

图形电磁计算方法的改进

李超, 李民权, 孙元

(安徽大学 计算智能与信号处理教育部重点实验室, 安徽 合肥 230039;

安徽大学 光信息获取与控制教育部重点实验室, 安徽 合肥 230039)

摘要:图形电磁计算方法是计算复杂目标高频区雷达散射截面(RCS)的有效方法之一。而复杂目标的电磁散射主要来源于面元以及棱边。针对传统图形电磁计算方法的特点及其不足之处,提出并实施了相应的改进措施,包括:对面元散射场的离散化计算公式进行了修正,对棱边散射场的计算引用新的等效电磁流边缘分量表达式。计算实例表明,改进后的方法与实验测量值吻合良好,具有更高的计算精度和准确性。该方法对隐身与反隐身技术及仿真技术的研究,具有一定的参考价值。

关键词:电磁散射;雷达散射截面;等效电磁流;绕射系数

中图分类号:TP301.6

文献标识码:A

文章编号:1673-629X(2008)07-0203-03

Improvements on Graphical Electromagnetic Computing

LI Chao, LI Min-quan, SUN Yuan

(Ministry of Edu. Key Lab. of Intelligent Computing and Signal Processing, Anhui Univ., Hefei 230039, China;
Ministry of Edu. Key Lab. of Opto-electronic Infor. Acquisition and Manipulation, Anhui Univ., Hefei 230039, China)

Abstract: Graphical electromagnetic computing is one of the valuable methods for computing the high-frequency radar cross section (RCS) of complex radar target. Scattering field of complex target can be attributed to combination of surface and wedge of the target. According to the features and some shortages of conventional GRECO method, presents some important improvements on GRECO. The improvements are that revise the discrete-form expressions for scattering fields of facets and also use new expressions for fringe current components of equivalent edge currents to compute the scattering fields of edges. The improved method has the feature of high precision and accuracy. This method is helpful and valuable to the study of stealth/antistealth or simulation technology.

Key words: electromagnetic wave scattering; radar cross section; equivalent currents; diffraction coefficients

0 引言

图形电磁计算方法^[1](GRECO)是一种快速的高频 RCS 计算方法。它能准确地模拟目标,具有存储量小、运算速度快、实时性好等特点。它采用物理光学^[2](PO)、物理绕射理论^[3](PTD)、等效电磁流法^[4](MEC)和阻抗边界条件(IBC)等高频散射理论,利用计算机三维图形处理功能,对屏幕上目标的可视化像素求和来计算目标面元及棱边的散射场。在像素的分辨尺寸不是非常小的情况下,像素所代表的面元或直线段,其上各处的 z 值(Z 轴与入射方向平行)不是完全相等的,如果按固定 z 值进行计算,会产生较大的误差,文中把导体表面面元投影得到的像素当作具有一

定尺寸的矩形,以改进面元散射场计算解析式,来提高计算结果的准确性。Michaeli的等效电磁流表达式^[4]在增量长度绕射系数^[5](ILDC)不奇异的情况下与ILDC的计算结果可能会有较大的差别^[6]。文中将一种新的等效电磁流边缘分量表达式^[7]应用于目标的边缘散射场的可视化计算,计算结果证明了此法的准确性,提高了单站 RCS 的计算精度。

1 导体面元散射场的计算

用物理光学法^[2](PO)计算面元的散射场强。远区的物理光学散射场为^[3]:

$$E_{PO}^s = jkZ_0 \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \int_s \mathbf{s} \times \mathbf{s} \times (2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i) e^{jk \cdot \mathbf{r} \cdot \mathbf{s}} d\mathbf{s} \quad (1)$$

上式中 \mathbf{n} 为面元的法向单位矢量。设电磁波入射方向为 $-\hat{z}$ 方向,单站情况下,由上式得:

$$E_{PO}^s = -2jkE_0 \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \int_s (\mathbf{n} - \hat{z}) e^{j2kz} d\mathbf{s} \quad (2)$$

收稿日期:2007-10-19

基金项目:安徽省自然科学基金重点资助项目(KJ2007A081)

