

沙尘暴中圆柱形导体目标对电磁波的散射^{*}

李应乐^{1 2} 黄际英¹

(1. 西安电子科技大学理学院,西安 710071;2. 咸阳师范学院物理系,咸阳 712000)

摘 要: 研究了尘暴介质中导体目标对电磁波的散射特性;当入射波沿任意方向极化时,得出了毫米波段散射场的表达式及目标表面的电流分布,导出了目标的微分散射宽度,结果表明,散射场具有较强的后向散射增强效应,导体表面的纵向电流大于横向电流。

关键词: 散射特性,导体目标,毫米波,沙尘暴

Electromagnetic Wave Scattering from a Cylindrical Conductor in Dust Storms

LI Yingle^{1 2}, HUANG Jiying¹

(1. School of Science, Xidian University, Xi'an 710071;

2. Department of Physics, Xianyang Teacher's College, Xianyang 712000)

Abstract: The scattering characteristics of electromagnetic wave for a conductor target in dust storms are investigated. The expressions of scattering field, target surface current distribution and differential scattering width are obtained in millimeter band when the incident wave is polarized in arbitrary direction. Computational results show that the scattering field has a strong backward scattering enhancement and the longitudinal current on conductor surface is larger than the transverse current on the surface for horizontal polarization incident wave.

Key words: Scattering characteristics, Conductor target, Millimeter waves, Sand dust storms.

1 引言

长期以来,国内外学者对自由空间中导体目标对电磁波的散射进行了系统研究,得出许多有价值的结果并广泛应用于雷达、通信及遥感等领域,近年来,随着计算机技术的迅猛发展,许多不能用解析方法处理的有关电磁波传播及散射的问题得到了较好的解决。实际上,导体目标不是处于自由空间,而是处在大气湍流、沙尘暴、降雨、云、雾、雪等形成的随机介质中,因此,研究导体目标在这种随机系统对电磁波的散射特性,不但具有理论意义,而且在雷达工程及遥感领域具有实用价值,已引起人们的普遍关注^[5,6];本文将研究沙尘暴中的导体目标对电磁波的散射特性,所用方法适用于研究导体目标——降雨、湍流等其它随机介质的电磁波散射特性,利用电磁场理论导出沙尘暴中电磁波的表达式,得到导体目标存在时总场的表达式及毫米波段导体表面的电流分布及微分散射宽度,最后对所得结果进行了数值计算并作了简单讨论。

2 理论公式

2.1 沙尘暴中毫米波的表达式

如图 1 所示,沙尘暴位于 $x = -L$ 平面的右侧,等效介电常数为^[2]:

^{*} 收稿日期 2002-05-17;定稿日期 2002-08-12
基金项目:国家自然科学基金资助项目(60171010)

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 \left[1 + v \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0 + A_i(\varepsilon - \varepsilon_0)} \right] \quad (1)$$

其中 ε 是沙尘暴的介电常数, ε_0 是背景介质的介电常数, ε_i 是随机系统的等效介电常数, v 是沙尘暴所占的相对体积, $v = 9.43 \times 10^{-9}/v_0^{1.07}$, v_0 是以 km 为单位的能见度, A_i 是椭球雨滴的极化因子^[2]表达式为:

$$A_i = \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i^2 + s) \sqrt{[(a_1^2 + s)(a_2^2 + s)(a_3^2 + s)]}}$$

其中 $i = 1, 2, 3$; a_1, a_2, a_3 分别为椭球粒子在 x, y, z 轴上的三个半轴; s 为积分变量。

一半径为 R 的无限长圆柱形导体沿 z 轴放置, 由式 (1) 知, A_i 的数值不同, ε_i 的值也不同, 故这种随机介质系统是电各向异性的, A_i 的平均值决定了等效介电常数的平均值, 在不计介质的电偶极矩时, 由电磁理论得:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \boldsymbol{\varepsilon}_r \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

$\boldsymbol{\varepsilon}_r$ 是介质的相对等效介电常数张量, \mathbf{E} 是电场强度矢量, 式 (2) 说明传播常数只和电场的极化方向有关, 可分解为三个波动方程, 第 i 个方程所对应的 Green 函数为:

$$G_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-jk_0'|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3)$$

其中 $k_0' = k_0 \sqrt{\varepsilon_{ri}}$ 利用^[9]:

$$\varphi(\mathbf{r}, \omega) = - \int_v \frac{(\mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega)) e^{-jk'R}}{4\pi R} dv' - \frac{1}{4\pi} \oint_s \left[\varphi(\mathbf{r}', \omega) \nabla' \left(\frac{e^{-jk'R}}{R} \right) - \frac{e^{jk'R}}{R} \nabla' \varphi(\mathbf{r}', \omega) \right] \cdot \mathbf{n} ds'$$

