

三维雷达罩和天线系统雷达截面的一体化分析

邓书辉 阮颖铮

(电子科技大学微波工程系, 成都, 610054)

THE OVERALL ANALYSIS OF RADAR CROSS SECTION FOR A THREE-DIMENSIONAL RADOME AND AN ANTENNA

Deng Shuhui, Ruan Yingzheng

(University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, 610054)

摘要 将入射平面波展开成一系列三维复射线波束场, 分析各波束经过多层介质雷达罩的透射与旋转抛物面天线反射后, 提出了一种等效复射线源来得到最终散射场的方法。设计了反射与透射的通用自动追踪程序, 可进行天线和天线罩一体化的雷达截面(RCS)分析, 给出了一个数值计算实例。

关键词 天线部件, 雷达截面, 电磁波散射

中图分类号 V243.2, TN820.1

Abstract The incident plane wave is expanded into a series of fields of three-dimensional complex rays, the penetrations of rays through a multilayered radome and the reflections of rays through a reflector antenna are analyzed, and the resultant scattered fields are obtained by a complex ray equivalent source method. A general automatical searching program for reflections, refractions, and penetrations is designed and can be used for RCS analysis of an antenna and a radome. A numerical example is also given.

Key words antenna components, radar cross sections, electromagnetic scattering

考虑天线罩和天线相互影响的一体化散射特性分析, 目前尚无文献报导, 原因可能是其结构复杂, 分析困难, 理论上难于找到一种简便的分析计算方法。对这种结构的一体化散射分析首先要解决雷达罩对电磁波的散射和透射。天线罩透射的分析, 以前大多采用高频近似方法, 例如几何光学法^[1, 2]、物理光学法^[3~5]、平面波谱积分法^[6]、微波网络法^[7]、复射线法^[8, 9]等, 其中几何光学法的适用范围是雷达罩的几何尺寸远大于入射波波长, 如果雷达罩的几何尺寸可以与波长相比拟, 所得结果将有显著误差。物理光学法的适用范围是观察点到雷达罩应远大于波长和雷达罩的尺寸, 可计算透过罩的场, 但不能估算交叉极化与光滑的双重弯曲雷达罩的透射。平面波谱法可应用于罩内雷达辐射到罩外远区场的分析计算, 但对反方向的传输或散射, 分析起来仍较复杂, 特别是罩内存在天线时。微波网络法仅限于分析平界面雷达罩。用复射线法分析天线透过雷达罩的辐射场较为方便, 文献[8, 9]证明了这种方法分析的可行性。对雷达罩的散射分析, 相对要困难一些, 现有文献亦很少。对于小电尺寸的任意形状单层, 文献[10]采用了等效电磁流法结合矩量法求解, 对大电尺寸的雷达罩的散射, 将采用复射线展开法与复射线近轴近似相结合的方法。对几

1993年2月11日收到, 1993年11月11日收到修改稿

国家自然科学基金和国家教委博士点基金资助课题

种常用天线的散射, 曾进行过一些研究^[11~13], 例如对反射面天线的分析曾用了几何光学法结合绕射理论、复射线法等。

1 理论分析

1.1 局部平面波展开成三维复射线叠加

在二维复射线展开^[14]的基础上, 将它推广到三维空间, 其思路是将局部平面波展开成四重 Gabor 谱叠加, 并寻找和定义一个对三维高斯波束双正交的函数, 经过运算后可得积分形式的展开系数, 该系数在一般情况下可用快速傅里叶变换计算出, 也可在一定条件下(展开间距远小于波长)用得到的简化式直接计算出。然后将局部平面波视为口径场, 通过对辐射场的积分渐近推导, 可以得到局部平面波入射场的一系列复源近似, 从而将局部平面波入射展开成一系列复射线入射。

1.2 复源波束在一般介质表面的反射与透射

如图 1 所示, 区域 p 由介质 ϵ_p, μ_0 填充, 区域 $p+1$ 由介质 ϵ_{p+1}, μ_0 填充, p 区的折射率为 n_p , $p+1$ 区的折射率为 n_{p+1} , 反射系数 $\Gamma_{E, H}$ 与透射系数 $t_{E, H}$ 可由上述参量及入射角得到。设界面的空间方程为任意光滑曲面, 若将入射线

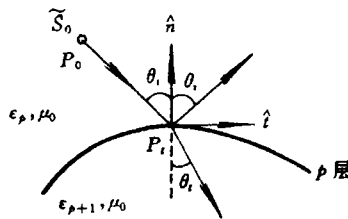


图 1 界面对射线反射与透射的几何关系

方程表示成以射线长度 l 为参量的表达式, 则可图 1 界面对射线反射与透射的几何关系 将这两方程联立求解得到 l , 从而求得入射射线与曲界面的交点坐标。再将垂直与平行入射面的两个参考单位矢量 $\hat{\psi}$ 与 \hat{t} 、反射射线方向 \hat{S}^r 与折射射线方向 \hat{S}^t 表示成含反射点界面处的法向单位矢量 \hat{n} 、入射角 θ_i 、折射角 θ_r 、入射射线方向 \hat{S}^i 以及 n_p, n_{p+1} 的运算式。至此完成了一次反射射线与折射射线的追踪。

