

NURBS 模型间二次散射场的计算与应用

陈晓洁¹, 王 萌², 史小卫¹

(1. 西安电子科技大学天线与微波国家重点实验室, 陕西西安 710071; 2. 中国舰船研究院, 北京 100192)

摘 要: 采用物理光学方法计算电大目标散射场时, 模型间的二次散射场需要单独考虑. 本文在物理光学方法的基础上, 推导了用于计算 NURBS(Non Uniform Rational B Spline) 模型间二次散射场的四重积分公式. 该四重积分公式的求解是计算二次散射场的关键, 因此又提出一种求解四重积分公式的方法: 四重 Ludwig 算法. 算例可以证明所推导的计算公式以及所提出的 Ludwig 四重积分算法的有效性.

关键词: 物理光学; NURBS; 二次散射; 四重 Ludwig 积分算法

中图分类号: TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2008) 06-1154-04

Calculation of the Double Reflection Between Objects Modeled by NURBS Surfaces

CHEN Xiaojie¹, WANG Meng², SHI Xiaowei¹

(1. National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China;

2. Institute of China Ship Research, Beijing 100192, China)

Abstract: When PO(Physical Optics) method is used to calculate the scattered field of electrically large objects, the double reflection between two objects should be considered independently. The quadruple integration used to compute the double reflection between two perfect conducting objects modeled by NURBS surfaces was derived by PO approximation. The quadruple Ludwig algorithm was presented to compute the quadruple integration which is the key of the computation of the double reflected field. The example shows that the formula and the integration are both valid.

Key words: PO; NURBS; double reflection; the quadruple Ludwig algorithm

1 引言

PO(物理光学)方法是一种高频近似方法,能够快速而有效地求解电大目标的散射场.但是基于高频方法的局部性原理,此方法没有考虑到多个目标之间或复杂目标各个部件之间的相互作用.实际的某些复杂目标上可能存在类似于曲面二面角的结构,比如导弹、飞机的尾翼等.为了提高计算精度,曲面之间的多次散射作用还需单独考虑.

1977年, E. F. Knott 首次提出了 GO(几何光学)-PO 混合方法,用于求解矩形平板二面角反射器的二次散射场^[1]. 1987年, T. Griesser 等人在 Knott 提出的 GO-PO 方法基础上,采用 GO-GO-PO 法和 GO-PO-PO 法分析了矩形二面角反射器三次散射场的计算方法^[2]. 1999年,国内赵维江等人提出了空间内任意放置的两个多边形平面元之间二次散射场的分析方法,所采用的方法仍然是

GO-PO 方法^[3]. 2003年,一些西班牙学者又提出用 GO-PO 方法分析平面曲面二面角(构成二面角的两个面片,其中一个平面,另一个是曲面)的二次散射场,且曲面是通过 NURBS 方法建模^[4].

上述二次散射分析方法的研究对象至少有一个面是平面,而实际的目标都是由任意曲面构成的,因此研究任意曲面之间二次散射作用更具有实际意义.为了能够准确求解任意曲面之间的二次散射场,本文采用 PO-PO 方法推导了基于 NURBS 方法建模的任意两个曲面之间二次散射场的计算公式.此公式是一个四重积分公式,其求解是二次散射场计算的关键.本文提出一种四重 Ludwig 积分方法,用于求解该四重积分公式.该方法基于 Ludwig 提出的二重积分方法^[5],并将二重积分区域扩展到四重积分区域.文中的算例证明本文方法的有效性.

2 Bezier 面片数学表示

为了简化计算,通常要采用 Cox-De Boor 算法^[6]将一个 NURBS 曲面转换成若干 Bezier 曲面. Bezier 曲面的数学表达式为:

$$\mathbf{r}(u, v) = \frac{\sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n w_i b_i^m(u) B_j^n(v)}{\sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n w_i b_i^m(u) B_j^n(v)} \quad (0 \leq u, v \leq 1) \quad (1)$$

式中, b_{ij} 是控制点, w_i 是控制点的权. m 和 n 是曲面的维数, $B_i^m(t)$ 和 $B_j^n(t)$ 是 Bernstein 多项式, 其表达式由下式确定: $B_j^n(t) = C_{n,j}^i (1-t)^{n-1}$, $j = 0, 1, 2, \dots, n$

3 任意曲面之间的二次散射分析

假设所求为曲面 1 到曲面 2 的二次散射场. 根据物理光学近似方法, 入射波照射到曲面 1 上时, 曲面 1 的表面电流在曲面 2 上任意一点 $\mathbf{r}_2$ 处的散射磁场分量可以表示为:

$$\mathbf{H}_{i1}(\mathbf{r}_2) = \iint_{s_1} 2 \Delta G(F_2, F_1) \times [\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r}_2)] ds_1 \quad (2)$$

