

GRECO 中棱边检测方法及其绕射场计算的改进

秦德华, 王宝发, 刘铁军

(北京航空航天大学电子工程系, 北京 100083)

摘 要: 图形电磁计算 (GRECO) 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. 本文分析了原始 GRECO 方法在判定目标图像棱边像素的不足之处, 给出了相应的改进措施. 改进后的软件能够更准确、充分地判定目标的棱边像素及获得棱边参数. 在边缘绕射场的计算方面, 本文指出了相关文献中存在的错误^[1], 给出了基于等效电磁流法 (MEC) 和物理绕射理论 (PID) 的边缘绕射场计算式, 及与物理光学 (PO) 场叠加求取 RCS 的完整表达式. 计算实例表明, 新的方法具有更高的准确度, 与实验测量值吻合.

关键词: 电磁波散射; 图形电磁计算; 雷达散射截面; 边缘绕射

中图分类号: TN011.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2003) 08-1160-04

Improvements of Edges Detecting and Diffraction Field Computing in GRECO

QIN De-hua, WANG Bao-fa, LIU Tie-jun

(Dept. of Electronic Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Graphical Electromagnetic Computing (GRECO) is one of the valuable method for computing the radar cross section (RCS) of complex radar target in high frequency region. But there are some shortages of edges detecting method in original GRECO literature^[1], a new method of collecting the edge pixels and wedge parameters is presented in this paper. Since an expression of edge diffraction field in the literature^[1] is in error, the error-correcting formulas are derived by using method of equivalent edge currents (MEC) and physical theory of diffraction (PID). Finally, the total RCS expression is given by using physical optics (PO) and PID method. The computing results are in close agreement with the measured data.

Key words: electromagnetic wave scattering; GRECO; radar cross section; edge diffraction

1 引言

GRECO^[1]方法用于计算电大尺寸复杂目标高频区 RCS 具有计算速度快、可视化等优点. GRECO 充分利用了计算机硬件的优势, 由图形加速卡完成最困难、最费时的遮挡和消隐工作; 利用光照模型, 通过求取每个像素上的颜色分量来获得该点法矢, 进而完成电磁散射特性计算. 面的散射贡献可以方便地由物理光学 (PO) 法得到, 但在计算目标的棱边散射场时文献[1]对目标棱边存在的几何关系有失全面, 为完整表达棱边贡献, 必须有更多的考虑. 首先需要准确地判定目标图像的棱边像素, 对于棱边像素, 还需要准确获取棱边所属两个面的法向矢量. 在文[1]中, 棱边像素根据相邻像素的法矢和 z 值的连续性进行判定, 本文分析了此方法的不足之处, 提出了更为合理的获取棱边像素及相关参数的方法, 由程序自动生成目标的棱边模型, 通过棱边模型准确地获得棱边像素的位置和法矢、棱边方向矢量、内劈角等参数. 在此基础上, 本文演绎了基于等效电磁流法 (MEC) 和物理绕射理论 (PID) 的边缘绕射场计算式, 指出了文[1]中的一个错误, 并给出了边缘绕射

场与物理光学场叠加求取 RCS 的完整表达式.

2 准确地获取棱边像素及计算参数

在 GRECO 方法中, 准确地获取目标图像的棱边像素及棱边参数是计算目标边缘绕射场的基础. 在文[1]中, 使用了较为简单的方法来判定棱边像素, 如果一个像素与相邻像素的法矢相差较大, 并且像素的 z 坐标值相差较小, 那么就认为此像素是棱边像素. 此方法不能对所有在计算机屏幕上可见的棱边像素作出准确的判断, 只适用于棱边所属的两个面都可见的情况, 不能判定一个面可见的棱边像素, 也不能判断图像的轮廓像素是否是棱边.

