

# 用模式叠加法计算进气道雷达散射面积

王如根<sup>1</sup>, 陈源<sup>2</sup>, 陈卫<sup>2</sup>

(1. 西北工业大学, 陕西 西安 710072; 2. 空军工程大学 工程学院, 陕西 西安 710038)

**摘要:**基于导波模式理论,将进气道复杂终端分成若干个等效终端,提出了用模式叠加法计算飞机进气道的内部雷达散射面积,推导了部分典型等效终端的数学模型,通过计算结果与相关文献实验数据对比表明该方法基本可行。该方法的特点是极化散射矩阵和终端反射系数可分解后分别计算,便于叠加各种进气道构型和不断积累计算模型。

**关键词:**飞机进气道; 雷达散射截面; 模式叠加法; 极化散射矩阵

**中图分类号:**V211.3 **文献标识码:**A **文章编号:**1009-3516(2004)04-0021-05

发动机进气道是飞机整机雷达散射面积(RCS)的主要组成部分,分析并减少进气道 RCS 是提高飞机隐身性能的重要工作,本文提出了用波导模式叠加计算进气道 RCS 的方法。

通常,搜索雷达离目标很远,入射到目标处的雷达波可认为是平面波,目标基本上是点散射体,理论上 RCS 的计算定义为

$$\sqrt{\sigma} = \lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{4\pi R^2} |E^s| / |E^i| = \lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{4\pi R^2} |H^s| / |H^i| \quad (1)$$

式中:  $E^s$ 、 $E^i$  为散射电场、入射电场;  $H^s$ 、 $H^i$  为散射磁场、入射磁场;  $R$  为目标距离。

由于 RCS 主要反应入射场和目标散射场的关系,对入射波和目标之间相互作用更直接的描述可由极化散射矩阵[ $S$ ]给出,即有:

$$E^s = [S] E^i \quad (2)$$

因此,在实际计算中常通过求解极化散射矩阵[ $S$ ]来计算 RCS 的大小。

## 1 进气道 RCS 的计算

实际进气道有多种结构,为表述方便需设一简化模型,如图1所示。即用空心完全导电直圆柱腔和加载终端来等效进气道和发动机的实际结构。

进气道的散射场由两部分构成:  $E^s = E^d + E^r$ , 其中  $E^d$  为入射波在腔口边缘的绕射场,  $E^r$  为进气道内腔及发动机前端多次反射后从开口处散射回入射方向的反射场。实验表明,在强散射方向(进气道轴向  $\pm 60^\circ$  范围内)高频空腔结构的边缘绕射场  $E^d$  远小于腔内反射场  $E^r$ , 只有在弱散射方向上  $E^d$  才有明显作用,且计算方法相对统一。因此,本文主要说明腔内反射场  $E^r$  的计算。目前计算空腔结构进气道 RCS 的方法主要有几何/物理光学法<sup>[1]</sup>、射线跟踪法<sup>[2]</sup>和时域有限差分法<sup>[3]</sup>等,由于进气道具有远大于雷达波长的尺寸和复杂的腔内边界,给上述方法的应用带来了极大的困难。本文基于导波模式理论,将进气道复杂终端分成若干个等效终端,提出了一种较为简单的模式叠加计算方法。

### 1.1 模式叠加法的基本思路

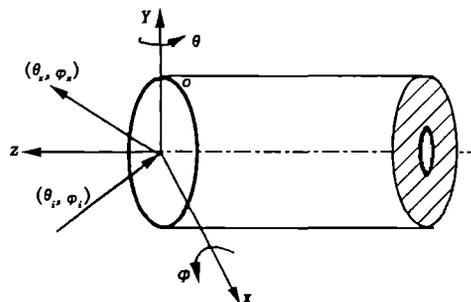


图1 飞机进气道的等效圆形腔坐标系

1) 进气道腔口处的绕射场计算采用 Modal 法<sup>[4]</sup>。

2) 采用光学法计算发动机等效终端对每一波导传输模的反射系数,以确定经终端反射后产生的各种反射模,叠加计算进气道腔口径面上由进气道终端产生的所有反射传输模。

3) 利用 Kirchhoff 积分公式和 Ufimtsev 等效边缘电流辐射场积分公式,确定发动机终端反射波导模的辐射场,并根据电磁场互易定理叠加等效终端的所有辐射场。

