

# 含腔电大尺寸导体目标电磁散射的一体化数值模拟

聂在平 王浩刚

(电子科技大学微波工程系, 成都 610054)

(2002 年 12 月 13 日收到, 2003 年 6 月 9 日收到修改稿)

应用等效原理, 通过引入口面上等效磁流将含腔导电目标电磁散射简化为腔内、外两个等效问题. 腔内问题分段求解并应用级联法获得口面等效导纳矩阵. 腔内外的耦合关系应用近似边界元方法描述并由此获得口面等效磁流. 最后, 这一具有混合源的腔体内外一体化散射问题则应用所提出的广义混合场积分方程方法建立电磁模型, 并用多层快速多极子方法实现高效数值求解. 实例计算结果与测试结果具有很好的一致性.

关键词: 含腔目标, 电磁散射, 混合场积分方程, 数值分析

PACC: 4110H, 1220

## 1. 引 言

很多雷达目标都具有电大尺寸的腔、槽一类的结构, 它们通常和电大尺寸的整机目标结合在一起, 形成极为复杂的构造. 例如飞机的进气道、雷达舱以及巡航导弹的进气道等. 此类腔、槽结构对雷达电磁波具有很强的散射作用, 即对目标雷达截面积 (radar cross section, RCS) 有极大的贡献, 是目标电磁散射计算中不可忽略的关键部件.

腔体电磁散射分析历来就是现代电磁学中的一大难题. 首先, 腔体具有内谐振特性, 极易造成迭代收敛缓慢、解的不稳定甚至伪解. 其次, 腔体内、外具有较强的电磁互耦. 若将腔体内外散射贡献分开考虑会造成很大误差, 结合起来考虑又会使计算复杂度大大增加. 最后, 诸如飞机一类的雷达目标的腔体内部结构都非常复杂. 例如进气道既具有电大尺寸 (如径向 0.7 m 左右, 纵向 7 m 以上), 管道形状和尾端导流锥及叶片的结构又很复杂. 上述诸多因素, 都使得含腔目标电磁散射计算变得极为困难.

在现有的大多数腔体电磁散射研究中, 广泛采用各类射线方法, 如弹射射线方法<sup>[1,2]</sup> (shooting and bouncing ray, SBR), 复射线方法<sup>[3,4]</sup>等. 射线方法的最大问题就是模拟精度太低 (最难模拟细节结构的散射), 远远不能满足工程需求, 特别是难以满足在低可视度 (low observation, LO) 目标隐身优化设计中的需求. 当入射角度较大时, 射线在腔内来回多次反射还造成显著的射线管形变和计算误差. 近几

年由于计算机技术的发展, 时域有限差分 (finite differentiation in time domain, FDTD) 方法<sup>[5,6]</sup>和有限元方法 (finite element method, FEM)<sup>[7,8]</sup>等亦相继使用. FDTD 方法最大的问题是难以精确模拟腔体等复杂的结构表面, 并容易造成网格色散. FEM 在剖分上较为灵活, 但对诸如飞机进气道这样的电大尺寸腔体将导致极大的工作量. 这是因为 FEM 的待求量不仅位于散射体表面, 同时也位于传播空间剖分节点上. 对于电大腔体, 节点未知量数目很大, 将造成很不现实的计算量和存储量要求.

本文针对含腔目标电磁散射的基本特点, 首先依据电磁等效原理<sup>[9]</sup>, 通过用导电面封闭腔体口面并在其上引入口面等效磁流将其简化为腔内和腔外两个等效问题. 腔内等效问题是封闭腔体在原口面上等效磁流激励的电磁场问题. 通过求解可获得口面 (内侧) 上的等效导纳矩阵. 当腔体电长度很大时, 还可将其分段, 并通过网络级联方法最终获得口面导纳矩阵. 口面导纳矩阵将口面总磁场 (电流) 与口面等效磁流联系起来. 其次, 应用近似边界积分方法 (approximative boundary integral method, ABIM)<sup>[10]</sup>计及目标外部结构与腔体的电磁互耦即腔内、外的耦合关系, 并由此确定口面等效磁流. 最后, 腔体内外一体化散射问题则应用广义混合场积分方程 (general combined field integral equation, GCFIE)<sup>[11]</sup>建立电磁模型, 并用多层快速多极子方法 (multi level fast multipole algorithm, MLFMA)<sup>[11,12]</sup>实现高效数值求解. 对于同时具有电流和磁流这样的混合源问题, 我们提出了具有简单算子的广义混合场积分

方程<sup>[10]</sup>,它既具有一般混合场积分方程克服解的不稳定性的优点,又比一般混合场积分方程更为简单,计算与存储量更小,数值求解的迭代收敛速度更高.

