

文章编号:1000-8055(2015)12-2983-09

doi:10.13224/j.cnki.jasp.2015.12.023

球面收敛二元喷管电磁散射特性

杨胜男, 尚守堂, 邵万仁, 邓洪伟

(中国航空工业集团公司 沈阳发动机设计研究所, 沈阳 110015)

摘 要: 采用迭代物理光学法和等效边缘电磁流法,对球面收敛二元喷管电磁散射特性进行研究. 计算分析了该喷管电磁散射的构成及散射机理、散射场的空间分布特性、散射的频率特性,分别计算和对比分析了电磁波在俯仰平面和偏航平面入射时喷管在中间和最大两种状态下的电磁散射情况. 研究表明该喷管在垂直极化下边缘绕射场对散射总场的贡献在大角度下体现. 电磁波入射频率越高,该喷管后向散射越强烈,雷达散射截面分布对姿态角度越敏感.

关 键 词: 雷达散射截面; 球面收敛二元喷管; 迭代物理光学法; 等效边缘电磁流法; 雷达隐身

中图分类号: V23 **文献标志码:** A

Electromagnetic scattering characteristics for spherical converging flap nozzle

YANG Sheng-nan, SHANG Shou-tang,
SHAO Wan-ren, DENG Hong-wei

(Shenyang Engine Design and Research Institute,
Aviation Industry Corporation of China, Shenyang 110015, China)

Abstract: The electromagnetic scattering characteristics for spherical converging flap nozzle (SCFN) were studied using the methods of iterative physical optics and equivalent edge current. A study on the structure and scattering mechanism of electromagnetic scattering, spatial distribution characteristic of scattering field, and frequency characteristics of scattering for SCFN was presented. The scattering characteristics of electromagnetic wave for SCFN in middle state and maximum state on yaw plane and pitch plane were separately calculated and analyzed. Studies show that the diffraction field contributes to the total field in large angles under vertical polarization. The more frequently electromagnetic wave incidence enters, the more intense the nozzle backscatters, and the more sensitive the radar cross section distribution is to the attitude angle.

Key words: radar cross section (RCS); spherical converging flap nozzle (SCFN); iterative physical optics (IPO); equivalent edge currents (EEC); radar stealth

随着我国第 4 代发动机研制步伐的加快,迫切需要针对发动机进行雷达隐身技术的研究. 喷管是发动机腔体的重要组成部分,其结构形式对发动机后向散射产生重要影响. 腔体散射特性的计算分析比一般凸体结构(不含腔目标)问题要困难得多^[1],与闭合腔体存在内谐振特性相似,开口腔体存在强烈的近谐振现象,由电磁场积分方程得到的矩阵往往具有较大的条件数,在迭代求解时收敛速度很慢,而且喷管等腔体属于电大问题^[2-3]. 因此如何在保持合理精度下快速分析电大

腔体的散射特性是一个非常具有挑战性的问题。

球面收敛二元喷管(SCFN)作为一种新型二元喷管的代表,具有优越的气动性能和隐身性能^[4],它对发动机腔体内部的遮挡作用有利于抑制发动机后向散射。本文主要应用高频方法计算分析发动机喷管的电磁散射特性。

1 计算模型及网格划分

以 SCFN 中间状态为基准模型,计算坐标如图 1 所示,SCFN 模型结构尺寸以入射波长 λ 表示,SCFN 进口直径为 19λ ,喉道面积为 $90\lambda^2$,二元出口面积为 $120\lambda^2$, x 轴线方向总长为 33λ 。入射电磁波矢量与 xOz 平面的空间夹角定义为方位角 θ ;入射电磁波矢量与 xOz 平面的空间夹角定义为方位角 φ 。对应于飞行状态下的定义, θ 即为喷管俯仰角度, φ 即为喷管偏航角度。入射角度设置如图 2 所示,其中 E_i 代表入射电场, H_i 代表入射磁场, E_s 代表散射电场, H_s 代表散射磁场。根据物理光学理论,将 SCFN 出口端面设置为空腔体开口面 S_a ,SCFN 内壁设置为腔体内壁面 S_c 。SCFN 进口中心与原点重合,模型中心轴与 x 轴重合,将 SCFN 前端作短路处理,整个 SCFN 模型表面设置为理想导体。

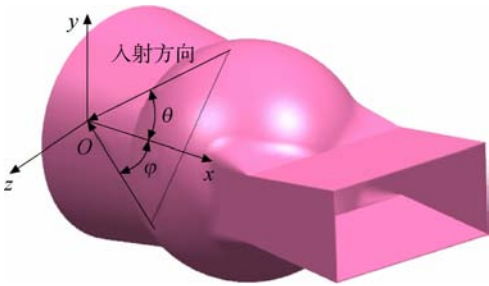


图 1 计算模型及坐标系
Fig. 1 Computational model and reference coordinate

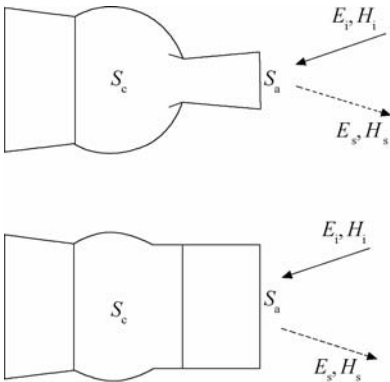


图 2 入射角度设置示意图
Fig. 2 Schematic of incidence angle setting

在模拟目标对电磁波散射过程中,根据物理光学法,需要在每平方波长网格剖分 9~16 个网格。常用的军用雷达工作频段主要有 Ku 波段(12~18 GHz)、X 波段(8~12 GHz)和 C 波段(4~8 GHz),综合考虑计算精度和计算效率选取 C 波段,入射频率 $f=6\text{ GHz}$ (入射波长 $\lambda=5\text{ cm}$)为本文通用计算频率。模型面网格为三角形网格,根据波长与网格大小关系,换算出网格大小。散射场计算在模型壁面和边缘进行离散求解,而对体网格没有要求,因此设置尺寸函数使从表面向内生长的体网格无限大,如图 3 所示。

