

平面带线天线元的数值分析*

陈进光 施文洪

(福州大学福州)

摘要 用矩量法得出了一种平面带线天线元的口径场分布、方向图和方向性系数的数值结果。计算过程中遇到的积分方程奇异性问题,通过试验函数的简单移位得到了解决。

关键词 天线;带线天线;数值分析

一、引言

目前,对小型卫星通信地面站的兴趣正在迅速增长^[1],而地面站小型化的关键在于天线的小型化。平面天线很适合这种需要,尤其适于作为接收天线。

1953年, Deschamps^[2]提出了微带辐射器的概念,这可算是平面印刷天线的开端。70年代初, Howell^[3]和 Munson^[4]研制出了第一个实用的微带天线。随后,由于微带天线具有重量轻、体积小、造价低、平面结构和可与集成电路兼容等优越性,引起了人们越来越大的兴趣,使得微带天线得到了广泛、深入的研究,提出了各种各样的平面印刷天线——微带天线、带线天线、印刷偶极子天线和背腔反射式印刷天线等。1982年, Rammos^[5]利用一种辐射元^[6]研制成一种崭新的平面天线阵。实验结果表明,这种天线阵具有高增益和宽频带特性,作为小型卫星地面站的接收天线是很有前途的。但至今尚未见到这种阵所用天线元的理论分析。本文用矩量法^[7]计算出了这种天线元的口径场分布、两个主平面上的方向图和方向性系数。计算过程中,用简单的移位法解决了积分方程中的奇异性问题。

二、数学方法

1. 理想化模型

我们所研究的天线元如图1所示。精确分析这个天线元是非常困难的,为此,我们作如下理想化处理:(1) $L \rightarrow \infty$, 这只要 L 大于几个口径长即可;(2) $W \rightarrow 0$, 即把馈线当成一细电流丝;(3) 辐射场主要由正对口径的那一段带线产生,故略去口径外带线对辐射场的贡献;(4) D 相对于 $2R$ 很小,认为背腔沿径向无限扩展;(5) 带线衬底的介电常数较小 ($\epsilon_r \approx 2.55$), 因而背腔内空气与衬底介质间的不连续效应可以用一等效 D 计及, 即把 D 折合成 $D' = D\sqrt{\epsilon_r}$, 从而认为背腔内也充满介质。这样,图1可简化成图2所

* 1986年5月27日收到,1987年2月16日修改定稿。

示的理想化模型。图中标出了所选的坐标系。

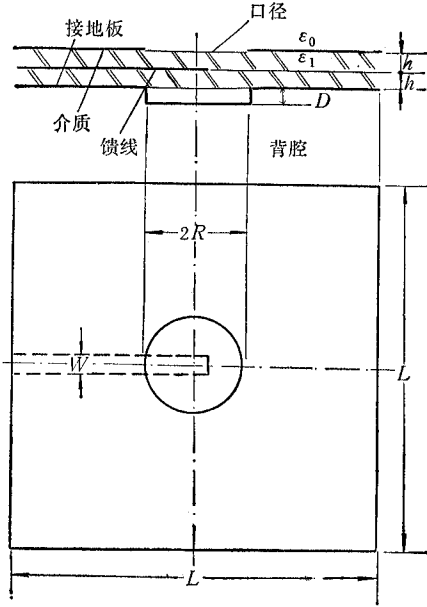


图1 实验辐射元

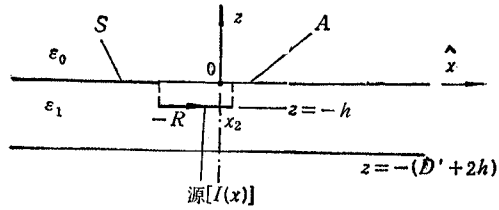


图2 置于笛卡尔坐标系中的理想化模型

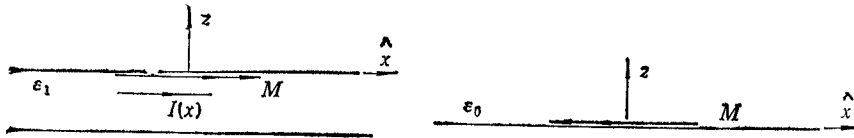
2. 积分方程

利用等效原理^[8]可以把原问题分解成下列两个等效问题。图中 $\mathbf{M} = \mathbf{z} \times \mathbf{E}_t$ 为口径上等效面磁流密度, \mathbf{E}_t 为口径电场, $I(x)$ 为带线上电流。于是, 在区域 $z \in (-D' + 2h, 0)$ 内的磁场为

