

文章编号:1000-8055(2012)03-0513-08

不同喷口修形的二元收敛喷管 RCS 数值模拟

陈立海, 杨青真, 陈玲玲, 崔金辉
(西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710072)

摘 要: 用等效棱边电磁流(EEC)方法和物理光学迭代(IPO)法自主开发了计算程序,用来分析不同尾缘修形喷管的雷达散射特性;在计算中考虑喷管出口边缘的绕射场对雷达散射截面(RCS)的影响;提出了一种高效的判断面元间遮挡关系的算法和喷管出口轮廓线的辨别方法;在此基础上,研究了四种不同喷口修形的二元收敛喷管的 RCS 特性.结果表明:该开发程序具有较好的计算精度;适当的喷口修形可降低重点姿态角下喷管的 RCS.

关 键 词: 二元喷管; 雷达散射截面(RCS); 物理光学迭代(IPO)法; 等效棱边电磁流(EEC)方法; 射线追踪法

中图分类号:V228.7

文献标志码:A

Numerical smulation of RCS for 2-D convergent nozzle with different trailing edges

CHEN Li-hai, YANG Qing-zhen, CHEN Ling-ling, CUI Jin-hui

(School of Power and Energy,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: Combining iterative physical optic (IPO) approach with equivalent edge currents (EEC) method, a program which could calculate the edge diffraction field was developed to simulate the radar scattering characteristics of nozzles with different trailing edges. An efficient algorithm to judge the occlusion relationship between face elements and a method to judge the contour line of trailing edges were proposed. On this basis, RCS (radar cross section) characteristics of the two-dimensional (2-D) convergent nozzles with four kinds of trailing edges were investigated. The results show that the program developed is reliable and the appropriate contour line modification of trailing edge can decrease the RCS of the nozzle in primary attitude angles.

Key words: two-dimensional (2-D) nozzle; radar cross section (RCS);
iterative physical optic (IPO) approach;
equivalent edge currents (EEC) method; ray-tracing method

飞行器的喷管、进气道、座舱、角反射器等腔体结构是强散射源,对飞机雷达散射贡献最大,是隐身飞机设计必须关注的主要部件,其电磁散射的计算是飞机目标雷达散射截面计算的关键问题

之一.因此,开展喷管的电磁散射特性数值模拟研究具有非常重要的意义.

在喷管出口采用适当的修形结构可以减弱雷达绕射回波^[1],降低雷达散射截面积,提高喷管的

收稿日期:2011-04-13; 修订日期:2011-11-12

作者简介:陈立海(1980—),男,河北承德人,博士生,主要从事飞行器排气系统红外隐身、雷达隐身的研究.

电磁隐身性能.同时,采用修形结构还可以起到强化喷管排气引射外侧冷空气掺混热燃气的作用,缩短尾喷流的高温核心区长度,有效降低红外信号^[2].喷口修形已经得到了实际的应用,例如美国 F-35 战斗机的三轴矢量喷管后缘就采用了锯齿型结构;F-22 战斗机的二元喷管后缘也采用了尖角修形结构.

本文应用物理光学迭代方法^[3-4]和等效棱边电磁流方法^[5-6]自主开发了一套喷管腔体结构电磁散射特性计算程序;为提高程序对复杂结构喷管电磁计算的适应能力,采用商用计算流体力学(CFD)网格生成软件 GAMBIT 生成电磁计算所需壁面网格;结合网格文件中存储的流场体网

格区域连通性信息,提出了一种高效判断面元间遮挡关系的方法和一种喷管出口边缘轮廓线的判断方法;在此基础上,基于出口截面宽高比为 4:1 的二元收敛喷管,建立了四种不同修形的喷管几何模型,计算了其电磁散射特性,并对比分析了其雷达散射截面(RCS).采用 VC++6.0 进行全部内核计算程序及网格信息前处理程序的编程.

1 几何模型

本文研究的原型喷管长度 2.75 m,收缩段长度 1 m,喷管进口为直径 1 m 的圆形截面,出口宽高比 4:1,收缩段进出口面积比 25:16,其几何外形如图 1 所示的喷管 O.

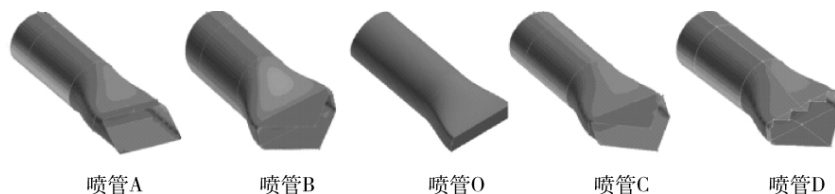


图 1 各二元收敛喷管的几何外形示意图

Fig. 1 Geometric of two-dimensional nozzles

喷管 A 是将喷管出口延长 700 mm 后,从延伸段下方后缘开始向前做 30°斜切形成的.喷管 B 是以喷管出口宽边为斜边,向后延伸为直角三角形形状.喷管 C 是斜切结构与 90°方尖角延伸的结合,即将喷管延长 350 mm 后,从延伸段下方后缘开始向前做 45°斜切,以斜切后的出口宽边为斜边,向后延伸为直角三角形.喷管 D 是在喷管上缘宽边排列 3 个斜边长度为 350 mm 的直角锯齿,并以下缘宽边为斜边,向后延伸为直角三角形形状.

