

 中国电子教育学会高教分会推荐
普通高等教育电子信息类“十三五”课改规划教材

天线工程设计基础

主编 郑会利 陈瑾



西安电子科技大学出版社
<http://www.xduph.com>

内容简介

中国电子教育学会高教分会推荐

普通高等教育电子信息类“十三五”课改规划教材

天线工程设计基础

主 编 郑会利 陈 瑾

参 编 张鹏飞 弓树宏 张志亚



西安电子科技大学出版社

内 容 简 介

本书主要讲述天线工程设计的基本理论和设计方法。全书共分10章:第1章简要介绍了天线的基本原理、概念和表征天线性能的技术参数;第2章重点对电磁仿真算法进行了分析,对基于矩量法、有限元法和有限积分法的几种仿真软件进行了介绍;第3章讲述了无线通信系统中常用线天线的设计及仿真问题;第4章介绍在天线工程设计中有着重要用途的宽频带天线,包括加载鞭天线、对数周期天线、锥削槽天线等;第5章简要介绍微带天线的理论及设计实例;第6章讲述阵列天线问题,包括直线阵列天线、平面阵列天线、相控阵天线及设计实例;第7章对用于卫星通信系统的圆极化天线设计进行了分析;第8章讨论了口径天线的基本概念和相应的设计问题;第9章综述天线测量的基本知识;第10章对天线的新技术发展进行了介绍。

本书内容偏重工程设计,可以为天线设计人员提供各种常用类型天线的设计思路和方法,也能够为他们的科研实践提供帮助。

本书适合作为电磁场和微波技术相关专业的教材,也可作为专业技术人员的参考资料。

图书在版编目(CIP)数据

天线工程设计基础/郑会利,陈瑾主编. —西安:西安电子科技大学出版社,2018.9

ISBN 978-7-5606-4789-0

I. ①天… II. ①郑… ②陈… III. ①天线设计—高等学
校—教材 IV. ①TN82

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 320939 号

策划编辑 毛红兵

责任编辑 师 彬 毛红兵

出版发行 西安电子科技大学出版社(西安市太白南路2号)

电 话 (029)88242885 88201467 邮 编 710071

网 址 www.xduph.com 电子邮箱 xdupfxb001@163.com

经 销 新华书店

印刷单位 陕西天意印务有限责任公司

版 次 2018年9月第1版 2018年9月第1次印刷

开 本 787毫米×1092毫米 1/16 印张 21

字 数 494千字

印 数 1~3000册

定 价 52.00元

ISBN 978-7-5606-4789-0/TN

XDUP 5091001-1

*** 如有印装问题可调换 ***

中国电子教育学会高教分会

教材建设指导委员会名单

主任：李建东 西安电子科技大学副校长
副主任：裘松良 浙江理工大学校长
韩 焱 中北大学副校长
颜晓红 南京邮电大学副校长
胡 华 杭州电子科技大学副校长
欧阳缮 桂林电子科技大学副校长
柯亨玉 武汉大学电子信息学院院长
胡方明 西安电子科技大学出版社社长

委员：(按姓氏笔画排列)

于凤芹 江南大学物联网工程学院系主任
王 泉 西安电子科技大学计算机学院院长
朱智林 山东工商学院信息与电子工程学院院长
何苏勤 北京化工大学信息科学与技术学院副院长
宋 鹏 北方工业大学信息工程学院电子工程系主任
陈鹤鸣 南京邮电大学贝尔英才学院院长
尚 宇 西安工业大学电子信息工程学院副院长
金炜东 西南交通大学电气工程学院系主任
罗新民 西安交通大学电子信息与工程学院副院长
段哲民 西北工业大学电子信息学院副院长
郭 庆 桂林电子科技大学教务处处长
郭宝龙 西安电子科技大学教务处处长
徐江荣 杭州电子科技大学教务处处长
蒋 宁 电子科技大学教务处处长
蒋乐天 上海交通大学电子工程系
曾孝平 重庆大学通信工程学院院长
樊相宇 西安邮电大学教务处处长

秘书长：吕抗美 中国电子教育学会高教分会秘书长
毛红兵 西安电子科技大学出版社社长助理

前言

QIANYAN

天线是无线电通信和雷达探测设备的重要组成部分。天线工程设计涉及电磁场基本理论、天线原理、微波技术和电波传播等方面的知识。对天线相关知识的介绍通常分为天线原理、常用天线和天线阵列等几方面的内容,并分几门课程讲授。随着高等教育教学方式的改革发展和专业内涵的变化,为适应现代化建设人才培养的需求,高校对专业课程设置进行了调整和整合,专业培养方案和课程设置出现了相应的变化,更注重专业知识面的拓展。对于电磁场和微波技术专业来讲,学生在学习了基本理论的基础上,对天线工程设计和科研实践知识的掌握相对较弱。针对目前的教学实际情况,本书编者抱着避免书中内容与专业基础理论重复,但与工程设计实践贴合更紧密,并有一定深度,尽可能拓展专业知识面,便于教学和学生理解的想法,将天线工程设计问题所涉及的相关内容综合在本书中,希望本书能全面系统地介绍天线工程设计各个方面的内容,尽可能在基本概念的基础上介绍各种天线的工程设计方法,以满足电磁场相关专业教学科研的需求。