## 2. 电磁等效原理和广义网络公式

对于任意形状、结构的三维含腔导体目标(如图1(a)所示)根据电磁等效原理,可以分解为对外部场等效的等效外问题(如图1(b)所示)和对内部场等效的等效内问题(如图1(c)所示).在等效内问题中,腔体口面被导电面封闭,在封闭导体面内侧则引入等效磁流  $M_s$  作为激励源; $M_s$  取决于口面照射条件及腔体结构(导纳矩阵),与口面总场有关,有

$$M_s = \hat{n} \times E. \quad (1)$$

在等效外问题中,腔体口面被导电面封闭,在该封闭面外侧亦引入与内侧  $M_s$  等值反向的等效磁流.这是

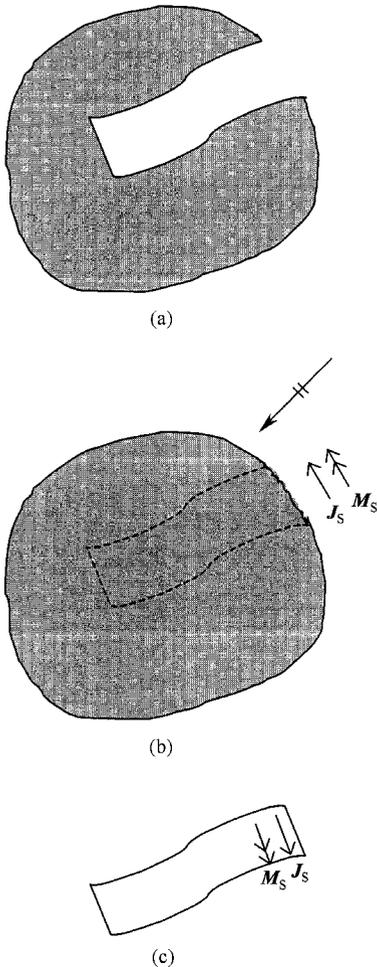


图1 含腔导电目标电磁散射及其等效模型  
(a)原问题 (b)等效外问题 (c)等效内问题

因为口面总磁场切向分量连续,但内、外问题的外法向矢方向相反所致).因此,外问题的激励条件除入射电磁场之外,还有封闭口面外侧表面的等效磁流.

等效外问题的磁场积分方程为

$$H(\mathbf{r}) = H^{\text{inc}}(\mathbf{r}) + H^{\text{scat}}(\mathbf{r}) + 2 \int_a ds' i\omega\epsilon \left[ M_s(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \frac{1}{k^2} \nabla' \cdot M_s \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right]. \quad (2)$$

(2)式积分项表示腔体口面等效磁流对外部总磁场的贡献,积分号前面的系数是根据理想导体表面的镜像原理得到的.而

$$H^{\text{out}}(\mathbf{r}) = H^{\text{inc}}(\mathbf{r}) + H^{\text{scat}}(\mathbf{r}) \quad (3)$$

为(2)式等号右端前两项贡献,即为除腔体口面等效磁流散射贡献以外的磁场,它包括入射场和散射体外表面感应电流产生的散射场.选择适当的权函数系  $\{t_j\}_{j=1}^N$  和基函数系  $\{J_i\}_{i=1}^N$ ,并分别将腔体口面上的总磁场及等效磁流展开为

$$H_t = \sum_{i=1}^N a_i J_i, \quad M_s = \sum_{i=1}^N b_i J_i. \quad (4)$$

将(4)式代入(2)式后得相应的离散形式

$$[A] \mathbf{a}_a^o = [F] + [B] \mathbf{b}_a^o, \quad (5)$$

式中

$$A_{ji} = \int_a ds' t_j \cdot J_i, \quad (6a)$$

$$B_{ji} = 2 \int_a ds' t_j \cdot \int_a ds' i\omega\epsilon \left[ J_i(\mathbf{r}') g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \frac{1}{k^2} \nabla' \cdot J_i(\mathbf{r}') \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right], \quad (6b)$$

$$F_j = \int_a ds t_j \cdot H^{\text{out}}. \quad (6c)$$

(5)式还可改写为

$$[\mathbf{a}_a^o] - [Y_{\text{out}}] \mathbf{b}_a^o = -[I], \quad (7)$$

式中  $[Y_{\text{out}}] = [A]^{-1} [B]$  称为外部广义导纳矩阵  $[I] = -[A]^{-1} [F]$ .

同样,若考虑到内问题表面总磁场切向分量的边界条件,由等效内问题可得

$$[\mathbf{a}_a^i] = [Y_{\text{in}}] \mathbf{b}_a^i, \quad (8)$$

考虑到腔体口面两侧场连续条件,有

$$[\mathbf{a}_a^i] = [\mathbf{a}_a^o], \quad [\mathbf{b}_a^i] = -[\mathbf{b}_a^o]. \quad (9)$$

由(8)(9)式可得

$$[a_a^o] = -[Y_{in} \mathbf{I} b_a^o], \quad (10)$$

式中  $[Y_{in}]$  称为内部广义导纳矩阵. 在内问题中, 口面磁场(或电流)与等效磁流通过  $[Y_{in}]$  联系起来. 再由(7)(10)式得

$$([Y_{in}] + [Y_{out}])[b_a^o] = [I]. \quad (11)$$

此即广义网络公式. 其中  $[b_a^o]$  对应于口面等效磁流,  $[I]$  对应于外部场. 上述各式中, 上角标  $o$  和  $i$  分别表示外部和内部场点; 下角标  $a$  表示腔体口面场点.

