

应用球模展开实现近远场变换*

曾江燕 鲁述

(武汉大学空间物理系, 武昌)

摘要 本文讨论了应用球模展开实现近远场变换的理论和计算方法。提出了提高精度, 同时减少占用内存的数据处理方法和充分利用软件功能在微机上实现近远场变换的技术。用典型问题检验了理论和计算机软件的可行性。对一X波段喇叭给出了实测的远场、由近场数据推算的远场以及理论计算的远场之间的比较, 三者符合得很好。

关键词 电磁场; 近远场变换; 球面扫描; 探针修正

1. 引言

随着计算机技术的发展, 天线近场测量技术越来越受到人们的重视。与常规的远场测量方法相比, 近场测量有显著的优越性。而在各种曲面近场扫描技术中, 球面近场测量由于其特点和应用的普遍性更受到人们的关注^[1-3]。

本文讨论了从电磁场球模加权展开, 利用球面近场测量数据, 根据取样定理和探针特性确定加权系数, 最后计算待测天线远场的方法。提出了在变换中使用内插值积分和对 m 模判断取值的计算方法, 显著提高了变换的精度, 减少了计算量和占用内存。还讨论了在一般微机上实现电大尺寸目标近远场变换的技术。用解析模型进行检验, 计算的远场与精确解符合很好。对一X波段喇叭天线, 将其实测的远场、近场数据推算的远场和用积分公式计算的远场进行比较, 结果非常一致。文中叙述的计算方法可用于实际测量。

2. 球面探测近远场变换原理

(1) 场的加权级数展开 以坐标原点为球心, 作一个能够包围待测天线的最小球, 半径为 R_{\min} , 在球外空间, 天线场可表示为球矢量波函数 $m_{c_{mn}}$ 和 $n_{c_{mn}}$ 的加权和^[4]:

$$E(r, \theta, \varphi) = - \sum_m \sum_n [a_{c_{mn}} m_{c_{mn}} + b_{c_{mn}} n_{c_{mn}}] \quad (1)$$

$$H(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{jZ_0} \sum_m \sum_n [a_{c_{mn}} n_{c_{mn}} + b_{c_{mn}} m_{c_{mn}}] \quad (2)$$

此处, 天线场的时间因子为 $e^{j\omega t}$, $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ 为传播常数, $Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}$ 为自由空间波阻抗。对于一般天线, m, n 是有限带宽的, 有 $0 \leq m \leq N, m \leq n \leq N, N \approx k(R_{\min} + \lambda)$ 。权系数 $a_{c_{mn}}$ 及 $b_{c_{mn}}$ 包含天线场的完整信息, 一旦求出权系数, 就可算出天线的场和许多特性参数。

1989年4月20日收到, 1989年10月17日修改定稿。

* 国家自然科学基金资助项目。

(2) 由近场数据确定权系数 由近场测量数据确定权系数一般与探针特性有关, 严格的解可以通过 Lorentz 互易定理或天线散射矩阵分析导出探针与天线间的耦合方程而求得^[5]. 由于球面扫描时探针始终正对待测天线, 其方向性的影响很小, 一般只需对探针的响应进行修正, 就能足够精确地推算出远场.

A. D. Yaghjian^[6] 给出, 对于一般用于球面近场测量具有某种圆对称特性的探针, 其输出电压为

$$\mathbf{F}_{ms}(r_0, \theta, \varphi) = L_E[\mathbf{E}_t \times \hat{r}] + Z_0 L_H[\mathbf{H}_t] \quad (3)$$

其中 $\mathbf{E}_t, \mathbf{H}_t$ 是入射到探针的切向电磁场, 是探针的球面扫描坐标 (r_0, θ, φ) 的函数; 由(1)、(2)式有

$$\mathbf{E}_t(r, \theta, \varphi) = - \sum_m \sum_n [a_{c_{mn}} f_n(kr) \mathbf{M}_{c_{mn}} + b_{c_{mn}} g_n(kr) \mathbf{N}_{c_{mn}}] \quad (4)$$

$$\mathbf{H}_t(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{jZ_0} \sum_m \sum_n [a_{c_{mn}} g_n(kr) \mathbf{N}_{c_{mn}} + b_{c_{mn}} f_n(kr) \mathbf{M}_{c_{mn}}] \quad (5)$$

