

毫米波衍射天线增益的计算*

樊仲维 卢振武 廖江红

(中国科学院长春光机所应用光学国家重点实验室, 长春 130022)

摘要 应用天线理论中的电流分布法, 首次推导出了具有连续位相结构的衍射天线的增益计算公式。应用此公式对我们设计的毫米波衍射天线进行了模拟计算, 其结果与实测值比较接近。并对模拟计算结果进行了分析。

关键词: 衍射天线; 增益; 电流分布法

1 引言

在毫米波领域, 天线作为定向辐射、接受装置, 其增益是设计时首先要考虑的问题。天线具有方向特性, 即其在单位立体角内辐射的功率是方向的函数, 用增益函数表示。如果用 P_T 表示天线辐射的总功率, 增益函数定义为在给定的方向 (φ, θ) 上单位立体角内辐射的功率 $p(\varphi, \theta)$ 与均匀辐射的单位立体角内辐射的功率之比, 用 $G(\varphi, \theta)$ 表示^[1], 即:

$$G(\varphi, \theta) = \frac{p(\varphi, \theta)}{P_T/4\pi} \quad (1)$$

增函数的最大值称为增益, 记为 G_M 。

应用衍射光学技术设计制作的衍射天线不仅具有平面化的外形, 而且具有轴向尺寸小, 重量轻等优点。是一种新型的平面天线的型式。目前国外学者在设计衍射天线时均采用离散量化的位相结构型式, 所设计的衍射天线增益不高, 一般不超过 35 dB^[2]。我们设计制作了一个具有连续位相结构的反射型毫米波衍射天线, 具有较高的增益, 实际测量达 40.9 dB。其设计参数为:

焦距 $f=400$ mm, 相对孔径 $D/f=1$, 工作波长 $\lambda=8.33$ mm。

天线制作在铝板上。反射面由六个环带组成。其中第 m 个环带的半径 R_m 由下式给出^[3]:

$$R_m = \sqrt{n f \lambda + (n \lambda / 2)^2} \quad (2)$$

由于相对孔径比较大, 因此衍射天线边缘环带的特征尺寸为波长量级, 采用光学标量衍射理论来进行分析和计算有一定的误差^[4]。应用天线理论中的电流分布法, 本文首次推导出了具有连续位相结构的衍射天线的增益计算公式。推导过程沿用了一般面天线增益计算时采用的近似方法。并与测量的结果进行了比较。二者是比较接近的。

* 国家自然科学基金·应用光学国家重点实验室基金资助项目

收稿日期: 1996年3月14日

2 公式推导

为公式推导起见,建立如图 1 所示的三个坐标系,分别为:

1)以天线反射面中心为原点的直角坐标系 (x, y, z) ;

2)为表述馈源以天线的焦点为原点的球坐标系 (ρ, ξ, ψ) ;

3)为表述远场性质以天线的焦点为原点的球坐标系 (r, φ, θ) 。

在焦点处的馈源,设其方向图的主平面 E 面和 H 面分别与图 1 中的 xz 面及 yz 面重合,辐射功率为 P_T ,增益函数在球坐标系 (ρ, ξ, ψ) 中表述为 $G(\xi, \psi)$,则在 (ξ, ψ) 方向,单位立体角内辐射的功率为:

$$p(\xi, \psi) = \frac{P_T}{4\pi} G(\xi, \psi) \quad (3)$$

在本文中用下标 i 表示入射场量,下标 r 表示反射场量,单位面辐射功率用玻印亭矢量 \bar{s} 表示,与电场强度 E_i 关系为:

$$\bar{s} = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{1/2} E_i^2 \quad (4)$$

式中, ϵ, μ 分别为介电常数和磁导率。在距焦点 ρ 处,单位立体角内辐射的功率与电场强度 E_i 的关系为:

$$p(\xi, \psi) = \frac{\bar{s}}{\frac{1}{\rho^2}} = \frac{\rho^2}{2} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{1/2} E_i^2 \quad (5)$$