### 3. 腔体口面上内部导纳矩阵的计算

如前所述, 腔体等效内问题为等效磁流  $M_s$  激励的封闭腔体问题, 相应的磁场积分方程为

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\mathbf{r}) = & \int_{s_a^-} ds' i\omega\epsilon [\mathbf{M}_s(\mathbf{r}')g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & + \frac{1}{k^2} \nabla' \cdot \mathbf{M}_s(\mathbf{r}') \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & - \int_s ds' \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \times \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]. \quad (12) \end{aligned}$$

当场点位于腔体内侧表面  $s$  时 ( $\mathbf{r} \in s$ ) (12) 式主值积分形式<sup>[10]</sup>为

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) = & \int_{s_a^-} ds' i\omega\epsilon [\mathbf{M}_s(\mathbf{r}')g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & + \frac{1}{k^2} \nabla' \cdot \mathbf{M}_s(\mathbf{r}') \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & - \int_{s-\Delta s} ds' \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \times \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]. \quad (13) \end{aligned}$$

(12)(13) 式中,  $s_a^-$  表示从内侧逼近腔体口面的积分面,  $\int_{s-\Delta s}$  表示主值积分,  $\Delta s$  为出现奇异性的表面积元.

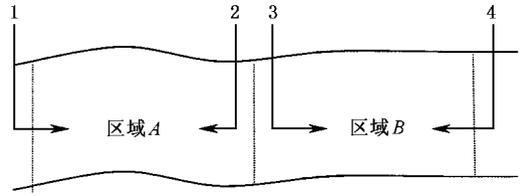
考虑图 2 所示腔体被分成两段的情形. 首先讨论腔体中的  $A$  段. 它由口面 1 和口面 2 以及腔壁内表面构成一闭合边界. 在此闭合面上应用磁场积分方程(13)并用基函数系  $\{j_i\}$  将边界面上的  $\mathbf{H}$  和  $M_s$  展开, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \sum_i a_i j_i, \\ M_s &= \sum_i b_i j_i. \quad (14) \end{aligned}$$

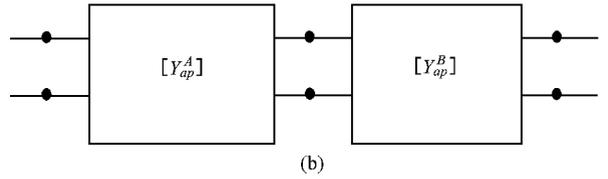
将(14)式代入(13)式, 用权函数(剃刀函数<sup>[10]</sup>)将其离散, 可得

$$[A \mathbf{I} a] = [B \mathbf{I} b], \quad (15)$$

式中



(a)



(b)

图 2 腔体分段及用级联法求解口面导纳矩阵 (a) 腔体分段示意图 (b) 各段的级联

$$\begin{aligned} A_{ji} = & \int_{s_j} ds t_j(\mathbf{r}) \cdot \left\{ \frac{1}{2} j_i(\mathbf{r}) \right. \\ & \left. + \int_{s_i'} ds' [\hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}') \times j_i(\mathbf{r}') \times \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] \right\}, \quad (15a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{ji} = & \int_{s_j} ds t_j(\mathbf{r}) \cdot \int_{s_i'} ds' i\omega\epsilon [j_i(\mathbf{r}')g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & + \frac{1}{k^2} \nabla' \cdot j_i(\mathbf{r}') \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]. \quad (15b) \end{aligned}$$

(15) 式中的  $[a]$  和  $[b]$  分别表示表面磁场分布和表面等效磁流分布的待求矢量. 由于腔内侧界面可分为口面和导体腔两部分(分别用下角标  $a$  和  $c$  表示), 且导体壁上等效磁流为零, 故(15)式可写为

$$\begin{bmatrix} A_{aa} & A_{ac} \\ A_{ca} & A_{cc} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_a \\ a_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{aa} & B_{ac} \\ B_{ca} & B_{cc} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_a \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (16)$$

由(16)式可得

$$[a_a] = [Y_{ap}^A \mathbf{I} b_a], \quad (17a)$$

式中

$$\begin{aligned} [Y_{ap}^A] = & ([A_{aa}] - [A_{ac} \mathbf{I} A_{cc}] [A_{ca}])^{-1} \\ & \times ([B_{aa}] - [A_{ac} \mathbf{I} A_{ca}] [B_{ca}]). \quad (17b) \end{aligned}$$

由(15a)和(15b)式可知  $[Y_{ap}^A]$  只和  $A$  段腔体结构有关, 而与激励无关. 由(17b)和(15a)(15b)即可算出  $A$  段口径导纳  $[Y_{ap}^A]$ .

