文章编号:1005-6122(2003)02-0031-05

E/ H 面不连续腔体的雷达散射截面分析*

张浩斌　郭陈江　许家栋
(西北工业大学电子工程系,西安 710072)

摘　要: 应用散射参数的级联特性分析不规则腔体的雷达散射截面。针对进气道前端的不规则矩形管道结构,采用全波模式法精确分析了 E/ H 面任意不连续矩形腔体散射参数的求取,再根据等效网络的级联特性求得任意组合不规则矩形管道的散射矩阵,在保持计算精度的条件下克服了模式法只能精确计算规则腔体结构的限制。数值结果验证了该方法的正确性。

关键词: 腔体,全波模式法,散射参数,雷达散射截面

RCS Analysis of Cavities with E/ H Plane Discontinuities

ZHANG Haobin, GUO Chenjiang, XU Jiadong
(Department of Electronic Engineering, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072*)*

Abstract: The radar cross section(RCS) of irregular cavities is studied by cascading the scattering parameter of two-ports cavity. Aiming at the irregular rectangular tube of the inlet of jet engine, full-wave modal method was applied to compute scattering parameters of the rectangular cavities with arbitrary E/ H plane discontinuities accurately. Based on the cascading character of two ports, the scattering of the tube can be analyzed through separating the cavity into sections reasonably. High accuracy can be achieved by this approach. Meanwhile, the limitation of modal method to uniform cavity is overcome. Numerical results have been given to verify the present approach.

Key words: Cavity, Full-wave modal approach, Scattering parameter, Radar cross section(RCS)

1　引言

腔体结构(进气道,尾喷管,各种槽缝等)的电磁散射分析是飞行器雷达散射截面 RCS 预估和缩减的一个重要任务。理论上可以应用有限元法(FEM)、有限差分(FD)等方法对这些结构进行分析研究,然而在雷达波长范围内,由于计算机存储和速度的影响,这些方法实现起来十分困难。因此,可将腔体结构近似为多个规则波导腔体结构的连接,一方面可以利用规则腔体结构的模式理论,另一方面可以避免直接计算整个结构的大型矩阵,减少计算量,这些近似方法的精确程度取决于实际腔体和理论近似模型的吻合程度。要得到更加精确的结果,需要对腔体中不规则的区域进行特别分析,如采用边界元法[1]、有限元法[2]等,然而这些方法处理不规则区域需要在区域整个边界上进行复杂的微积分运算,这在数值运算过程中十分耗时。

进气道主要包括前端进气管道和终端的叶片结构,前端管道通常为不规则的矩形腔体结构,最后过渡到终端的圆形腔体。终端复杂的叶片结构通常需要采用中低频方法进行严格分析,再和前端管道进行匹配,得到整个进气道的散射特性。本文将 E/ H 面不连续的近似矩形管道看作任意截面柱腔的一部分,利用全波展开法[3]分析其散射特性,根据多段腔体级联的总散射矩阵 S 与各段散射参数 S_i 之间的关系[4]得到整个管道的散射特性,不仅计算量小,而且能够保证足够的计算精度。

* 收稿日期:2002-10-08;定稿日期:2003-01-26

2 S 参数的连接算法

如图 1 所示的腔体结构示意图,整个腔体结构被分解为 N 段子区域。k_i, k_{i+1}为腔体中任意相邻的两段,将任意一段腔体 $k_j(j=1,2,...,N)$看作一个广义的二端口网络,k_i, k_{i+1}的散射特性可以分别表示为:

$$\begin{bmatrix} b_{l_i,1}^{(k_i)} \\ b_{l_i,2}^{(k_i)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^{(k_i)} & S_{12}^{(k_i)} \\ S_{21}^{(k_i)} & S_{22}^{(k_i)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{l_i,1}^{(k_i)} \\ a_{l_i,2}^{(k_i)} \end{bmatrix} \tag{1a}$$

$$\begin{bmatrix} b_{l_{i+1},1}^{(k_{i+1})} \\ b_{l_{i+1},2}^{(k_i)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^{(k_{i+1})} & S_{12}^{(k_{i+1})} \\ S_{21}^{(k_{i+1})} & S_{22}^{(k_{i+1})} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{l_{i+1},1}^{(k_{i+1})} \\ a_{l_{i+1},2}^{(k_{i+1})} \end{bmatrix} \tag{1b}$$