在本书的编写过程中,编者力求做到:

(1) 对电磁场基本理论知识、天线原理、微波技术、电波传播等基础知识进行简单的介绍,并从电磁场工程的整体性方面让学生了解天线设计的相关知识,避免与专业基础课程内容重复。

(2) 不追求定律和公式的详细推导与严格证明,而注重基本概念、设计应用及解决工程设计问题的基本思路和方法的介绍。

(3) 在讲述各种类型天线时,重点介绍天线的应用需求、工作原理、设计方法、结构及特性,并对各种类型天线给出实际设计的例子和设计结果。

本书的读者对象是学习过电磁场理论和天线原理的大学本科生的电磁场专业的研究生,相关专业技术人员也可阅读和参考。

编 者

2018年3月

目录

MULU

第 1 章 天线基础知识	1	3.2 单极子天线	92
1.1 天线的用途及发展历史	1	3.3 八木天线	93
1.2 天线辐射电磁波的机理	2	3.4 环形天线	96
1.3 天线电磁学基础及辐射问题求解	3	3.5 螺旋天线	98
1.3.1 麦克斯韦方程	3	3.6 角反射器天线及背射天线	100
1.3.2 边界条件	3	第 4 章 宽频带天线	105
1.3.3 连续性方程和媒质特性方程	4	4.1 宽频带天线的概念及应用	105
1.3.4 坡印廷定理	5	4.2 宽频带天线的实现方法	106
1.4 天线特性参数	7	4.3 宽频带加载鞭天线	109
1.4.1 方向图	7	4.3.1 宽频带加载鞭天线的结构特点和 工作原理	109
1.4.2 波瓣宽度和前后比	7	4.3.2 天线的设计	110
1.4.3 增益	8	4.4 套筒天线	112
1.4.4 输入阻抗和驻波比	9	4.4.1 套筒天线的结构特点和工作 原理	112
1.4.5 天线的极化	10	4.4.2 天线的设计	113
1.4.6 天线效率与等效各向同性辐射 功率	10	4.5 印刷对称振子天线	116
1.4.7 噪声温度与增益噪声比	10	4.5.1 印刷对称振子的结构特点和 宽带工作的实现	116
1.4.8 端口隔离度与天线交调产物	10	4.5.2 天线的设计	117
1.5 天线的发展	11	4.6 宽带笼形天线设计	120
第 2 章 天线仿真技术	12	4.7 对数周期天线	124
2.1 天线仿真计算的主要步骤	12	4.7.1 对数周期天线的结构特点和 工作原理	124
2.2 主要的电磁计算算法以及对应的 仿真软件	14	4.7.2 分析方法和电性能	126
2.2.1 矩量法以及基于矩量法的软件	14	4.7.3 对数周期天线的设计	127
2.2.2 有限元和基于有限元的软件	57	4.7.4 天线的设计	127
2.2.3 有限积分技术以及基于有限积分 技术的软件	65	4.8 锥削槽天线	131
2.3 小结	88	4.8.1 锥削槽天线的结构特点和 工作原理	131
第 3 章 线天线	89		
3.1 对称振子天线	89		

4.8.2 天线的设计	132	5.9.1 缝隙耦合微带天线	159
第5章 微带天线	135	5.9.2 双频微带天线	160
5.1 微带天线简介和理论分析	135	5.9.3 圆极化微带天线	160
5.1.1 微带天线的起源、发展以及 前景	135	5.9.4 宽带微带天线	162
5.1.2 微带天线的定义和基本模型	135	第6章 阵列天线	164
5.1.3 微带天线的简单分类	135	6.1 阵列天线的基本概念及应用	164
5.1.4 微带天线的优缺点比较	136	6.2 阵列天线的参数及特性分析	165
5.1.5 微带天线的应用	136	6.2.1 天线的主要参数	165
5.2 微带天线的辐射原理	137	6.2.2 天线阵的分析	165
5.3 微带天线的分析方法	137	6.3 直线阵列天线	170
5.3.1 传输线模型理论	138	6.3.1 增益	172
5.3.2 腔模理论	138	6.3.2 波束宽度	172
5.3.3 全波理论	139	6.3.3 栅瓣	173
5.4 微带天线全波分析中的数值分析 方法	139	6.3.4 副瓣电平	173
5.4.1 矩量法	139	6.4 平面阵列天线	174
5.4.2 有限元法	140	6.5 相控阵天线	175
5.4.3 时域有限差分法	140	6.6 阵列天线方向图综合	177
5.5 微带天线的馈电	141	6.6.1 线源的等副瓣理想空间因子	177
5.5.1 微带线馈电	141	6.6.2 泰勒分布	178
5.5.2 同轴线馈电	141	6.6.3 矩阵法	179
5.5.3 电磁耦合型馈电	144	6.6.4 PSO 优化算法	180
5.6 矩形和圆形微带天线辐射特性	145	6.7 阵列天线设计实例	183
5.6.1 矩形微带天线的辐射特性分析	145	6.7.1 低副瓣阵列天线的综合设计	183
5.6.2 圆形及环形贴片的腔模理论 分析	150	6.7.2 阵列天线赋形波束的综合设计	187
5.7 微带天线的宽频带技术	155	第7章 圆极化天线	192
5.7.1 改变基板材料	155	7.1 圆极化天线的基本概念及用途	192
5.7.2 改变基板结构	155	7.2 圆极化天线的实现途径及基本形式	193
5.7.3 附加匹配网络	156	7.2.1 十字交叉振子天线	194
5.7.4 采用非线性调整元件	156	7.2.2 螺旋天线	194
5.7.5 多谐振点同时工作	156	7.2.3 微带圆极化天线	195
5.7.6 在贴片或接地板上开槽或者 开缝	157	7.3 圆极化天线的参数及特性分析	198
5.8 微带天线小型化技术	157	7.3.1 圆极化波的旋向	198
5.8.1 采用特殊材料的基板	157	7.3.2 椭圆极化波的倾角	198
5.8.2 加载微带天线技术	158	7.3.3 椭圆极化波的轴比	198
5.8.3 曲流技术	158	7.3.4 极化损失系数	199
5.9 微带天线仿真实例	159	7.4 几种实用的圆极化天线的设计	200
		7.4.1 十字交叉振子天线的设计	200
		7.4.2 平面螺旋天线的设计	202
		7.4.3 微带圆极化天线的设计	203
		7.5 圆极化螺旋天线	205

