文章编号: 1001- 2486(2007) 05- 0035- 06

一种新的动态分形海面模型及其电磁散射统计特性研究*

万建伟, 王 展, 杨俊岭
(国防科技大学 电子科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘 要: 给出了一种更符合海面实际情况的基于未充分发展海谱的分形海面模型(NDFFM), 使用双尺度法计算了NDFFM 海面的后向散射截面, 并研究了动态散射场幅值分布。结果表明在大特征斜率下散射场服从K 分布, 随着特征斜率的下降, 散射场分布向瑞利分布退化。最后将计算数据与传统的分形模型和实测雷达数据进行比对, 证明了该模型的准确性和有效性。

关键词: 未充分发展; 海谱; 分形模型; 电磁散射; 海杂波; K 分布; 瑞利分布
中图分类号:TN951 文献标识码: A

A New Time-varying Fractal Sea Model and Its Statistical Characteristics of Electromagnetic Scattering

WAN Jian-wei, WANG Zhan, YANG Jun-ling
(College of Electronic Science and Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: A fractal sea model based on non-fully developed full-range sea spectrum (NDFFM), which is believed to be more applicable to the real sea surface, is presented. The two-scale method is used to calculate the backscattering cross-section of the NDFFM sea surface. The distribution of the time-varying scattering amplitude is studied, and the numerical results show that the distribution satisfies K-distribution with higher significant-slope (SS) and satisfies Rayleigh distribution with lower SS. Finally, the results are compared with those of the conventional fractal model and the real radar data, which prove the accuracy and efficiency of this model.

Key words: non-fully developed; sea spectrum; fractal model; electromagnetic scattering; sea clutter; K-distribution; rayleigh distribution

粗糙面建模是粗糙表面电磁散射的重要组成部分。借助分形几何自相似性等特点[1-3], 近年来很多学者将分形几何理论应用于自然背景重构的研究中[4]。尤其在海面构造和海杂波建模领域中, 分形几何内在的特性更适合描述天然海面大尺度范围内的有序长波和小尺度范围的无序扰动特性[5]。为了更好地与实际粗糙面结合, Ji Chen 等将海面谱分布与分形模型相结合, 提出了一种基于海谱分布的分形粗糙海面模型[6]。郭立新等又在此基础上做了大量工作[7-8]。但是这种由Ji Chen 提出的海面模型基于充分发展海谱(Fully Developed Spectrum: FDS) 的分形模型(Fully Developed Fractal Model: FDFM), 它只适用于描述稳态海面, 即充分发展海面。所谓充分发展海面, 是假设风以恒定速度在充分长区间内吹过充分长时间后, 海面充分发展达到稳态而形成的海表面, 此时海态仅与风速唯一相关, 而不考虑海水与空气之间的热交换。这种理想假设可带来计算上的方便, 但实际情况是, 对于海面长波或重力波, 由于波浪间的复杂能量转换及大气条件的多变性, 海面多处于非稳态的状态, 此时海面不仅与风速有关, 还与其他内外环境参数相关, 而这些并不满足上述的理想条件。为了更真实地反映自然海面的谱特性, David 提出了一种未充分发展的海谱[9], 这种海谱不仅与风速有关, 而且与风区、海波峰频、海面特征斜率以及频谱指数等多个参数相关, 同时它将重力波(Gravity Wave: GW) 谱、重力- 张力波(Gravity-Capillary Wave: GCW) 谱和张力波(Capillary Wave: CW) 谱相结合, 因而也是一种完全海谱, 即未充分发展的完全海谱(Non-fully Developed Full-range Spectrum: NDFS)。因为 NDFS 能够比 FDS 更好地描述海面特性, 若将

* 收稿日期: 2007- 04- 03
基金项目: 国家部委基金资助项目(41321090202)
作者简介: 万建伟(1965—), 男, 教授, 博士生导师。

NDFS 与分形模型相结合来计算海面电磁散射,其特性应更符合实际情况,而这方面的研究尚未见有报道。

1 NDFS 的构成

1.1 未充分发展的 GW 谱

NDFS 包含了频谱由低到高的重力、重力-张力和张力三个频段的谱。对于 GW 谱,它反映了海面大尺度长波的特性,它的能量主要集中在低频部分。其表达式由时间谱的形式给出[9]:

$$\varphi_G(\omega)=\beta g^2\omega_0^{-5}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-m}\exp\left[-\frac{m}{4}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-4}\right] \tag{1}$$