作者简介:李超(1982-),男,安徽颍上人,硕士研究生,研究方向为电磁散射与目标识别;李民权,教授,研究方向为天馈、电磁散射。

上式中 k 为波数, $e^{-jkR}/4\pi R$ 为远场格林函数, R 为散射体到远场观察点的距离。令

$$S_{PO} = \int_s (\mathbf{n} \cdot \hat{\mathbf{z}}) e^{j2kz} ds = \int_s e^{j2kz} ds' \quad (3)$$

$$\text{上式离散化为 } S_{PO} = \sum_{\text{PIXELS}} \int_{\text{PIXEL}} e^{j2kz} ds' \quad (4)$$

上式中 s' 为投影面, 即 xy 面, 如图 1 所示。

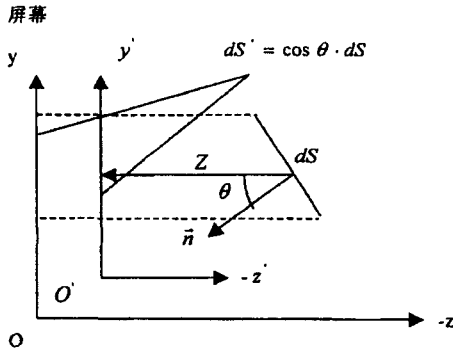


图 1 表面面元及其在屏幕上的投影

将式(4)离散化并把像素认为是有一定尺寸的正方形, 则其远场效应可用函数近似表示, 因而离散化物理光学场表面积分表示为:

$$S_{PO} = \sum_{\text{PIXELS}} l^2 \text{sinc}(k \frac{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}}{n_z} l) e^{j2kz} \quad (5)$$

上式中: k 为波数, l 为正方形像素在屏幕上的线度, 此正方形面积 $\Delta s = l^2$ 。现在把像素认为是有一定尺寸的矩形, 其边长分别为 $\Delta x, \Delta y$, 矩形面积 $\Delta s = \Delta x \cdot \Delta y$, 其远场效应用 sinc 函数近似表示, 此时物理光学场分量的离散化计算式为:

$$S_{PO} = \sum_{\text{PIXELS}} \Delta x \Delta y \text{sinc}(k \frac{n_x}{n_z} \Delta x) \text{sinc}(k \frac{n_y}{n_z} \Delta y) e^{j2kz} \quad (6)$$

上式中 k 为波数, $\Delta x, \Delta y$ 为像素在 x, y 方向的长度; n_x, n_y, n_z 为像素的法矢。

其中: $\Delta x = L_x/N_x, \Delta y = L_y/N_y, L_x$ 和 L_y 为目标尺寸, N_x 和 N_y 为视区分辨率。则由上述可认为正方形是矩形的一种特例, 对于(6)式, 当 $\Delta x \rightarrow 0, \Delta y \rightarrow 0$ 时,

$$S_{PO} = \sum_{\text{PIXELS}} \Delta x \Delta y e^{j2kz} \quad (7)$$

上式是像素尺寸很小时物理光学场的计算式, 很明显使用(6)式可得到更精确的计算结果。

2 导体边缘散射场的计算

远区绕射场用等效电磁流法表示为^[3]:

$$\mathbf{E}^d = -jk \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \int_c [Z_0 I_e^s \times \mathbf{s} \times \mathbf{t} + I_m^s \times \mathbf{t}] e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} ds \quad (8)$$

其中: k 为波数, $e^{-jkR}/4\pi R$ 是远场格林函数, \mathbf{s} 是边缘单元到远场观察点方向的单位矢量, \mathbf{t} 是沿边缘取向的单位矢量, \mathbf{r} 是边缘单元的位置矢量, R 为散射体到

远场点的距离。 I_e^s, I_m^s 为边缘等效电磁流, 表示为^[4]:

$$I_e^s = \sum_{i=1}^2 I_{ei}^s; I_m^s = \sum_{i=1}^2 I_{mi}^s \quad (9)$$

上式中 I_{ei}^s, I_{mi}^s 为劈面 i ($i = 1, 2$) 上的表面电磁流, 如图 2 所示。

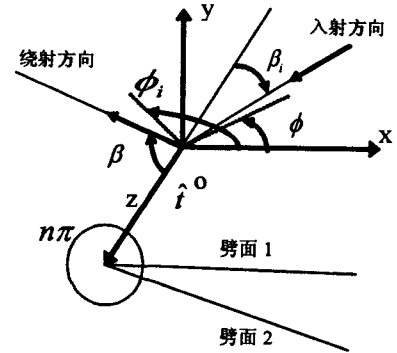


图 2 劈绕射示意图

其中 $n\pi$ 为外劈角, 首先求出劈面 1 的解。总电磁流 I_{e1}, I_{m1} 可分解为物理光学电磁流 I_{e1}^p, I_{m1}^p 和边缘电磁流 I_{e1}^l, I_{m1}^l ^[6]:

