

GTD - MOM 技术求解细理想导电圆柱电磁散射

夏新仁, 黄泽贵, 邓发升
(空军工程大学 导弹学院, 陕西 三原 713800)

摘要:对 GTD - MOM 技术进行了研究,根据 GTD - MOM 技术提出了一种物理模式基的概念,并用之分析了细理想导电圆柱的电磁散射,求解了其雷达散射截面(RCS)。假设圆柱表面上的电流由三部分组成:入射波的感应电流和圆柱两端的反射电流。该方法与传统的全域基矩量法相比减小了计算机内存,加快了计算速度,而且数值计算结果与全域基的结果吻合较好。

关键词: GTD - MOM 技术; 物理模式基; 雷达散射截面

中图分类号: TN015 **文献标识码:** A **文章编号:** 1009 - 3516(2002)05 - 0072 - 04

用矩量法处理电磁场问题时,首先要解决的问题之一就是选择基函数。通常使用的有两种基:全域基和子域基^[1-3]。相对子域基来说,全域基能减少广义阻抗矩阵的维数,一般减少到 1/2 至 1/3。但在求解电大尺寸的散射体的电磁散射问题时,这两种基都不能胜任,它们面临同样的两个难题:计算机的速度与计算机的内存。所以,寻找一种适当的基函数来求解电大尺寸散射体的电磁散射问题仍是矩量法研究的关键问题。

高低频混合 GTD - MOM 技术^[4-5]可以说是为具有劈的理想导电散射体找到了一种最优基函数。GTD - MOM 技术是在劈的附近区域利用子域基(一般是脉冲基函数)来展开未知电流,而在其它区域里,目标表面的电流用已知电流和由劈的绕射而引起的绕射电流。这绕射电流就表示为 GTD 形式,它的绕射系数是未知数,然后再通过相应的积分方程利用矩量法求得未知电流和绕射系数。因为这种基函数最接近目标表面上的真实电流,所以收敛速度显著增加,计算量显著减小,计算速度显著加快。受这种方法的启迪,我们提出了一种基函数:物理模式基。即对任一给定的散射体,如能正确分析它的散射机理,找到决定其散射场的量的物理模式,再利用矩量法求解未知量,最后能快速、准确地得到其散射场。本文就是利用这种思想分析了细理想导电圆柱的电磁散射问题。

1 理论分析

图 1 所示即为所求的细理想导电圆柱。 a 为圆柱的半径, l 为圆柱的长度, \vec{k}_i 为入射波单位波矢量, \vec{k}_s 为散射波单位波矢量, θ_i 为入射角, θ_s 为散射角,故入射场可以表示为

$$\vec{E}_i^t \vec{\theta}_i E_0^t e^{jk(z \cos \theta_i + xsin \theta_i)} = (\vec{x} \cos \theta_i - \vec{z} \sin \theta_i) E_0^t e^{jk(z \cos \theta_i + xsin \theta_i)} \quad (1)$$

式中 k 是自由空间的波数。

当圆柱的几何外形满足: $l/a \gg 1, a \ll \lambda$ 时,我们可以近似认为圆柱表面的电流沿 z 方向分布^[6]。这样我们可以认为圆柱上的电流由三部分构成,即由入射波引起的感应电流 $I_1(z)$ 和圆柱两个末端引起的反射电流 $I_2(z)$ 、 $I_3(z)$, 设它们的形式分别为

$$I_1(z) = T_1 e^{jkz \cos \theta_i} \quad (2)$$

$$I_2(z) = T_2 e^{jkz} \quad (3)$$

$$I_3(z) = T_3 e^{-jkz} \quad (4)$$

所以,圆柱中的总电流为

收稿日期:2001 - 10 - 10

作者简介:夏新仁(1976 -),男,安徽当涂人,硕士生,主要从事电磁散射及微波电路的研究。

$$I = \sum_{i=1}^3 T_i e^{iB_i z} \tag{5}$$

式中 $T_i (i=1,2,3)$ 为所要求的未知量, B_i 分别为: $B_1 = k \cos \theta_i, B_2 = k, B_3 = -k$ 。

要求的未知量 T_i 由下面的积分方程和理想导体的边界条件确定。

$$E_z |_{z=a} = jk\eta_0 \int_{-l/2}^{l/2} I(z') \left[1 + \frac{1}{k^2} \frac{d^2}{dz'^2} \right] \frac{e^{jkR}}{4\pi R} dz' \tag{6}$$