4) 由进气道散射场和电磁极化散射矩阵的定义,求得进气道在任意极化雷达波照射下的电磁极化散射矩阵。

## 1.2 飞机进气道的极化散射矩阵

由式(2),进气道内部反射场可表示为

$$[\mathbf{E}'] = [\mathbf{S}'] [\mathbf{E}'] e^{-jkR} / R \quad (3)$$

其中,  $[\mathbf{S}']$  为极化散射矩阵。当照射场  $\mathbf{E}' = E'_\varphi \boldsymbol{\varphi}_i$  时,称此时雷达照射波为  $Y$  极化波;当  $\mathbf{E}' = E'_\theta \boldsymbol{\theta}_i$  时,称此时雷达照射波为  $X$  极化波。根据波导模的场分布及平面波特点, $Y$  极化波在波导内只能激起电场沿  $Y$  方向为主极化的传输模式,将其记为  $H_{mn}^Y$  和  $E_{mn}^Y$  ( $m, n$  为进气道电尺寸模式数); $X$  极化波在波导内只能激起电场沿  $X$  方向为主极化的传输模式,将其记为  $H_{mn}^X$  和  $E_{mn}^X$ 。因此,可将任意照射波  $\mathbf{E}'$  分解为 2 个正交极化分量  $E'_\varphi$  和  $E'_\theta$ ,先计算各分量分别照射进气道时的极化散射矩阵,然后根据矢量叠加原理计算进气道的总极化散射矩阵。

### 1.2.1 $Y$ 极化波激励时进气道内部的极化散射矩阵

经推导整理可得  $Y$  极化波激励时进气道内部的极化散射矩阵为

$$\begin{bmatrix} S'_{\varphi\theta} \\ S'_{\varphi\varphi} \end{bmatrix} = \sum_{mn} \sum_{m'n'} \begin{bmatrix} S_y | \frac{E_\theta}{H_{m'n'}} & S_y | \frac{E_\theta}{E_{m'n'}} \\ S_y | \frac{E_\varphi}{H_{m'n'}} & S_y | \frac{E_\varphi}{E_{m'n'}} \end{bmatrix} [\Phi_{m'n'}] [\Gamma] [\Phi_{mn}] \begin{bmatrix} \frac{2\pi}{j\omega\mu} S_y | \frac{E_\varphi}{H_{mn}} \\ \frac{2\pi}{j\omega\mu} S_y | \frac{E_\varphi}{E_{mn}} \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中:  $[\Phi_{ij}] = \begin{bmatrix} e^{-j\theta_{Hij}} & 0 \\ 0 & e^{-j\theta_{Eij}} \end{bmatrix}$  ( $i, j = m, n$  或  $m', n'$ );  $[\Gamma] = \begin{bmatrix} \Gamma_{hh} & \Gamma_{eh} \\ \Gamma_{he} & \Gamma_{ee} \end{bmatrix}$  为进气道内部反射系数;  $S_y | \frac{E_\theta}{H_{mn}}$  和  $S_y | \frac{E_\varphi}{H_{mn}}$  为  $H_{mn}^Y$  模辐射的辐射系数,  $S_y | \frac{E_\theta}{E_{mn}}$  和  $S_y | \frac{E_\varphi}{E_{mn}}$  为  $E_{mn}^Y$  模辐射的辐射系数。

### 1.2.2 $X$ 极化波激励时进气道内部的极化散射矩阵

类似地,  $X$  极化波激励下的进气道极化散射矩阵为

$$\begin{bmatrix} S'_{\theta\theta} \\ S'_{\theta\varphi} \end{bmatrix} = \sum_{mn} \sum_{m'n'} \begin{bmatrix} S_x | \frac{E_\theta}{H_{m'n'}} & S_x | \frac{E_\theta}{E_{m'n'}} \\ S_x | \frac{E_\varphi}{H_{m'n'}} & S_x | \frac{E_\varphi}{E_{m'n'}} \end{bmatrix} [\Phi_{m'n'}] [\Gamma] [\Phi_{mn}] \begin{bmatrix} \frac{2\pi}{j\omega\mu} S_x | \frac{E_\theta}{H_{mn}} \\ \frac{2\pi}{j\omega\mu} S_x | \frac{E_\theta}{E_{mn}} \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中各项含义与式(4)中的说明相类似。