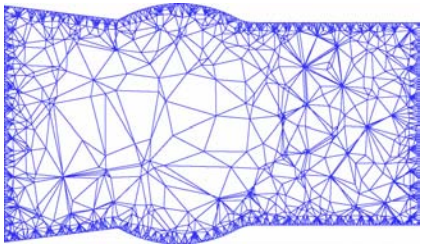


图 3 SCFN 内部体网格剖视图
Fig. 3 Schematic of internal body grid for SCFN

2 计算原理

按照电磁波长和散射体特征尺寸两者的比值,将散射过程分为低频区、谐振区和高频区^[5]。现阶段雷达探测的厘米波段对军用飞机构成主要威胁。与电磁波长相比,发动机喷管属于电大尺寸腔体结构,其散射过程为高频区。由于传统低频算法在求解高频区目标散射的问题时,受限于效率偏低和资源需求过大,本文采用电磁高频算法进行对其研究。

常用电磁高频算法主要有物理光学法、几何光学法、几何绕射理论、物理绕射理论、时域算法、等效边缘电磁流法(EEC)和积分方程法等^[6-8]。发动机喷管的散射总场由腔体散射场和边缘绕射场两部分矢量叠加构成,根据其电磁散射的计算特点,本文应用物理光学法和等效边缘电磁流法相结合的耦合算法进行研究。

2.1 物理光学(PO)法

物理光学法^[9-11]的原理是用散射体表面的感应电流取代散射体本身,进而对表面感应场进行近似和积分求得散射场。Obelleiro-Basteiro 等提出的迭代物理光学法(IPO)^[12]是对物理光学法的进一步改进。他将迭代方法应用于分析腔体散射特性,从而近似模拟电磁波在腔体的各部分间的

多次散射等相互作用过程. 相比较其他高频算法, 该方法具有迭代过程简单, 不需要矩阵求逆等特点, 适合电大尺寸腔体结构散射特性的分析计算.

图 4 所示理想导电壁面构成的开口腔体结构, 入射电磁波由开口面 S_a 进入腔体结构, 将在腔体内壁面 S_c 内部产生散射场, 散射回波最终从入口退出. 若将边缘及外部散射的贡献忽略, 该散射场来自于电磁波在腔体内部的多次反射.

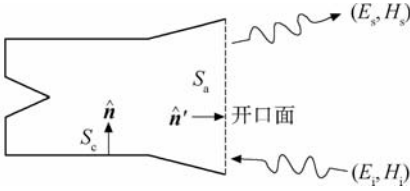


图 4 开口腔体结构示意图

Fig. 4 Schematic of opened cavity structure

设入射均匀平面波 $(\mathbf{E}(\mathbf{r}_a), \mathbf{H}(\mathbf{r}_a))$ 照射在 S_a 面上, 根据 Kirchhoff 公式得到腔体内壁面 S_c 上产生的等效电磁流 $(\mathbf{E}(\mathbf{r}_c), \mathbf{H}(\mathbf{r}_c))$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\mathbf{r}_c) &= \int_{S_a} [\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_a)] \times \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_a) dS_a + \\ &\quad \frac{1}{jkZ} \nabla \times \int_{S_a} [\mathbf{E}(\mathbf{r}_a) \times \hat{\mathbf{n}}] \times \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_a) dS_a \quad (1) \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}_c) &= \int_{S_a} [\mathbf{E}(\mathbf{r}_a) \times \hat{\mathbf{n}}'] \times \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_a) dS_a + \\ &\quad \frac{1}{jkY} \nabla \times \int_{S_a} [\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_a)] \times \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_a) dS_a \quad (2) \end{aligned}$$

式中 $\mathbf{r}_c$ 和 $\mathbf{r}_a$ 分别表示腔体内壁和开口面上的位置矢量; k 为自由空间波数; $Z=1/Y$, 表征自由空间波阻抗; $\hat{\mathbf{n}}$ 是腔体壁面 S_c 内法向单位矢量; $\hat{\mathbf{n}}'$ 表示腔体开口面 S_a 内法向的单位矢量; $\mathbf{G}$ 表示自由空间格林函数.

腔体内壁 S_c 上的等效感应电流密度 $\mathbf{J}$ 由磁场积分方程 (MFIE)^[13-14] 迭代得到

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_n(\mathbf{r}_c) &= 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_c) + \\ &\quad 2\hat{\mathbf{n}} \times \int_{S_c} \mathbf{J}_{n-1}(\mathbf{r}_c') \times \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_c') dS_c \quad (3) \end{aligned}$$

式中 $\mathbf{r}_c'$ 表示腔体内壁上的一处计算点的位置矢量.

2.2 改进的物理光学法

管状腔体结构的轴向尺寸远大于其直径尺寸, 入射电磁波在其内壁面间多次反射, 这将使迭代数值方法的计算效率大幅降低. 为此本文对物理光学法进行改进, 应用前后向迭代技术^[15-16] 计算腔体内壁真实电流密度, 同时引入松弛因子 ω ($0 < \omega \leq 1$) 加快迭代的收敛速度.

