

脉冲波入射时分形粗糙海面的双频散射截面 和脉冲展宽*

郭立新¹⁾ 金彩英²⁾

(¹⁾西安电子科技大学理学院, 西安, 710071;

²⁾韩国国立庆北大学电子工程与计算机科学学院, 韩国大邱)

摘要 根据粗糙面基尔霍夫小斜率近似研究了脉冲波入射时实际海谱分布的一维分形海面的电磁散射. 分析了毫米波入射时不同分维、入射角和入射中心频率下双频散射截面的散射角分布. 结果表明分形海面的双频散射截面在镜反射方向有最大的相关带宽, 随着海面分维的减小、入射中心频率和入射角的增加, 该相关带宽是增大的. 对于入射功率为 δ 函数时的散射波功率是一个具有一定脉冲展宽的散射脉冲, 且脉冲展宽与相关带宽成反比关系.
关键词 分形海面, 脉冲波, 电磁散射, 脉冲展宽.

TWO-FREQUENCY SCATTERING CROSS SECTION AND PULSE BROADENING FOR THE FRACTAL SEA SURFACE WITH PULSE BEAM INCIDENCE*

GUO Li-Xin¹⁾ KIM Che-Young²⁾

(¹⁾School of Science, Xidian University, Xi'an, Shanxi 710071, China;

²⁾School of Electrical Engineering and Computer Science, Kyungpook National University, Taegu, Korea)

Abstract Based on the Kirchhoff approximation for the rough surfaces with small slopes, the electromagnetic scattering from the one-dimensional fractal sea surface with the actual spectrum of the sea is studied by the pulse beam wave incidence. The distributions of the two-frequency scattering cross section with different fractal dimension, incident angle and the center frequency are analyzed with millimeter wave incidence. The numerical result shows that there exists the largest coherence bandwidth for the two-frequency scattering cross section at the specular direction. The coherence bandwidth will increase with decreasing the fractal dimension and with increasing the incident angle and the center frequency. It also shows the scattering power which is a pulse shape but with a pulse broadening for the incident power being δ function, this pulse broadening is inversely proportional to the coherence bandwidth.

Key words fractal sea surface, pulse beam wave, electromagnetic scattering, pulse broadening.

引言

有关粗糙面的脉冲波散射研究近年来受到了越来越多学者的重视, 较早的研究主要局限于分析粗糙面镜反射方向的反射波特性^[1], 同时有学者通过研究光波束二次不同的入射, 利用散射波的角频相关函数分析了粗糙材料表面的散射特性^[2]. A. Ishi-

maru 等人基于一阶和二阶基尔霍夫近似从理论和实验上研究了脉冲波入射下具有高斯分布的一维随机粗糙面的双频互相关函数(MCF)随散射角的变化, 讨论了脉冲散射波的波束展宽和后向增强效应^[3-5], 本文在此基础上, 利用基尔霍夫小斜率近似, 研究了脉冲波入射时考虑实际海谱分布的一维分形海面^[6,7]的电磁散射.

* 国家自然科学基金(批准号 60101001)和教育部高等学校优秀青年教师教学科研奖励基金资助项目
稿件收到日期 2002 - 06 - 03, 修改稿收到日期 2002 - 11 - 03

* The project is supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 60101001) and by the Teaching and Research Award Program for Outstanding Young Teachers in Higher Education Institutions of Ministry of Education of China.
Received 2002 - 06 - 03, revised 2002 - 11 - 03

1 粗糙面的双频散射截面和散射功率

考虑一随时间变化的脉冲电磁波 $E_i(t)$ 以入射角 θ_i 入射到某一维随机粗糙面 $z = \zeta(x)$ 上, 入射面位于 $x-z$ 平面中, 设该脉冲波的中心频率为 f , 带宽为 Δf . 根据基尔霍夫近似, 在不考虑遮蔽效应的前提下, 其远区非相干散射场可以写为^[3,4]

$$E_s = k \cos \theta_s \sqrt{\frac{2\pi}{kR}} \exp(ikR - i\pi/4) T(K_s, K_i), \quad (1)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$ 为入射波数, θ_s 为散射角, R 为远区场点到坐标原点的距离, 而转换矩阵 T 可以表示为^[3,4]

$$T(K_i, K_s) = \frac{F_1}{2\pi} \int R_1 \exp[-i(K_s - K_i) \cdot r_1] dx_1, \quad (2)$$