将式 (2) 代入上式, 第一项为零, 由唯一性定理知, 取闭合面 s 为 $x = -L, y, z$ 为无限大区域的边界, 那么 s 曲面内任意点的场仅由边界上的场决定, 再利用边界条件及稳定相位法等可得:

$$E_i(x) = \frac{-je^{jk_0L}}{2k_0'} \left[j(k_0 + k_0') + \frac{1}{|x+L|} \right] e^{-jk_0'|x+L|} \quad (4)$$

一般情况下沙尘暴的区域尺寸远大于观察点离坐标原点的距离, 即 $L \gg x$, 上式中的绝对值符号可去掉, 在毫米波段第一项远大于第二项, 式 (4) 变为:

$$E_i(x) = f_i e^{jk_0'x} \\ f_i = \frac{(\beta_i + 1 + j\alpha_i)}{2(\beta_i + j\alpha_i)} e^{\alpha_i k_0 L - jk_0' L (\beta_i - 1)} \quad (5)$$

其中 $\frac{1}{\varepsilon_n} = \beta_i + j\alpha_i$, 设入射波的电场在 $y-z$ 平面内极化且与 y 轴夹角为 θ , 上式在柱坐标系中变为:

$$E_v(\rho, \varphi) = \cos\theta f_i e^{-jk_0'\rho\cos\varphi} \quad (6)$$

$$E_h(\rho, \varphi) = \sin\theta f_i e^{-jk_0'\rho\cos\varphi} \quad (7)$$

式 (6) (7) 分别表示垂直极化与水平极化波。

2.2 尘暴中圆柱导体对电磁波的散射

当 (7) 式的波射向圆柱导体时, 利用导体表面的边界条件, 柱函数的大宗量表达式及其递推关系容易求得:

$$E_{th}(\rho, \varphi) = E_h(\rho, \varphi) + E_{sh}(\rho, \varphi)$$

$$\text{万方数据} \quad E_{th}(\rho, \varphi) = \sin\theta f_h \sum j^{-n} [J_n(k_0^h \rho) - \frac{J_n(k_0^h R)}{H_0^2(k_0^h R)} H_n^2(k_0^h \rho)] e^{jn\varphi} \quad (8a)$$

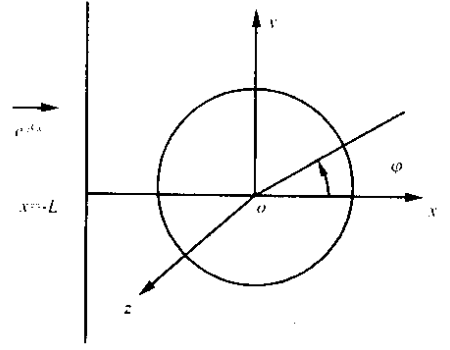


图1 沙尘暴坐标示意图

$$E_{sh}(\rho, \varphi) = \sin\theta f_h \left(\frac{2j}{\pi k_0^h \rho} \right)^{1/2} e^{-jk_0^h \rho} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{-J_n(k_0^h R)}{H_n^{(2)}(k_0^h R)} e^{jn\varphi} \quad (8b)$$

$$I_{sz}(R, \varphi) = \frac{2\sin\theta f_h}{\omega\mu\pi R} \sum j^{-n} \frac{e^{jn\varphi}}{H_n^{(2)}(k_0^h R)} \quad (9)$$

(8)式表示远区的散射场 (9)式表示导体表面的电流分布, R 为圆柱体的半径。当(6)式的波射向圆柱体时, 设: $D = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot E$, T 为直角坐标系到圆柱坐标系的变换矩阵, 容易求得圆柱坐标系中的相对介电常数:

$$\epsilon_{r2} = T^{-1} \begin{bmatrix} \epsilon_h & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_v & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_h \end{bmatrix} T = \begin{bmatrix} A_1 & -B & 0 \\ -B & A_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_h \end{bmatrix}$$

