

文章编号:1000-8055(2013)12-2671-07

不同出口形状 S 形喷管的 RCS 特性

李岳锋, 杨青真, 李翔, 环夏

(西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710072)

摘 要: 采用超椭圆方法、面积变化规律及中心线变化规律设计了三种出口形状的 S 形喷管, 结合等效边缘电磁流 (EEC) 法和迭代物理光学 (IPO) 法开发了计算程序; EEC 法分析喷管出口边缘产生的绕射场对 S 形喷管的雷达散射截面 (RCS) 的贡献; IPO 法分析 S 形喷管腔体产生的散射场对 S 形喷管 RCS 的贡献; 通过对两种电磁场所产生的电磁波的矢量叠加计算 S 形喷管的总 RCS; 在此基础上, 研究了 3 种不同出口形状的 S 形喷管的 RCS 特性. 结果表明: 出口形状对 RCS 影响较大; 圆形出口是 3 种 S 形喷管中 RCS 最小的; 相互错位的锯齿修型可有效减小喷管的 RCS; 喷管的 S 形结构设计使得全局探测角内总散射场的 RCS 不关于 0° 探测角对称, 并使得最大 RCS 移向正探测角.

关 键 词: S 形喷管; 超椭圆方法; 雷达散射截面; 等效边缘电磁流法; 迭代物理光学法

中图分类号: V228.7

文献标志码: A

RCS characteristic of S-shaped nozzle with different outlet shapes

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

(School of Power and Energy,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: Based on the expressions of the super-elliptic method, the center-line and proportion variation patterns, three types of S-shaped nozzle with different outlet shape were designed. A program was developed to combine the equivalent edge currents (EEC) method and iterative physical optic (IPO) method. The EEC method was applied to calculate the contribution of edge diffraction field of nozzle outlet to the radar cross section (RCS) of S-shaped nozzle, and the IPO method was used to calculate RCS created by scattering field of cavities of S-shaped nozzle. The total RCS of S-shaped nozzle was calculated through vector summation of electromagnetic wave generated by two electromagnetic fields. On this basis, RCS characteristics of the S-shaped nozzle with three different outlet shapes were investigated. The results show that the outlet shape has great effects on RCS, and the S-shaped nozzle with circular outlet have the minimum RCS. The dislocation of sawtooth modification can effectively decrease the RCS of nozzle. The S-shaped structure of nozzle makes the RCS of the total scattering field not symmetrically distribute about 0° detection angle within the range of global detection, which shifts the maximum RCS to the region of the positive detection angle.

Key words: S-shaped nozzle; super-ellipse method; radar cross section (RCS); equivalent edge currents (EEC) method; iterative physical optic (IPO) method

收稿日期: 2012-11-06

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20131111.1602.005.html>

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.

飞机喷管作为腔体结构是飞机部件中重要的雷达散射源之一^[1-3],也成为评估飞机隐身性能的重要部件.腔体结构的强散射主要由其内表面间多次相互作用引起^[4-6].分析研究并设法降低腔体的雷达散射截面(RCS)已成为世界各国隐身技术领域的一个重要研究方向^[7-9].

针对飞机上的腔体结构部件,一般将其设计成 S 形,可增加电磁波在腔体内部反射次数,减少回波,是降低其电磁散射的重要途径之一^[10-11].

国内外针对喷管腔体结构电磁散射特性的研究较少,其研究模型均是常规的轴对称或者二元喷管^[12].将喷管设计成 S 形腔体结构,并对其进行电磁散射特性分析的研究甚少.

喷管作为排气系统的部件之一,也是飞机的主要红外辐射源.将喷管出口设计成大宽高比的矩形出口^[13]或者扁平状的椭圆形出口可加大射流与外流的掺混,可有效地降低其红外辐射特性.

综上所述,本文采用超椭圆方法设计了 3 种出口形式(常规的圆形喷口、宽高比为 4 的二元喷口以及长短轴比为 4 的椭圆形喷口)及两种方式二元锯齿修型的 S 形喷管的气动外形;采用 IPO 法与 EEC 法的耦合算法对所设计的 5 种 S 形喷管进行了 RCS 的数值研究.