式中 R_1 为粗糙面上 r_1 处的 Fresnel 反射系数, 入射波矢 K_i 和散射波矢 K_s 及 F_1 可以表示为

$$K_{i,s} = k \sin \theta_{i,s} \hat{x} \pm k \cos \theta_{i,s} \hat{z},$$

$$F_1 = \frac{1 - \sin \theta_i \sin \theta_s + \cos \theta_i \cos \theta_s}{(\cos \theta_i + \cos \theta_s) \cos \theta_s}, \quad (3)$$

" \pm " 分别对应入射(下标 i) 和散射(下标 s) 情形. 因此单位面积下的双频散射截面可以写为如下形式^[3,4]

$$\sigma^0(K_i, K_s; K'_i, K'_s) = \sigma^0(\omega, \omega') = (R/L) \langle E_s E_s'^* \rangle, \quad (4)$$

其中

$$K'_{i,s} = k' \sin \theta'_{i,s} \hat{x} \pm k' \cos \theta'_{i,s} \hat{z}, \quad (5)$$

式中 $k = 2\pi f/c = \omega/c$, $k' = 2\pi f'/c = \omega'/c$. 式(4)中的 L 为粗糙面被照射区域在 x 轴方向上的尺度. 结合式(1)和式(2), 式(4)可以具体表示为

$$\sigma^0 = 2\pi \sqrt{kk'} \cos \theta_s \cos \theta'_s \langle T(\omega) T'^*(\omega') \rangle / L \exp[i(k - k')R], \quad (6)$$

式中 $\langle T(\omega) T'^*(\omega') \rangle$ 称为双频互相关函数, 通常用 $\Gamma(\omega, \omega')$ 来表示. 在基尔霍夫近似中的小斜率近似下(均方根斜率 $s = \sqrt{2}\delta/l < 0.5$, $l \geq \lambda$, δ 和 l 分别为粗糙面的高度起伏均方根和相关长度), 式(2)中的 Fresnel 反射系数 R_1 可以近似为光滑平面的反射系数, 可以提到积分号外, 因此式(2)可表示为

$$T = H_1 \int \exp(-iv \cdot r_1) dx_1, \quad (7)$$

式中 $H_1 = F_1 R_1 / (2\pi)$, $v = K_s - K_i = v_x \hat{x} + v_z \hat{z}$, $v_x = k(\sin \theta_s - \sin \theta_i)$, $v_z = k(\cos \theta_s + \cos \theta_i)$, 而 $r_1 = x_1 \hat{x} + \zeta_1 \hat{z}$. 在基尔霍夫小斜率近似下式(6)中的双频互相关函数可以表示为^[3,4]

$$\Gamma(\omega, \omega') = \langle T(\omega) T'^*(\omega') \rangle$$

$$= H_1 H_1' \int dx_1 \int dx_1' [\langle \exp(-iv \cdot r_1 + -iv' \cdot r_1') \rangle - \langle \exp(-iv \cdot r_1) \rangle \langle \exp(-iv' \cdot r_1') \rangle] dx_1', \quad (8)$$

若粗糙面 $\zeta(x)$ 的高度起伏满足高斯分布, 则有^[1,4]

$$\langle \exp(-iv_z \zeta_1 + iv'_z \zeta_1') \rangle = \exp\{-[(v_z^2 + v_z'^2)\delta^2/2 - v_z v_z' \langle \zeta_1 \zeta_1' \rangle]\}, \quad (9)$$

