

X波段矩形波导相控阵天线*

陈益邻 鄢玉泉 孙绪保 陈洪元
(三机部六〇七所)

提 要

本文给出 X 波段矩形波导相控阵天线的研制结果. 将该天线作为电磁场边界值问题求解, 建立了以孔径切向电场为未知函数的积分方程. 经矩法处理后, 在 DJS-6 型电子计算机上得到了数值解. 制作了 115 元的无源小阵列. 测量了阵单元方向图. 加工了两个 H 面波导模拟器: HIC14° 和 HIC29°, 进行了测试. 宽角匹配介质板和孔径上匹配膜片的参数是通过理论计算和试验调整确定的. 理论计算结果与测量结果相近. 在 8600—9600 MHz 频段和 ±60° 扫描圆锥体内, 天线的输入电压驻波比 $V_{SWR} < 2$.

一、分 析

这里只简要叙述一下分析过程的思路及结果公式. 所讨论的阵列结构如图 1 所示.

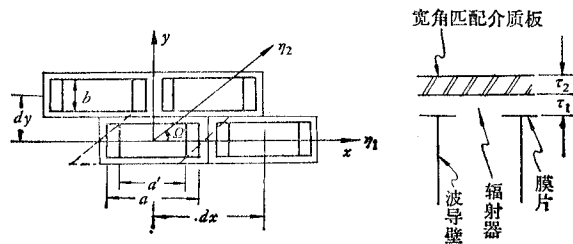


图 1 阵列示意图

(一) 建立积分方程

相控阵中阵列单元间的互耦随单元间距离的增加而迅速衰减. 实际上相距 5 个单元以上的单元间的耦合已经很弱. 所以在大型相控阵中, 中心区域附近的单元与它们处在无限大阵列环境中的情况十分相似, 可以当作无限阵来分析.

现在单元孔径上有金属膜片, 采用以孔径切向电场为未知函数的积分方程较为合适. 导出积分方程的思路是: 将波导区域中的场用波导简正模函数 $\Phi_{pmn}(x, y)$ 的完备集表示, 而将外部空间区域中的场用 Floquet 模函数 $\Psi_{phi}(x, y)$ 的完备集表示; 在孔径上利用切向电场的连续性条件, 则可导出以孔径切向电场为未知函数的积分方程:

* 1980 年 1 月 8 日收到.

$$2y_1\Phi_1(x, y) = \iint_{A'} \left\{ \sum_{i=1}^{\infty} y_i \Phi_i(x, y) \Phi_i(x', y') \right. \\ \left. + \sum_{p=1}^2 \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} Y_{phl} \Psi_{phl}(x, y) \Psi_{phl}^*(x', y') \right\} \mathbf{E}_i(x', y') dx' dy' \quad (1)$$

式中: $\mathbf{E}_i(x', y')$ 为待求的孔径切向电场, $\Phi_i(x, y)$ 为正交归一化矢量波导模函数, i 代表三重下标 pmn , $p=1$ 对应 TE 模, $p=2$ 对应 TM 模.

$$\Phi_{1mn}(x, y) = \hat{\mathbf{z}} \times \nabla_t \left\{ \frac{\sqrt{\epsilon_m \epsilon_n}}{\pi} \left(1 / \sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}} \right) \left[\cos \frac{m\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \right. \\ \left. \cdot \left[\cos \frac{n\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

$$\Phi_{2mn}(x, y) = -\nabla_t \left\{ \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}}} \left[\sin \frac{m\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right] \right. \\ \left. \cdot \left[\sin \frac{n\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right] \right\} \quad (3)$$

$\hat{\mathbf{z}}$ 为直角坐标系中 z 坐标方向的单位矢量.

$$y_{1mn} = \frac{\nu_{mn}}{\omega \mu} \quad (4)$$

为波导 TE 模的模导纳.

$$y_{2mn} = \frac{\omega \epsilon}{\nu_{mn}} \quad (5)$$

为波导 TM 模的模导纳. ν_{mn} 为波导模的传播常数. 对传播模 ν_{mn} 为正实数, 对凋落模 ν_{mn} 为负纯虚数, 以使沿 $+z$ 方向传播的波 $e^{-j\nu_{mn}z}$ 的振幅指数衰减. 我们采用的时变关系为 $e^{j\omega t}$. $\Psi_{phl}(x, y)$ 为正交归一化矢量 Floquet 模函数.