式中,m 是频谱指数;β 为无量纲幅度因子;g 为重力加速度;$\omega_0=2\pi f_0$,是峰值角频率,f_0 为峰值频率。当 $\omega=\omega_0$ 时,$\varphi_G(\omega)$ 取最大值。下面介绍以上参数的取值和相互关系。

峰值频率 f_0 由下式给出:

$$f_0=0.14\frac{g}{U}\left[\tanh\left(\frac{X}{2.2\times10^4}\right)^{0.4}\right]^{-0.7576} \tag{2}$$

式中,$X=gx_*/U^2$,为无量纲风区,x_* 为风区,即风作用距离;U 为指定高度上的风速。频谱指数 m 与风区 x_* 的关系由下式给出:

$$4^{(m_0-m)/4}\frac{m^{(m-1)/4}}{m_0^{(m_0-1)/4}}\frac{\Gamma((m_0-1)/4)}{\Gamma((m-1)/4)}=\left(\frac{x_*}{10}\right)^{-0.18} \tag{3}$$

式中,Γ 为 gamma 函数,m_0 由下式给出:

$$m_0=2\left|\log(\sqrt{2}\pi\xi)/\log 2\right| \tag{4}$$

其中,ξ 是海面特征斜率,它被定义为海面高度标准差 σ_H 与主波波长 Λ_p 的比值,$\xi\triangleq\sigma_H/\Lambda_p$。需要注意的是,特征斜率 ξ 不同于整个海面斜度方差,若对斜度谱进行积分,可以将两个参数相联系。对于海面电磁散射计算来说,ξ 是一个很重要的参数,它直接表征了首要长波的陡度,而且已经有研究初步表明,结合风速参数,它可以从实际雷达测量数据中导出[10]。幅度因子 β 由下式给出:

$$\beta=\frac{(2\pi\xi)^2 m^{(m-1)/4}}{4^{(m-5)/4}\Gamma((m-1)/4)} \tag{5}$$

此外,根据时间谱与波数谱之间的对应关系,GW 时间谱式(1)可以由下式转换为相应的波数谱:

$$\begin{cases}S(K)\,\mathrm{d}K=\varphi(\omega)\,\mathrm{d}\omega\\ \omega^2=gK(1+K^2/K_m^2)\end{cases} \tag{6}$$

式中,K 为波数变量,单位为 cm^{-1};$K_m=T/(\rho g)=3.63\mathrm{cm}^{-1}$,$T$ 是表面张力,ρ 是水密度。

1.2 GCW 谱

GCW 谱主要反映海面由大尺度长波向小尺度张力波,也叫毛细浪过渡的中间波的特性。对于这个尺度范围的海面,一般可假设风的能量通过摩擦压力迅速转移到海面,因此,GCW 谱仅与海面摩擦风速相关。此外,相对于 GW 的时间谱,由于调制和多普勒频移效应,GCW 的波数谱难以由测量得到的时间谱推导,因而研究中一般直接使用波数谱形式来表示 GCW 谱,David 给出了如下 GCW 波数谱表达式[9]:

$$S\alpha(K)=\frac{1}{2}au_*^b u_0^{(1-b)}g_*^{-(3/2)}K^{-(5/2)}\left(g+3g\frac{K^2}{K_m^2}\right) \tag{7}$$

式中,$u_0=1\mathrm{cm/s}$,用于统一单位;$g_*=g(1+K^2/K_m^2)$;系数 a、b 由下式给出:

$$\begin{cases}a=1.0\times10^{-6},\ b=5.2, & u_*<8\mathrm{cm/s}\\ a=4.1\times10^{-3},\ b=1.2, & u_*\geqslant8\mathrm{cm/s}\end{cases} \tag{8}$$

式中,u_* 为海面摩擦风速,它的取值由下式确定:

$$U_z=\frac{u_*}{0.4}\ln\left[\frac{z}{z_0(u_*)}\right] \tag{9}$$

式中 $z_0(u_*)=0.684\times10^{-4}/u_*+0.428\times10^{-2}\times u_*^2-4.43\times10^{-4}$, 单位为 m; U_z 为高度 z 处的风速, 单位为 m/s。