7.5.1 圆柱螺旋天线	205	9.3.5 计算机系统	271
7.5.2 圆锥螺旋天线	207	9.3.6 控制机柜子系统	271
7.5.3 平面螺旋天线	210	9.4 天线辐射特性测量	271
7.5.4 四臂螺旋天线	215	9.4.1 方向图测量	271
7.5.5 复合螺旋天线	222	9.4.2 增益测量	276
7.5.6 微带加载圆极化天线	223	9.4.3 轴比测量	279
第8章 口径天线	226	9.5 天线匹配特性测量	280
8.1 喇叭天线	226	9.5.1 阻抗测量	280
8.1.1 喇叭天线分类及应用	226	9.5.2 驻波测量	282
8.1.2 喇叭天线设计实例	234	9.5.3 隔离测量	282
8.2 反射面天线	241	9.6 天线特性测量举例	283
8.2.1 反射面天线工作原理	242	9.6.1 天线测试步骤	283
8.2.2 反射面天线的电参数	245	9.6.2 测量实例	284
8.2.3 反射面天线设计实例	248	9.7 小结	288
第9章 天线测量基本知识	258	第10章 新型天线	289
9.1 天线测量的基本概念及意义	258	10.1 可重构天线	289
9.1.1 天线的定义和功能	258	10.1.1 可重构天线的分类	289
9.1.2 天线测量中的互易性	258	10.1.2 几种可重构天线介绍	290
9.2 天线测试场的设计	262	10.2 等离子体天线	304
9.2.1 天线测试场的最小测试距离	262	10.2.1 等离子体天线基本原理	304
9.2.2 自由空间测试场	265	10.2.2 等离子体天线工程进展	309
9.2.3 地面反射测试场	267	10.3 左手媒质天线简介	310
9.3 天线远场测量的设备	269	10.4 其他新概念天线简介	313
9.3.1 接收转台子系统	269	10.4.1 纳米天线	313
9.3.2 发射端子系统	269	10.4.2 超导天线	316
9.3.3 信号收发子系统——矢量网络 分析仪	270	10.4.3 智能蒙皮天线	319
9.3.4 控制、伺服驱动子系统	270	参考文献	321

第1章 天线基础知识

1.1 天线的用途及发展历史

天线是无线电通信、无线广播、导航、雷达探测、遥测遥控等各种无线电系统中不可缺少的设备。世界上第一副天线设备是德国物理学家赫兹在1887年为验证英国数学家麦克斯韦预言的电磁波的存在性而设计的。其发射天线是两根3厘米长的金属杆，杆的终端连接两块4厘米见方的金属板，采用火花放电激励电磁波，接收天线是环天线。后来，意大利物理学家马可尼采用一种大型天线实现了远洋通信，其发射天线为50根下垂铜线组成的扇形结构，顶部用水平横线连在一起，横线挂在两个高15英尺，相距2英尺的塔上，电火花放电式发射机接在天线和地之间。通常人们认为这是真正付诸实用的第一副单极天线。

早期无线电的主要应用是长波远洋通信，因此天线的发展也主要集中在长波波段上。1925年以后，中、短波无线电广播和通信开始实际应用，各种中、短波天线得到迅速发展。1940年前后，有关长、中、短波天线的理论基本成熟，这些波段上主要的天线形式一直沿用至今。第二次世界大战中，雷达的应用促进了微波天线特别是反射面天线的发展。以后的30多年是无线电电子学飞速发展的时代，微波中继通信、散射通信、电视广播的迅速发展，特别是20世纪50年代后期，人类进入太空时代，对天线提出了更多新的要求，出现了许多新型天线。