2 物理光学迭代法

喷管入口端存在高速旋转的涡轮等复杂结构,从喷管出口端射入的电磁波只有很少的部分能够穿越这些结构,因此可将喷管入口端简化为腔体内壁,即做短路处理,将喷管视为单端开口腔体,如图 2 所示.

Obelleiro F 等人提出的物理光学迭代法(IPO)^[7]是分析腔体散射特性的一种行之有效的高频近似方法,它是从金属表面的磁场积分方程出发,进行迭代求解出表面电流的分布,进而求解其电磁散射的方法.与其他高频方法比,IPO 法能够有效模拟目标对电磁波的多次反射,计算精度

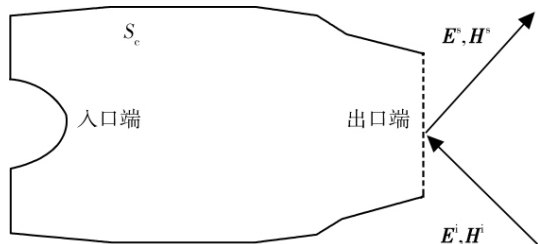


图 2 单端开口腔体示意图

Fig. 2 Illustration of open-ended cavity

高,同时分析过程中每平方波长网格剖分 9~16^[8]个小单元即可达到精度要求,内存消耗较小.

考虑到目标距离雷达较远,可将入射电磁波假设为均匀平面波.电磁波入射至如图 2 所示的开口腔体,假设腔体内壁材料为理想导体,可直接由物理光学法近似求得腔体壁上的初始电流 $J_0(r_c)$ 为

$$J_0(r_c) = \begin{cases} 2n \times H_c^i(r_c) & (\text{照明}) \\ 0 & (\text{阴影}) \end{cases} \quad (1)$$

式中, n 为腔体内壁面 S_c 上任一点指向腔内的法向单位矢量, r_c 为该点的位置矢量, $H_c^i(r_c)$ 为该点处入射磁场的磁场强度.腔体内壁面 S_c 上的真实电流分布通过磁场积分方程(MFIE)迭代计算得到

$$J_n(r_c) = J_0(r_c) + 2n \times \text{P. V.} \int_{S_c} J_{n-1}(r_c) \times \nabla G(r_c - r_c') dS \quad (2)$$

式中 P. V. $\int_{S_c}$ 为在内壁面 S_c 区域内主值积分, n 表示迭代次数, G 为三维格林函数, ∇ 为哈密顿算子. 结合各个单元之间存在的遮挡关系, 通过上式的迭代过程, 即实现电磁波在腔内壁上的多次反射的计算.

IPO 方法迭代过程简单, 不需矩阵求逆, 但对于纵深长的腔体中传播的电磁波, 腔体内部多次反射导致迭代数值方法收敛很慢, 为此本文在迭代过程中采用前后向方法^[8]和欠松弛因子技术^[9], 以加速迭代收敛.

由公式(2)得到腔体内壁面 S_c 上的感应电流 $J(r_c)$, 结合电磁波入射方向上面元之间的遮挡关系, 可求得腔体在远场区任意点处产生的散射电场.

$$E^s \approx \frac{z}{jk} \nabla \times \int_{S_c} J(r_c) \times \nabla G dS \quad (3)$$

式中 z 为自由空间波阻抗, k 为自由空间波数, j 为虚数单位. 利用远场条件, 及 ∇ 用 $(-jk)$ 代替, 其中 k 为自由空间波矢, 便可得到散射电场 E^s 在球面坐标系中的相应的各个分量^[4].

3 等效棱边电磁流(EEC)方法

等效电磁流法是求解边缘绕射场的常用方法, 它是假设在环绕表面奇异性(如边缘回路)的各点处存在线电流 I 和线磁流 M , 并以远场辐射积分的形式对它们求和来表示绕射场^[5]

$$E^d = -jk \int_c [zI(r') \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) + M(r') (\hat{s} \times \hat{t})] G(r, r') dl \quad (4)$$

$$I^t = \frac{-2j}{kz \sin^2 \beta} \left[\frac{\sin \varphi U(\pi - \varphi)}{\cos \varphi + \mu_1} + \frac{\frac{1}{N} \sin \frac{\varphi}{N}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{N} - \cos \frac{\varphi}{N}} + \frac{\sin(N\pi - \varphi) U(\pi + \varphi - N\pi)}{\cos(N\pi - \varphi) + \mu_2} + \frac{\frac{1}{N} \sin \frac{N\pi - \varphi}{N}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{N} - \cos \frac{N\pi - \varphi}{N}} \right] \hat{z} \cdot \mathbf{E}_i + \left\{ \frac{2j \sin \frac{\pi - \alpha_1}{N}}{Nk \sin \beta \sin \alpha_1} \cdot \frac{\mu_1 \cot \beta' - \cot \beta \cos \varphi}{\cos \frac{\varphi}{N} - \cos \frac{\pi - \alpha_1}{N}} - \frac{2j \sin \frac{\pi - \alpha_2}{N}}{Nk \sin \beta \sin \alpha_2} \cdot \frac{\mu_2 \cot \beta' - \cot \beta \cos(N\pi - \varphi)}{\cos \frac{N\pi - \varphi}{N} - \cos \frac{\pi - \alpha_2}{N}} \right\} \hat{z} \cdot \mathbf{H}_i \quad (6)$$

$$\hat{s} = \frac{s}{s} = \frac{r - r'}{|r - r'|}, \quad G(r, r') = \frac{e^{-jks}}{4\pi s} \quad (5)$$