### 1.2.3 任意极化平面波激励时进气道内部的极化散射矩阵

当任意电场  $\mathbf{E}' = E'_\varphi \boldsymbol{\varphi}_i + E'_\theta \boldsymbol{\theta}_i$  照射进气道时,其散射场为  $\mathbf{E}' = E'_\varphi \boldsymbol{\varphi}_i$  和  $\mathbf{E}' = E'_\theta \boldsymbol{\theta}_i$  分别照射时的散射场迭加,由此可得进气道双站极化散射矩阵  $[\mathbf{S}']$  中各元素分别为

$$\begin{aligned} S'_{\theta\theta} &= \frac{2\pi}{j\omega\mu} \sum_{mn, m'n'} (\Gamma_{hh} S_x | \frac{E_\theta}{H_{mn}} S_x | \frac{E_\theta}{H_{m'n'}} + \Gamma_{eh} S_x | \frac{E_\theta}{E_{mn}} S_x | \frac{E_\theta}{H_{m'n'}} + \Gamma_{he} S_x | \frac{E_\theta}{H_{mn}} S_x | \frac{E_\theta}{E_{m'n'}} + \Gamma_{ee} S_x | \frac{E_\theta}{E_{mn}} S_x | \frac{E_\theta}{E_{m'n'}}) \boldsymbol{\phi} \\ S'_{\theta\varphi} &= \frac{2\pi}{j\omega\mu} \sum_{mn, m'n'} (\Gamma_{hh} S_x | \frac{E_\theta}{H_{mn}} S_x | \frac{E_\varphi}{H_{m'n'}} + \Gamma_{eh} S_x | \frac{E_\theta}{E_{mn}} S_x | \frac{E_\varphi}{H_{m'n'}} + \Gamma_{he} S_x | \frac{E_\theta}{H_{mn}} S_x | \frac{E_\varphi}{E_{m'n'}} + \Gamma_{ee} S_x | \frac{E_\theta}{E_{mn}} S_x | \frac{E_\varphi}{E_{m'n'}}) \boldsymbol{\phi} \\ S'_{\varphi\theta} &= \frac{2\pi}{j\omega\mu} \sum_{mn, m'n'} (\Gamma_{hh} S_y | \frac{E_\varphi}{H_{mn}} S_y | \frac{E_\theta}{H_{m'n'}} + \Gamma_{eh} S_y | \frac{E_\varphi}{E_{mn}} S_y | \frac{E_\theta}{H_{m'n'}} + \Gamma_{he} S_y | \frac{E_\varphi}{H_{mn}} S_y | \frac{E_\theta}{E_{m'n'}} + \Gamma_{ee} S_y | \frac{E_\varphi}{E_{mn}} S_y | \frac{E_\theta}{E_{m'n'}}) \boldsymbol{\phi} \\ S'_{\varphi\varphi} &= \frac{2\pi}{j\omega\mu} \sum_{mn, m'n'} (\Gamma_{hh} S_y | \frac{E_\varphi}{H_{mn}} S_y | \frac{E_\varphi}{H_{m'n'}} + \Gamma_{eh} S_y | \frac{E_\varphi}{E_{mn}} S_y | \frac{E_\varphi}{H_{m'n'}} + \Gamma_{he} S_y | \frac{E_\varphi}{H_{mn}} S_y | \frac{E_\varphi}{E_{m'n'}} + \Gamma_{ee} S_y | \frac{E_\varphi}{E_{mn}} S_y | \frac{E_\varphi}{E_{m'n'}}) \bar{\boldsymbol{\phi}} \end{aligned}$$