式中, $\mathbf{H}_i$ 为入射平面波磁场分量; s_1 为曲面 1 上可以被入射波照射到的部分; $\mathbf{r}_1$ 为 s_1 上一点的位置矢量; $\hat{\mathbf{n}}_1$ 为 $\mathbf{r}_1$ 处的表面单位法向矢量; $G(R)$ 为自由空间的格林函数. 式(2)求得的散射场 $\mathbf{H}_{i1}$ 可作为曲面 2 的入射场. 经 PO 近似后, 可求得曲面 2 的单站 RCS, 即曲面 1 到曲面 2 二次散射场表达式为:

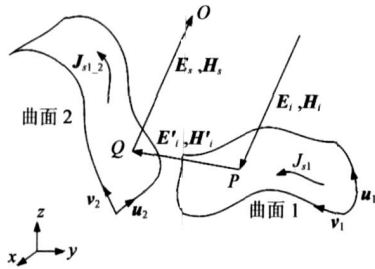


图 1 曲面间二次散射

由空间的格林函数. 式(2)求得的散射场 $\mathbf{H}_{i1}$ 可作为曲面 2 的入射场. 经 PO 近似后, 可求得曲面 2 的单站 RCS, 即曲面 1 到曲面 2 二次散射场表达式为:

$$\sqrt{\sigma_{12}} = j \frac{1}{\lambda \sqrt{\pi}} \iint_{s_2} (\mathbf{r}_{u2} \times \mathbf{r}_{v2}) \cdot \hat{\mathbf{e}}_r \times \left[\iint_{s_1} (\mathbf{r}_{u1} \times \mathbf{r}_{v1}) \times \hat{\mathbf{h}}_i \times \frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^2} \times \left[jk - \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|} \right] e^{jk[\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1] \cdot \hat{\mathbf{i}}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)} du_1 dv_1 \right] \cdot d\mathbf{u}_2 dv_2 \quad (3)$$

上式是将直角坐标系转换到 NURBS 曲面自身坐标系后的结果; s_1 和 s_2 的取值区间均为 $(0, 1) \times (0, 1)$; $\hat{\mathbf{e}}_r$ 为接收天线的极化方向; $\hat{\mathbf{h}}_i$ 为入射磁场极化方向; λ 为入射波长; k 为入射波波数; $\mathbf{r}, \mathbf{i}$ 指向入射平面波的传播方向.

对于电大目标, 由于 $jk \gg \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|}$, 所以

$$jk - \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|} \cong jk \quad (4)$$

则式(3)可以变形成为如下形式:

$$\sqrt{\sigma_{12}} = \frac{-2\sqrt{\pi}}{\lambda^2} I \quad (5)$$

$$I = \iint_{s_1} du_1 dv_1 \iint_{s_2} du_2 dv_2 F(u_1, v_1, u_2, v_2) e^{jk\mathbf{Y}(u_1, v_1, u_2, v_2)} \quad (6)$$

$$F = \left[\mathbf{r}_{u2} \times \mathbf{r}_{v2} \right] \cdot \hat{\mathbf{e}}_r \times \left[\left[\mathbf{r}_{u1} \times \mathbf{r}_{v1} \right] \times \hat{\mathbf{h}}_i \times \left[\frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^2} \right] \right] \quad (7)$$

$$\mathbf{Y} = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1| + \hat{\mathbf{i}} \cdot (\mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_1) \quad (8)$$

4 四重 Ludwig 算法

Ludwig 算法是 A C Ludwig 于 1968 年提出的一种数值积分方法^[5], 专门用于计算电磁场中的二重积分方程. 为了计算形如式(6)的四重积分方程, 本文将提出一种四重 Ludwig 积分方法, 该方法沿用二重 Ludwig 积分方法的思想, 并将二重积分区域扩展到四重积分区域. 算法的求解过程如下:

(1) 将曲面 s_2 分成小面片 s_{2, m_2, n_2} , $m_2 = 1, \dots, M_2$, $n_2 = 1, \dots, N_2$ 令:

$$I = \sum_{m_2=1}^{M_2} \sum_{n_2=1}^{N_2} \Delta I_{m_2, n_2} \quad (9)$$

式中:

$$\Delta I_{m_2, n_2} = \iint_{s_{2, m_2, n_2}} \iint_{s_1} F(u_1, v_1, u_2, v_2) e^{jk\mathbf{Y}(u_1, v_1, u_2, v_2)} du_1, dv_1, du_2, dv_2 \quad (10)$$

