

任意口径天线辐射场的计算

张浩斌, 郭陈江, 许家栋

(西北工业大学电子工程系, 西安 710072)

[摘要] 研究了理想导体面上任意形状的波导-口径天线的辐射特性。利用波导腔和自由空间之间的场匹配技术给出了描述它们之间的耦合关系的线性方程组。通过求解线性方程组的未知系数, 严格计算了口径天线在半空间的辐射场, 波导内的反射场及导体板上的电流分布; 并通过数值算例进行了验证。

[关键词] 口径天线; 模式场; 平面波展开; 匹配技术

[中图分类号] TN820.1 [文献标识码] A [文章编号] 1006-141X(2003)02-0022-04

Radiation by Arbitrary Aperture Antennas

ZHANG Hao-bin, GUO Chen-jiang, XU Jia-dong

(Department of Electronic Engineering, Northwestern Polytechnic University, Xi'an 710072, China)

Abstract: This paper treats the radiation from an arbitrary aperture in a perfect conducting plane backed by waveguide. The radiated field into the half space, the reflected field in the waveguide, and the surface currents on the conducting plane are calculated by means of matching technique between the waveguide cavity and the plane wave expansion of the free space field. A system of linear equations which determine their coupling relationship is achieved and can be readily solved. Numerical examples demonstrated the validity.

Key words: aperture antennas; modal field; plane wave expansion; matching technique

1 问题描述

口径天线在现代通信、军事、航天等领域都有广泛的应用。如图1所示, 激励源在任意横截面 S 的波导腔中激励起模式 $e_{pq_0}^p$ ($p=0,1,2,\Lambda$ 表示模式指数, $q=TE, TM, TEM$ 表示模式极化方式)。经过传播, 一部分能量由于口径面的不连续性返回波导; 另一部分能量从开口幅射出去, 形成口径天线的辐射场。根据口径理论, 当口径上的横向场分布 $E_t(\bar{r})$ 已知, $z>0$ 半空间的远区辐射场就可以表示为:

$$E(r) = \frac{ik_0^2}{2p} \hat{r} \times \left[\hat{z} \times \iint_S E_t(r') e^{-ik_0 \hat{r} \cdot \bar{r}'} dS \right] \quad (1)$$

式中, S 为口径面; r 为原点到观察点的矢径; \hat{r} 为其单位方向矢量; \bar{r}' 为口径面上源点的矢径; k_0 为自由空间的波数。因此问题的关键在于求解口径分布场。大多数文献^{[1][2]}采用不同的口径场近似方法对问题进行求解, 而本文则采用匹配技术对三维任意口径天线的辐射场、波导内的反射波及导体板上的电流分布进行了严格全面的求解。

2 理论分析

在 $z<0$, $r \in S$ 的波导腔内, 可以将切向场展

开为模式场的叠加:

$$\begin{cases} \vec{E} = E_0(\vec{e}_{p_0,q_0} + \sum_{p,q} t_{p,q} \vec{e}_{p,q}^-) \\ \vec{H} = E_0(\vec{h}_{p_0,q_0} + \sum_{p,q} t_{p,q} \vec{h}_{p,q}^-) \end{cases} \quad (2)$$

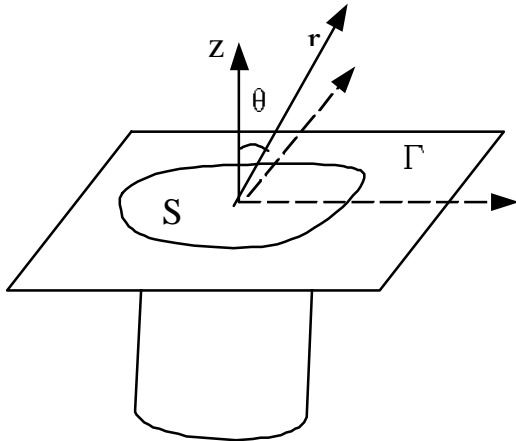


图 1 口径天线及坐标

式中, t 为从口径反射回的模式系数; 归一模式函数 \vec{e} 、 \vec{h} 由波导的截面形状确定, 并满足正交关系:

$$h_0 \iint_S \vec{e}_{pq}(\mathbf{r}) \cdot (\hat{z} \times \vec{e}_{p'q'}(\mathbf{r})) dx dy = Y_{pq} \mathbf{d}_{p,p'} \mathbf{d}_{q,q'}$$