式中 z 为自由空间波阻抗, k 为自由空间波数; r 和 r' 分别是观察点和边缘 C 上一点的位置矢量;

dl 是沿着边缘 C 的弧长 l 的增量; $\hat{t}$ 是沿着 C 的单位矢量; $\hat{s}, s$ 分别是边缘 C 上的点到观察点的单位矢量和距离; $G(r, r')$ 是三维格林函数.

$I(r') = I(r') \hat{t}, M(r') = M(r') \hat{t}$ 分别是等效电流和磁流.

离散求解边缘绕射场时, 等效电磁流 I, M 的计算可简化为对二维无限大尖劈的渐近端点计算问题. 如图3所示, 当平面波从 $\hat{s}'$ 方向入射到外劈角为 $N\pi (1 < N \leq 2)$ 的无限大理想导体劈时, 取边缘上任意一点 O 为坐标原点, X 轴垂直于边缘并位于劈面上, Y 轴为劈面的外法向, Z 轴沿着边缘并切于点 O .

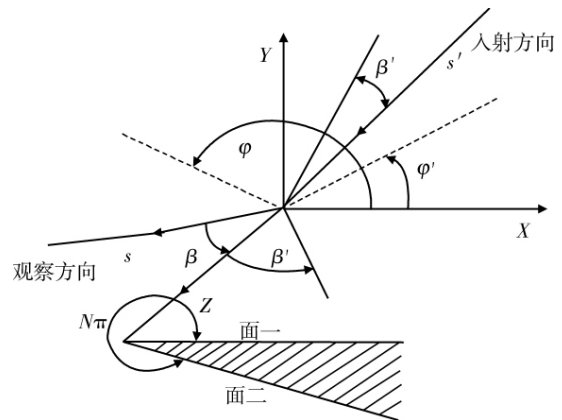


图3 劈的绕射

Fig. 3 Wedge scattering geometry

文献[6]给出了后向绕射仅含边缘绕射分量的 $I(r')$ 和 $M(r')$, (见公式(6)~(9)). 式中: β' 和 β 分别是入射波和绕射波与劈边缘的夹角; φ' 和 φ 分别是入射波和绕射波矢量在 XOY 平面上的投影与 X 轴的夹角.

$$M^t = \frac{2jz\sin\varphi}{k\sin^2\beta} \left\{ \frac{U(\pi-\varphi)}{\cos\varphi+\mu_1} - \frac{\frac{1}{N}\sin\frac{\pi-\alpha_1}{N}\csc\alpha_1}{\cos\frac{\varphi}{N}-\cos\frac{\pi-\alpha_1}{N}} \right\} \hat{z} \cdot \mathbf{H}_i +$$

$$\frac{2jz\sin(N\pi-\varphi)}{k\sin^2\beta} \left\{ \frac{U(\pi+\varphi-N\pi)}{\cos(N\pi-\varphi)+\mu_2} - \frac{\frac{1}{N}\sin\frac{\pi-\alpha_2}{N}\csc\alpha_2}{\cos\frac{N\pi-\varphi}{N}-\cos\frac{\pi-\alpha_2}{N}} \right\} \hat{z} \cdot \mathbf{H}_i \quad (7)$$

式中

$$\begin{cases} \cos\alpha_1 = \mu_1 = \cos\varphi - 2\cot^2\beta \\ \cos\alpha_2 = \mu_2 = \cos(N\pi-\varphi) - 2\cot^2\beta \end{cases} \quad (8)$$

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases} \quad (9)$$

当 $\cos\alpha + \cos\varphi = 0$ 时, 公式(6)和公式(7)会出现虚假奇异性. 本文采用三角变换和洛必达法则处理这些奇异性^[10-11]. 对公式(6)和公式(7)在单站情况下整理, 公式中会出现

$$\frac{\sin\varphi}{\cos\alpha + \cos\varphi} - \frac{2\sin\frac{\varphi}{2}\cos\frac{\pi-\alpha}{2}}{\cos\alpha + \cos\varphi}$$

这一项, 当 $\cos\alpha + \cos\varphi = 0$, 即 $\alpha = \pi \pm \varphi$ 时, 会出现无穷解的情况. 应用洛必达法则得到

$$\lim_{\alpha \rightarrow \pi \pm \varphi} \frac{\sin\varphi - 2\sin\frac{\varphi}{2}\cos\frac{\pi-\alpha}{2}}{\cos\alpha + \cos\varphi} =$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow \pi \pm \varphi} \frac{\frac{\partial(-2\sin\frac{\varphi}{2}\cos\frac{\pi-\alpha}{2})}{\partial\alpha}}{\frac{\partial(\cos\alpha)}{\partial\alpha}} = \frac{1}{2}\tan\frac{\varphi}{2} \quad (10)$$

便可消除奇异性, 其他奇异项类似处理.

