

出口宽高比对 S 形二元收敛喷管 雷达散射截面的影响

李岳锋, 杨青真, 环 夏, 高 翔

(西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710072)

摘 要: 在 S 形二元收敛喷管进出口面积、偏心距、面积变化规律及中心线变化规律不变的条件下, 采用自适应超椭圆方法设计不同出口宽高比的 S 形二元收敛喷管. 基于迭代物理光学法与等效边缘电磁流法自主开发计算腔体部件雷达散射截面(RCS)的程序; 然后通过文献中的实验数据验证了计算程序的准确性和可靠性. 通过计算程序分别分析了水平、垂直两种极化方式下不同 S 形二元收敛喷管的边缘绕射场与总散射场的电磁散射特性. 结果表明: 在水平、垂直两种极化方式下, 喷管出口宽高比的变化对 S 形二元收敛喷管边缘绕射场的 RCS 影响较小, 不同出口宽高比的 S 形二元收敛喷管边缘绕射场的 RCS 相差不超过 4 dB. 喷管出口宽高比的变化对总散射场的 RCS 影响较大; 正探测角时, 宽高比为 1.5 时, 在大部分探测角范围内总散射场有较低的 RCS; 负探测角时, 宽高比为 3.5 时有较低的 RCS.

关 键 词: 超椭圆方法; S 形二元收敛喷管; 宽高比; 迭代物理光学法; 等效边缘电磁流法;
雷达散射截面

中图分类号: V228.7

文献标志码: A

Influence on radar cross-section of S-shaped two dimensional convergent nozzles with different outlet width-height ratios

LI Yue-feng, YANG Qing-zhen, HUAN Xia, GAO Xiang

(School of Power and Energy,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: S-shaped two-dimensional (2-D) convergent nozzle with different width-height ratios were designed by the self-adaptive super-ellipse method when the inlet and outlet area, the eccentricity, area variation and the centerline variation of nozzles were kept constant. Combining iterative physical optic method with equivalent edge currents method, a code capable of calculating the edge diffraction and total scattering field was developed to simulate the radar scattering characteristics of cavities. The accuracy and reliability of the code was verified by comparing the experimental data from references with calculated data. Under horizontal and vertical polarization ways, radar cross-section (RCS) characteristics of S-shaped 2-D convergent nozzles were analyzed. The results show that the width-height ratio has little effect on the edge diffraction field of S-shaped 2-D convergent nozzle under horizontal and vertical polarization ways, and the difference of the outlet width-height ratio of the S-shaped 2-D convergent nozzles' RCS is less than 4 dB. The nozzles' outlet width-height ratio has a large influence on total scattering field. At the positive detection angle within the large range of the detection angle the total scattering field has lower RCS while the width-

收稿日期: 2013-01-12

作者简介: 李岳锋(1984-), 男, 陕西富平人, 博士生, 主要从事飞机/发动机气动、电磁及红外一体化研究.

E-mail: liyuefengouzi@aliyun.com

height ratio is 1.5, and at the negative detection angle, it has lower RCS while the ratio is 3.5.

Key words: super-ellipse method; S-shaped two-dimensional convergent nozzle;
width-height ratio; iterative physical optic approach;
equivalent edge currents method; radar cross-section (RCS)

无线电技术和雷达探测技术的迅速发展极大地推动了战争防御系统搜索、跟踪及锁定目标的能力. 因而, 良好的隐身能力成为现代军用飞机生存的关键, 也成为新一代军用飞机的首要性能指标之一.

军用飞机的喷管部件作为腔体结构是雷达的主要强散射源之一. 雷达波进入腔体结构后, 经过其内部表面的多次反射和其边缘绕射, 最后返回入射方向, 从而构成目标的单站雷达截面贡献. 针对喷管这种管状单端开口腔体, 国内外学者已经采用各种不同的数值方法对其进行了大量探索研究^[1-6], 并提出了适合喷管部件这种电大尺寸腔体结构的近似算法^[7].

喷管作为军用飞机的排气系统部件之一, 其尾部的高温射流也是红外雷达的主要探测目标之一. 对国外现役或在研制的具有红外隐身能力的飞机布局的分析表明, 采用二元喷管是抑制射流红外辐射的主要途径之一^[8-9], 并且该技术已经在 F-117, B-2, F-22 及 X-47B 无人攻击机等全隐身飞机中得到应用. 研究表明, 管状腔体结构采用 S 形结构设计, 不仅可以增加电磁波在喷管内腔的反射次数, 减弱和减少回波^[10-12]; 而且在某些重点姿态角下, S 形腔体结构可以有效遮挡其内部高温部件, 减小其红外目标特征^[13]. 由此可知, S 形二元喷管将是未来隐身飞机的首要选择.