式中, h_0 为自由空间的波阻抗; $\vec{1}$ 为单位并矢; Y_{pq} 为模式阻抗。

$$Y_{pq} = \begin{cases} \frac{k_0 \sqrt{k_0^2 - k_{t,pq}^2}}{k_{t,pq}^2} = \frac{k_0 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}}{k_x^2 + k_y^2} & TE, TM \\ 1 & TEM \end{cases}$$

在 $z > 0$ 的无源半空间, 可以将任意场分布用平面波展开为^[3]:

$$\begin{cases} \vec{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} (1 - \frac{k_z}{k_0}) \cdot \vec{E}_t(k_x, k_y) e^{ik \cdot \mathbf{r}} dk_x dk_y \\ \vec{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} (1 + \frac{k_z}{k_0}) \cdot \vec{H}_t(k_x, k_y) e^{ik \cdot \mathbf{r}} dk_x dk_y \end{cases} \quad (3)$$

其中, k_x, k_y, k_z, k 之间满足:

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & k^2 - k_x^2 - k_y^2 > 0 \\ i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & k^2 - k_x^2 - k_y^2 < 0 \end{cases}$$

由口径面 $z=0$, $\mathbf{r} \in S$ 上的横向电场和磁场连续性条件及式 (2)、式 (3) 得:

$$E_0 \left(\vec{e}_{p_0,q_0} + \sum_{p,q} t_{p,q} \vec{e}_{p,q}^- \right) = \frac{1}{4\pi^2} \iint E_{xy}(k_x, k_y) e^{ik_t \cdot \mathbf{r}} dk_x dk_y \quad (4.1)$$

$$H_0 \left(\vec{h}_{p_0,q_0} - \sum_{p,q} t_{p,q} \vec{h}_{p,q}^- \right) = \frac{1}{4\pi^2} \iint H_{xy}(k_x, k_y) e^{ik_t \cdot \mathbf{r}} dk_x dk_y \quad (4.2)$$

对式 (4.1) 左右进行傅里叶变换得到:

$$\left\{ E_0 \iint \left(\vec{e}_{p_0,q_0} + \sum_{p,q} t_{p,q} \vec{e}_{p,q}^- \right) e^{-ik_t \cdot \mathbf{r}} dS = E_{xy}(k_x, k_y) \right. \quad (5)$$

式 (4.2) 乘以 $\vec{e}_{p'q'}^0$ 并在口径上进行积分, 利用切向场的正交关系可得:

$$E_0 Y_{p'q'} (\mathbf{d}_{pp'} \mathbf{d}_{qq'} - t_{pq}) = -\frac{1}{4\pi^2} \iint \vec{e}_{p'q'}^0(-k_x, k_y) \times \frac{k_z}{k_0} \left(\frac{k_t k_t}{k_z^2} + \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} \right) \cdot \vec{E}_{xy}(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (6)$$

从中解出反射系数代入式 (5) 得到口径场为:

$$E_{xy}(k_t) - \sum_{p,q} \frac{1}{4\pi^2 Y_{pq}} \vec{e}_{pq}(k_t) \iint \vec{e}_{p'q'}^0(-k_t') \cdot \frac{k_z}{k_0} \left(\frac{k_t k_t}{k_z^2} + \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} \right) \times E_{xy}(k_t') dk_x' dk_y' = 2E_0 \vec{e}_{p'q'}^0(k_t) \quad (7)$$

把式 (7) 写成便于数值计算的矩阵形式:

$$A_{pq} + \sum_{p'q'} a_{pp'q'q'} A_{p'q'} = b_{pq} \quad (8)$$

其中,

$$A_{pq} = \mathbf{d}_{p_0p} \mathbf{d}_{q_0q} N_{p_0q_0} \frac{1}{4\pi^2 \sqrt{Y_{pq}} E_0} \iint \vec{e}_{pq}(-k_t) \cdot \mathbf{g}(k_t) \cdot E_{xy}(k_t) dk_x dk_y$$

$$a_{pp'q'q'} = -\frac{1}{4\pi^2 \sqrt{Y_{pq} Y_{p'q'}}} \iint \vec{e}_{pq}(-k_t) \cdot \mathbf{g}(k_t) \cdot \vec{e}_{p'q'}(k_t) dk_x dk_y$$

$$b_{pq} = \sqrt{Y_{p_0q_0}} (\mathbf{d}_{p_0p} \mathbf{d}_{q_0q} - a_{pp'q'q'})$$

$$\mathbf{g}(k_t) = \frac{k_z}{k_0} \left(\frac{k_t k_t}{k_z^2} + \hat{z}\hat{z} \right)$$