$$\Psi_{1hl}(x, y) = \hat{\mathbf{z}} \times \nabla_t \left[\frac{1}{\sqrt{st \sin \Omega}} \frac{1}{K_r} e^{j(xK_x + yK_y)} \right] \\ = \frac{e^{j(xK_x + yK_y)}}{\sqrt{st \sin \Omega}} \left[\frac{K_y}{K_r} \hat{\mathbf{x}} - \frac{K_x}{K_r} \hat{\mathbf{y}} \right] \quad (6)$$

$$\Psi_{2hl}(x, y) = -\nabla_t \left[\frac{j}{\sqrt{st \sin \Omega}} \frac{1}{K_r} e^{j(xK_x + yK_y)} \right] \\ = \frac{e^{j(xK_x + yK_y)}}{\sqrt{st \sin \Omega}} \left[\frac{K_x}{K_r} \hat{\mathbf{x}} + \frac{K_y}{K_r} \hat{\mathbf{y}} \right] \quad (7)$$

式中:

$$K_r = \sqrt{K_x^2 + K_y^2},$$

$$K_x = \frac{2\pi h}{s} - K_0 T_x,$$

$$K_y = \left(\frac{2\pi l}{t \sin \Omega} - \frac{2\pi h}{s \tan \Omega} \right) - K_0 T_y,$$

h, l 为 $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 等正负整数, $T_x = \sin \theta \cos \varphi$, $T_y = \sin \theta \sin \varphi$, $Y_{hl} = \Gamma_{hl} / \omega \mu$

为 Floquet TE 模的模导纳, $Y_{2hl} = \omega\epsilon/\Gamma_{hl}$ 为 Floquet TM 模的模导纳, Γ_{hl} 为第 hl Floquet 模的 z 向传播常数. Floquet TE 模和 TM 模是简并的, $\Gamma_{1hl} = \Gamma_{2hl} = \Gamma_{hl}$, 对传播的 Floquet 模, Γ_{hl} 为正实数, 对凋落的 Floquet 模, Γ_{hl} 为负的纯虚数.

当阵列孔径前有宽角匹配介质板存在时, 积分方程(1)的形式保持不变, 只要将式中的 Y_j 一律用 \tilde{Y}_j 代替即可. (证明略去)

$$\tilde{Y}_j = Y_j \frac{\tilde{Y}_j^{(2)} + Y_j th(j\Gamma_j \tau_1)}{Y_j + \tilde{Y}_j^{(2)} th(j\Gamma_j \tau_1)} \quad (8)$$

$$\tilde{Y}_j^{(2)} = Y_j^\epsilon \frac{Y_j + Y_j^\epsilon th(j\Gamma_j^\epsilon \tau_2)}{Y_j^\epsilon + Y_j th(j\Gamma_j^\epsilon \tau_2)} \quad (9)$$

式中: Y_j^ϵ 是介质板中的 Floquet 模导纳. $\tilde{Y}_j^{(2)}$ 可以看作负载导纳为 Y_j 、特性导纳为 Y_j^ϵ 、传播常数为 Γ_j^ϵ 的一段长为 τ_2 的传输线的输入导纳. 同样, \tilde{Y}_j 可以视为负载导纳为 $\tilde{Y}_j^{(2)}$ 、特性导纳为 Y_j 、传播常数为 Γ_j 的一段长为 τ_1 的传输线的输入导纳.

于是在阵列孔径前有宽角匹配介质板存在时得到:

$$2y_1 \Phi_1(x, y) = \iint_{A'} \left\{ \sum_{i=1}^{\infty} y_i \Phi_i(x, y) \Phi_i(x', y') + \sum_{p=1}^2 \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \tilde{Y}_{phl} \Psi_{phl}(x, y) \Psi_{phl}^*(x', y') \right\} \cdot \mathbf{E}_i(x', y') dx' dy' \quad (10)$$

(二) 矩法处理

(1) 式和 (10) 式是矢量二维第一类 Fredholm 积分方程. 一般不能求得函数论解析解. 但经矩法处理后, 可用电子计算机求得数值解.

在使用矩法中, 基函数和权函数选择得恰当与否是很重要的. 由于孔径上有金属膜片, 经几次反复后最后选定: 在膜片内限定的波导模函数 $\Phi'_p(x, y)$ 为基函数和权函数. 因为这样选择时, $\Phi'_p(x, y)$ 和膜片开口 A' 上的孔径场 $\mathbf{E}_i(x, y)$ 具有相同的边界条件, 用 $\Phi'_p(x, y)$ 来展开 $\mathbf{E}_i(x, y)$ 时, 用较少的项就可以得到给定的精度.