最终得到的边缘绕射场与 IPO 方法计算所得腔体散射场在空间进行矢量叠加, 即可得到总的散射电场, 根据雷达散射截面的定义, 即得到目标的 RCS.

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{E}^s + \mathbf{E}^d|^2}{|\mathbf{E}^i|^2} \quad (11)$$

4 复杂结构面元遮挡关系的判断

在利用 IPO 计算面元感应电流密度时, 需考虑目标各面元能否被入射波照明及目标各面元之间能否相互照明. 因此在进行雷达散射截面(RCS)计算前必须作面元间遮挡关系判别. 一个面元是否被遮挡可近似认为该面元中心是否可以被照射面元看到, 基于这种近似, 本文提出了一种射线追踪法用来进行面元间遮挡关系的判断, 此方法在体网格构建较好时, 运行效率可比常用算法^[12]提高 20 倍以上. 算法具体过程如下:

1) 应用商用网格生成软件 GAMBIT, 生成满足计算精度要求的喷管壁面网格, 然后在腔体空间生成体网格. 导出的网格文件中保存着面网格信息和体网格区域连通性信息, 其中面网格信息即 IPO 计算所需面元, 体网格信息用来判断面元间遮挡关系.

2) 对任意两面元 A, B 首先判断其法向相互指向, 即两面元若相互照射, 则必须满足

$$\mathbf{r}_{21} \cdot \mathbf{n}_1 > 0 \text{ 且 } \mathbf{r}_{21} \cdot \mathbf{n}_2 < 0 \quad (12)$$

其中 $\mathbf{r}_{21}$ 表示由面元 B 到 A 的几何中心连线矢量, $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$ 分别为面元 A 和 B 的法向单位矢量.

如果不满足条件 2) 则说明两面元间不存在照射关系, 如果满足条件 2), 则进行第 3) 步判断:

3) 从 A, B 两面元中任一面元中心发射一条射线, 依次寻找射线传输方向上穿越的流体计算单元, 如果在到达接收微元面之间穿越的所有流体计算单元边界都为透明边界, 说明两面元之间有照射关系, 如图 4 中的射线 1. 如果在射线传输路径之间射线穿越了遮挡性质单元边界, 说明发射与接收微元面之间没有照射关系, 如图 4 中的射线 2.

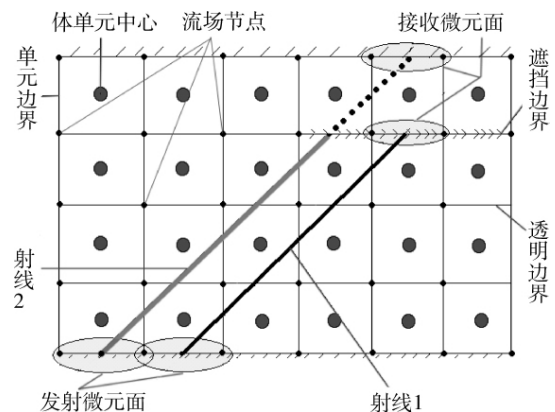


图 4 射线追踪示意图

Fig. 4 Illustration of ray-tracing

射线追踪法依据 GAMBIT 网格文件中流场体单元的区域连通性信息. 所谓区域连通性指: 任意流体单元都存储着边界及与之相邻的体单元编号. 由于 IPO 算法与腔体内部体网格无关, 因此

为了提高计算效率,可在电磁边界网格内部生成较粗的内部连通体网格,加速射线行程的追踪,如图5所示。

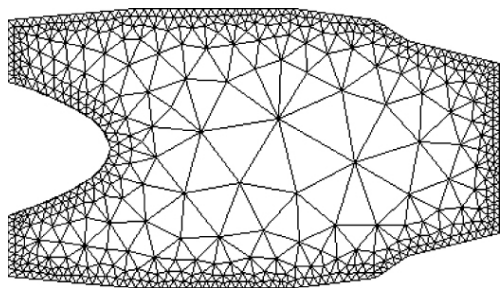


图5 遮挡关系判断用体网格示意图

Fig. 5 Mesh of occlusion relationship judgment

5 喷管出口边缘轮廓线的离散

应用 EEC 法计算喷管出口边缘绕射场,首先必须离散喷管出口的轮廓线,得到线段微元向量,和其所在平面的法向量和切向量,对于复杂结构轮廓线,如果采用单独划分轮廓线网格的方法将很难找出线段所在平面的切向量和法向量。本文利用网格文件中存储的面元信息搜索判断出喷管出口轮廓线的形状。网格文件中的面元存储着组成该面元的节点序号,法线方向以右手定则标识,所以组成面元的边的方向也可按照右手定则标识。对于如图6所示的面元1假设其法线方向按照(1,2,3)的方向定义,由于属于同一面上的面元法向指向相同,所以面元2的法向应按(4,2,1)标识,因此面元1和面元2的公共边即为(1,2)和(2,1)。而对于属于边界网格的面元3,其边(5,4)没有共享邻边,因此没有标号为(4,5)的邻边。因此可在所有面网格中遍历,搜索没有共享邻边的边,即为所有的边界边。边界的方向可按下述方法确定:找到第一个边界边,假设为边(5,4),由于法