采用 Ludwig 可以求得 $\Delta I_{m_2, n_2}$ 的结果为:

$$\Delta I_{m_2, n_2} = e^{jk\alpha_{m_2, n_2}} \left\{ a_{m_2, n_2} \left[\frac{e^{jk\beta_{m_2, n_2} \Delta u_{m_2}}}{jk\beta_{m_2, n_2}} - 1 \right] \left[\frac{e^{jk\xi_{m_2, n_2} \Delta v_{m_2}}}{jk\xi_{m_2, n_2}} - 1 \right] + b_{m_2, n_2} \left[\frac{\Delta u_{m_2}}{jk\beta_{m_2, n_2}} e^{jk\beta_{m_2, n_2} \Delta u_{m_2}} - \frac{e^{jk\beta_{m_2, n_2} \Delta u_{m_2}}}{(jk\beta_{m_2, n_2})^2} - 1 \right] \left[\frac{e^{jk\xi_{m_2, n_2} \Delta v_{m_2}}}{jk\xi_{m_2, n_2}} - 1 \right] + c_{m_2, n_2} \left[\frac{e^{jk\xi_{m_2, n_2} \Delta v_{m_2}}}{jk\beta_{m_2, n_2}} - 1 \right] \left[\frac{\Delta u_{m_2}}{(jk\xi_{m_2, n_2})} e^{jk\xi_{m_2, n_2} \Delta u_{m_2}} - \frac{e^{jk\xi_{m_2, n_2} \Delta v_{m_2}}}{jk\xi_{m_2, n_2}} - 1 \right] \right\} \quad (11)$$

式中:

$$a_{m_2, n_2} = \frac{1}{4} \left[3F_2(u_{m_2}, v_{n_2}) - F_2(u_{m_2+1}, v_{n_2+1}) + F_2(u_{m_2}, v_{n_2}) + F_2(u_{m_2+1}, v_{n_2+1}) \right] \quad (12)$$

$$b_{m_2, n_2} = \frac{1}{2\Delta u_{m_2}} \left[F_2(u_{m_2+1}, v_{n_2}) - F_2(u_{m_2}, v_{n_2}) + F_2(u_{m_2+1}, v_{n_2+1}) - F_2(u_{m_2}, v_{n_2+1}) \right] \quad (13)$$

$$c_{m_2, n_2} = \frac{1}{2\Delta u_{m_2}} \left[F_2(u_{m_2}, v_{n_2+1}) - F_2(u_{m_2}, v_{n_2}) + F_2(u_{m_2+1}, v_{n_2+1}) - F_2(u_{m_2+1}, v_{n_2}) \right] \quad (14)$$

$$\alpha_{m_2, n_2} = \frac{1}{4} \left[3\mathbf{Y}_2(u_{m_2}, v_{n_2}) - \mathbf{Y}_2(u_{m_2+1}, v_{n_2}) + \mathbf{Y}_2(u_{m_2+1}, v_{n_2+1}) + \mathbf{Y}_2(u_{m_2}, v_{n_2+1}) \right] \quad (15)$$

$$\beta_{m_2 n_2} = \frac{1}{2\Delta u_{n_2}} \left[\gamma_2(u_{m_2+1}, v_{n_2}) - \gamma_2(u_{m_2}, v_{n_2}) + \gamma_2(u_{m_2+1}, v_{n_2+1}) - \gamma_2(u_{m_2}, v_{n_2+1}) \right] \quad (16)$$

$$\xi_{m_2 n_2} = \frac{1}{2\Delta v_{n_2}} \left[\gamma_2(u_{m_2}, v_{n_2+1}) - \gamma_2(u_{m_2}, v_{n_2}) + \gamma_2(u_{m_2+1}, v_{n_2+1}) - \gamma_2(u_{m_2+1}, v_{n_2}) \right] \quad (17)$$

(2) 根据下面的公式可以求解式(12)~式(17)中的 $F_2(u_{m_2}, v_{n_2})$, $\gamma(u_{m_2}, v_{n_2})$:

①采用 Ludwig 积分方法求解下式:

$$I(u_{m_2}, v_{n_2}) = \iint_{s_1} F(u_1, v_1, u_{m_2}, v_{n_2}) e^{jk\gamma(u_1, v_1, u_{m_2}, v_{n_2})} du_1 dv_1 \quad (18)$$

②令 $\text{im}_- I_1 = I_1$ 的虚部, $\text{re}_- I_1 = I_1$ 的实部, 则有:

$$F_2(u_{m_2}, v_{n_2}) = \sqrt{\text{re}_- I_1^2 + \text{im}_- I_1^2} \quad (19)$$

$$\gamma_2(u_{m_2}, v_{n_2}) = \text{atan} \left(\frac{\text{im}_- E_1}{\text{re}_- E_1} \right) \quad (20)$$

(3) 根据式, 将曲面 s_2 上所有面片的贡献相加既可得到式的结果. 最后, 式(10)~式(20)就是计算形如式的四重 Ludwig 算法. 后面的算例将证明其有效性.

