

一种偏馈 FZP 天线的设计方法¹

李校林 杜惠平

(重庆邮电学院无线电系 重庆 400065)

摘要 本文通过对 FZP 反射面偏轴扫描特性进行的分析, 基于菲涅尔区相位修正原理, 提出一种新型的偏馈 FZP 反射面天线设计方法, 并利用物理光学方法得到一组模拟计算的数值结果。通过与正馈 FZP 反射面天线的比较, 证实了这种反射面天线具有一些很好的聚焦特性。有关数值结果有助于该类天线的实际设计。

关键词 反射面天线, 偏馈, 菲涅尔区相位修正平面 (FZP)

中图分类号 TN823

1 引言

近年来, 对菲涅尔区相位修正平面 (FZP) 反射面天线的研究时见报道^[1-7]。所讨论的类型除修正区域为圆 (环) 状的 FZP 天线情形外, 还有修正区域为条带状的一维 FZP 天线等^[2,4]。所采用的典型分析方法则有物理光学法、矩量法和基尔霍夫矢量绕射公式等。此外, FZP 天线的实现结构上包括了板状结构和印刷板结构等多种形式^[6,7]。有关实验研究表明^[4], 在 54 ~ 68GHz 的频率范围内, 其口径效率可达 52.1%。

FZP 反射面天线一个突出的优点是它具有较好的偏轴扫描特性, 即当平面波偏离反射面轴线以某角度 θ 入射时, 将会在轴线另一侧形成新的聚焦点, 且聚焦场幅随入射角度增大下降缓慢。虽然如此, 有研究表明^[6] 其偏轴扫描存在一定的限制, 即当入射角大于某一角度后, 聚焦场幅随入射角的增大而下降很快。因此, 在一些特定的场合下, 有必要对偏馈式 FZP 天线进行专门的设计。

2 正馈 FZP 天线偏轴扫描特性的限制

文献 [6] 对正馈 FZP 天线的偏轴扫描特性进行了分析, 并给出一组数值计算结果。对其中的某一设计, 在聚焦场幅下降不超过 6dB 的情形下, 偏轴扫描角度的范围可达 $\pm 20^\circ$ 。在一定的角度范围内, 场幅随入射角度的变化呈准线性关系, 但超过一定的角度后, 这种关系变得复杂。

事实上, 可以直接从物理意义上来定性分析这种偏轴扫描特性变化的原因。设有正馈设计的 FZP 反射面如图 1 所示, 其中 F 为设计焦点且焦距为 f , 当平面波偏离轴线以倾角 θ 入射时, 在 FZP 反射面上形成一系列新的菲涅尔区, 如图 1 虚线所示。未重新作相位修正时, 新的第一菲涅尔区和原第一区形成两交叠区, 这两区域对实际焦点 (F') 处的场强贡献起抵消作用, 当倾角进一步增大时, 其中一个交叠区可以一直延伸至覆盖更多阶的原菲涅尔区, 使得 FZP 有效反射面积迅速下降, 从而使 F' 处的场幅迅速下降。换言之, 随着偏轴角度的增大, 原来各菲涅尔区在聚焦点处的贡献存在反相相消的成分。而当偏轴角度增大到一定程度时, 各菲涅尔区在聚焦点处的场的合成转变为以反相抵消为主, 从而造成偏轴扫描特性的迅速恶化。

¹ 1997-08-29 收到, 1998-07-07 定稿

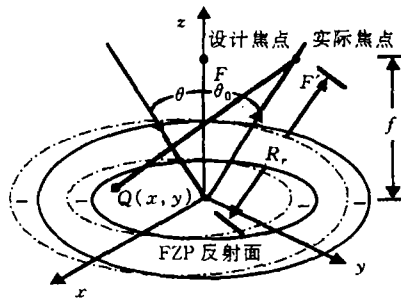


图 1 几何关系

3 椭圆偏馈天线的设计

基于菲涅尔区相位修正原理可以用来进行偏馈 FZP 天线的专门设计。设平面波以入射角 θ 平行 $yo z$ 平面入射到 xoy 平面上, 如图 2 所示, 设计焦点为 F , F 点到平面的距离为 d , 入射平面波到达 xoy 面上任意一点 $Q(x, y)$ 与原点的相位差为

$$\Phi(y) = (2\pi/\lambda)y \sin \theta. \quad (1)$$

为了在聚焦点处不出现反相成分, 应有

$$|QF| + y \sin \theta - |OF| = n\lambda/P, \quad (2)$$

其中 $|QF|$ 为平面上任意一点 Q 到 F 点的距离, $|OF|$ 为平面上坐标原点 O 到 F 点的距离, 且平面上各点到聚焦点处的波程差 (含入射波波程差) 不大于 $1/P$ ($P = 2, 4, 6 \dots$) 波长。