$\left\{ a_{l_i,m}^{(k_i)} \right\}$,$\left\{ b_{l_i,m}^{(k_i)} \right\}$ $(m=1,2)$分别表示二端口 k_i 前后端面上的入射和反射模式系数(图 1 中的等效网络)。下标 $l_{i,m}$表示 k_i 各端面上的模式集合。根据电磁场在相邻两段公共界面上的边界条件,可得相邻段腔体在公共面上的模式系数之间存在关系:

$$\left.\begin{aligned} a_{l_i,2}^{(k_i)} &= b_{l_{i+1},1}^{k_{i+1}} \\ b_{l_i,2}^{(k_i)} &= a_{l_{i+1},1}^{k_{i+1}} \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

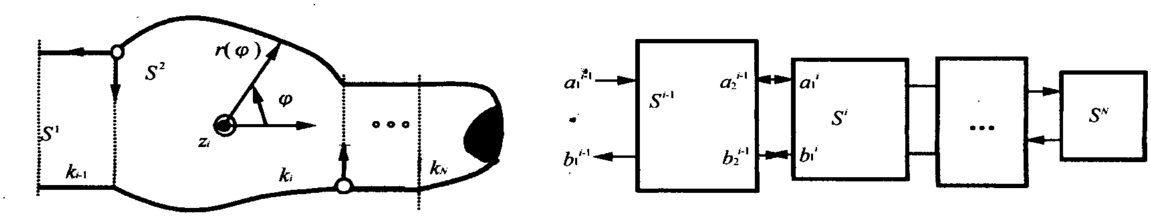


图 1 腔体纵截面结构及其等效网络

由关系式(1)和(2),经过矩阵运算消去公共面上的未知模式系数,可由各段腔体的散射参数 S^{k_i}, $i=1, 2, \cdots, N$ 得到子区域合并后新的大区域的散射特征参数$[S]$,其各元素由子区域的散射参数表示为:

$$\begin{aligned} S_{11} &= S_{12}^{(k_i)} \cdot (\mathrm{I} - S_{11}^{(k_{i+1})} \cdot S_{22}^{(k_i)})^{-1} \cdot S_{11}^{(k_{i+1})} \cdot S_{21}^{(k_i)} + S_{11}^{k_i} \\ S_{12} &= S_{12}^{(k_i)} \cdot (\mathrm{I} - S_{11}^{(k_{i+1})} \cdot S_{22}^{(k_i)})^{-1} \cdot S_{12}^{(k_{i+1})} \\ S_{21} &= S_{21}^{(k_{i+1})} \cdot (\mathrm{I} - S_{22}^{(k_i)} \cdot S_{11}^{(k_{i+1})})^{-1} \cdot S_{21}^{(k_i)} \\ S_{22} &= S_{21}^{(k_{i+1})} \cdot (\mathrm{I} - S_{22}^{(k_i)} \cdot S_{11}^{(k_{i+1})})^{-1} \cdot S_{22}^{(k_i)} \cdot S_{12}^{(k_{i+1})} + S_{22}^{(k_{i+1})} \end{aligned} \tag{3}$$

其中,I 为单位矩阵。如果知道各个子区域的散射参数,依据(3)式依次连接各段,就可以得到整个腔体的 S 参数表示。

3 子区域 S 参数的计算

在各子区域中建立如图 2 所示的坐标系。假定 k_{i-1}为规则腔体,规则波导腔结构的一个重要特征是其中的横向场可以展开成模式场迭加的形式:

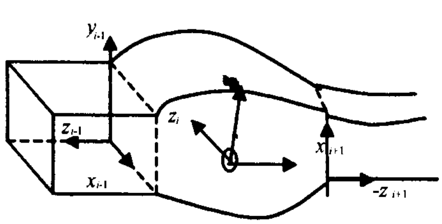


图 2 各区域中坐标的定义

$$\begin{aligned} \mathrm{E}_t^{k_i} &= \sum_{p=1}^{N} \sqrt{Z_p^e}\,\hat{e}_p^e (a_p^e + b_p^e) + \sqrt{Z_p^h}\,\hat{e}_p^h (a_p^h + b_p^h) \\ \mathrm{H}_t^{k_i} &= \sum_{p=1}^{N} \sqrt{Y_p^e}\,\hat{h}_p^e (a_p^e - b_p^e) + \sqrt{Y_p^h}\,\hat{h}_p^h (a_p^h - b_p^h) \end{aligned} \tag{4}$$

其中,$Z^{e,h}$和 $Y^{e,h}$表示相应模式的波阻抗和波导纳,$\{a\}$、$\{b\}$表示沿正 z、负 z 向传播的特征模式系数。下标 t 表示由子坐标系 $\hat{x}_{i-1}$, $\hat{y}_{i-1}$确定的子区域的横截面。由于规则腔体中模式之间不存在耦