那么在反射镜面上任意一点 (ρ, ξ, ψ) 入射电场矢量为:

$$E_i = \left[\left(\frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/2} \frac{P_T}{2\pi} \right]^{1/2} \frac{[G_r(\xi, \psi)]^{1/2}}{\rho} e^{-jk\rho} e_{E_i} \quad (6)$$

e_{E_i} 为入射电场的极化方向的单位矢量, k 为波数。假定反射镜面是理想导体,其电导率为无穷大。此时导体完全反射入射的电磁波^[5],有:

$$J_s = n \times H = n \times (H_i + H_r) \quad \text{及}$$

$$n \times (E_i + E_r) = 0 \quad \text{因而} \quad n \times (e_{E_i} + e_{E_r}) = 0 \quad (7)$$

J_s 为感应电流, H 为磁场强度, e_{E_r} 为反射电场极化方向的单位矢量。对理想导体,在同一点反射电场矢量与入射电场矢量数值相等。则反射电场可以写为:

$$E_r = \left[\left(\frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/2} \frac{P_T}{2\pi} \right]^{1/2} \frac{[G_r(\xi, \psi)]^{1/2}}{\rho} e^{-jk\rho} e_{E_r} \quad (8)$$

对于理想导体,反射波和入射波磁场的切向分量相等, $n \times H_i = n \times H_r$ 。又由几何光学可知,经反射镜面反射后,反射波沿 z 轴方向传播,其方向单位矢量为 i_z 。沿用平面波中电场强度与磁感应强度的关系:

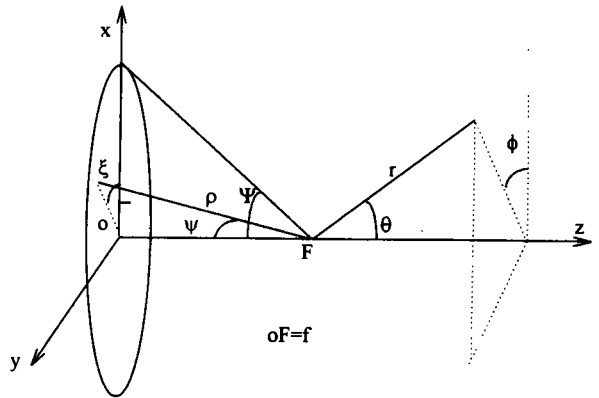


图 1 反射型衍射天线的几何参数

Fig. 1 Geometry of reflecting diffractive antenna

$$H = \left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)^{1/2} (\mathbf{s} \times \mathbf{E}) \quad (9)$$

则面电流可以写为:

$$J_s = \left[2\left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)^{1/2} \frac{P_T}{4\pi}\right]^{1/2} \frac{[G_f(\xi, \psi)]^{1/2}}{\rho} e^{-jk\rho} [\mathbf{n} \times (\mathbf{i}_z \times \mathbf{e}_{E_r})] \quad (10)$$

$$\text{其中 } \mathbf{n} \times (\mathbf{i}_z \times \mathbf{e}_{E_r}) = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_{E_r}) \mathbf{i}_z - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}_z) \mathbf{e}_{E_r} \quad (11)$$

可见反射镜面上所产生的感应电流既有与 z 轴方向 \mathbf{i}_z 平行的分量, 又有和与反射场电矢量极化方向 \mathbf{E}_r 平行的分量。由于反射波沿 z 轴传播, 故反射波的极化方向 \mathbf{e}_{E_r} 与 xy 平面平行。在分析远场电场强度状况时, 把每一个镜面单元看作电基本振子, 远场任意一点的电场强度为镜面上所有单元对该点贡献之和。对于距焦点足够远的任意一点 $p(r, \varphi, \theta)$, 其电场强度可由下述公式给出⁽⁶⁾:

$$E_p = -\frac{j\omega\mu}{2\pi r} e^{-jkr} \int_{s_0} \{ \mathbf{n} \times \mathbf{H}_i - [(\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i) \cdot \mathbf{r}_0] \mathbf{r}_0 \} e^{jk\rho_0 \cdot \mathbf{r}_0} ds \quad (12)$$