5 计算实例

算例 1 夹角为 90 度的二面角

图 2 为 90 度二面角.

入射波的频率为 9.4GHz, 垂直极化, 水平扫描. 每块平板均为正方形, 边长为 5.6λ . 图 3 是分别采用本文的 PO-PO 方法、GO-PO 方法的计算结果和实测值[1]的比较. 从图中明显可以看出,

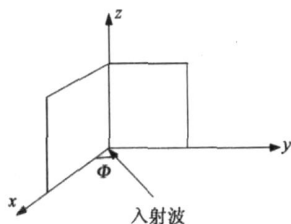


图 2 90 度二面角

出, 相对于 GO-PO 方法, PO-PO 方法更接近测量值, 在 $\varphi = 45^\circ$ 这一二次散射最强的角度尤为明显.

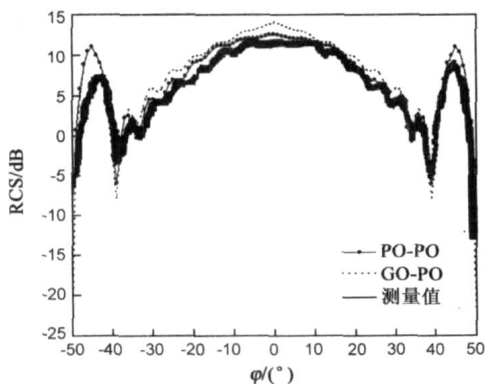


图 3 90 度二面角 RCS

算例 2 夹角为 90 度的两个圆柱体

夹角为 90 度的两个圆柱体 NURBS 模型如图 4 所

示. 入射波频率为 300MHz, 垂直极化, 水平扫描. 两个圆柱体的半径均为 2m, 高均为 4m, 第一个圆柱体的两个底面中心坐标分别为 (2, 0, 0)、(2, 4, 0); 第二个圆柱体的两底面中心坐标分别为 (4, -4, 0)、(8, -4, 0). 图 5 所示为此模型的矩量法结果与 PO 方法结果对比, 其中在 $\varphi = (0, 90^\circ)$ 范围内考虑了圆柱面之间的二次散射作用, 在 $\varphi = (180^\circ, 270^\circ)$ 范围内考虑了两个圆柱体底面之间的二次散射作用. 在相同的计算机环境下, 以商业软件 FEKO 采用矩量法计算时间为 42 小时 24 分, 以本文考虑了二次散射作用的 PO 方法计算时间为 2 小时 30 分钟, 随着计算量的增加, 本文方法计算时间的优势将更加明显.

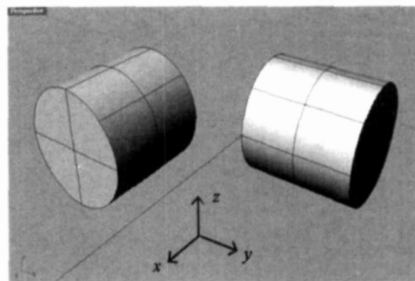


图 4 两个圆柱体的 NURBS 模型

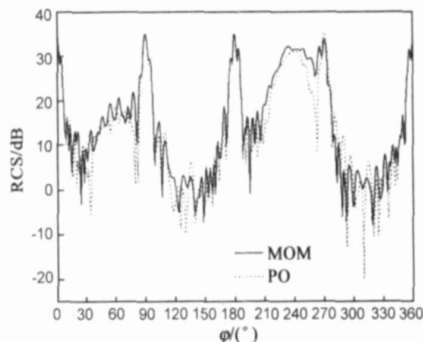


图 5 夹角为 90 度的两个圆柱体 RCS

算法 3 F22 模型

图 6 为 F22 飞机的缩比模型, 缩比系数为 10. 该模型由 83 个 NURBS 面片组成, 全长大概 170cm. 入射波的频率为 3GHz, 垂直极化, 垂直扫描, θ 为 0 度的方向垂直于机身的背部. 图 7 为考虑了二次散射的单站 RCS 计算结果.