由波导形状决定的模式函数已知, 从而 a 为已知, 包含口径场分布的 A_{pq} 可通过截断模式函数和平面波谱得到的线性方程组求解得到。

3 口径天线的特性

求解得到包含口径场分布的系数 A_{pq} , 口径天线的特性就可以由系数 A_{pq} 来表示。从式 (3) 知任意位置的场可由平面波谱重构得到, 平面波谱的系数完全由天线口径场的 Fourier 变换确定。根据系数 A_{pq} 和平面波谱展开, 远区辐射场式 (1) 可以表示成:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\mathbf{r}) = \frac{ik_0^2}{2p} \hat{r} \times \left[\hat{z} \times \left(\vec{e}_{p_0 q_0}(k_0 x \sin \mathbf{q}, k_0 y \sin \mathbf{q}) \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{pq} \frac{A_{pq}}{\sqrt{Y_{pq}}} \vec{e}_{pq}(k_0 x \sin \mathbf{q}, k_0 y \sin \mathbf{q}) \right) \right] \quad (9) \end{aligned}$$

反射系数由方程组的系数表示为:

$$t_{pq} = \frac{A_{pq}}{\sqrt{Y_{pq}}} \quad (10)$$

当 $z=0$ 面上的场分布已知, 导体板上的电流可以确定为:

$$\vec{J}(\mathbf{r}) = \hat{z} \times \vec{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4p^2} \iint \hat{z} \times \vec{H}(k_t) e^{ik_t \cdot \vec{r}} dk_x dk_y$$

由切向分量和纵向分量的关系及式 (7) 得:

$$\begin{aligned} h_0 J(\mathbf{r}) = -\frac{E_0}{4p^2} \iint \left(\vec{e}_{p_0 q_0}(k_t) + \sum_{p'q'} \frac{A_{p'q'}}{\sqrt{Y_{p'q'}}} \vec{e}_{p'q'}(k_t) \right) e^{ik_t \cdot \vec{r}} dk_x dk_y \\ = -E_0 \left(F_{pq}(\mathbf{r}) + \sum_{pq} \frac{A_{pq}}{\sqrt{Y_{pq}}} F_{pq}(\mathbf{r}) \right) \quad (11) \end{aligned}$$

其中,

$$F_{pq}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4p^2} \iint_{k_0} \frac{k_z}{k_0} \left(\frac{p}{k_t k_t} + \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} \right) \cdot \vec{e}_{pq}(k_t) dk_x dk_y$$

4 数值算例

以圆口径天线 ($ka=1.01$) 为例, 假定激励源产生 TE_{11} 模式的入射场:

$$\vec{e}_{11}^{TE}(\mathbf{r}) = A_{11} \left\{ \hat{r} \left[-\frac{1}{r} J_1(k'_r r) \cos f \right] + \hat{f} \left[k'_r J'_1(k'_r r) \sin f \right] \right\} \quad (12)$$

反射回波导的模式场为:

$$\begin{aligned} \vec{e}_m^{TE} = A_{pq} \left\{ \hat{r} \left[-\frac{q}{r} J_q(k'_r r) \cos(qf) \right] + \hat{f} \left[k'_r J'_q(k'_r r) \sin(qf) \right] \right\} \\ \vec{e}_m^{TM} = B_{pq} \left\{ \hat{r} \left[k'_r J'_q(k'_r r) \sin(qf) \right] + \hat{f} \left[\frac{q}{r} J_q(k'_r r) \cos(qf) \right] \right\} \quad (13) \end{aligned}$$

c, c' 为贝塞尔函数 J 和其导数的零点, $k_r = \frac{c_{11}}{a}, k'_r = \frac{c'_{11}}{a}$, A_{pq}, B_{pq} 为模式的归一化常数^[5], 将模式场代入方程组 (8) 求得口径场的系数。