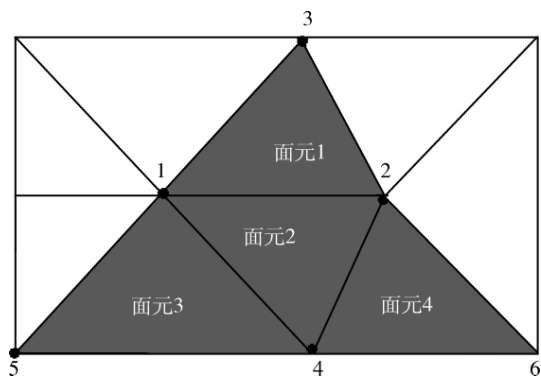


图6 轮廓线搜索

Fig. 6 Illustration of contour line searching

向的限制,所以下一个边界边必定以序号(4)开始,查到边(4,6),依此类推,即可快速确定全部边界的方向。边界微元对应的平面即为其网格平面,其法向量即为面元网格的法向量,其切向量是该面元法向量与边界微元的方向向量的叉积向量。对于 EEC 方法求解棱边等效电磁流,可对搜索出的棱边进行等距加密以提高计算精度,本文将每棱边网格等分 64 份对喷口边缘进行加密处理。

6 程序校核

为校验本文开发程序的计算精度,对文献[13]中提供的角反射器模型进行 RCS 计算研究。入射方位定义如图7所示,其中 θ 为入射方向矢量与 X 轴正向的空间夹角, φ 为 Y 轴正向到入射方向在 YOZ 平面上的投影矢量的夹角。

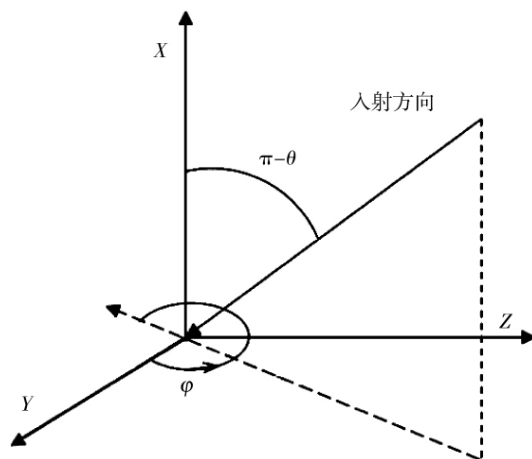


图7 入射方位定义

Fig. 7 Definition of the incident direction

校验实例的入射波长 λ 取为 3 cm,模型为正四边形三面角反射器,几何尺寸为 15λ 。如图8为模型及壁面网格示意图。

图9、图10为实例模型对应的 RCS 值计算结果与文献[13]数据的对比,可以看出本文计算结果与文献数据吻合较好。其中 $\theta=130^\circ$, $\varphi=180^\circ \sim 270^\circ$ 对应文献中的 $\theta=50^\circ$, $\varphi=0^\circ \sim 90^\circ$, 角度间隔 0.25° 。为了计算结果和文献计算及实验数据比较,本文将相应角度上的计算值转换到文献中的计算角度上。

原则上网格剖分越密计算结果越精确,本文的网格剖分采用每平方波长 16 个网格的剖分密度,在棱边上每网格边长进行 64 等分加密处理,而对应的参考文献中并没有明确网格剖分密度,加上对参考数据采样时产生的误差,因此,如图9、图10所示,在某些方位上,本文结果与参考数据

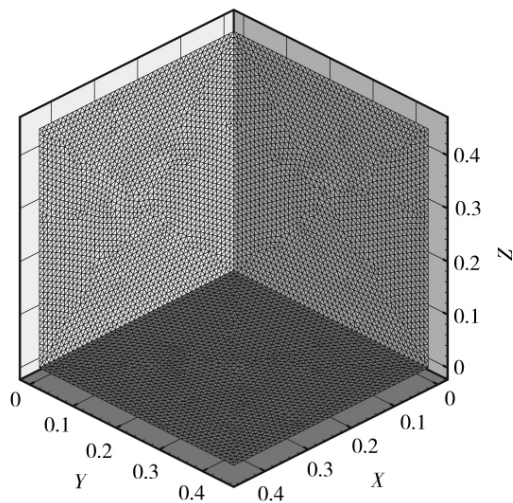


图 8 角反射器网格及轮廓线

Fig. 8 Contour line and mesh of corner reflector

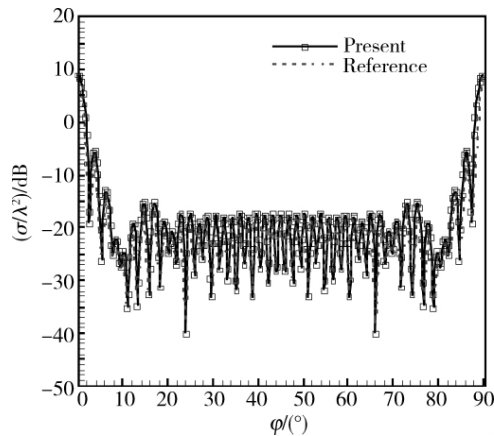


图 9 正四边形三面角反射器边缘绕射场 RCS 计算结果

Fig. 9 RCS calculation results in edge diffraction field of square trihedral corner reflector

存在一定的差异. 对于同一区域, 不同的网格剖分密度会影响不同方位上相应面元感应电流密度的求解, 从而会产生一定的计算误差.