式中 $\langle \zeta_1 \zeta_1' \rangle = \langle \zeta(x_1) \zeta(x_1') \rangle = G(x_1 - x_1') = G(x_d)$ 为粗糙面的自相关函数. 对式(8)中的积分变量 x_1 和 x_1' 利用坐标变换 $x_d = x_1 - x_1'$, $x_c = (x_1 + x_1')/2$, 我们同时有^[3]

$$\int dx_1 \int dx_1' = \int dx_d \int dx_c, \exp(-iv_x x_1 + iv'_x x_1')$$

$$= \exp[-i(v_d x_c + v_c x_d)], \quad (10)$$

其中 $v_d = v_x - v'_x = k(\sin \theta_s - \sin \theta_i) - k'(\sin \theta'_s - \sin \theta'_i)$, $v_c = (v_x + v'_x)/2$. 将式(8)~式(10)代入式(6)并经过化简后可得粗糙面的双频散射截面为

$$\sigma^0 = 2\pi \sqrt{kk'} \cos \theta_s \cos \theta'_s H_1 H_1' \phi_1 \phi_2 \exp[i(k - k')R], \quad (11)$$

其中

$$\phi_1 = \frac{1}{L} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\pi x_c^2/L^2) \exp(-iv_d x_c) dx_c$$

$$= \exp(-v_d^2 L^2/4\pi), \quad (12)$$

$$\phi_2 = \exp[-(v_z^2 + v_z'^2)\delta^2/2]$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(v_z v_z' \delta^2)^n}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} [G(x_d)]^n \exp(-iv_c x_d) dx_d. \quad (13)$$

当式(11)中的 $k = k'$, $\theta_i = \theta'_i$, $\theta_s = \theta'_s$ 时, 该式即退化为连续波入射时的经典基尔霍夫近似下的散射截面结果. 事实上一旦获得了式(8)所表示的双频互相关函数 $\Gamma(\omega, \omega')$, 我们同样可以获得实验测量中常用的散射功率 $P_s(t)$. 我们知道对入射脉冲波而言, 入射功率可以表示为入射波谱的傅立叶变换形式, 即

$$P_i(t) = \langle E_i(t) E_i^*(t) \rangle$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint \bar{E}_i(\omega) \bar{E}_i^*(\omega') \exp(-i\omega t + i\omega' t) d\omega d\omega'$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int P_i(\omega_d) \exp(-i\omega_d t) d\omega_d, \quad (14)$$

其中

$$P_i(\omega_d) = \int P_i(t) \exp(i\omega_d t) dt$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int \bar{E}_i(\omega) \bar{E}_i^*(\omega') d\omega_c, \quad (15)$$

式(15)中 $\bar{E}_i(\omega)$ 为入射波 $E_i(t)$ 的傅立叶变换. 式(14)和式(15)中利用了变量替换 $\omega_d = \omega - \omega'$, $\omega_c = (\omega + \omega')/2$. 此时散射功率可以表示为如下形式

$$P_s(t) = \langle E_s(t) E_s^*(t) \rangle$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint \Gamma(\omega, \omega') \bar{E}_i(\omega) \bar{E}_i^*(\omega')$$

$$\cdot \exp(-i\omega_d t) d\omega_d d\omega_c$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int \Gamma(\omega_d) P_i(\omega_d) \exp(-i\omega_d t) d\omega_d, \quad (16)$$

式(16)计算过程中已利用了 $\bar{E}_s(\omega) = T(\omega) \bar{E}_i(\omega)$ 这一变换结果^[3,4]. 结合式(15)和式(16)可见, 如果已知入射脉冲波的形式, 在 $\Gamma(\omega, \omega')$ 计算出的情况下, 便可得到散射波功率. 假设入射波 $P_i(t) = \delta(t)$, 由式(15)知 $P_i(\omega_d) = 1$, 因此, 根据式(6)可知散射功率 $P_s(t)$ 即为双频互相关函数的傅立叶变换.