$$\mathbf{H}^-(\mathbf{r}) = \mathbf{H}^{sc-}(\mathbf{r}) + 2\mathbf{H}_1(\mathbf{M}) \tag{1}$$

在区域 $z > 0$ 内的磁场为

$$\mathbf{H}^+(\mathbf{r}) = -2\mathbf{H}_0(\mathbf{M}) \tag{2}$$



(a) 适于区域 $z \in [-D' - 2h, 0]$ (b) 适于区域 $z \in [0, +\infty)$

图3 原问题分解成两个等效问题

式中 $\mathbf{H}^{sc-}(\mathbf{r})$ 为 $I(x)$ 及其镜像在口径短路情况下在区域 $z \in (-D' - 2h, 0)$ 内产生的磁场, $\mathbf{H}_0(\mathbf{M})$ 和 $\mathbf{H}_1(\mathbf{M})$ 分别为 \mathbf{M} 在上、下半空间产生的磁场。易知

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_q(\mathbf{M}) = & -j \frac{\omega \epsilon_q}{4\pi} \left\{ \iint_A \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}') G_q(\mathbf{r}|\boldsymbol{\rho}') ds' \right. \\ & \left. + \frac{1}{K_q^2} \nabla \iint_A [\nabla'_i \cdot \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}')] G_q(\mathbf{r}|\boldsymbol{\rho}') ds' \right\}, \end{aligned}$$

$$q = 0, 1 \quad (3)$$

式中

$$G_q(\mathbf{r}|\boldsymbol{\rho}') = \frac{e^{-iK_q|\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho}'|}}{|\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho}'|} \quad (4)$$

K_0 和 K_1 分别为自由空间和介质中波数。

由磁场切向分量在口径 A 上的连续性有

$$\mathbf{z} \times \mathbf{z} \times [\mathbf{H}_1(\mathbf{M}) + \mathbf{H}_0(\mathbf{M})]|_{z=0} = -\frac{1}{2} \mathbf{z} \times \mathbf{z} \times \mathbf{H}^{sc-}(\mathbf{r})|_{z=0} \quad (5)$$

易知

$$\mathbf{z} \times \mathbf{z} \times \mathbf{H}^{sc-}(\mathbf{r})|_{z=0} = 2\mathbf{z} \times \mathbf{z} \times \mathbf{H}^i(\mathbf{r})|_{z=0} \quad (6)$$

这里 \mathbf{H}^i 为导体板 S 不存在时, 由 $I(x)$ 及其镜像产生的磁场。

将(6)式代入(5)式即得所求积分方程

$$\mathbf{H}_{1t}(\mathbf{M}) + \mathbf{H}_{0t}(\mathbf{M}) = -\mathbf{H}^i, \quad z = 0 \quad (7)$$

由此式解出 \mathbf{M} , 即得口径场分布, 从而可求得方向图 and 方向性系数等。

3. 矩量法解

将区间 $[0, R]$ 分成相等的 N 段, 每段长为 $\Delta = R/N$, 再把未知磁流 \mathbf{M} 用一组基函数 $\{\mathbf{M}_{sl}^n\}$ 展开:

$$\mathbf{M} = \sum_{n,s,l} V_{sl}^n \mathbf{M}_{sl}^n \quad (8)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \quad s = \rho, \phi;$$

$$l = \begin{cases} 1, 2, \dots, N-1, & \text{对 } s = \rho; \\ 1, 2, \dots, N, & \text{对 } s = \phi \end{cases}$$