由于  $[A_{ap}^A]$  包含口面 1 和口面 2, 将其分开表达, 即有

$$[Y_{ap}^A] = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix}. \quad (18a)$$

而口面磁场  $a_a^A$  和口面磁流  $b_a^A$  亦可分解为

$$[a_a^A] = [a_1, a_2]^T,$$

$$[b_a^A] = [b_1, b_2]^T. \quad (18b)$$

于是 (17a) 式可写为

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix}. \quad (19)$$

同理, 对于腔体 B 段亦有

$$\begin{bmatrix} a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{33} & Y_{34} \\ Y_{43} & Y_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_3 \\ b_4 \end{bmatrix}. \quad (20)$$

考虑到口面 2 和口面 3 的场连续性条件, 即  $[a_2] = [a_3]$  以及  $[b_2] = -[b_3]$ , 代入 (19) (20) 式可获 A, B 两段构成的腔体总的口面导纳矩阵  $Y_{ap}^{AB}$ ,

$$[Y_{ap}^{AB}] = \begin{bmatrix} Y'_{11} & Y'_{14} \\ Y'_{41} & Y'_{44} \end{bmatrix}, \quad (21)$$

式中

$$[Y'_{11}] = [Y_{11}] - [Y_{12}][[Y_{22}] + [Y_{33}]]^{-1}[Y_{21}], \quad (21a)$$

$$[Y'_{14}] = [Y_{12}][[Y_{22}] + [Y_{33}]]^{-1}[Y_{34}], \quad (21b)$$

$$[Y'_{41}] = [Y_{43}][[Y_{22}] + [Y_{33}]]^{-1}[Y_{21}], \quad (21c)$$

$$[Y'_{44}] = [Y_{44}] - [Y_{43}][[Y_{22}] + [Y_{33}]]^{-1}[Y_{34}]. \quad (21d)$$

从腔体一端的分段开始重复上述步骤即可获得整个腔体口面上总的导纳矩阵  $[Y_{in}]$ . 此即级联法的计算过程.

若腔体终端 (如口面 4) 短路, 则口面 4 不属腔体口面而属腔体导电表面. (21) 式简化为

$$[Y_{ap}^{AB}] = [Y'_{11}]. \quad (22)$$

其后的网络级联计算亦相应地简化.

## 4. 腔体内外一体化散射问题的求解

计算出腔体口面导纳矩阵以后, 若已知口面总磁场, 即可由 (10) 式求出口面等效磁流. 本节中, 我们将首先利用磁场积分方程 (magnetic field integral equation, MFIE) 和 ABIM 获得口面的总磁场.

在等效外问题中, 磁场积分方程可以写为<sup>[10]</sup>

$$\mathbf{t} \cdot \mathbf{L}_m(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}) = \mathbf{t} \cdot [\mathbf{i}\omega\epsilon\mathbf{L}_e(\mathbf{M}) + \mathbf{f}_m] \quad (23)$$

式中

$$\mathbf{L}_e(\mathbf{K}) = \int_s \mathrm{d}s \left[ \mathbf{K} \cdot \mathbf{g}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \frac{1}{k^2} \nabla' \cdot \mathbf{K} \nabla \mathbf{g}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right],$$

$$\mathbf{L}_m(\mathbf{K}) = \operatorname{sgn}(\mathbf{K}) \left\{ 2\pi\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{K} + \int_s \mathrm{d}s \nabla \mathbf{g}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \times \mathbf{K} \right\},$$

$$\mathbf{f}_m = 4\pi\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{inc}},$$

$$\mathbf{g} = \frac{e^{\mathbf{i}kR}}{R},$$

$$\operatorname{sgn}(\mathbf{K}) = \begin{cases} 1 & (\mathbf{K} = \mathbf{M}), \\ -1 & (\mathbf{K} = \mathbf{J}). \end{cases}$$

选择 (14) 式的基函数展开式, 并选择表面切向矢量函数  $\{t_l\}_{l=1}^N$  (23) 式则被离散为

$$[\mathbf{A} \mathbf{I} \mathbf{a}] = [\mathbf{B} \mathbf{I} \mathbf{b}] + [\mathbf{F}_m], \quad (24)$$