图 2 和图 3 给出了天线 ($ka=1.02$ 和 $ka=1.5$) 的归一化方向图 (a 为 E 面, b 为 H 面), 实线为精确结果, 虚线是以入射场作为口径场的近

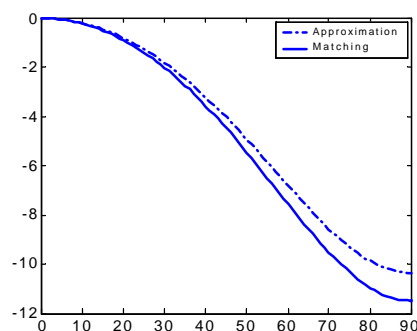


图 2a 圆口径 $ka = 1.02$ 的 E 面方向图(dB)

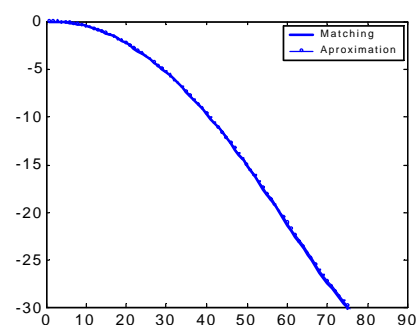


图 2b 圆口径 $ka = 1.02$ 的 H 面方向图(dB)

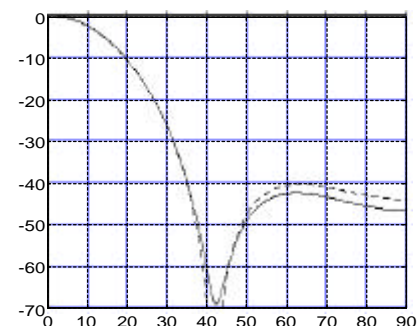


图 3a 圆口径 $ka = 1.5$ 的 E 面方向图(dB)

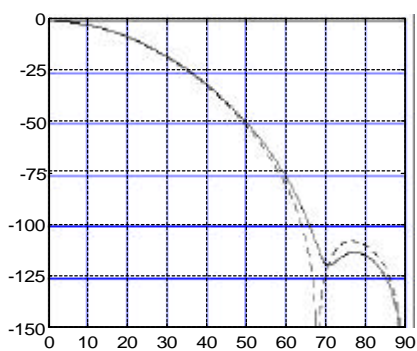


图 3b 圆口径 $ka = 1.5$ 的 H 面方向图(dB)

似计算结果。其结果表明,利用近似口径场分布基本能够较准确地描述天线的特性,这是由于反射回腔体的能量在截止频率以外的范围内基本上可以忽略不计。因此,可以用近似法对天线初步设计,用严格的匹配法对天线进行最终的检验和校正。

5 结论

本文利用模式-平面波展开计算任意波导-口径

天线的辐射场,经过推导将口径场分布表示为一组线性方程,通过截断很容易进行数值求解。从线性方程的解可以直接求解波导内的反射场,导体板上的电流分布及远区辐射场,数值算例证明了该方法的有效性。数值算例说明近似方法对于预测天线的主瓣辐射特性是足够的,但精确分析天线的旁瓣特征,则需要借助于精确算法。该方法还可以推广到导体板上多个口径的情况。

参 考 文 献

- [1] G.A. Kriegsmann. The flanged waveguide antenna: discrete reciprocity and conservation[J]. Wave Motion, 1999,29(1):81-95.
- [2] R. E. Collin. Antennas and radio-wave propagation[M]. McGraw-Hill, New York,1985.
- [3] H. Baudrand, Jun-Wu Tao. Study of radiation properties of open-ended rectangular waveguides[J]. IEEE Transaction on antennas and propagation, 1988,38(8):1071-1077.
- [4] 方大纲. 电磁理论中的谱域方法. 合肥: 安徽教育出版社, 1995.
- [5] A. Altintas, P. H. Pathak, Ming-Cheng Liang. A selective modal scheme for the analysis of EM coupling into or radiation from large open-ended waveguides[J]. IEEE Trans. on antennas and propagation, 1988,36(1): 84-95.