随着天线应用的发展，天线理论基础也在不断发展。早期对线天线的计算方法是先根据传输线理论，假设天线上的电流分布，然后由矢量位求其辐射场，由坡印廷矢量在空间积分求其辐射功率，从而求出辐射电阻。自20世纪30年代中期开始，为了较精确地求出天线上的电流分布及输入阻抗，很多人从边值问题的角度来研究典型的对称振子天线，提出用积分方程法来求解天线上的电流分布。20世纪30年代以后，随着喇叭和抛物面天线的应用，用于分析口径天线用的各种方法，如等效原理、电磁场矢量积分方法等得到发展。

天线种类繁多，我们可以从不同的角度对天线进行分类。如按工作性质分，可将天线分为发射天线和接收天线；按用途分，可将天线分为通信天线、雷达天线、导航天线、电视天线和广播天线等；按工作频段分，可将天线分为长波天线、中波天线、短波天线、超短波天线和微波天线等。这些分类方法并不是绝对的。如在通信和雷达系统中接收天线和发射天线通常是合二为一的，雷达天线和微波通信天线通常采用相同的结构，有些天线(如偶极天线、单极天线等)可用于从长波到超短波的各个频段，等等。一般天线手册上常采用上述的一些分类方法，而作为教材通常按其结构和分析方法将天线大致分为线天线和口径天线两大类。线天线基本由金属导线构成，这类天线包括各种偶极天线和单极天线、螺旋天线、八木天线、对数周期天线、行波天线等。口径天线也称为面天线，通常是由一个平面或曲面上的口径构成的，这类天线包括喇叭天线、反射面天线、缝隙天线、微带天线等。线天线的

辐射场通常由导线上的电流分布来计算,而口径天线的辐射场一般由口径上的电场和磁场的切向分量来计算。这种分类方法也不是绝对的,如反射面天线的辐射场既可以用口径场计算,也可以由反射面上的电流分布计算。

天线阵理论是天线理论的重要组成部分。自适应天线及智能天线是根据不同的应用需要对天线阵的零点及主瓣进行自适应控制的天线阵,其基础理论属于信号处理学科的范畴。由于自适应天线阵的理论极大地改变了天线阵的传统概念和设计方法,因此它已成为天线理论的重要前沿分支。频率无关天线与行波天线是两类不同的天线,前者不论方向图还是阻抗都具有宽带特性,后者一般来说仅阻抗特性是宽带的。在实际应用中阻抗特性通常是限制天线带宽的主要因素,从这个意义上说,行波天线也属于宽带天线。超宽带天线(或称时域天线)是一种用于超宽带通信和超宽带雷达的天线,其工作原理和分析方法完全不同于常规的天线,对这种天线工作性能的研究具有其特殊的方法。

1.2 天线辐射电磁波的机理

辐射是指电磁场能量由扰动源向外的传播,可以类比于将一颗石子丢进平静的湖中所激起的瞬态波动,在石子消失以后很长时间内,从受击点出发的湖表面的扰动不停地沿径向传播开去。辐射是一种扰动,扰动是由一个时变电流源产生的,而电流源是由一个变速的电荷分布伴随着。我们先从单个变速电荷产生的辐射开始讨论,而后进一步讨论传输线是如何辐射的。

考虑单个电荷的匀速运动的情况。如图 1.1 所示,电荷向 $+z$ 方向运动,图中所示的电力线是电荷通过 B 点之后的。在到达 A 点前,电荷匀速运动,静电场力线从电荷出发,沿径向延伸到无穷远,并且随着电荷的运动而运动。在 A 点电荷开始加速直到到达 B 点,之后继续匀速前进。图中半径为 r_A 的圆以外的径向电场力发自处于 A 点的电荷,半径为 r_B 的圆其圆心在加速度时间段 Δt 到达 B 点。在 r_B 以内,电场电力线从 B 点沿径向延伸出去。两圆之间的距离等于光在 Δt 时间内所行进的距离,即 $\Delta r = r_B - r_A = \Delta t c$ 。由于点电荷运动的速度小于光速,则 $\Delta z \ll \Delta r$,两圆几乎同心。图中为了看得清楚,将距离 Δz 相对于 Δr 经过了放大。由于在无电荷处电场电力线必须连续,所以在 Δr 区域内的电力线被连接起来,这是场结构被扰动的区域之一。此扰动是由于电荷加速所致,它的结束时间比图中所表达的时刻早 r_B/c 。这一扰动向外扩散,且具有一个横向分量 E_t 。当扰动向无穷远处传播的同时,该横向分量持续存在。