7 计算实例

基于上述实例验证, 应用 IPO 加 EEC 方法

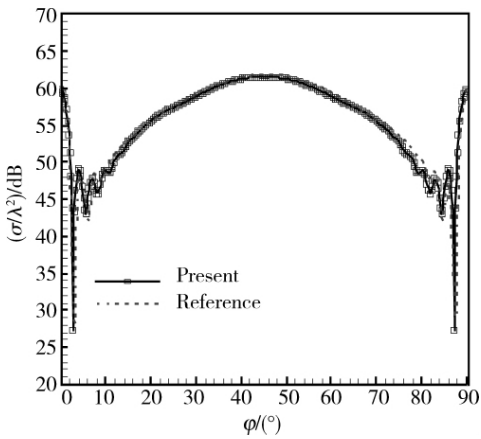


图 10 正四边形三面角反射器总场 RCS 计算结果

Fig. 10 RCS calculation results in total field of square trihedral corner reflector

计算各喷管简化模型的 RCS. 入射波长 $\lambda=5\text{ cm}$, 考虑到模型的不对称性, 入射角度取为 $(\varphi=0^\circ, \theta=140^\circ\sim 180^\circ)$, $(\varphi=180^\circ, \theta=140^\circ\sim 180^\circ)$ 离散间隔 4° (对应 $X\text{-}Y$ 平面 $-40^\circ\sim 40^\circ$). 壁面采用三角形面元进行剖分, 网格划分情况如图 11 所示, 各模型壁面网格数在 7~9 万左右, 轮廓线离散 3~5 万段.

本文计算单站雷达散射截面. 单站雷达一般不使用交叉极化分析目标的 RCS, 因此文中计算了发射天线与接收天线同为水平极化即 $\theta\theta$ 极化和同为垂直极化即 $\varphi\varphi$ 极化时目标的 RCS. 图 12~图 17 给出了各型喷管在两种极化方式下 RCS 值的计算结果. 由图 14、图 17 可以看出, 靠近中心轴线方向上, 各模型的 RCS 值基本相同且有最大值, 这主要是因为文中将喷管进口端作短路简化, 这种简化模型的进口端在中轴线附近造成很强的后向镜面反射回波, 因而在 0° 方向上 RCS 值比较高, 而且各模型只在喷口轴向进行修形, 在中心轴线方向可探测面积相等, 因而此方向上的 RCS 值基本相同.

由图 12、图 15 可以看出, 采用尾缘修形的喷

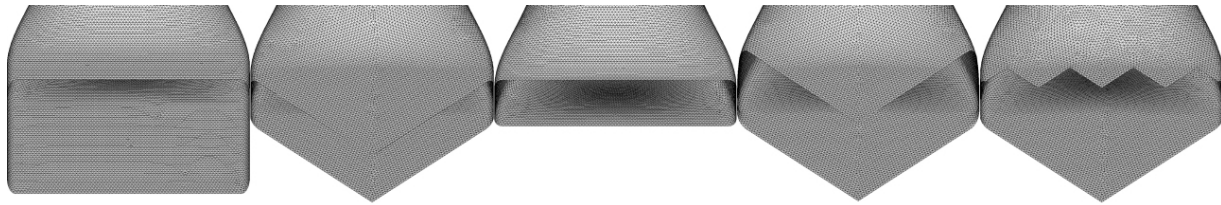


图 11 网格划分示意图

Fig. 11 Illustration of mesh generation

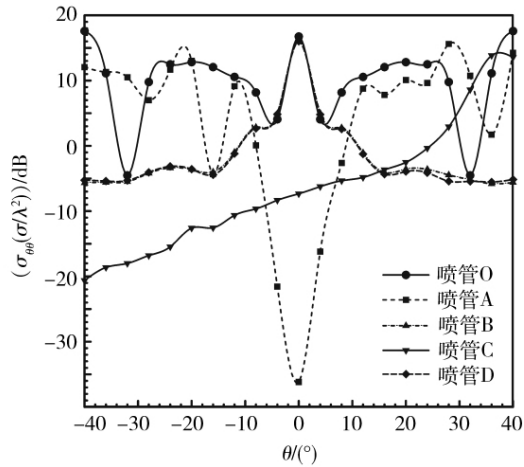


图 12 水平极化出口边缘 RCS

Fig. 12 RCS of different trailing edges under condition of horizontal polarization