1 几何模型

本文的 S 形喷管气动外形采用超椭圆方法设计^[14].喷管收敛段的中心线采用文献^[15]中提出的前缓后急变化规律,面积变化规律采用缓急相当的变化规律.图 1 是 3 种不同出口形状与两种带有锯齿修型的矩形出口的 S 形喷管几何外形示意图.3 种喷管的出口面积保持一致,进口均是直径为 920 mm 的圆截面;水平长度为 1500 mm,其中收敛段长度为 1200 mm,扩张段长度为 300 mm;偏心距为 368 mm.喷管 D 在所设计的矩形出口 S 形喷管的基础上对其出口进行上下错位的锯齿修型,上下锯齿在喷管轴线方向相差为 300 mm;锯齿高度为 300 mm;喷管 E 锯齿高度亦为 300 mm,无错位.其他参数详见表 1.

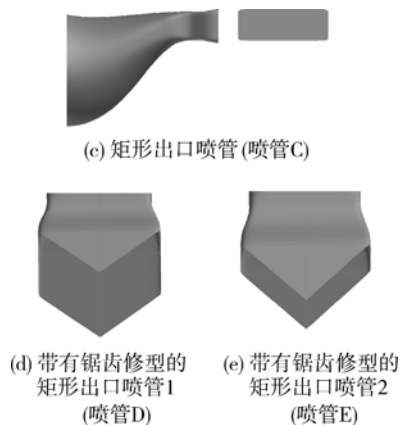
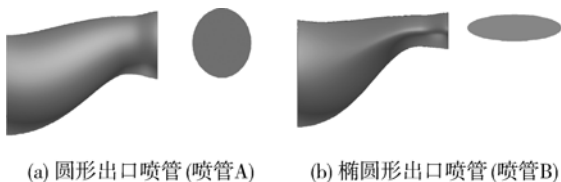


图 1 S 形喷管几何外形示意图

Fig. 1 Schematic of geometric shape of S-shaped nozzle

表 1 S 型喷管模型参数

Table 1 Model parameters of S-shaped nozzle

出口形状	喉道参数	进口参数
圆形	直径为 532.1 mm	直径为 620.6 mm
椭圆形	长短轴比为 4	长短轴比为 4
矩形	宽高比为 4	宽高比为 4

2 计算方法

2.1 IPO 法

IPO 法是 Basteiro 等人于 1995 年提出来的^[16],IPO 法是在物理光学的基础上考虑多次散射、通过迭代求解磁场积分方程来求解腔体的一种迭代方法. IPO 法基于高频物理光学近似,面元剖分密度小;一般 λ^2 (λ 为波长)剖分 9~16 个面元便可达到计算精度.考虑到喷管与涡轮部件连接,喷管工作时涡轮叶片高速旋转,只有很少部分的电磁波能通过高速旋转的叶片进入燃烧室,且进入燃烧室后反射到喷管内腔的电磁波更少.因此本文将喷管简化为单端开口腔体.

设有一均匀平面电磁波,其角向频率为 ω ,电场强度为 $\mathbf{E}^i$,照射图 2 所示的开口腔体.图中 S_a 是腔体开口面, S_c 是腔体内壁面,腔体内壁面材

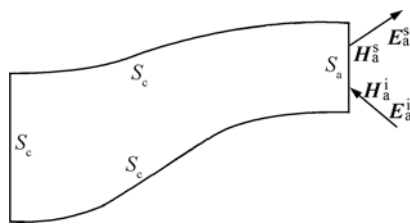


图 2 开口腔体

Fig. 2 Open-ended cavity

料为理想导体, 则根据电磁场等效原理, 开口面 S_a 上的电磁流为

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_a^i(\mathbf{r}_a) &= \mathbf{n}_a \times \mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a) \\ \mathbf{M}_a^i(\mathbf{r}_a) &= \mathbf{E}_a^i(\mathbf{r}_a) \times \mathbf{n}_a \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $\mathbf{E}_a^i(\mathbf{r}_a)$, $\mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a)$ 由入射电场与磁场求得; $\mathbf{r}_a$ 为腔体口径面上任意点的位置矢量; $\mathbf{n}_a$ 为 S_a 上指向腔内的法向单位矢量。

本文 S_c 面上的感应电流是通过磁场积分公式求的, 因此腔体口径 S_a 面处零等效电磁场 ($\mathbf{E}_a^i, \mathbf{H}_a^i$) 在腔体内壁面 S_c 上产生的初始磁场可由 Kirchhoff 公式近似得到