(2) 式中, 代入各点坐标后, 经化简得

$$x^2 + \cos^2 \theta \left(y + \frac{n\lambda \sin \theta}{P \cos \theta} \right)^2 = \frac{n^2 \lambda^2}{P^2 \cos^2 \theta} + \frac{2nd\lambda}{P \cos \theta}. \quad (3)$$

(3) 式为各菲涅尔区的轨迹方程, 式中 P 常称为相位修正因子, λ 为入射平面波的波长, 各区域的序数 $n = 1, 2, \dots$, (3) 式亦可写为

$$\frac{x^2}{B^2} + \frac{(y + C)^2}{A^2} = 1 \quad (4)$$

(4) 式为标准椭圆方程, 其轨迹为一系列偏心椭圆, 如图 3 所示。各椭圆形菲涅尔区的长轴为 $A = \frac{1}{\cos \theta} \sqrt{\frac{n^2 \lambda^2}{P^2 \cos^2 \theta} + \frac{2nd\lambda}{P \cos \theta}}$, 短轴为 $B = \sqrt{\frac{n^2 \lambda^2}{P^2 \cos^2 \theta} + \frac{2nd\lambda}{P \cos \theta}}$, 各偏心椭圆的中心点位置由 $C = n\lambda \sin \theta / (P \cos^2 \theta)$ 确定。

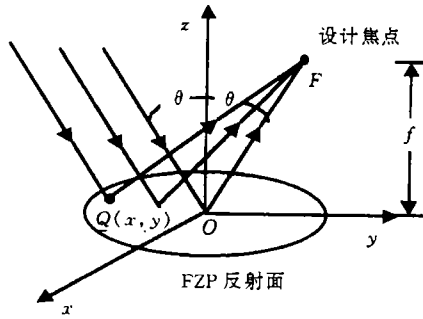


图 2 偏馈 FZP 反射面的几何关系

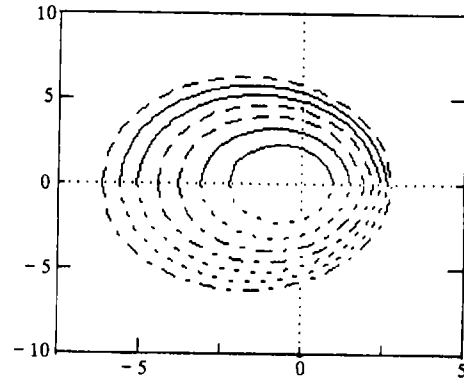


图 3 偏馈天线的平面图

为 FZP 使平面起到聚焦作用, 可以对各菲涅尔区进行人为的相位修正, 常用的方法有两种^[1]: 一是将部分菲涅尔区前移一个位移量, 且前移量为

$$d_n = \left[\frac{2n}{P} - \text{Int} \left(\frac{n-1}{P} \right) \right] \frac{\lambda}{2}, \quad (5)$$

式中 Int 为取整函数。另一种方法是在各菲涅尔区采用具有不同的相移特性的低损耗介质材料, 则各区域的厚度, 即前移量为

$$d_n = \left[\frac{2n}{P} - \text{Int} \left(\frac{n-1}{P} \right) \right] \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (6)$$

式中 ϵ_r 为材料的相对电容量。这样经相位修正后, 可以人为地使相邻区域在聚焦点处的贡献彼此间相位差小于 $2\pi/P$, 从而使聚焦场得以加强。

4 平面波入射时的焦区场

对上述各菲涅尔区进行 $1/P$ 波长相位修正, 即对平面电磁波沿设计方向入射到 FZP 反射面后形成的各菲涅尔区加以相应的相位修正量:

$$\Phi_n = (n-1)k_0\lambda_0/P, \quad (7)$$

式中 n 为区域编号, 且 $n = 1, 2, 3, \dots$; k_0 为波数, λ_0 为自由空间的波长。设单位平面波沿设计方向入射到上述菲涅尔区相位修正平面上, 如图 2 所示, 且入射波磁场沿 x 轴极化, 即

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{a}_x \exp(-j\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (8)$$

式中, $\mathbf{k} = (\mathbf{a}_x \sin \theta + \mathbf{a}_y \cos \theta)k_0$, $\mathbf{a}_x, \mathbf{a}_y, \mathbf{a}_z$ 分别为坐标轴的单位向量。