$$I_{e1} = I_{e1}^l + I_{e1}^p, I_{m1} = I_{m1}^l + I_{m1}^p \quad (10)$$

$$I_{e1}^l = \frac{-2i}{k \sin \beta_1} \frac{1/n}{\cos(\phi_i/n) - \cos(\pi - \alpha)/n} \cdot \left\{ \frac{\sin(\phi_i/n)}{Z \sin \beta_1} \cdot \hat{\mathbf{z}} E_0^i + \frac{\sin[(\pi - \alpha)/n]}{\sin \alpha} \cdot (\mu \cot \beta_1 - \cot \beta_1 \cos \phi_s) \cdot \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{H}_0^i \right\} - \frac{2i \cot \beta_1 \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{H}_0^i}{kn \sin \beta_1} \quad (11)$$

$$I_{e1}^p = \frac{-2iU(\pi - \phi_i)}{k \sin \phi_i (\cos \phi_i + \mu)} \left[\frac{\sin \phi_i}{Z \sin \beta_1} \hat{\mathbf{z}} E_0^i - (\cot \beta_1 \cos \phi_i + \cos \beta_s \cos \phi_s) \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{H}_0^i \right] \quad (12)$$

$$I_{m1}^l = \frac{-2iZ \sin \phi_s}{k \sin \beta_1 \sin \beta_2} \frac{(1/n) \sin[(\pi - \alpha)/n]}{\cos[(\pi - \alpha)/n] - \csc(\phi_i/n)} \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{H}_0^i \quad (13)$$

$$I_{m1}^p = \frac{2iZ \sin \phi_s U(\pi - \phi_i)}{k \sin \beta_1 \sin \beta_2 (\cos \phi_i + \mu)} \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{H}_0^i \quad (14)$$

其中 E_0^i, H_0^i 为 O 点的入射电场和磁场, Z 为空间媒质阻抗, $U(x)$ 为单位阶跃函数。

$$\alpha = \arccos \mu \quad (15)$$

$$\mu = \frac{\sin \beta_1 \sin \beta_2 \cos \phi_s + \cos \beta_1 \cos \beta_2 - \cos^2 \beta}{\sin^2 \beta} \quad (16)$$

$$\text{其中: } \beta = \beta_1 + \frac{3}{4} \left(\frac{\pi}{2} - \beta_1 \right) \quad (17)$$

对于劈面 2, 通过下列置换得到 $I_{e2} \times I_{m2}$ ^[8], 即:

$$\hat{\mathbf{z}} \rightarrow -\hat{\mathbf{z}}, \beta \rightarrow \pi - \beta, \beta_1 \rightarrow \pi - \beta_1, \phi_s \rightarrow n\pi - \phi_s, \phi_i \rightarrow n\pi - \phi_i \quad (18)$$

由式(9)到式(18), 可求等效电磁流 I_e^s 和 I_m^s , 由式(8)即可求得边缘绕射场。然后对物理光学散射场和远区绕射场叠加即可求出总场。即 $\mathbf{E}^s = \mathbf{E}_{PO}^s + \mathbf{E}^d$ 。目标的雷达散射截面(RCS)为:

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|E_s|^2}{|E^i|^2}$$

3 计算实例

算例1:图3、图4和图5均为 $0.15\text{m} \times 0.15\text{m}$ ($5\lambda \times 5\lambda$)正方形平板的 RCS 曲线,极化方式为垂直极化。图3为文献[9]提供的理论值和实验值,图4为未改进时的计算值;图5为文中方法的计算值。计算结果证明文中方法与文献[9]提供的理论值和实验值吻合良好,由图4和图5知文中方法具有较高的精度。