前向迭代 ($i=1, 2, \dots, N$)

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{n+1/2}(i) &= 2\omega\hat{\mathbf{n}} \times \sum_{j=1}^{i-1} [\mathbf{J}_{n+1/2}(j) \times \\ &\quad \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)] \Delta S(j) + 2\omega\hat{\mathbf{n}} \times \\ &\quad \sum_{j=i+1}^N [\mathbf{J}_n(j) \times \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)] \Delta S(j) + \\ &\quad (1-\omega)\mathbf{J}_n(i) + \omega\mathbf{J}_0(i) \quad (4) \end{aligned}$$

后向迭代 ($i=N, N-1, \dots, 1$)

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{n+1}(i) &= 2\omega\hat{\mathbf{n}} \times \sum_{j=1}^{i-1} [\mathbf{J}_{n+1/2}(j) \times \\ &\quad \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)] \Delta S(j) + 2\omega\hat{\mathbf{n}} \times \\ &\quad \sum_{j=i+1}^N [\mathbf{J}_{n+1}(j) \times \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)] \Delta S(j) + \\ &\quad (1-\omega)\mathbf{J}_{n+1/2}(i) + \omega\mathbf{J}_0(i) \quad (5) \end{aligned}$$

式中 n 为迭代次数, S 是电磁场能流密度函数.

2.3 等效边缘电磁流法

物理光学法处理腔体边缘散射问题时存在缺陷, 为此本文引入等效边缘电磁流法来求解腔体边缘绕射. 等效电磁流法直接组合等效电磁去除射线方法解的奇异性, 是求解边缘绕射场应用最广泛的方法. 常用的形式有 Mitzner 的增量长度绕射系数^[17] 和 Michaeli 的等效电流^[18]. 根据 Michaeli 的理论, 边缘为 C 的任意劈的远区边缘绕射场 $\mathbf{E}_d$ 可以表示为

$$\mathbf{E}_d \approx jk \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \cdot$$

$$\int_C \{ \eta_0 \hat{\mathbf{s}} \times [\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{J}(\mathbf{r}')] + \hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{M}(\mathbf{r}') \} e^{j\hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r}'} dl \quad (6)$$

图 5 中虚线表示电磁波在 xy 平面上的入射方向和观察方向, 其中 η_0 为媒质的阻抗, $\mathbf{r}$ 表示场点的矢量位置, $\mathbf{r}'$ 表示边缘上任意点的矢量位置, $\hat{\mathbf{s}}$ 作为观察方向单位矢量, dl 是沿弧长 C 增量. 等效边缘线电流 $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ 和等效边缘线磁流 $\mathbf{M}(\mathbf{r}')$ 可进一步表述为

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}') = I_c(\mathbf{r}')\hat{\mathbf{t}} = (I_1^f - I_2^f)\hat{\mathbf{t}} \quad (7)$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}') = M_c(\mathbf{r}')\hat{\mathbf{t}} = (M_1^f - M_2^f)\hat{\mathbf{t}} \quad (8)$$

式中 $\hat{\mathbf{t}}$ 是边缘 C 的切向单位向量, I_c 和 M_c 分别表示弧长 C 上的线电流和线磁流, I_i^f 和 M_i^f 则表示分解到边缘弧长上单点的线电流和线磁流.

将等效电磁流的结果减去物理光学的贡献, 就得到边缘绕射贡献

$$I_i^f = I_i - I_i^{\text{po}} \quad M_i^f = M_i - M_i^{\text{po}} \quad (i=1, 2) \quad (9)$$

$$I_1 = \frac{2j}{k\sin\beta'} \cdot \frac{1/N}{\cos(\phi'/N) - \cos[(\pi - \alpha)/N]} \cdot \left\{ \frac{\sin(\phi'/N)}{\eta_0 \sin\beta'} \hat{\mathbf{i}}\mathbf{E}_i + \frac{\sin(\pi - \alpha)/N}{\sin\alpha} (\mu \cot\beta' - \cot\beta \cos\phi) \hat{\mathbf{i}}\mathbf{H}_i \right\} - \frac{2j \cot\beta'}{kN \sin\beta'} \hat{\mathbf{i}}\mathbf{H}_i \tag{10}$$

$$I_1^{po} = \frac{2jU(\pi - \phi')}{k\sin\beta'(\cos\phi' + \mu)} \cdot \left[\frac{\sin\phi'}{\eta_0 \sin\beta'} \hat{\mathbf{i}}\mathbf{E}_i - (\cot\beta' \cos\phi' + \cot\beta \cos\phi) \hat{\mathbf{i}}\mathbf{H}_i \right] \tag{11}$$

$$M_1^{po} = \frac{-2j\eta_0 \sin\phi U(\pi - \phi')}{k\sin\beta' \sin\beta(\cos\phi' + \mu)} \hat{\mathbf{i}}\mathbf{H}_i \tag{12}$$

式中上标 f 表示边缘散射的结果,po 表示物理光学
的结果, $N\pi$ 是外劈角, $U(x)$ 是单位阶跃函数.
按照图 5 的角度定义, ϕ 是入射方向矢量与观察
方向矢量投影之间的夹角, ϕ' 是入射方向矢量与
 x 轴的夹角, β 和 β' 分别是电磁波矢量在观察方向
和入射方向与边缘 C 的夹角, α 是计算中间量,其
定义如下:

$$\alpha = \arccos\mu \tag{13}$$

$$\mu = \frac{\cos\mu - \cos^2\beta'}{\sin^2\beta'} \tag{14}$$

$$\cos\gamma = \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{s}} = \sin\beta' \sin\beta \cos\phi + \cos\beta' \cos\beta \tag{15}$$

式中 $\hat{\mathbf{i}}$ 代表电磁波入射方向单位向量,为了得到
 $\mathbf{I}_2^f$ 和 $\mathbf{M}_2^f$,需要作以下代换:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{i}} &\rightarrow -\hat{\mathbf{i}}, & \beta &\rightarrow \pi - \beta, & \beta' &\rightarrow \pi - \beta', \\ \phi &\rightarrow N\pi - \phi, & \phi' &\rightarrow N\pi - \phi' \end{aligned} \tag{16}$$

为验证该方法的计算精度,本文对金属平板
进行电磁散射计算,将数值解与理论解进行对比.
计算模型如图 6 所示,其中 $\mathbf{n}$ 是平面法向量.