式中,  $\boldsymbol{\phi} = (e^{-j(\theta_{Hm'n'} + \theta_{Hmn})}, e^{-j(\theta_{Hm'n'} + \theta_{Emn})}, e^{-j(\theta_{Hmn} + \theta_{Em'n'})}, e^{-j(\theta_{Emn} + \theta_{Em'n'})})^T$ 。

对于发射和接收为同一雷达的单站情况,此时设  $\boldsymbol{\varphi}_s = \boldsymbol{\varphi}_i = 0, \boldsymbol{\theta}_s = \boldsymbol{\theta}_i = \boldsymbol{\theta}_0$ , 故有  $S'_{\varphi\theta} = S'_{\theta\varphi} = 0$ 。

## 1.3 进气道反射系数的计算

实验表明,对电磁散射作用而言,只有压气机旋转叶片的第一级起作用。因此本文将发动机简化为等效

终端,采用简正弦波法与物理光学法求导波腔内等效终端对波导传输模的反射系数。

1.3.1 终端为“半球”结构的反射系数

如图 2 所示,假设进气道终端为一个金属半球面反射雷达波。假设半球的半径为  $b$ 、进气道半径为  $a$ 。在半球终端金属表面  $S_\theta$  上积分可得半球终端对进气道反射系数的贡献为:

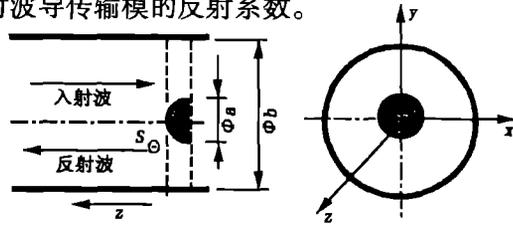


图 2 进气道中“半球”终端结构示意图

$$R_{hh\theta} = \Gamma_{hh} = -F_{hh} / [J_m(\mu_{mn'}) J_m(\mu_{mn'}) \sqrt{\beta_{mn}^H \beta_{mn'}^H (\mu_{mn}^2 - m^2) (\mu_{mn'}^2 - m^2)}]$$

$$R_{he\theta} = \Gamma_{he} = \Gamma_{eh} = -F_{he} / [v_{mn'} J_m(\mu_{mn}) J'_m(v_{mn'}) \sqrt{\beta_{mn}^H \beta_{mn'}^E (\mu_{mn}^2 - m^2)}]$$

$$R_{ee\theta} = \Gamma_{ee} = -F_{ee} / [v_{mn} v_{mn'} J'_m(v_{mn}) J'_m(v_{mn'}) \sqrt{\beta_{mn}^E \beta_{mn'}^E}]$$

式中:  $F_{hh} = \int_0^T \{ (\beta_{mn}^H + \beta_{mn'}^H) [\mu_{mn} \mu_{mn'} J'_m(\mu_{mn} t) J'_m(\mu_{mn'} t) t + m^2 J_m(\mu_{mn} t) J_m(\mu_{mn'} t) / t] + j \frac{\mu_{mn} \mu_{mn'} t}{a \sqrt{T^2 - t^2}} [\mu_{mn} J_m(\mu_{mn} t) J'_m(\mu_{mn'} t) + \mu_{mn'} J'_m(\mu_{mn} t) J_m(\mu_{mn'} t)] \} e^{j(\beta_{mn}^H + \beta_{mn'}^H) a \sqrt{T^2 - t^2}} dt;$

$$F_{he} = m \int_0^T \{ k(1 + \frac{\beta_{mn}^H \beta_{mn'}^E}{k^2}) [\mu_{mn} J_m(v_{mn} t) J'_m(\mu_{mn'} t) + v_{mn'} J'_m(v_{mn} t) J_m(\mu_{mn} t)] + j \frac{(\beta_{mn}^H v_{mn'}^2 + \beta_{mn'}^E \mu_{mn}^2) t}{ka \sqrt{T^2 - t^2}} J_m(\mu_{mn} t) J_m(v_{mn'} t) \} e^{j(\beta_{mn}^H + \beta_{mn'}^E) a \sqrt{T^2 - t^2}} dt;$$

$$F_{ee} = \int_0^T \{ (\beta_{mn}^E + \beta_{mn'}^E) [v_{mn} v_{mn'} J'_m(v_{mn} t) J'_m(v_{mn'} t) t + m^2 J_m(v_{mn} t) J_m(v_{mn'} t) / t] + j \frac{v_{mn} v_{mn'} t}{ka \sqrt{T^2 - t^2}} [v_{mn} J_m(v_{mn} t) J'_m(v_{mn'} t) + v_{mn'} J'_m(v_{mn} t) J_m(v_{mn'} t)] \} e^{j(\beta_{mn}^E + \beta_{mn'}^E) a \sqrt{T^2 - t^2}} dt;$$