由物理光学法可求得入射波在反射面上所激励的面电流密度, 进而可求出由该电流密度分布在空间任一观察点 $P(x, y, z)$ 处产生的散射场磁场为

$$\mathbf{H} = \mathbf{a}_x H_x + \mathbf{a}_z H_z, \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \sum_{n=1}^N -\frac{z}{2\pi} e^{j\Phi_n} \iint_{\Delta S'_n} e^{-jky' \sin \theta} \left(jk + \frac{1}{r} \right) \frac{e^{-jkr}}{r^2} dx' dy', \\ H_z &= \sum_{n=1}^N -\frac{1}{2\pi} e^{j\Phi_n} \iint_{\Delta S'_n} e^{-jky' \sin \theta} \left(jk + \frac{1}{r} \right) \frac{e^{-jkr}}{r^2} (x - x') dx' dy', \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中 Φ_n 为第 n 区的相位修正量, N 为区域总数, S'_n 为第 n 区的面积, r 为源点到场点的距离, 且 $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}$ 。

(10) 式中, 根据各区域相位修正量的不同, 整个反射面平面分割成为 N 个离散的椭圆(环)形区域。通过被积函数(各环带电流密度分布)分别乘以对应的相位修正因子 $e^{j\Phi_n}$, 从而模拟了对各相位区域的相位修正。因而, 整个积分的结果反映了在观察点处各区域聚焦场分布的合成结果。

5 设计结果和讨论

5.1 偏馈 FZP 天线的焦区场与正馈 FZP 天线的偏入射焦区场比较

利用 (10) 式可以对偏馈 FZP 天线的焦散区场分布进行模拟计算, 本文中焦平面表示过焦点且与 FZP 天线反射面平行的平面。

在入射波以相同入射角照射时, 将具有相同口径面积的正馈 FZP 天线和偏馈 FZP 天线所产生的聚焦场幅进行比较, 并将其进一步与正入射时正馈 FZP 天线所产生的聚焦场幅相比较, 得到图 4 中所示的结果。在图 4 所给出的一组曲线中, 曲线 1 是正馈 FZP 天线正入射的场分布, 最大场幅达 25dB。曲线 2 是入射角为 30° 正馈 FZP 天线形成的聚焦场分布, 与曲线 1 相比最大场强下降 6dB, 其新的聚焦点约在 35° 处, 且聚焦场主瓣展宽, 副瓣电平抬高。另一方面, 在入射波沿设计方向入射时, 曲线 3 表示了采用偏馈 30° 设计的 FZP 天线所形成的聚焦场分布, 最大场幅比曲线 1 只下降 2dB, 实际聚焦点与设计焦点完全重合, 且副瓣没有增高。这表明偏馈设计能有效地改善斜入射时 FZP 天线的聚焦特性。

5.2 偏馈 FZPA 的优化设计

当入射角变化时, 正馈 FZP 天线在实际焦点 F' 处的场幅变化曲线及其与偏馈设计 FZP 天线对应情形的比较如图 5 中所示。其中曲线 1、3 为正馈 FZP 天线的情形; 曲线 2、4 为偏馈 FZP 天线的情形, 计算参数如图例中所列, 且两种天线口径面积近似相等。图 5 的结果表明: 当焦距分别为 $f = 5\lambda$ 和 $f = 10\lambda$ 时, 曲线 1、曲线 3 分别在约 $\theta_1 = 17^\circ$ 和 $\theta_2 = 12^\circ$ 的范围内呈准线性关系。另一方面, 曲线 2、曲线 4 中则反映了不同的变化特点。

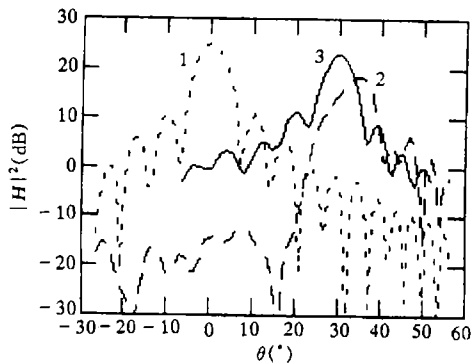


图 4 正馈、偏馈 FZP 的场幅分布

- 曲线 1: 圆形口径面积 $S = 56.25\pi\lambda^2$,
 $P = 4, f = 5\lambda, \theta = 0^\circ$
 曲线 2: 圆形口径面积 $S = 56.25\pi\lambda^2$,
 $P = 4, f = 5\lambda, \theta = 30^\circ$
 曲线 3: 椭圆形口径面积 $S = 56\pi\lambda^2$,
 $P = 4, d = 5\lambda, \theta = 30^\circ$