设入射固定射线坐标系为 $(\hat{S}^i, \hat{b}_1^i, \hat{b}_2^i)$, 可以推导出反射射线固定坐标系 $(\hat{S}^r, \hat{a}_1^r, \hat{a}_2^r)$ 中后二个分量与折射射线固定坐标系 $(\hat{S}^t, \hat{a}_1^t, \hat{a}_2^t)$ 中后二个分量和 \hat{b}_1^i, \hat{b}_2^i 之间的关系式。再根据复射线理论, 复源点场可由相同结构的实源点场量公式解析延拓而得, 因此由实象散波反射矩阵^[15]推广, 得到以入射波复曲率矩阵 \tilde{Q}^i 、界面曲率矩阵 \tilde{C} 表

示的复反射波曲率矩阵 \tilde{Q}^r 及复折射波曲率矩阵 \tilde{Q}^t 。从而得到反射波束与折射波束复曲率半径 $\tilde{\rho}_{1,2}^{r,t}$ 与反射波前的复主方向 $(\hat{x}_1^r, \hat{x}_2^r)$ 与折射波前的复主方向 $(\hat{x}_1^t, \hat{x}_2^t)$ 。

1.3 复源波束经过介质层的散射与传输

如图 2 所示, 设从第 p 层上方 P_0 点出发的复波束传输到第 $p+q$ 层下方, 总场为经过各种不同次数反射和折射的组合, 它是一个无限级数和

$$\tilde{E}(P) = \sum_{M=0}^{\infty} \tilde{E}_M \quad (1)$$

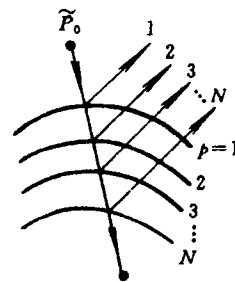


图 2 经过多层罩的集合传输射线

利用泊松求和公式, 并经过傅里叶变换和积分渐近计算, 可将上式简化为混合场表达式

$$\tilde{E}(P) = \sum_{M=0}^{\bar{M}-1} \tilde{E}_M + \tilde{E}_c \quad (2)$$

式中 \tilde{E}_c 为集合复射线场,它用一条复射线表示了从第 \bar{M} 条复射线开始的余量场^[16]。对于一般工程问题,选取 $\bar{M}=0$ 或 $\bar{M}=1$ 即可满足计算精度的要求。在计算中,取 $\bar{M}=0$,即只用一条直接穿过 p 至 $p+q$ 层的复射线来表示各层界面上的多次反射和折射效应,使计算过程进一步得到简化。

雷达罩对每个复波束的散射场应为以下各项之和

$$\tilde{E}^s = \tilde{E}^r + \sum_{p=2}^N \tilde{E}_{cp} \quad (3)$$

式中,第一项为罩表面的反射,后一项为各集合射线之和(N 为介质界面总数)。透过罩的集合射线再射到天线上,若天线为反射面天线,则可直接经天线反射得到反射复波束与反射场($\Gamma_{E,H}=-1$),反射波束再透过雷达罩(再次用集合射线表示),产生散射;若天线为非反射面形式,则可以将所有入射到罩内天线上的集合射线场叠加,以得到激励天线的场,再对天线产生的近区场进行步骤(1)式的复源波束展开,对每个复波束进行透过多层介质罩的集合射线处理,最后得对散射场的贡献。

1.4 由等效复源点法求出射复波束的散射场

如图3所示,出射射线方向为 \hat{S}^e ,固定射线坐标为 $(\hat{S}^e, \hat{a}_1^e, \hat{a}_2^e)$,场的主方向为 $(\hat{x}_1^e, \hat{x}_2^e)$,出射点为 P_e ,其位置为 \vec{R}_e ,观察点位置为 \vec{R}_0 。出射波一般是焦散的,具有两个复曲率半径 $\tilde{\rho}_{1,2}$,经过观察点 P_0 与出射射线轴线的平面与 \hat{a}_1^e 方向之间的夹角 $\varphi = \text{tg}^{-1}(\hat{R}_c \cdot \hat{a}_2^e / \hat{R}_c \cdot \hat{a}_1^e)$,式中 $\hat{R}_c = (\vec{R}_0 - \vec{R}_e) / |\vec{R}_0 - \vec{R}_e|$,而