式中

$$\mathbf{M}_{\rho l}^n = \frac{R}{\rho} P(\rho - \rho_l) e^{in\phi} \hat{\rho}, \quad \mathbf{M}_{\phi l}^n = P(\rho - \rho_{l-}) e^{in\phi} \hat{\phi} \quad (9)$$

$$\rho_l = l\Delta, \quad \rho_{l\pm} = \left(l \pm \frac{1}{2}\right) \Delta \quad (10)$$

$P(x)$ 为门函数

$$P(x) = \begin{cases} 1, & |x| < \frac{\Delta}{2} \\ 0, & |x| > \frac{\Delta}{2} \end{cases} \quad (11)$$

$\hat{\rho}$ 和 $\hat{\phi}$ 为单位向量。将(8)式代入(7)式, 并利用算子 \mathbf{H}_0 和 \mathbf{H}_1 的线性特性, 可得

$$\sum_{n,s,l} V_{sl}^n \{\mathbf{H}_{1t}(\mathbf{M}_{sl}^n) + \mathbf{H}_{0t}(\mathbf{M}_{sl}^n)\} = -\mathbf{H}^i, \quad z = 0 \quad (12)$$

接着, 我们定义下面内积 $\langle \cdot, \cdot \rangle$

$$\langle \mathbf{A}, \mathbf{B} \rangle = \iint_A \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} ds \quad (13)$$

并选用下列试验函数

$$\left. \begin{aligned} W_{\rho i}^m &= \frac{e^{-im\phi}}{\rho} P(\rho - \tilde{\rho}_i) \rho, \quad i = 1, \dots, N-1 \\ W_{\phi i}^m &= e^{-im\phi} \delta(\rho - \tilde{\rho}_{i-}) \phi, \quad i = 1, \dots, N \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

式中 δ 表示狄拉克函数, 而

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\rho}_i &= i\Delta - \rho_0 \\ \tilde{\rho}_{i\pm} &= \left(i \pm \frac{1}{2}\right) \Delta - \rho_0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

这里 ρ_0 是为了避开积分方程中的奇异点而设置的, 详细讨论见第 4 小节, 在(12)式两边用 W_{ii}^m 作内积, 得一系列线性方程

$$\left. \begin{aligned} \sum_{n, i, l} \{ \langle W_{ii}^m, H_{it}(M_{il}^n) \rangle + \langle W_{ii}^m, H_{ot}(M_{il}^n) \rangle \} V_{il}^n &= - \langle W_{ii}^m, H_i^i \rangle \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \quad t = \rho, \phi \\ i &= \begin{cases} 1, 2, \dots, N-1, & \text{对 } t = \rho \\ 1, 2, \dots, N, & \text{对 } t = \phi \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

可以证明, 若 $m \neq n$, 则

$$\langle W_{ii}^m, H_{qt}(M_{il}^n) \rangle = 0, \quad q = 0, 1 \quad (17)$$

于是, 若定义

$$(Y_{ii}^n)_i^q = \langle W_{ii}^n, H_{qt}(M_{il}^n) \rangle, \quad q = 0, 1 \quad (18)$$

$$(I_i^n)_i = - \langle W_{ii}^n, H_i^i \rangle \quad (19)$$

则(16)式可改写成矩阵形式

$$([Y_0^n] + [Y_1^n])[V^n] = [I_i^n] \quad (20)$$

式中

$$[Y_q^n] = \begin{bmatrix} (Y_{\rho\rho}^n)_i^q & (Y_{\rho\phi}^n)_i^q \\ (Y_{\phi\rho}^n)_i^q & (Y_{\phi\phi}^n)_i^q \end{bmatrix}, \quad q = 0, 1 \quad (21)$$

$$[V^n] = \begin{bmatrix} (V_\rho^n) \\ (V_\phi^n) \end{bmatrix}, \quad [I_i^n] = \begin{bmatrix} (I_\rho^n) \\ (I_\phi^n) \end{bmatrix} \quad (22)$$