2 分形海面模型和双频散射截面数值计算结果

下面我们利用以上有关计算公式研究了分形粗糙海面的脉冲波散射. 已知海谱分布的归一化带限一维分形海面模型为^[7]

$$\zeta(x) = \frac{\sqrt{2\delta[D(2-D)]^{1/2}}}{[1 - (D-1)^{2N}]^{1/2}} \sum_{m=1}^M W_{PM}(\kappa_m)$$

$$\cdot \sum_{n=N_1}^{N_2} (D-1)^n \sin(KY^n \kappa_m x + \phi_n). \quad (17)$$

归一化的目的可以使我们可以给出具有任意 δ 的粗糙面 $\zeta(x)$. 上式中的 Y 为空间基频 ($Y > 1$), D 为分维 ($1 < D < 2$), K 为海表面的空间波数, 它决定空间

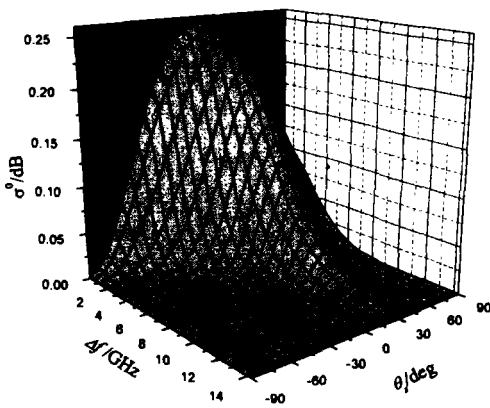


图1 $D=1.5, \theta_i=30^\circ, f=75\text{GHz}$ 下的 σ^0 分布
Fig.1 The distribution of σ^0 with $D=1.5, \theta_i=30^\circ, f=75\text{GHz}$

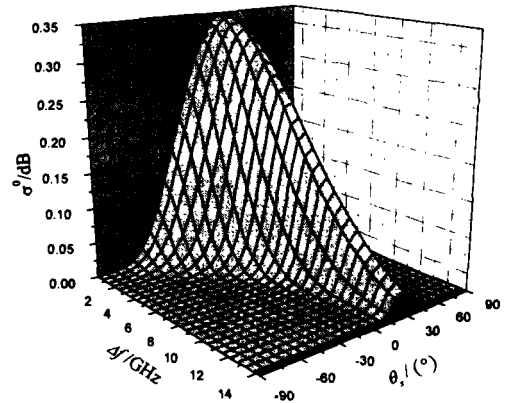


图2 $D=1.3, \theta_i=30^\circ, f=75\text{GHz}$ 下的 σ^0 分布
Fig.2 The distribution of σ^0 with $D=1.3, \theta_i=30^\circ, f=75\text{GHz}$

频谱的位置, 初始相位 ϕ_n 为 $(-\pi, \pi)$ 上均匀分布的随机相位. 式(17)中的 $W_{PM}(\kappa)$ 为海面的 PM 谱^[8], 对此函数我们在文献[7]中已作过详细讨论, 在此不作详细说明.

我们首先利用式(11)计算了毫米波段该分形海面的脉冲波散射. 设入射脉冲波的中心频率 $f=75\text{GHz}$, 入射角 $\theta_i=30^\circ$, 根据文献[7]仍取式(17)中的 $b=\sqrt{e}, K=1/(2\pi)$, 海面上的风速 $u_w=8\text{m/s}, N_1=0, N_2=9, M=30$, 粗糙海面的照射尺度 $L=40\lambda$, 高度起伏均方根 $\delta=0.5\lambda$, 取海面介电常数 $\epsilon_r=(48.3, 34.9)$ ^[9], 由文献[7]可知不同的分维对应不同的相关长度 l , 以上条件保证了分维小于 1.8 时散射计算满足基尔霍夫近似中的小斜率近似 ($s < 0.5$). 取式(11)中的 $\theta_i=\theta'_i, \theta_s=\theta'_s$, 图1中给出了分维 $D=1.5$ 时(对应的 $l=2.3\lambda$ ^[7], $s=0.31$)分形