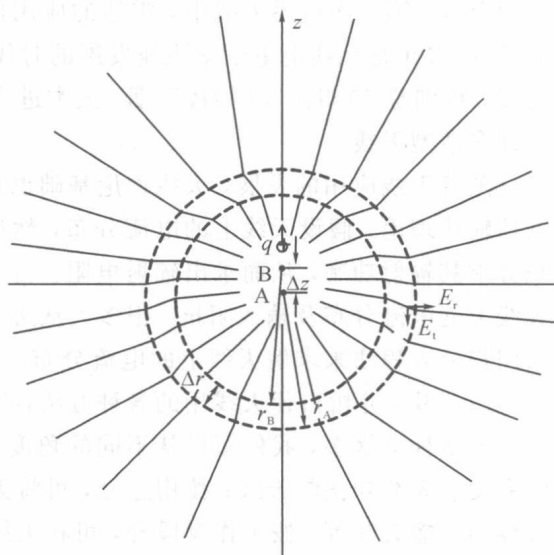


图 1.1 一个被加速的电荷粒子的辐射情况

从上例中可以明显看出,辐射具有方向性。图 1.1 中,在垂直于电荷加速度方向上扰

动最大,即垂直于直线天线方向产生最大辐射。

1.3 天线电磁学基础及辐射问题求解

电磁场理论的核心是描述空间电场、磁场间以及场与电荷、电流间相互关系普遍规律的电磁场基本方程。

1.3.1 麦克斯韦方程

Maxwell 方程有两种形式,即微分形式和积分形式。

微分形式:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \end{cases} \quad (1-1)$$

积分形式:

$$\begin{cases} \oint_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_s \left(\mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S} \\ \oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int_s \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \\ \oint_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \\ \oint_s \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = Q \end{cases} \quad (1-2)$$

式中: $\mathbf{E}$ 为电场强度矢量(V/m); $\mathbf{H}$ 为磁场强度矢量(A/m); $\mathbf{D}$ 为电感应强度矢量(C/m²); $\mathbf{B}$ 为磁感应强度矢量(T); $\mathbf{J}$ 为体电流密度矢量(A/m²); ρ 为体电荷密度(C/m³); Q 为电荷量(C)。

麦克斯韦方程表明,不仅电荷能产生电场,电流能产生磁场,而且变化的电场也能产生磁场,变化的磁场又能产生电场,从而揭示出电磁波的存在。

1.3.2 边界条件

经过两种不同媒质的分界面时,媒质参数要发生突变(如图 1.2 所示),从而引起某些场分量的不连续,它们的空间导数不存在,麦克斯韦方程的微分形式不再适用。这时可以导出媒质分界面上电磁场的边界条件:

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{J}_s \\ \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \\ \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0 \\ \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = \rho_s \end{cases} \quad (1-3)$$

式中： H_1 、 E_1 、 B_1 、 D_1 和 H_2 、 E_2 、 B_2 、 D_2 分别是媒质 1 和 2 中的磁场强度矢量、电场强度矢量、磁感应强度矢量、电感应强度矢量； J_s 和 ρ_s 分别为分界面上的面电流密度和面电荷密度； $\hat{n}$ 为分界面的法线方向单位矢量，方向从媒质 1 指向媒质 2。

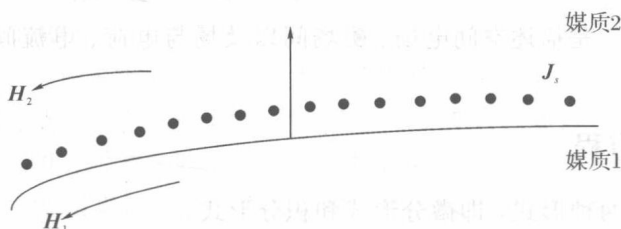


图 1.2 两种不同介质边界条件

如果媒质 1 是理想导体，由于导体内部的场量为零，式(1-3)变为

$$\begin{cases} \hat{n} \times H_2 = J_s \\ \hat{n} \times E_2 = 0 \\ \hat{n} \cdot B_2 = 0 \\ \hat{n} \cdot D_2 = \rho_s \end{cases} \quad (1-4)$$

1.3.3 连续性方程和媒质特性方程

根据电荷守恒定律，连续性方程的积分形式与微分形式如下：

$$\oint_s \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{\partial Q}{\partial t} \quad (1-5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1-6)$$

要得到麦克斯韦方程的解，尚需以下三个方程，它们是反映媒质特性的，称为媒质的特性方程。

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J}_0 \end{cases} \quad (1-7)$$

式中： J_0 为外加电流密度； ϵ 、 μ 、 σ 分别为媒质的介电常数(F/m)、磁导率(H/m)、电导率(S/m)。最一般情况下，这三个媒质参数是张量。在线性各向同性媒质中，这些媒质参数不是时间的函数。将式(1-7)代入麦克斯韦方程中，可得如下方程：

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \end{cases} \quad (1-8)$$

在真空(空气)中， $\epsilon = \epsilon_0 = (1/36\pi) \times 10^{-9}$ F/m， $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m， $\sigma = \sigma_0 = 0$ 。

将式(1-8)的第一方程和第二方程取旋度,考虑到该式的第三方程和第四方程,利用矢量公式 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ 和 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J}_0$,可以得到电磁场的矢量波动方程:

$$\begin{cases} \nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu \frac{\partial \mathbf{J}_0}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon} \nabla \rho \\ \nabla^2 \mathbf{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{J}_0 \end{cases} \quad (1-9)$$

