

变极化单脉冲环焦天线分析与实验

程 臻¹, 吕善伟¹, 姜新发²

(1. 北京航空航天大学电子系, 北京 100083; 2. 中国航电机集团二院 23 所, 北京 100039)

摘 要: 本文用物理光学法分析研究任意极化单脉冲环焦天线的近场分布和远场方向图. 利用傅里叶级数展开公式, 将四重积分分别简化为三重(近场)和二重积分(远场), 大大简化了数值计算. 实验结果证明了理论分析的正确性, 数学模型和分析软件可用于大中型双赋形单脉冲环焦天线设计.

关键词: 单脉冲; 环焦天线; 近场分布; 远场方向图; 极化

中图分类号: TN82 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2000) 09-0031-03

Analysis and Experiment of a Monopulse Ring-focus Antenna with Arbitrary Polarization

CHENG Zhen¹, LÜ Shan-wei¹, JIANG Xin-fa²

(1. Dept. of Electronic Eng., Beijing Univ. of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China;

2. Beijing Institute of Radio Measurement, Beijing 100039, China)

Abstract: In this paper, the P.O. method is used to predict the near field and far field of a monopulse ring-focus antenna with arbitrary polarization. By use of the Fourier series expansion, the radiation integral is simplified, respectively, from four dimensions to three dimensions for near field or two dimensions for far field. The formulae and codes developed have been tested by an experiment, and good agreement has been obtained.

Key words: monopulse; circular ring-focus; near field distribution; pattern; polarization

1 引言

采用环焦天线, 只要馈源的外形尺寸小于副面的外形尺寸, 就不会出现初级遮挡大于副面遮挡. 所以, 采用环焦反射面, 可以选用较小口径的副面, 从而使近轴副瓣得到改善^[1]. 而且, 环焦天线副面反射到馈源口面的能量很小, 从而大大改善了输入电压驻波比特性. 因此, 环焦天线引起了人们的广泛注意和极大兴趣, 并广泛应用于中小型卫星通信站.

诸多文献对环焦天线进行了分析和研究^[1~3], 如章日荣先生用射线描迹法推导出环焦天线远场计算公式^[2]. 尽管如此, 由于环焦天线副面的反转作用, 用于单脉冲跟踪时其差性能如何, 需要进行理论和实验研究. 目前, 尚未见到有关单脉冲环焦天线方面的资料发表, 已发表文献都是针对通信天线的要求, 相当于单脉冲的和通道方向图性能. 另一方面, 需要对近场分布进行比较严格的理论分析.

本文用物理光学法分析研究单脉冲环焦天线的近场分布和远场方向图; 理论推导出变极化单脉冲环焦天线辐射场通用表达式, 其中将任意极化任意形状的馈源方向图表示成相互独立的 f 函数与 ϕ 函数之组合; 用多项式拟合主副面形状, 使得双赋形反射面的形状参数可以方便地用解析式表示, 并利用傅里叶级数展开公式, 将有关副面坐标 ϕ 的积分直接

积出. 经过一系列运算, 将天线近场表示为三重积分. 对于远场, 利用远场条件和有关积分公式, 进一步简化为对主、副面径向坐标的双重定积分. 用它能够计算任意极化、赋形环焦天线和、差通道立体方向图. 本文分析设计一部 C 波段 3.5 米变极化单脉冲环焦天线, 实验模型的测试结果证明了分析研究的正确性. 数学模型和分析软件可用于大中型双赋形天线设计.