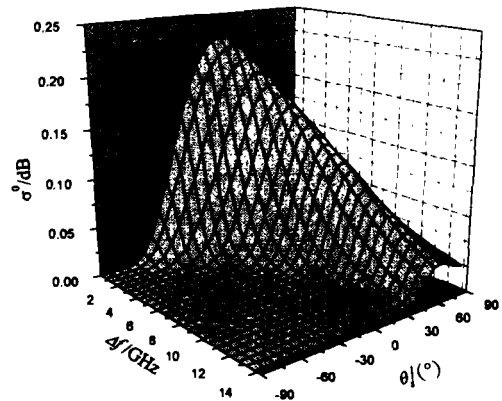


图3 $D=1.5, \theta_i=60^\circ, f=75\text{GHz}$ 下的 σ^0 分布
Fig.3 The distribution of σ^0 with $D=1.5, \theta_i=60^\circ, f=75\text{GHz}$

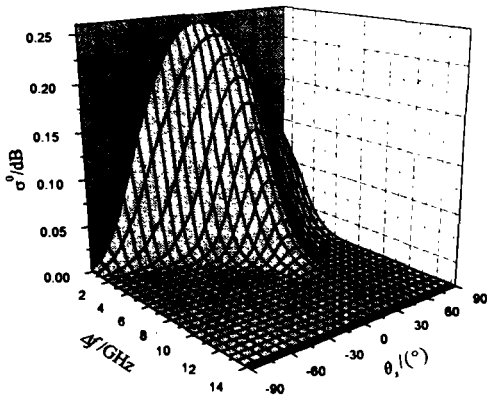


图4 $D = 1.5, \theta_i = 30^\circ, f = 50\text{GHz}$ 下的 σ^0 分布
Fig.4 The distribution of σ^0 with $D = 1.5, \theta_i = 30^\circ, f = 50\text{GHz}$

海面的双频散射截面 σ^0 (HH 极化) 随频差 $\Delta f = f' - f$ 及散射角 θ_s 的变化. 从图中不难发现, 对于相同的散射角, 双频散射截面在 $f = f'$ 时有最大值, 随着频差的增大, 双频散射截面由最大值逐渐减小到零, 在镜反射方向 ($\theta_s = \theta_i = 30^\circ$), 双频散射截面衰减较慢, 其相关带宽 (即双频散射截面由最大值衰减到零时对应的 Δf 的大小) 最大. 而当散射角偏离镜反射方向时, σ^0 迅速下降, 相关带宽也相应. 图 2 给出了分维 $D = 1.3$ 时 (对应的 $l = 2.6\lambda, s = 0.27$) 分形海面的双频散射截面分布, 图中其他有关参数同图 1. 对比图 1 可以看出, 当分维减小时, 即海面的粗糙程度降低时, 镜反射方向的相关带宽是增大的. 图 3 给出了 $D = 1.5$, 入射角 $\theta_i = 60^\circ$ 时双频散射截面的分布, 与图 1 相比, 双频散射截面同样在镜反射方向有最大的相关带宽. 图 4 给出了 $D = 1.5$,

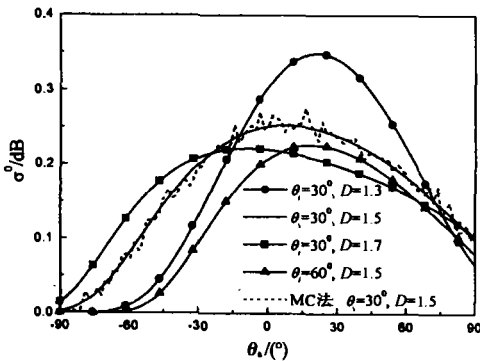


图5 $f = f'$ 时不同分维 D 和入射角 θ_i 下双频散射截面 σ^0 角分布
Fig.5 The angular distribution of σ^0 for different D and θ_i with $f = f'$