\hat{x}_1^e 与 \hat{a}_1^e 之间的复夹角 $\tilde{\varphi}_1 = \cos^{-1}(\hat{x}_1^e \cdot \hat{a}_1^e)$,则经过观察点 P_0 与出射射线轴线的平面与 \hat{x}_1^e 复方向之间的夹角为 $\tilde{\eta} = \varphi - \tilde{\varphi}_1$,从而得到出射点 P_e 附近出射波的等效复曲率半径 $\tilde{\rho}_e = \rho_{e1} + i\rho_{e2} = \tilde{\rho}_1 \tilde{\rho}_2 / (\tilde{\rho}_1 \sin^2 \tilde{\eta} + \tilde{\rho}_2 \cos^2 \tilde{\eta})$, \tilde{S}_0 点可以看成是距 P_e 点 ρ_{e1} (沿射线反方向)处放置复源参量 $\vec{b}_e = -\rho_{e2} \hat{S}^e$ 所产生。

设出射点 P_e 处的场为 \tilde{E}^e ,设 \tilde{S}_0 处复源系数为 \tilde{A} ,则 P_e 点邻域处的场值应满足 $\tilde{E}_e = \tilde{A} \exp(ik\tilde{\rho}_e) / \tilde{\rho}_e$ 。由此解得 $\tilde{A} \approx \tilde{E}^e \tilde{\rho}_e \exp(-ik\tilde{\rho}_e)$ 。所以 \tilde{S}_0 点产生的复源波场在观察点 P 处的值为

$$\tilde{E}_p = \tilde{A} \exp(ik\tilde{R}) / \tilde{R} \quad (4)$$

式中 $\tilde{R} = (R_d^2 - b_e^2 - izR_d b_e \cos\theta')^{1/2}$, $R_d = |\vec{R}_0 - \vec{R}_p|$,其中 \vec{R}_p 为等效 \tilde{S}_0 点的实坐标位置 $\vec{R}_p = \vec{R}_e - \hat{S}^e \rho_{e1}$, $\cos\theta' = \hat{S}^e \cdot \vec{R}_d / R_d$ 。

2 数值结果与分析

作为一个实例,计算了一个单反射面天线和椭球形三层夹心介质罩的一体化散射。

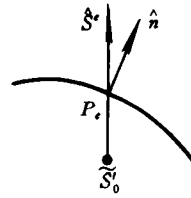


图3 出射点与等效复源点

几何结构如图 4 所示, 界面方程为 $\vec{r}_i = (x, y, c_i(1 - x^2/a_i^2 - y^2/b_i^2)^{1/2} - \Delta z)$, 其中 $i = 1, 2, 3, 4$ 代表介质分界面的层数, $a_1 = b_1 = 265\text{mm}$, $c_1 = 1295\text{mm}$; $a_2 = b_2 = 265.5\text{mm}$, $c_2 = 1295.5\text{mm}$; $a_3 = b_3 = 269.5\text{mm}$, $c_3 = 1299.5\text{mm}$; $a_4 = b_4 = 270\text{mm}$, $c_4 = 1300\text{mm}$; $\Delta z = 1010\text{mm}$, 内外层玻璃钢蒙皮 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 3.2$, 蜂窝夹芯层 $\varepsilon_2 = 1.08$ 。天线口径 $2a_m = 270\text{mm}$, 焦距 $f_m = 84\text{mm}$ 。入射波长 $\lambda = 32\text{mm}$ 。所有程序均在 IBM-PC/386 上调试运行。水平极化与垂直极化计算结果分别如图 5 与图 6 所示。由图可见, 在 $\theta = 0 \sim 30^\circ$ 范围内垂直极化呈现出比水平极化更大的振荡, 这点与单

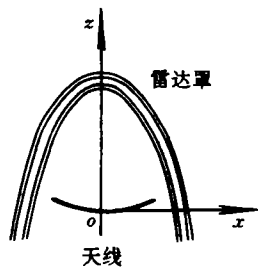


图 4 天线、天线罩模型

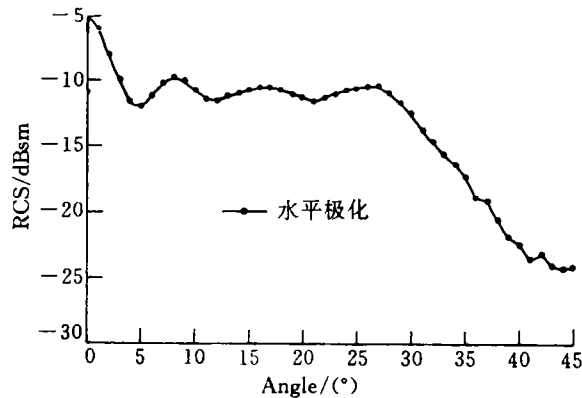


图 5 三层介质罩与单反射面天线的一体化
RCS(水平极化)