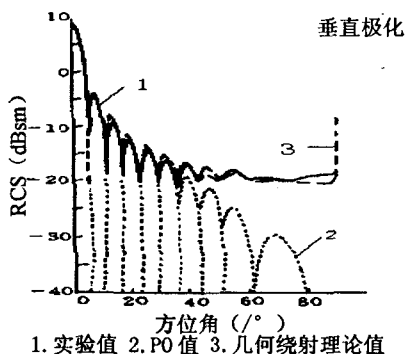


图3 文献[9]的结果

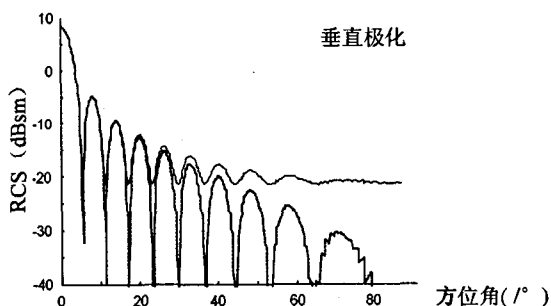


图4 未改进时的计算结果

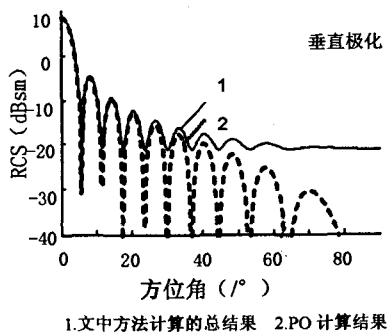


图5 改进后的计算结果

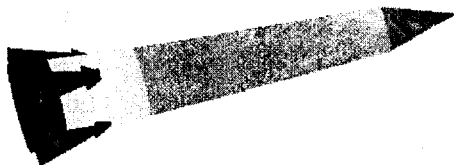


图6 某导弹模型

算例2:某导弹建模如图6所示,图7为该模型的

RCS计算结果。入射波频率为10GHz,极化方式为VV极化,方位角为 $0^\circ \sim 180^\circ$,间隔为 1° 。图中虚线为文中方法计算结果,实线为文献[4]所给方法的计算结果,由计算结果知文中方法具有更高计算精度。

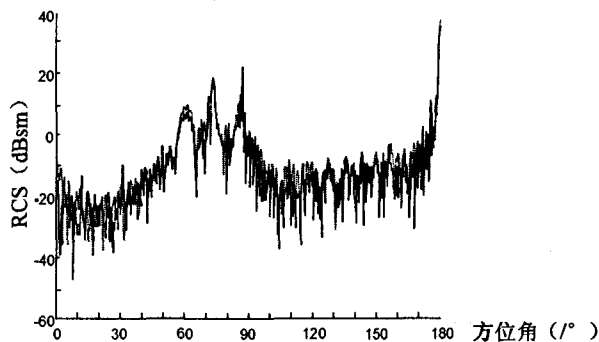


图7 纯导体导弹模型 RCS 的计算结果

4 结束语

文中对原图形电磁计算方法的不足之处,提出了相应的改进措施。对面元散射场计算的离散化公式进行了修正,在计算棱边散射场时引入新的等效电磁流边缘分量表达式。计算实例表明,文中方法是合理、有效的,具有更高的准确度,对于我国隐身与反隐身技术的研究具有一定的工程应用价值。

参考文献:

- [1] Rius J M, Luis J. High-frequency RCS of complex radar targets in real time [J]. IEEE Trans. Antennas Propagation, 1993, 41(9): 1308-1319.
- [2] Klement D, Preissner J, Stein V. Special Problems in Applying the Physical Optics Method for Backscatter Computations of Complicated Objects [J]. IEEE Trans. Antennas Propagation, 1988, 36(2): 228-237.
- [3] 汪茂光. 几何绕射理论 [M]. 第2版. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1994.
- [4] Michaeli A. Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation [J]. IEEE Trans. Antennas Propagation, 1984, 32(3): 252-258.
- [5] Mitzner K M. Incremental length diffraction coefficients [R]. [s. l.]: Northrop Corporation Aircraft Division, 1974.
- [6] Knott E F. A progression of high-frequency RCS prediction technique [J]. Pro IEEE, 1985, 73(2): 252-264.
- [7] 赵维江, 龚书喜, 刘其中. 一种新的等效电磁流边缘分量表达式 [J]. 电子学报, 2002, 30(9): 1340-1343.
- [8] Michaeli A. Elimination of infinities in equivalent edge currents Pt. 1: fringe currents components [J]. IEEE Trans. on AP, 1986, 34(7): 252-258.
- [9] Knott, Shaeffer J F, Tuely M T. 雷达散射截面 [M]. 阮颖铮, 陈海, 等译. 北京: 电子工业出版社, 1988.