对于时谐场源,用 $j\omega$ 代替 $\frac{\partial}{\partial t}$,式(1-9)变为

$$\begin{cases} \nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = j\omega\mu \mathbf{J}_0 + \frac{1}{\epsilon} \nabla \rho \\ \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = -\nabla \times \mathbf{J}_0 \end{cases} \quad (1-10)$$

式中

$$k^2 = \omega^2 \mu\epsilon - j\omega\mu\sigma \quad (1-11)$$

在非导电媒质中, $\sigma=0$,则有 $k^2 = \omega^2 \mu\epsilon$, k 称为波数。式(1-9)称为矢量形式的非齐次亥姆霍兹方程。在无源区域,它化为齐次亥姆霍兹方程:

$$\begin{cases} \nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \end{cases} \quad (1-12)$$

1.3.4 坡印廷定理

被一个封闭面 S 包围的体积 V_0 源供给体积 V 的平均功率 $\mathbf{P}_s$ 等于从面 S 流出的功率 $\mathbf{P}_f$ 、 V 内散耗的平均功率 $\mathbf{P}_{d_{av}}$ 加上 V 内储存的时间平均功率的总和:

$$\mathbf{P}_s = \mathbf{P}_f + \mathbf{P}_{d_{av}} + j2\omega(W_{m_{av}} - W_{e_{av}}) \quad (1-13)$$

式中, $W_{m_{av}}$ 、 $W_{e_{av}}$ 分别为储存的时间平均磁能和时间平均电能。式(1-13)即为坡印廷定理。

从封闭面流出的复功率可由下式求得

$$\mathbf{P}_f = \frac{1}{2} \oint_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} \quad (1-14)$$

其中, $d\mathbf{s} = ds \cdot \hat{\mathbf{n}}$, $\hat{\mathbf{n}}$ 是垂直于表面且从表面外指向表面内的单位矢量。把积分号内的被积函数称为坡印廷矢量 $\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$,这是一个功率密度,单位是 W/m^2 。

天线问题包括求解外加电流分布 $\mathbf{J}$ 所产生的场,目前假定电流分布已知而希望确定 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 。在很多情况下直接求解电磁场有很多不便之处,因此往往采取间接方法,即引入辅助函数——矢量磁位 $\mathbf{A}$ (简称磁矢位)和标量电位 ϕ (简称标位),通过求解辅助函数得到电磁场。

麦克斯韦方程组:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-15)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-17)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1-18)$$

由式(1-17)可知矢量场 $\mathbf{B}$ 仅仅有旋度,根据 $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$,它还可以表示成矢量函

数 $\mathbf{A}$ 的旋度:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1-19)$$

式中 $\mathbf{A}$ 即为磁矢位, 将式(1-19)代入式(1-16)得

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (1-20)$$

圆括号中的表示式是一个电场, 而且由于其旋度为零, 因此它是一个保守场, 行为如同静电场。再引入标量电位 ϕ , 令

$$\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla \phi \quad (1-21)$$

得

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (1-22)$$

求解 $\mathbf{A}$ 和 ϕ 后, 从式(1-19)和式(1-22)即可求得电磁场。将式(1-19)和式(1-22)代入式(1-15), 并考虑 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$, 得

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\mu \mathbf{J}_0 + \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\epsilon \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\sigma \phi \right) \quad (1-23)$$

只给出一个矢量的旋度并不能单值地确定该矢量。例如, 若 $\mathbf{A}$ 满足式(1-19), 则 $\mathbf{A}_0 = \mathbf{A} + \nabla \psi$ 也满足该式, 场的这种性质称为规范不变性。为了单值地确定 $\mathbf{A}$ 和 ϕ , 可以引入一个附加条件, 即洛伦兹条件:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\epsilon \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\sigma \phi = 0 \quad (1-24)$$

式(1-24)称为洛伦兹条件, 它表达了 $\mathbf{A}$ 与 ϕ 的关系, 实质上反映了交变场中的连续性原理。将式(1-24)代入式(1-23), 得到磁矢位 $\mathbf{A}$ 的波动方程:

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\mu \mathbf{J}_0 \quad (1-25)$$

将式(1-22)两边取散度, 利用洛伦兹条件和式(1-18), 得到标位 ϕ 的波动方程:

$$\nabla^2 \phi - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1-26)$$

对于时谐场, 如果观察点处的 $\sigma=0$, 而 $\mathbf{A}$ 和 ϕ 所满足的波动方程变为

$$\nabla^2 \mathbf{A} + \beta^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}_0 \quad (1-27)$$

$$\nabla^2 \phi + \beta^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1-28)$$

其中, $\beta^2 = \omega^2 \mu\epsilon_0$, 实际可以只求解磁矢位 $\mathbf{A}$, 利用洛伦兹条件即可得到电磁场解。矢量波动方程可以分解为三个标量方程来求解。将 $\mathbf{A}$ 分解成直角坐标分量: $\nabla^2 \mathbf{A} = \hat{x} \nabla^2 A_x + \hat{y} \nabla^2 A_y + \hat{z} \nabla^2 A_z$, 即可在直角坐标系下写为三个标量波动方程:

$$\nabla^2 A_x + \beta^2 A_x = -\mu J_x \quad (1-29a)$$

$$\nabla^2 A_y + \beta^2 A_y = -\mu J_y \quad (1-29b)$$

$$\nabla^2 A_z + \beta^2 A_z = -\mu J_z \quad (1-29c)$$

标量波动方程可以用格林定理和本征函数法求解。首先求出点源的解为 $\psi = e^{-j\beta r} / 4\pi r$, 对任意的 z 向电流密度, 其矢量位也沿 z 向, 如果考虑到源是点源的集合, 按分布电流 J_z