解(20)式, 可得未知磁流 M 的展开式系数 $[V^n]$, 从而可求得辐射元的口径场分布。

4. 奇异点的处理

经过一系列推导, 可得

$$\left. \begin{aligned} [Y_{\rho\rho}^n]_{ii}^q &= A^q R \left\{ \int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\tilde{\rho}_{i+}} d\rho \int_{\rho_{l-}}^{\rho_{l+}} (G_{n-1}^q + G_{n+1}^q) d\rho' \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{K_q^2} \int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\tilde{\rho}_{i+}} d[G_n^q(\rho|\rho_{l-}) - G_n^q(\rho|\rho_{l+})] \right\} \\ [Y_{\rho\phi}^n]_{ii}^q &= jA^q \int_{\rho_{l-}}^{\rho_{l+}} d\rho' \left\{ \frac{2n}{K_q^2} [G_n^q(\tilde{\rho}_{i+}|\rho') - G_n^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho')] \right. \\ &\quad \left. + \rho' \int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\tilde{\rho}_{i+}} (G_{n+1}^q - G_{n-1}^q) d\rho \right\} \\ [Y_{\phi\rho}^n]_{ii}^q &= jA^q R \left\{ \tilde{\rho}_{i-} \int_{\rho_{l-}}^{\rho_{l+}} [G_{n-1}^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho') - G_{n+1}^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho')] d\rho' \right. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2n}{K_q^2} \int_0^R \delta(\rho - \tilde{\rho}_{i-}) [G_n^q(\rho|\rho_{l-}) - G_n^q(\rho|\rho_{l+})] d\rho \} \\
 [Y_{\phi\phi}^q]_{il} = & A^q \int_{\rho_{l-}}^{\rho_l} d\rho' \left\{ \tilde{\rho}_{i-}\rho' [G_{n-1}^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho') + G_{n+1}^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho')] \right. \\
 & \left. - \frac{2n^2}{K_q^2} G_n^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho') \right\}
 \end{aligned}$$

式中

$$A^q = -j\omega\epsilon_q/2, \quad q = 0, 1 \quad (24)$$

$$G_m^q = \int_0^\pi \frac{e^{-jK_q|\rho - \rho'|}}{|\rho - \rho'|} \cos m\phi' d\phi' \quad (25)$$

由于 $G_m^q(\rho|\rho')$ 在 $\rho = \rho'$ 处有奇异点, 我们面临奇异函数的数值积分问题。Andreasen^[9] 在奇点附近采用解析的方法; Graves 等^[10] 则先把积分分成两部分, 前一部分为一普通积分, 可直接用一般的数值积分法, 后一部分为椭圆积分, 用级数展开, 只取前几项计算即足够精确; Cha 和 Harrington^[11] 在论文中则未提及如何解决遇到的奇异点问题。本文采用将文献[11]中试验函数 W_{ii}^m 移位 $\rho_0 = \Delta/4$ 以及在 $\rho = \rho'$ 附近加密取样点的方法来解决这个问题。

(1) 对形如

$$I_1 = \int_0^R \delta(\rho - \tilde{\rho}_{i-}) G_m^q(\rho|\rho_{l-}) d\rho$$

的积分, 只要取 $\rho_0 = \Delta/4$, 即

$$\tilde{\rho}_{i-} = \left(i - \frac{3}{4}\right)\Delta,$$

则 $G_m^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l-})$ 不存在奇异性, 可得 $I_1 = G_m^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l-})$ 。

(2) 对形如

$$I_2 = \int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\tilde{\rho}_{i+}} dG_m^q(\rho|\rho_{l-})$$

的积分, 当 $\rho_{l-} \in [\tilde{\rho}_{i-}, \tilde{\rho}_{i+}]$ 时, 是奇异积分, 在高斯主值意义下可写成

$$\begin{aligned}
 \text{P.V. } I_2 = & \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\rho_{l-}-\varepsilon} + \int_{\rho_{l-}+\varepsilon}^{\tilde{\rho}_{i+}} \right] dG_m^q(\rho|\rho_{l-}) \\
 = & G_m^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l-}) - G_m^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l-}) + \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} [G_m^q(\rho_{l-} - \varepsilon|\rho_{l-}) \\
 & - G_m^q(\rho_{l-} + \varepsilon|\rho_{l-})]
 \end{aligned}$$