其中: $A_1 = \epsilon_h \cos^2 \varphi + \epsilon_v \sin^2 \varphi$, $B = 0.5(\epsilon_h - \epsilon_v) \sin 2\varphi$, $A_2 = \epsilon_h \sin^2 \varphi + \epsilon_v \cos^2 \varphi$, 将(6)式用柱坐标系表示, 利用上式及麦克斯韦方程 $E = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \times H$, 导体表面的边界条件, 对偶关系及柱函数的(大宗量近似)表达式得:

$$E_{vt}(\rho, \varphi) = E_t(\rho, \varphi) + E_{sv}(\rho, \varphi) \quad (10a)$$

$$I_{s\varphi}(R, \varphi) = -\frac{f_v k_0^v \cos\theta}{\omega\mu} \sum j^{-n} [J_n(k_0^v R) + b_n H_n^{(2)}(k_0^v R)] e^{jn\varphi} \quad (10b)$$

$$E_{s\varphi}(\rho, \varphi) = \frac{f_v \cos\theta}{\epsilon_h k_0^v} \sum j^{-n} b_n [A_1 k_0^v H_n^{(2)}(k_0^v \rho) - j H_n^{(2)}(k_0^v \rho) \frac{nB}{\rho}] e^{jn\varphi} \quad (11a)$$

$$E_{s\varphi}(\rho, \varphi) = \frac{f_v \cos\theta}{k_0^v \epsilon_h} \left(\frac{2}{\pi \rho k_0^v} \right)^{1/2} e^{-jk_0^v \rho} \sum j^{-n} b_n \left(\frac{nB}{\rho} + A_1 k_0^v \right) e^{j(n\varphi + \frac{2n+1}{4}\pi)} \quad (11b)$$

$$E_{s\rho}(\rho, \varphi) = \frac{f_v \cos\theta}{\epsilon_h k_0^v} \sum j^{-n} b_n [B k_0^v H_n^{(2)}(k_0^v \rho) - j H_n^{(2)}(k_0^v \rho) \frac{nA_2}{\rho}] e^{jn\varphi} \quad (12a)$$

$$E_{s\rho}(\rho, \varphi) = \frac{f_v \cos\theta}{k_0^v \epsilon_h} \left(\frac{2}{\pi \rho k_0^v} \right)^{1/2} e^{-jk_0^v \rho} \sum j^{-n} b_n \left(\frac{nA_2}{\rho} + B k_0^v \right) e^{j(n\varphi + \frac{2n+1}{4}\pi)} \quad (12b)$$

式(10)表示圆柱体表面的电流分布, 式(11)(12)表示远区的散射场, b_n 的表达式为:

$$b_n = -\frac{j \frac{nB}{R} J_n(k_0^v R) - A_1 k_0^v J'_n(k_0^v R)}{j \frac{nB}{R} H_n^{(2)}(k_0^v R) - A_1 k_0^v H_n^{(2)'}(k_0^v R)} \quad (13)$$

显然, $B=0$ 时(13)式就是自由空间中的系数, 此不赘述。微分散射宽度定义为:

$$K(\varphi) = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \rho \frac{|E_s|^2}{|E_i|^2} \quad (14)$$

将式(8)(11)(12)代入上式, 由于三者互相垂直和入射场的模值为1, 得

$$K(\varphi) = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \rho (|E_{sz}|^2 + |E_{s\varphi}|^2 + |E_{s\rho}|^2) \quad (15)$$

3 数值结果

我们取沙尘暴的介电常数为^[2] $5.1 - j0.24$, 平均三轴之比为 $0.53:0.71:1$, 对表达式(8a)(9)(10a)及(10b)进行数值仿真得图2, 图3, 图4, 及图5, 图2是电场水平入射时总电场随宗量的变化情况, 圆柱体的半径约为 $1 \sim 2$ cm, 频率为 15GHz , 实线代表沙尘暴空间中柱形导体对电磁波的散射总场, 虚线代表自由空间中导体的散射总场, 由此可见: 后向散射波与入射波叠加形成了不规则的驻波, 这是由于沙尘暴与导体圆柱相互作用的结果, 显然这种散射具有一定的后向增强效应, 尘暴环境中的后向总电场平均是自由空间的两倍。前向散射区为阴影区, 纯绕射波, 近区($0 \sim 50kx$, k 为波数, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为电磁波的波长, x 为观察点坐标)不受沙尘暴的影响, 远区的绕射波呈衰减趋势和不规则性, 这是由入射波与散射波的相干叠加引起的。从图2可以推知: 在观察距离一定时, 不论是前向散射, 还是后向散射, 均随频率的增大而有一定的减小。

