

机载雷达罩电讯设计中的 AF-SI 仿真技术

张 强¹, 杜耀惟¹, 曹 伟², 靖季洛¹

(1. 南京电子技术研究所, 江苏南京 210013; 2. 南京邮电学院, 江苏南京 210003)

摘要: 本文应用矢量口径积分和表面积分技术, 给出了机载雷达罩波瓣特性的定量分析方法, 在天线俯仰面尺度与波长相近及天线罩俯仰面曲率变化大的情况下, 口径积分-表面积分方法比三维射线法更为精确, 仿真计算结果与试验结果较为符合, 证明了算法的有效性.

关键词: 机载雷达罩; 口径积分-表面积分; 三维射线跟踪方法; 物理光学方法

中图分类号: TN178 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2001) 07-1006-03

The AF-SI Simulate Technique in Electrical Design of Airborne Radome

ZHANG Qiang¹, DU Yao-wei¹, CAO Wei², JING Ji-luo¹

(1. Nanjing Research Institute of Electrical Technology, Nanjing, Jiangsu 210013, China;

2. Nanjing university of posts & telecommunications, 210003, China)

Abstract: In this paper, the quantitative analysis method of the effects of airborne radome on the sidelobe of antenna enclosed is presented, by means of vector aperture integration and surface integration (AF-SI). When the radome dimension in elevation is around λ and the wall curvature varies significantly, it is more accurate to use the AF-SI method than 3 dimension ray tracking method. The calculated simulation results show good agreement with the scaled experimental data and the validity of the algorithm has been proven.

Key words: airborne radome; aperture integration; surface integration; 3 dimension ray tracking method; physics optics method

1 引言

旋转对称扁平椭球罩是机载雷达罩中一种主要形式, 定量地分析天线罩对天线副瓣的影响, 对设计这类天线罩十分必要, 扁平椭球罩在俯仰面上曲率半径变化很大, 最小约为一个 λ , 仅仅用三维射线跟踪方法计算带罩的天线方向图会在俯仰面上造成很大的误差^[1], Kolosov^[2] 提出射线跟踪和 Kirchhoff 矢量积分的物理光学算法, 分析此类天线罩的波瓣特性, 计算量巨大, 所需时间与天线口径的单元数 m 和波瓣观察角采样点数 n 的乘积成正比, 完成一个主面波瓣的计算, 需作 $m \times n$ 次表面积分. 本文用矢量口径积分和表面积分方法, 分析天线罩的波瓣特性, 仅需作 k 次 (k 是天线罩表面采样点数) 口径积分和 n 次表面积分, 简化了算法, 节省了机时, 同时得到了较高的计算精度, 已为试验结果所证实.

2 算法原理

2.1 理论

假定天线罩外形为旋转对称椭球, 罩内天线为切割椭圆口径, 天线的俯仰面最大尺寸为数个波长, 口径近场的管状场近似不再适用. 由于平面波谱积分计算效率对口径的严重依赖, 目前仅用于园对称口径^[3]. 为提高计算精度和计算效率, 本文利用天线口径矢量积分(AI)和表面积分(SI)方法, 建立

了 AF-SI 仿真算法, 定量分析了天线罩对天线方向图的影响, 算法过程是: (1) 采用口径矢量积分求得入射到天线罩内表面上的近场; (2) 将天线罩表面近似为局部的平面, 入射到内表面的场近似为平面波, 其传播方向由入射电磁场的坡印亭矢量确定; (3) 将入射场分解为平行和垂直两种极化波, 用二端口网络理论, 计算多层平板介质结构的复传输系数和复反射系数, 以确定罩表面的透射场和反射场量的切向分量; (4) 沿天线罩内表面对电场和磁场的切向分量作表面积分求远区辐射场量. AF-SI 算法的主要计算量集中在 k 次 (k 是天线罩表面采样点数) 口径积分和 n 次表面积分, 不需要对所有单元逐一计算子阵单元对各个观察角入射平面波的响应^[2], 大大减少了矢量曲面积分的次数. 口径积分法对天线口径没有限制, 包括线天线如 IFF 天线, 尤其适于自适应的口径分布.