式中 $R = \sqrt{(z-z')^2 + a^2}$, η_0 是自由空间特征波阻抗。把式(5)代入式(6)可得

$$E_z |_{z=a} = jk\eta_0 \int_{-l/2}^{l/2} \sum_{i=1}^3 T_i e^{iB_i z'} \left[1 + \frac{1}{k^2} \frac{d^2}{dz'^2} \right] \frac{e^{jkR}}{4\pi R} dz' \tag{7}$$

选用 $W_i = e^{-iB_i z}$ 为其检验函数,并用之对式(7)作内积可得一个 3 阶线性方程组,可写成如下矩阵形式:

$$[Z_i] \cdot [T_i] = [V_i] \tag{8}$$

其中

$$V_i = - \frac{E_0^i l \sin \theta_i \sin(k \cos \theta_i - B_i) e^{jk a \sin \theta_i}}{k \cos \theta_i - B_i} \tag{9}$$

$$Z_{ij} = \frac{j\eta_0 (k^2 - B_i B_j)}{4k\pi} \overline{Z}_{ij} \tag{10}$$

$$\overline{Z}_{ij} = \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{e^{-jkR} e^{j(B_i z - B_j z')}}{R} dz dz' \tag{11}$$

为了简化起见,对式(11)进行坐标变换可得

$$\overline{Z}_{ij} = \begin{cases} \frac{4\sqrt{2}}{B_i - B_j} \int_0^{2l} \frac{\cos \varphi_1 \sin \varphi_2 e^{-jkR}}{\varphi_1 R} dw & \text{当 } B_i \neq B_j \text{ 时} \\ \int_0^{2l} \frac{(l-w) \cos(\sqrt{2} B_j w) e^{-jkR}}{R} dw & \text{当 } B_i = B_j \text{ 时} \end{cases} \tag{12}$$

式中 $\varphi_1 = \frac{B_i - B_j}{\sqrt{2}}, \varphi_2 = \frac{B_i - B_j(\sqrt{l} - w)}{\sqrt{2}}, R = \sqrt{2w^2 + a^2}$ 。

由上面的分析可以解出未知量 T_i ,从而得到圆柱表面的电流,进而可以算出它的远区场,即

$$E_\theta^s = \frac{jk\eta_0 l \sin \theta_s e^{-jkR}}{4\pi R} \sum_{i=1}^3 \frac{2 \sin[(k \sin \theta_s + B_i) l/2]}{(k \sin \theta_s + B_i) l} \tag{13}$$

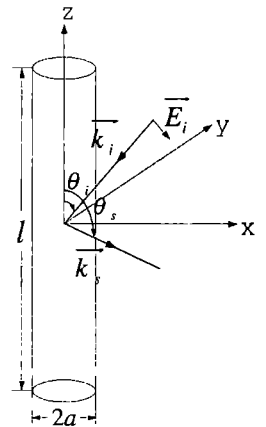
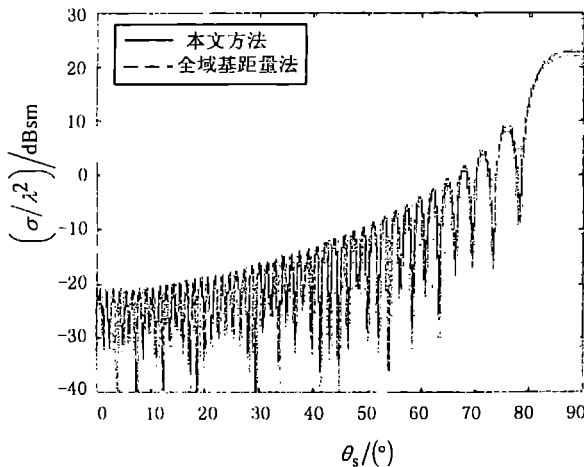


