天线罩表面复杂区域的仿真有效性研究

王威[1]，万国宾[1]，巩亚萍[2]，袁中毅[2]

(1.西北工业大学 电子信息学院，陕西 西安 710129; 2.中航工业 济南特种结构研究所，山东 济南 250023)

摘 要: 天线罩分析的高频方法基于局部平板近似、网络传输矩阵和等效电磁流积分法求解带罩天线的远区场，罩面曲率等因素对其计算精度的影响程度备受关注。分别采用射线法、口径积分-表面积分法和体积分方程法，针对天线罩尖部大曲率区域和平滑罩面上局部大曲率扰动 2 种情况，研究了高频方法的计算误差与罩面曲率的关系，结果表明: 在罩面曲率半径大于 5 倍波长时高频方法能达到较好的精度，但在小于 2 倍波长时将出现严重的计算误差。

关 键 词: 天线罩; 高频方法; 平板近似; 误差; 曲率

中图分类号: TN820.8 **文献标志码:** A **文章编号:** 1000-2758(2014)01-0081-05

面对天线罩优化设计的计算机仿真计算时，往往要在准确性与计算效率间取舍。以矩量法(MoM)[1]和有限元法(FEM)[2]为代表的低频方法具有较高精度，同时计算需求过大，限于电小尺寸罩分析或与高频方法混合使用。高频方法，如射线追踪法(RT)[3]和物理光学法(PO)[4]因计算效率高被广泛使用。高频方法通常基于平板近似理论，该假设却不总能提供符合实际需求的精度。为弥补平板近似的不足，一种对策是寻找计算结果修正方法[5]，也有思路用局部曲率修正介质的传输系数[6]，总之会增加程序与运算的复杂度。此外，忽略天线罩的内反射也会使高频计算的结果产生一定误差。通常使用平板近似时，都会限于曲率半径较大的情况，然而，其具体数值，文献中并没有一个统一的结论。Paris 认为 PO 法中曲率半径要大于波长[4]。Kozakoff 表示 RT 法可以处理最小直径为 5 倍波长的带罩天线，PO 法能够应对大于 1 倍波长直径的带罩天线[7]。事实上，相关表述均缺乏说明与验证。着眼于考察基于平板近似的高频方法在天线罩面复杂区域的计算误差，本文设计了 2 种具有局部大曲率的天线罩模型，分别使用 RT 法与基于 PO 原理的口径积分——表面积分法(AI-SI)计算天线罩模型的透波率。同时将更加精确的体积分方程 MoM 应用于天线罩远场计算，将 MoM 的计算结果作为参照，与高频方法计算的透波率相比较，探讨平板近似方法的曲率限制对高频方法精度的影响。

1 分析方法

1.1 带罩天线辐射远场计算

自由空间中的等效电流 J 和等效磁流 M 的辐射场为[8]

$$\boldsymbol{E}=-\frac{\mathrm{j}}{4\pi\omega\varepsilon_0}\int_s\left[k^2\boldsymbol{J}+(\boldsymbol{J}\cdot\nabla)\nabla+\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\boldsymbol{M}\times\nabla\right]\phi\mathrm{d}s \tag{1}$$

$$\boldsymbol{H}=-\frac{\mathrm{j}}{4\pi\omega\mu_0}\int_s\left[k^2\boldsymbol{M}+(\boldsymbol{M}\cdot\nabla)\nabla-\mathrm{j}\omega\mu_0\boldsymbol{J}\times\nabla\right]\phi\mathrm{d}s \tag{2}$$

式中: k 为自由空间波数，ε_0 与 μ_0 为自由空间介电常数和导磁率，ω 为辐射波角频率，$\phi=\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR}}{R}$，$R$ 为源点到场点的距离。解(1)与(2)式的微商运算，得

$$\boldsymbol{E}=\frac{-\mathrm{j}ck\mu_0}{4\pi}\int_s\left\{\boldsymbol{J}\left[1-\frac{j}{kR}-\frac{1}{(kR)^2}\right]-(\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{R})\boldsymbol{R}\cdot\left[1-\frac{3j}{kR}-\frac{3}{(kR)^2}\right]+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{R})\left(1-\frac{j}{kR}\right)\right\}\phi\mathrm{d}s \tag{3}$$