式中

$$A_{lk} = t_l \cdot \mathbf{L}_m(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{j}_k),$$

$$B_{lk} = t_l \cdot \mathbf{i}\omega\epsilon\mathbf{L}_e(\mathbf{j}_k),$$

$$F_{ml} = t_l \cdot \mathbf{f}_m. \quad (24a)$$

考虑到磁流仅存在于腔体口面上, 故

$$[\mathbf{b}] = [b_c, b_a] = [0, b_a]. \quad (25)$$

同样, 下标  $c, a$  分别表示导体表面和口面. 将 (24) 式按导体表面和口面分块, 于是得

$$[A_{aa} \mathbf{I} a_a] + [A_{ac} \mathbf{I} a_c] = [B_{aa} \mathbf{I} b_a] + [F_{ma}],$$

$$[A_{cc} \mathbf{I} a_c] + [A_{ca} \mathbf{I} a_a] = [B_{ca} \mathbf{I} b_a] + [F_{mc}]. \quad (26)$$

借助于 (10) 式, 将 (26) 式中  $a_a$  用  $b_a$  表达, 则 (26) 式为两方程联立求解未知量  $a_c$  和  $b_a$ . 此即基于外部域磁场积分方程求解目标表面感应电流  $[a_c]$  和腔体口面等效磁流  $b_a$  的方法. 它利用多层快速多极子方法<sup>[13]</sup>求解. 一旦  $a_c$  和  $b_a$  解出, 则目标远区散射场即可求出.

但是, 上述方法是仅基于 MFIE 的解法. 当目标处于近谐振区, 或目标电尺寸极大时, 数值求解的迭代收敛速度极慢. 应用混合场积分方程 (combined field integral equation, CFIE) 特别是应用我们所提出的具有混合源的广义混合场积分方程 (GCFIE) 方法<sup>[10]</sup>, 能有效克服近谐振区解的不稳定性并加快数值求解的迭代收敛速度. GCFIE 较之 CFIE 还能减少一半的计算量和存储量.

若要应用 CFIE 或 GCFIE, 就必须首先求出腔体口面上的等效磁流 (或总磁场)  $[b_a]$ . 我们基于“局部耦合”的思想, 并仍应用 (26) 和 (10) 式来求解  $[b_a]$ . 但是 (26) 式中的导体表面不再是目标的整个表面, 而只是局限于腔体口面附近的导体表面. 因为, 只有位于腔体口面附近的目标结构才对腔体口面的总磁场有较重要的影响. 我们将这种近似处理称为近似边界积分方法 (ABIM).

一旦腔体口面上总磁场或等效磁流被计算出来, 即可通过具有混合源的广义混合场积分方程求解含腔目标的一体化散射.

## 5. 数值实例

为了验证口径导纳矩阵和网络级联方法的正确性,我们首先计算了长、宽、深尺寸分别为  $2\lambda$ ,  $2\lambda$  和  $d$  的矩形腔体在平面波照射下的单站 RCS(腔体口面镶嵌在无限大导电平面上,如图 3(a)所示,其中  $d$

分别取  $1\lambda$ ,  $5\lambda$ ,  $10\lambda$ ,  $20\lambda$ ). 图 3(b)(c)则为该矩形腔单站 RCS 的计算结果,其中图 3(b)为  $\theta\theta$  极化情形,图 3(c)为  $\varphi\varphi$  极化情形,而图 3(d)(e)分别为引自文献 [8] 当  $d = 10$  时  $\theta\theta$  和  $\varphi\varphi$  极化的单站 RCS 数据. 可以看出,它们与图 3(b)(c)对应于  $d = 10\lambda$  的计算结果符合很好.