文献[1]对目标图像棱边的检测只考虑了棱边所属的两个面皆可见的情况, 要准确、完整地获取棱边像素及棱边参数还需要考虑以下几种情况:

(1) 图像的轮廓是否是棱边, 例如, 平板的轮廓是棱边, 但球的轮廓不是棱边;

(2) 棱边所属的两个面只有一个面可见, 此时不仅需要判断出棱边, 还要设法获取不可见的面的法矢;

(3) 棱边是平板结构的边缘, 此时棱边所属两个面的法矢方向相反, 棱边的边缘方向矢量无法由两个面的法矢叉乘得到, 没有边缘方向矢量绕射场也就无法计算, 因此此时除了要获取棱边的法矢外, 还必须设法得到棱边的边缘方向矢量;

文[1]中的方法是不能获取上述几种情况的棱边像素及参数的。本文使用了对棱边单独建模的方法来获取棱边像素和棱边参数。使用棱边模型, 计算机屏幕上显示的只是棱边的像素, 同时棱边的参数保存在棱边像素的法向矢量或颜色的 RGB 分量中, 因此能够准确地获得棱边像素及其参数。

棱边模型是由程序根据目标的几何模型数据自动生成的。目标的几何模型数据由 NURBS 曲面的型值点构成, 由型值点可构成三角形或四边形的面元, 面元的法矢可根据顶点的坐标求出; 面元上的一条边可能与另一个面元上的一条边重合, 或不和其他任何面元上的边重合, 对于前一种情况, 如果两个面元法矢的夹角大于某一阈值, 那么就认为此边是棱边; 对于后一种情况, 则判定此边是平板上的棱边。

经过搜索得到目标几何模型棱边的信息后, 用 OpenGL^[2] 生成棱边模型的显示列表, 显示列表由棱边的线段构成, 同时还要保存棱边的参数信息。棱边的参数有, 两个面的法矢、棱边的边缘方向矢量和内劈角。这些参数不是独立的, 一般由两个法矢可以求得边缘方向矢量和内劈角, 但对于平板, 由于两个法矢在同一直线上, 就不能由法矢叉乘得到边缘方向矢量。在程序代码中, 选择了一个面的法矢、对应的边缘方向矢量、内劈角三个参数保存到棱边模型中。

棱边的参数在棱边模型的显示列表中通过设置每一条线段的法向矢量或 RGB 颜色保存。实际上生成了 3 个棱边模型显示列表, 一个包含了棱边的法矢信息, 一个包含了边缘方向矢量信息, 另一个包含了内劈角信息。由于内劈角是不随模型的旋转变换而变化的, 因此内劈角由颜色的一个分量保存, 而不是保存在模型的法向矢量中。

显示棱边模型时, 需要对棱边模型进行消隐, 只显示没有被遮挡的棱边。这通过执行一个不可见的目标模型实现, 在执行棱边模型显示列表之前, 禁用光照, 先执行一个颜色值为 0 的目标模型, 此时目标模型是不可见的, 但通过 z-buffer 会对棱边模型起到遮挡和消隐的作用。通过对棱边模型设置光照, 可准确地获取棱边像素的位置、棱边所属一面的法矢和边缘方向矢量; 在执行包含内劈角信息的显示列表时, 禁用光照, 此时棱边像素的颜色值就是原先定义在显示列表中的值, 从而正确地还原出内劈角信息。

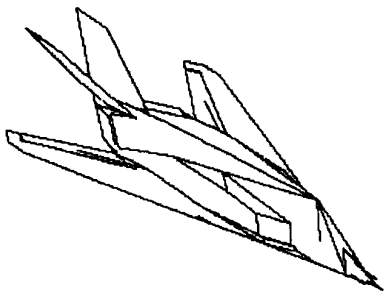


图 1 计算机屏幕显示的棱边模型

图 1 所示是某飞机的棱边模型。由于棱边模型可在计算机屏幕上显示, 因此具有可视化的特点, 能够直观地判断得到的棱边像素的可靠性。由于棱边模型显示的只是棱边的像素, 因此不存在文[1]中无法判断图象的轮廓是否是棱边的问题; 对于只有一个面被照射的棱边, 棱边模型也能够显示, 并且棱边的参数已保存在棱边像素中, 通过设置光照和读取像素的颜色值能够获得完整的棱边参数; 另外还考虑了棱边是平板结构边缘的情况, 棱边像素中保存的棱边参数包括了边缘方向矢量, 因此对于平板结构所获得的棱边参数也是完全的。

