高等学校工科电子类教材

电磁场微波技术与天线

盛振华　编著

西安电子科技大学出版社

高等学校工科电子类教材

电磁场微波技术与天线

盛振华　编著

西安电子科技大学出版社
1995

（陕）新登字 010 号

内 容 简 介

本书主要介绍电磁场与电磁波、微波技术与天线有关的基本理论、基本概念、基本技术和基本分析方法。

全书分七章，包括电磁场与电磁波的基本原理、传输线理论、微波传输线、微波网络基础、微波元件、微波有源器件与电路以及天线。每章附有提要和一定数量的例题和习题。

本书是全国高等院校工科电子类的统编教材之一。适用于通信工程、应用电子技术、电子仪器及测量、信息工程、自动控制、电子设备与结构等专业的本科生。作适当的取舍也可作电子类各专业的大专生教材。还可供从事微波技术、电子测量、无线电技术等方面工作的科技人员参考。

高等学校工科电子类教材
电磁场微波技术与天线
盛振华 编著
责任编辑 马乐惠

西安电子科技大学出版社出版发行
地址：西安市太白南路 2 号 邮编：710071
西安市雁塔区第二印刷厂印刷
各地新华书店经销
开本 787×1 092 1/16 印张 16 8/16 字数 388 千字
1995 年 12 月第 1 版 1995 年 12 月第 1 次印刷 印数 1—3 000

ISBN 7 - 5606 - 0371 - 8 /TN · 0093(课) 定价：13.00 元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作的规定，我部承担了全国高等学校和中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978～1990年已编审、出版了三个轮次教材，及时供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻国家教委《高等教育“八五”期间教材建设规划纲要》的精神，“以全面提高教材质量水平为中心，保证重点教材，保持教材相对稳定，适当扩大教材品种，逐步完善教材配套”，作为“八五”期间工科电子类专业教材建设工作的指导思想，组织我部所属的九个高等学校教材编审委员会和四个中等专业学校专业教学指导委员会，在总结前三轮教材工作的基础上，根据教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1991～1995年的“八五”（第四轮）教材编审出版规划。列入规划的、以主要专业主干课程教材及其辅助教材为主的教材约300多种。这批教材的评选推荐和编审工作，由各编委会或教学指导委员会组织进行。

这批教材的书稿，其一是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的，其二是在认真遴选主编人的条件下进行约编的，其三是经过质量调查在前几轮组织编定出版的教材中修编的。广大编审者、各编审委员会（小组）、教学指导委员会和有关出版社，为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还可能有缺点和不足之处，希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评和建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

机械电子工业部电子类专业教材办公室

前　言

《电磁场微波技术与天线》一书是根据高等院校工科电子类“电磁场理论与微波技术教材编审委员会”1992年4月上海会议所审定的教学大纲编写而成的，由“电磁场理论教材编审小组”组织征稿、评选并推荐出版。

本书参考教学时数为70～80学时。全书分七章。第一章为电磁场与电磁波的基本原理，主要介绍电磁场的基本概念、基本定律和基本分析方法，电磁波的传播规律及特性。第二章和第三章为微波传输线，主要介绍传输线理论，几种基本类型的微波传输线及其特性。第四章为微波网络基础，主要介绍微波网络的网络参量和工作特性参量。第五章为微波元件，主要介绍几种常用的微波元件，如：电抗元件，衰减器和移相器，阻抗调配器和阻抗变换器，定向耦合器，滤波器，谐振器和隔离器等元件的工作原理、工作特性及其简单的设计方法。第六章为微波有源器件与电路，主要介绍几种典型的有源电路及其简单的设计方法。第七章为天线，主要介绍天线的主要特性参量，介绍元电辐射体对称振子天线、直导线天线和面天线等天线的特性及其方向性图，并对电波传播及常用天线设备也作了一般介绍。