图 4 显示出电狭长形凹槽单站 RCS 的计算结

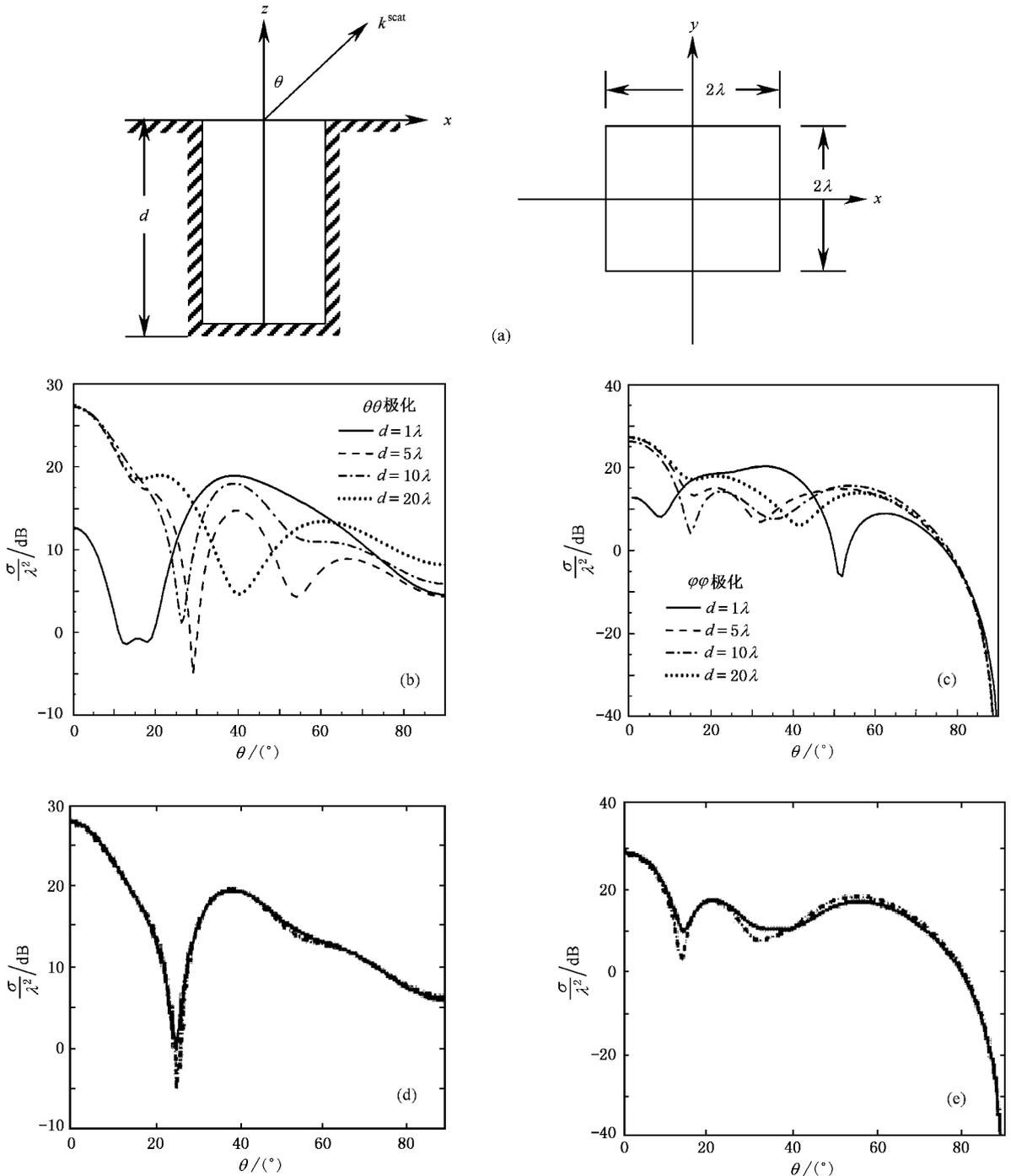


图 3 矩形腔体的单站 RCS (a)矩形腔体示意图 (b) $\theta\theta$  极化的单站 RCS 计算结果 (c) $\varphi\varphi$  极化的单站 RCS 计算结果 (d) $d = 10\lambda$  时  $\theta\theta$  极化的单站 RCS 数据(引自文献 [8]) (e) $d = 10\lambda$  时  $\varphi\varphi$  极化的单站 RCS 数据(引自文献 [8])

果. 其中, 图 4(a) 为凹槽的几何形状与尺寸示意图, 图 4(b) 示出槽深  $d = 0.425\lambda$ ,  $0.85\lambda$  和  $1.7\lambda$  时  $xoz$  面内  $\varphi\varphi$  极化的单站 RCS 计算结果, 图 4(c) 则是引自文献 [13] 当  $d = 0.85\lambda$  时  $\varphi\varphi$  极化的单站 RCS 的

计算与测量数据. 很明显, 本文相应计算结果和文献 [13] 的数据, 尤其是和它的测量数据符合很好. 上述两个实例也证明了本文中口径导纳矩阵和级联方法的正确性.