3 边缘绕射场的计算

劈的远区绕射场可用等效电磁流法^[3]表示为:

$$E^d = jk \frac{e^{-jkR}}{4R} \int_c [Z_0 I_e \hat{s} \times \hat{e} + I_m \hat{s} \times \hat{e}] e^{jk\hat{r} \cdot \hat{s}} dl \quad (1)$$

式中 \hat{e} 是沿边缘取向的单位矢量, \hat{s} 是边缘单元到远场观察点方向的单位矢量, \hat{r} 是边缘单元的位置矢量, $\frac{e^{-jkR}}{4R}$ 是远场格林函数, R 为散射体至远场观察点的距离。等效电、磁流 I_e 、 I_m 可写为:

$$I_e = \frac{j2(\hat{e} \cdot E_i) D_e}{k Z_0 \sin \theta_i \sin \theta_s} \quad (2a)$$

$$I_m = \frac{j2(\hat{e} \cdot H_i) D_m}{k Y_0 \sin \theta_i \sin \theta_s} \quad (2b)$$

式中 θ_i 、 θ_s 分别是入射方向、散射方向与棱边的夹角; D_e 、 D_m 是绕射系数。物理绕射理论 (PID) 的绕射场是对物理光学散射场的修正, 因此 D_e 、 D_m 可应用 PID 的形式。由文[3], PID 的等效电磁流绕射系数可写为:

$$D_e^{PID} = \begin{cases} (X - Y) - (X_1 - Y_1) & , & 0 & \phi_i & - \\ (X - Y) + (Y_1 + Y_2) & , & - & \phi_i & \\ (X - Y) + (X_1 + Y_2) & , & & \phi_i & \\ (X + Y) - (X_1 + Y_1) & , & 0 & \phi_i & - \end{cases} \quad (3a)$$

$$D_m^{PID} = \begin{cases} (X + Y) - (Y_1 + Y_2) & , & - & \phi_i & \\ (X + Y) + (X_1 - Y_2) & , & & \phi_i & \end{cases} \quad (3b)$$

$$X = \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\phi_i - \phi_s}{n}}{\cos \frac{\phi_i - \phi_s}{n} - \cos \frac{\phi_i + \phi_s}{n}} \quad (4)$$

$$Y = \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\phi_i - \phi_s}{n}}{\cos \frac{\phi_i - \phi_s}{n} - \cos \frac{\phi_i + \phi_s}{n}} \quad (5)$$

$$X_1 = -\frac{1}{2} \tan \frac{\phi_i - \phi_s}{2} \quad (6)$$

$$Y_1 = -\frac{1}{2} \tan \frac{\phi_i + \phi_s}{2} \quad (7)$$

$$Y_2 = -\frac{1}{2} \tan \left[-\frac{\phi_i + \phi_s}{2} \right] \quad (8)$$

以上各式中 ϕ_i 、 ϕ_s 分别为入射面、绕射面与参考劈面之间的夹角, ϕ_s 为外劈角, $n = \pi / \phi_s$ 。以上的 D_e^{PID} 、 D_m^{PID} 与文[4]中的 PID 绕射系数 f 、 g 是相同的, 文[1]给出了单站情况下, f 、 g 与内劈角、入射面与劈面的夹角的关系曲线。

在 GRECO 中,电磁波入射方向为 $-\hat{s}$ 方向,单站情况下,散射方向 $\hat{s} = \hat{s}$, 分解式(1)可得到各种极化条件下的边缘绕射场,对于 VV 极化(发射和接收的电场极化均为 \hat{s} 方向),有:

$$E_{yy}^d = -2 E_0 \frac{e^{-jkR}}{4 R} \frac{1}{EDCE \frac{t_x^2}{t_x^2} + \frac{t_y^2}{t_y^2}} [l - D_e t_y^2 + D_m t_x^2] e^{j2kz} dl \quad (9)$$