孔径场用基函数表示为

$$\mathbf{E}_i(x, y) = \sum_{p=1}^P v'_p \Phi'_p(x, y) \quad (11)$$

将上式代入 (10) 式, 经过某些数学演算后, 可得到用 TE_{10} 模激励时的输入复反射系数 R_1 ,

$$R_1 = 2y_1 [S_{1p'}] [K_p]^{-1} [S_{p'1}] - 1 \quad (12)$$

式中:

$$[S_{1p'}] = [S_{11'}, S_{12'}, \dots, S_{1p'}] \text{ 为行矩阵,} \quad (13)$$

$$[S_{p'1}] = \begin{bmatrix} S_{2'1} \\ \vdots \\ S_{p'1} \end{bmatrix} \text{ 为列矩阵,} \quad (14)$$

$$[K_p] = \begin{bmatrix} \langle \Phi'_1(x, y), L\Phi'_1(x', y') \rangle & \langle \Phi'_1(x, y), L\Phi'_2(x', y') \rangle & \cdots & \langle \Phi'_1(x, y), L\Phi'_p(x', y') \rangle \\ \langle \Phi'_2(x, y), L\Phi'_1(x', y') \rangle & \langle \Phi'_2(x, y), L\Phi'_2(x', y') \rangle & \cdots & \langle \Phi'_2(x, y), L\Phi'_p(x', y') \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle \Phi'_p(x, y), L\Phi'_1(x', y') \rangle & \langle \Phi'_p(x, y), L\Phi'_2(x', y') \rangle & \cdots & \langle \Phi'_p(x, y), L\Phi'_p(x', y') \rangle \end{bmatrix} \quad (15)$$

式中: L 为线性积分算子

$$L \text{——} = \iint_{A'} \left\{ \sum_{i=1}^{\infty} y_i \Phi_i(x, y) \Phi_i(x', y') + \sum_{p=1}^2 \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \tilde{Y}_{phl} \Psi_{phl}(x, y) \Psi_{phl}^*(x', y') \right\} \cdot -dx'dy'$$

方阵 $[K_p]$ 的 q 行 p 列矩阵元 K_{qp} 为

$$\begin{aligned} K_{qp} &= \langle \Phi'_q(x, y), L\Phi'_p(x', y') \rangle = \iint_{A'} \{ \Phi'_q(x, y) \cdot L\Phi'_p(x', y') \} dx'dy' \\ &= \sum_{i=1}^N y_i s_{q'i} s_{p'i} + \sum_{j=1}^M \tilde{Y}_j c_{q'j} c_{p'j}^* \end{aligned} \quad (16)$$

式中:

$$s_{q'i} = \iint_{A'} \Phi'_q(x, y) \cdot \Phi_i(x, y) dx'dy' \quad (17)$$

$$c_{q'j} = \iint_{A'} \Phi'_q(x, y) \cdot \Psi_j(x, y) dx'dy' \quad (18)$$

$$c_{p'j}^* = \iint_{A'} \Phi'_p(x, y) \cdot \Psi_j^*(x, y) dx'dy' \quad (19)$$

将函数 $\Phi(x, y)$, $\Psi(x, y)$ 的表达式 (2)、(3)、(6)、(7) 代入公式 (17)–(19), 可求出模间耦合系数 $s_{q'i}$, $s_{p'i}$, $c_{q'j}$, $c_{p'j}^*$ 的各种具体积分结果。

从复反射系数 R_1 可求出对激励模 TE_{10} 的归一化输入导纳 y_{in} 和阵中单元增益方向图 $g(\theta, \varphi)$:

$$y_{in} = \frac{1 - R_1}{1 + R_1} \quad (20)$$

$$g(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{dx'dy'}{\lambda^2} (1 - |R_1|^2) \cos \theta \quad (21)$$

(三) 数值解中的几个问题

1. 模序的排列

在波导区中的模序根据传播常数 ν_i 值来排列。TE 和 TM 模相互简并, 简并模也要一个个排出来。先排传播模, 其 ν_{mn} 为正实数, ν_{mn} 数值大的排在前边。后排凋落模, 其 ν_{mn} 为负纯虚数, 其绝对值小的排在前边。对此阵列的具体情况, 排定的波导模序为:

序号 i :	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	TE_{10}	TE_{20}	TE_{30}	TE_{40}	TE_{01}	TE_{11}	TM_{11}	TE_{50}	TE_{21}
i :	10	11	12	13	14	15	16	17	18
	TM_{21}	TE_{31}	TM_{31}	TE_{60}	TE_{41}	TM_{41}	TE_{51}	TM_{51}	TE_{70}

Floquet 模序按 p, h, l 的取值范围排列组合任意规定。

2. 各区内所用模数的确定

S. W. Lee 等人指出^[4],当波导孔径上有膜片存在时,膜片区内所取模的数目 P 和波导区内所取模的数目 N 之间应有适当的比例,否则会出现相对收敛现象,即数值计算结果不收敛于正确之值。这个适当比例为

$$\frac{P}{N} = \frac{a'}{a} \tag{22}$$

我们取(11)式中孔径场的展开项数 $P = 10$, 由此可求出波导区模数 $N = 15$ 。

Floquet 模数 M 足够大时,对计算结果影响不大,我们取 $M = 90$, 即 h 从 -4 到 $+4$, l 从 -2 到 $+2$ 。

二、数值计算结果

阵列参数为:

$$\begin{aligned} dx &= 31.5 \text{ mm}, dy = 9.1 \text{ mm}, \Omega = 30^\circ, a = 29.5 \text{ mm}, b = 6.1 \text{ mm}, \\ a' &= 19.5 \text{ mm}, \tau_1 = 3.3 \text{ mm}, \tau_2 = 1.56 \text{ mm}, \epsilon = 4.2. \end{aligned}$$

数值计算是在 DJS-6 型电子计算机上进行的。为了检验我们的分析公式及计算程序的正确性,用我们的程序计算了一已知结果的 s 波段相控阵天线。从文献[2]发表的计算结果圆图上确定一点的归一化输入导纳值粗略为: $y_{in} = 1.1 - j 0.66$ 。将此 s 波段相控阵天线的结构参数作为输入数据送到我们的程序中计算出的结果为:

$$y_{in} = 1.12265691 - j 0.59599131.$$

可见两个结果是相近的。

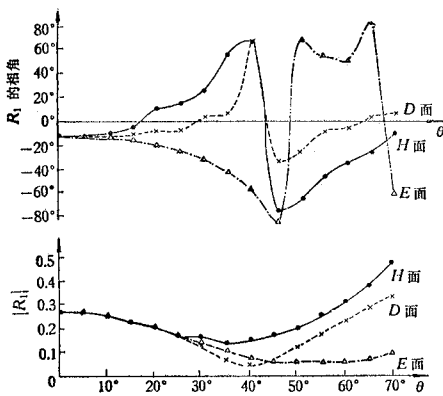


图2 计算的复反射系数 R_1 $f = 9100\text{MHz}$

图2和图3给出 $\epsilon = 4.2, \tau_1 = 3.3 \text{ mm}, \tau_2 = 1.56 \text{ mm}$ 时计算出的复反射系数和单元方向图。

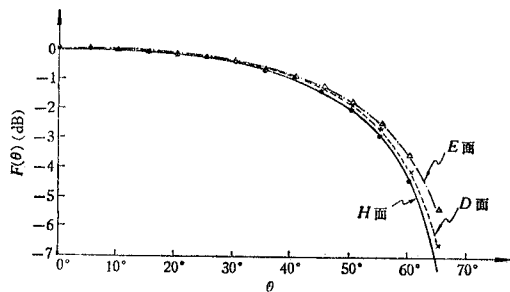


图3 计算的阵单元方向图 $f = 9100 \text{ MHz}$

三、波导模拟器测试结果

设计并加工了两个波导模拟器: $TE_{10} \text{ HIC}15^\circ$ 和 $TE_{10} \text{ HIC}29^\circ$ 。在 $8600-9600 \text{ MHz}$ 频段内,对不同的膜片开口尺寸 a' 和膜片厚度、对不同的宽角匹配介质板位置 τ_1 及厚度