式中:  $T = a/b$ ,  $\mu$  为波导模  $H$  的特征值,  $v$  为波导模  $E$  的特征值,  $J(\mu)$  为贝塞尔函数(取特征值小于 20 的元素),  $\beta^H = \sqrt{k^2 - (\mu/a)^2}$  为  $H$  模相移常数,  $\beta^E = \sqrt{k^2 - (v/a)^2}$  为  $E$  模相移常数,  $k$  为自由空间波数。

1.3.2 终端为“平面叶片”结构的反射系数

如图 3 所示,假设进气道终端为一个中空平面扇形金属叶片反射雷达波。设平面扇形叶片模型的叶尖、叶根半径分别为  $a$ 、 $b$ ; 各叶片为等角宽度的理想金属平面且均匀分布; 叶片个数为  $Q$ ; 每个叶片角的宽度为  $\gamma_0$ 。

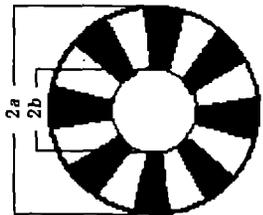


图 3 平面扇形金属叶片结构图

经推导、整理后可得平面叶片终端的进气道反射系数为

$$R_{hh*} = \Gamma_{hh} = \begin{cases} -B_{mn'}(T) \phi_\Sigma & (n' = n) \\ -A_{mnn'}(T) \frac{1}{2} \phi_\Sigma (\sqrt{\beta_{mn}^H / \beta_{mn'}^H} + \sqrt{\beta_{mn'}^H / \beta_{mn}^H}) & (n \neq n') \end{cases}$$

$$R_{he*} = \Gamma_{he} = \Gamma_{eh} = -C_{mnn'}(T) \frac{1}{2} \phi_\Sigma (k / \sqrt{\beta_{mn}^H \beta_{mn'}^E} + \sqrt{\beta_{mn}^E \beta_{mn'}^H} / k)$$

$$R_{ee*} = \Gamma_{ee} = \begin{cases} -E_{mn'}(T) \phi_\Sigma & (n' = n) \\ -D_{mnn'}(T) \frac{1}{2} \phi_\Sigma (\sqrt{\beta_{mn}^E / \beta_{mn'}^E} + \sqrt{\beta_{mn'}^E / \beta_{mn}^E}) & (n \neq n') \end{cases}$$

式中:

$$A_{mnn'}(T) = \frac{\mu_{mn} \mu_{mn'} [\mu_{mn} T J_m(\mu_{mn} T) J'_m(\mu_{mn'} T) - \mu_{mn'} T J'_m(\mu_{mn} T) J_m(\mu_{mn} T)]}{\pi J_m(\mu_{mn}) J_m(\mu_{mn'}) (\mu_{mn}^2 - \mu_{mn'}^2) \sqrt{(\mu_{mn}^2 - m^2) (\mu_{mn'}^2 - m^2)}}$$

$$B_{mn'}(T) = \frac{1}{2\pi} \left[ 1 - \frac{\mu_{mn} T [\mu_{mn} T J_m^2(\mu_{mn} T) + 2 J_m(\mu_{mn} T) J'_m(\mu_{mn} T) - \mu_{mn} T J_{m-1}(\mu_{mn} T) J_{m+1}(\mu_{mn} T)]}{(\mu_{mn}^2 - m^2) J_m^2(\mu_{mn})} \right];$$

