

分形粗糙海面高斯波束散射特性模拟

郭立新, 徐 燕, 吴振森

(西安电子科技大学理学院, 陕西西安 710071)

摘 要: 利用波束模拟法研究了高斯波束入射下一维分形粗糙海面的电磁散射. 通过与传统的矩量法计算进行比较, 避免了矩量法在数值计算时因计算机内存限制而遇到的困难, 分析了波束模拟法处理粗糙面散射问题的有效性, 讨论了计算精度与子波束数目、极化特性和分维的关系.

关键词: 分形粗糙海面; 电磁散射; 波束模拟法; 矩量法

中图分类号: TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2005) 03-0534-04

Modeling of the Scattering from Fractal Rough Sea Surface with Gaussian Beam Incidence

GUO Li-xin, XU Yan, WU Zhen-sen

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

Abstract: Electromagnetic scattering from the one dimensional fractal rough sea surface under the Gaussian beam incidence is studied by using the beam simulation method. Compared with the traditional Method of Moment, the difficulty in numerical calculating is avoided for the limitation of the memory of the computer, the validity of the beam simulation method applied to deal with the scattering from the rough surface is analyzed, the dependence of the accuracy of the numerical results on the number of the subbeam, the polarization characteristics and the fractal dimension is discussed in detail.

Key words: fractal rough sea surface; electromagnetic scattering; beam simulation method; method of moment

1 引言

随机粗糙面的电磁散射研究, 一般都是将入射波作为平面波来处理的, 然而事实上在许多电磁测量中, 无论是雷达波还是激光, 入射场一般都是波束, 因此粗糙面的波束散射研究具有更普遍的意义和应用价值. 到目前为止, 多数学者研究了高斯波束入射下粗糙面的散射, 其中 R E Collin 利用全波修正方法研究了三维高斯波束入射下理想导体粗糙面的散射, 得到了非相干散射系数理论公式^[1], 但尚未给出数值计算结果. M Saillard 等人首先利用广义积分理论研究了导体和介质粗糙面对光波束的散射特性^[2], H D Ngo 等人在此基础上研究了掠入射时导体粗糙面对波束的散射特性^[3], 但并未对计算结果进行有效验证和误差分析. 综合起来看, 目前关于波束粗糙面散射研究一般均从电磁场积分方程出发, 用数值法(如矩量法、FDTD 方法等)来处理, 但由于计算机内存限制, 非常耗时, 粗糙面上采样点数一旦较多或碰到大入射角入射(掠入射情况), 有时难以给出计算结果.

关于分形粗糙面散射问题近年来研究较多^[4,5], 作者曾就分形粗糙面的平面波散射问题作过讨论^[6,7], 但研究该问题通常以入射波长为探测尺码, 为准确地反映粗糙面的粗糙

度(对应于分维)对散射行为的影响, 同样要求有较多的采样点数目, 采用经典的数值计算方法处理该粗糙面的波束散射问题同样会碰到上述的计算困难. 本文将基于以上有关粗糙面波束散射基础, 利用波束模拟法研究了介质粗糙面的高斯波束散射特性模拟问题, 避免了经典矩量法因计算机内存限制而在数值计算时遇到的困难, 提高了计算速度. 由于分形模型能很好地反映海面的不同尺度的随机起伏^[5], 因此这里我们利用波束模拟法的结果研究了高斯波束入射下考虑海谱分布的一维分形粗糙海面的电磁散射, 通过与传统的矩量法结果进行比较, 分析了波束模拟法处理粗糙面散射问题的有效性以及计算精度与子波束数目、极化特性和分维的关系.

2 介质粗糙面电磁散射的波束模拟法

2.1 波束模拟法原理

假设自由空间和介质的界面为一维粗糙表面 $z = f(x)$, $z > f(x)$ 为自由空间, $z < f(x)$ 各向同性均匀介质, 相对介电常数为 ϵ_1 . 设入射面为 xz 面. 波束向下沿波矢 $k_i = (k_{xi}, k_{zi})$ 方向传播, 其中 $k_0^2 = k_{xi}^2 + k_{zi}^2$, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为入射波数; 入射角 θ_i 定义为 z 轴与 $-k_i$ 之间的夹角; 入射波束的时间因子为 $\exp(-j\omega t)$. 若入射波束 $E_L^i(x, z)$ 可按其角谱展开分布, 可以