式中 A 为金属平板面积.

取 $a=b=16.5\text{ cm}$,入射波长 $\lambda=5\text{ cm}$ 时,水
平极化方式下进行计算,雷达散射截面(RCS,记
为 σ_{res})的计算值和理论值对比结果见图 7. 对比
计算结果表明,计算值和理论值 RCS 曲线趋势一
致,吻合度高,平均误差小于 2%,程序计算精度
较好,结果可信.

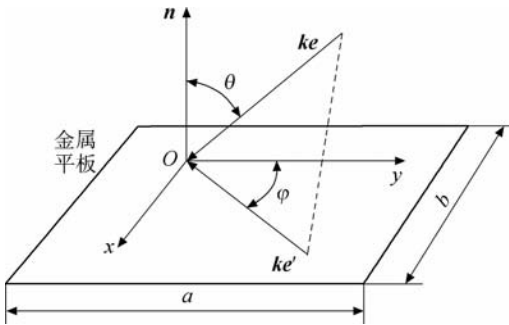


图 6 平板计算模型示意图

Fig. 6 Schematic drawing of plate computational model

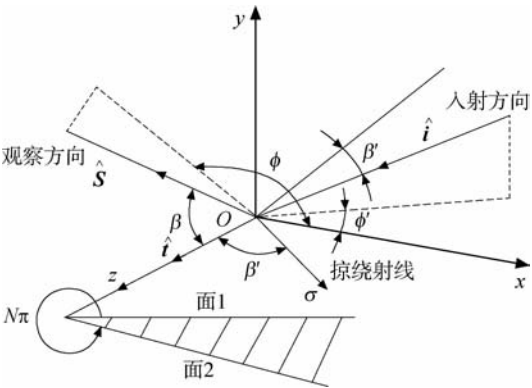


图 5 劈尖散射结构示意图

Fig. 5 Schematic drawing of wedge scattering geometry

金属平板(有限尺寸)高频区的理论解为

$$\sigma(\theta, \varphi) = \frac{4\pi A^2}{\lambda^2} \cdot \left[\frac{\sin(ka \sin\theta \cos\varphi)}{ka \sin\theta \cos\varphi} \cdot \frac{\cos(kb \sin\theta \sin\varphi)}{kb \sin\theta \sin\varphi} \right]^2 \cos^2\theta \tag{17}$$

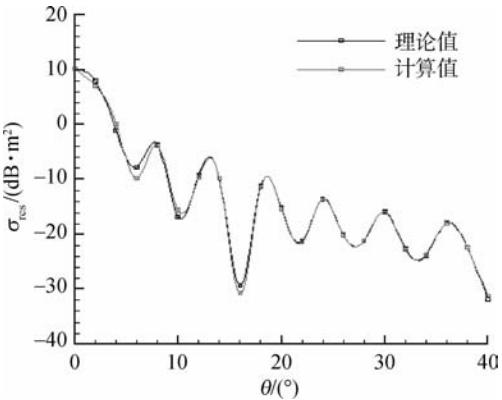


图 7 水平极化平板 RCS 理论值与计算值

Fig. 7 Theoretical and calculation RCS results of plate under horizontal polarization

3 计算结果及分析

3.1 SCFN 散射场空间分布特性

以 SCFN 为例,散射总场包括喷管的出口边

缘绕射场和腔体散射场两部分. 其中出口边缘绕射场包括上下左右 4 个板边缘及其相交处构成的棱边绕射, 各边缘分别针对不同偏航角 φ 的阴影区和过渡区存在的绕射. 腔体散射场包括喷管腔体内壁面及相关细节之间的多次反射、折射等复杂耦合散射的贡献.

根据等效边缘电磁流迭代物理光学方法计算边缘绕射场, 迭代物理光学方法计算腔体散射场, 并将两者的贡献相比较. 图 8 和图 9 中虚线曲线代表仅考虑腔体散射场的 RCS 分布, 实线代表综合 SCFN 边缘绕射场和腔体散射场的 RCS 散射总场分布. 结果表明: 水平极化下边缘绕射场相对于腔体散射场而言相当微弱, 其影响基本可以忽略; 在垂直极化下边缘绕射场对散射总场的影响稍强于水平极化的情况, 在 $\varphi \in (-10^\circ, 10^\circ)$ 范围内边缘绕射场对散射总场几乎没有贡献, 其影响在大角度下显现.

取俯仰角 $\theta=0^\circ$, 偏航角 $\varphi=-40^\circ\sim 40^\circ$, 即考察模型在水平面内 RCS 分布情况. 计算结果如图 10~图 13 所示.

