

时域平面近场测量的数值分析方法¹

王加莹 高本庆 刘瑞祥 杨仕明

(北京理工大学电子工程系 北京 100081)

摘要 本文以 H 面喇叭为例,研究了天线时域近场的运动状态,用谱域法分析了平面近场分布状况,得出采样原则,为平面近场扫描测量提供了理论依据.介绍了时域平面近场测量的近远场变换公式,包括时域和频域两种计算途径,对各自的优点作出了探讨.运用近远场变换方法计算了时域远场和频域方向图.

关键词 时域平面近场测量,时域有限差分法,谱域分析,近远场变换

中图分类号 TM937

1 引言

自从近场测量技术公式化,并被成功地应用在天线辐射和目标散射测量中,到现在已经有二十多年的历史了^[1].在平面、柱面和球面进行近场扫描的理论、计算程序和实验步骤均已成熟.然而,以前的工作多是在频域进行,一次测量只能固定在一个频率上.对于短脉冲产生的宽频带辐射或散射,适合于把近场技术扩展到时域.

由于数值计算能力的逐步提高,人们已经能够直接在时域准确地把握电磁波的运动状态,这为时域近场分析和测量打下了基础.另外,频域近场测量的大量经验,可以成功地运用到时域近场测量中.目前,国外已有文献对时域平面近场测量的公式、采样原则、近远场变换作出了初步的论述^[2-4],进一步的理论和应用进展尚未见报道.时域平面近场测试基本方法是:用短脉冲对天线进行馈电,在距离天线为 d 的平面上,用适合于时域测量的探头进行扫描采样,记录时域波形,然后运用采样定理和近远场变换技术得出时域或频域远场.时域近场分析是这一工作的基础.第 2 节中以 H 面喇叭为例,给出了时域数值计算方法的模拟结果,并在假想的采样平面上,分析近场的分布状态.确定了采样原则,并做了采样重构实验.计算结果与理论分析相符.运用采样面上的时域场强值求远场方向图,是时域近场测量计算技术的关键.回顾频域近远场变换技术的发展历史,可以划分为不考虑“探头修正”(1950-1961)和考虑“探头修正”(1961-1975)两个阶段.所谓不考虑探头修正,就是认为探头测量值为采样面上的真实场分布,计算所得的结果具有一定程度的误差.所谓探头修正,是建立在谱域分析的基础上,认为探头的测量值是探头的方向特性、传输特性和被测天线波谱综合作用的结果.因此需要根据探头输出值和探头特性,反演出扫描平面上的真实场分布,然后再求出时域远场或方向图.第 3 节总结了如何运用扫描平面上的真实场分布进行近远场变换的方法.所用近场数据是运用电磁场时域计算方法模拟所得.

2 近场分析

2.1 瞬态近场

为了在理论上把握天线的时域近场特征,可以用时域数值计算方法建立天线及其近场区计算模型.在这里我们采用时域有限差分法直观、有效地对电磁波的传播过程进行模拟,为研究辐射近场运动状态提供数据基础.只要有充足的存储设备,近场区域内任意点在任

¹ 1998-07-23 收到, 1999-04-19 定稿

表 1

	感应近场区	辐射近场区
低频 $f = c/(2a)$	$d < 2a$	$2a < d < 11a$
高频 $f = c/a$	$d < a$	$a < d < 19a$

意时间的场值均可被存储下来, 以供研究。以 H 面喇叭为例, 尺寸为: 波导宽 a , 口径 $D = 3a$, 喇叭颈长 $L = 5a$ 。数值计算所采用的激励波为高斯脉冲调制的正弦波, 其表示式为: $f(t) = e^{-(t-t_0)^2/A^2} \cos(2\pi f_0 t)$ 。中心频率为波导主模频段中心, 有效脉宽选为 $80a/3c$ (c 为光速), 经过归一化后最大幅度为 1。此脉冲在波导主模频带之外的功率小于总功率的 1%。波形如图 1 所示。激励波在波导横截面上呈主模分布。图 2 是几个时刻的瞬态场分布状态。从计算结果可以直观地看到, 电磁波从喇叭口径传播出来, 边传播边扩散, 辐射能量主要集中在喇叭的前方。如果采样平面足够大, 就可以将绝大部分辐射场记录下来。将采样面上各点时域波形做傅里叶变换, 可以得到任意频率的场分布情况 (图 3)。