1.3 CW 谱

CW 谱反映海面小尺度张力波特性, 同 GCW 一样, 也是由波数谱的形式给出[10]:

$$S_C(K)=1.473\times10^{-4}K_m^6u_*^3K^{-9} \tag{10}$$

由式(7)和(1)可以看到, GCW 谱和 CW 谱只依赖于摩擦风速。

1.4 新的 NDFS 的构成

从物理意义上来讲, $S_{GC}(K)$ 与 $S_C(K)$ 的定义式(7)和(1)均是在一定波数范围内的, 即对于海面上的 GCW 或者 CW, 其波数值应在一定范围内, 超出这个范围, 其定义式的取值就失去了原有的物理意义。根据海洋学理论可知[11], GW 的时间标度在 0.1~25s 范围内, CW 的时间标度在 0.01~0.1s 范围内, 由此, 将三种海波按如下时间区间划分: CW($t<0.05$s); GCW(0.5s$\leqslant t\leqslant$0.05s); GW(0.5s$<t$)。将时间标度转换为频率, 再由式(6)中第二个公式得到相应的波数值, 最终, 本研究中使用下面的 NDFS 组合形式:

$$S_{GCC}(K)=\begin{cases}S_C(K) & K<0.168\text{cm}^{-1}\\ S_{GC}(K) & 0.168\text{cm}^{-1}\leqslant K\leqslant5.234\text{cm}^{-1}\\ S_C(K) & K>5.234\text{cm}^{-1}\end{cases} \tag{11}$$

使用这种组合形式的优点在于它按照海洋学海波时间标度来划分各海谱的作用范围, 最大限度地保留了海谱信息, 避免了 $K\to0$ 时谱值发散的情况发生, 而且便于计算。

2 基于 NDFS 的分形海面模型

将上节介绍的内容与文献[6]和[12]相结合, 并将其推广, 这里给出一个新的基于 NDFS 的动态分形海面模型(Non-fully Developed Full-range Fractal Model: NDFFM):

$$F(x,t)=\sqrt{2}\delta_hC_*\sum_{l=1}^{L}\varphi_{GCC}(f_l)\sum_{n=N_1}^{N_2}(D-1)^n\cdot\sin[K_*b_*^nf_l\cdot(x+Vt)t_0+\omega_nt+\varphi_n(t)] \tag{12}$$

式中, δ_h 为海面高度起伏的标准差; $\varphi_{GCC}(\cdot)$ 为与 $S_{GCC}(K)$ 相对应的时间谱形式, 它们之间的关系由式(6)确定; b_* (>1)为空间基频; D 为分维数且有(1<D<2); K_* 为海表面的空间波数, 它决定了空间频谱的位置; V 为观测平台或海杂波速度; ω_n 为第 n 个谱分量的角速度; $t_0=1$s, 为时间常数, 其作用是统一单位; $\varphi_n(t)$ 为$(-\pi,\pi)$上均匀分布的随机相位; 系数 C_* 由下式给出:

$$C_*=\frac{0.13}{D\cdot\sigma_{GH}}\sqrt{\frac{2D(2-D)}{1-(D-1)^{2N}}} \tag{13}$$

式中, $\sigma_{GH}=\int S_{GH}(K)\,\mathrm{d}K$, 为未充分发展海面的高度标准差, 这个系数保证了式(12)的标准差由 δ_h 确定; $N=N_2-N_1+1$, 代表谐波次数。分形模型式(12)在 L 和 N 不太大时是各向异性的, 有自仿射结构和较大的偏导数, 这是一个多测度分形粗糙表面。由于实际海面既不是纯随机的也不是完全周期的, 经常是各向异性的, 因此该模型能较好地反映海面物理特性。同时, 相比文献[6]中基于 FDS 的海面模型, 该模型引入 NDFS, 不仅在频谱范围上包括从长波到毛细波的整个频段, 而且, 多个内外参数的引入使得模型更加符合海面环境实际情况, 尤其在电磁散射特性上表现得更为灵活。图 1(a)为风速 10m/s 下的 PM 谱(充分发展海谱), 图 1(b)为风速 10m/s、风区和特征斜率分别为 2000m 和 0.03 的 NDFS(未充分发展海谱)谱线图。从图中可看到, NDFS 谱不仅与风速相关, 而且与风区、海面特征斜率等相关; 同时, PM 谱是一个不完全谱, 在高频部分几乎没有信息, 而 NDFS 由于包含了张力波、张力-重力波谱, 因此可在一定程度上反映高频谱信息。图 2(a)为使用文献[6]基于 PM 谱的 FDFM 海面, 图 2(b)是 NDFFM 海面。从图中可很明显地看到, 由于 FDFM 只考虑了重力波谱, 其海面模型的张力波特性远不如本文给出的 NDFFM 海面明显, 即在近似周期风浪和涌上叠加上小尺度的波纹、泡沫和浪花的特性, 其电磁散射特性也必将表现出较大的差异。