收稿日期: 2013-04-15 基金项目: 航空科学基金(20101853019)资助

作者简介: 王威(1980—)，西北工业大学博士研究生，主要从事天线罩理论与设计研究。

$$\boldsymbol{H}=\frac{-\mathrm{j}ck\varepsilon_0}{4\pi}\int_s\left\{\boldsymbol{M}\left[1-\frac{\mathrm{j}}{kR}-\frac{1}{(kR)^2}\right]-(\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{R})\boldsymbol{R}\cdot\left[1-\frac{3\mathrm{j}}{kR}-\frac{3}{(kR)^2}\right]+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{R})\left(1-\frac{\mathrm{j}}{kR}\right)\right\}\phi\mathrm{d}s \tag{4}$$

式中: c 为空气中光速, $\boldsymbol{R}$ 为源点到场点的单位矢量。

求解远场时, $R\gg\lambda$, (3) 式可以化简为

$$\boldsymbol{E}=\frac{-\mathrm{j}k\eta}{4\pi}\int_s\left[\boldsymbol{J}-(\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{R})\boldsymbol{R}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{R})\right]\phi\mathrm{d}s \tag{5}$$

式中: η 为无耗媒质本质阻抗。

至于二维模型,需要对(5)式沿二维平面的垂向作积分,得

$$\boldsymbol{E}=\frac{-k\eta}{4\pi}\int_l\left[\boldsymbol{J}-(\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{R})\boldsymbol{R}+\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{R})\right]H_0^{(2)}(k\rho)\,\mathrm{d}l \tag{6}$$

式中: ρ 为二维平面内源点与场点的距离。

本文所采用的3种方法均通过(6)式计算远场,只是其积分所在的等效面选取不同。如图1,RT法在罩外的等效口径上做积分; AI-SI法在天线前半空间的罩壁外表面做积分,亦即图中天线罩的黑色部分; 而MoM法在天线罩外表面整体做积分。2种高频方法均未考虑罩内多次反射波的影响。

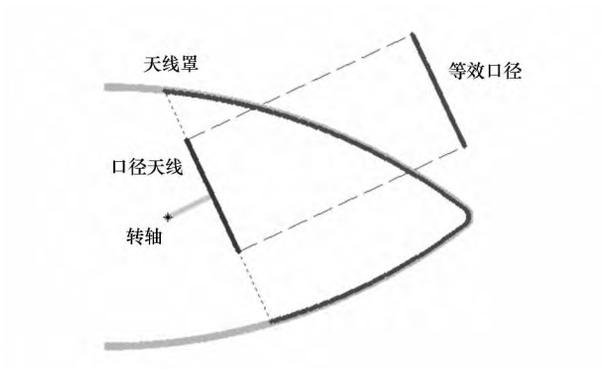


图1　带罩天线模型与等效面

1.2　等效电磁流计算

等效面上的等效电磁流可表示为

$$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}_t\quad\boldsymbol{M}=\boldsymbol{E}_t\times\boldsymbol{n} \tag{7}$$

式中: $\boldsymbol{n}$ 为等效面的单位外法向矢量, $\boldsymbol{E}_t$、$\boldsymbol{H}_t$ 表示等效面上的切向电场与磁场。

基于局部平板近似原理,根据入射角、罩厚、罩介电常数 ε 等参数,可借助传输线矩阵法[9]求得平行极化传输系数 $T_{/\!/}$ 与垂直极化传输系数 $T_\perp$。

用RT法计算时,等效口径上各点的电磁场与天线口径上剖分点的电磁场通过一簇射线一一对应。对应关系如下:

$$\boldsymbol{E}_t=\{[(\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{E}_a)\boldsymbol{b}]T_\perp+[(\boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{E}_a)\boldsymbol{t}]T_{/\!/}\}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kL} \tag{8}$$

$$\boldsymbol{H}_t=\{[(\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{H}_a)\boldsymbol{b}]T_{/\!/}+[(\boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{H}_a)\boldsymbol{t}]T_\perp\}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kL} \tag{9}$$

式中: $\boldsymbol{E}_a$ 与 $\boldsymbol{H}_a$ 为天线口径场。 $\boldsymbol{b}$ 是该射线入射面的垂直极化方向单位矢量, $\boldsymbol{t}$ 是平行极化方向单位矢量。 L 代表天线口径与等效口径间的距离。

AI-SI法需要在天线口径上积分求得天线罩内各点的入射场,积分的方程即为(3)式和(4)式。对于二维模型有:

$$\boldsymbol{E}_i=\frac{1}{4\mathrm{j}}\int_l\left[kH_1^{(2)}(k\rho)(\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{\rho})-\mathrm{j}\omega\mu_0H_0^{(2)}(k\rho)\boldsymbol{J}\right]\mathrm{d}l \tag{10}$$

$$\boldsymbol{H}_i=\frac{-1}{4\mathrm{j}}\int_l\left[kH_1^{(2)}(k\rho)(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{\rho})+\mathrm{j}\omega\varepsilon_0H_0^{(2)}(k\rho)\boldsymbol{M}\right]\mathrm{d}l \tag{11}$$