合,因此一段规则波导腔的模式散射矩阵可以表示为对角矩阵:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} e^{-j\beta_1 L} & & \\ & \ddots & \\ & & e^{-j\beta_n L} \end{bmatrix} \tag{5}$$

其中,β_i 表示模式 i 的传播常数,L 表示腔体的长度。

对图 1 中区域 k_i 表示的 E/H 面不规则腔体,规则模式理论则无能为力。在图 2 所示的坐标系下,假定区域 k_i 的轴向(z 方向)各向同性并在 $z=0$ 和 $z=w$ 处被理想导体封闭,就可以把区域 II作为截面任意两端封闭的 z 向柱形波导腔体的一段,柱形腔中的矢量位函数可以表示成柱面波函数[3]:

$$\mathbf{A} = \mu_z \Psi^e(r,\phi,z) \qquad \mathbf{F} = \mu_z \Psi^h(r,\phi,z) \tag{6}$$

其中标量位函数 Ψ 为:

$$\Psi^e = J_n(h_n\rho)\begin{Bmatrix}\cos(n\phi)\\ \sin(n\phi)\end{Bmatrix}\cos\left(\frac{p\pi z}{w}\right) \qquad \Psi^h = J_n(h_n\rho)\begin{Bmatrix}\cos(n\phi)\\ \sin(n\phi)\end{Bmatrix}\sin\left(\frac{p\pi z}{w}\right)$$

从位函数可以得到腔体中的模式电场和磁场:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}^h &= -\nabla\times\mathbf{F} \qquad & \mathbf{h}^h &= \nabla\times\nabla\times\mathbf{F} \\ \mathbf{e}^e &= \nabla\times\nabla\times\mathbf{A} \qquad & \mathbf{h}^e &= \nabla\times\mathbf{A} \end{aligned} \tag{7}$$

$k=\sqrt{\mu\varepsilon}$ 为不均匀区域中的波数,$h_p^2 = k^2 - \left(\frac{p\pi}{w}\right)^2$。相应地,利用(7)式的模式函数将区域 k_i 中的场表示为模式电场和磁场的迭加:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{tc} &= \sum_q \mathbf{e}_q^e a_q^e + \mathbf{e}_q^h a_q^h \\ \mathbf{H}_{tc} &= \sum_q \frac{1}{j\eta}\mathbf{h}_q^h a_q^h + \mathbf{h}_q^e a_q^e \end{aligned} \tag{8}$$

在区域 II的围线边界上电场和磁场应满足边界条件:

$$\mathbf{E}_{tc} = \begin{cases} \mathbf{E}_t & \text{口径面上} \\ 0 & \text{导体壁上} \end{cases} \qquad \mathbf{H}_{tc} = \mathbf{H}_t \tag{9}$$

将(4)和(5)代入(9)式,并根据模式的正交性得模式系数满足的矩阵方程:

$$\begin{cases} U_p \boldsymbol{a}_p = E_p(\mathbf{a}+\mathbf{b}) \\ -\mathbf{a}+\mathbf{b} = \dfrac{1}{j\eta}\sum_p E_p^T \boldsymbol{a}_p \end{cases} \tag{10}$$

U 表示区域 II 中各模式之间的耦合:

$$U = \begin{bmatrix} -\langle \mathbf{e}_i^e, \mathbf{h}_i^e\rangle & \langle \mathbf{e}_i^e, \mathbf{h}_i^h\rangle \\ -\langle \mathbf{e}_i^h, \mathbf{h}_i^e\rangle & \langle \mathbf{e}_i^h, \mathbf{h}_i^h\rangle \end{bmatrix}$$

其中,$\langle \mathbf{e}_i^{e,h}, \mathbf{h}_i^{e,h}\rangle = \oiint \mathbf{e}_i^{e,h}\times\mathbf{h}_i^{e,h}\cdot\mathbf{n}\mathrm{d}A$

$$E = \begin{bmatrix} -\langle \mathbf{e}^h, \mathbf{h}_i^e\rangle & \langle \mathbf{e}^e, \mathbf{h}_i^h\rangle \\ -\langle \mathbf{e}^h, \mathbf{h}_i^e\rangle & \langle \mathbf{e}^h, \mathbf{h}_i^h\rangle \end{bmatrix}$$

其中,$\langle \mathbf{e}^{e,h}, \mathbf{h}_i^{e,h}\rangle = \sqrt{Z^{e,h}}\iint_{\text{aperture}} \mathbf{e}^{e,h}\times\mathbf{h}_i^{e,h}\cdot\mathbf{n}\mathrm{d}A$