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_0(\mathbf{r}_c) &= \int_{S_a} \mathbf{J}_a^i(\mathbf{r}_a) \times \nabla G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_a) dS_a + \\ &\frac{1}{jkZ} \nabla \times \int_{S_a} [\mathbf{M}_a^i(\mathbf{r}_a) \times \nabla G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_a)] dS_a \end{aligned} \quad (2)$$

其中 Z 为自由空间波阻抗, k 为自由空间波数, $\mathbf{r}_c$ 为腔体内壁面 S_c 上任意点的位置矢量, G 是自由空间格林函数。

采用 IPO 法计算等效电磁流之前, 需要对腔体内部壁面面元进行遮挡关系判断。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。本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, 具体步骤详见文献[12]。

对腔体内壁面进行遮挡关系判断之后, 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。

$$\mathbf{J}_N(\mathbf{r}_c) = \mathbf{J}_0(\mathbf{r}_c) + 2\mathbf{n}_c \times \text{P. V.} \int_{S_c} \mathbf{J}_{N-1}(\mathbf{r}_c) \times \nabla G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_c') dS_c' \quad (3)$$

其中 P. V. 为主值积分号, N 为迭代次数, ∇ 为哈密顿算子, $\mathbf{r}_c$ 与 $\mathbf{r}_c'$ 为腔体内壁面相互照射点的位置矢量, $\mathbf{J}_N(\mathbf{r}_c)$ 的初始值 $\mathbf{J}_0(\mathbf{r}_c)$ 为

$$\mathbf{J}_0(\mathbf{r}_c) = \begin{cases} 2\mathbf{n}_c \times \mathbf{H}_0(\mathbf{r}_c) & \text{照射区域} \\ 0 & \text{遮挡区域} \end{cases} \quad (4)$$

式中 $\mathbf{n}_c$ 是腔体内壁面 S_c 上任意点指向腔体内部的法向单位矢量, $\mathbf{H}_0(\mathbf{r}_c)$ 为初始磁场, 由式(2)求得。

为了提高迭代效率, 在迭代过程中采用前后向方法和欠松弛因子技术^[17], 以加速迭代收敛。根据经验, 结构简单的腔体松弛因子 $\omega = 0.8 \sim 0.9$; 结构较为复杂的腔体松弛因子 $\omega = 0.6 \sim 0.7$; 本文中松弛因子 $\omega = 0.65$ 。其中迭代残差小于 0.001, 迭代最大次数为 10 次。

式(3)计算得到腔体内壁面 S_c 上的感应电流 $\mathbf{J}(\mathbf{r}_c)$ 后, 由 Kirchhoff 近似公式求得口径面上的

散射场

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}_a) \approx \frac{1}{jkY} \nabla \times \int_{S_c} \mathbf{J}(\mathbf{r}_c) \times \nabla G(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_c) dS_c \quad (5)$$

$$\mathbf{H}^s(\mathbf{r}_a) = \int_{S_c} \mathbf{J}(\mathbf{r}_c) \times \nabla G(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_c) dS_c \quad (6)$$

式(5)中 $Y=1/Z$ 。

最后, 利用场等效原理, 由腔体口径面散射场等效电磁流求得远区散射场 $\mathbf{E}^s$ 。口径面散射场等效电磁流可通过式(1)求得, 但此时的法向单位矢量是指向腔体外部, 与式(1)中的 $\mathbf{n}_a$ 的方向相反。

2.2 EEC 法

EEC 法基于任何有限电磁流分布的远区绕射场, 可通过对其进行积分求和, 并可获得一个有限的结果, 等效电磁流积分可以求得非 Keller 锥方向上的绕射场。

等效电磁流概念首先由 Millar 在关于口径绕射的研究中提出。Ryan 和 Peters 用此概念求解了旋转体目标轴向焦散线上的场, 给出了远场辐射积分的形式为^[18]

$$\mathbf{E}^d = -jkG \int_l [Z I_e \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{t}) + I_m (\mathbf{s} \times \mathbf{t})] e^{-jk\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}} dl \quad (7)$$