式中: $\boldsymbol{\rho}$ 表示源点到场点的单位矢量。而天线罩外表面上的切向电磁场为

$$\boldsymbol{E}_t=[(\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{E}_i)\boldsymbol{b}]T_\perp+[(\boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{E}_i)\boldsymbol{t}]T_{/\!/} \tag{12}$$

$$\boldsymbol{H}_t=[(\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{H}_i)\boldsymbol{b}]T_{/\!/}+[(\boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{H}_i)\boldsymbol{t}]T_\perp \tag{13}$$

当采用MoM求解二维TM模型时,相应的电场积分方程[10]为

$$E_z=E_z^{\mathrm{inc}}-\frac{\omega\mu_0}{4}\int_sH_0^{(2)}(k\rho)J_z\mathrm{d}s \tag{14}$$

结合电场与体电流密度的关系,方程(14)可化为

$$\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}E_z=E_z^{\mathrm{inc}}+\frac{\mathrm{j}\omega^2\mu_0\varepsilon_0(\varepsilon_0-\varepsilon)}{4\varepsilon}\int_sH_0^{(2)}(k\rho)E_z\mathrm{d}s \tag{15}$$

选取二维脉冲基函数,通过点匹配法求解积分方程(15),得出介质内部的体电流密度。再由(14)式算出天线罩外表面的切向场和等效电磁流。

2　罩型设计与计算结果分析

2.1　罩顶部大曲率区域模型

为探究局部大曲率罩壁对扫描天线之影响,首先设计一种侧壁为正切卵形而顶部为圆弧形的天线罩。侧壁与顶部具有各自一致的曲率,前者曲率较

小，后者曲率较大。天线罩外形可表示为

$$y=\begin{cases}\pm\sqrt{R^2-x^2}\pm 0.5W\mp R & 0\leqslant x\leqslant x_1\\ \pm\sqrt{r^2-(x-x_0)^2} & x_1\leqslant x\leqslant x_0+r\end{cases} \tag{16}$$

式中：

$$x_0=\sqrt{(R-r)^2-(R-0.5W)^2}$$

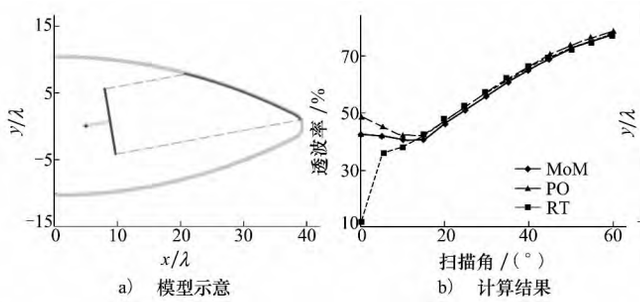
$$x_1=R\cdot\cos\left(\arcsin\frac{R-0.5W}{R-r}\right)$$

式中：R 表示正切卵形罩壁曲率半径，r 是圆弧罩壁曲率半径，W 是罩底宽度，x_0 为顶部圆弧圆心至罩底的距离，x_1 为顶部与侧面连接点至罩底的距离。在此定义下，顶部圆弧形罩壁与侧面正切卵形罩壁在连接处的切线连续，能实现平滑过渡。

如图 2a) 所示，天线罩顶部圆弧的曲率半径是 2λ，其余罩壁处的曲率半径均为 89.25λ。罩底部直径 21λ，长细比 2，罩厚 0.2λ。相对介电常数 4。天线长 10λ，天线转轴中心距罩底 5λ，天线转臂长 4λ，可在 ±60° 范围内转动。天线口径电流呈余弦分布（下文均如此）。由图 2b) 可见，在扫描角为 0°，亦即天线直射罩顶时，高频方法拥有最大的误差，特别是 RT 法的结果很不准确。随着扫描角的增大，天线主辐射方向渐渐远离罩顶，高频方法的误差逐步减小。从 15°扫描角开始，计算结果趋于一致，误差不超过 1.50%。而图 2a) 中天线所处的 10°扫描角仍对应有 2.10%的误差。所以，局部的大曲率罩壁只有在天线照射方向上，才能对平板近似的精度产生显著影响。