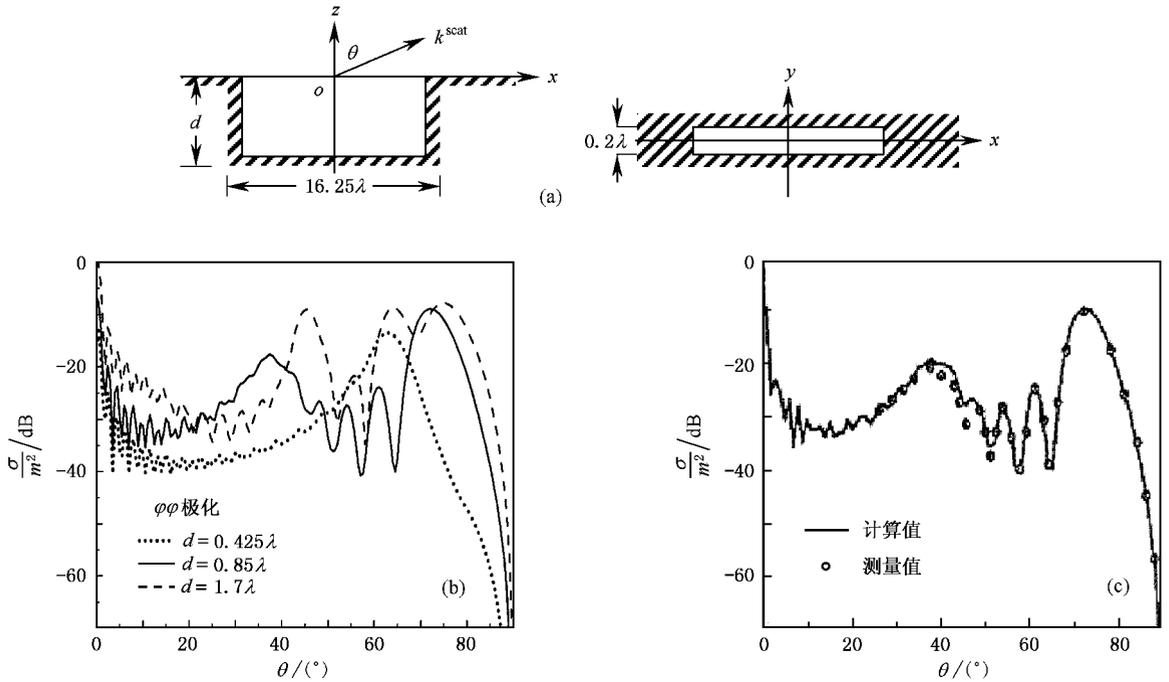


图 4 电狭长凹槽示意图 (a) 电狭长凹槽示意图 (b)  $xoz$  面内  $\varphi\varphi$  极化单站 RCS 计算结果 (c)  $d = 0.85\lambda$  时  $xoz$  面内  $\varphi\varphi$  极化单站 RCS 数据 (引自文献 [13])

图 5 给出了终端封闭的 S 形弯曲矩形口径进气道内外电磁散射一体化建模与计算结果. 其中, 图 5(a) 给出了该进气道的具体尺寸 (单位: mm), 图 5(b) 则是该进气道  $HH$  极化单站 RCS 的测量结果 (虚线) 和本文的计算结果 (实线). 在计算中, 首先将腔体分为 31 段, 用级联法算出口径导纳矩阵, 再用 ABIM 求出口径等效磁流, 基于广义混合场积分方程 (GCFIE) 利用 6 层 MLFMA 计算了腔体外表面的等效电流, 从而最终计算出腔体内外一体化电磁散射 (单站 RCS) 曲线. 但因  $\theta$  角步长取值过大, 图 5(b) 计算结果中快速振荡的特性未能表现出来. 图 5(c) 则示出  $\theta$  角步长为  $1^\circ$  时  $60^\circ$ — $120^\circ$  范围内计算结果和测量结果的点对点比较. 由图 5 可知, 计算结果和测量数据具有令人满意的一致性 (测量数据的轻

微不对称性来自测量误差).

## 6. 结 论

本文应用矢量场积分方程对含腔电大尺寸导体目标的电磁散射进行精确建模. 通过电磁等效原理和广义网络公式的应用将其分解为腔内和腔外两个等效问题, 而腔体内外的电磁耦合关系则用近似边界元方法描述并由此获得口面等效磁流. 最后, 对于具有混合 (电流、磁流) 源的混合场积分方程应用广义混合场积分方程方法建模, 并应用多层快速多极子方法进行高效数值求解. 不同的应用实例都证明了上述精确模拟方法的正确性. 本文方法已被用于各种型号飞机等飞行目标 RCS 的分析和计算中.