证明这种宽波束可用称为子波束的窄波束 $E_L^i(x, z)$ 迭加起来表示^[3], L 为入射波束照射区域宽度, l 为子波束的照射区域宽度. 假设入射波束为 HH 极化高斯波束, 其电场用 $E_L^i(x, z) = E_L^i(x, z) \hat{y}$ 表示(VV 极化高斯波束入射可以做类似处理), 这时该高斯波束可以展开为

$$\begin{aligned} E_L^i(x, z) &= \int_{-k_0}^{k_0} \tilde{E}_L^i(k_x) \exp(ik_x x - ik_z z) dk_x \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} u(x') E_L^i(x - x', z) dx' = \int_{-\infty}^{\infty} u(x') \\ &\quad \left\{ \int_{-k_0}^{k_0} \tilde{E}_L^i(k_x) \exp[ik_x(x - x') - ik_z z] dk_x \right\} dx' \quad (1) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \tilde{E}_L^i(k_x) &= \frac{1}{2\pi} \exp[-w_L^2(k_x - k_{xi})^2/2k_0^2], \\ \tilde{E}_L^i(k_x) &= \frac{1}{2\pi} \exp[-w_L^2(k_x - k_{xi})^2/2k_0^2] \end{aligned} \quad (2)$$

分别表示入射宽波束和入射子迭加波束的平面波展开波谱. 上两式中 $k_x = (k_0^2 - k_z^2)^{1/2}$, $k_{xi} = k_0 \sin \theta_i$. 由式(1)可以看出高斯宽波束可以表示为许多高斯子波束在 $(-\infty, \infty)$ 范围的迭加, 迭加系数为 $u(x')$, 并且有

$$\frac{\tilde{E}_L^i(k_x)}{\tilde{E}_L^i(k_{xi})} = \int_{-\infty}^{\infty} u(x') \exp(-ik_x x') dx' \quad (3)$$

可见 $u(x')$ 是 $\tilde{E}_L^i(k_x)/\tilde{E}_L^i(k_{xi})$ 的 Fourier 逆变换. 因此由式(2)、(3)可得

$$u(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{k_0}{\sqrt{w_L^2 - w_i^2}} \exp(ik_x x) \times \exp[-k_0^2 x^2/2(w_L^2 - w_i^2)] \quad (4)$$

当入射波束的照射区为有限宽度 L 时, 式(1)可以表示为适合于数值计算的近似形式

$$E_L^i(x, z) \approx \sum_{j=-N_b}^{N_b} s \cdot u(js) E_L^{(j)}(x - js, z), \quad -L/2 \leq x \leq L/2 \quad (5)$$

其中 s 为两个相邻子波束的中心间隔, 它可由入射波束的照射区域宽度 L , 子波束的照射区域宽度 l , 子波束个数 $2N_b + 1$ 来决定.

2.2 子波束及入射波束激励的表面电、磁流和散射场

子波束 $E_L^i(x, z)$ 入射到粗糙面上所产生的散射场可以通过求解电磁场积分方程获得. 对理想导体表面只需计算电流, 而对有耗介质表面则需要分别计算电流和磁流. 如对 HH 极化入射波, 单个子波束照射下引起的粗糙表面的等效极化电流 $a_y(x)$ 和磁流 $b_x(x)$ 满足的积分方程可表示为^[3]

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} b_x(x) + \frac{k_0 \eta_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(k_1 R) a_y(x) dx \\ & - \frac{ik_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} S_0(x', x) b_x(x) dx = E_{L, \text{HH}}^i(x, f(x)) \quad (6) \\ & b_x(x) + \frac{k_0 \eta_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(k_1 R) a_y(x) dx \\ & - \frac{ik_1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} S_1(x', x) b_x(x) dx = 0 \quad (7) \end{aligned}$$

其中 $R = \{(x - x')^2 + [f(x) - f(x')]^2\}^{1/2}$, $k_1 = \sqrt{\epsilon_1 k_0}$, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ 为自由空间特征阻抗, $H_0^{(1)}(x)$ 表示第一类零阶汉克尔函数, 而 $S_j(x', x)$ 可以表示为

$$S_j(x', x) = \{[f(x') - f(x)] - (x' - x)\} H_1^{(1)}(k_j R)/R, \quad j = 0, 1 \quad (8)$$