图3是电场垂直入射时散射场随宗量 kx 的变化, 实线代表沙尘暴空间中的电磁波, 虚线代表自由空间

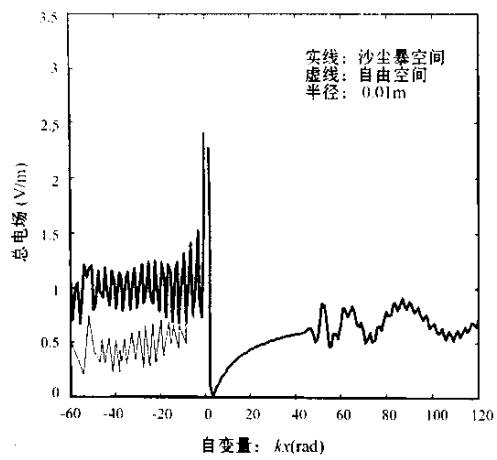


图2 水平极化时总电场随宗量 kx 的变化

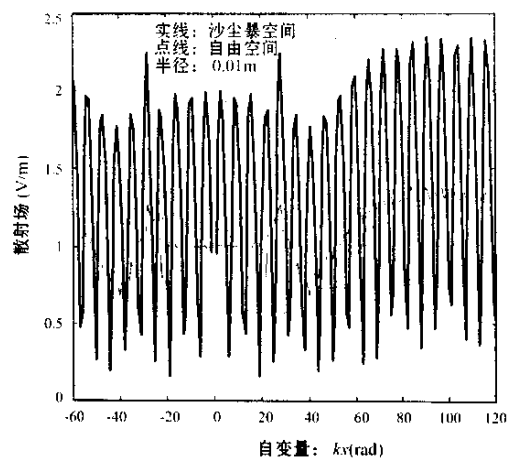


图3 垂直极化时散射场随宗量 kx 的变化

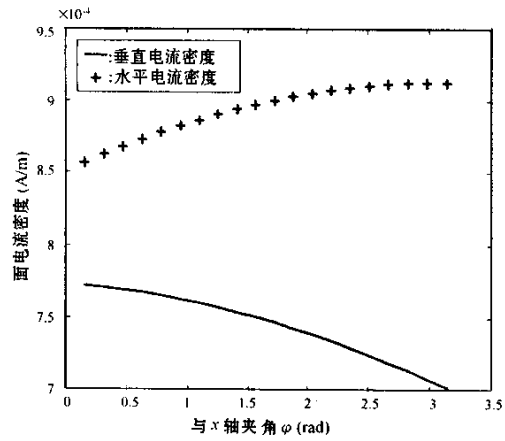


图4 面电流密度的变化

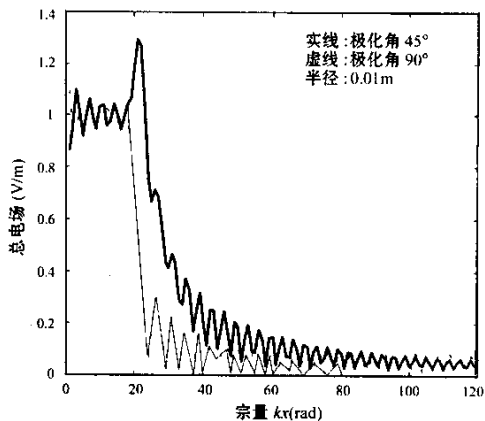


图5 不同极化角时总电场随宗量 kx 的变化

中的电磁波,两种曲线相差较大,表明沙尘暴对电磁波有很大的影响。显然,自由空间前向总场及后向总场具有一定的对称性,尘暴环境中在 $18 \sim 19 \pm kx$ 的范围内,有一散射场近似为零的区域,随着频率或距离的增大而增大,表现出前向散射场及后向散射场都具有较大的增强效应,距离再大时散射场呈衰减趋势,这是能量守恒的必然结果。

图4是入射场水平入射和垂直入射时导体表面的电流密度分布,水平电流密度总体上大于垂直电流密度,故电磁波水平极化时目标的散射场大于其垂直极化时目标的散射场,与图2图3一致,水平电流随散射角的增大而增大,垂直电流则与之相反。

图5是散射角为 45° 和 90° 垂直入射时的总场随距离的变化,显然 45° 的总场大于 90° 的总场,且随距离增大迅速衰减。正如我们的预料,当电场垂直入射时,总场的分布类似于诸多电偶极辐射场叠加。

4 结论

我们研究了圆柱导体位于沙尘暴环境下的电磁波散射特性,得到了散射场表达式及导体表面的电流分布,给出了入射场任意极化时的微分散射宽度,在毫米波段对部分结果进行了数值仿真,发现当导体的尺度与入射波的波长可比拟时,对电磁波具有较强的散射作用,导体表面的水平电流大于垂直电流,前者随散射角的增大而增大,后者与之相反,无论电场是垂直极化还是水平极化,后向散射场具有增强效应,平均增大到自由空间的两倍多,沙尘暴对微波毫米波有较大的影响。