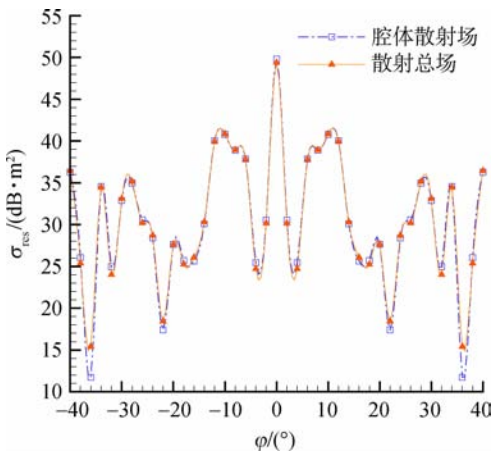


图 8 SCFN 散射总场和腔体散射场对比(水平极化)
Fig. 8 Contrast of whole scattering field and cavity scattering field of SCFN (horizontal polarization)

由图 10 和图 11 可以看出, 两种极化方式下边缘绕射场分布形式差异明显, 水平极化下数值明显小于垂直极化. 这是由于 SCFN 是二元喷管, 在未采取任何修形时其矩形出口平面垂直于 x 轴. 而根据电磁散射理论, 当目标棱边与入射平面垂直且与电场强度 $\boldsymbol{E}$ 平行时, 将产生较强的边缘绕射回波; 反之, 当目标棱边与入射平面垂直且与电场强度 $\boldsymbol{E}$ 垂直时, 也将产生的边缘绕射回波, 但比前一种电场状态要弱得多.

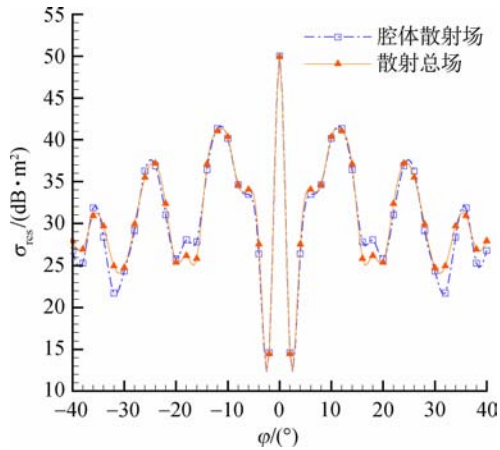


图 9 SCFN 散射总场和腔体散射场对比(垂直极化)
Fig. 9 Contrast of whole scattering field and cavity scattering field of SCFN (vertical polarization)

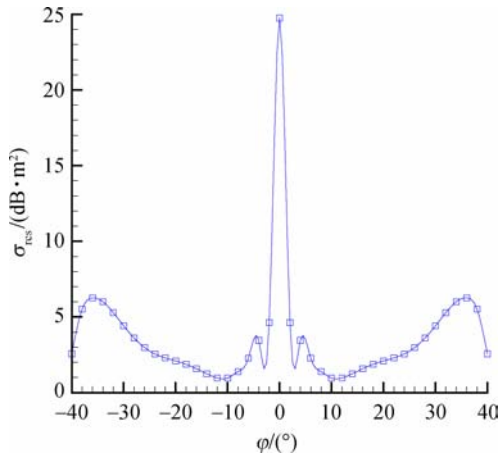


图 10 水平极化边缘绕射 RCS 分布
Fig. 10 RCS distribution of edge scattering under horizontal polarization

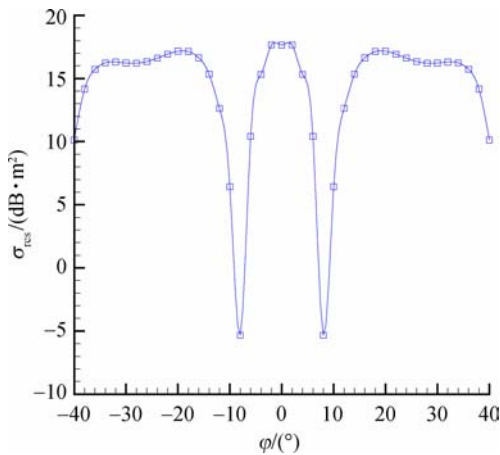


图 11 垂直极化边缘绕射 RCS 分布
Fig. 11 RCS distribution of edge scattering under vertical polarization

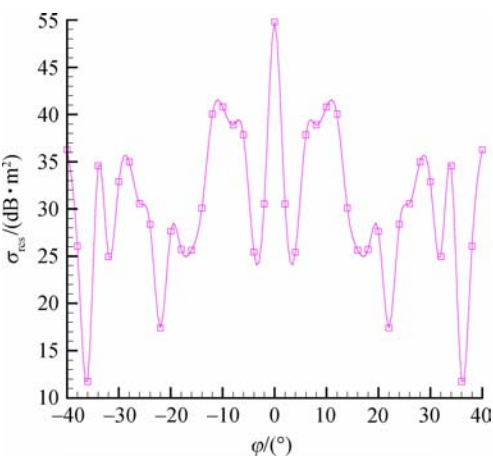


图 12 水平极化腔体散射 RCS 分布

Fig. 12 RCS distribution of cavity scattering under horizontal polarization

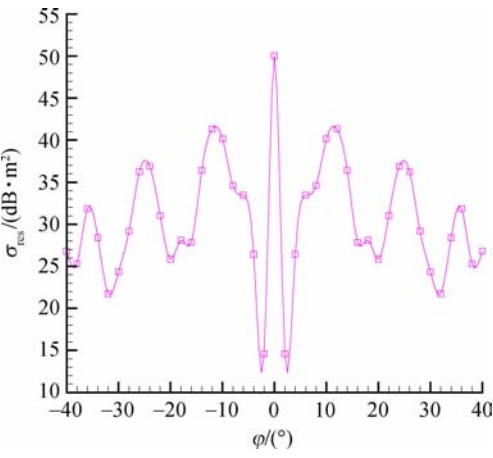


图 13 垂直极化腔体散射 RCS 分布

Fig. 13 RCS distribution of cavity scattering under vertical polarization

由于模型终端做短路处理,电磁波与模型轴线平行垂直入射时,产生极强的法向镜面回波,使得 $\varphi=0^\circ$ 处 RCS 达到峰值.观察腔体散射场情况,当 $\varphi=0^\circ$ 时,暴露在入射电磁场下腔体截面积最大,腔体内部大部分结构参与电磁波的散射,而不存在所谓入射波无法达到的“暗区”,散射形成强烈的回波从腔体出口反射出去,被接收雷达捕捉.随着入射角度偏离中心轴 x ,入射电磁波受到壁面等遮挡,不能全部直接达到腔体终端,副瓣逐渐减弱.在水平极化方式下,随着入射角度与轴线进一步偏离(约 30°),副瓣幅值又有上升,这与入射电磁波电场矢量与喷管侧壁角度的变化有关.