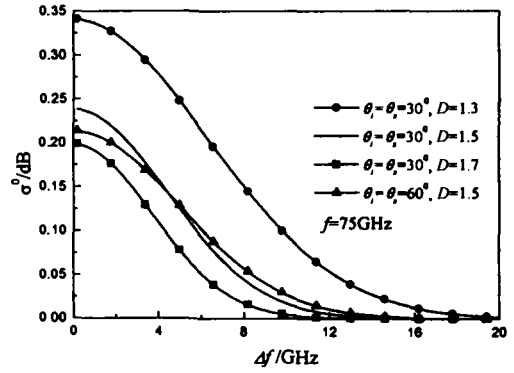


图6 不同分维 D 和入射角 θ_i 下双频散射截面 σ^0 在镜反射方向随 Δf 的变化
Fig.6 σ^0 versus the frequency difference Δf for different D and θ_i at the specular direction

入射角 $\theta_i = 30^\circ$, 而中心频率 $f = 50\text{GHz}$ 时的双频散射截面分布. 同样与图 1 比较发现, 在其他条件不变的情况下, 当中心频率减小时, 对于相同的散射角, σ^0 减小迅速, 且无论在镜反射方向还是在其他散射方向, 相关带宽均是减小的.

为了进一步验证本文的计算结果, 图 5 中给出了 $\Delta f = 0$ 时, 取不同分维和入射角下的双频散射截面角分布比较. 在此条件下, 由于 $f = f'$, σ^0 即退化为经典的连续波入射下的基尔霍夫近似结果. 从图中可以看出, 当 $\theta_i = 30^\circ, D = 1.5$ 时, 采用本文方法和 E. I. Thorsos 所用的 Monte Carlo 方法^[10] (取 100 个海面样本, 每个样本的采样点数为 2048) 算得的结果是接近的, 这也验证了本文计算结果的准确性. 另外, 从图中还可发现, 取不同的分维和不同的入射角, 其散射截面角分布是不同的. 入射角较大时, 对于相同的分维, 整个散射截面的幅值相对于较小入

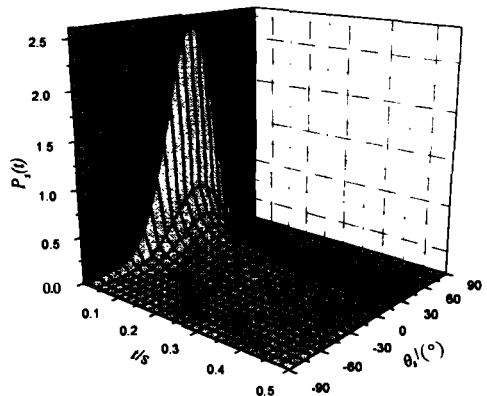


图7 散射功率在不同散射角下随时间的分布
Fig.7 The distribution of the scattering power for different scattering angle and different time

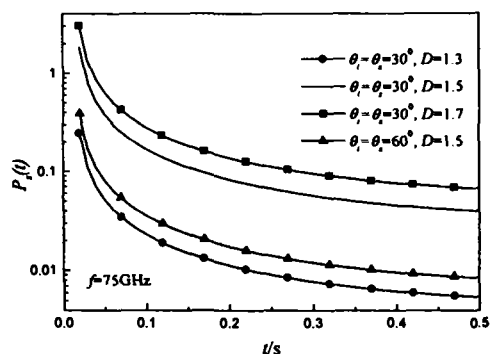


图8 不同 θ_i 和 D 时散射功率在镜反射方向随时间的变化

Fig. 8 The scattering power as a function of time delay with different θ_i and D at the specular direction

射角时是减小的. 图6给出了中心频率 $f = 75\text{GHz}$ 时, 双频散射截面在不同分维和不同入射角时在镜反射方向随 Δf 变化的分布比较. 结合图1~图3所示我们可以进一步发现, 对于相同的入射角, 随着分维的增大, 相同的频差, σ^0 是减小的, 且相关带宽也是减小的. 而对于相同的分维, 当入射角增大时, 其相关带宽是增大的.