2 分析模型

2.1 环焦天线辐射场通用表达式

双赋形环焦反射面天线如图 1 所示, 馈源坐标以馈源相心为原点, 其余坐标以图 1 中 O 点为原点. 本文采用高精度的物理光学法计算它的差性能, 场点 $P(\rho, \phi, z)$ 的磁场为^[6]

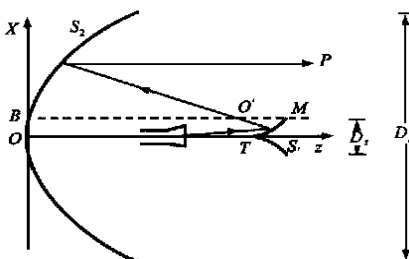


图 1 环焦天线示意图

$$H_p(R) = -\frac{jk}{2} \int_{s_2} ds_2 R \mathbf{x}(\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H}_2) \frac{1}{R^2} (1 + \frac{1}{jkR}) e^{-jkR} \quad (1)$$

式中 H_2 是主面 s_2 上的入射场

$$H_2 = -\frac{1}{2} \int_{s_1} ds_1 R_2 \mathbf{x}(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}_1) (jk + \frac{1}{R_2}) \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} \quad (2)$$

H_1 是副面 s_1 上的入射场。

任意极化单脉冲馈源和差通道的辐射电场可以用统一的表达式表示为：

$$E^f(R_0) = \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \int_{\Omega} f_{1,m}(\phi) (ae^j \cos m\phi + b \sin m\phi) + \phi f_{2,m}(\phi) (-ae^j \sin m\phi + b \cos m\phi) d\Omega \quad (3)$$

式中 $f_{1,m}(\phi)$ 、 $f_{2,m}(\phi)$ ——单脉冲馈源的两个主平面方向图,可根据实际馈源相位中心与副面间的距离测得; $m=1$ 为和通道, $m=2$ 为差通道; a 、 b 、为极化参数,满足 $a^2 + b^2 = 1$ 。

这样,将任意极化任意形状的馈源方向图表示成相互独立的 f 函数与 ϕ 函数组合,简化了天线辐射场表达式。

2.2 数学处理

从式(1)~(3)可以看出,如果采用直接积分方法求 $H_p(r)$,有一定难度.采取有一定精度的近似方法进行简化处理.首先,对于标准环焦天线,

$$R_2 = \frac{OP}{|OP|} = \frac{(x_2 - \frac{D}{2} \cos \phi_2) \hat{x} + (y_2 - \frac{D}{2} \sin \phi_2) \hat{y} + (z_2 - F_m) \hat{z}}{z_2 + F_m} \quad (4)$$

对于赋形环焦天线,作为近似处理,用抛物面拟合主面,将其焦点视为环焦天线等效焦点 O ,并求出对应等效焦距 F_m ,上式仍旧适用,从而简化 R_2 的表达式.将式(4)代入式(2),并考虑到 $kR_2 \gg 1$

$$H_2 = -\frac{jk}{2} \int_{s_2} ds_2 \mathbf{x} (I_x \hat{x} + I_y \hat{y} + I_z \hat{z}) \quad (5)$$

对于主副面为一般旋转曲面时,分别用多项式拟合

$$z_1 = \sum_{n=0}^N a_n r_1^n, z_2 = \sum_{m=0}^M a_m r_2^m \quad (6)$$

其中,多项式项数 N 和 M 由拟合精度确定,一般选在 10 左右就够了.副面 s_1 之外向单位法线矢量 $\hat{\mathbf{n}}_1$ 表示为

$$\hat{\mathbf{n}}_1 = \hat{x} A_{n1} \cos \phi_1 + \hat{y} A_{n1} \sin \phi_1 + \hat{z} A_{n1z} \quad (7)$$

其中 $A_{n1} = \sum_{n=1}^N a_n r_1^{n-1}$, $A_{n1z} = -\frac{1}{\sqrt{1+A_{n1}^2}}$

主面 s_2 之外向单位法线矢量 $\hat{\mathbf{n}}_2$ 表示式类似。

再则,因主面处于副面之 Fresnel 区,可对 $(e^{-jkR_2})/R_2$ 进行 Fourier 级数展开^[4]

$$\frac{e^{-jkR_2}}{R_2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{I_n(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, z_1, z_2)}{1 + 0_n} \cos n(\phi_1 - \phi_2) \quad (8)$$