俯仰平面内散射总场和腔体散射场 RCS 随角度变化的趋势,与偏航平面内的 RCS 分布相似,同时主瓣的宽度增加,但是副瓣与主瓣的

RCS 幅值差进一步拉大.观察边缘绕射 RCS 分布曲线,与电磁波沿偏航平面入射的情况相比,边缘绕射场的振荡加剧,RCS 平均值增加.

3.2 SCFN 不同设计状态下散射特性

为了适应不同飞行状态,发动机喷管需要调节喉道面积和出口面积.本文选取 SCFN 设计点中间状态(以下简称中间状态)和最大全加力状态(以下简称最大状态)为模型,分别计算其俯仰平面和偏航平面内不同姿态角的 RCS,分析 SCFN 的电磁散射特征.

两种模型尺寸的差别主要体现在喉道和出口面积的不同.中间状态的喉道面积为 $90\lambda^2$,出口面积 $120\lambda^2$;最大状态喉道面积为 $140\lambda^2$,出口面积为 $195\lambda^2$.

对于电磁场在偏航平面入射的情况,SCFN 最大状态和中间状态两者后向散射的对比趋势与俯仰平面的情形基本一致:即最大状态 RCS 值大于中间状态;对于两者 RCS 平均值的差值,垂直极化比水平极化下更大.

以水平极化为例,观察偏航平面和俯仰平面内 SCFN 边缘绕射场和腔体散射场的分布情况(如图14~图 17),可以得到 SCFN 状态的改变对偏航平面入射的电磁波的散射总场影响较为明显.在偏航平面内 SCFN 两种状态的差值对比俯仰平面下要大(见表 1 和表 2),具体表现为:水平极化下散射总场差值由 $2.02\text{ dB}\cdot\text{m}^2$ (俯仰平面)提高为 $3.49\text{ dB}\cdot\text{m}^2$ (偏航平面);垂直极化下散射总场差值由 $1.12\text{ dB}\cdot\text{m}^2$ (俯仰平面)提高为 $3.95\text{ dB}\cdot\text{m}^2$ (偏航平面).由以上数据可知,在偏航平面内,RCS 对 SCFN 状态(即喉道和出口面

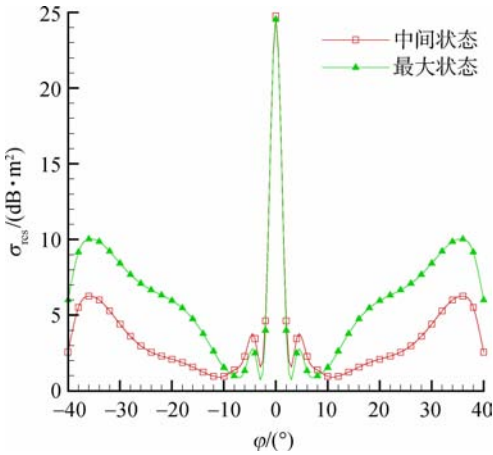


图 14 偏航平面边缘绕射场 RCS 分布(水平极化)

Fig. 14 RCS distribution of edge scattering on yaw plane (horizontal polarization)

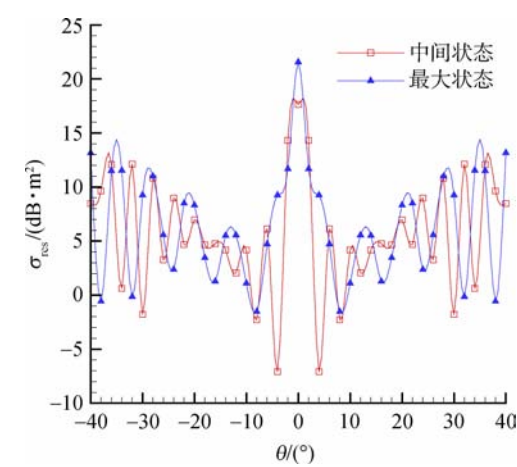


图 15 俯仰平面边缘绕射场 RCS 分布(水平极化)
Fig. 15 RCS distribution of edge scattering field on pitch plane (horizontal polarization)

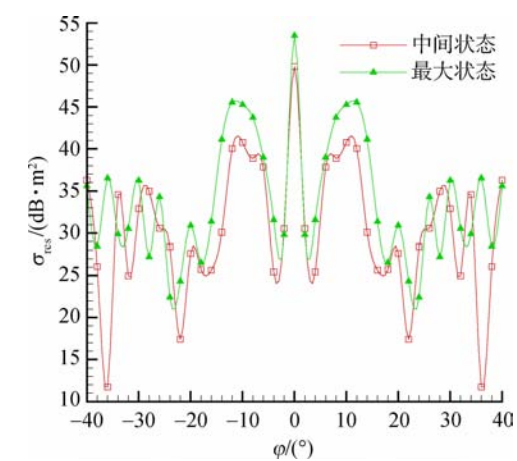


图 16 偏航平面腔体散射场 RCS 分布(水平极化)
Fig. 16 RCS distribution of cavity scattering field on yaw plane (horizontal polarization)