本书的内容涉及面广，几乎与微波有关的问题都涉及到，而学时数又有限，为此，编写过程中只能侧重于基本概念和基本理论的叙述，而不追求数学推导的完整性。可能在内容的选择、广度和深度的掌握方面存在些不足，殷切希望读者提出宝贵意见。

本书每章附有提要和一定数量的例题和习题，以帮助读者加深对基本理论与基本概念的理解与掌握。

本书第七章是由浙江舟山师范专科学校刘天惠副教授编写的，在此表示深切的谢意。

本书由“电磁场理论教材编审小组”委托四川大学王保义教授担任主审，他在百忙中审阅了全书，并提出许多宝贵意见，在此表示诚挚的谢意。

在编写过程中得到了东南大学杨铨让教授的关心与指导，得到了东南大学微波专业的领导与同志们的支持与帮助，在此一并表示衷心感谢。

由于编者水平有限，难免存在不足之处，敬请读者批评指正。

编　者

1994.12.20

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

目　录

绪论 …… 1

第一章　电磁场与电磁波的基本原理 …… 5

1－1　电磁场的基本方程 …… 5

1－2　静电场 …… 13

1－3　恒流电场 …… 20

1－4　恒流磁场 …… 23

1－5　平面电磁波 …… 29

本章提要 …… 43

习题 …… 45

第二章　传输线理论 …… 49

2－1　引言 …… 49

2－2　无耗传输线方程及其解 …… 51

2－3　无耗传输线的基本特性 …… 53

2－4　均匀无耗传输线工作状态的分析 …… 58

2－5　阻抗圆图及其应用 …… 63

2－6　传输线阻抗匹配 …… 68

本章提要 …… 71

习题 …… 72

第三章　微波传输线 …… 76

3－1　引言 …… 76

3－2　带状线 …… 77

3－3　微带传输线 …… 79

3－4　耦合带状线和耦合微带线 …… 82

3－5　金属波导传输线的一般理论 …… 86

3－6　矩形波导 …… 88

3－7　圆波导 …… 100

本章提要 …… 102

习题 …… 104

第四章　微波网络基础 …… 106

4－1　引言 …… 106

4－2　波导传输线与双线传输线的等效 …… 106

4－3　微波元件等效为微波网络的原理 …… 108

4－4　二端口微波网络 …… 111

4－5　基本电路单元的参量矩阵 …… 119

4－6　微波网络的工作特性参量 …… 121

本章提要 …… 123

习题 …… 124

第五章　微波元件 …… 127

5－1　引言 …… 127

5－2　波导中电抗元件 …… 127

5－3　微波连接元件和终接元件 …… 131

5－4　衰减器和移相器 …… 134

5－5　阻抗调配器和阻抗变换器 …… 135

5－6　定向耦合器 …… 140

5－7　微波滤波器 …… 146

5－8　微波谐振器 …… 157

5－9　微波铁氧体元件 …… 166

本章提要 …… 169

习题 …… 171

第六章　微波有源器件与电路 …… 174

6－1　微波晶体管放大器 …… 174

6－2　微波混频器 …… 184

6－3　微波振荡器 …… 196

本章提要 …… 204

习题 …… 206

第七章　天线 …… 208

7－1　引言 …… 208

7－2　元电辐射体 …… 209

7－3　对称振子天线 …… 211

7－4　天线特性参量 …… 214

7－5　天线阵方向性分析示例 …… 218

7－6　行波直导线天线 …… 223

7－7　阵方向性分析方法应用示例 …… 226

7－8　面状天线 …… 230

7－9　一些常用天线设备 …… 234

7－10　电波传播 …… 238

本章提要 …… 248

习题 …… 248

附录一　矢量分析公式 …… 250

附录二　国产矩形波导管参数表 …… 251

附录三　常用硬同轴线特性参数 …… 253

附录四　常用同轴射频电缆特性参数 …… 253

附录五　常用导体材料的特性参数 …… 254

附录六　常用介质材料的特性参数 …… 254

参考书目 …… 255

绪　论

微波技术经过几十年的发展，现已成为一门比较成熟的学科。在雷达、通信、电子对抗、工农业生产及科学研究方面已得到广泛应用。

微波是指频率范围为 300 MHz 到 3 000 GHz 的电磁波。即波长是从 1 m 到 0.1 mm 的电磁波为微波。表 1 列出了国际无线电频谱的波段划分。图 1 表示电磁波的频谱图。由图可见，微波的低频端接近于超短波，高频端靠近红外线。