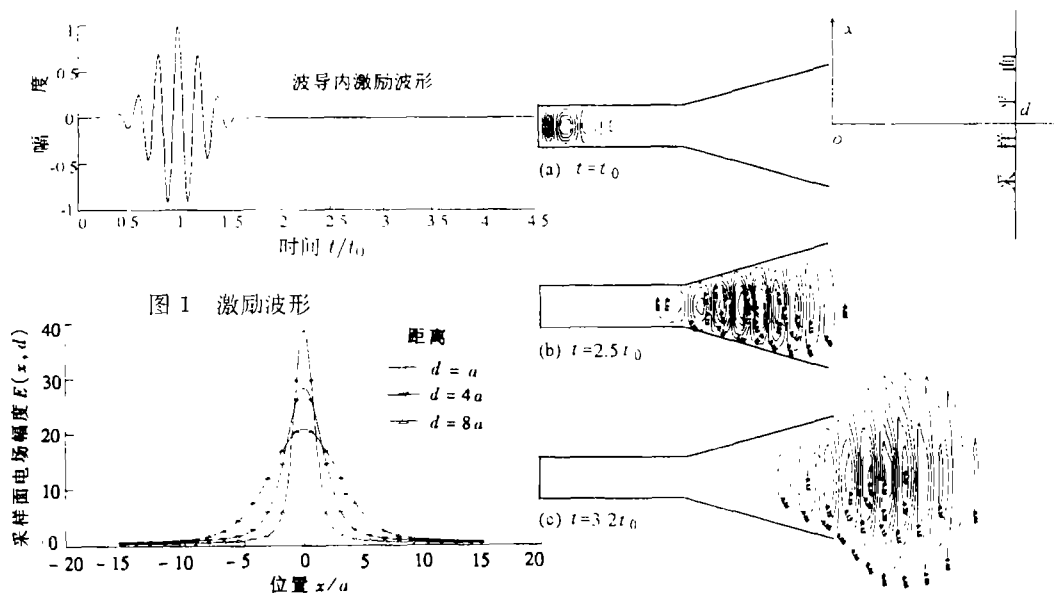
图 3 频域近场分布 (波长 $1.53a$)

图 2 H 面喇叭在高斯脉冲调制激励下瞬态近场分布和采样面位置

2.2 近场区划分

虽然严格地说, 很多窄脉冲的频谱是无限宽的, 但在实际应用中, 天线的辐射能量的绝大部分总是集中在某一有限的频带范围内。因此在时域近场测量中, 仍然要采用频域测量的近场区域划分概念。根据频域近场分析的经验, 把天线的辐射场划分为近场区 ($d < 2D^2/\lambda + \lambda$) 和远场区。近场区域又划分为感应近场区 ($d < \lambda$) 和辐射近场区。在远场区, 场量按 $\exp(-jkr)/r$ 规律变化。在感应近场区内, 凋落波的成分较多、波印亭矢量虚部较大。在辐射近场区, 电磁波以衰减和相移方式传播。

对该 H 面喇叭来说, 把研究范围限定在主模, 近场范围列于表 1。

2.3 平面近场谱域分析及采样重构方法

平面波谱法最初是由 Kern 提出的^[5], 他把平面上的场分布展开成各个方向向平面入

射的平面波(平面波谱),再根据平面波谱换算成远场。假设已知无限大平面 $z = d$ 上的切向场分布,可通过傅里叶变换得到切向场的平面波谱。法向场的平面波谱可通过切向场的平面波谱和平面波传播性质得到。远场可由平面波谱来表达。这种方法不但为平面采样间隔提供了理论依据,而且使“探头修正”成为可能。

xoy 平面上切向电场及平面波谱切向分量的关系为

$$\bar{E}_{\parallel}(\bar{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{T}_{\parallel}(k_x, k_y) e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y, \quad z \geq d, \quad (1a)$$

$$\bar{T}_{\parallel}(k_x, k_y) = \frac{e^{jk_z z}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{E}_{\parallel}(\bar{r}) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad z \geq d, \quad (1b)$$

上述二式分别构成了以平面上位置和波数为自变量的傅里叶变换对。电场波谱分量满足

$$\bar{T}(k_x, k_y) \cdot \bar{k} = 0, \quad (2)$$

$$\bar{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}, \quad (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2). \quad (3)$$