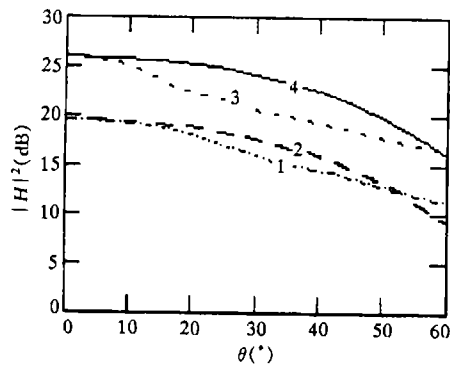


图 5 聚焦点功率电平与入射角的关系

- 曲线 1: 圆形口径面积 $S = 25\pi\lambda^2$,
 $P = 4, f = 5\lambda$
 曲线 2: 椭圆形口径面积 $S = 25\pi\lambda^2$,
 $P = 4, d = 5\lambda$
 曲线 3: 圆形口径面积 $S = 100\pi\lambda^2$,
 $P = 4, f = 10\lambda$
 曲线 4: 椭圆形口径面积 $S = 100\pi\lambda^2$,
 $P = 4, d = 10\lambda$

通过比较可以看出: (1) 在小角度范围内, 偏馈 FZP 天线的场强与正馈 FZP 天线的场强相比变化不大; (2) 在中等角度时, 对曲线 1、2 而言, 在 $17.5^\circ \sim 50^\circ$ 内, 采用偏馈设计时焦点处聚焦场幅最大提高约 2.5 dB。对曲线 3、4 而言, 在 $12.5^\circ \sim 60^\circ$ 内, 采用偏馈设计时焦点处聚焦场幅最大提高约 4dB。(3) 在大角度时(分别大于 50° 、 60° 时)偏馈 FZP 天线的场强较正馈 FZP 天线下降要快。其原因在于大角度时, 偏馈 FZP 天线的菲涅尔区环数较正馈 FZP 少得太多, 相位修正利用率低。为此在大角度偏馈设计时可增大相位修正因子 P 的值。因此当入射角较小时, 可以利用正馈 FZP 天线较好的偏轴扫描特性, 通过平移馈源位置来实现偏馈。而当斜入射角为中等角度时, 则进行偏馈天线的专门设计将会达到更好的聚焦性能。

6 结束语

上述分析和模拟计算的有关数值结果表明, 文中提出的偏馈 FZP 天线在特定的应用场合下, 可以达到更好的聚焦性能, 并在客观上成为正馈 FZP 天线的必要补充或完善。此外有关曲线有助于偏馈 FZP 天线的实际设计。

参 考 文 献

- [1] 杜惠平, 阮颖铮. 菲涅尔区平面反射器的焦散场. 电子科技大学学报, 1994, 23(1): 36-42.
- [2] 杜惠平, 阮颖铮. 一维菲涅尔区相位修正平面反射器的聚焦特性研究. 电子科学学刊, 1994, 16(5): 529-532.
- [3] Hristov H D, Herben M H A J. Millimeter-wave fresnel-zone plate lens and antenna. IEEE Trans. on MTT, 1995, MTT-43(12): 2779-2785.
- [4] Guo Y J, Barton S K. Analysis of one-dimensional-zonal reflectors. IEEE Trans. on AP, 1995, AP-43(4): 385-389.
- [5] Guo Y J, Barton S K. Phase correcting reflector incorporating ring. IEEE Trans. on AP, 1995, AP-43(4): 350-355.

- [6] 李方伟, 杜惠平. 菲涅尔区相位修正平面反射器天线的偏轴扫描特性. 重庆邮电学院学报, 1996, 8(3): 7-10.
[7] 叶春飞, 章文勋. 菲涅尔区板天线焦区场特性研究. 电子科学学刊, 1997, 19(1): 132-136.

THE DESIGN OF NEW OFFSET FED FRESNEL ZONE PLATE ANTENNA

Li Xiaolin Du Huiping

(Dept. of Radio Eng., Chongqing Institute of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065)

Abstract A new offset elliptic Fresnel Zone Plate Antenna (FZPA) has been suggested based on the Fresnel principle. Simulation of the focusing property of this FZPA and that of the regular one shows that the one suggested here can give better focusing characteristics in some applications. The numerical results give a help to the design of offset FZPA.

Key words Reflector antenna, Offset feed, Fresnel zone plate

李校林: 男, 1969 年生, 硕士, 工程师, 从事天线、无线电通信等方面的研究工作.

杜惠平: 男, 1966 年生, 博士, 副教授, 从事电磁场与微波技术方面的教学和研究工作.