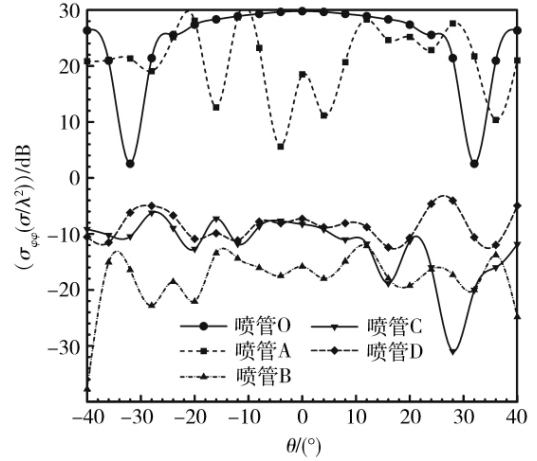


图 15 垂直极化出口边缘 RCS

Fig. 15 RCS of different trailing edges under condition of vertical polarization

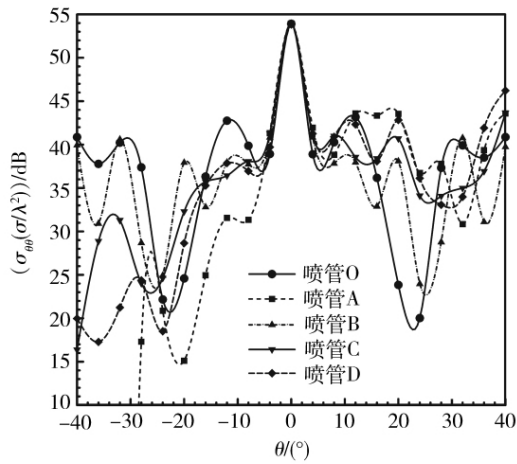


图 13 水平极化腔体 RCS

Fig. 13 RCS of cavities under condition of horizontal polarization

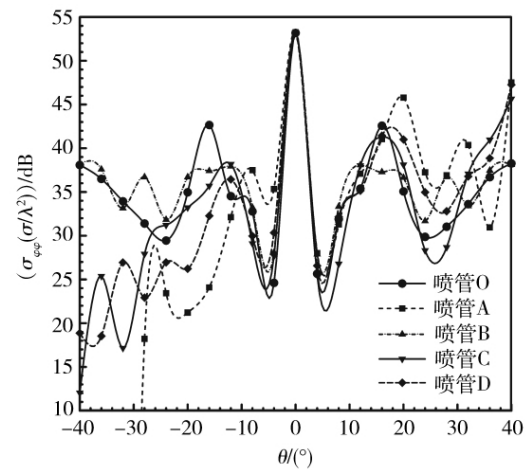


图 16 垂直极化腔体 RCS

Fig. 16 RCS of cavities under condition of vertical polarization

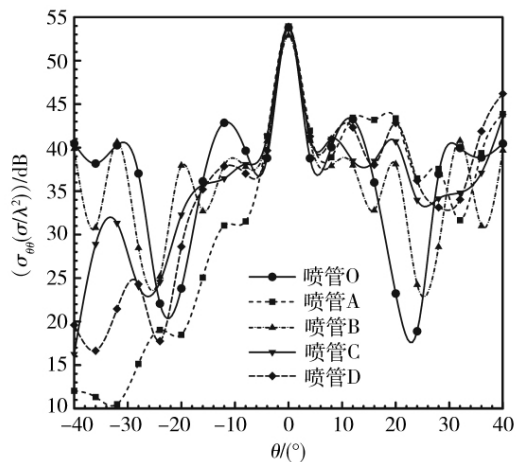


图 14 水平极化总场 RCS

Fig. 14 RCS of total fields under condition of horizontal polarization

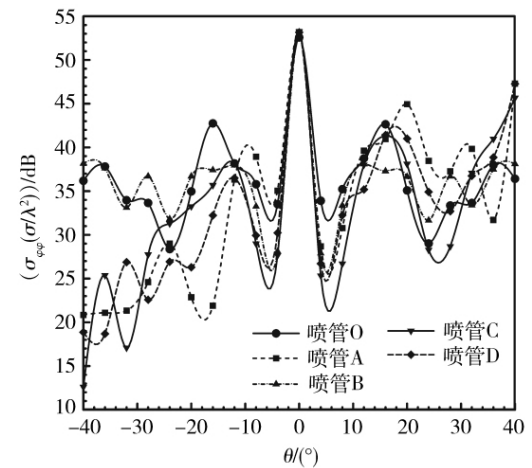


图 17 垂直极化总场 RCS

Fig. 17 RCS of total fields under condition of vertical polarization

管减缩性明显,特别是在垂直极化方式下,各角度 RCS 都比原型喷管低,最大减缩 30 dB 以上.在水平极化方式的轴线方向上,喷管 O、喷管 B 和喷管 D 边缘绕射 RCS 基本相同,这是由于本文只在这些喷管宽边方向进行了修形,窄边方向没有处理,当入射波以水平极化方式入射时,入射波垂直打在窄边棱线上,会产生很强的感应电流,因此 RCS 较大.对于窄边方向修形的喷管 A 和喷管 C 在中心轴线方向棱边减缩性较好.喷管 B 上缘采用与 F-22 二元矢量喷管后缘类似的修形结构,由图 15 可以看出,在垂直极化方式下,其减缩性最好,然而喷管 B 没有在窄边进行修形,因而其水平极化方式下较小姿态角的绕射场 RCS 较大.