可以证明

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} [G_m^q(\rho_{l-} - \varepsilon|\rho_{l-}) - G_m^q(\rho_{l-} + \varepsilon|\rho_{l-})] = 0$$

于是

$$I_2 = G_m^q(\tilde{\rho}_{i+}|\rho_{l-}) - G_m^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l-})$$

(3) 对形如

$$I_3 = \int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\tilde{\rho}_{i+}} \int_{\rho_{l-}}^{\rho_{l+}} G_m^q d\rho d\rho'$$

的积分, 由于 $G_m^q(\rho|\rho')$ 在 $\rho = \rho'$ 处的奇异点是可积奇异点, 所以只要分段用高斯积分

法^[12],在奇异点附近取足够多求积节点,即可获得满意的结果。

计算表明,在 $0.88 \leq \rho'/\rho \leq 1.1$ 时,只要把区间 $[0, \pi]$ 分成 16 段,每段取 4 个高斯求积节点,即可保证积分结果有 4 位有效数字;而在 $\rho'/\rho < 0.88$ 或 $\rho'/\rho > 1.1$ 时, $[0, \pi]$ 只要分成 4 段,每段仍取 4 个高斯求积节点,即可达 4 位有效数字。

可见,只要选 $\rho_0 = \Delta/4$, (23)式就可化简为

$$\left. \begin{aligned}
 [Y_{\rho\rho}^n]_{il}^q &= A^q R \left\{ \int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\tilde{\rho}_{i+}} d\rho \int_{\rho_{l-}}^{\rho_{l+}} (G_{n-1}^q + G_{n+1}^q) d\rho' \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2}{K_q^2} [G_n^q(\tilde{\rho}_{i+}|\rho_{l-}) - G_n^q(\tilde{\rho}_{i+}|\rho_{l+}) \right. \\
 &\quad \left. + G_n^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l+}) - G_n^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l-})] \right\} \\
 [Y_{\rho\rho}^n]_{il}^q &= jA^q \int_{\rho_{l-1}}^{\rho_l} d\rho' \left\{ \frac{2n}{K_q^2} [G_n^q(\tilde{\rho}_{i+}|\rho') - G_n^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho')] \right. \\
 &\quad \left. + \rho' \int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\tilde{\rho}_{i+}} (G_{n+1}^q - G_{n-1}^q) d\rho \right\} \\
 [Y_{\phi\rho}^n]_{il}^q &= jA^q R \left\{ \int_{\tilde{\rho}_{i-}}^{\tilde{\rho}_{i+}} [\rho_{l-}^q [G_{n-1}^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho') - G_{n+1}^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho')] d\rho' \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2n}{K_q^2} [G_n^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l-}) - G_n^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho_{l+})] \right\} \\
 [Y_{\phi\phi}^n]_{il}^q &= A^q \int_{\rho_{l-}}^{\rho_l} d\rho' \left\{ \tilde{\rho}_{i-}\rho' [G_{n-1}^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho') + G_{n+1}^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho')] \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2n^2}{K_q^2} G_n^q(\tilde{\rho}_{i-}|\rho') \right\} \\
 q &= 0, 1
 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

三、数值结果

根据物理概念,可近似设带线上电流为正弦分布,即设

$$I(x) = I_0 \sin K_1(x_2 - x) \quad (27)$$

式中 I_0 为电流幅值, x_2 为带线终端坐标。将上式代入(19)式即可得 (I_n^z) , 然后从(20)式解出展开系数 (V^n) 。将 (V^n) 代回(8)式, 即得 \mathbf{M} , 再由 $\mathbf{E}_i = \mathbf{M} \times \mathbf{z}$ 可得口径电场分布。图 4 给出了一组典型结构参数下的磁流分布。

由口径上磁流分布,可知天线元辐射方向图为

$$\left. \begin{aligned}
 E_\theta &= -j \frac{e^{-iK_0 r}}{2\lambda_0 r} N_{II} \\
 E_\phi &= -j \frac{e^{-iK_0 r}}{2\lambda_0 r} \cos\theta N_{II}
 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