式中, s_0 为反射镜面面积, 上式积分实际是反射天线的各个环带的面积分之积。 ρ_0 和 \mathbf{r}_0 分别为反射镜面上面元 ds 和所求场点的单位方向矢量。可见 $\mathbf{r}_0 \times \mathbf{E}_p = 0$, 因而 \mathbf{E}_p 与传播方向 \mathbf{r}_0 垂直。将 \mathbf{E}_p 分解为 \mathbf{E}_θ 和 \mathbf{E}_φ 两个分量, 相应的单位方向矢量为 \mathbf{i}_θ 和 \mathbf{i}_φ , 分别代表沿着 θ 和 φ 增加的方向:

$$E_\theta = -\frac{j\omega\mu}{2\pi r} e^{-jkr} \left[\left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)^{1/2} \frac{P_T}{2\pi} \right]^{1/2} \mathbf{i}_\theta \cdot \mathbf{i} \quad (13a)$$

$$E_\varphi = -\frac{j\omega\mu}{2\pi r} e^{-jkr} \left[\left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)^{1/2} \frac{P_T}{2\pi} \right]^{1/2} \mathbf{i}_\varphi \cdot \mathbf{i} \quad (13b)$$

式中, 矢量 \mathbf{i} 可以写成:

$$\mathbf{i} = \iint_0^{2\pi} \frac{[G_f(\xi, \psi)]^{1/2}}{\rho} [\mathbf{n} \times (\mathbf{i}_z \times \mathbf{e}_{E_r})] \cdot e^{-jk\rho[1 + \cos\psi\cos\theta - \sin\psi\sin\theta\cos(\xi - \psi)]} \cdot \rho^2 \sin\psi \sin\xi d\psi d\xi \quad (14)$$

ψ 为天线口径相对于焦点的半张角。不失一般性, 我们假定馈源辐射极化方向与 xz 面平行, 由天线理论, 远场辐射图中仅 \mathbf{E} -面 和 \mathbf{H} -面上电场强度的极化方向与 xz 面平行。众所周知, 沿着 z 轴的方向辐射最强。令(13b)式中 $\theta = \psi = 0$ 。并注意到此感应面电流 J_s 的沿 z 轴分量对于 \mathbf{E}_θ 没有贡献, 有:

$$E(r, 0, 0) = \frac{j\omega\mu}{2\pi r} e^{-jkr} \left[\left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)^{1/2} \frac{P_T}{2\pi} \right]^{1/2} \cdot \iint_0^{2\pi} e_{E_{rx}} [G_f(\xi, \psi)]^{1/2} e^{-jk\rho(1 + \cos\psi)} \rho \sin\psi d\psi d\xi \quad (15)$$

$e_{E_{rx}}$ 是矢量 \mathbf{e}_{E_r} 在 x 轴上的分量, 由于存在交叉极化, 它是 (ξ, ψ) 的函数。然而为简化分析, 在进行天线分析时一般地忽略 $e_{E_{rx}}$ 在口径上的变化。设馈源辐射方向图是对称的。由抛物面的几何性质, $\mathbf{n} \times \mathbf{i}_z = \cos \frac{\psi}{2}$, 且在球坐标系 (ρ, ξ, ψ) 中抛物面方程为:

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos\psi} = f \cdot \sec^2\left(\frac{\psi}{2}\right) \quad (16)$$

代入以上关系式, 完成对 ξ 的积分。若衍射天线具有 M 个环带, ψ_0 和 ψ_1 分别是第 m 个环带起始及终止位置相对焦点的半张角。则(15)式成为:

$$E(r, 0, 0) = \frac{j\omega\mu}{r} e^{-jkr} \left[8 \left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)^{1/2} \frac{P_T}{4\pi} \right]^{1/2} \sum_{m=1}^M \int_{\psi_0}^{\psi_1} f \cdot [G_f(\psi)]^{1/2} e^{-j2kf} \tan \frac{\psi}{2} d\psi \quad (17)$$

在单位立体角内辐射的功率 $p(0,0)$ 为:

$$p(0,0) = \frac{1}{2} r^2 \left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^{1/2} |E(r,0,0)|^2 \quad (18)$$

由于天线辐射的总功率即是馈源辐射的总功率,因此最后导出衍射天线的增益为:

$$G_M = \frac{p(0,0)}{\frac{P_T}{4\pi}} = \frac{16\pi^2}{\lambda^2} \left| \sum_{m=1}^M \int_{\psi_0}^{\psi_1} f \cdot e^{-j2kf} [G_f(\psi)]^{1/2} \tan \frac{\psi}{2} d\psi \right|^2 \quad (19)$$