其中

$$\mathbf{M}_{c_{mn}} = \mp \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \frac{\sin m\varphi \hat{\theta}}{\cos m\varphi \hat{\phi}} - \frac{\partial P_n^m}{\partial \theta} \frac{\cos m\varphi \hat{\phi}}{\sin m\varphi \hat{\theta}} \quad (6)$$

$$\mathbf{N}_{c_{mn}} = \frac{\partial P_n^m}{\partial \theta} \frac{\sin m\varphi \hat{\theta}}{\cos m\varphi \hat{\phi}} \pm \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \frac{\cos m\varphi \hat{\phi}}{\sin m\varphi \hat{\theta}} \quad (7)$$

$$f_n(x) = h_n^{(2)}(x) \quad (8)$$

$$g_n(x) = \frac{1}{x} \frac{d}{dx} [x h_n^{(2)}(x)] \quad (9)$$

$$\mathbf{M}_{c_{mn}} = \mathbf{N}_{c_{mn}} \times \hat{r}, \quad \mathbf{N}_{c_{mn}} = \hat{r} \times \mathbf{M}_{c_{mn}}$$

算符 L_E 和 L_H 仅是径向坐标的函数, 它包括探针远场的电、磁球模系数和仅与径向坐标有关的以 Legendre 多项式定义的偏导算符^[6]. 对具有电偶极子特性的理想探针, $L_H = 0$, $L_E =$ 常数, 探针输出正比于 $\mathbf{E}_t \times \hat{r}$; 对于具有理想磁偶极子接收图形的探针, 其输出则正比于 \mathbf{H}_t ; 而对于具有 Huyghens 元特性的波导探头或小喇叭, 其远场可视为两正交的电偶极子与磁偶极子的远场迭加, 即只有两个非零模式系数, 其电压矢量可表示为 $\mathbf{F}_{ms} = \mathbf{E}_t \times \hat{r} + \mathbf{H}_t$, 此时, $L_E =$ 常数, $L_H =$ 常数. 将(4)、(5)式代入(3)式, 可得:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{ms}(r_0, \theta, \varphi) = \sum_m \sum_n \left[a_{c_{mn}} \left(L_H \frac{g_n}{j} + L_E f_n \right) \mathbf{N}_{c_{mn}} \right. \\ \left. + b_{c_{mn}} \left(L_H \frac{f_n}{j} - L_E g_n \right) \mathbf{M}_{c_{mn}} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

(10)式与天线场的球模展开式(4)式、(5)式具有非常相似的形式, 不同的只是径向函数. 权系数 $a_{c_{mn}}$ 、 $b_{c_{mn}}$ 可根据探针输出电压矢量求得:

$$a_{c_{mn}} = \frac{K_{mn}}{\left(L_H \frac{g_n}{j} + L_E f_n \right)} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \mathbf{F}_{ms}(r_0, \theta, \varphi) \cdot \mathbf{N}_{c_{mn}} \sin \theta d\theta d\varphi \quad (11)$$

$$b_{o_m n} = \frac{K_{mn}}{\left(L_H \frac{f_n}{j} - L_E g_n\right)} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \mathbf{F}_{m_i}(r_0, \theta, \varphi) \cdot \mathbf{M}_{o_m n} \sin \theta d\theta d\varphi \quad (12)$$

其中,

$$K_{mn} = \frac{(2n+1)(n-m)!}{2\pi(n+1)n(n+m)!}$$

(3) 取样准则 由抽样定理^[7], 可取

$$\Delta\varphi = \frac{1}{k(R_{\min} + \lambda)}, \quad \Delta\theta = \frac{1}{k(R_{\min} + \lambda)}$$

对许多天线, 其几何形状与圆对称有某种相似性, 少数几项 Fourier 级数即可逼近天线场对 φ 的展开。对 θ 的积分一般采用数值积分方法, 为了减小计算误差, $\Delta\theta$ 应比上述规定小一些。计算结果表明, 取 $\Delta\theta \approx 0.5/[k(R_{\min} + \lambda)]$, 可有足够的计算精度。此外, 上述间隔是探针与待测天线距离足够远, 避免严重耦合条件下的取样标准, 如果探针在待测天线电抗场内扫描, 还必需减小取样间隔, 以保证计算的精确度。

3. 数据处理

数据处理的主要任务是利用近场数据计算相应的权系数积分, 以得到待测天线的远场图和特性参数。对 φ 的积分有 Fourier 积分形式, 且对于一般天线少数取样点即可表示对 φ 的变化, 因此, 通常用 DFT 算法完成积分。对 θ 的积分, 需用直接积分的方法。