其中

$$N_{II} = \iint_A [M_\rho(\rho', \phi') \frac{\sin(\phi' - \phi)}{\cos(\phi' - \phi)} + M_\phi(\rho', \phi') \frac{\cos(\phi' - \phi)}{\sin(\phi' - \phi)}] e^{-iK_0 \rho' \sin\theta \cos(\phi' - \phi)} \rho' d\rho' d\phi' \quad (29)$$

$$M_\rho(\rho, \phi) = \sum_n M_\rho^n(\rho) e^{in\phi}, \quad M_\phi(\rho, \phi) = \sum_n M_\phi^n(\rho) e^{in\phi} \quad (30)$$

另外,由于结构对于 xoz 平面对称,因而电场对于 xoz 平面对称,即

$$\begin{aligned} E_\rho(\phi) &= E_\rho(-\phi), \\ E_\phi(\phi) &= -E_\phi(-\phi) \end{aligned} \quad (31)$$

又

$$\mathbf{M} = \mathbf{z} \times \mathbf{E}_t$$

所以

$$\begin{aligned} M_\rho(\phi) &= -M_\rho(-\phi), \\ M_\phi(\phi) &= M_\phi(-\phi) \end{aligned} \quad (32)$$

代入(30)式,可得

$$M_\rho^n = -M_\rho^{-n}, \quad M_\phi^n = M_\phi^{-n} \quad (33)$$

于是 \mathbf{M} 又可写成

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [M_\rho^n(\rho)\hat{\rho} + M_\phi^n(\rho)\hat{\phi}]e^{in\phi} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} [\hat{\rho}m_\rho^n(\rho)\sin n\phi + \hat{\phi}m_\phi^n(\rho)\cos n\phi] \end{aligned} \quad (34)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} m_\phi^0 &= M_\rho^0 \\ m_\phi^n &= 2M_\phi^n, \quad n > 0 \\ m_\rho^n &= 2jM_\rho^n, \quad n \geq 0 \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

这样,对 $n = -1, -2, \dots$ 就不用另外计算了。

现在 $M_\rho^n(\rho)$ 和 $M_\phi^n(\rho)$ 均有数值结果,由于取点较少,故从精度和计算量两方面综合考虑,拟采用三点抛物线拟合技术^[22],对 $M_\rho^n(\rho)$ 和 $M_\phi^n(\rho)$ 进行曲线拟合,然后再进行

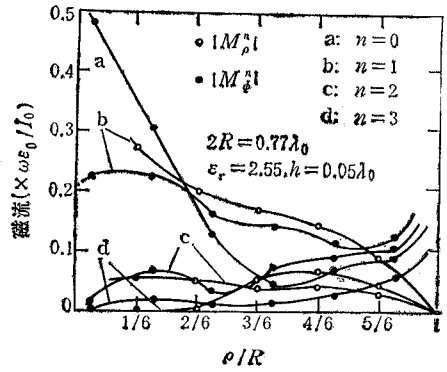


图4 $x_2 = 0.033\lambda_0, D = 0.12\lambda_0$ 时的磁流分布 ($M_\phi^0=0$)

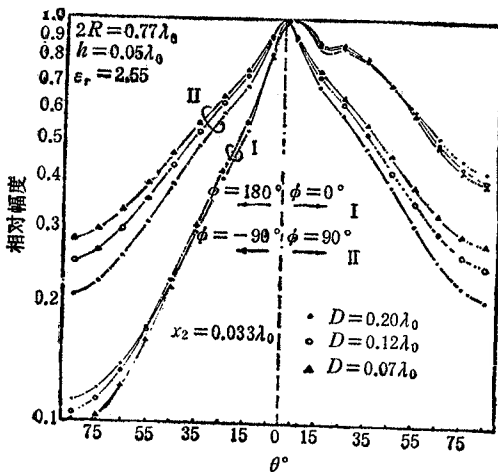


图5 功率方向图(x_2 固定)
I: E_θ^2 (E-面) II: $E_\phi^2/\cos^2\theta$ (H-面)