将(1a)~(3)式变换到时域,有以下结果^[2]:平面上时域电场与其时域平面波谱的关系为

$$\bar{E}_{\parallel}(\bar{r}, t) = -\frac{1}{2\pi} \int \int_{\xi^2 + \eta^2 < c^{-2}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{T}_{\parallel}(\xi, \eta, t - \xi x - \eta y - \zeta z) d\xi d\eta, \quad (4a)$$

$$\bar{T}_{\parallel}(\xi, \eta, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{E}_{\parallel}(\bar{r}', t + \xi x + \eta y) dx dy. \quad (4b)$$

上式中时域平面波谱满足

$$\bar{T}(\xi, \eta, t) \cdot (\xi \hat{x} + \eta \hat{y} + \zeta \hat{z}) = 0, \quad (5)$$

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = c^{-2}, \quad (6)$$

其中 $c^2(\xi \hat{x} + \eta \hat{y} + \zeta \hat{z})$ 为平面波传播方向,对应一组特定的 (ξ, η, ζ) ,其平面波谱分量为向 $c^2(\xi \hat{x} + \eta \hat{y} + \zeta \hat{z})$ 方向传播的平面波,其幅度为一时变波形。

理论上说,根据测量面上的切向场求得平面波谱之后,可用(1a)或(4a)式求得任意 z 平面上的场。可是在实际应用中,采样面通常距离被测天线几个波长,以使被测天线与探头之间的多重反射影响降低到可接受的程度。因此,(1),(4)式在感应近场区并不适用,不能求出感应近场区内的凋落波。

在采样面上,凋落波减小到可忽略值,因此可以认为: $k_x, k_z < k$ 。此时的平面波谱集中在 $k_x/k = [-1, 1]$ 范围内(如图4所示)。据此可得频域平面采样理论:(1a),(1b)式分别是以空间位置和波数为自变量的傅里叶变换对,根据奈奎斯特定律,采样平面上可以接受的最大采样间距为 $\Delta_m = \pi/k_{x \max} = \pi/k = \lambda/2$ 。如果测量点数目为 $2N + 1$,采样间距为 Δ ,则采样面上场分布可用差值函数求出:

$$E^*(x, f) = \sum_{n=-N}^N E(n\Delta, f) \sin \left[\frac{\pi}{\Delta}(x - n\Delta) \right] / \left[\frac{\pi}{\Delta}(x - n\Delta) \right]. \quad (7)$$

假设时域测量中，辐射能量的有效频率范围上限为 f_{\max} ，对应自由空间波数为 k_{\max} ，则耐奎斯特间隔为 $\Delta_m = \pi/k_{x \max} = \pi/k_{\max} = \lambda_{\min}/2$ 。上述结论可以十分容易地拓展到时域，得出时域平面采样理论。(7) 式两端做傅里叶反变换，有

$$E^*(x, t) = \sum_{n=-N}^N E(n\Delta, t) \sin \left[\frac{\pi}{\Delta}(x - n\Delta) \right] / \left[\frac{\pi}{\Delta}(x - n\Delta) \right]. \quad (8)$$

根据 (8) 式，在进行时域平面扫描时，采样点在满足 $\Delta \leq \Delta_m$ 的情况下，不必过分致密。在扣除各个采样点的时间基准之后，用各个采样点在同一时刻的采样值，用 (8) 式即可以准确地恢复该时刻采样面上的瞬态场分布。图 5 为某一时刻的采样面上电场分布真实值和采样恢复结果，采样间距按有效频率范围之上限 ($f = c/a$) 计算， $\Delta = a/2$ 。