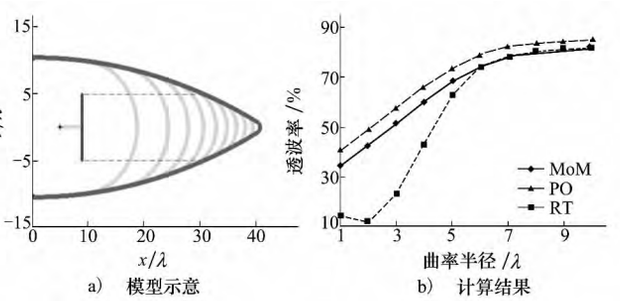
对安置于飞行器前端的天线罩而言，其曲率最大的部分在罩顶。为了解罩顶曲率对平板近似计算精度的影响，沿用上文中的正切卵形模型及其天线，固定天线扫描角为 0°，改变天线罩顶部圆弧的曲率半径。由(16) 式可知，若维持侧面正切卵形罩壁的曲率不变，仅仅改变顶部弧形罩壁的曲率，罩顶与侧壁的连接点位置会相应移动，同时罩顶大小与整罩长度也会发生改变。

如图 3a) 所示，黑色轮廓线表示模型顶部的曲率半径为 1λ，灰色轮廓线代表顶部曲率半径从 2λ 至 10λ 的模型。在图 3b) 中，随着罩顶曲率半径的增大，PO 法的误差由 6.21%降至 3.39%，变化并不明显。而 RT 法在曲率半径 5λ 以下时的误差显著，在曲率半径 6λ 以上时误差不大于 0.71%。



a)　模型示意　　b)　计算结果

图 2　变扫描角的透波率分析



a)　模型示意　　b)　计算结果

图 3　变罩顶曲率的透波率分析

2.2　平滑罩面局部大曲率凸起模型

为了更准确地观察局部曲率变化对高频方法计算精度的影响，考虑一种包含圆弧形顶部的三角形天线罩，亦即罩侧壁的曲率半径为无限大。在单侧罩壁上引入一段有限宽度并具有可变曲率的凸起，观察曲率大小对透波率的影响。

未引入侧壁凸起前的天线罩外形可表示为

$$y=\begin{cases}\pm\left|\dfrac{(L-x)W}{2L}\right| & 0\leqslant x\leqslant x_1\\ \pm\sqrt{r^2-(x-x_0)^2} & x_1\leqslant x\leqslant x_0+r\end{cases} \tag{17}$$

式中：

$$x_0=L-\frac{r\sqrt{L^2+(0.5W)^2}}{0.5W}$$

$$x_1=x_0+r\cdot\sin\theta$$

$$\theta=\arctan\frac{L}{0.5W}$$

式中：L 表示顶部未修圆的原始三角形天线罩长度，θ 是罩侧壁与底部的夹角。

引入凸起后，相关局部罩壁点 (x,y) 的坐标改变为 (x',y')

$$\begin{cases}x'=x+h\cdot\cos\theta\\ y'=y+h\cdot\sin\theta\end{cases} \tag{18}$$