加权,则可以表示成包围点源体积 V' 的积分:

$$A_z = \iiint_{V'} \mu J_z \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dV' \quad (1-30)$$

对于 x 和 y 分量,类似的方程也成立。因而,总的解是全部分量的和,为

$$\mathbf{A} = \iiint_{V'} \mu \mathbf{J} \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dV' \quad (1-31)$$

将 $\mathbf{A}$ 代入式(1-19)和式(1-22),再利用洛伦兹条件得

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \quad (1-32)$$

$$\mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \quad (1-33)$$

从而求得空间的电磁场。

辐射条件实质上是无限远处的边界条件。由于场源分布于无限均匀媒质的有限空间中,对于无限远处的场分量或位函数而言,不应该存在反射波,如果用 U 表示无限远处的位函数或磁矢位 $\mathbf{A}$ (或场量 $\mathbf{E}$ 或 $\mathbf{H}$) 的任意直角坐标分量, R 是径向坐标分量,则辐射条件

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R \left(\frac{dU}{dR} + jkU \right) = 0$$

即保证了当 $R \rightarrow \infty$ 时,有限场源在无限远处的位函数或场为零,仅有出射波(相对于场源而言)。

1.4 天线特性参数

1.4.1 方向图

一个天线本质上是一个空间放大器,而方向性则表示一个天线的辐射功率密度的峰值比辐射功率绕天线均匀分布时的功率密度大多少。

天线的方向性是指天线向一定方向辐射电磁波的能力。对于接收天线而言,方向性表示天线对不同方向传来的电波所具有的接收能力。天线的方向性的特性曲线通常用方向图来表示。方向图可用来说明天线在空间各个方向上所具有的发射或接收电磁波的能力。单一的对称振子具有“面包圈”形的方向图,如图 1.3 所示。

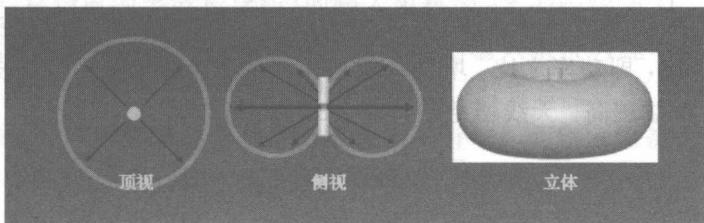


图 1.3 单个对称振子方向图

1.4.2 波瓣宽度和前后比

方向图通常都有两个或多个瓣,其中辐射强度最大的瓣称为主瓣,其余的瓣称为副瓣

或旁瓣。在主瓣最大辐射方向两侧，辐射强度降低 3 dB(功率密度降低一半)的两点间的夹角定义为波瓣宽度(又称波束宽度或主瓣宽度或半功率角)。波瓣宽度越窄，方向性越好，作用距离越远，抗干扰能力越强。图 1.4 所示为辐射强度不同的天线的波瓣宽度。

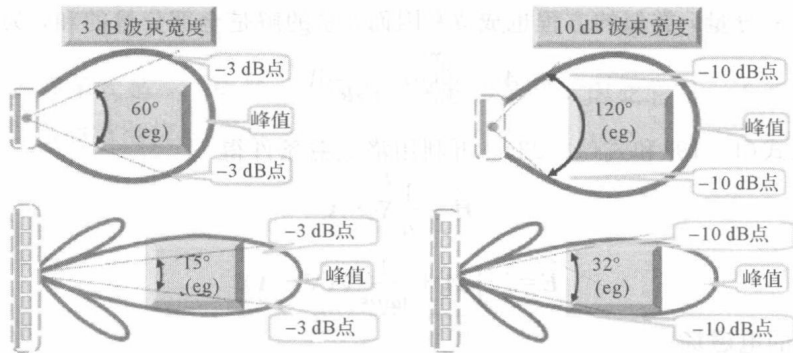


图 1.4 不同辐射强度的波束宽度

方向图中，前后瓣最大值之比称为前后比，记为 F/B 。前后比越大，天线的后向辐射(或接收)越小，则天线定向接收性能就越好。前后比 F/B 的计算十分简单，即

$$F/B = 10 \lg \frac{\text{前向功率密度}}{\text{后向功率密度}} \tag{1-34}$$

对天线的前后比 F/B 有要求时，其典型值为 18~30 dB，特殊情况下则要求达到 35~40 dB。可以简单地把天线发射的能量定义为一个气球，如果前后比小了，则意味着后面的发射功率大了，覆盖方向上的能量小了，造成覆盖变差，同时可能引起干扰。基本半波振子天线的前后比为 1，所以对来自振子前后的相同信号电波具有相同的接收能力。天线的前后比如图 1.5 所示。