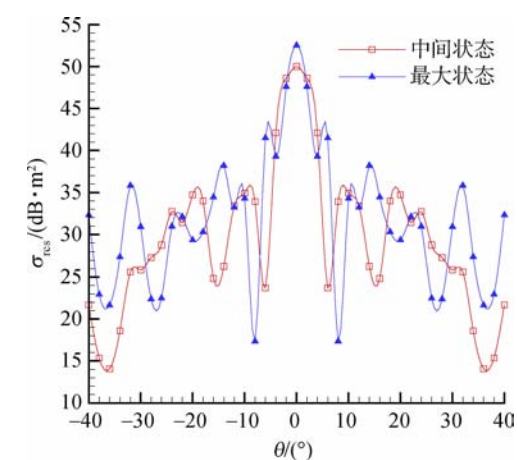


图 17 俯仰平面腔体散射场 RCS 分布(水平极化)
Fig. 17 RCS distribution of cavity scattering field on pitch plane (horizontal polarization)

积大小)的变化更加敏感.

3.3 入射频率对 SCFN 散射特性的影响

目标的 RCS 显著依赖于雷达波入射频率和姿态角,同时也与雷达发射的极化方式有关. 为了研究 SCFN 的 RCS 频率特性,在保持模型网格数一定的前提下,考察了该喷管在一组不同波长下散射场随俯仰角度变化的电磁特性.

表 1 两种状态下 SCFN 绕射场和散射场的 RCS 平均值对比(水平极化)
Table 1 Contrast of average RCS of SCFN diffraction field and scatter field in two states (horizontal polarization)

状态	RCS/(dB · m ²)		
	出口边缘 绕射场平均值	腔体散射场 平均值	散射总场 平均值
中间状态	3.62	30.50	30.62
最大状态	6.12	34.00	34.11
差值/dB	2.50	3.50	3.49

表 2 两种状态下 SCFN 绕射场和散射场 RCS 平均值对比(水平极化)
Table 2 Contrast of average RCS of SCFN diffraction field and scatter field in two states (vertical polarization)

状态	RCS/(dB · m ²)		
	出口边缘 绕射场平均值	腔体散射场 平均值	散射总场 平均值
中间状态	5.64	29.42	29.70
最大状态	6.45	31.75	31.72
差值/dB	0.81	2.33	2.02

分别取入射频率为 1,2,3,6,10 GHz,根据物理光学理论,入射电磁波频率越大,计算所需的面网格尺度越小,因此取满足最大电磁波频率下的网格为计算网格. 计算得到在 10 GHz 下所需面网格大小为 11.4 mm,将其作为网格基准对其他方案下的模型进行网格划分. 电磁波入射平面为 xOy 平面,俯仰角 θ 取值范围为 $-40^{\circ} \sim 40^{\circ}$,计算结果(见图 18 和图 19)如下:

1) SCFN 出口边缘绕射场和散射总场 RCS 的分布显示,入射波频率越高(即波长越短),RCS 数值越大. 垂直极化方式入射波长 $\lambda=3\text{ cm}$ 和 $\lambda=25\text{ cm}$ 两种情况下的 RCS 散射总场平均值相差达

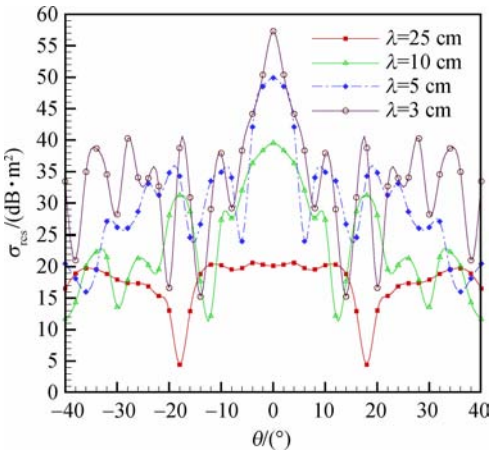


图 18 不同入射频率下 SCFN 散射总场 RCS 分布
(水平极化)

Fig. 18 RCS distribution of SCFN scatter total field
under different frequencies (horizontal polarization)

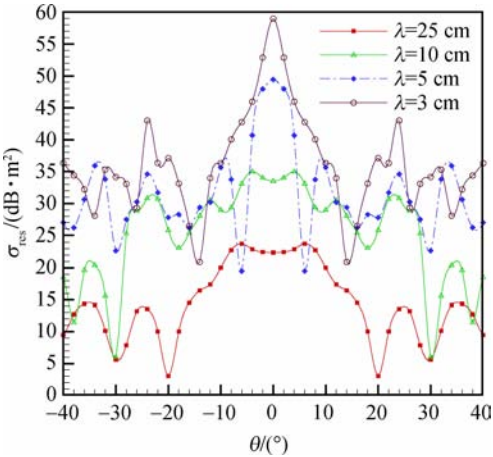


图 19 不同入射频率下 SCFN 散射总场 RCS 分布
(垂直极化)

Fig. 19 RCS distribution of SCFN scatter total field
under different frequencies (vertical polarization)

到 18.24 dB · m². 在高频下目标的散射不是整体效应,而是作为由若干个散射中心组成的局部效应,波长越小对目标的细节越敏感.可见随着频率的提高,SCFN 的后向散射愈发强烈,隐身性能越差.

2) 根据 RCS 频率曲线所表示,电磁波频率越高,RCS 对俯仰角 θ 越敏感.由于强烈的后向镜面反射,RCS 分布曲线在 $\theta=0^\circ$ 达到峰值,呈现的趋势为入射频率越高,峰值越大,变化越剧烈.以水平极化方式入射为例,4 种入射波下的 SCFN 的 RCS 分布主瓣与第一副瓣差值随频率增高而拉大(见表 3).