探针的输出电压矢量 \mathbf{F}_{m_i} 的 θ 、 φ 分量可以分别测出。把 \mathbf{F}_{m_i} 展成关于 φ 的有限 Fourier 级数:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{m_i} = \sum_m \{ & [g_{em}(\theta) \sin m\varphi + g_{om}(\theta) \cos m\varphi] \hat{\theta} \\ & + [f_{em}(\theta) \cos m\varphi - f_{om}(\theta) \sin m\varphi] \hat{\varphi} \} \end{aligned} \quad (13)$$

各系数由抽样数据求得, N_φ 表抽样个数, $\Delta\varphi = 2\pi/N_\varphi$,

$$g_{em}(\theta) = \frac{\Delta\varphi}{\pi} \sum_{i=0}^{N_\varphi-1} [\mathbf{F}_{m_i}(\theta, i\Delta\varphi) \cdot \hat{\theta}] \sin(mi\Delta\varphi) \quad (14)$$

$$g_{om}(\theta) = \frac{\Delta\varphi}{(1 + \delta_{om})\pi} \sum_{i=0}^{N_\varphi-1} [\mathbf{F}_{m_i}(\theta, i\Delta\varphi) \cdot \hat{\theta}] \cos(mi\Delta\varphi) \quad (15)$$

$$f_{em}(\theta) = \frac{\Delta\varphi}{(1 + \delta_{om})\pi} \sum_{i=0}^{N_\varphi-1} [\mathbf{F}_{m_i}(\theta, i\Delta\varphi) \cdot \hat{\varphi}] \cos(mi\Delta\varphi) \quad (16)$$

$$f_{om}(\theta) = -\frac{\Delta\varphi}{\pi} \sum_{i=0}^{N_\varphi-1} [\mathbf{F}_{m_i}(\theta, i\Delta\varphi) \cdot \hat{\varphi}] \sin(mi\Delta\varphi) \quad (17)$$

将(13)式代入(11)、(12)式, 完成对 φ 的积分, 得:

$$a_{o_m n} = \frac{K_{mn}}{\pi \left[L_H \frac{g_n}{j} + L_E f_n \right]} \int_0^\pi \left[g_{o_m}^m(\theta) \frac{\partial P_n^m}{\partial \theta} + f_{o_m}^m(\theta) \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] \sin \theta d\theta \quad (18)$$

$$b_{o_m n} = \frac{K_{mn}}{\pi \left[L_H \frac{f_n}{j} - L_E g_n \right]} \int_0^\pi \left[\pm g_{o_m}^m(\theta) \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \pm f_{o_m}^m(\theta) \frac{\partial P_n^m}{\partial \theta} \right] \sin \theta d\theta \quad (19)$$

球面近远场变换的计算比较复杂,计算量大,要求有大的计算机内存,但通常与实际测量系统相连的是微机,于是数据处理很重要的一点就是在提高精度的同时,减少计算量和占用内存。本文利用对 m 模判断取值和采用内插值积分的计算方法,并优化软件功能,充分利用设备功能,在一般微机上实现了电大尺寸目标的近远场变换。

(1) 对 m 模判断取值完成对 φ 的积分 一般天线只有某些 m 值的模存在,对某一 θ 值,用 DFT 求得 $g_{c,m}(\theta)$ 和 $f_{c,m}(\theta)$,判断哪些 m 值的模存在,再在各个抽样点 $i\Delta\theta$ 处求得各个模相应的 $g_{c,m}(i\Delta\theta)$ 和 $f_{c,m}(i\Delta\theta)$ 。计算结果说明,在同样精度下可将计算量和占用内存减少数倍。

(2) 采用多项式内插值完成对 θ 的积分 对求得各个模相应的 $f_{c,m}(i\Delta\theta)$ 和 $g_{c,m}(i\Delta\theta)$ 进行三次多项式内插值以提高对 θ 的积分精度,可减少 θ 的抽样数据、占用内存和计算时间。通常为达到工程精度取 $\Delta\theta \approx (0.2-0.3)\pi/(kR_{\min})$ 。用插值法计算,取 $\Delta\theta \approx (0.5-0.7)\pi/(kR_{\min})$ 就能达到相当的或更高的精度。对 $D/\lambda = 25$ 的导电球进行近远场变换,取相同取样间隔,利用插值方法计算,最大误差可由未插值时的 ± 4 dB 降至 ± 0.2 dB。