查阅文献可知, 国内外针对喷管腔体电磁散射的研究较少^[14-15], 而且主要是针对常规的轴对称喷管或者二元喷管. 而对采用 S 形设计的二元喷管的电磁散射研究很少, 对一系列不同宽高比二元喷管进行电磁特性分析的研究更少.

综上所述, 本文采用自适应超椭圆方法设计出 6 种不同出口宽高比的 S 形二元收敛喷管. 并且基于迭代物理光学(IPO)法及等效边缘电磁流(EEC)法对其进行了电磁散射特性的分析. 为了提高运算效率, 本文采用 MPI(message passing interface)单机多核并行计算方法.

1 研究对象

本文研究的 6 种不同出口宽高比 S 形二元收敛喷管均采用超椭圆方法设计^[16], 其中心线与面

积变化规律均采用文献[17]中提出的缓急相当的变化规律. 喷管出口截面分别为同面积、不同宽高比的矩形截面, 其面积等同直径为 530 mm 的圆截面面积, 宽高比为图 1 中 W/H , 其变化区间为 1.5~4.0, 变化因子为 0.5. 喷管其他尺寸详见图 1.

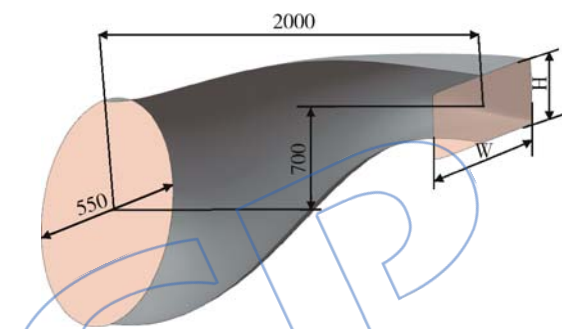


图1 宽高比为 2.5 的 S 形二元收敛喷管(单位:mm)

Fig.1 S-shaped 2-D convergent nozzle with width-height ratio of 2.5 (unit:mm)

2 数值方法

本文采用 IPO 法来分析腔体散射场的 RCS, 采用等效边缘电磁流法来分析腔体口径边缘绕射场的 RCS. 两者方法的耦合考虑了腔体内部散射场及边缘绕射场的总散射场的 RCS.

2.1 迭代物理光学法

IPO 法^[7]由 Basteriro 等人于 1995 年提出, 是分析电大尺寸腔体散射问题的一种很有效的高频近似方法, 该方法采用物理光学(PO)产生的电流作为初始值, 通过反复迭代拟合内壁面的多次相互反射, 再应用稳定的口径场值作为等效源来计算远区散射场. IPO 法物理过程简单, 而且求解过程不需要矩阵求逆, 便于编程计算. 与其他高频方法相比, IPO 法计算精度高, 同时分析过程中每平方波长网格剖分 9~16 个小单元便可达到精度要求, 内存消耗较小.

设以角频率 ω , 入射波电场强度 $\mathbf{E}^i$ 的均匀平面电磁波照射开口腔体(图 2). 图中 S_a 是腔体开口面, S_c 是腔体内壁面. $\mathbf{H}^i$ 是入射波的磁场强度; $\mathbf{H}^s, \mathbf{E}^s$ 是散射波的磁场强度与电场强度

IPO 法是已经很成熟的近似算法, 其详细的

计算公式及推导可参考文献[7], IPO 法分析腔体散射问题的步骤如下:

1) 采用 Kirchhoff 近似公式求得入射波在腔体口径 S_a 面上的等效电磁流.

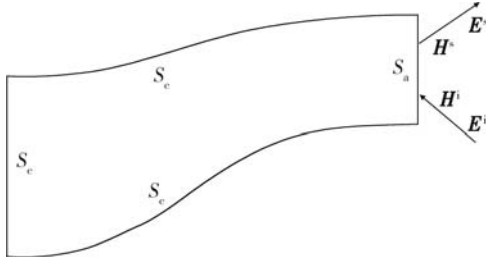


图2 开口腔体

Fig. 2 Open-ended cavity

2) 采用磁场积分方程求得入射波在腔体内壁 S_c 面上的初始磁场.