在式(9)中,绕射系数 D_e 、 D_m 前的符号是相反的,在文[1]的相应式中,绕射系数 D 、 D 前的符号是相同的.此符号的差别来源于等效电磁流的表达式不同,由文[4]、[5],Michaeli 的等效电磁流规定为:

$$I_e = \frac{j2(\hat{s} \cdot \mathbf{E}_i) D_e}{k Z_0 \sin^2 \theta_i} + \frac{j2(\hat{s} \cdot \mathbf{H}_i) D_m}{k \sin \theta_i} \quad (10a)$$

$$I_m = \frac{j2(\hat{s} \cdot \mathbf{H}_i) D_m}{k Y_0 \sin \theta_i \sin \theta_s} \quad (10b)$$

式(10b)比式(2b)多了一个负号,文[4]中绕射场的等效电磁流积分式也比式(1)多了一个负号,如式(11)所示:

$$E^d = -jk \frac{e^{-jkR}}{4 R} \int_c Z_0 I_e \hat{s} \times \hat{s} \times \hat{t} + I_m \hat{s} \times \hat{t} e^{jkR} dl \quad (11)$$

因此当散射方向位于凯勒锥上时,式(10a)的 D_e 应与式(2a)的 D_e 有相同的绝对值但符号相反,式(10b)的 D_m 应与式(2b)的 D_m 有相同的绝对值且符号相同.根据文[4]中 D_e 、 D_m 的表示式,可以证明当散射方向位于凯勒锥上及后向散射时, $-D_e$ 、 D_m 与凯勒绕射系数 $(X - Y)$ 、 $(X + Y)$ 分别相等, X 、 Y 为式(4)、(5).文[4]、[6]把 Mitzner 的增量长度绕射系数(ILDC)^[7]表示为 Michaeli 的形式为:

$$D = D_e - D \quad (12)$$

$$D = D_m - D \quad (13)$$

$$D = D_{em} \sin \theta_i - D \quad (14)$$

式中带撇的绕射系数是物理光学项.由文[4]提供的 D_e 、 D_m 、 D 、 D 的表示式,可以证明当散射方向位于凯勒锥上及后向散射时, $-D$ 、 D 与 PTD 的绕射系数 f 、 g 分别相等.

文[1]中的边缘绕射场计算式可由式(11)、(10a)、(10b)得到,因此对于后向单站 RCS,文[1]中的 $-D$ 、 D 与 PTD 的绕射系数 f 、 g 分别相等.即 D 与 f 实际上是符号相反的,文[1]中却指出二者是相等的并在二者之间划上了等号,计算实例表明,如果 $D = f$ 用进行计算,得到的 RCS 与实验测量值误差较大(图 4、5).

4 边缘绕射场与物理光学场的叠加

远区的物理光学散射场为^[3]:

$$E_{PO}^s = jk Z_0 \frac{e^{-jkR}}{4 R} \hat{s} \times \hat{s} \times (\hat{n} \times \mathbf{H}_i) e^{jkR} ds \quad (15)$$

式中 \hat{n} 为面元的法向矢量.设电磁波入射方向为 $-\hat{s}$ 方向,单站情况下,由式(15)得:

$$E_{PO}^s = 2jk E_0 \frac{e^{-jkR}}{4 R} (\hat{n} \cdot \hat{s}) e^{j2kz} ds \quad (16)$$

因此,单站情况下,边缘绕射场与物理光学场叠加后得到的总散射场可写为:

$$E^s = -2 E_0 \frac{e^{-jkR}}{4 R} (jk S_{PO} + L_{PTD}) \quad (17)$$

其中

$$S_{PO} = \int_s (\hat{n} \cdot \hat{s}) e^{j2kz} ds \quad (18)$$

$$L_{PTD}^{yy} = \frac{1}{EDCE \frac{t_x^2}{t_x^2} + \frac{t_y^2}{t_y^2}} [l - ft_y^2 + gt_x^2] e^{j2kz} dl \quad (19)$$