用上述方法对一 3 cm 角锥喇叭天线的场进行计算,喇叭口径尺寸为 238×176 mm²,颈长为 480mm,探头是 3 cm 波导口,它的场只有两个非零模式系数,取 $L_E = -1$, $L_H = 1$ 。测试频率 9377MHz, $\Delta\varphi = 18^\circ$, $\Delta\theta = 1.18^\circ$,旋转中心至探头的电距离 $kr_0 = 93.1$ 。

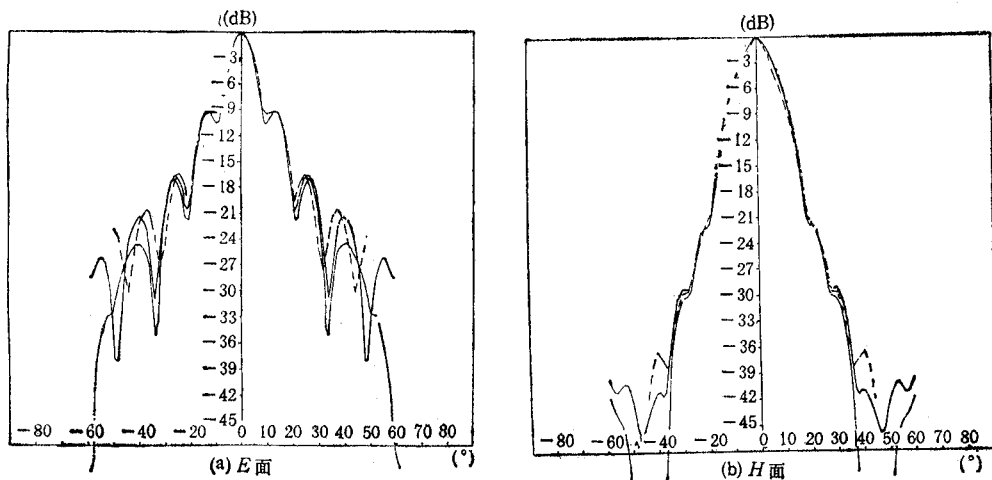


图1 不同扫描范围推算的远场与实测的远场的比较
 ----实测值, ——推算值 ($\theta_{\max} = 70^\circ$),推算值 ($\theta_{\max} = 30^\circ$)

图1给出了 $\theta_{\max} = 70^\circ$ 和 $\theta_{\max} = 30^\circ$ 时计算的远场与实测的远场的比较,说明可在一定范围 $\Delta\theta_0$ 内取样而求得 $\Delta\theta_0$ 范围内的远场方向图。