3) 判断腔体内壁面各个面元之间的遮挡关系. 本文采用了一种射线追踪方法用来判断面元之间的遮挡/照射关系. 方法的思路是通过腔体内部体网格来判断面元之间的遮挡/照射关系, 其具体步骤见文献[14].

4) 采用磁场积分方程迭代求得腔体内壁多次反射后的真实电流. 为了提高迭代效率, 迭代过程中采用前后向迭代与欠松弛因子技术^[18]. 根据经验, 结构简单的腔体松弛因子 $\alpha=0.8\sim0.9$; 结构较为复杂的腔体松弛因子 $\alpha=0.6\sim0.7$. 本文中松弛因子 $\alpha=0.65$, 其中迭代残差小于 0.001, 迭代最大次数为 10 次.

5) 根据迭代计算出的腔体内壁面 S_c 的真实电流, 计算出腔体开口面 S_a 上的近区散射场.

6) 根据场等效原理, 由腔体开口面 S_a 近区散射场求得远区散射场. 并计算出腔体远区散射场的 RCS.

2.2 等效边缘电磁流法

等效边缘电磁流的概念是 Millar 在研究口径绕射中提出来的. 近年来, EEC 法在复杂目标 RCS 的计算问题中得到广泛的应用. EEC 法是在劈边位置假设某种线电磁流, 使其在自由空间的辐射场和劈绕射场相同, 这个线电磁流就与劈边缘重合. 因为线电磁流的大小随着入射方向、观察方向的变化而异, 因此, EEC 法只是一种数学处理手段. EEC 法根据这样一个事实: 对任意有限电磁流分布的远区绕射场通过一个辐射积分来求和, 将得到一个场值有限的结果.

EEC 基本方法是假设在边缘回路上各点存

在线电流 I_e 和线磁流 I_m , 绕射场电场强度用下式计算^[19]:

$$\mathbf{E}^d = -jk\mathbf{G} \int_l [ZI_e \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{t}) + I_m (\mathbf{s} \times \mathbf{t})] e^{-jkr \cdot \mathbf{s}} d\mathbf{l} \quad (1)$$

式中 k 为入射波波数; Z 是波阻抗; $\mathbf{G}$ 是远场格林函数; l 为边缘回路路程; $\mathbf{t}$ 是沿边缘回路方向的单位矢量; $\mathbf{s}$ 为绕射射线传播方向的单位矢量; $\mathbf{r}$ 为边缘单元的位置矢量. 其中

$$I_e = \frac{j2(\mathbf{t} \cdot \mathbf{E}^i) D_e}{kZ \sin^2 \beta_i} + \frac{j2(\mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i) D_{em}}{kZ \sin \beta_i} \quad (2)$$

$$I_m = -\frac{j2(\mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i) D_m}{kZ \sin \beta_i \sin \beta_s} \quad (3)$$

其中 β_i, β_s 是指边缘某点处边缘切向分别与入射方向和散射方向所构成的张角; 绕射系数 D_e, D_m 和 D_{em} 详见文献[19].

等效线电流 I_e 和线磁流 I_m 求得后, 代入式(1)辐射积分中, 可求得绕射场电场强度 $\mathbf{E}^d$.

2.3 雷达散射截面

求得 $\mathbf{E}^s$ 和 $\mathbf{E}^d$ 之后, 根据 RCS 的定义式(4), 分别近似得到目标散射场和绕射场的 RCS, 通过散射场电场强度和绕射场电场强度的矢量叠加可得到总场的 RCS, 其值记为 σ .

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi R^2 |\mathbf{E}^s|^2 / |\mathbf{E}^i|^2 \quad (4)$$

上式求出的 σ 单位为 m^2 . 为了便于运算及用曲线表达 σ 的变化, 在更多的情况下, σ 的单位取作 $\text{dB} \cdot \text{m}^2$, 或者取作 dB.

用 $\text{dB} \cdot \text{m}^2$ 或者 dB 表示的雷达散射截面与用 m^2 表示的雷达散射截面之间存在下列关系:

$$\sigma_{(\text{dB} \cdot \text{m}^2)} = 10 \lg [\sigma_{(\text{m}^2)}] \quad (5)$$

$$\sigma_{(\text{dB})} = 10 \lg \left[\frac{\sigma_{(\text{m}^2)}}{\lambda_{(\text{m}^2)}^2} \right] \quad (6)$$

式(6)中的 λ 是入射电磁波波长. 本文采用的是式(6)中定义的 RCS.