$$L_{PTD}^{xx} = \frac{1}{EDCE \frac{t_x^2}{t_x^2} + \frac{t_y^2}{t_y^2}} [l - ft_x^2 + gt_y^2] e^{j2kz} dl \quad (20)$$

$$L_{PTD}^{yx} = \frac{1}{EDCE \frac{t_x^2}{t_x^2} + \frac{t_y^2}{t_y^2}} [l - ft_{xy} - gt_{xy}] e^{j2kz} dl \quad (21)$$

$$L_{PTD}^{xy} = \frac{1}{EDCE \frac{t_x^2}{t_x^2} + \frac{t_y^2}{t_y^2}} [l ft_{xy} + gt_{xy}] e^{j2kz} dl \quad (22)$$

式(19)~(22)是不同极化情况下的 L_{PTD} ,其中的 f 和 g 是 PTD 绕射系数.

目标的雷达散射截面(RCS)为:

$$= 4 R^2 \frac{|E_s|^2}{|E_0|^2} = \frac{1}{|jk S_{PO} + L_{PTD}|^2} \quad (23)$$

其中 S_{PO} 、 L_{PTD} 由式(18)~(22)定义. S_{PO} 、 L_{PTD} 是包含相位的复面积和复长度,对于垂直入射的平板, $|S_{PO}|$ 即平板的面积,如果平板是正方形,此时 $|L_{PTD}| = 0$;对于正掠入射的平板, $|S_{PO}|$,垂直极化的 $|L_{PTD}|$ 即为被照射边缘的长度.

5 计算实例

5.1 平板

图 2 和图 3 是 5×5 ($=0.03\text{m}$) 正方形平板的 RCS 曲线,图 2 为[4]提供的实验值和理论值,图 3 为 GRECO 的计算值,实线是用 PO 场叠加用 PTD 绕射系数计算的边缘绕射场得到的 RCS,与图 2 符合良好.

5.2 立方体

图 4 和图 5 所示是 $300 \times 300 \times 300\text{mm}^3$ 尺寸的立方体分别在垂直极化和水平极化,频率为 9.375GHz 时的

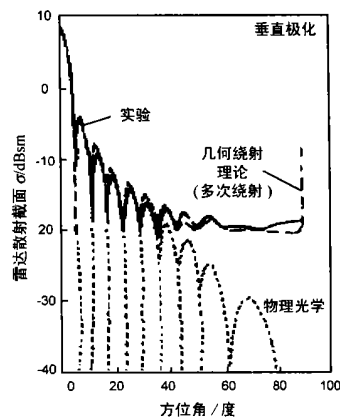


图 2 5 × 5 的平板 RCS (实验值和理论值)

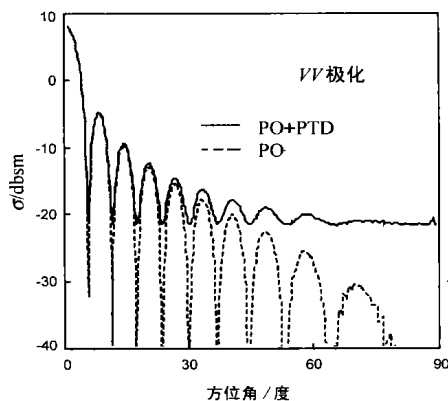


图 3 5 × 5 的平板 RCS (GRECO 计算值)

RCS 曲线. 由于边缘的绕场效应对 RCS 的贡献在 45 度角附近显得突出, 因此为清晰起见, 图中只画出了方位角 $30^\circ \sim 60^\circ$ 时的 RCS. 实线是用本文的绕射场计算式得到的 RCS, 与实验值吻合良好; 圆点虚线是用文[1]的绕射场计算方法得到的 RCS, 在垂直极化时, 与实验值差别不突出, 但在水平极化时与实验值差别较大, 在 45 附近误差达到近 5 dBsm, 而本文方法计算结果误差不到 1 dBsm. 从而验证了本文边缘绕射场计算式的正确性及文[1]中存在的问题.