2.2 口径积分-表面积分的计算方法

2.2.1 用于近场计算的口径积分方法 假定天线口径为 A , 法向为 n_a , 激励的电场为 E_a , 等效磁流为:

$$J_m = E_a \times n_a \quad (1)$$

电矢位

$$F = \epsilon \iint J_m \exp(-jkr) / (4\pi r) ds \quad (2)$$

其中: $k = 2\pi/\lambda$ λ 为天线辐射电磁波在自由空间中的波长,

$r = |r_s - r_a|$, r_s 是天线罩上场点的位置矢量, r_a 是天线口径源点的位置矢量, 并设 \hat{r} 是 r 的单位矢量. 仅对场点作 ∇ 运算, 得到入射到天线罩上的电场:

$$E = -\nabla \times F / \epsilon - \nabla \times \iint J_m \exp(-jkr) / (4\pi r) ds$$

$$= -\iint (jk + \frac{1}{r}) J_m \times \hat{r} \exp(-jkr) / (4\pi r) ds \quad (3)$$

对于入射磁场有:

$$H = \nabla \times \nabla \times F / (j\omega\mu\epsilon) = [\nabla \nabla \cdot F + k^2 F] / (j\omega\mu\epsilon) \quad (4)$$

经推导, 得到天线罩内表面上的入射磁场:

$$H = (j4\pi\omega\mu)^{-1} \iint \frac{\exp(-jkr)}{r} [-J_m \frac{1}{r} (jk + \frac{1}{r}) - (J_m \cdot \hat{r}) \hat{r} (k^2 - \frac{j3k}{r} - \frac{3}{r^2}) + k^2 J_m] ds \quad (5)$$

2.2.2 入射到天线罩内表面的切向场 入射到天线罩内表面上的电磁场能流密度:

$$S = \frac{1}{2} \text{Re}(E \times H^*) + \frac{1}{2} \text{Re}(E \times H^* \exp(j2\omega t)) \quad (6)$$

第二项对时间的平均值为 0, 入射波的传播方向为

$$\hat{s} = \text{Re}(E \times H^*) / |\text{Re}(E \times H^*)| \quad (7)$$

因为天线罩壁, 局部等效于 N 层介质平板, 用二端口网络理论^[4], 得到总级联 A 矩阵:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \prod_{i=1}^N \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \quad (8)$$

式中:

$$A_i = D_i = \text{ch}(j\gamma_i d_i), \quad B_i = Z_{0i} \text{sh}(j\gamma_i d_i),$$

$$C_i = \text{sh}(j\gamma_i d_i) / Z_{0i}, \quad \gamma_i = 2\pi \sqrt{\epsilon_i - \sin^2 \theta} / \lambda$$

其中: d_i 是第 i 层的厚度, ϵ_i 是第 i 层的复介电常数, θ 是入射角满足 $\cos \theta = \hat{s} \cdot n$, n 为入射点处的单位外法向矢量, Z_{0i} 是第 i 层对自由空间归一化特征阻抗:

$$\text{对平行极化, } Z_{0i} = Z_{\parallel} = \sqrt{\epsilon_i - \sin^2 \theta} / [\epsilon_i \cos \theta],$$

$$\text{对垂直极化, } Z_{0i} = Z_{\perp} = \cos \theta / \sqrt{\epsilon_i - \sin^2 \theta}$$

罩壁对电波的透过系数和反射系数为:

$$T = \frac{2}{A + B + C + D} = T_0 \exp(-j\phi_t) \quad (9)$$

$$R = \frac{A + B - C - D}{A + B + C + D} = R_0 \exp(-j\phi_r) \quad (10)$$

透过场的切向场矢量为:

$$E' = E_{\parallel}^i T_{\parallel} \exp(-j\eta_{\parallel}) e_{\parallel} + E_{\perp}^i T_{\perp} \exp(-j\eta_{\perp}) e_{\perp} \quad (11)$$

$$H' = H_{\parallel}^i T_{\perp} \exp(-j\eta_{\perp}) e_{\parallel} + H_{\perp}^i T_{\parallel} \exp(-j\eta_{\parallel}) e_{\perp}$$

式中: $\eta = \phi_t - 2\pi d \cos \theta / \lambda$, $d = \sum_{i=1}^N d_i$. 在天线罩内表面上, 得到反射场:

$$E'' = E_{\parallel}^i R_{\parallel} e'_{\parallel} + E_{\perp}^i R_{\perp} e_{\perp} \quad (12)$$

$$H'' = H_{\parallel}^i R_{\perp} e'_{\parallel} + H_{\perp}^i R_{\parallel} e_{\perp}$$

反射场的平行分量单位矢量 e'_{\parallel} 由下式确定, k_r 是反射场的传播方向的单位矢量:

$$e'_{\parallel} = e_{\perp} \times k_r = e_{\perp} \times [\hat{s} - 2(n \cdot \hat{s})n] \quad (13)$$

式(11)~(13)中: e_{\parallel} 、 e_{\perp} 是在罩壁上平行分量和垂直分量的单位矢量, n 是罩壁的外法线单位矢量. E_{\parallel}^i 、 E_{\perp}^i 、 H_{\parallel}^i 、 H_{\perp}^i 表

示罩内壁入射电场和磁场场量的平行分量和垂直分量, R_{\parallel} 、 R_{\perp} 分别为罩壁对入射电场平行分量和垂直分量的复反射系数.