$H_1^{(1)}$ 表示第一类一阶汉克尔函数. 通过求解式(6)、(7)这组耦合方程可以获得等效面电流和磁流. 当粗糙面介质电导率很大, 即当介质波数 k_1 的虚部较大时, 方程(7)可转化为

$$b_x(x) = \beta_{\text{HH}} a_y(x) \quad (9)$$

其中

$$\beta_{\text{HH}}(x) = \frac{-\eta_0/\epsilon_1 + \epsilon_1 [f'(x)]^2}{1 + \frac{f'(x)}{2k_1} \{1 + [f'(x)]^2\}^{-3/2}} \quad (10)$$

将式(9)代入式(6)可得

$$\begin{aligned} E_{L, \text{HH}}^i(x, f(x)) &= -\frac{\beta_{\text{HH}}(x) a_y(x) \eta_0}{2} + \frac{k_0 \eta_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(k_0 R) \\ &\quad - i \beta_{\text{HH}}(x') S_0(x', x) a_y(x') dx' \quad (11) \end{aligned}$$

同理对于 VV 极化, 子波束引起的粗糙表面的等效极化电流 $a_x(x)$ 和磁流 $b_y(x)$ 满足的积分方程为

$$\begin{aligned} H_{L, \text{VV}}^i(x, f(x)) &= -\frac{a_x(x) \eta_0}{2} - \frac{k_0 \eta_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \beta_{\text{VV}}(x') H_0^{(1)}(k_0 R) + \\ &\quad i S_0(x', x) a_x(x') dx' \quad (12) \end{aligned}$$

$$b_y(x) = \beta_{\text{VV}} a_x(x) \quad (13)$$

$$\text{其中 } \beta_{\text{VV}}(x) = \frac{\eta_0 \{1 + \frac{f'(x)}{2k_1} [1 + f'(x)]^{-3/2}\}}{\epsilon_1^{1/2} [1 + f'(x)]^{-1/2}} \quad (14)$$

对以上等效表面电、磁流所满足的积分方程式(11)、(12)进行求解^[8], 可得到子波束所满足的表面电、磁流. 因此由于波束迭加表示的入射波束所激励的等效表面电、磁流就等于子波束所激励的等效表面电、磁流的线性迭加, 即

$$A_{x, y}(x) \approx \sum_{j=-N_b}^{N_b} a_{x, y}^{(j)}(x), \quad B_{x, y}(x) \approx \sum_{j=-N_b}^{N_b} b_{x, y}^{(j)}(x) \quad (15)$$

此时由迭加子波束表示的波束入射时所对应的不同极化状态下粗糙面的散射场可以表示为^[3]

$$\begin{aligned} E_{L, \text{HH}}^s &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[-i \eta_0 k_0 A_y(x') - B_x(x') \frac{\partial}{\partial n} \right] \frac{H_0^{(1)}(k_0 R)}{4i} dx' \\ &= \frac{k_0 \eta_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} A_y(x') H_0^{(1)}(k_0 R) dx' \\ &\quad - \frac{k_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} B_x(x') S_0(x', x) dx' \quad (\text{HH 极化}) \quad (16) \\ H_{L, \text{VV}}^s &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{-ik_0^2}{\omega \epsilon_0} B_y(x') + A_x(x') \frac{\partial}{\partial n} \right] \frac{H_0^{(1)}(k_0 R)}{4i} dx' \\ &= \frac{k_0 \eta_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} B_y(x') H_0^{(1)}(k_0 R) dx' \\ &\quad + \frac{ik_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} A_x(x') R \cdot \hat{n} H_1^{(1)}(k_0 R) dx' \quad (\text{VV 极化}) \quad (17) \end{aligned}$$

其中 $H_0^{(1)}(k_0 R)$ 和 $H_1^{(1)}(k_0 R)$ 可用远场大宗量渐近式表示. 不同极化状态下一维粗糙面相应的双站散射系数定义为^[9]

$$\sigma^0(\theta_i, \theta_s) = \lim_{R_0 \rightarrow \infty} \frac{2\pi R_0 |E_{L, \text{HH}}^s|}{L |E_{L, \text{HH}}^i|} \quad (\text{HH 极化}) \quad (18a)$$

$$\sigma^0(\theta_i, \theta_s) = \lim_{R_0 \rightarrow \infty} \frac{2\pi R_0 |H_{L, \text{VV}}^s|}{L |H_{L, \text{VV}}^i|} \quad (\text{VV 极化}) \quad (18b)$$

其中 $R_0 = (x^2 + y^2)^{1/2}$ 为观察场点到坐标原点的距离, θ_i 为散

射角. 可见一旦式(15)中的等效表面电、磁流得到求解, 由式(16)~(18)即可获得波束入射时粗糙面散射系数的角分布.