表 3 不同频率下 SCFN 的 RCS 主/副瓣值
对比(水平极化)

Table 3 Contrast of RCS of SCFN main-lobe and
sub-lobe under different frequencies
(horizontal polarization)

项目	$\sigma_{\text{res}} / (\text{dB} \cdot \text{m}^2)$			
	$\lambda = 25 \text{ cm}$	$\lambda = 10 \text{ cm}$	$\lambda = 5 \text{ cm}$	$\lambda = 3 \text{ cm}$
主瓣($\theta=0^\circ$)	20.16	39.54	49.90	57.31
副瓣($\theta=10^\circ$)	20.22	27.34	34.92	37.94
差值/dB	-0.06	12.20	14.98	19.37

4 结 论

1) SCFN 电磁散射以腔体内部多次复杂散射为特点,同时腔体散射对散射总场的贡献最大,绕射场的影响占次要因素.

2) 绕射场对散射总场的贡献,随极化方式的不同,所占比重有所改变.对于基准模型散射场,水平极化下边缘绕射场相对于腔体散射场而言相当微弱,可以忽略;在垂直极化下绕射场对散射总场的影响在大角度下显现.

3) 对于 SCFN,当电磁波以水平极化方式入射时,边缘绕射场 RCS 分布曲线显示水平极化下 RCS 数值明显小于垂直极化.

4) SCFN 模型散射场由若干个不同幅度的波瓣组成,大体呈现幅度逐渐衰减的趋势.电磁波与模型轴线平行垂直入射时,产生极强的法向镜面回波,使得 SCFN 后向散射达到峰值.

5) 入射电磁波频率越高,SCFN 后向散射越强烈,RCS 分布振荡加剧,对俯仰角 θ 越敏感.

6) SCFN 最大状态下的边缘绕射 RCS 和腔体散射 RCS 均大于中间状态下的值.相比俯仰平面,偏航平面内两者的差距更加显著.

7) 需要说明的是,实际 SCFN 在装机状态下被包裹在后机身内部,而仿真计算结果尚未完全去除 SCFN 外壁面的影响,一定程度上造成 SCFN 模型后向散射值偏大.另一方面,本文研究的 SCFN 模型将终端简化为一金属平板,造成强烈的镜面反射,而实际排气系统内部结构复杂,包含涡轮叶片、加力中心锥、混合器等部件,虽散射机理更为复杂,但其最终后向散射值可能小于仿真计算结果.

8) SCFN 的腔体效应造成本身后向散射较大,实际应用中,通过应用隐身涂层及材料、进行

合理的雷达隐身修形设计以及飞发一体化设计等,可以使 SCFN 及飞机排气系统的电磁散射特征值大幅降低.

参考文献:

[1] 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)

[2] 杨涛. 飞行器动力系统腔体 RCS 数值模拟研究[D]. 西安:西北工业大学,2011.

YANG Tao. Numerical investigation on RCS for aircraft dynamic system [D]. Xi'an; Northwestern Polytechnical University,2011. (in Chinese)

[3] 杨胜男,张志学,邵万仁,等. 带中心锥发动机腔体电磁散射特性数值研究[J]. 航空发动机,2014,40(1):48-53.

YANG Shengnan,ZHANG Zhixue,SHAO Wanren,et al. Numerical investigation on electromagnetic scatting characteristics for engine cavity with centrocone [J]. Aeroengine,2014,40(1):48-53. (in Chinese)

[4] 崔金辉,杨青真,陈立海. 球面收敛调节片喷管 RCS 数值模拟研究[J]. 航空发动机,2012,38(2):46-50.

CUI Jinhui, YANG Qingzhen, CHEN Lihai. Numerical simulation of RCS for spherical convergent flap nozzle[J]. Aeroengine,2012,38(2):46-50. (in Chinese)

[5] 张考,马东立. 军用飞机生存力与隐身设计[M]. 北京:国防工业出版社,2002:101-102.

[6] Harrington R F. Time-harmonic electromagnetic fields [M]. New York; McGraw-Hill,1968:82-127.

[7] Ruck G T. Radarcross section handbook[M]. New York; Academic Press,1968:41-69.

[8] Wang J J H. Generalized moment methods in electromagnetics[M]. New York:John-Wiley Sons,1991:113-134.

[9] 何国瑜,卢才成,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,2006:192-233.

[10] Knott E F. Radarcross section[M]. Dedham,MA: Artech House,1985:75-91.

[11] 黄培康,殷红成,许小剑. 雷达目标特性[M]. 北京:电子工业出版社,2005:24-26

[12] Obelleiro-Basteiro F,Rodriguez J L, Burkholder R J. An interative physical optics approach for analyzing the electromagnetic scattering by large open-ended cavities[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation,1995,43(4):356-361.

[13] Miller E K,Poggio A J. Moment method techniques in electromagnetic from an application viewpoint:electromagnetic scattering[M]. New York:Academic Press,1978:69-73.

[14] Van Bladel J. Electromagnetic fields [M]. New York; McGraw-Hill,1964:27-37.

[15] Burkholder R J. A fast and rapidly convergent iterative physical optics algorithm for computing the RCS of open-ended cavities[J]. ACES Journal,2001,16(1):53-60.

[16] Burkholder R J, Lundin T. Forward-backward iterative physical optics algorition[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation,2005,53(2):793-799.

[17] Mitzner K M. Incremental length diffraction coefficients [R]. Aircraft Division No. AFAL-TR-73-296,1974.

[18] Michaeli A. Elimination of infinities in equivalent edge currents;Part I fringe current components[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation,1986,34(7):912-918.

(编辑:陈 越)