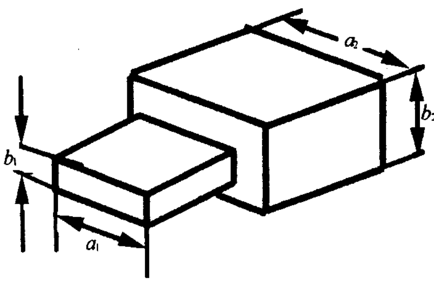
(10)式消去激励系数 a_p,可得:

$$(-\mathbf{a}+\mathbf{b}) = C(\mathbf{a}+\mathbf{b}) \tag{11}$$

其中 $C = \frac{1}{j\eta}\sum_{(p)} E_p^T U_p^{-1} E_p$。从而可以求得散射矩阵:

$$S=(I-C)^{-1}(I+C) \tag{12}$$

利用(5)和(12)式得到各段腔体的散射参数,再根据级联特性(3)式,就可得到整个结构的散射参数。对于一定的入射场,散射参数将入射和反射模式系数联系起来,根据反射系数$\{b_1^{(1)}\}$和各模式在远区的辐射场,迭加就可以得到整个腔体在远区的辐射场和雷达散射截面。



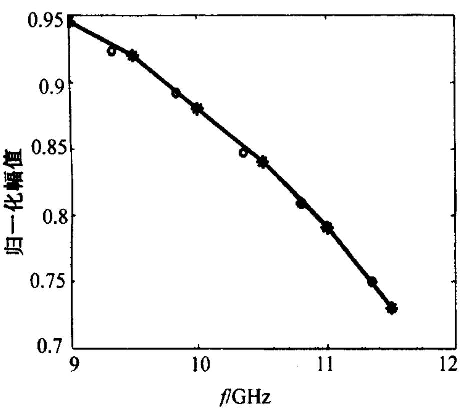
$a_1=1.14\text{cm}, a_2=0.675\text{cm}$,
$b_1=2.285\text{cm}, b_2=1.005\text{cm}$

图 3 矩形腔台阶

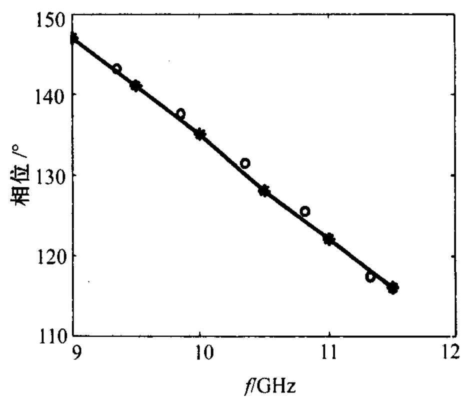
4 数值算例和分析

图 3 为一矩形腔台阶,图 4 为模式法和全波展开法分别计算矩形台阶 TE_{10} 模反射系数随频率变化的结果。模式法只要选取足够的模式,理论上可以认为得到的结果(星线)是准确的。对后一段矩形中的场用全波展开法分析其散射参数(圆圈),对比发现两者吻合的较好,说明全波展开法是相当精确的。

图 5 为一矩形弯曲腔体结构,图 6 为利用散射系数和模式辐射场[5]计算该矩形弯曲腔体结构的 RCS 曲线。图 6(a),(b),(c),(d)分别给出了不同频率和入射极化的计算曲线,并和测量结果进行了比较。可以看到在主要方向和变化趋势上,计算结果和测量结果基本吻合。



(a) 反射系数幅值的频响曲线



(b) 反射系数相位的频响曲线

图 4 全波展开和模式法的对比(* 为模式法结果,o 为本文计算结果)

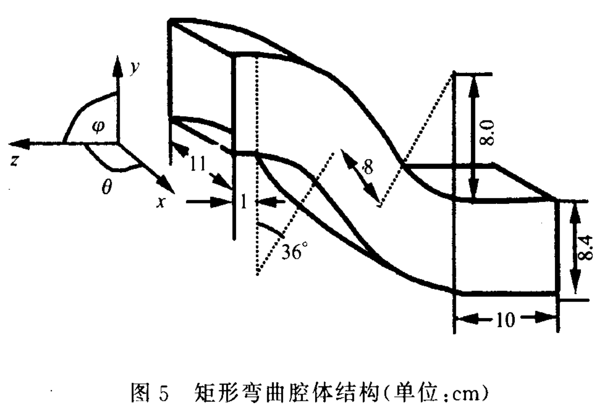
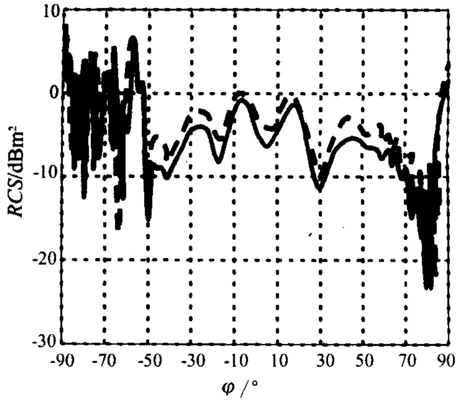