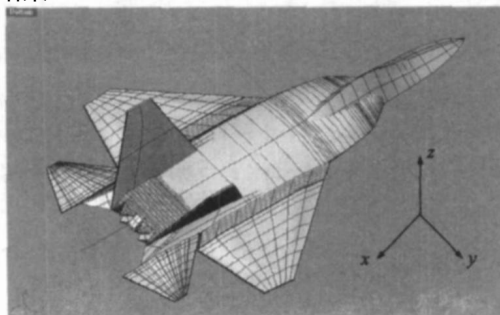


图 6 F22 的 NURBS 模型

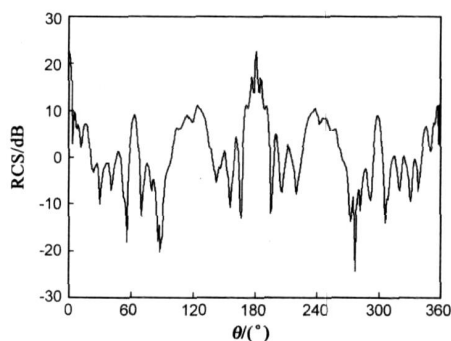


图 7 F22 的 RCS

6 结论

从文中算例可以看出, 本文的 PO-PO 方法结果与实测结果以及矩量法结果均吻合较好, 且本文方法的计算时间远远少于矩量法, 从而说明本文提出的方法是有效的。

虽然已有的 GO-PO 方法也可以用于计算电大目标的二次散射效应, 但是该方法的研究对象限于两个面片中有一个面是平面的情况, 但是实际的目标表面都是由任意曲面拟合而成的, 因此本文的可以用于计算任意曲面之间二次散射场的 PO-PO 方法具有非常实际的工程意义。

同时, 本文的方法也可以用于计算平面之间的二次散射场, 且计算精度要高于 GO-PO 方法, 这一点可以从算例 1 可以看出。这是由于: 1) PO-PO 方法采用近场计算公式求解面片 1 表面的感应电流在面片 2 表面的散射场, 相对于 GO-PO 方法的远场近似, 精度有很大的提高; 2) GO 方法只限于处理镜面反射这种散射机理, 即反射角等于入射角的射线, 而实际上, 散射是分布在具有有限振幅和宽度的散射波瓣内, 所以 GO 方法结果的误差要高于 PO 方法。

参考文献:

[1] E F Knott. RCS reduction of dihedral corners[J]. IEEE Trans on, Antennas and Propagation, 1977, 25(3): 406–409.

- [2] T Griesser, C A Balanis. Backscattering analysis of dihedral corner reflectors using physical optics and the physical theory of diffraction[J]. IEEE Trans On Antennas and Propagation, 1987, 35(10): 1137–1147.
- [3] F Saez de Adana, S Nieves, E Garéa, I González, O Gutiérrez, M F, Códrea. Calculation of the RCS from the double reflection between planar facets and curved surfaces[J]. IEEE Trans on Antennas and Propagation, 2003, 51(9): 2509–2512.
- [4] 赵维江, 龚书喜, 刘其中, 葛德彪. 复杂目标多次散射计算的高频混合方法研究[J]. 微波学报, 1999, 15(4): 386–390.
- Zhao W J, Gong S X, Liu Q Z, Ge D B. A hybrid high frequency technique for computing multiple scattering from complex targets[J]. Journal of Microwave, 1999, 15(4): 386–390. (in chinese)
- [5] A. C. Ludwig. Computation of radiation patterns involving numerical double integration[J]. IEEE Trans on Antennas and Propagation, 1968, 16(6): 767–769.
- [6] 施法中. 计算机辅助几何设计与非均匀有理 B 样条[M]. 北京: 高等教育出版社, 2001.
- Shi F, Z. GAGD & NURBS[M]. Beijing: Beijing Higher Education Press, 2001. (in chinese)

作者简介:



陈晓洁 女, 1980 年生于河北省滦平县, 现为西安电子科技大学电磁场与微波技术专业助教, 在读博士。主要研究方向为隐身性分析与设计。E-mail: chenxiji171@126.com

王 萌 男, 1980 年出生于山东省博兴县, 2006 年毕业于西安电子科技大学, 现为中国舰船研究院工程师, 从事微波技术方面的研究工作。E-mail: h2o_513@163.com.

史小卫 男, 1963 年 9 月生于广东省汕头市, 多年来从事电磁场与微波技术以及无线电物理专业的教学和科研工作, 现为西安电子科技大学教授、博士生导师, 主要研究方向有: 智能天线、射频识别以及电磁兼容。