[收稿日期] 2003-01-21 [修回日期] 2003-04-21

[作者简介] 张浩斌(1976—), 男, 西北工业大学博士研究生。主要研究方向: 电磁场数值计算方法, 微波天线理论和设计及微波通信。

许家栋(1948—), 男, 西北工业大学电子信息学院院长, 教授, 博导。主要从事电磁场与微波技术及目标电磁特性方面的教学和科研工作。

(上接第7页)

- (4) 多路光开关;
- (5) 协议器件的研制;
- (6) 测试设备的研制;
- (7) 环境和可靠性。

对于光纤和光纤设备在机载条件下的应用研

究,需要较大的资金和人力投入。今后的机载系统,必将以先进的网络技术为核心,应用成熟的光和电通信技术,掌握这一潮流技术,必将使我们在竞争中立于不败之地。

参 考 文 献

- [1] 中国军用标准 GJB5034-2001. 线性令牌传递多路数据总线[S]. 国防科工委军标出版发行部发行, 2002.2, 第一版.

[收稿日期] 2003-01-20

[作者简介] 丁勇飞(1971—), 男。毕业于西北工业大学自动控制系。获工程硕士。现主要研究方向为通信、计算机。

如何学习天线设计

天线设计理论晦涩高深, 让许多工程师望而却步, 然而实际工程或实际工作中在设计天线时却很少用到这些高深晦涩的理论。实际上, 我们只需要懂得最基本的天线和射频基础知识, 借助于 HFSS、CST 软件或者测试仪器就可以设计出工作性能良好的各类天线。

易迪拓培训(www.edatop.com)专注于微波射频和天线设计人才的培养, 推出了一系列天线设计培训视频课程。我们的视频培训课程, 化繁为简, 直观易学, 可以帮助您快速学习掌握天线设计的真谛, 让天线设计不再难...



HFSS 天线设计培训课程套装

套装包含 6 门视频课程和 1 本图书, 课程从基础讲起, 内容由浅入深, 理论介绍和实际操作讲解相结合, 全面系统的讲解了 HFSS 天线设计的全过程。是国内最全面、最专业的 HFSS 天线设计课程, 可以帮助你快速学习掌握如何使用 HFSS 软件进行天线设计, 让天线设计不再难...

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/122.html>

CST 天线设计视频培训课程套装

套装包含 5 门视频培训课程, 由经验丰富的专家授课, 旨在帮助您从零开始, 全面系统地学习掌握 CST 微波工作室的功能应用和使用 CST 微波工作室进行天线设计实际过程和具体操作。视频课程, 边操作边讲解, 直观易学; 购买套装同时赠送 3 个月在线答疑, 帮您解答学习中遇到的问题, 让您学习无忧。

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/cst/127.html>



13.56MHz NFC/RFID 线圈天线设计培训课程套装

套装包含 4 门视频培训课程, 培训将 13.56MHz 线圈天线设计原理和仿真设计实践相结合, 全面系统地讲解了 13.56MHz 线圈天线的工作原理、设计方法、设计考量以及使用 HFSS 和 CST 仿真分析线圈天线的具体操作, 同时还介绍了 13.56MHz 线圈天线匹配电路的设计和调试。通过该套课程的学习, 可以帮助您快速学习掌握 13.56MHz 线圈天线及其匹配电路的原理、设计和调试...

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/116.html>



关于易迪拓培训:

易迪拓培训(www.edatop.com)由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立,一直致力和专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养;后于 2006 年整合合并微波 EDA 网(www.mweda.com),现已发展成为国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地,成功推出多套微波射频以及天线设计经典培训课程和 ADS、HFSS 等专业软件使用培训课程,广受客户好评;并先后与人民邮电出版社、电子工业出版社合作出版了多本专业图书,帮助数万名工程师提升了专业技术能力。客户遍布中兴通讯、研通高频、埃威航电、国人通信等多家国内知名公司,以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

我们的课程优势:

- ※ 成立于 2004 年, 10 多年丰富的行业经验
- ※ 一直专注于微波射频和天线设计工程师的培养,更了解该行业对人才的要求
- ※ 视频课程、既能达到了现场培训的效果,又能免除您舟车劳顿的辛苦,学习工作两不误
- ※ 经验丰富的一线资深工程师主讲,结合实际工程案例,直观、实用、易学

联系我们:

- ※ 易迪拓培训官网: <http://www.edatop.com>
- ※ 微波 EDA 网: <http://www.mweda.com>
- ※ 官方淘宝店: <http://shop36920890.taobao.com>