3 数值计算结果和分析

考虑了海谱分布的归一化带限一维动态(含时)分形海面模型为^[5~7]

$$f(x, t) = \frac{\sqrt{2}\delta[D(2-D)]^{1/2}}{[1-(D-1)^{2N_1}]^{1/2}} \sum_{m=1}^M W_{PM}(K_m) \sum_{n=N_1}^{N_2} (D-1)^{n \sin} [KY^n K_m(x+Vt) + \omega_n t + \phi_n(t)] \quad (19)$$

式(19)中 δ 为粗糙面的高度起伏均方根. 归一化可以给出具有任意 δ 的分形粗糙面 $f(x, t)$. Y 为空间基频 ($Y > 1$), D 为分维数 ($1 < D < 2$), 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浪的传播速度. ω_n 为第 n 个谱分量的角速度, $W_{PM}(K)$ 称为海面的 PM 谱^[10]. 函数 $f(x, t)$ 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, 此函数在文献^[5~7]中已作过讨论, 在此不再作详细说明. 为便于计算, 一般取式(19)中的 $KY^n K_m V > \omega_n, \omega_n t$ 这一项可以忽略^[5], 在以下计算中取 $Y = \sqrt{\pi}$, $N_1 = 0, N_2 = 19, M = 30$, 入射频率取 $f_0 = 8.91\text{GHz}$, $K = 1/(2\lambda)$, $u_w = 8\text{m/s}$, $k_0 \delta = 0.2$, 海面介电常数 $\epsilon_1 = (48.3, 34.9)^{[9]}$.

为验证波束模拟方法的正确性, 我们首先在图1中给出了高斯波束入射时, $t = 10\text{s}$ 时刻下由式(19)所模拟的动态分形海面不同极化状态下采用波束模拟法和矩量法(高斯波入射)^[11]算得的后向散射系数 σ^0 角分布比较(式(18)中取 $\theta_s = -\theta_i$ 即可), 其中分维 $D = 1.5$, 粗糙海面的波束照射宽度 $L = 30\lambda$. 从图中可以看出无论是 VV 极化还是 HH 极化, 海面后向散射系数随入射角的增大而逐渐减小, 且对于同一入射角而言, VV 极化的后向散射系数幅值要大于 HH 极化结果. 采用矩量法和波束模拟法得到的 σ^0 对 VV 极化而言吻合较好, 而对 HH 极化, 采用以上两种方法计算的结果稍有些差别(在 t 取其他时刻下有类似结果). 需要指出的是, 采用矩量法计算粗糙面散射时由于计算机内存的限制, 非常耗时(尤其是在粗糙面采样点数较多和掠入射情况下). 如当采样点数为 1024 时, 用 Pentium IV 微机通常平均计算一个角度下的约要 30 秒, 整条后向散射曲线的计算(1 度一个点)约需 40 多分钟, 当采样点数为 2048 时, 计算时间将按几何倍数增长. 而采用波束模拟法计算整条曲线仅需约 50 秒. 可见采用波束模拟方法大大缩短了计算的时间.

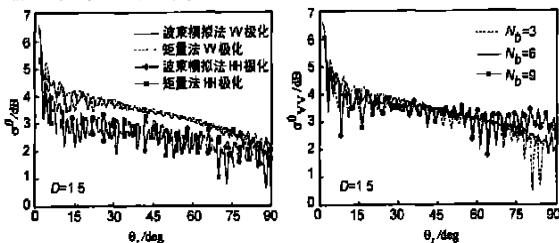


图1 采用波束模拟法和矩量法算得后向散射系数角分布的比较

图2 VV极化下不同数目子波束下后向散射截面角分布的比较

通过计算还发现当采用波束模拟法时, 在不同极化状态下用不同数目的子波束 ($2N_b + 1$ 个) 去模拟原波束而计算出的散射系数与矩量法结果会有不同的差别. 图2同样给出了 $D = 1.5, L = 30\lambda$ VV 极化下取不同数目子波束时后向散射系数角分布的比较, 其中 $N_b = 6$ 时的结果与图2中的 VV 极化结果相同. 从图中可以看出, 当 $N_b = 3$ 或 $N_b = 9$ 时均与 $N_b = 6$ 的结果有所差别, 即与矩量法的结果有所差别, 可见并非子波束数目取很大或很小时结果就好. 我们同样计算了 HH 极化下取不同数目子波束时后向散射系数的角分布比较, 有关计算参数同图2, 结果发现 $N_b = 9$ 时的结果与图1中的 HH 极化结果相同. 可以发现与 VV 极化结果不同, 当 $N_b = 6$ 时, 波束模拟法结果算得的结果并非最佳, 只有当 $N_b = 9$ 时, 计算结果才与矩量法有较小差别.