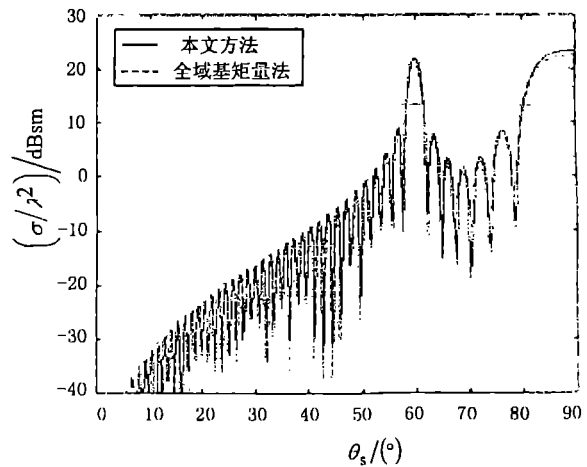
图 1 细理想导电圆柱的散射示意图

2 计算结果

根据雷达散射截面定义就可由远处散射场求出该圆柱的雷达散射截面(RCS)。计算结果如图 2 所示。把用本文的方法算出的结果与文献[7]中算出的结果相比,两种方法的结果吻合较好,这说明了本文提出的方法是正确的。本文方法的优点在于它只计算 9 个积分,求一个 3×3 矩阵的逆,而传统的全域基距量法根据分段的不同需进行几百个甚至是几千个积分,求一个几十阶矩阵的逆。从而减小对计算机内存的需求,提高了计算速度。



(1) $l = 15\lambda, \theta_i = 90^\circ$



(2) $l = 15\lambda, \theta_i = 120^\circ$

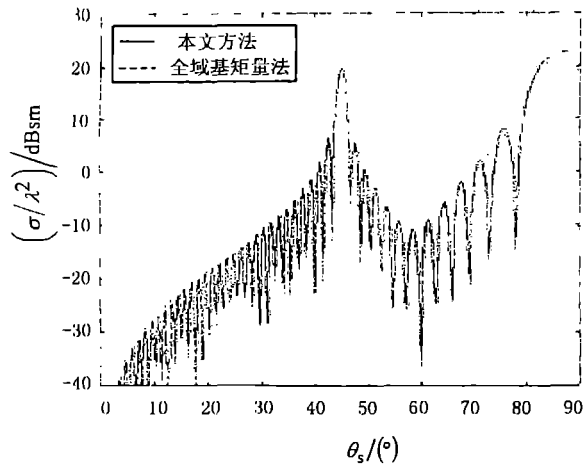
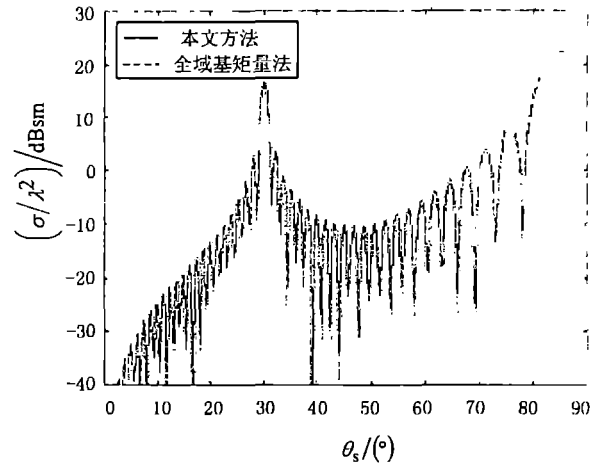
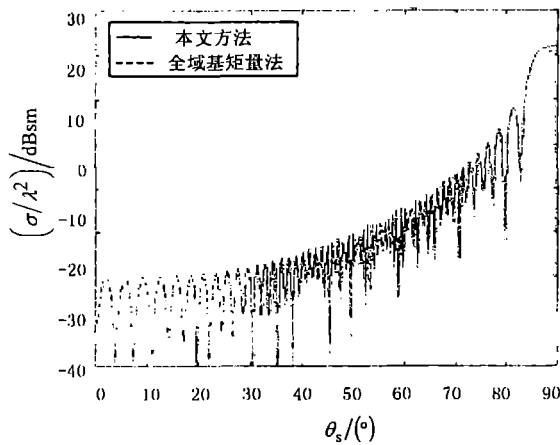
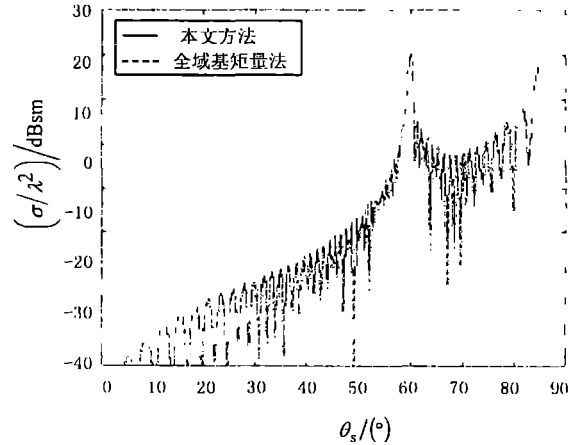
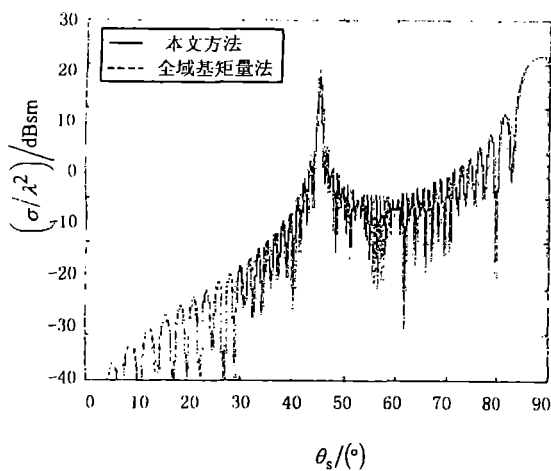
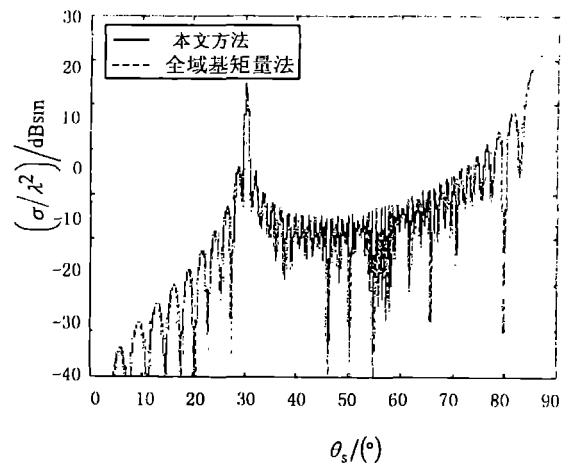
(3) $l = 15\lambda$ $\theta_i = 145^\circ$ (4) $l = 15\lambda$ $\theta_i = 150^\circ$ (5) $l = 40\lambda$ $\theta_i = 90^\circ$ (6) $l = 40\lambda$ $\theta_i = 120^\circ$ (7) $l = 40\lambda$ $\theta_i = 145^\circ$ (8) $l = 40\lambda$ $\theta_i = 150^\circ$