式中 I_n 可用其一阶近似:

$$I_n^1 = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \frac{1}{R} e^{-jk(R + \frac{1}{2} r_0^2)} + \frac{1}{R} e^{-jk(R - \frac{1}{2} r_0^2)} J_n(\frac{k+1}{r_0}) - j \int_{-1}^1 \frac{1}{R} e^{-jk(R + \frac{1}{2} r_0^2)} - \frac{1}{R} e^{-jk(R - \frac{1}{2} r_0^2)} J_n(\frac{k-1}{r_0})$$

有关符号见^[4]。

这样一来,将自由空间格林函数 e^{-jkR}/R 展开为 $f(\phi, z)$ $\cos n\phi$ 之叠加,使得有关副面坐标 ϕ_1 的积分直接积出成为可能.将式(8)代入式(5),并令

$$\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}^f = \frac{1}{R_0} (C_x \hat{x} + C_y \hat{y} + C_z \hat{z}) \quad (9)$$

$$\text{化简后得 } I_x(y, z) = \frac{D}{2} \int_0^1 d_1 Q_1 \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} I_{x(y, z)1} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \text{其中 } I_{x1} &= C_{x1} I_{m+1}^1 [ae^j \cos(m+1)\phi_1 + b \sin(m+1)\phi_1] \\ &+ C_{x2} I_{m-1}^1 [ae^j \cos(m-1)\phi_1 + b \sin(m-1)\phi_1] \\ I_{y1} &= C_{y1} I_{m+1}^1 [ae^j \sin(m+1)\phi_1 - b \cos(m+1)\phi_1] \\ &+ C_{y2} I_{m-1}^1 [-ae^j \sin(m-1)\phi_1 + b \cos(m-1)\phi_1] \\ I_{z1} &= C_{z1} I_m^1 (ae^j \cos m\phi_1 + b \sin m\phi_1) \end{aligned}$$

$$C_{x1} = C_{y1}$$

$$= -\frac{1}{2} A_{n1} f_{1,m}(\phi) + \frac{1}{2} (A_{n1} \sin \phi + A_{n1z} \cos \phi) f_{2,m}(\phi)$$

$$C_{x2} = C_{y2}$$

$$= -\frac{1}{2} A_{n1} f_{1,m}(\phi) - \frac{1}{2} (A_{n1} \sin \phi + A_{n1z} \cos \phi) f_{2,m}(\phi)$$

$$C_{z1} = A_{n1} f_{1,m}(\phi), \quad Q_1 = \frac{1}{\sqrt{1+A_{n1}^2}}$$

2.2.1 环焦天线近区场

将主面 s_2 上的入射场 H_2 简化表示为对副面半径的积分.将式(10)代入式(5),并根据式(1),天线近区场简化为有关主面二维坐标和副面径向坐标的三重积分:

$$H(R) = -\frac{jk^2}{4} \int_0^2 ds_2 \int_0^{\frac{D}{2}} d_1 \int_0^1 \frac{1}{z_2 + F_m} \sqrt{1+A_{n1}^2} \mathbf{x} (D_x \hat{x} + D_y \hat{y} + D_z \hat{z}) (1 + \frac{1}{jkR}) \frac{e^{-jk(R_0+R)}}{R_0 R^2} \quad (11)$$

式中: $D_x = (\sin \phi - \frac{1}{2} \sin \phi_2) (n_{2x} B_y - n_{2y} B_x)$

$$- (z - z_2) (n_{2z} B_x - n_{2x} B_z)$$

$$D_y = -(\cos \phi - \frac{1}{2} \cos \phi_2) (n_{2x} B_y - n_{2y} B_x)$$

$$- (z - z_2) (n_{2z} B_y - n_{2y} B_z)$$

$$D_z = (\cos \phi - \frac{1}{2} \cos \phi_2) (n_{2z} B_x - n_{2x} B_z)$$

$$+ (\sin \phi - \frac{1}{2} \sin \phi_2) (n_{2z} B_y - n_{2y} B_z)$$

而 $B_x = \frac{1}{2} I_{z1} \sin \phi_2 - z_2 I_{y1}$, $B_y = z_2 I_{x1} - \frac{1}{2} I_{z1} \cos \phi_2$

$$B_z = \frac{1}{2} (I_{y1} \cos \phi_2 - I_{x1} \sin \phi_2), \quad \frac{1}{2} = \frac{1}{2} - (D/2), \quad z_2 = z_2 - F_m$$