式中 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。考虑由相交于边缘单元的两个窄的表面带, 求出这两个带上的感应电流的远场贡献, 并将此贡献与尖劈典型解联系起来, Michael 提出了如下的等效电磁流表达式:

$$I_e = \frac{j2(\mathbf{t} \cdot \mathbf{E}^i) D_e}{kZ \sin^2 \beta_i} + \frac{j2(\mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i) D_{em}}{kZ \sin \beta_i} \quad (8)$$

$$I_m = -\frac{j2(\mathbf{t} \cdot \mathbf{H}^i) D_m}{kZ \sin \beta_i \sin \beta_s} \quad (9)$$

式中绕射系数 D_e, D_m 和 D_{em} 参考文献[18]。

Michael 导出的此组绕射系数中, I_e 是由入射电场 $\mathbf{E}^i$ 和入射磁场 $\mathbf{H}^i$ 共同激励的, 它更全面地分析了等效电磁流方法。式中物理量的几何关系如图 3 所示; 图中虚线为入射波和绕射波方向在 $x-y$ 面上的投影。

等效电磁流 I_e 和 I_m 求得后, 代入式(5)辐射积分中, 则可求得绕射场 $\mathbf{E}^d$ 。

求得散射场 $\mathbf{E}^s$ 和绕射场 $\mathbf{E}^d$ 之后, 根据雷达散射截面的定义, 分别近似得到目标散射场和绕射场的 RCS, 通过散射场和绕射场的矢量叠加可得到总场的 RCS。

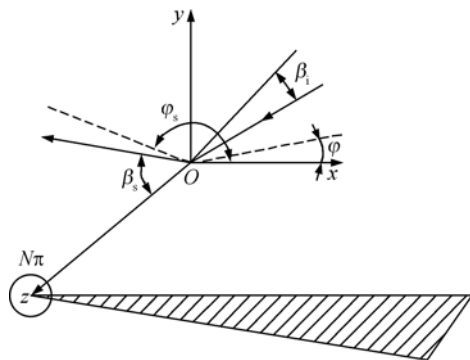


图3 边缘散射几何关系

Fig. 3 Edge scattering geometry relationship

3 程序验证

为校验本文开发程序的准确性和可靠性,对文献[19]中提供的角反射器模型进行 RCS 计算研究;并与文献中的计算结果和实验结果进行了对比.图4为角反射器示意图,组成顶角的三个棱边同为 5λ . 本文的计算波长 $\lambda=0.03\text{ m}$;计算角度为入射角 $\varphi=215^\circ$,雷达探测角 $\theta=180^\circ\sim 270^\circ$,对应文献中的 $\varphi=35^\circ, \theta=0^\circ\sim 90^\circ$,本文计算结果与文献[19]中的计算结果及实验数据对比如图5.

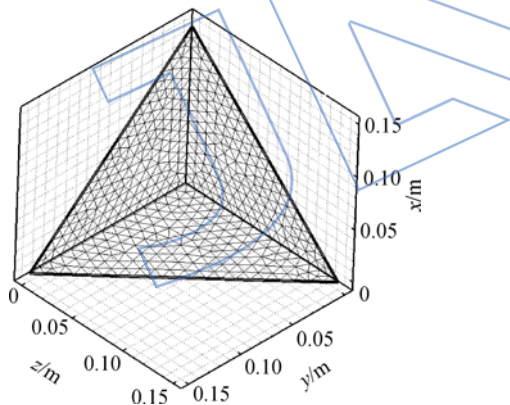
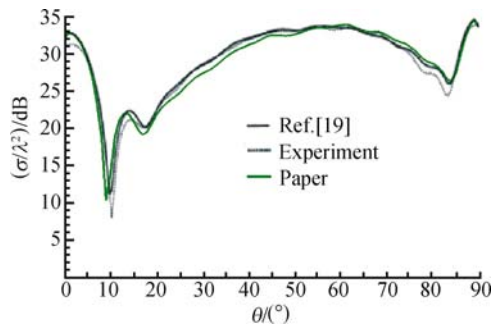
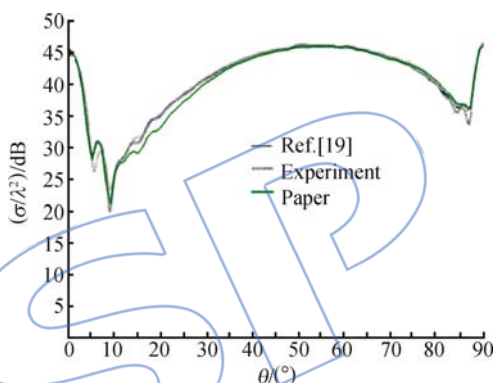