3 程序验证

本文开发的计算程序经过多个算例的验证, 确保了计算程序的准确性和可靠性, 受限于篇幅本文只列举出对文献[20]中提供的角反射器模型进行 RCS 研究; 并与文献[20]中的计算结果和实验结果进行了对比. 本文计算程序中的入射方位定义如图3所示, 其中探测角 θ 为入射方位矢量与 x 轴正向的空间夹角, 入射方位角 φ 为 y 轴正向到入射方向在 yOz 平面上的投影矢量的夹角.

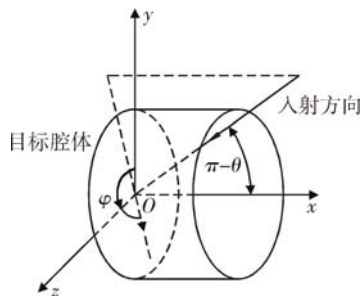


图 3 入射方位定义

Fig. 3 Definition of incident direction

图 4 为角反射器及其出口轮廓线形状, 研究模型分为组成顶角的 3 个棱边同为 5λ 与 10λ 两种. 本文的计算波长 $\lambda = 0.03 \text{ m}$; 计算角度为 $\varphi = 215^\circ$, $\theta = 180^\circ \sim 270^\circ$, 对应文献中的 $\varphi = 35^\circ$, $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$, 计算结果与文献[20]中的计算及实验数据对比结果如图 5 与图 6 所示.

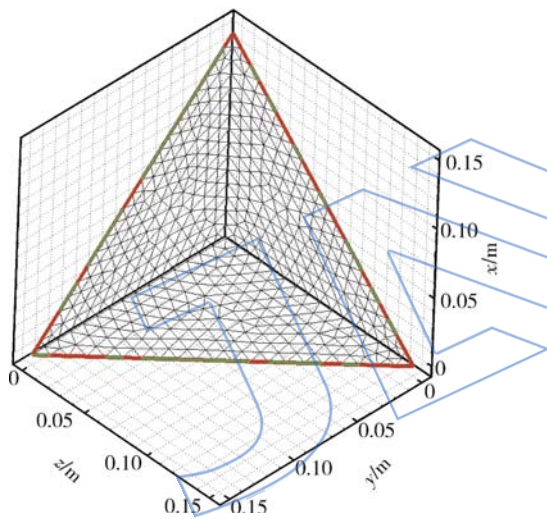


图 4 角反射器示意图

Fig. 4 Sketch of corner reflector

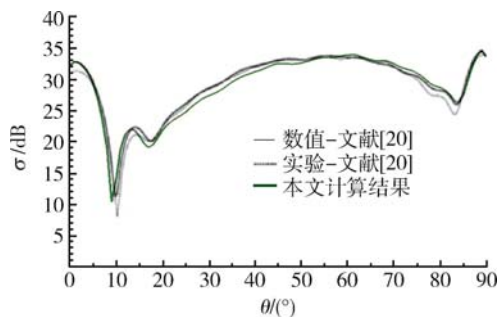
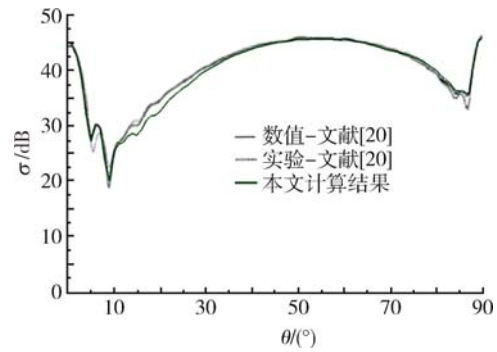
图 5 水平极化方式下角反射器的 RCS(5λ)Fig. 5 RCS of corner reflector under horizontal polarization way(5λ)

图 6 是图 4 模型边长为 10λ 时的 RCS. 计算波长和计算角度与上述模型一致, 结果与文献

图 6 水平极化方式下角反射器的 RCS(10λ)Fig. 6 RCS of corner reflector under horizontal polarization way(10λ)

[20]中的计算结果及实验数据的对比如图 6.

由图 5、图 6 可以看出本文计算结果与文献[20]数据吻合较好. 在某些方位上, 本文结果与参考数据存在一定的差异. 这主要是因为网格的剖分密度不同. 文献[20]中没有明确提出网格的剖分密度, 而本文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.