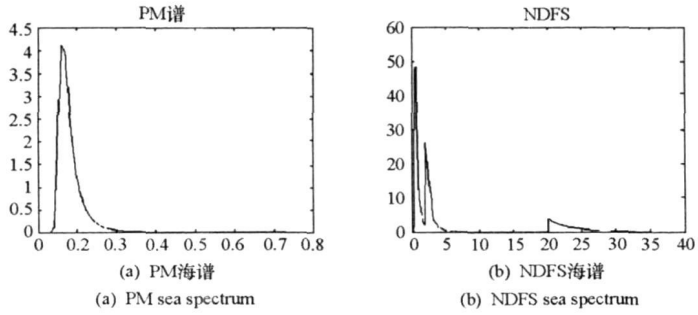


图 1 PM 谱与 NDFS 谱比较

Fig. 1 Comparison between PM and NDFS sea spectrum

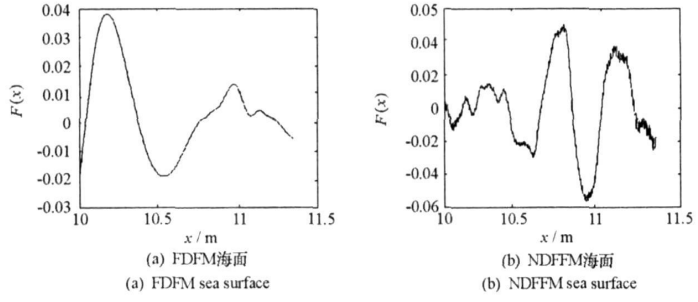


图 2 FDFM 与 NDFFM 海面比较

Fig. 2 Comparison between FDFM and NDFFM sea surface

3 数值计算

双尺度法[7-8,13]是一种在 Kirchhoff 近似法和微扰法基础上发展起来的粗糙面电磁散射计算方法, 它的基本思想是将粗糙面的结构看成为一定起伏的大尺度叠加上小尺度的扰动。大尺度起伏满足一定斜率分布, 曲率不是一个定值, 可使用 Kirchhoff 法求解其电磁散射, 对于小尺度起伏, 用微扰法的一阶近似计算散射系数, 然后通过对大尺度的斜率分布求集合平均来得到最后结果。从计算机理上可以看到, 双尺度法非常适合用于 NDFFM 海面的电磁散射求解问题。

3.1 固定时刻后向散射截面计算

下面使用文献[13]中给出的 Daley(1971)实测数据与使用双尺度法分别计算 FDFM 和 NDFFM 模型得到的电磁散射结果进行对比。Daley 实测数据的环境参数为: $f_i = 8.91\text{GHz}$, 风速分别为 $U = 14 \sim 16\text{knot}$ (仿真时选择 15knot)和 $U = 23 \sim 24\text{knot}$(仿真时选择 23knot)两种情况, $\varepsilon_r = 48.3 - 34.9j$, $\delta_h = 0.13\lambda$($U = 15\text{knot}$), $\delta_h = 0.173\lambda$($U = 24\text{knot}$), HH 极化。仿真时选择 $D = 1.3$, NDFS 参数:

$$\begin{cases} x_* = 10^3\text{m}, \xi = 3.9\%, & U = 15\text{knot} \\ x_* = 2.1 \times 10^3\text{m}, \xi = 4\%, & U = 23\text{knot} \end{cases}$$

对于 FDS, 只有 U 一个参数, 并同样选择 $U = 15\text{knot}$ 和 $U = 24\text{knot}$。图 3 给出了使用上述参数的 NDFFM 和 FDFM 的后向散射截面与 Daley 实测数据的比较结果, 其中(a)中 $U = 15\text{knot}$ 情况, (b)中 $U = 24\text{knot}$。