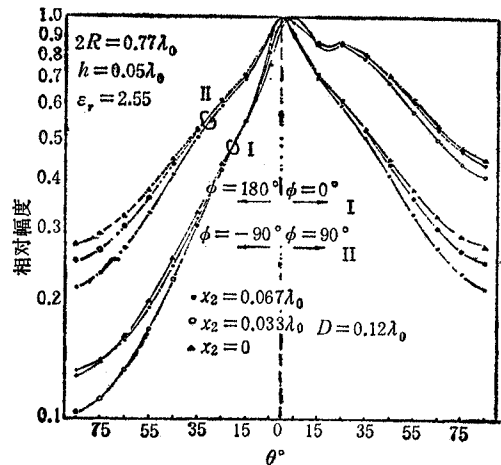


图6 功率方向图(D 固定)
I: E_θ^2 (E-面) II: $E_\phi^2/\cos^2\theta$ (H-面)

数值积分。图 5 和图 6 给出了几种不同结构参数下,两个主平面上的方向图。

由天线元辐射方向图,可得方向性系数为

$$G = \frac{E_{\theta}^2 + E_{\phi}^2}{\frac{1}{4\pi r^2} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} (E_{\theta}^2 + E_{\phi}^2) r^2 \sin\theta' d\theta'} \quad (36)$$

将(28)式代入上式,即得

$$G = \frac{4\pi(N_{II}^2 + \cos^2\theta_0 N_{II}^2)}{\int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} (N_{II}^2 + \cos^2\theta' N_{II}^2) \sin\theta' d\theta'} \quad (37)$$

表 1 和表 2 列出了几种不同结构参数下的方向性系数。

表 1 方向性系数与 (x_2, D) 的关系(以 D 为基准)

$$2R = 0.77\lambda_0, h = 0.05\lambda_0, \epsilon_r = 2.55$$

D/λ_0	0.12				0.20			
	x_2/λ_0	0	0.033	0.067	0.10	-0.067	0	0.033
G (dB)	8.29	8.59	8.51	7.61	7.49	8.02	8.56	8.23

表 2 方向性系数与 (x_2, D) 的关系(以 x_2 为基准)

$$2R = 0.77\lambda_0, h = 0.05\lambda_0, \epsilon_r = 2.55$$

x_2/λ_0	0.033			0.10		
	D/λ_0	0.07	0.12	0.20	0	0.12
G (dB)	8.45	8.59	8.56	6.85	6.43	6.20

四、讨 论

(1) 由表 1 和表 2 可看出,适当选择 (x_2, D) 可使方向性系数 G 达最大。在 $2R = 0.77\lambda_0$, $h = 0.05\lambda_0$ 和 $\epsilon_r = 2.55$ 时,算得最佳 (x_1, D) 为 $(0.033\lambda_0, 0.12\lambda_0)$ 。对我们作的实验天线元,测得最佳 $D = 3.6\text{mm}$, 恰为 $0.12\lambda_0$, 与计算值吻合得很好;测得最佳 $x_2 = 1.95\text{mm}$ ($=0.065\lambda_0$), 只比计算值略长(线长相对误差为

$$\delta = \frac{\Delta(R + x_2)}{R + x_2} = \frac{0.065\lambda_0 - 0.033\lambda_0}{0.383\lambda_0 + 0.065\lambda_0} \approx 7\%$$

该误差可归因于带线上电流分布的假设中未考虑谐波电流和背腔并非沿径向无限伸展等因素(见表 3)。

(2) 比较表 1 和表 3 可知,增益计算值与实测值接近,相差不到 1dB。

(3) 由口径场分布可看出,高次模 ($n \geq 4$) 对口径场贡献很小,因而只要用很少几个模,即足以精确地描述口径场分布。观察各个模对方向图和方向性系数的影响,我们还注意到高次模的贡献更小,在许多情况下,只有 $n = 1$ 这个模是主要的,因而在进行粗略设计时,只要考虑 $n = 1$ 模的贡献即可。