带有棱边或尖角电小尺寸金属物体雷达散射截面时,只须使用少量的电流展开基函数就可达到比较高的精度,计算结果和电场积分方程的结果作了对比,证实了本文方法的正确性和有效性。同时这种修正方法也可以推广到其他各种形式的基函数。

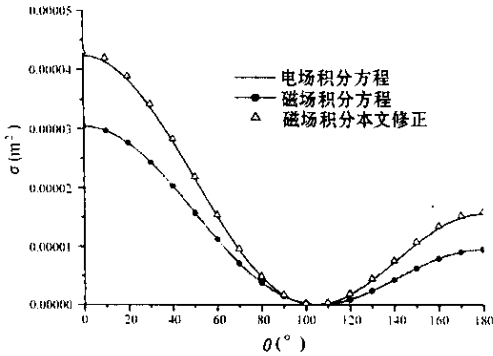


图4 金字塔形金属物体的E面双站 RCS

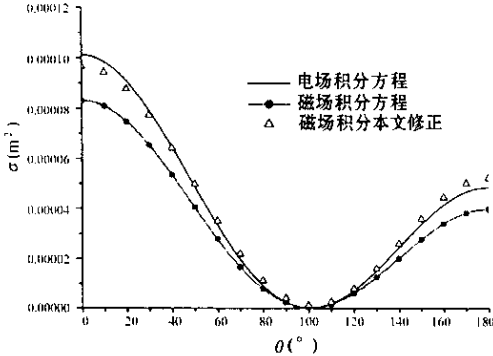


图5 圆锥的E面双站 RCS

参 考 文 献

[1] R . F . Harrington . Field Computations by Moment Methods. New York : MacMillan , 1968.

[2] Sadasiva M. Rao , Donald R. Wilton , Allen W. Glisson. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1982 ,30 (3) : 409 ~ 418.

[3] R . E . Hodges , Y . Rahmat - Samii . The evaluation of MFIE integrals with the use of vector triangle basis functions. Microwave and Optical Technology Letters. 1997 ,14(1) : 9

~ 14.

[4] R. E. Hodges , Y. Rahmat-Samii. An iterative current-based hybrid method for complex structures. IEEE Transactions on Antennas and Propagation , 1997 ,35 (2) : 265 ~ 276.

华夷和 男,1975年生。南京航空航天大学信息学院博士研究生。主要研究方向:电磁兼容,电磁散射与辐射。

徐金平 男,1962年生,教授,博士生导师。主要研究方向:天线与电磁兼容,计算电磁学,电磁散射,毫米波理论与技术。

(上接第 16 页)

参 考 文 献

[1] A.S. Ahemed. Role of particle-size distribution on millimeter-wave propagation in sand/dust storms. IEE Proceeding-H , 1987 , 134(1) : 55 ~ 59.

[2] S.I. Ghobrial , et al. Microwave attenuation and cross polarization in dust storms. IEEE Trans. on A.P. 1987 , 35(4) : 418 ~ 425.

[3] S.O. Bashir , et al. Microwave propagation in dust storms , a review. IEE Proceeding-H , 1986 , 133(3) : 241 ~ 247.

[4] A. Shimaru. Wave Propagation and Scattering in Random Media , New York : Academic Press , 1978.

[5] Mitsuo TATEIBA , et al. Theory of scalar wave scattering from a conducting target in random media. IEICE TRANS. 1992 75(1) : 101 ~ 105.

[6] Mant C. E. , Tsang L. , Ishimaru A. Copolarized and depolarized backscattering enhancement of random discrete scatters of large size based on second-order ladder and cyclice theory. J. Opt. Soc. 1990 , 7(4) : 585 ~ 592.

[7] J.Y. Huang , et al. Rain backscattering properties and effects on the radar performance at MM wave band. Inter. J. Infrared and MM Wave , 2001 , 22(6) : 262 ~ 265.

[8] J . Stratton . Electromagnetic Theory . New York : McGraw-Hill , 1941.

[9] 王一平 陈达章 刘鹏程. 工程电动力学,西安:西北电讯工程学院出版社,1985,54 ~ 56.

李应乐 副教授,1961年生于西安,1987年至1990年在华中师范大学理论物理专业攻读硕士学位;1990年7月至2001年在咸阳师范学院物理系任教,现为西安电子科技大学无线电物理专业博士研究生。研究兴趣:随机介质中微波毫米波的传播与散射。