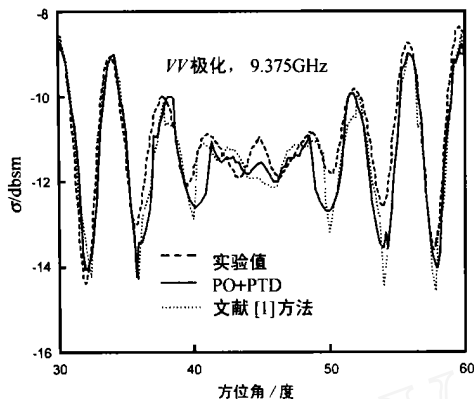


图 4 $300 \times 300 \times 300 \text{ mm}^3$ 立方体垂直极化下的 RCS

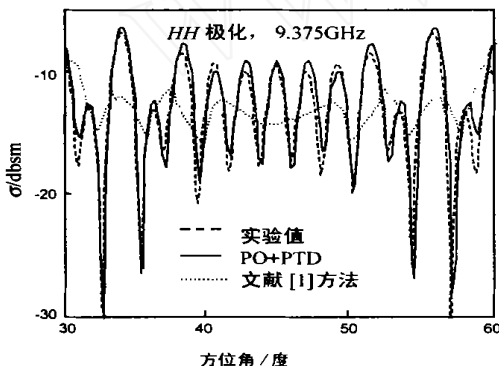


图 5 $300 \times 300 \times 300 \text{ mm}^3$ 立方体水平极化下的 RCS

6 结论

本文针对原始 GRECO 方法在判定目标图像棱边像素的不足之处, 提出了相应的改进措施. 本文所述的使用棱边模型的方法能够准确、充分地判定目标的棱边像素及正确地获得棱边参数. 在边缘绕射场的计算方面, 本文针对文[1]中存在的错误, 给出了基于等效电磁流法和物理绕射理论 (PTD) 的

边缘绕射场计算式, 及与物理光学场叠加求取 RCS 的完整表达式. 计算实例表明, 本文的方法具有更高的准确度, 与实验测量值吻合良好.

参考文献:

- [1] Rius J M, Jofre Luis. High-frequency RCS of complex radar targets in real time[J]. IEEE Trans Antennas Propagation, 1993, 41(9): 1308 - 1319.
- [2] 贾志刚. 精通 OpenCL[M]. 北京: 电子工业出版社, 1998.
- [3] 汪茂光. 几何绕射理论(第二版)[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1994.
- [4] E F Knott, J F Shaeffer, M T Tuely. 雷达散射截面[M]. 阮颖铮, 陈海, 等, 译. 北京: 电子工业出版社, 1988.
- [5] A Micheali, Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation[J]. IEEE Trans Antennas Propag., 1984, 32(3): 252 - 258.
- [6] E F Knott. The relationship between Mitzner's ILDC and Michaeli's equivalent currents[J]. IEEE Trans Antennas and Propag., 1985, 33(1): 112 - 114.
- [7] K M Mitzner, Incremental Length Diffraction Coefficients[R]. US: No. AFAL-TR-73-296, Northrop Corporation Aircraft Division, April 1974.

作者简介:



秦德华 男, 1975 年 6 月出生于广西桂林, 1997 年、2000 年于北京广播学院通信工程专业方向获学士学位和硕士学位, 现为北京航空航天大学博士研究生, 感兴趣的研究方向为雷达目标电磁散射特征的建模、目标识别、神经网络理论及应用等.



王宝发 男, 1938 年 8 月出生于天津, 教授, 博士生导师. 1938 年 8 月出生北京市, 1961 年获北京航空学院学士学位, 1983 年至 1985 年为 Illinois 大学电磁实验中心的访问学者, 现为北京航空航天大学教授, 主要从事电磁散射和传播、电磁兼容、雷达目标识别等方面的研究工作.

刘铁军 男, 1941 年出生北京市, 1960 年获太原工学院学士学位, 现为北京航天工业总公司二院 207 所高级工程师、教授, 研究领域包括电磁散射、逆散射、雷达目标识别等.