图4 角反射器示意图

Fig. 4 Schematic of corner reflector

图6是图4模型边长为 10λ 时的 RCS 值. 计算波长和计算角度与上述模型一致,本文计算结果与文献[19]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[19]的计算结果和实验数据吻合较好.在某些方位上,本文计算结果与文献[19]的计算结果和实验数据存在一定的差异.一是因为网格的剖分密度不同.文献[19]中没有明确提出网格的剖分密度,而本文网格剖分采用 λ^2 上16个网格的剖分

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 (5λ)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 (10λ)

密度,在棱边上每网格边长进行64等分加密处理.二是与面元之间感应电流的迭代次数及其收敛残差有很大的关系.

4 计算结果与分析

本文计算的入射波频率 $f=6\text{ GHz}$ ($\lambda=0.05\text{ m}$), $\varphi=0^\circ$ 时 $\theta=140^\circ\sim 180^\circ$ (对应坐标系中的 $-40^\circ\sim 0^\circ$), $\varphi=180^\circ$ 时 $\theta=140^\circ\sim 180^\circ$ (对应坐标系中 $0^\circ\sim 40^\circ$),壁面采用三角形面元进行剖分,壁面网格总数在4万左右.图7~图10分别是单站雷达时这5种不同S形喷管在水平、垂直两种极化方式下的绕射场及总散射场的 RCS 值.其中横坐标是雷达探测角,其变化范围是 $-40^\circ\sim 40^\circ$;纵坐标为 RCS 值,量符号记为 R_{cs} ,单位为 dB.

4.1 水平极化

图7是水平极化方式下5种S形喷管绕射场的 RCS 值.从图中可以看出,除喷管D以外,其他4种喷管在探测角为 0° 时处于最大值;其中喷管A的 RCS 值最大,其值在20 dB左右;喷管B的 RCS 值最小,其值为6 dB左右.在 0° 探测角时,雷

达波的入射方向与上述 4 种喷管的出口边缘属于垂直照射,产生向四周散射的绕射波平面,在这种情况下,总有一条绕射波沿雷达波的入射方向返回,被雷达接收.这便是在 0° 探测角时上述 4 种喷管边缘绕射场最大的原因.探测角在 $0^\circ \sim 40^\circ$ 变化时,上述 4 种 S 形喷管随着探测角的增大呈有规律的波动变化.其中在探测角为 $0^\circ \sim 15^\circ$ 变化范围内,喷管 A、喷管 B 和喷管 C 的 RCS 峰值有下降的趋势.但是当探测角增大至 $15^\circ \sim 40^\circ$ 时,其 RCS 峰值逐渐增大.与 $0^\circ \sim 15^\circ$ 范围内的最小峰值相比,喷管 C 的峰值增加 8 dB,喷管 B 的峰值增加 6 dB,喷管 A 的峰值增加 4 dB.喷管 E 的 RCS 值随着探测角的增大呈波动减小,当探测角达到 40° 时,其峰值达到最小,相比 0° 时的峰值降低 16 dB.上述 4 种 S 形喷管的出口为对称形状,所以在探测角 $-40^\circ \sim 0^\circ$ 范围内,其 RCS 值的变化规律与 $0^\circ \sim 40^\circ$ 范围内的 RCS 值变化规律关于 0° 探测角对称.喷管 D 的出口形状因修型为相互错位的锯齿;所以在 $-40^\circ \sim 40^\circ$ 探测范围内,其 RCS 值无对称性并且随着探测角度的减小而减小;最大峰值为 -10 dB;而最小峰值为 -27 dB.由上述分析可知,矩形出口 S 形喷管绕射场的 RCS 值最大;但是修型为锯齿边缘矩形出口之后,其绕射场的 RCS 值降低明显,并且相互错位的锯齿边缘明显好于无错位的对称锯齿边缘.椭圆形出口 S 形喷管 RCS 值小于矩形出口喷管,但是大于圆形出口喷管.圆形出口和椭圆形出口 S 形喷管绕射场的 RCS 值均大于修型为锯齿边缘的 S 形喷管.

与腔体内部的散射场相比,绕射场对总散射场的贡献很小.在相同探测角范围内,腔体内部散

射场与总散射场的 RCS 值变化趋势一致,在数值上相差也较小.因此,本文只重点分析了总散射场的 RCS 值变化规律.