从图 13、图 16 可以看出采用下遮挡修形结构的喷管可以在地面雷达主要姿态角方位起到减缩作用;然而由于在喷管上缘也增加了遮挡板,在某些入射方向又增加了雷达波镜面反射回波,使得这些方向 RCS 较原型喷管有所增加.另外,遮挡修形结构虽然可以起到腔体 RCS 的减缩作用,但是不适当的修形会增加出口边缘绕射.由图 13~图 14 和图 16~图 17 的计算结果可以看出,喷管出口边缘绕射效应不容忽视,在腔体内部完全被遮挡的方位角,出口边缘绕射场起主要作用,而在某些方位角绕射场与腔体散射场的叠加还可降低总场的 RCS.

8 结 论

1) 应用本文程序计算理想导体腔体及边缘的 RCS,计算结果与参考数据相比误差较小.因此,程序可较准确地计算喷管腔体及边缘的后向 RCS.

2) 遮挡修形结构可降低某些姿态角喷管腔体 RCS;但是不适当的修形可能会增加喷管出口边缘绕射场 RCS.

3) 适当的二元喷口修形结构,可有效降低喷管在重点姿态角下的 RCS,改善其雷达隐身性能.

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] Lozanora M, Stantor P. Experimental investigation on the similarity of a 3D rectangular turbulent jet[J]. Experiments in Fluid, 1998, 24(5-6): 470-478.
- [3] 罗威. 三维电大复杂腔体电磁散射问题的混合快速算法研究[D]. 西安:西安电子科技大学,2007.
LUO Wei. Investigations of the fast hybrid methods for scattering characteristics of three-dimensional electrically large complex cavity[D]. Xi'an: Xidian University, 2007. (in Chinese)
- [4] 顾长青,舒永泽,徐金平. 物理光学迭代法的子域连接法[J]. 电子学报, 2001, 29(3): 420-422.
GU Changqing, SHU Yongze, XU Jinping. A sub domains splicing technique for IPO approach[J]. Acta Electronica Sinica, 2001, 29(3): 420-422. (in Chinese)
- [5] 车竞,唐硕. 高超声速飞行器雷达散射界面分析[J]. 宇航学报, 2007, 28(1): 227-232.
CHE Jing, TANG Shuo. RCS analysis of hypersonic cruise vehicle[J]. Journal of Astronautics, 2007, 28(1): 227-232. (in Chinese)
- [6] Michaeli A. Elimination of infinities in equivalent edge currents, Part I: fringe current components [J]. IEEE Trans, 1986, 34(7): 912-918.
- [7] 王憬. IPO-FDTD 混合法计算三维复杂腔体的 RCS[D]. 南京:南京航空航天大学,2002.
WANG Jing. The hybrid IPO-FDTD method for the three dimension complex cavities[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2002. (in Chinese)
- [8] 许小艳,龚书喜. 计算开口腔体 RCS 的前后向物理光学迭代法[J]. 空间电子技术, 2008, 1(1): 72-76.
XU Xiaoyan, GONG Shuxi. The forward-backward IPO algorithm for calculating open-ended cavities[J]. Space Electronic Technology, 2008, 1(1): 72-76. (in Chinese)
- [9] 闫玉波,葛德彪,聂小春,等. 应用改进迭代物理光学方法分析电大尺寸开口腔体散射[J]. 微波学报, 2001, 17(1): 35-39.
YAN Yubo, GE Debiao, NIE Xiaochun, et al. An improved IPO method applied to the analysis of EM scattering from a large open-ended cavity [J]. Journal of Microwaves, 2001, 17(1): 35-39. (in Chinese)
- [10] 崔索民,吴振森. PTD 和 PTDEEC 算式的奇异点处理[J]. 电波科学学报, 1997, 12(4): 369-374.
CUI Suomin, WU Zhensen. Treatment of singularities in PTD and PTDEEC[J]. Chinese Journal of Radio Science, 1997, 12(4): 369-374. (in Chinese)
- [11] 徐云学,龚书喜. 等效电磁流边缘分量表达式的虚假奇异点处理 [J]. 西安电子科技大学学报, 2007, 34(2): 213-218.
XU Yunxue, GONG Shuxi. Reatment of false singularities in fringe components of equivalent edge currents[J]. Journal of Xidian University, 2007, 34(2): 213-218. (in Chinese)
- [12] 许小艳. 开口腔体的 RCS 计算[D]. 西安:西安电子科技大学,2007.
XU Xiaoyan. Calculation of the radar cross section for open-ended Cavities[D]. Xi'an: Xidian University, 2007. (in Chinese)
- [13] Polycarpou A C, Balanis C A, Birtcher C R. Radar cross section of trihedral corner reflectors using PO and MEC [J]. Annals of Telecommunications, 1995, 50(5): 510-516.