4 计算结果与分析

图 7 是雷达波针对喷管腔体的入射方位角示意图. 因为 S 形二元收敛喷管形面关于宽边垂直平面对称, 因此窄边方向的入射方向只需考虑 $0^\circ \sim 90^\circ$. 而对宽边方向来说, 因为 S 形二元收敛喷管上下弯折的结构, 其入射方向需考虑 $-90^\circ \sim 90^\circ$. 而窄边方向与宽边方向的排列组合构成的 $1/4$ 球方位空间可全面考虑 S 形二元收敛喷管腔体结构后向的电磁特性. 由于受计算时间的影响, 本文只考虑 S 形二元收敛喷管宽边方向上的电磁特性.

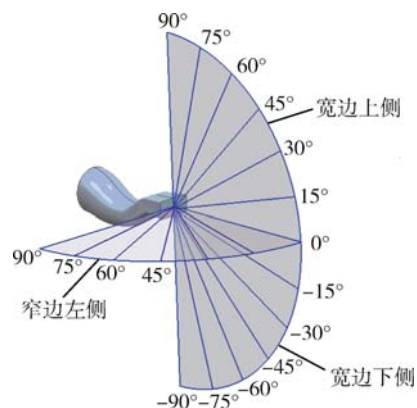


图 7 电磁波入射方位角示意图

Fig. 7 Sketch of azimuth of incidence electromagnetic wave

本文计算的入射波频率 $f=6\text{GHz}$, 入射方位角 $\varphi=0^\circ$, $\theta=140^\circ\sim 180^\circ$ (对应图7中宽边下侧的 $-40^\circ\sim 0^\circ$, 即负探测角), $\varphi=180^\circ$, $\theta=140^\circ\sim 180^\circ$ (对应图7中宽边上侧的 $0^\circ\sim 40^\circ$, 即正探测角), 壁面采用三角形面元进行剖分, 网格密度按每平方波长16个三角面元划分, 壁面网格总数在3.6万左右. 图8~图11分别是单站雷达时6种不同出口宽高比的S形二元收敛喷管在水平、垂直两种极化方式下的边缘绕射场及总散射场的RCS.

4.1 水平极化

图8是6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管在水平极化方式下边缘绕射场的RCS随探测角的变化曲线. 由图可知, 在 0° 探测角时, 6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管边缘绕射场的RCS均达到最大; 这主要是因为, 在 0° 探测角时, 入射电磁波方向与喷管出口口径边缘垂直, 此时口径边缘处任意点处产生向四周发射的平面绕射波. 本文计算的是单站雷达状态下的RCS, 入射波与雷达接受波方向相反, 因此必定有一条沿入射波反向传播的绕射波被雷达接收, 导致 0° 探测角时绕射场的RCS处于最大值. 随着S形二元收敛喷管出口宽高比的增大, 其 0° 探测角时边缘绕射场的RCS减小, 并且减小幅度均在1.5dB左右. 这主要是因为本文在设计S形二元收敛喷管时, 确定其出口面积是不变量, 只改变出口矩形的宽高比, 导致出口口径周长不一致, 使得其绕射场的不一致. 在 $-10^\circ\sim 0^\circ$ 探测角范围内, 6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管边缘绕射场的RCS依次达到全局探测角范围的最小值, 出口宽高比越小在此探测范围内边缘绕射场的RCS越先达到最小值; 这主要是随着探测角的变大, 入射波与喷管出口口径边缘产生的平面绕射波转换为锥面绕射波, 使得绕射波的方向偏离了雷达接收方向, 导致其RCS降低. 在 $-40^\circ\sim -5^\circ$ 探测角范围内, 6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管边缘绕射场的RCS依次从最小值开始呈波状变化, 且其波峰值缓慢增大. 这与水平极化时电场的方向有密切的关系, 在水平极化时绕射场RCS的波峰值先是急剧下降, 然后呈缓慢增长趋势. 由图8可知, 在 $0^\circ\sim 40^\circ$ 探测范围内, 6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管边缘绕射场的RCS与 $-40^\circ\sim 0^\circ$ 探测范围内的RCS关于 0° 探测角对称, 因此不再做详细分析.