反射面天线类似^[17]。可求得本文单反射面天线单独存在时产生的 RCS 值为 -3.87dBsm , 而加有三层雷达罩的同样天线产生的 RCS 值为 -5.09dBsm , 因此比不带罩的要低 1.22dB 左右, 这是由于雷达罩的电气性能是设计在波长 $\lambda = 20\text{mm}$ 时电磁波良好透过, 而这里用的是威胁雷达波波长 $\lambda = 32\text{mm}$, 因此有一部分入射能量不能进入雷达罩被天线反射的缘故。另外单是三层雷达罩在轴向上的 RCS 值经计算为 -38.8dBsm , 并且从 $0 \sim 45^\circ$ 均在 -30dBsm 以下, 比天线 RCS 贡献要低得多, 这是由于介质层表面的反射系数比金属小得多且各层出射集合射线相位相加部分抵消的结果。

3 结束语

本文用平面波的复射线展开法、复射线近轴近似法、集合射线法与等效复源法分析了反射面天线与多层天线罩一体化散射这一较难分析、但又有实际意义的问题。本文方法的

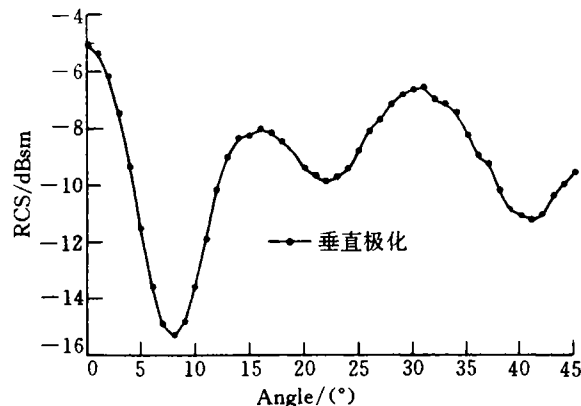


图 6 三层介质罩与单反射面天线的一体化
RCS(垂直极化)

特点是计算过程简单,在386微机上计算图5、图6的一条曲线(共46个点)仅需CPU时间10min,若用其它方法往往要用大型或巨型机方能完成。本文的理论还可推广用于解决许多其它类型的天线与多层天线罩一体化散射,将对飞行器这一强散射源的RCS预估和减缩有所帮助。

参 考 文 献

- 1 Tricoles G. Applications of ray tracing to predicting the properties of a small axially symmetric missile radome. IEEE Trans AP, 1976; 44: 244-246
- 2 Dowsett P H. Cross polarization produced in radomes—a program for its computation. IEEE Trans AP, 1973; 9: 421-433
- 3 Lee S W, *et al.* Wave transmission through a spherical dielectric shell. IEEE Trans AP, 1982; 30: 373-380
- 4 Su C C. A surface integral equations method for homogeneous optical filers and coupled image lines of arbitrary cross sections. IEEE Trans MTT, 1985; 33: 1114-1119
- 5 Huddleston G K, *et al.* A generalized ray tracing method for single valued radome surface of revolution. Proc of 15th Symp. on EM Windows. Georgia Institute of Technology, 1980: 44-49
- 6 Wu D C F *et al.* Plane wave spectrum—surface integration technique for radome analysis. IEEE Trans AP, 1974; 22: 407-500
- 7 克拉特 E F 等著, 阮颖铮等译. 雷达散射截面. 北京: 电子工业出版社, 1988: 219-235
- 8 阮颖铮. 圆柱天线罩电磁散射的复射线分析. 电子科学学刊, 1989; 11: 368-377
- 9 王月清, 阮颖铮. 任意曲面二维天线罩的复射线分析. 电子学报, 1989; (5)
- 10 Arvas E, Pommapalli S. Scattering cross section of a small radome of arbitrary shape. IEEE Trans AP, 1989; 37(5): 655-658
- 11 邓书辉, 阮颖铮. 反射面天线的单站雷达截面积. 电子科学学刊, 1990; 12(4): 361-368
- 12 邓书辉, 阮颖铮. 平板裂缝阵列天线的雷达截面积. 电子学报, 1992; 20(6): 15-20
- 13 邓书辉, 阮颖铮. 振子阵列天线的雷达截面积. 电子科学学刊, 1992; 14(5): 496-501
- 14 Maciel J J, Felsen L B. Gaussian beam analysis of propagation from an extended plane aperture distribution through dielectric layers. IEEE Trans. AP, 1990; 38(10): 1607-1623
- 15 James G L. Geometrical theory of diffraction for electromagnetic wave. England Peregrinus, 1981: 92-115
- 16 Einziger P, Felsen L B. Ray analysis of two-dimensional radomes. IEEE Trans AP, 1983; 31(6): 870-884
- 17 邓书辉, 阮颖铮. 反射面的轴向电磁散射及外形优化. 宇航学报, 1991; (1): 84-88