表 3 增益随 x_2 变化的实验结果 ($\lambda_0 = 3\text{cm}$, $D = .12\lambda_0 = 3.6\text{mm}$)
$$2R = 0.77\lambda_0 = 2.3\text{cm}, h = 0.05\lambda_0 = 1.5\text{mm}, \epsilon_r = 2.55$$

x_2/λ_0	0.037	0.065	0.10	0.12
G(dB)	7.70	8.06	7.92	7.89

(4) 上述结论只是对口径比 λ_0 小时才成立。当口径大于 λ_0 时, 高次模的贡献显著增加, 这需要增大计算量方可获得相应的精度。

(5) 计算过程中均假定介质无耗, 若介质有耗, 把 ϵ_1 改成 $\epsilon_1 - j(\sigma/\omega)$, 上述方法仍有效。

(6) 本文仅讨论了圆形口径的情形, 对矩形口径或更一般的多边形口径, 此法仍可适用, 不会产生原则性的困难。

五、结 论

矩量法可以成功地用于计算图 1 所示的平面带线天线元的口径场分布、方向图和方向性系数。这种求解技术原则上对频率没有限制, 而且只要试验函数选择得当, 即可避开积分方程中的奇异点问题。

只要适当选择 (x_2, D) , 可使天线元方向性系数最大, 并可获得这个最佳结构参数的近似值。计算出的天线元最佳结构设计参数 (x_2, D) 与实验结果良好吻合, 这加强了本文算法的可信性。增益计算值与实测值之间表现出的偏差可归因于天线元的加工工艺不够完善和测试系统中不可避免的插损等。

全部计算可以很容易地在微型计算机上实现。在微机非常普及的今天, 在实际应用中就可以很方便地设计这种天线。

参 考 文 献

- [1] J. R. Forrest, Assessing Antennas for Small Satcom Terminals, MSN, Oct. 1981, pp. 77—100.
- [2] T. G. Deschamps, Microstrip Microwave Antennas, 3rd USAF Symposium on Antennas, 1953.
- [3] Q. J. Howell, Microstrip Antennas, IEEE APS Int. Symp. Digest, 1972, pp. 177—180.
- [4] R. E. Munson, IEEE Trans. on AP, AP-22(1974), 74—78.
- [5] E. Rammos, Electron. Lett., 18(1982), 252—253.
- [6] F. C. De Ronde, French patent, 8108780, May 1981.
- [7] R. F. Harrington, Field Computation by Moment Methods. Macmillan Co., New York, 1986.
- [8] R. F. Harrington, Time-Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill, New York, 1961, Secs. 3—5.
- [9] G. M. Andreasen, IEEE Trans. on AP, AP-13(1965), 303—310.
- [10] B. D. Graves, T. T. Crow and C. D. Taylor, IEEE Trans. on Ec. EC-18(1976), 154—162.
- [11] C. C. Cha and R. F. Harrington, AEU, 35(1981), 4, 167—172.
- [12] 冯康等, 数值计算方法, 国防工业出版社, 1978.

NUMERICAL ANALYSIS OF A STRIPLINE PLANAR ANTENNA

Chen Jingguang, Shi Wenhong

(Fuzhou University, Fuzhou)

ABSTRACT Numerical results of the aperture field, pattern and directivity of a stripline planar antenna element are obtained by use of the moment method. The difficulty of singularities in integral equation is overcome by a simple shift of the testing functions.

KEY WORDS Antenna; Stripline planar antenna; Numerical analysis



推荐《电子学词典》(Dictionary of Electronics)

电子学词典(第二版)是 S. W. Amos 编著的, Butterworths 出版社于 1987 年 7 月出版的一部新词典,第二版与第一版相比增加了近 300 条数字技术和计算机方面的新词条,还对第一版的 200 条词条的解释作了修改和补充,这使得这部词典给出了电子学方面的最新信息。这部词典不仅提供了在英美通用的最新术语,还为术语作了深入的解释,有些还给出了图示和词间相互联系的说明,以帮助读者理解,最后在附录中,给出了常用的缩写词和首字母缩略词。这部词典是教学科研人员、工程技术人员以及大学生、研究生的很有用的工具书。