表 1　国际无线电频谱的波段划分

波段号数	符号(中译名)	频率范围(下限除外包括上限)	相当米制划分	波段　缩写
4	VLF(甚低频)	3 至 30 kHz	万米波	B、Mam
5	LF(低频)	30 至 300 kHz	千米波	B、km
6	MF(中频)	300 至 3 000 kHz	百米波	B、hm
7	HF(高频)	3 至 30 MHz	十米波	B、dam
8	VHF(甚高频)	30 至 300 MHz	米　波	B、m
9	UHF(超高频)	300 至 3 000 MHz	分米波(十分之一米波)	B、am
微波 10	SHF(特高频)	3 至 30 GHz	厘米波(百分之一米波)	B、cm
微波 11	EHF(极高频)	30 至 300 GHz	毫米波(千分之一米波)	B、mm
微波 12	超极高频	300 至 3 000 GHz	亚毫米波(万分之一米波)	

在通信和雷达工程中，常使用英文字母来表示微波波段的名称。例如，S 波段表示 10 厘米波段，C 波段表示 5 厘米波段，X 波段表示 3 厘米波段等等。微波波段是相当宽的，它几乎是普通无线电波的长、中、短各波段总和的 1 000 倍。

一、微波的特点

既然微波也是电磁波，为什么又要把微波从整个电磁波谱中划出来专门加以研究呢？主要是因为其波长比普通无线电波小得多，相应的频率高得多，由于量的变化引起电磁波性质的变化，使得微波具有一系列不同于普通无线电波的特点。

(一) 微波波长短

微波的波长范围为 0.1 mm～1 m，如此短的波长与地球上的物体(如建筑物，飞机及导弹)的尺寸相比要小得多或属同一个数量级。当波长比物体尺寸小得多时，微波的性质类似于可见光(0.76～0.40 μm)，称为似光特性。利用这个特性可以获得方向性很高的天线(如抛物面天线)。还可利用微波直线传播的特点进行微波中继通信，无线电定位等；当微