图2给出了 $R_1 = 2D^2/\lambda$ 和 $R_2 = 8D^2/\lambda$ 处推算的场与推算的远场和实测的远场的

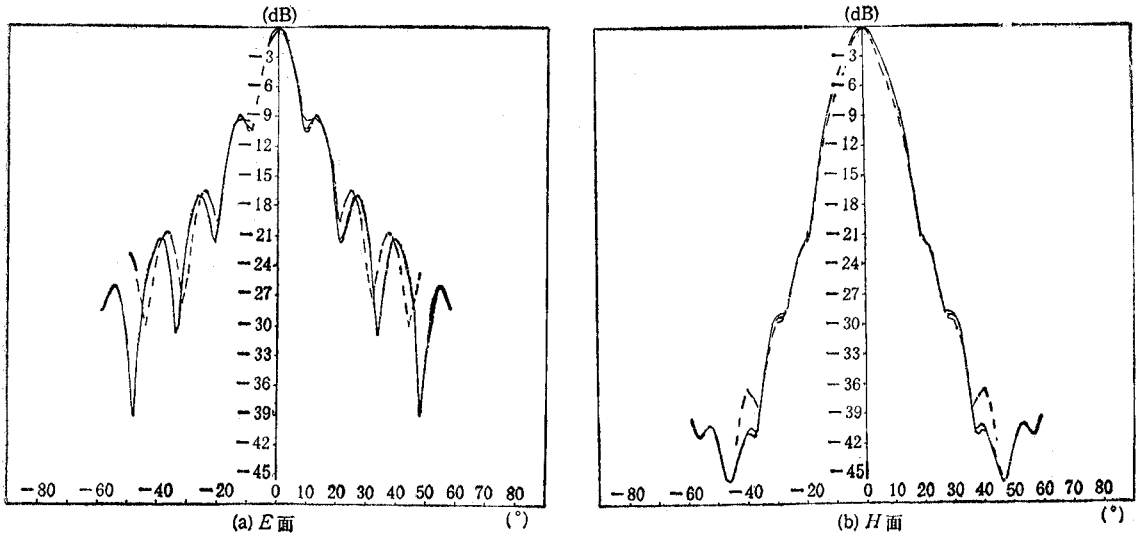


图2 不同距离推算的场、推算的远场和实测的远场的比较
 ---实测的远场,推算的远场, —— R_1 处推算的场, - - - - R_2 处推算的场

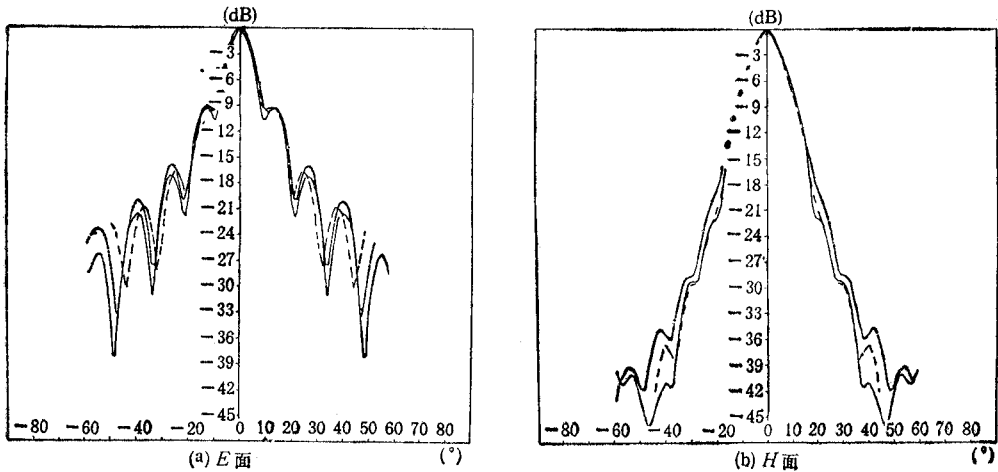


图3 喇叭天线理论计算、实测与推算的远场图比较
 - · - · -理论计算值, ---实测值, ——推算值

比较,说明不同距离场区所得结果的差异。

图3给出了利用理论公式计算的喇叭天线远场、实测的远场和通过近远场变换所推算的远场图形的比较,由图可见,三者符合得较好。

参 考 文 献

- [1] A. D. Yaghjian, *IEEE Trans. on AP*, AP-34(1986)1, 30—45.
- [2] J. R. James, L. W. Longdon, *Alta Freq.*, 33(1969)5, 286—290.
- [3] P. F. Wacker, *Inst. Elec. Eng. Conf. Publ. 113, Conf. Precision Electromagn. Measurements, London, July (1974), 286—288.*

- [4] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw Hill, New York, (1941), ch. 7.
[5] J. Appel-Hansen, *The Handbook of Antenna Design*, Volume 1, London, Peregrinus, (1982), ch. 8.
[6] A. D. Yaghjian, *Electron. Letters*, 20(1984)5, 195—196.
[7] A. V. Oppenheim, R. W. Schaffer, *Digital Signal Processing*, Prentice-Hall Inc., 1975, ch. 3.

NEAR-FIELD FAR-FIELD TRANSFORMATIONS USING SPHERICAL-WAVE EXPANSIONS

Zeng Jiangyan Lu Shu

(*Department of Space Physics, Wuhan University, Wuchang*)

Abstract The theory and numerical techniques of near-field far-field transformations using spherical-wave expansions are studied. The efficient data processing methods to achieve a high degree of accuracy in transformations and at the same time to reduce the memory capacity are developed. The analytical model is used to validate the feasibility of the theory and computer software. For an X-Band horn antenna, the far-field pattern computed from near-field data, the measured far-field pattern and the far-field pattern from theoretical integral equations are compared, demonstrating the excellent numerical accuracy of the transformation techniques.

Key words Electromagnetic field; Spherical scanning; Near-field far-field transformation; Probe-correction