为了比较不同极化状态下取不同 N_b 时采用波束模拟法计算结果和经典矩量法结果的差别, 我们以矩量法结果做为参照标准, 引入最小二乘法中的偏差平方和概念做为波束模拟法计算结果和矩量法计算结果相比较的误差, 它定义为

$$e = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\sigma_b^0(\theta_i) - \sigma_m^0(\theta_i)]^2 \quad (20)$$

其中 $\sigma_b^0(\theta_i)$ 和 $\sigma_m^0(\theta_i)$ 分别代表采用波束模拟法和矩量法计算出的后向散射系数. 图3给出了不同极化状态和粗糙海面不同分维下根据式(20)算得的误差 e 随 N_b 的变化(子波束数目为 $2N_b + 1$). 从图中可以清楚地发现, 无论是何种极化, 模拟子波束的数目太大或太小均会造成较大的误差, 且相同分维和照射宽度条件下, 要达到误差较小, HH 极化所需的子波束数目(图中 $N_b = 9$)要大于 VV 极化下所需的子波束数目(图中 $N_b = 6$). 另外从图中还可以看出, 对于相同的极化状态, 在其他条件相同的条件下, 海面的分维对波束模拟法的计算误差也有较大影响. 当分维较小时 ($D = 1.2$), 该误差相对分维较大时 ($D = 1.5$) 要小, 但误差最小时所对应的子波束数目是一样的, 与分维无关. 可见采用波束模拟法研究分形粗糙面散射的计算精度受到波束模拟效果(即子波数数目)、极化特性及分维的制约. 一方面子波束个数越多, 宽度越小, 子波束模拟入射波束的效果就越好; 另一方面, 由于每一个子波束激励的等效面电、磁流是独立计算的, 忽略了原入射波束入射时粗糙面上各点的长程相互作用, 因此子波束数目越多, 误差也就越大. 这种长程作用与极化特性和表面粗糙度也有很大关系. 一般来讲, VV 极化下的作用距离要大于 HH 极化下的作用距离, 这也是 VV 极化下保证误差最小时子波束数目取较少的

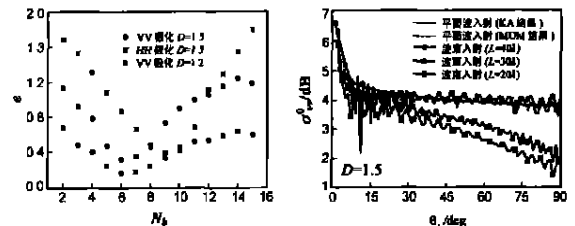


图3 不同极化状态和分维下采用不同数目子波束时波束模拟法和矩量法计算结果的误差比较

图4 平面波和波束入射下分形海面后向散射系数角分布比较

原因. 另外表面分维越小, 粗糙程度也越小, 长程作用的影响也相对较小, 在取相同数目的子波束时, 误差也就越小了. 所以, 利用波束模拟方法研究分形粗糙面散射时, 选择合理的子波束数目对计算结果的准确性至关重要.

为了进一步验证波束模拟法的计算结果, 图 4 给出了 VV 极化下高斯波束不同照射宽度 L 时的计算结果比较. 可以看出, 随着 L 的逐渐增大, 对同一入射角而言, 后向散射系数的幅值是增大的, 当照射宽度增加到 $L = 40\lambda$ 时, 波束模拟法的结果接近于平面波入射下基尔霍夫近似(KA)结果, 同时与平面波入射下的矩量法(MOM)结果相吻合. 如继续增加照射宽度, 波束模拟法结果几乎不再发生变化. 从能量守恒来看, 随着 L 的增加, 入射通量增加, 粗糙面被照射能量增加, 散射系数是增大的. 我们同时还计算了 VV 极化下分形海面取不同分维时的后向散射系数角分布比较. 计算结果表明海面的后向散射系数在随入射角增大而减小的同时, 对于同一入射角, 分维越大, 对应的粗糙度也越大, σ^0 也越大, 同时我们通过计算还发现当海面风速 u_{10} 越大时, 对同一入射角, σ^0 也越大, 以上结论与有关文献结果是吻合的^[5,9]. 图 4 中所得结论同样适用于 HH 极化方式.