2.2.2 环焦天线远区场

在天线远区,辐射场表达式可以进一步简化.利用远场条件和下列积分公式^[5]

$$\frac{1}{2} \int_0^2 d\phi_2 \sin m\phi_2 e^{jx \cos(\phi_2 - \phi)} = j^m J_m(x) \sin m\phi$$

$$\frac{1}{2} \int_0^2 d\phi_2 \cos m\phi_2 e^{jx \cos(\phi_2 - \phi)} = j^m J_m(x) \cos m\phi$$

经过坐标变换和一系列化简,得到

$$\begin{aligned} E &= -\frac{k^2}{2R} e^{-jkR} \int_0^{\frac{D}{2}} d_1 \int_0^1 Q_1 \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \int_0^{\frac{D}{2}} d_2 \int_0^2 Q_2 \frac{e^{jkz_2 \cos \phi}}{z_2 + F_m} I \\ E_\phi &= -\frac{k^2}{2R} e^{-jkR} \int_0^{\frac{D}{2}} d_1 \int_0^1 Q_1 \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \int_0^{\frac{D}{2}} d_2 \int_0^2 Q_2 \frac{e^{jkz_2 \cos \phi}}{z_2 + F_m} I_\phi \end{aligned} \quad (12)$$

式中 $I = W_1 J_{m+1}(u) + W_2 J_m(u) + W_3 J_{m-1}(u)$,

$$I_\phi = T_1 J_{m+1}(u) + T_2 J_{m-1}(u), Q_2 = \sqrt{1 + A_{n2}^2}$$

$$W_1 = j^{m+1} [W_1 \cos(m+1)\phi + W_2 \sin(m+1)\phi]$$

$$W_2 = j^m [W_5 \cos m\phi + W_6 \sin m\phi]$$

$$W_3 = j^{m-1} [W_3 \cos(m-1)\phi + W_4 \sin(m-1)\phi]$$

$$T_1 = j^{m+1} [T_1 \cos(m+1)\phi + T_2 \sin(m+1)\phi]$$

$$T_2 = j^{m-1} [T_3 \cos(m-1)\phi + T_4 \sin(m-1)\phi], u = k_2 \sin$$

由于篇幅所限,上式中其他参数不再一一罗列。式(12)将远区辐射场简化为对主、副面径向坐标的双重定积分,这些公式可用来计算单脉冲环焦天线立体方向图。

3 实例

为了验证上述理论公式的正确性,设计了一部 3.5m C 波段双赋形双圆极化单脉冲环焦天线,并将它用作一部周期—非周期混合相控阵的平面波馈电系统。环焦天线诸参数的选择综合主、副面和馈源等统筹考虑,主要包括焦距比、副面直径、馈源照射角和边缘照射电平以及反射面赋形方式、口面分布函数等。实验天线的尺寸为: $D_m = 3500\text{mm}$, $D_s = 375\text{mm}$, m