注意上式中在不同的环带具有不同的 f 值。正是 f 及 e^{-j2kf} 的存在,使衍射天线增益的频率特性与一般的抛物面天线不同。而在相同的条件下,抛物面天线的增益为⁽⁷⁾:

$$G_M = \frac{p(0,0)}{\frac{P_T}{4\pi}} = \frac{16\pi^2 f^2}{\lambda^2} \left| \int_0^{\psi} [G_f(\psi)]^{1/2} \tan \frac{\psi}{2} d\psi \right|^2 \quad (20)$$

在其它条件不变时,其增益正比于工作频率的平方。

3 模拟计算及讨论

根据所推导的增益计算公式,对前述我们设计的衍射天线的增益进行了模拟计算。为计算方便,馈源选择一般常用的方向图形式⁽⁸⁾:

$$G_f(\psi) = 2(n+1)\cos^n\psi \quad 0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2} \\ = 0 \quad \psi \geq \frac{\pi}{2} \quad (21)$$

由于在以后实际测量时所用的馈源使天线边缘照射为 -7.7 dB,因此在(20)式中选用 $n=14$ 以满足边缘照射条件。增益的模拟计算值 $G_M=42.4$ dB。

1996年2月,我们在航天总公司第二研究院第二0七所对衍射天线的增益进行了测量,其测量值为40.9dB。可以看出理论计算与实际测量结果比较接近。分析其间存在的1.5dB差值,原因主要有两点:一是理论计算过程中馈源增益函数选取时,假设其为对称所造成的。实际上,由于交叉极化的影响,矢量 e_{ψ} 在 x 轴上的分量 e_{ψ_x} 是变化的,除了E一面和H一面外, e_{ψ_x} 均小于1。因此,(15)式的积分值偏大。导致理论计算值略大于实际测量结果;二是本天线是由金属铝板材机械加工制成的,在制作过程中带来了一定的误差。如果进一步严格控制机械加工的误差,相信所得结果会更好一些。

4 结 论

根据天线理论中的电流分布法,推导出了衍射天线的增益计算公式。与利用光学标量衍射理论进行计算相比,由于考虑了电磁波的极化特性,使得本文的分析和计算更接近反映实际状态。对我们所设计的衍射天线进行的理论模拟计算与实际测量相比较的结果也证明了这一点。

参 考 文 献

- [1] 康行健, 天线原理与设计. 北京: 北京理工大学出版社, 1993, 29-32
- [2] Y. J. Guo and S. K. Barton. Multilayer Phase Correcting Fresnel Zone Plate Reflector Antennas. *International Journal of Satellite Communications*, 1993, 11, 75-80
- [3] D. N. Black and J. C. Wiltse. Millimeter-Wave Characteristics of Phase-Correcting Fresnel Zone Plates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1987, 35(12), 1128
- [4] 同 3. 1123
- [5] [德] 玻恩等著, 杨荫荪等译, 光学原理. 北京: 科学出版社, 1978, 820-831
- [6] [美] S. 西尔弗主编, 江贤祚等译, 微波天线理论与设计. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1989, p171
- [7] 同 6. p488
- [8] 同 6. p489

Calculation of Gain for Millimeter Diffractive Antenna

Fan Zhongwei, Lu Zhenwu and Liao Jianghong

(State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Changchun 130022)

Abstract

The gain calculating formula for diffractive antenna with continuous phase structure is derived by current-distribution method in antenna theory for the first time. The simulative calculation is made for a millimeter diffractive antenna. The results are close to the measured data. The simulative result is analyzed.

Key words: Diffractive antenna, Gain, Current-distribution method

樊仲维 男, 1965年生, 1986年毕业于浙江大学光学仪器工程学系。1986-1990年在中国科学院长春光学精密机械研究所工厂从事光学仪器的设计工作。1992年毕业于吉林工业大学应用物理系并取得硕士学位。现在中国科学院长春光学精密机械研究所应用光学国家重点实验室攻读博士学位。主要研究方向是衍射光学元件的设计理论和工艺研究。