2.2.3 表面积分 沿天线罩内表面所在的曲面上对切向电场和磁场作矢量积分, 求得远区的辐射场量:

$$E(\theta, \varphi) = -\frac{jk}{4\pi R} \exp(-jkr) \hat{r} \times \iint [n \times E' - \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \hat{r} \times n \times H'] e^{jkr' \cdot \hat{r}} ds \quad (14)$$

其中: R 是天线到远区观察点的距离, \hat{r} 是其单位矢量, r' 是曲面采样点位置矢量, E' 、 H' 根据需要, 可以是天线罩表面上的总切向电场和磁场矢量, 也可以是反射场或透射场的切向矢量, 以分别分析天线罩透过瓣和反射瓣对天线方向图影响.

3 仿真结果

由于扁平椭球罩对天线方位面波瓣图影响较小, 故着重分析雷达罩对天线俯仰面波瓣的影响.

3.1 算法的收敛性

为检验了算法的收敛性, 假定天线罩罩壁为自由空间即 $T = 1, R = 0$, 扁平椭球罩的短轴与长轴比 = 0.20, 将曲面积分沿天线罩表面投影到天线口径所在的平面, 简化为关于投影平面坐标的二次离散数值积分, 设 Δ 为平面二次积分坐标的采样间隔, 当 $\Delta = 0.5\lambda$ 时, 由于表面的曲率变化很大, 曲面上采样点间距远大于 0.5λ , 引起副瓣电平计算误差较大, 随着 Δ 减小, 离散的数值积分逐步接近标量积分的结果, 由图 1、2 可见, 对于 $-20 \sim -30\text{dB}$ 的副瓣, 采样间距 $\Delta \leq 0.25\lambda$ 时, 对于 $-40 \sim -50\text{dB}$ 的极低副瓣, 采样间距 $\Delta \leq 0.15\lambda$ 时, 离散的数值积分收敛. 仿真验算说明, 采样间隔对计算精度影响很大, 尤其对极低副瓣天线罩, 影响更大.

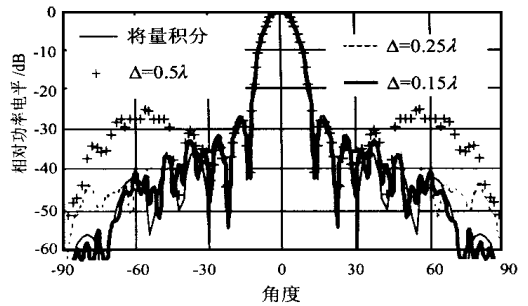


图 1 算法收敛性(幅度均匀分布)

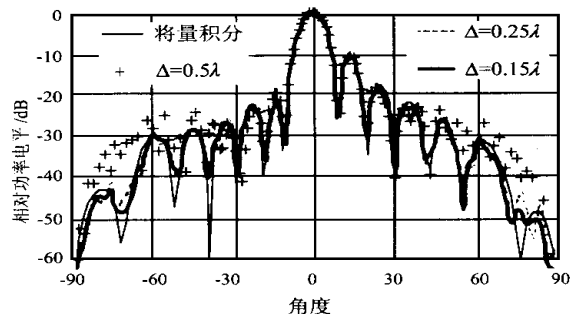


图 2 算法收敛性(相位加权分布)

3.2 雷达罩对雷达主天线影响的理论曲线与实验结果比较

设天线为垂直极化, 天线口径分布为相位加权 and 幅度加权, 天线放置在椭圆形 C 夹层罩天线罩内.

为验证计算精度, 将仿真计算与缩尺试验结果进行了比较. 图 3、4 给出了缩尺实验和理论仿真计算结果, 在计算中, 采样间距 $\Delta = 0.15\lambda$, 而缩尺天线在俯仰面分别为幅度均匀分布和相位加权分布.