图 5 矩形弯曲腔体结构(单位:cm)

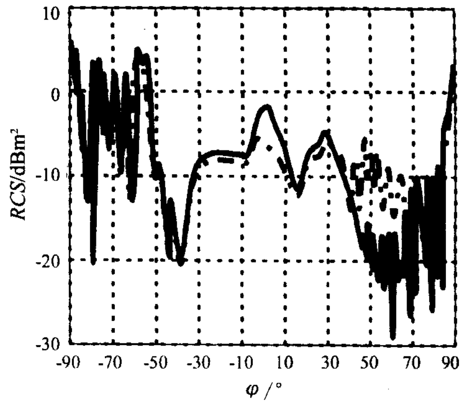
5 总结和讨论

本文用全波模式法计算 E/H 面任意不连续矩形腔的散射参数,利用散射参数的级联特性得到了任意组合矩形腔的总散射矩阵,并进一步得到其雷达散射截面的特性。该方法克服了模式法只能用于规则腔体结构的限制。

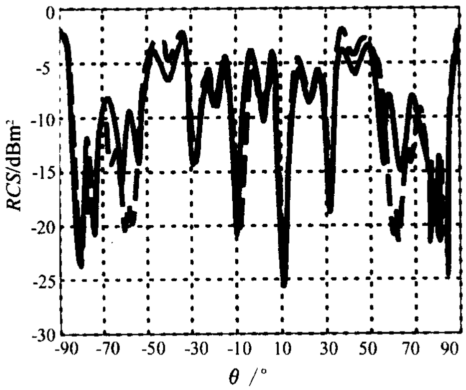
选用合适的矢量位函数展开腔体内的场,在纵向不同截面上利用边界条件匹配,该方法还可以分析任意截面形状的柱形腔体,求解任意三维腔体的雷达散射截面。



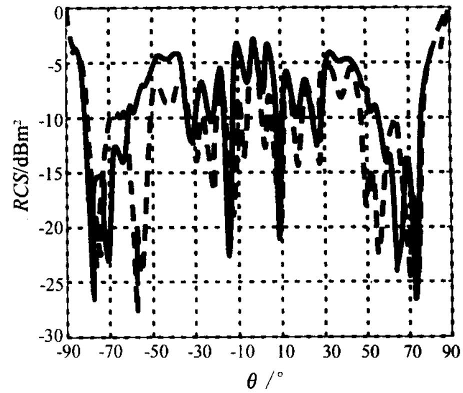
(a) x-y 面 TM 极化 (10GHz)



(b) x-y 面 TE 极化 (10GHz)



(c) x-z 面 TM 极化 (17.5 GHz)



(d) x-y 面 TE 极化 (17.5 GHz)

图 6　弯曲矩形腔体的 RCS(虚线为测量结果 ,实线为本文计算结果)

参 考 文 献

[1] H Ling. RCS of waveguide cavities: a hybrid boundary-integral/ modal approach. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1990, 38(9): 1413～1420.

[2] D C Ross, J L Volkas, H T Anastassiu. Hybrid finite element-modal analysis of jet engine inlet scattering. IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1995, 43(3): 277～285.

[3] J M Reiter, F Arndt. Rigorous analysis of arbitrarily shaped H- and E- plane discontinuities in rectangular waveguides by a full-wave boundary contour mode-matching method. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1995, 43(4): 796～801.

[4] F Dai. Scattering and transmission matrix representations of multiguide junctions. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1992, 40(7): 1538～1544.

[5] A Altintas, P H Pathak, Ming-Cheng Liang. A selective modal scheme for the analysis of EM coupling into or radiation from large open - ended waveguides. IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1998, 36(1): 84～95.

张浩斌　男,1976 年生,陕西人,西北工业大学博士研究生。主要研究兴趣为电磁场数值计算方法,微波天线理论研究和设计及微波通信。

E-mail: nangongchang @ 163. net

郭陈江　男,1964 年生,陕西人,西北工业大学电子工程系副教授,主要从事微波通信,电磁场与电磁波的传播和散射方面的教学和科研工作。

许家栋　男,1948 年生,陕西人,西北工业大学电子信息学院院长,教授,博导,主要从事电磁场与微波技术及目标电磁特性方面的教学和科研工作。