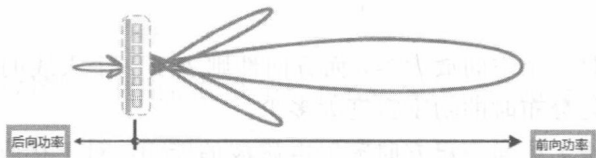


图 1.5 天线的前后比

1.4.3 增益

增益是指在输入功率相等的条件下，实际天线与理想的辐射单元在空间同一点处所产生的场强的平方之比，即功率之比。增益一般与天线的方向图有关，方向图的主瓣越窄，后瓣、副瓣越小，则增益越高。天线增益的计算公式为

$$G(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{P_A/4\pi} \tag{1-35}$$

其中， $U(\theta, \phi)$ 表示天线在 (θ, ϕ) 方向的辐射强度； $P_A/4\pi$ 表示天线以同一输入功率向空间均匀辐射的辐射强度。

天线增益用来衡量天线朝一个特定方向收发信号的能力，它是选择基站天线最重要的参数之一。一般来说，增益的提高主要依靠减小垂直方向辐射的波瓣宽度，而在水平面上保持全向的辐射性能。天线增益对移动通信系统的运行质量极为重要，因为它决定蜂窝边

缘的信号电平。增加增益就可以在一个确定方向上增大网络的覆盖范围,或者在确定范围内增大增益余量。表征天线增益的参数有 dBd 和 dBi。dBi 是被测天线相对于点源天线的增益,在各方向的辐射是均匀的;dBd 是被测天线相对于对称振子天线的增益, $\text{dBi} = \text{dBd} + 2.15$ 。相同的条件下,增益越高,电波传播的距离越远。一般地,GSM 定向基站的天线增益为 15.5 dBi/18.5 dBi,全向的为 11 dBi。

一个单一对称振子具有面包圈形的辐射方向图,如图 1.6(a)所示;一个各向同性的辐射器在所有方向具有相同的辐射,如图 1.6(b)所示;图 1.6(c)为对称振子的方向图,其增益为 2.15 dB。

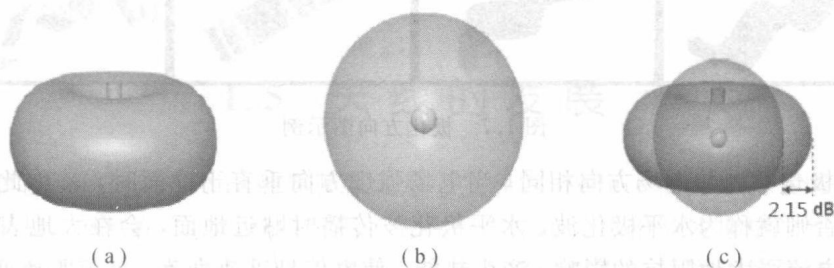


图 1.6 不同天线的辐射方向图

一般来说,天线的主瓣波束宽度越窄,天线增益越高。当旁瓣电平及前后比正常的情况下,增益可用下式近似表示:

$$G = 10 \log \frac{32000}{2\theta_{0.5E} 2\theta_{0.5H}} \quad (\text{dBi}) \quad (1-36)$$

对于反射面天线,由于有效照射效率因素的影响,其增益可用下式表示:

$$G = 10 \log \frac{27000}{2\theta_{0.5E} 2\theta_{0.5H}} \quad (\text{dBi}) \quad (1-37)$$

1.4.4 输入阻抗和驻波比

天线和馈线的连接端,即馈电点两端感应的信号电压与信号电流之比,称为天线的输入阻抗。通常的目标是使天线的输入阻抗与所接传输线的特性阻抗相匹配。输入阻抗有电阻分量和电抗分量。电抗分量会减少从天线进入馈线的有效功率,因此必须使电抗分量尽可能为零,使天线的输入阻抗为纯电阻。输入阻抗与天线的结构和工作波长有关,基本半波振子(即中间对称馈电的半波长导线)的输入阻抗为 $73.1 + j42.5 \Omega$ 。当把振子长度缩短 3%~5%时,就可以消除其中的电抗分量,使天线的输入阻抗为纯电阻,即使半波振子的输入阻抗为 73.1Ω (标称 75Ω)。全长约为一个波长,且折合弯成 U 形管形状、中间对称馈电的折合半波振子,可看成是两个基本半波振子的并联,而输入阻抗为基本半波振子输入阻抗的四倍,即 292Ω (标称 300Ω)。

由于入射波能量传输到天线输入端未被全部吸收(辐射),会产生反射波,叠加就会形成驻波比,即 VSWR。VSWR 越大,反射越大,匹配越差。那么,驻波比大,到底有哪些坏处?在工程上可以接受的驻波比是多少?一个适当的驻波比指标是要在损失能量的多少与制造成本之间进行折中权衡的。VSWR>1,说明输入天线的功率有一部分被反射回来,从而降低了天线的辐射功率,增大了馈线的损耗。有了反射功率,就增大了能量损耗,从而降