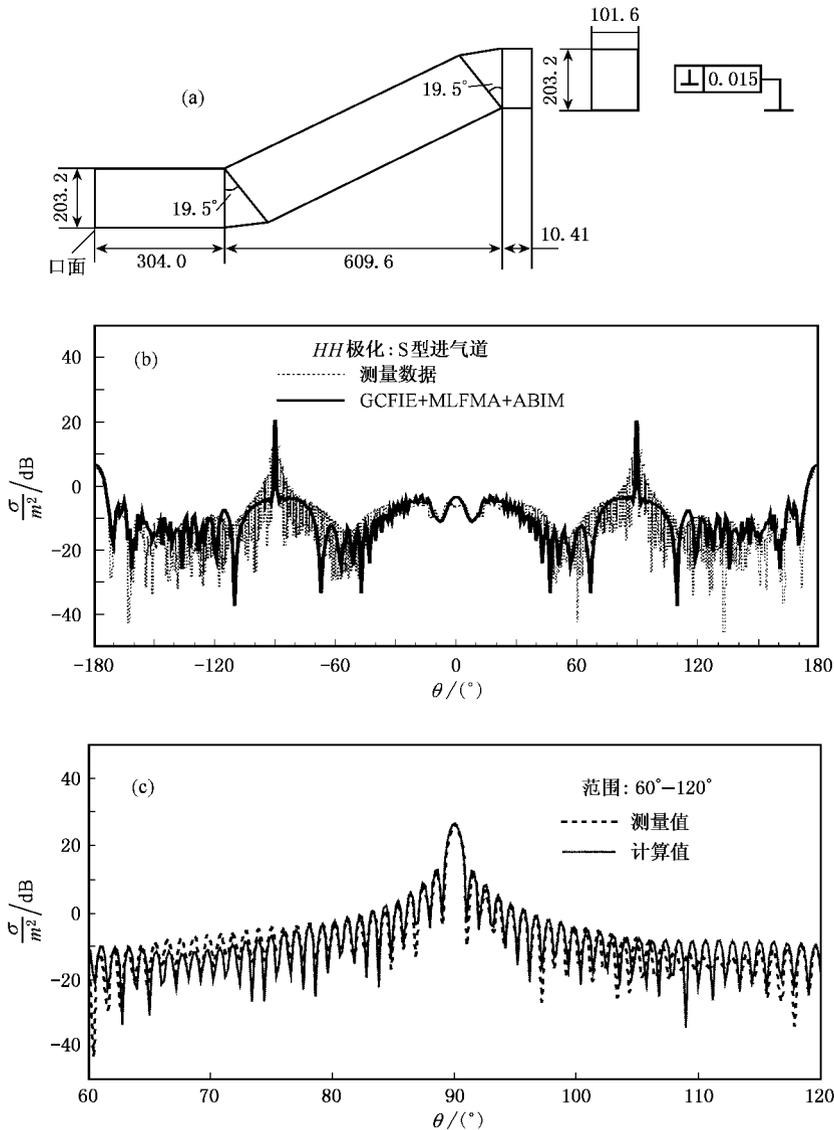


图5 S形弯曲矩形口径进气道 (a) S形弯曲矩形口径进气道(图中长度单位均为 mm,壁厚均为 3mm) (b) HH极化单站 RCS 计算与测量之比较 (c) 该 S 形进气道 60°—120°范围内的 HH 极化单站 RCS 计算与测量之比较(计算步长为 1°,测量的采样间隔为 0.2°)

- [ 1 ] Ling H , Chou R C , Lee S W 1987 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **35** 605
- [ 2 ] Ling H , Zhou R C , Lee S W 1989 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **37** 648
- [ 3 ] Liu W M 1996 *Ph. D. Dissertation*( Chengdu : Univ. Electron. Sci. Tech. China )( in Chinese ) [ 刘万明 1996 博士学位论文( 成都 : 电子科技大学 ) ]
- [ 4 ] Liu X F 2000 *M. S. Dissertation*( Chengdu : Univ. Electron. Sci. Tech. China )( in Chinese ) [ 刘贤峰 2000 硕士学位论文( 成都 : 电子科技大学 ) ]
- [ 5 ] Lee R , Chia T T 1993 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **41** 1560
- [ 6 ] Chia T T , Burkholder R J 1995 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **43** 1082
- [ 7 ] Jin J M , Ni Sean S , Lee S W 1995 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **43** 1130
- [ 8 ] Liu J , Jin J M 1991 *IEEE Trans. Antennas Propagation.* **48** 694
- [ 9 ] Harrington R F 1961 *Time-harmonic Electromagnetic Fields* ( New York : McGraw-Hill Book Company )
- [ 10 ] Wang H G 2001 *Ph. D. Dissertation*( Chengdu : Univ. Electron. Sci. Tech. China )( in Chinese ) [ 王浩刚 2001 博士学位论文( 成都 : 电子科技大学 ) ]

- [ 11 ] Song J M , Lu C C , Chew W C 1997 *IEEE Trans . Antennas Propagation* **45** 1488  
Chinese ] 聂在平、胡俊、姚海英等 1999 *电子学报* **27** 104 ]
- [ 12 ] Nie Z P , Hu J , Yao H Y *et al* 1999 *Acta Electron . Sin .* **27** 104 ( in  
[ 13 ] Jin J M 1993 *The Finite Element Method in Electromagnetics* ( New York : Wiley )

## Globalized numerical modeling of electromagnetic scattering from conductive targets with open cavity and electrically large size

Nie Zai-Ping Wang Hao-Gang

( *Department of Microwave Engineering , University of Electronic Science and Technology of China , Chengdu 610054 , China* )

( Received 13 December 2002 ; revised manuscript received 9 June 2003 )

### Abstract

In this paper , the electromagnetic scattering from conductive target with open cavity has been simplified as two ( inner and outer ) equivalent models by using the equivalence principle and introducing an equivalent magnetic current in the aperture of the cavity . For the inner part of the cavity , the equivalent conductance matrix has been obtained by use of connection scheme . Approximate boundary integral method has been used to describe the coupling between inner and outer parts of the cavity , and to obtain the aperture equivalent magnetic current . Finally , the general combined field integral equation was presented to form the electromagnetic model of the scattering problem , and the multilevel fast multipole algorithm was used to solve this problem efficiently . Numerical examples show good agreement between calculated results and measured data .

**Keywords** : target with open cavity , electromagnetic scattering , combined field integral equation , numerical analysis

**PACC** : 4110H , 1220