$= 24^\circ$ 根据天线指标(如增益、副瓣等),选择合适的口面分布函数(混合型分布函数)和馈源形式(发左收右加片喇叭单脉冲馈源)。由选定的口面分布函数和馈源和方向图,用几何光学法^[1]得到主、副面形状。分别用式(11)和式(12)计算该天线近场幅相分布和远场和、差方向图,并将计算结果与模型天线测试结果比较。图 2 是近场差通道幅度分布计算结果与测试数据比较,测试平面与反射面底部相距 1154.6mm。近场测试是将反射面天线与相控阵装在一起进行的,移相器离散性会带来幅相误差,并且未加探头修正。距离天线中心 1300mm 处是周期—非周期阵交接的地方,此处测试结果不能反映环焦天线场分布的真实情况。除此之外,计算结果与测试数据基本吻合。图 3 是远场和通道幅度方向图计算结果与测试数据比较,图 4 是远场差通道幅度方向图计算结果与测试数据比较。计算时未考虑天线支杆影响,第二副瓣之后存在误差。从图可以看出,二者一致性良好。天线实测和方向图半功率波束宽度 1° 、效率 60% 、副瓣电平 -21dB 、差方向图分离角 1.8° 、零深 $< -35\text{dB}$ 。实验结果证明了上述各种公式的正确性和实用性。

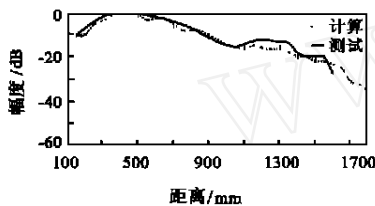


图 2 差通道近场幅度分布计算结果与测试数据比较 ($Z = 1154.6\text{mm}$, 口径上离中心 1300mm 对应周期和非周期阵交界处)

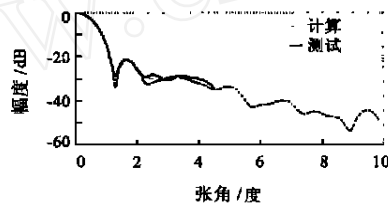


图 3 远场和方向图计算结果与测试数据比较

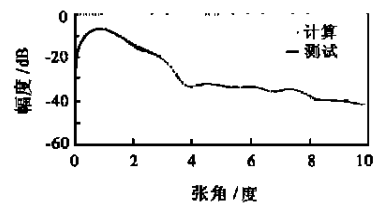


图 4 远场差方向图计算结果与测试数据比较

4 结论

在用电流积分法表达出变极化单脉冲环焦天线辐射场的基础上,利用傅里叶级数展开和有关积分公式,将积分化简,大大简化了数值计算,实验数据证实了理论计算结果。得出的通用公式和编制的计算软件可以用于分析任意极化环焦天线和、差通道的近场与远场性能,能够计算立体方向图。稍作修改,就可用于其它类型双赋形反射面天线设计。有关环焦天线和、差通道性能综合优化问题,将在近期发表的论文中讨论。

参考文献:

- [1] 杨可忠,等. 现代天线新技术 [M]. 北京:人民邮电出版社,1993.
- [2] 章日荣,等. 环焦改进型双镜天线 [J]. 中国科学(A 辑),1991,21(6):638-646.
- [3] 爱金堡,等著,汪茂光,等译. 超高频天线(下) [M]. 北京:人民邮电出版社,1981.
- [4] H. Zucker. Fresnel region approximations for wide angles and large fresnel numbers [J]. IEEE Trans., Antennas and Propagation, 1966, 14(6):664-688.
- [5] 熊继袞,等. 防空导弹制导雷达天馈系统与微波器件 [M]. 北京:宇航出版社,1994.

[6] 谢处方. 天线原理与设计 [M]. 西安:西北电讯工程学院出版社,1985.

作者简介:



程 臻 1962 年生,1983 年毕业于合肥工业大学无线电技术专业,1988 年在航天部二院获硕士学位,现任航天机电集团 23 所研究员、天线室主任,从事反射面天线、相控阵天线、馈源和自适应天线等方面的研究工作,公开发表学术论文十余篇;1998 年开始在北京航空航天大学电子系攻读博士学位。



吕善伟 1937 年生,北京航空航天大学电子工程系教授,博士生导师。研究领域包括裂缝阵、高频天线、微波元件和微波通信系统等。

姜新发 1936 年生,航天机电集团 23 所研究员。从事各种天线、馈源、微波元件和自适应天线等方面的研究工作。