图2 细理想导电圆柱的 RCS

4 结束语

本文方法实际上是一种全域基矩量法与伽辽金匹配的矩量法,但是这种基函数不同于以前的其他基函数,它具有一定的物理意义,因此它具有计算速度快,减小对计算机内存需求的优点。我们下一步的工作是进一步分析其他电大尺寸散射体的散射机制,从而寻求出它们的物理模式基。

参考文献:

- [1] 阮颖铮. 雷达截面与隐身技术[M]. 北京:国防工业出版社,1998.
- [2] 米克拉 E F. 雷达散射截面 - 预估、测量与减缩[M]. 阮颖铮,陈海,韩明英,等. 北京:电子工业出版社,1988.
- [3] 米拉特 R. 计算机技术在电磁学中的应用[M]. 金元松. 北京:人民邮电出版社,1983.
- [4] Chuang C W, Burnside W D. A diffraction coefficient for cylindrically truncated planar surface[J]. IEEE Trans Antennas Propagate, 1980, 28: 177 - 183.
- [5] Burnside W D, Yu C L, Marhefha R J. A technique to combine the geometrical theory of diffraction and moment of method[J]. IEEE Trans Antennas Propagate, 1975, 23: 551 - 558.
- [6] 汪茂光. 几何绕射理论[M]. 西安:西安电子科技大学出版社,1994.
- [7] Medgyesi - Mitschang L N. Electromagnetic scattering from extended wires and two - and three - dimensional surfaces[J]. IEEE Trans Antennas Propagate, 1985, 33: 780 - 786.
- [8] Sahalos J N, Thiele G A. On the application of the GTD - MM technique and its limitations[J]. IEEE Trans Antennas Propagate, 1981, 29: 780 - 786.

(编辑:田新华)

GTD - MOM Technique For Finding Electromagnetic Scattering of a Fine Perfect Conduction Cylinder

XIA Xin - ren, HUAG Ze - gui, DENG Fa - sheng

(The Missile Institute, Air Force Engineering University, Sanyuan 713800, China)

Abstract: GTD - MOM techniques are studied, the physical model basis is put up by GTD - MOM techniques, and the far scattered field and radar cross section of a fine perfect conduction cylinders is calculated using this method. The currents on the cylinder consist of three components: the current induced by the incident field and the reflected currents from the cylinder terminations. In comparison with MOM of total domain basis, this method consumes much less memory and time, and the results of this method are in good agreement with those of MOM.

Key words: GTD - MM technique; physical model basis; radar cross section