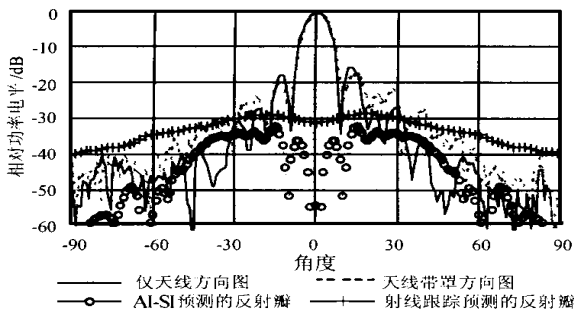


图 3 缩尺天线俯仰面加罩方向图(均匀幅度分布)

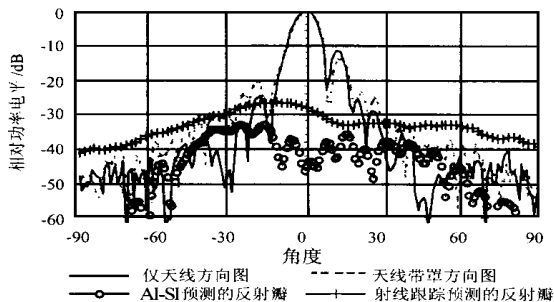


图 4 缩尺天线俯仰面加罩方向图(相位加权分布)

从天线俯仰面的方向图可见, 加罩后, 天线波瓣结构发生了变化, 在 $20^\circ - 60^\circ$ 范围内表现为副瓣包络整体抬高了 5~8dB, 在 $60^\circ - 90^\circ$ 范围内副瓣变化很小, 这与 AF SI 预计的反射瓣的分布是相符合的, 反射瓣在前半空间中与主辐射能量相干的结果形成某些角度范围内副瓣包络的抬高, 三维射线跟踪方法预测的反射瓣数值与实测相差较大, 在宽角方向上也并未出现预计的反射瓣. 在天线主瓣附近副瓣的抬高的原因较为复杂, 主要是天线口径上相位的分布经过天线罩壁后发生了变化, 实际的缩尺罩存在的随机加工公差使得天线罩对奇对称的相位加权分布影响更为明显.

由于口径积分使得计算入射到罩壁的场更精确, 沿矢量表面积分, 又计入了天线罩曲率变化的效应, 因而, AF SI 计算精度比三维射线跟踪方法要高. 需要说明 AF SI 理论模型假

定理想天线罩, 天线口径理想分布, 如果计入缩尺天线实际口径和缩尺罩(如某些部位是实芯玻璃钢, 泡沫胶条扩展等)实际情况, 预测的曲线将更趋于实测的结果. 另外, 在计算反射瓣时, 忽略了天线罩对反射场量的二次透过的影响, 当天线外形为扁椭球时, 向前半空间反射的场二次透过时, 对罩壁的入射角较小, 因而可以忽略天线罩对反射场量的二次透过的影响.

4 结论

本文采用口径积分表面积分(AF SI)方法, 定量分析了雷达罩对天线副瓣的影响, 研究了采样间隔对表面离散数值积分收敛性的影响, 并比较了仿真与缩尺试验的结果, 证明了算法的有效性, AF SI 算法的计算精度比三维射线法高, 对天线的口径没有限制, 可用于全口径天线雷达罩的仿真分析设计, 计算量则比物理光学方法大大降低, 适合于工程计算.

参考文献:

- [1] B Rulf. Problems of radome design for modern airborne radar [J]. Microwave Journal, Part I, January 1985: 145- 152.
- [2] Kolosov. An analysis of antenna radome directional characteristics of an AWACS-type system [A]. 95 International Radar Conference [C], Paris, 1995: 717- 720.
- [3] Wu D C, et al. Application of plan wave spectrum representation to the radome design [J]. IEEE Trans AP 22, 1974(3): 497- 500.
- [4] 杜耀维. 天线罩电信设计方法 [M]. 国防工业出版社, 1993.

作者简介:



张 强 男, 1962 年生, 1983 年毕业于华东师范大学物理系无线电专业, 1988 年于南京邮电学院获硕士学位, 现为南京电子技术研究所高级工程师, 主要从事机载和地面雷达罩电讯设计工作.



杜耀惟 男, 1937 年生, 1964 年毕业于北京大学物理系无线电专业, 现为南京电子技术研究所研究员, 中国电子学会会士, 长期从事雷达罩电讯设计工作.