$$C_{mnn'}(T) = - \frac{m J_m(\mu_{mn} T) J_m(v_{mn} T)}{\pi v_{mn'} J_m(\mu_{mn}) J'_m(v_{mn'}) (\mu_{mn}^2 - v_{mn'}^2) \sqrt{(\mu_{mn}^2 - m^2)}};$$

$$D_{mn}(T) = \frac{v_{mn} T J_m(v_{mn} T) J'_m(v_{mn} T) - v_{mn} T J'_m(v_{mn} T) J_m(v_{mn} T)}{\pi J'_m(v_{mn}) J'_m(v_{mn}')} (v_{mn}^2 - v_{mn}'^2);$$

$$E_{mn}(T) = \frac{1}{2\pi} \left[ 1 - \frac{(v_{mn}^2 T^2 - m^2) J_m^2(v_{mn} T) + 2v_{mn} T J_m(v_{mn} T) J'_m(v_{mn} T) + v_{mn}^2 T^2 J_m^2(v_{mn} T)}{v_{mn}^2 J_m^2(v_{mn})} \right];$$

$$T = b/a;$$

$\phi_\Sigma$  为平面叶片金属带条总的角宽度:  $\phi_\Sigma = Q\gamma_0$ 。

### 1.3.3 终端为“半球 + 平面叶片”结构的反射系数

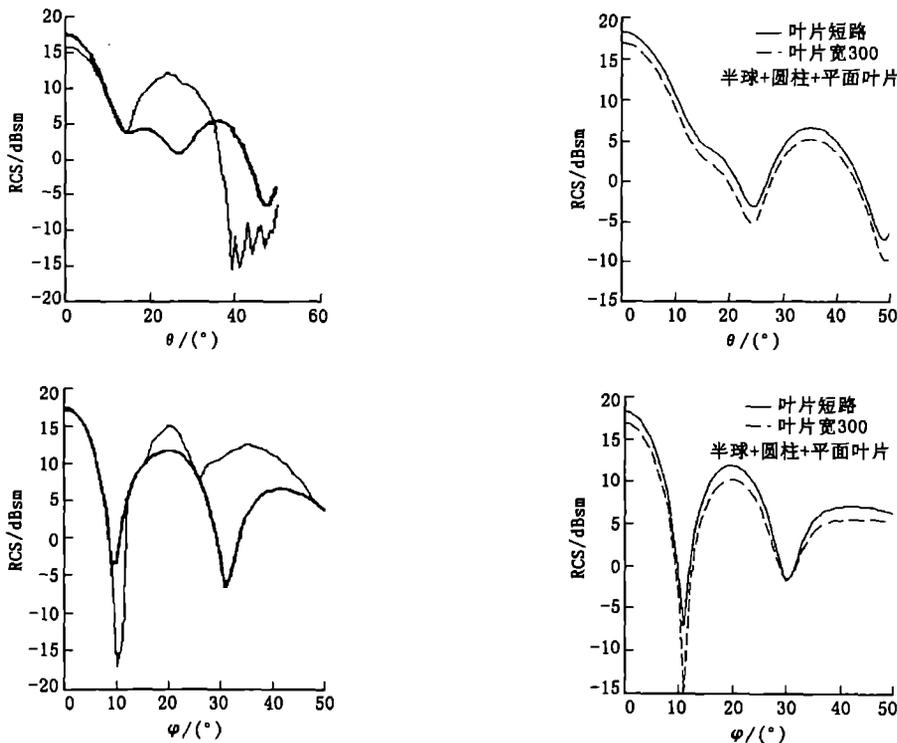
图 2 和图 3 的迭加即为“半球 + 平面扇形金属叶片”的等效终端结构。该终端对波导传输模的反射系数是由半球表面  $S_\theta$  和平面叶片金属表面  $S_s$  两部分提供的, 因此有:  $\Gamma_{hh} = R_{hh\theta} + R_{hh s}$ ;  $\Gamma_{hc} = \Gamma_{ch} = R_{hc\theta} + R_{hc s}$ ,  $\Gamma_{ee} = R_{ee\theta} + R_{ee s}$ 。