4 结论

本文将波束模拟法用于介质分形粗糙面的高斯波束散射模拟, 并将计算结果与矩量法结果进行了比较, 避免了经典矩量法因计算机内存限制而在数值计算时遇到的困难, 节约了计算时间. 该方法尤其适用于需采样点数较多才能反映其准确电磁散射行为的分形粗糙面. 同时分析了波束模拟法处理粗糙面散射问题的有效性以及计算精度与子波束数目、极化特性和分维的关系. 结果表明, 波束模拟法计算精度对子波束数目的选择有一定要求, 既不能太大也不能太小. 在有关入射条件相同时, 在保证计算误差最小前提下, HH 极化下所需子波束数目一般大于 VV 极化下子波束数目; 在相同的极化条件和相同的模拟子波束数目下, 分维越小, 计算误差也越小. 通过计算我们还发现, 随着入射波束宽度的增加, 计算结果趋于平面波入射时的结果. 海面的后向散射系数随入射角的增大而逐渐减小. 当然本文给出的波束模拟法计算结果是以经典矩量法结果为衡量标准的, 准确的衡量比较应以实验结果为标准. 由于缺乏实验测量结果, 我们的计算结果与实际结果就可能存在一定的偏差, 因此波束模拟法计算精度的提高和子波数目的正确选取还有待于今后实验验证.

参考文献:

[1] R E Collin. Scattering of an incident Gaussian beam by a perfectly conducting rough surface[J]. IEEE Transaction on Antennas Propagat, 1994, 42(1): 70- 74.

[2] M Saillard, D Maystre. Scattering from metallic and dielectric rough surfaces[J]. Journal of the Optical Society of America, 1990, A 7(6): 982- 990.

[3] H D Ngo, C L Rino. Application of beam simulation to scattering at low grazing angles: Methodology and validation[J]. Radio Science, 1994, 29(6): 1365- 1379.

[4] 李中新, 金亚秋. 分形粗糙面双站散射的有限元数值模拟[J]. 中国科学, 2001, 31(1): 28- 33.

[5] F Berizzi, E DalleMese. Fractal analysis of the signal scattered from the sea surface[J]. IEEE Transaction on Antennas Propagation, 1999, 47(2): 324- 338.

[6] 郭立新, 吴振森. 考虑海谱分布的动态分形海面的电磁散射[J]. 电子学报, 2001, 29(9): 1287- 1289.

[7] GUO L X, WU Z S. Fractal model and electromagnetic scattering from the time varying sea surface[J]. IEE of Electronic Letters, 2000, 36(21): 1810- 1812.

[8] N Morita, N Kumagai, J R Mautz. Integral Equation Methods for Electromagnetics[M]. London: Artech House, 1990.

[9] F T Ulaby, R K Moore, A K Fung. Microwave Remote Sensing[M], Boston: Addison Wesley Publishing, 1982. Vol. 2, Chap. 12.

[10] E I Thorsos. Acoustic scattering from a "Piersor Moskowitz" sea surface[J]. Journal of Acoust Society of America, 1990, 88(1): 335- 349.

[11] G Franceschetti, A Iodice, D Riccio. Scattering from dielectric random fractal surfaces via method of moments[J]. IEEE Transaction on Geoscience Remote Sensing, 2000, 38(4): 1644- 1655.

作者简介:



郭立新 男, 1968 年 9 月出生于陕西省西安市, 1993 年在西安电子科技大学获理学硕士学位, 1999 年在中国科学院陕西天文台获理学博士学位, 2001 年至 2002 年在韩国庆北国立大学电磁波实验室作访问学者. 现为西安电子科技大学理学院教授, 博士生导师, IEEE 会员. 发表学术论文 80 余篇, 获国家科技进步三等奖一项, 电子部科技进步一、二等奖各一项, 陕西省科技进步三等奖两项, 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)散射特性研究和非线性物理研究. E-mail: kguo@xidian.edu.cn

徐燕 女, 1980 年 7 月出生于江苏省淮阴市, 现为西安电子科技大学理学院无线电物理专业硕士研究生, 主要从事目标和粗糙表面复合散射研究.

吴振森 男, 1946 年 11 月出生于湖北省沙市市, 现为西安电子科技大学理学院教授, 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.