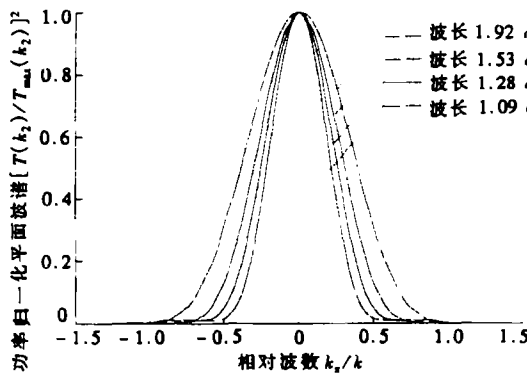


图 4 采样面平面波谱分布

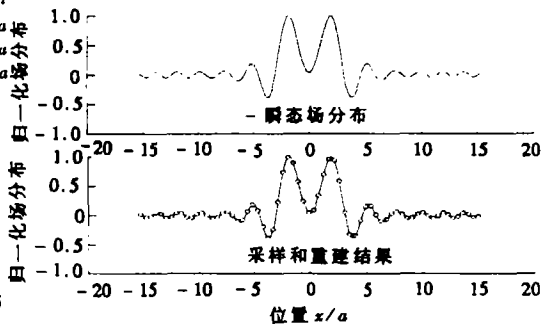


图 5 瞬态场采样重建结果与真实值比

3 时域平面近场测量的近远场变换方法

3.1 公式

假定天线位于均匀、无耗、各向同性媒质中，采样平面足够大，包含了天线辐射到该平面的绝大部分功率。可用两种公式得出远场。一种是格林公式，另一种是平面波谱公式。这两种方法的时域近远场变换式既可以用相应的频域公式通过傅里叶反变换获得，也可以直接在时域导出。两种方法完全等价。本文所用公式是从频域拓展到时域的。

假设已知包围被测天线的任意曲面 S 上的切向电场和磁场，则由“矢量 Kirckhoff 积分”^[6] 公式可得远场表示式为

$$\bar{E}(\bar{r}) = \frac{jke^{-jkR}}{4\pi r R} \hat{r} \times \oint_S (\bar{K}_m + \eta_0 \hat{r} \times \bar{K}_e) e^{jk\bar{r} \cdot \bar{r}'} dS', \quad R \rightarrow \infty, \quad (9a)$$

上式中 $\bar{K}_e = \hat{n} \times \bar{H}$ ， $\bar{K}_m = -\hat{n} \times \bar{E}$ ，分别为闭合面上的等效电磁流。 \hat{n} 为闭合面的外法向矢量， \bar{r}' 为闭合面上任意点位置矢， \hat{r} 为远场点方向矢。对应的时域表示式为

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \frac{1}{4\pi r R c} \frac{\partial}{\partial t} \oint_s [\bar{K}_m(t + \frac{\bar{r}' \cdot \hat{r}}{c} - \frac{R}{c}) + h_0 \hat{r} \times \bar{K}_e(t + \frac{\bar{r}' \cdot \hat{r}}{c} - \frac{R}{c})] dS' \quad (9b)$$

我们称 (9a),(9b) 式的方法为“闭合面等效电磁流积分法”。

在近场测量实践中,一般只测量切向电场或只测量切向磁场。如果只测量切向电场,根据电磁场理论,引入并矢格林函数, (9a) 式可写为

$$\bar{E}(\bar{r}) = \oint_s [\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r}')] \cdot \bar{G}(\bar{r}', \bar{r}) dS', \quad r \rightarrow \infty, \quad (10)$$

此式说明,远场可由闭合面上的切向电场确定。如果 S 为无限大平面,运用平面并矢格林函数,格林第二恒等式及电场辐射条件,平面法向所指半空间的远场可表示为^[7]

$$\bar{E}(\bar{r}) = \frac{-jke^{-jkR}}{2\pi R} \oint_s \hat{r} \times (\hat{n} \times \bar{E}) e^{jk\bar{r}' \cdot \hat{r}} dS', \quad r \rightarrow \infty, \quad (11a)$$

这个公式也可用双层电流屏法得到^[8]。对应的时域表示式为

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \frac{-1}{2\pi R c} \frac{\partial}{\partial t} \oint_s \hat{r} \times [\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r}', t + \frac{\bar{r}' \cdot \hat{r}}{c} - \frac{r}{c})] dS', \quad r \rightarrow \infty, \quad (11b)$$

上式就是用格林公式法进行平面时域或频域近远场变换的方法。我们称之为“格林函数法”。

当 $z = d$, 将 (1a) 式代入 (11a) 式,考虑远场与方向函数之间的关系为: $\bar{E}(\bar{r}) \sim \bar{F}(\theta, \varphi) e^{-jkR}/R$, 并考虑 $\hat{r} \times (\hat{z} \times \bar{E}) = (\hat{r} \cdot \bar{E})\hat{z} - \cos\theta\bar{E}$, $\hat{r} \cdot \bar{T}(x, y) = 0$, 得到

$$\bar{F}(\theta, \varphi) = jk \cos\theta \bar{T}(k \cos\varphi \sin\theta, k \sin\varphi \sin\theta), \quad z > d, \quad (12a)$$