3 散射功率数值计算结果与分析

以上分析可知, 当入射功率 $P_i(t) = \delta(t)$ 时, 散射功率 $P_s(t)$ 即为双频互相关函数 $\Gamma(\omega, \omega')$ 的傅立叶变换. 图7根据式(16)计算了 $D = 1.5, \theta_i = 30^\circ, f = 75\text{GHz}$ 时的散射功率随时间和散射角的分布. 从图中可以看出对 δ 函数脉冲入射波, 散射功率尤其在 $|\theta_i|$ 较小的近垂直散射方向并不是一个 δ 脉冲, 而是一个随时间延迟的衰减函数, 即出现所谓的散射脉冲展宽, 这一结果与有关理论和实验测量结果也是一致的^[3-5], 该散射功率的最大值并不出现在镜反射方向. 另外对不同的散射角, 在 $t = 0$ 时刻, 散射功率有其各自最大值. 图8给出了镜反射方向散射功率随时间的变化. 对比图6可以明显地看出, 对相同的入射角, 分维越大时, 则有较大的散射功率, 散射功率衰减时间越长, 即脉冲展宽越大(此时 σ^0 和相关带宽越小); 而对于相同的分维, 入射角越小(相关带宽越小), 同样在镜反射方向有散射功率越大, 散射展宽越大这一结论. 可见双频散射截面的相关带宽越小对应于较大的散射脉冲展宽, 二者定性成反比关系, 该结论对散射脉冲波在非镜向散射方向仍然成立.

4 结论

本文根据基尔霍夫小斜率近似研究了脉冲波入射下考虑实际海谱分布的一维分形海面的电磁散射, 分析了不同分维、入射角和入射中心频率下双频散射截面的散射角分布. 通过计算表明, 对分形海面双频散射截面在镜反射方向有最大的相关带宽, 随着海面分维的减小和入射中心频率入射角的增加, 该相关带宽是增加的. 我们同时分析了入射功率为 δ 函数时的散射波功率随时间和散射角的变化, 结果发现散射功率在近垂直观测方向并不是一个 δ 脉冲, 而是具有一定展宽的散射脉冲, 该脉冲展宽与分维和入射角有很大关系, 且与相关带宽定性成反比关系. 当然, 本文的研究仅限于小斜率基尔霍夫近似, 当分维较大超过1.8时, 此时应采用二阶基尔霍夫近似来处理散射问题, 同时对于更为符合实际的动态二维分形海面的双频散射截面的计算和分析还有待于继续.

REFERENCES

- [1] Ogilvy J A. *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*. Bristol: Adam Hilger, 1991, chap. 4
- [2] Nitta H, Asakura T. Method for measuring mean particle size of the bulk power using speckle patterns. *Applied Optics*, 1991, **30**(33): 4854—4858
- [3] Ishimaru A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. New York: Academic Press, 1978, chap. 21
- [4] Ishimaru, A, Ailes-Sengers L, Phu P, et al. Pulse broadening and two-frequency mutual coherence function of the scattered wave from rough surfaces. *Waves in Random Media*, 1994, **4**(2): 139—148
- [5] O'donnell K A, Meendez E R. Experimental study of scattering from characterized random surfaces. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**(7): 1194—1205
- [6] Berizzi F, Dalle-Mese E. Fractal analysis of the signal scattered from the sea surface. *IEEE Trans. on A. P.*, 1999, **47**(2): 324—338
- [7] GUO Li-Xin, WU Zhen-Sen. Electromagnetic scattering from time-varying fractal sea surface with considering the distribution of sea power spectrum. *ACTA Electronica Sinica* (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
- [8] Thorsos E I. Acoustic scattering from a 'Pierson-Moskowitz' sea surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1990, **88**(1): 335—349
- [9] Ulaby F T, Moore R K, Fung A K. *Microwave Remote Sensing*. MA: Addison-Wesley Publishing, 1982, chap. 12
- [10] Thorsos E I. The validity for the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1989, **86**(1): 78—92