图 8 是水平极化方式下 5 种 S 形喷管总散射场的 RCS 值.由图可知,喷管的 S 形结构设计使得其总散射场的 RCS 值不关于 0° 探测角对称,这是与直喷管的最大区别.喷管的 S 形结构设计也使得其总散射场的最大值偏离 0° 探测角移向正探测角范围内,其中喷管 C~喷管 E 偏离较为明显.在 $-40^\circ \sim 0^\circ$ 变化范围内,除喷管 B 在 -22° 有大的增幅以外,其他 4 种 S 形喷管均有减小的趋势. RCS 值降低最为剧烈的是喷管 D.在探测角为 -32° 时,喷管 D 的 RCS 值降低至小于 0.喷管 A、喷管 C 和喷管 E 虽然也有降低,但是降低幅度不是特别大,其值主要在 28 dB 附近波动.在 $0^\circ \sim 7^\circ$ 变化范围内,5 种 S 形喷管的 RCS 值快速下降,其 RCS 值均下降至 25 dB 左右.在 $7^\circ \sim 30^\circ$ 变化范围内,5 种 S 形喷管的 RCS 值在 25 dB 附近呈无规律波动变化;其中喷管 E 在 $7^\circ \sim 15^\circ$ 变化范围内急剧下降至 13 dB 左右,之后开始回升至 25 dB 左右.在 $30^\circ \sim 40^\circ$ 变化范围内,5 种 S 形喷管的 RCS 值有上升趋势,但是上升幅度不大,上升幅值在 5 dB 左右.综上所述,喷管的 S 形结构设计使得其 RCS 值不关于 0° 探测角对称,并且使得喷管总散射场的最大值偏离 0° 探测角;在 $-40^\circ \sim 0^\circ$ 变化范围内,相互错位的锯齿边缘 S 形喷管的 RCS 值较其他几种喷管小很多,并且能在很小的探测角变化范围内急剧降低至 20 dB 以下,这是由喷管 D 出口下侧锯齿修型对电磁波的遮挡引起的.在 $0^\circ \sim 40^\circ$ 变化范围内,对称锯齿边缘 S 形

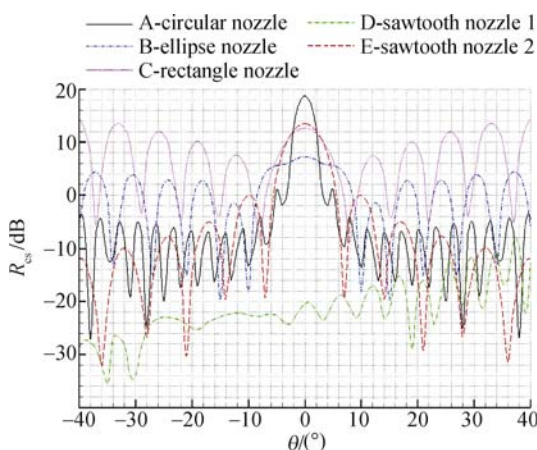


图 7 水平极化方式下绕射场的 RCS 值

Fig. 7 RCS of diffraction field under horizontal polarization

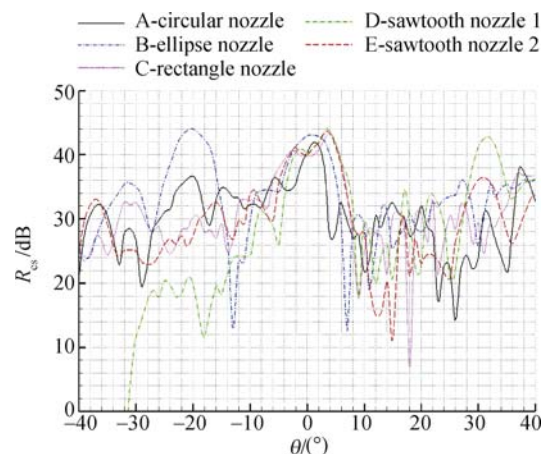


图 8 水平极化方式下总散射场的 RCS 值

Fig. 8 RCS of total scattering field under horizontal polarization

喷管的 RCS 值相对其他 4 种喷管较低,而相互错位的锯齿边缘 S 形喷管在 32° 时 RCS 值急剧上升达到 40 dB. 在 $10^\circ \sim 25^\circ$ 探测角内,5 种喷管均有较低的 RCS 值.