上式为在频域进行近远场变换求远场或方向图的公式。

将 (4a) 式代入 (11b) 式,考虑时域远场的滞后特性,并且考虑远场和方向函数的关系为 $\bar{E}(\bar{r}, t) \sim \bar{F}(\theta, \varphi, t - r/c)/r$, 再将远场方向函数的滞后时间去掉,有

$$\bar{F}(\theta, \varphi, t) = \frac{\cos\theta}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{T}(c^{-1} \cos\varphi \sin\theta, c^{-1} \sin\varphi \sin\theta, t), \quad (12b)$$

上式为在时域进行近远场变换求远场或方向图的公式。我们将 (12a)、(12b) 式的方法称为“平面波谱法”。

3.2 计算途径及比较

时域近场通过在离散时间点上测量所得,时间间隔必须满足采样定律,这不但有利于运用所测量的离散时间序列恢复时域波形,也使得在时频域转换时,不会导致失真。实际的测量总是带限的,根据采样定理,时域和频域间隔均可确定。值得注意的是,一般地,远场波形经历的时间比近场长,为了确保计算所得远场不会失真,近场采样的时间间隔必须减小。

为了运用时域近场采样数据计算远场或方向图,有两种计算途径。一种是频域计算途径,包括以下三个步骤:(1)由时域近场通过傅里叶变换计算频域近场;(2)由频域近场利用频域近远场变换公式计算频域远场或方向图;(3)由频域远场通过傅里叶反变换计算时域远场。在这个计算途径中要运用频域近远场变换公式、采样定理和快速傅里叶变换。第二种计算途径是时域计算途径,这个途径用时域近场直接通过时域近远场变换公式获得时域远场。

时域计算途径比频域计算途径简单得多,而且时域计算途径可以运用近场波形的早期部分获得远场波形的早期部分。频域计算途径则不具备这个能力,它必须运用时域近场的整个时间序列来获得准确的频域近远场,否则变换所得的远场将会失真。

然而由于频域计算途径对近场运用一次快速傅里叶变换和一次积分运算,当计算某一频率上整个空间远场时,频域计算途径比时域计算途径快得多。而时域计算途径中要获得远场频域信息,必须在每个时间步上对近场做一次积分运算以获得远场时间序列,并对远场运用一次快速傅里叶变换。

对于很多短脉冲馈电的天线来说,无论近场还是远场都包括一个早期部分和一个晚期部分,早期部分包含大部分功率,晚期部分是震荡的,包含的功率很少。早期部分一般比整个响应时间短得多。如果只对早期部分感兴趣,可以用时域计算途径,只用测量所得近场早期部分得到远场波形的早期部分。这样测量所需要的采样时间点会显著减少。反之,如果运用频域计算途径,近场采样时间点不能减少。

若用频域计算途径获得远场时域波形时,频率间隔必须足够小,以避免在计算时域远场时出现失真。这个问题在时域计算途径中并不存在。

无论哪种计算途径,计算时间随采样面的增大而增加。

3.3 近远场变换计算结果

以 H 面喇叭的辐射为例验证近远场变换的结果。图 6 是根据时域近场计算所得远场方向图。近远场变换可得到有效测试带宽内的任意频率远场。图中仅给出 4 个频率上的远场方向图结果。“闭合面等效电磁流积分法”用包围整个喇叭的闭合面上时域电磁场积分,得到远场,再经过傅里叶变换获得方向图。“格林函数法”运用喇叭前方距离口径面约 1m 处平面上电场积分计算。“平面波谱分析法”运用该平面上电场的平面波谱计算。在图中可以看到,各种方法所得结果一致。

图 7 是根据 (13) 式,运用喇叭前方距离口径面约 1m 处平面上时域电场直接计算所得。可以看到,包括远场波形尾部的震荡在内,远场波形比近场波形长得多。在时域近远场变换计算中,远场可以在任意时间步处终止,而不影响该时间步以前的计算结果。