图9是6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管在水平极化方式下总散射场的RCS随探测角

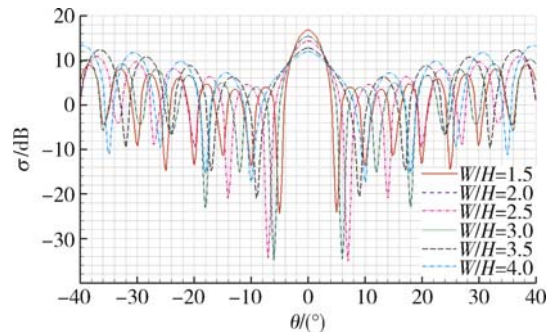


图8 水平极化方式下边缘绕射场的RCS

Fig. 8 RCS of edge diffraction field under horizontal polarization way

的变化曲线. 从图中可以看出, 二元收敛喷管的S形设计使得全局探测角范围内的RCS不关于 0° 探测角对称. 在 0° 探测角附近6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管的RCS趋于最大值, 这主要是因为, 在 0° 探测角附近时, S形二元收敛喷管进口处假设平面的直接反射起主要贡献. 在 $-16^\circ\sim 0^\circ$ 探测角范围内, 除出口宽高比为1.5与3.5的S形二元收敛喷管, 其余4种不同出口宽高比S形二元收敛喷管的RCS变化较为均匀, 而且其数值较高, 这主要是因为在此探测区间内雷达波主要照射在S形二元收敛喷管的第2个拐弯处的上部壁面处, 并且经过多次反射之后由雷达接收. 出口宽高比为1.5与3.5的S形二元收敛喷管总散射场的RCS较低的主要原因是与其口径面的等效电磁流及口径面法向量有一定关系. 在 $-26^\circ\sim -16^\circ$ 探测角范围内, 除出口宽高比为1.5与3.5的S形二元收敛喷管总散射场的RCS变化较为平滑, 而且数值较低外; 其余4种不同出口宽高比S形二元收敛喷管总散射场的RCS均呈下降趋势. 在 $-40^\circ\sim -26^\circ$ 探测范围内, 6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管总散射场的RCS变化较为紊乱. 出口宽高比3.5和4.0的S形二元收敛喷管变化较为相似, 先降低后增大, 而且其数值也较低; 其余4种不同出口宽高比S形二元收敛喷管在此探测范围内均处于上升趋势. 在 $0^\circ\sim 4^\circ$ 探测角范围内, 除出口宽高比为3.5的S形二元收敛喷管外, 其余5种不同出口宽高比S形二元收敛喷管总散射场的RCS在此区间较大. 在 $4^\circ\sim 25^\circ$ 探测范围内, 6种不同出口宽高比S形二元收敛喷管总散射场的RCS均呈波动减小, 波动幅度最大的是出口宽高比为1.5的S形二元收敛喷管, 而波动幅度最小的是出口宽高比为3.5的S形二元收敛喷管. 在此区间, 6种不同出口宽高比

S形二元收敛喷管总散射场的 RCS 总体上均有 10 dB 左右的下降,其中出口宽高比为 3.5 的 S 形二元收敛喷管下降幅度最大,下降幅度为 20 dB. 这主要是因为雷达波只能照射在 S 形二元收敛喷管的第 1 个拐弯处,然后进入喷管腔体内部之后经过多次反射被雷达接收. 在 $25^\circ \sim 40^\circ$ 探测范围内,6 种不同出口宽高比 S 形二元收敛喷管总散射场的 RCS 均呈波动增大,但是增大幅度不大.

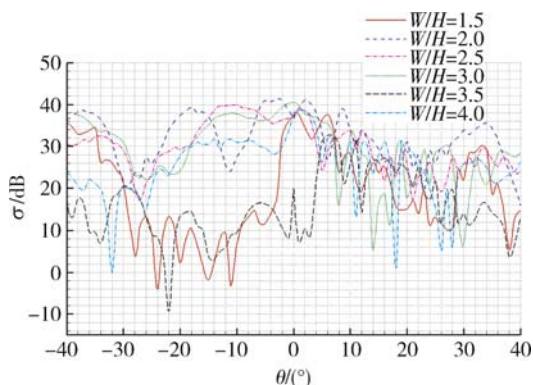


图9 水平极化方式下总散射场的 RCS
Fig. 9 RCS of total scattering field under horizontal polarization way

4.2 垂直极化

图 10 是垂直极化方式下 6 种不同出口宽高比 S 形二元收敛喷管边缘绕射场的 RCS 随探测角的变化曲线. 从图中可以看出,在 0° 探测角时,6 种不同出口宽高比 S 形二元收敛喷管边缘绕射的 RCS 与水平极化方式下的 RCS 变化趋势刚好相反,即 RCS 随着出口宽高比的增大而增大;最大 RCS 是出口宽高比为 4.0 的 S 形二元收敛喷管,其值为 25 dB;最小 RCS 是出口宽高比为 1.5 的 S 形二元收敛喷管,其值为 20 dB;并且在垂直极化方式下,6 种不同出口宽高比的 S 形二元收敛喷管边缘绕射场的 RCS 均比水平极化方式下的边缘绕射场 RCS 高 8 dB 左右. 在垂直极化方式下,边缘绕射场的 RCS 随着探测角的增加峰值缓慢降低,这也与水平极化方式下边缘绕射场的 RCS 变化相反. 相同之处是其波峰值变化较为规律,而波谷值变化无规律可循.