从图 3 中可以看到, 在相同条件下, 由 NDFFM 计算得到的 σ 值比 FDFM 更加吻合于实测数据。在仿真时发现, 若调整参数, FDFM 计算得到的 σ 值与实测值间的误差会有一定程度的缩小, 但是仍不如 NDFFM 的结果, 而且, 达到此结果的 FDFM 参数与实测数据的环境参数相差较大。从以上分析可以看到, 本文提出的 NDFFM 更符合海面的实际结构, 其电磁散射特性也与实测数据吻合良好。

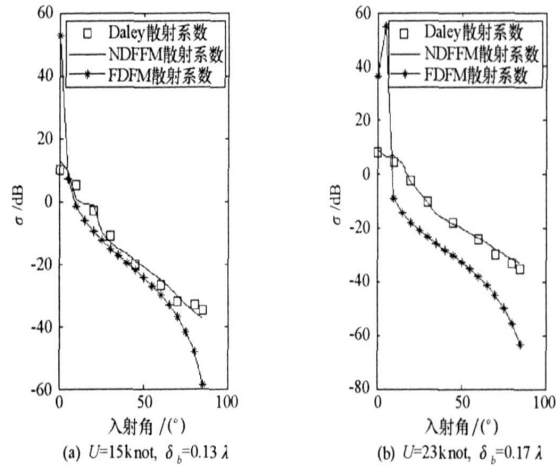


图 3 NDFFM 和 FDFM 海面电磁散射与实测数据对比

Fig. 3 Scattering data comparison between FDFM and NDFFM sea surface

3.2 动态散射场幅值分布统计特性

本节利用式(12)来分析不同的散射场概率分布特性。取采样时间长度为 1s, 采样周期 1ms, $x_* = 10^3$ m, 入射角度选择 85°, ξ 从 1% 变化到 5%, "基准值" 其他条件不变。图 4 和图 5 分别是不同 ξ 下 NDFFM 散射场幅值分布与理想 K 分布和瑞利分布的拟和曲线图。

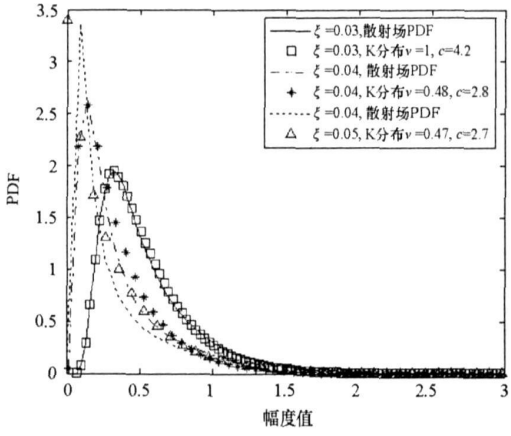


图 4 ξ= 5%, 4%, 3% 时的散射长幅值分布

Fig. 4 Scattering distribution at ξ= 5%, 4% and 3%

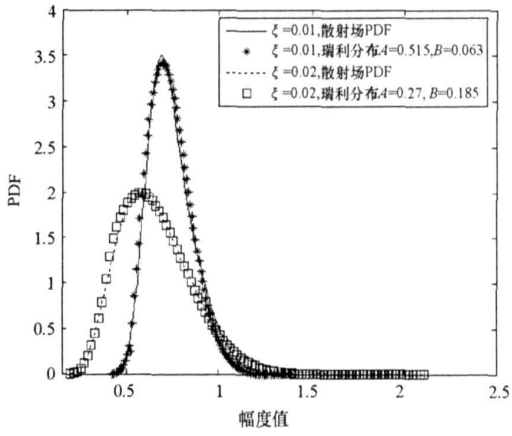


图 5 ξ= 2%, 1% 时的散射长幅值分布

Fig. 5 Scattering distribution at ξ= 2%, 1%

从图 4 中可以看到, 在 ξ 值较大时, , 散射场近似服从 K 分布。K 分布是一种适应于雷达海杂波幅度统计分布的新模型, 已被广泛应用于海杂波的分析[14]。它不仅能很好地满足实际海杂波的幅值测量, 而且还包含了杂波的时间和空间相关特性, 其概率分布函数(PDF)为

$$f_K(x) = \frac{2c}{\Gamma(v)}\left(\frac{cx}{2}\right)^v K_{v-1}(cx) \tag{14}$$