τ_2 以及对两种不同的介质材料进行了试验, 选取了最佳值。测得的波导模拟器的输入输出驻波系数示于图 4。

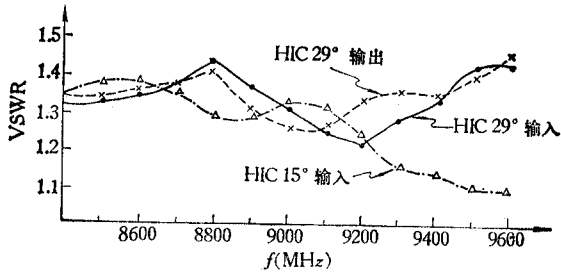


图 4 波导模拟器测试结果

四、无源小阵列测试结果

加工了 1 个 115 元的无源小阵列。中心单元之外在 H 及 E 方向都有 5 个接匹配负载的虚单元, 但在 D 面只有 3 个多。在微波暗室内进行了单元方向图测量。测量结果(自动记录仪所绘)示于图 5。

五、结 论

通过分析计算和波导模拟器试验共同确定了膜片开口尺寸和宽角匹配介质板的参数。计算结果与试验结果相近。对于选定的栅格尺寸和阵列结构, 采用孔径上加感性膜片和孔径前加宽角匹配介质板的匹配方法, 可以得到良好的宽角宽频带匹配性能。在 8600—9600 MHz 频带和 $\pm 60^\circ$ 扫描圆锥体内得到了输入电压驻波比小于 2 的良好结果, 没有盲点出现。肯定了分析方法和计算程序是正确可行的。

在分析过程中得到林为干、谢处方和张均等同志的帮助, 在此表示感谢。

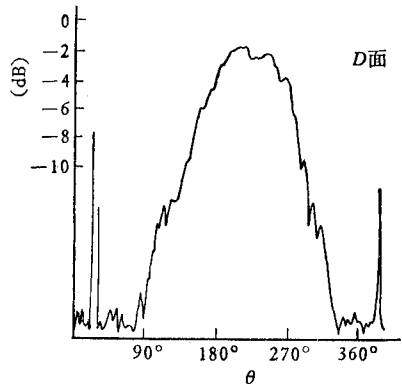
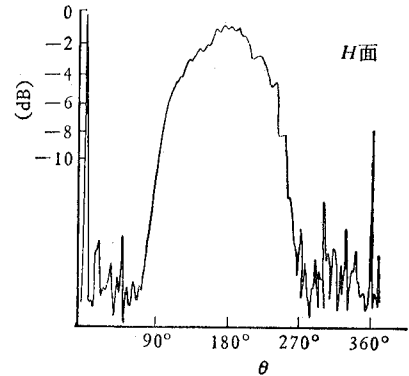
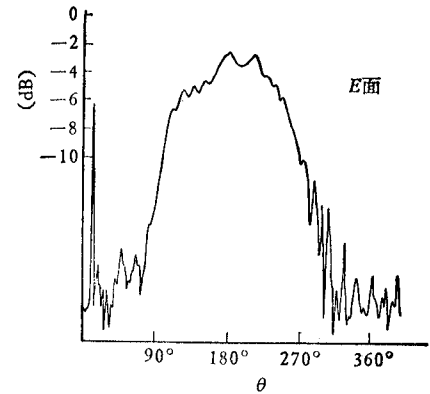


图 5 测得的单元方向图

参 考 文 献

- [1] N. Amitay, V. Galindo and C. P. Wu 著, 陆雷译, 相控阵天线理论与分析, 国防工业出版社 1978.
- [2] C. C. Chen, *IEEE Trans. on AP*, **AP-21**(1973), 298.
- [3] S. W. Lee and W. R. Jones, *IEEE Trans. on AP*, **AP-19**(1971), 41.
- [4] S. W. Lee, W. R. Jones and J. J. Complull, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-19**(1971), 528.

X-BAND RECTANGULAR WAVEGUIDE PHASED ARRAY ANTENNA

Chen Yi-lin, Yan Yu-quan, Sun Xu-bao, Chen Hong-yuan

(Institute 607, The Third Machine Building Ministry)

The results of an actual X-band rectangular waveguide phase controlled antenna array are given. Using the antenna array as boundary values of electro-magnetic field, a solution of the field equations is made, and an integral equation of the tangential electric field function of an unknown aperture is established. Through conversion to matrix methods, numerical results are obtained by using the DJS-6 computer. A sourceless small array containing 115 elements was made. The directional diagram of the array element was measured. Also two magnetic H face waveguide simulators: HIC 14° and HIC 29° were made, and experimental tests were performed. The parameters of the wide angled matching dielectric plate and the matching foil over the aperture were determined by theoretical calculations and experimental results are quite close to each other. On the 8600—9600 MHz band and $\pm 60^\circ$ scanning spherical cone; the VSWR of input voltage on the antenna is less than 2.