图 11 是 6 种不同出口宽高比 S 形二元收敛喷管在垂直极化方式下总散射场的 RCS 随探测角的变化规律. 由图可知,除出口宽高比为 1.5 与 3.5 的 S 形二元收敛喷管总散射场的 RCS 在 $0^\circ \sim 30^\circ$ 探测角范围内有所回升以外,其余 4 种不同出口宽高比 S 形二元收敛喷管总散射场的 RCS 变化

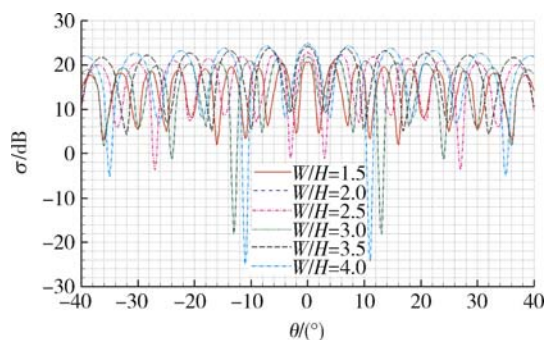


图10 垂直极化方式下边缘绕射场的 RCS
Fig. 10 RCS of edge diffraction field under vertical polarization way

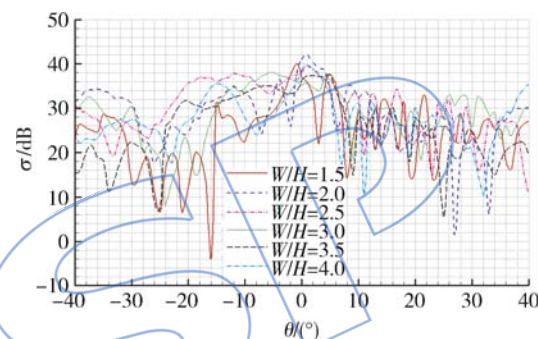


图11 垂直极化方式下总散射场的 RCS
Fig. 11 RCS of total scattering field under vertical polarization way

趋势与水平极化方式下的变化趋势较为近似,因此不再进行详细分析.

5 结 论

1) 水平极化方式下,在 0° 探测角处,出口宽高比越小其边缘绕射场的 RCS 越高;远离 0° 探测角时,出口宽高比越小其绕射场的峰值越大. 垂直极化方式下绕射场 RCS 的变化规律与水平极化方式下的变化规律刚好相反.

2) 在负探测角时,无论水平极化还是垂直极化,出口宽高比对 S 形二元收敛喷管总散射场的 RCS 影响较大;而在正探测角时,出口宽高比对 S 形二元收敛喷管总散射场的 RCS 影响较小.

3) 在负探测角时,出口宽高比为 1.5 的 S 形二元收敛喷管总散射场的 RCS 在负探测范围相对较低;在正探测角时,出口宽高比为 3.5 的 S 形二元收敛喷管总散射场的 RCS 在正探测范围内相对较低.