4.2 垂直极化

图 9 是垂直极化方式下 5 种 S 形喷管绕射场的 RCS 值. 在 0° 探测角处,喷管 A、喷管 B 及喷管 C 的绕射场处于最大,这与水平极化方式下的绕射场相似. 不同之处是喷管 B 和喷管 C 绕射场的 RCS 值较为接近,且数值远高于喷管 A 的 RCS 值. 喷管 E 垂直极化方式下绕射场的 RCS 值较低,与喷管 D 较为接近. 在探测角 $-40^\circ \sim 0^\circ$ 范围内,喷管 A、喷管 B 和喷管 C 绕射场的 RCS 值随着角度的减小而呈规律的波动降低. 喷管 A 的最大峰值在 0° 探测角为 18 dB;最小峰值在 -37° 探测角为 6 dB. 喷管 B 的最大峰值在 0° 探测角为 26 dB;最小峰值在 -37° 探测角为 14 dB. 喷管 C 的 RCS 值降低较为缓慢,最大峰值在 0° 探测角为 25 dB;最小峰值在 -40° 探测角为 23 dB. 喷管 E 的 RCS 值变化较为平缓,最大峰值在 -20° 探测角为 -12 dB,最小峰值在 -40° 探测角为 -18 dB. 因为上述 4 种喷管出口均为对称形状,所以 $0^\circ \sim 40^\circ$ 变化范围内的 RCS 值与 $-40^\circ \sim 0^\circ$ 变化范围内的 RCS 值关于 0° 探测角对称. 喷管 D 因为其出口为相互错位的锯齿边缘,所以其 RCS 值在探测角的变化范围内无对称性. 在整个探测范围内喷管 D 的 RCS 值变化较为均匀,其值均在 -16 dB 左右. 由上述分析可知,在垂直极化方式下,矩形出口 S 形喷管的 RCS 值最大;其次是椭圆形出口 S 形喷管;最后是圆形出口 S 形喷管. 锯齿边缘 S 形喷管

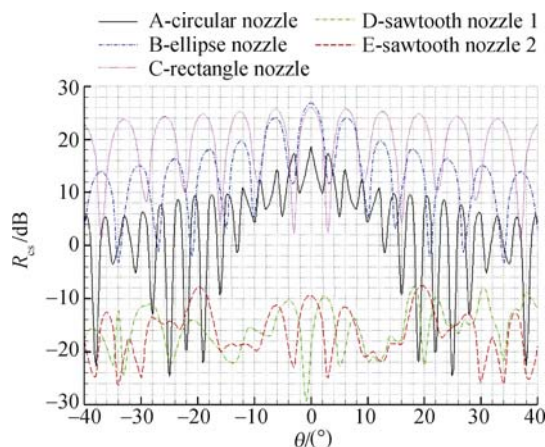


图 9 垂直极化方式下绕射场的 RCS 值
Fig. 9 RCS of diffraction field under vertical polarization

的 RCS 值较前述 3 种喷管的 RCS 值降低明显. 相互错位的锯齿边缘与无错位的对称锯齿边缘在垂直极化方式下的 RCS 值比较接近.

图 10 是垂直极化方式下 5 种 S 形喷管总散射场的 RCS 值. 由图可知,5 种喷管总散射场的 RCS 值与水平极化方式下的分布相似,最大值偏离 0° 探测角移向正探测角范围,且其分布不关于 0° 探测角对称. 在探测角 $-40^\circ \sim -4^\circ$ 变化范围内,除喷管 B 在 -20° 处的最大峰值以外;喷管 B、喷管 C 及喷管 D 变化较为平缓,其 RCS 值均在 28 dB 上下波动变化;喷管 A 的 RCS 值变化波动较大,只有短暂的平缓段;喷管 D 的 RCS 值随探测角度的减小而急剧降低,这主要是因为下侧锯齿对上侧锯齿起到遮挡作用. 在探测角 $-4^\circ \sim 4^\circ$ 变化范围内,5 种 S 形喷管的 RCS 值均呈下降趋势,下降幅值在 10 dB 左右. 在 $4^\circ \sim 8^\circ$ 变化范围内,5 种 S 形喷管的 RCS 值均呈下降趋势,喷管 A、喷管 B 及喷管 C 下降较为急剧,下降幅值在 20 dB 左右. 在 $8^\circ \sim 26^\circ$ 变化范围内,5 种 S 形喷管的 RCS 值变化较为平缓,其值均在 38 dB 左右波动. 在 $26^\circ \sim 30^\circ$ 变化范围内,其 RCS 值有下降趋势,喷管 A、喷管 B 及喷管 C 下降较为急剧,而喷管 D 与喷管 E 下降较为平缓. 在 $30^\circ \sim 40^\circ$ 变化范围内,其 RCS 值有所回升,但是回升幅度较小. 在负探测角时,喷管 A 和喷管 B 的 RCS 值变化幅值较大;喷管 C 和喷管 E 的 RCS 值变化较平缓;喷管 D 的 RCS 值急剧下降. 在正探测角时,喷管 A 的 RCS 值变化幅值较大,但是整体 RCS 值偏低. 其他 4 种 S 形喷管的 RCS 值变化较为平缓.