类似的方法可以计算各种进气道等效终端的反射系数。

## 2 RCS 计算结果及分析

本文采用模式叠加法分别计算了多种终端等效模型在单站极化模式下的进气道 RCS, 图 4 给出了 2 种模型的计算结果。由于进气道长度远大于雷达波波长, 计算中只考虑了可传输的波导模式。考虑到雷达波照射进气道时沿其腔口径面轴线的对称性, 计算中仅考虑雷达波在进气道腔口径面轴线一侧的照射角变化情况。

图 4(a) 为“半球 + 平面叶片”终端的计算结果, 其中雷达工作频率 10 GHz, 波导半径 50 mm, 进气道长度 505 mm, 半球半径 14 mm, 叶片长度 44.5 mm, 叶片数 30, 叶片宽度  $10^\circ$ 。图中粗曲线为本文计算结果, 细曲线为文献[4]给出的实验结果。由图可知, 利用模式迭加法计算的飞机进气道 RCS 与实验数据<sup>[4]</sup>基本吻合, 尤其在主峰区十分吻合, 说明该计算方法具有较好的正确性。但在雷达照射角较大时计算结果存在一些误差, 主要原因是计算中采用的等效模型为理想模型, 而实际进气道模型在几何上必然存在差异, 如进气道腔口处的绕射场强度因进气道进口厚度和唇口弧度不同与计算结果有较大差异。



(a) 半球 + 平面叶片终端

(b) 半球 + 圆柱 + 平面叶片终端

图 4 两种等效终端的进气道 RCS 计算结果(RCS 与照射角的关系曲线)

图 4(b) 为“半球 + 圆柱 + 平面叶片”终端的计算结果, 其中圆柱半径 14 mm、长度 10 mm, 其他参数不

变。由该图可以看出,对于电尺寸一定的进气道,其 RCS 在终端等效为“短路面”结构比等效为“其它”终端时要大,这表明若在发动机前端叶片或进气道内部采取吸波措施可减小 RCS 值。本文还计算了其他几种组合终端的 RCS 值,并取得了合理的结果。

### 3 结论

针对进气道内不同的终端结构,本文计算了部分等效终端在规则圆柱波导模激励下的进气道 RCS 值,与实验结果比较表明用模式叠加法计算飞机进气道极化散射矩阵是有效的。用模式叠加法计算飞机进气道极化散射矩阵具有概念清晰、易于理解、便于积累等特点,计算时计算机内存、机时不受进气道电尺寸模式数太多的限制,是一种估算大电尺寸进气道电磁散射特性的有效方法。

本文给出的算例中假设进气道几何形状是规则的,而实际进气道的结构很复杂,因此推导进气道内部各种等效模型的电磁波散射、反射问题还需要做大量工作,是一个不断积累的过程。

#### 参考文献:

- [1] 韩学文,吕善伟,孙向东. RCS 分析中多次反射的计算及程序实现技术[J]. 北京航空航天大学学报,1999,25(4):388 - 391.
- [2] 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 - 126.
- [3] 王树民,李明之,王长清. GRE - FDTD 混合法对二维矩形终端任意形状进气道 RCS 的计算[J]. 电子学报,2000,28(6):138 - 141.
- [4] Pathak P H,Chuang C W,Liang M C. Inlet Modeling Studies[R]. AD - A222908.

(编辑:姚树峰)

## Calculation of RCS of Intake by Means of Mode Superposition

WANG Ru - gen<sup>1</sup>, CHENG Yuan<sup>2</sup>, CHEN Wei<sup>2</sup>

(1. Northwestern Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710072, China; 2. The Engineering Institute, Air Force Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710038, China )

**Abstract:** In this paper, a calculation method of the jet engine inlet on radar cross section (RCS) is introduced by means of mode superposition on the basis of the traditional waveguide mode theory. The key of this method is to separate a complex terminal into some simple terminals, and to calculate separately the waveguide mode reflectance and polarization scattering matrix of each simple terminal. Then, RCS of a complex inlet can be calculated by the mode superposition of reflectance and polarization scattering matrixes. The advantage of the method is that a complex mode can be easily piled up by many simple modes and various inlet modes can be superposed conveniently.

**Key words:** aircraft intake; radar cross section (RCS); mode superposition; polarization scattering matrix