式中：

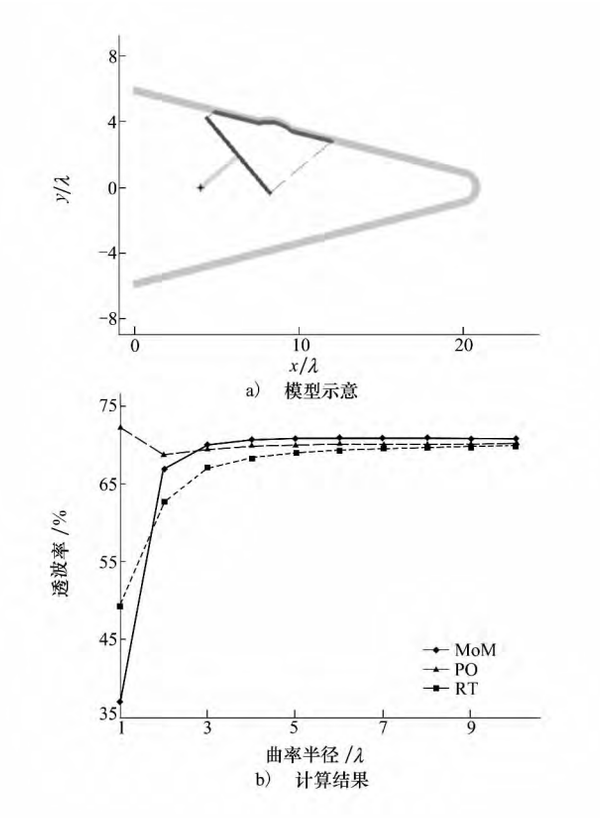


图4 罩壁凸起变曲率的透波率分析

$$h = \sqrt{r_p^2 - d^2} - \sqrt{r_p^2 - 0.25W_p^2}$$

h 表示该点处的凸起高度，r_p 是凸起的曲率半径，W_p 为凸起底部弦长，d 为该点在弦上投影与弦中点的距离。

如图4a) 所示。天线罩的底部直径 12λ，长细比2。罩厚 0.2λ。天线长 6λ，天线转轴中心距罩底 4λ，天线转臂长 3λ，旋转 40°。曲率扰动位于天线主辐射方向上，凸起底部宽度 2λ，扰动曲率半径 1λ 至 10λ。虽然罩顶部亦为曲率半径 1λ 的圆弧，因其距主辐射方向较远，对误差计算结果不会产生影响。在图4b) 中，当凸起的曲率半径大于5时，由计算方法选择导致的透波率差别趋于稳定，PO 法的误差不大于 0.85%，RT 法的误差不大于 1.82%。

3 结 论

本文主要探讨基于局部平板近似的天线罩高频分析方法计算准确性与罩面曲率的关系。通过建立包含局部大曲率的天线罩二维模型，比较 RT 法、PO 法与低频方法算得的透波率差异。可以发现：远场的计算精度与天线正前方的罩面曲率联系密切；当天线罩曲率半径大于5倍波长时，高频方法具有和 MoM 相接近的精度。

参考文献：

[1] Arvas E, Ponnapalli S. Scattering Cross Section of a Small Radome of Arbitrary Shape [J]. IEEE Trans on Antennas and Propagat, 1989, 37(5): 655-658

[2] Povinelli M J, D'Angelo J. Finite Element Analysis of Large Wavelength Antenna Radome Problems for Leading Edge and Radar Phased Arrays [J]. IEEE Trans on Magn, 1991, 27(5): 4299-4302

[3] Tricoles G. Radiation Patterns and Boresight Error of a Microwave Antenna Enclosed in An Axially Symmetric Dielectric Shell [J]. Journal of the Optical Society of America, 1964, 54(9): 1094-1101

[4] Paris D T. Computer-Aided Radome Analysis [J]. IEEE Trans on Antennas and Propagat, 1970, 18(1): 7-15

[5] Chang K. Antenna Angle Error Correction to Radome Curvature [C] //IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 1995, 1426-1429

[6] Einziger P D, Felsen L B. Rigorous Asymptotic Analysis of Transmission through a Curved Dielectric Slab [J]. IEEE Trans on Antennas and Propagat, 1983, 31(6): 863-870

[7] Kozakoff D J. Analysis of Radome-Enclosed Antennas [M]. 2nd ed. Norwood, MA: Artech House, 2010

[8] 杜耀惟. 天线罩电信设计方法 [M]. 北京：国防工业出版社, 1993
Du Yaowei. Electromagnetic Design Method of Radome [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1993 (in Chinese)

[9] 万国宾. 带罩天线与有限阵列结构的研究 [D]. 西安：西安交通大学, 2000
Wan Guobin. Analysis and Design of Radome-Enclosed Antennas and Finite Arrays [D]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University, 2000 (in Chinese)

[10] 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
He Guoyu，Lu Caicheng，Hong Jiacai，et al. Electromagnetic Scattering Computations and Measurements [M]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics Press，2006 (in Chinese)

Exploring Effectiveness for Simulating Complex Regions of Radome Surface

Wang Wei[1]，Wan Guobin[1]，Gong Yaping[2]，Yuan Zhongyi[2]
(1.Department of Electronics Engineering，Northwestern Polytechnical University，Xi′an 710072，China
2.Research Institute for Special Structures of Aeronautical Composite of AVIC，Jinan 250023，China)

Abstract: The high frequency method for radome analysis based on local planar approximation，network transmission matrix and the equivalent electromagnetic current integral method is widely used to calculate the far field of a radome-enclosed antenna. Under these methods，the radome surface curvature is the partial cause for calculation errors. The ray tracing method，the aperture integration-surface integration method and the method of moment for volume integral equation are used to study the relationship between the calculation errors of the high frequency method and the radome surface curvature. The 2D model of the radome is established，with the large curvature tip region or big local curvature perturbation on its smooth surface. The calculation results，given in Figs. 2，3 and 4，and their analysis show preliminarily that when the curvature radius of the radome surface is five times larger than the wavelength，the high frequency method based on local planar approximation has the calculation accuracy almost similar to the volume integral equation method of moment，but when the curvature radius is smaller than two times of the wavelength，the high frequency method has serious calculation error.

Key words: radome，antennas，calculation，computer simulation，error，geometrical optics，integration，integral equations，physical optics，high frequency approaches，local planar approximation