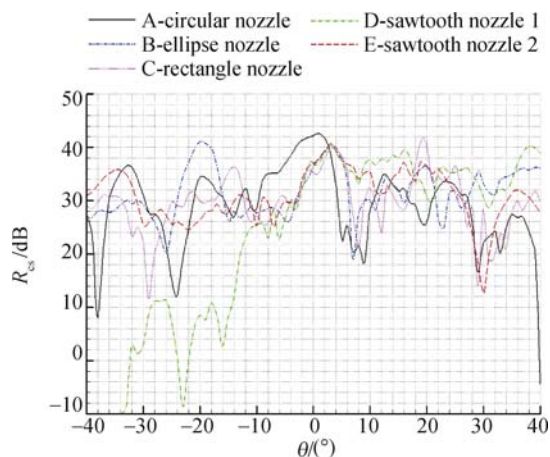


图 10 垂直极化方式下总散射场的 RCS 值
Fig. 10 RCS of total scattering field under vertical polarization

5 结 论

1) 矩形出口绕射场的RCS值最大,椭圆形出口次之,而圆形出口绕射场的RCS值最小,矩形出口的锯齿修型可大大降低其边缘绕射场的RCS值。

2) 负探测角时,相互错位的锯齿修型可有效降低喷管的总散射场的RCS值。

3) 正探测角时,5种S形喷管在大范围探测角度内的总散射场的RCS值变化较为平缓,且在数值上相差较小。

4) 喷管的S形结构设计使得全局探测角内总散射场的RCS值不关于 0° 探测角对称,并使得喷管散射场的最大值偏离 0° 探测角移向正探测角。

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] Knott E F. Radar cross section[M]. Dedham, US: Artech House Inc, 1985.
- [3] Ruck G T. Radar cross section handbook[M]. New York, US: Plenum Press, 1970.
- [4] 阮颖铮. 空腔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)
- [5] 万顺生, 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)
- [6] 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. (in Chinese)
- [7] Johanson T W, Moffat D L. Electromagnetic scattering by open circular waveguides[J]. Radio Science, 1982, 17(16): 1547-1556.
- [8] Pathak P H, Burkholder R J. Model, ray and beam techniques for analyzing the EM scattering by open-ended waveguide cavities[J]. IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 1989, 37(5): 635-647.
- [9] 许小燕. 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)
- [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] 姬金祖, 武哲, 刘战合. S弯进气道隐身设计中弯度参数研究[J]. 西安电子科技大学学报, 2009, 36(4): 746-750.
JI Jinzu, WU Zhe, LIU Zhanhe. Research on the curvature parameter in the S-shaped inlet's stealth design[J]. Journal of Xidian University, 2009, 36(4): 746-750. (in Chinese)
- [12] 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)
- [13] 罗明东, 吉洪湖, 黄伟. 二元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)
- [14] 李岳锋, 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)
- [15] Lee C C, Boekicker C. Subsonic diffuser design and performance for advanced fighter aircraft[R]. AIAA 85-3073, 1985.
- [16] Basteriro F, Rodriguez J L, Burkholder R J. An iterative physical optics approach for analyzing the electromagnetic scattering by large open-ended cavities[J]. IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 1995, 43(4): 356-361.
- [17] Robert J B, Tomas L. Forward-backward iterative physical optics algorithm for computing the RCS of open ended cavities[J]. IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 2005, 53(2): 793-799.
- [18] 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.
- [19] 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.