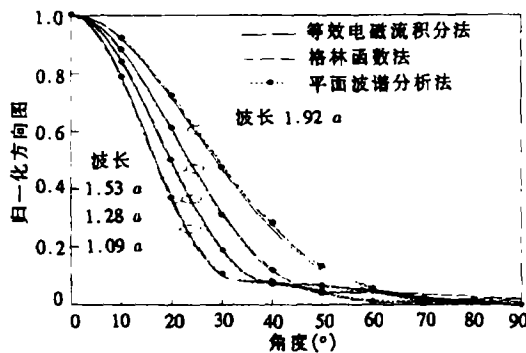


图 6 各种方法求远场方向图比较

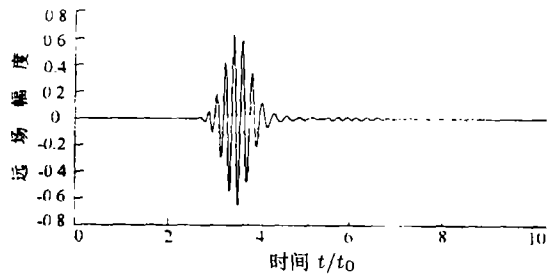


图 7 辐射器正前方时域远场波形

4 结 论

本文以 H 面喇叭为例,进行了时域近场计算,介绍了平面近场分析方法,然后将频域近场测量的经验拓展到时域,为时域近场测量提供理论依据。文中总结了不考虑“探头修正”时近远场变换的理论算法,并讨论了运用时域近场进行时域、频域近远场变换两种途径的不

同点。各种方法计算所得结果吻合,证明了计算的正确性。文中未涉及有限的采样面对计算远场的影响、考虑探头修正时的算法和误差、探头定位误差的理论分析等问题。这几方面的研究正在进行中。

参 考 文 献

- [1] Yaghjian A D. An overview of near-field antenna measurements, IEEE Trans. on AP, 1986, 34(1): 30-45.
- [2] Hansen T B, Yaghjian A D. Planar near-field scanning in the time domain. Part I: Formulation, IEEE Trans. on AP, 1994, 42(9): 1280-1291.
- [3] Hansen T B, Yaghjian A D. Planar near-field scanning in the time domain. Part II: Sampling theorems and computation schemes, IEEE Trans. on AP, 1994, 42(9), 1292-1300.
- [4] Hansen T B, Yaghjian A D. Formulation of probe-corrected planar near-field scanning in the time domain, IEEE Trans. on AP, 1995, 43(5): 569-584.
- [5] Kerns D M. Plane-wave scattering-matrix theory of antennas and antenna-antenna interactions, NBS Monograph 162, 1982.
- [6] Yaghjian A D. Equivalence of surface current and aperture field integration for reflector antennas, IEEE Trans. on AP, 1984, 32(10): 1355-1358.
- [7] Hansen T B, Yaghjian A D. Formulation of time domain planar near field measurements without probe correction, Rome Laboratory In-House Rep. RL-TR-93-210, 1993.
- [8] Smythe W R. The Double current sheet in diffraction, Phys. Rev., 1947, 72(12): 1066-1070.

NUMERICAL ANALYSIS METHOD FOR PLANAR NEAR-FIELD MEASUREMENT IN TIME DOMAIN

Wang Jiaying Gao Benqing Liu Ruixiang Yang Shiming

(*Department of Electronic Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081*)

Abstract The movement of antenna's near-field is studied in time domain. The near field distributions are analyzed by using plane wave-spectrum method. A sampling principle is deduced for planar near-field scanning in time domain. Some methods of near-far field transfer are introduced, which can be performed through time or frequency approach. The characteristics of the two approaches are discussed. Extensive numerical results of an H-plane waveguide horn illustrate the analysis.

Key words Planar near field measurement in time domain, Finite-difference time-domain, Plane wave-spectrum, Near-far fields transfer

王加莹: 男, 1972年生, 博士, 从事微波技术、电磁兼容、计算电磁学和天线测量等方面研究。
高本庆: 男, 1936年生, 教授, 现从事毫米波系统、计算电磁学、电磁兼容和天线等研究。
刘瑞祥: 男, 1934年生, 教授, 研究范围包括电磁兼容、天线测量与设计等。
杨仕明: 男, 1949年生, 副教授, 目前的研究范围包括微波技术、天线测试技术等。