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

- 社,1998.
- [2] 阮颖铮. 结构电磁散射分析方法研究[J]. 电波科学学报, 1994,9(1):73-82.
- RUAN Yingzheng. An EM scattering analysis on open-ended cavities[J]. Chinese Journal of Radio Science, 1994,9(1):73-82. (in Chinese)
- [3] 何国瑜, 卢有才, 洪家才, 等. 电磁散射的计算和测量[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006.
- [4] 连科峰, 张红霞, 陈益邻. NURBS 曲面 RCS 的物理光学法混合计算[J]. 电波科学学报, 2006,21(1):135-139.
- LIAN Kefeng, ZHANG Hongxia, CHEN Yilin. Hybrid PO solution for RCS of NURBS surfaces[J]. Chinese Journal Radio Science, 2006,21(1):135-139. (in Chinese)
- [5] 吕英华. 计算电磁学的数值方法[M]. 北京: 清华大学出版社, 2006:260-265.
- [6] 王长青. 现代计算电磁学基础[M]. 北京: 北京大学出版社, 2006.
- [7] Basteriro F, Rodriguez J L, Burkholder R J. An iterative physical optics approach for analyzing the electromagnetic scattering by large open-ended cavities[J]. Transaction on Antennas and Propagation, 1995,43(4):356-361.
- [8] 罗明东, 吉洪湖, 黄伟. 二元收敛喷管热喷流的红外光谱辐射特性实验[J]. 推进技术, 2007,28(2):152-156.
- LUO Mingdong, JI Honghu, HUANG Wei. Experiment on spectral infrared radiation characteristic of exhaust jet from 2D nozzle of turbofan engine[J]. Journal of Propulsion Technology, 2007,28(2):152-156. (in Chinese)
- [9] 罗明东, 吉洪湖, 黄伟, 等. 无加力涡扇发动机二元收敛喷管的红外辐射特性试验[J]. 航空动力学报, 2006,21(4):631-636.
- LUO Mingdong, JI Honghu, HUANG Wei, et al. An experimental investigation on infrared radiation characteristics of 2D nozzles of turbofan engine afterburner[J]. Journal of Aerospace Power, 2006,21(4):631-636. (in Chinese)
- [10] 石磊, 郭荣伟. 蛇形进气道的电磁散射特性[J]. 航空学报, 2007,28(7):1296-1301.
- SHI Lei, GUO Rongwei. Electromagnetic scattering characteristics of serpentine inlet[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2007,28(7):1296-1301. (in Chinese)
- [11] 王顺生, 罗屹洁, 郭荣伟. 采用 SBR 法研究飞机进气道的雷达散射截面[J]. 航空动力学报, 2006,21(6):1033-1036.
- WAN Shunsheng, LUO Yijie, GUO Rongwei. Research on RCS of airplane duct based on SBR Method[J]. Journal of Aerospace Power, 2006,21(6):1033-1036. (in Chinese)
- [12] 郭文彦, 朱颜镇, 李海涛. 飞机进气道的高频电磁散射特性及 RCS 计算[J]. 哈尔滨工业大学学报, 1999,31(1):123-129.
- GUO Wenyan, ZHU Yanzhen, LI Haitao. HF electromagnetic scattering properties and RCS calculation of the airplane's inlet[J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 1999,31(1):123-129.
- [13] 刘常春, 吉洪湖, 李娜, 等. 一种二元 S 弯喷管的红外辐射特性数值研究[J]. 工程热物理学报, 2010,31(9):1568-1570.
- LIU Changchun, JI Honghu, LI Na, et al. Numerical simulation on infrared radiant characteristic of 2D S-nozzles [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2010,31(9):1568-1570. (in Chinese)
- [14] 陈立海, 杨青真, 陈玲玲, 等. 不同喷口修形的二元收敛喷管 RCS 数值模拟[J]. 航空动力学报, 2012,27(3):513-520.
- CHEN Lihai, YANG Qingzhen, CHEN Lingling, et al. Numerical simulation of RCS for 2-D convergent nozzle with different trailing edges[J]. Journal of Aerospace Power, 2012,27(3):513-520. (in Chinese)
- [15] 杨涛, 杨青真, 李岳峰. 轴对称及二元收敛喷管 RCS 的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2011,26(8):1819-1823.
- YANG Tao, YANG Qingzhen, LI Yuefeng. Numerical simulation of RCS for axisymmetric nozzles and symmetrical two-dimensional nozzle[J]. Journal of Aerospace Power, 2011,26(8):1819-1823. (in Chinese)
- [16] 李岳峰, 杨青真, 孙志强. 超椭圆 S 形进气道的设计及气动性能研究[J]. 计算机仿真, 2011,28(3):82-85.
- LI Yuefeng, YANG Qingzhen, SUN Zhiqiang. Design of super-elliptic S-shaped inlet and analysis of aerodynamic performance[J]. Computer Simulation, 2011,28(3):82-85. (in Chinese)
- [17] Lee C C, Boekicker C. Subsonic diffuser design and performance for advanced fighter aircraft[J]. AIAA 85-3073, 1985.
- [18] Robert J B, Tomas L. Forward-backward iterative physical optics algorithm for computing the RCS of open ended cavities[J]. Transaction on Antennas and Propagation, 2005,53(2):793-799.
- [19] 聂在平, 方大纲. 目标与环境电磁散射特性建模-理论、方法与实现: 基础篇[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009:210-212.
- [20] Anastasis C P, Constantine A B, Craig R B. Radar cross section of trihedral corner reflectors using PO and MEC [J]. Annals of Telecommunications, 1995,50(5):510-516.