式中, v 为形状参数, c 为尺度参数, $\Gamma(\cdot)$ 为伽玛函数, $K_v(\cdot)$ 为 v 阶修正的第二类贝塞尔函数。其中 v 是一个较为重要的参数, 它规定了 K 分布的曲线形状, v 越小, 海杂波起伏越大, 海尖峰效应加剧; v 值越大, 海杂波幅度分布拖尾越短, K 分布向瑞利分布退化。从图 4 看到, 随着 ξ 的减小, v 值是增大的, 而 ξ 正是一个反映了海面粗糙度的参数, 该值越大, 海面粗糙度越大, 相应的雷达海杂波幅度起伏越大, 这一点是与海面实际情况相符合的。当 ξ 减小到 2% 时, 从图 5 可以看到, 散射场的幅值分布已不再是 K 分布, 而是与瑞利分布更为接近, 瑞利分布的概率密度函数(PDF)为

$$f_{RL}(x)=\frac{2(x-A)}{B}\exp[-(x-A)^2/B] \quad A>0, B>0, x>0 \tag{15}$$

此外, 在研究中还发现, 随着入射角的减小(擦地角的增大), 散射场幅值分布即使在 ξ 值较大的情况下也近似于瑞利分布, 例如在入射角为 60°时, ξ= 4% 时, 散射场服从 $A=0.17$, $B=0.285$ 的瑞利分布。以上特性均与海杂波的经验知识相吻合。

4 结 论

本文分析了 NDFS 海谱, 按照海洋学理论的张力、重力波时间标度重新构造了 NDFS 表达式。基于 NDFS, 给出一个新的NDFFM 海面模型, 与传统 FDFM 模型相比, 使用该模型构造的海面更符合实际海面大尺度叠加小尺度无序扰动的特性; 使用双尺度法计算了 NDFFM 海面的后向散射截面, 与传统的 FDFM 模型相比, 该模型计算得到的数值与实测数据吻合得较好。通过对动态 FDFM 海面的散射截面统计特性研究发现, 大 ξ 值下, 散射场分布接近于 K 分布, 随着 ξ 的减小, 散射场幅值开始向瑞利分布退化。以上结果对于粗糙面建模、粗糙面电磁散射计算、海杂波建模以及雷达数据处理等都有重要意义。

参 考 文 献:

[1] Mandelbrot B B. The Fractal Geometry of Nature[M]. San Francisco, CA, Freeman, 1983.

[2] Barnsley M. Fractals Everywhere[M], 2nd ed. Academic Press, 1993.

[3] 秦宣云, 等. 基于分形理论的微地形的重建[J]. 国防科技大学学报, 2003, 25(5): 44- 47.

[4] Jaggard D L, Sun X. Fractal Surface Scattering: A Generalization Rayleigh Solution [J]. J. Applied Phys., 1990, 68(11): 5456- 5462.

[5] Berizzi F, et al. Fractal Analysis of the Signal Scattered from the Sea Surface[J]. IEEE Trans. on Antennas Propagation, 1999, 47(2): 324- 338.

[6] Chen Ji, Titus K Y, Leung H, et al. The Use of Fractals for Modeling EM Waves Scattering from Rough Sea Surface[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 1996, 34(4): 966- 972.

[7] Guo L X, Wu Z S. Fractal Model and Electromagnetic Scattering from Time-varying Sea Surface[J]. Electronics Letters, 2000, 36(21): 1810- 1812.

[8] 郭立新, 王远华, 吴振森. 双尺度动态分形粗糙海面的电磁散射及多普勒研究[J]. 物理学报, 2005, 54(1): 96- 101.

[9] Lemaire D, Sobieski P, Guissard A. Full-range Sea Surface Spectrum in Non-fully Developed State for Scattering Calculations[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 1999, 37(2): 1038- 1051.

[10] Guissard A, Baufays C, Sobieski P. Fully and Non-fully Developed Sea Models for Microwave Remote Sensing Applications[J]. Remote Sens. Environ., 1994, 48: 25- 38.

[11] Long M W. Radar Reflectivity of Land and Sea[M]. 2nd ed. Artech House, 1983.

[12] Lo T, Leung H, Haykin S. Fractal Characterization of Sea-scattered Signal and Detection of Sea-surface Targets [C]// IEE Proceeding-F, 1993, 140 (4): 243- 250.

[13] Ulaby F T, et al. Microwave Remote Sensing[M]. Addison-wesley Publishing, 1982.

[14] Jakeman E, et al. Non-Gaussian Models for Statisties of Scattered Waves[J]. Adv. Phys., 1988, 37: 417- 529.