Ulaby F T, Moore R K, Fung A K. Microwave Remote Sensing. Vol.II, Reading, MA: Addison -Wesley Publishing, 1982, chap.12.
- [2] Lin N. Wave scattering from fractal surface. *J. of Modern Opt.*, 1995, 42(1): 225 – 241.
- [3] Berizzi F, Dalle-Mese E. Fractal analysis of the signal scattered from the sea surface. *IEEE Trans. on Antennas Propag.*, 1999, 47(2): 324 – 338.
- [4] Ranceschetti G, Iodice A. Scattering from natural rough surface modeled by fractional Brownian motion two-dimensional

processes. *IEEE Trans. on Antennas Propag.*, 1999, 47(9): 1405 – 1415.

- [5] Guo Lixin, Wu Zhensen. Fractal characteristics investigation on light scattering from two dimensional rough surface. *Int. J. Infrared and Mill. Wave*, 2000, 21(12): 2099 – 2106.
- [6] Donnell K A, Mendez E R. Experimental study of scattering from characterized random surfaces. *J. Opt. Soc. Am.*, 1987, 4(7): 1194 – 1205.
- [7] Bourlier C, Berginc G, Saillard J. One and two-dimension shadowing functions for height and slope stationary uncorrelated surface in the monostatic and bistatic configuration. *IEEE Trans. on Antennas Propagat.*, 2002, 50(2): 312 – 324.
- [8] Bourlier C, Saillard J, Berginc G. The shadowing function. *Prog. Electromagn. Res.*, 2000, 27: 225 – 287.
- [9] 郭立新, 吴振森. 考虑海谱分布的动态分形海面的电磁散射. *电子学报*, 2001, 29(9): 1287 – 1289.
- [10] Thorsos E I. Acoustic scattering from a 'Pierson -Moskowitz' sea surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1990, 88(1): 335 – 349.
- [11] Bourlier C, Berginc G, Saillard J. Bistatic scattering coefficient from one- and two- dimensional randomly rough surface using the stationary phase and scalar random approximation with shadowing effect: comparisons with experiments and application to the sea surface. *Waves in Random Media*, 2001, 11(1): 119 – 147.
- [12] Zavorotny V U, Voronovic A G. Two-scale model and ocean radar Doppler spectra at moderate and low-grazing angles. *IEEE Trans. on Antennas Propagat.*, 1998, 36(1): 84 – 92.

郭立新: 男, 1968年生, 博士, 教授, 博士生导师, 目前主要从事电磁波和光波在复杂中的传播和散射、目标电磁(光)散射特性研究及计算机电磁成像和非线性物理研究。

任玉超: 男, 1982年生, 博士生, 从事地、海背景电磁散射研究。

吴振森: 男, 1946年生, 教授, 博士生导师。近几年主要从事随机介质、非均匀介质中电磁(光)波的传播与散射、目标激光散射特性和电磁散射等方面的研究。