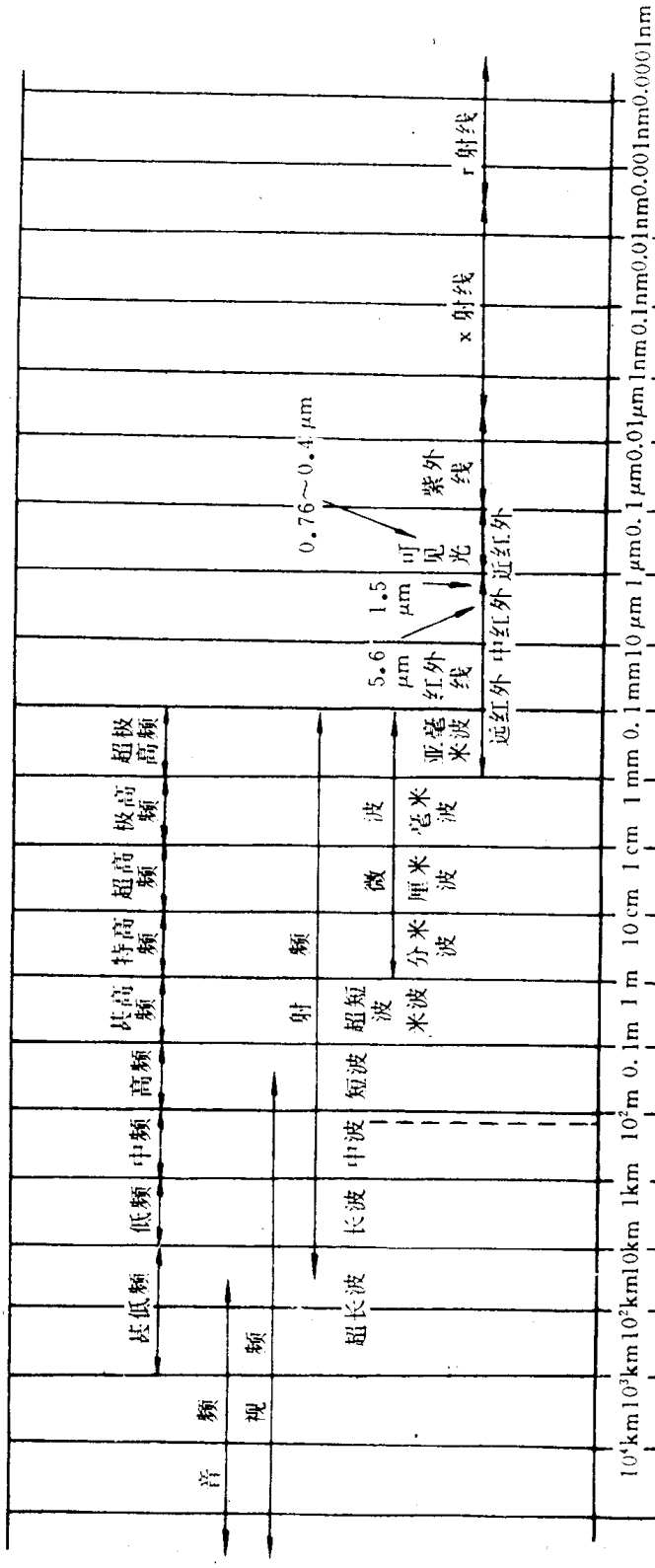

甚低频
低频
中频
高频
甚高频
特高频
超高频
极高频
超极高频
音频
视频
射频
超长波
长波
中波
短波
超短波
米波
分米波
微波
厘米波
毫米波
亚毫米波
5.6 μm
1.5 μm
0.76～0.4 μm
红外线
可见光
紫外线
x 射线
r 射线
远红外
中红外
近红外
3Hz 30Hz300Hz 3kHz 30kHz300kHz3MHz30MHz300MHz3GHz30GHz 300GHz 3000GHz
10⁴km10³km10²km10km 1km 10²m 0.1m 1 m 10cm 1cm 1mm 0.1mm 10μm 1μm0.1μm0.01μm 1nm 0.1nm0.01nm0.001nm0.0001nm

图 1

波波长与物体尺寸是属同一个数量级时，微波与声波相似。许多波导系统的元件可以在声学系统中找到相应的器件，例如：波导管相当于声学中的传声筒，号角天线相当于声学中的喇叭，各种谐振腔也可以在声学中找到相应的器件，如开槽天线相当于声学中的笛或箫等。

（二）微波振荡周期短（10^{-2}～10^{-12} s）

这样短的周期已和真空器件中的电子渡越时间属同一个数量级，因此微波所用的管子必须采用新的方法来制造。如微波电子管有速调管、磁控管和行波管等，微波固体器件有体效应管、PIN 管和场效应管等。

（三）微波能穿透电离层

由于微波频率很高，它能穿透高空的电离层。利用这一特点可以进行卫星通讯和宇航通讯，同时也为天文观察增加了一个窗口，使射电天文学的研究成为可能。

由于微波具有这些特点，使微波的应用范围、研究方法、传输系统、微波元件和器件以及测量方法均与普通无线电波不同，因此有必要将微波从普通无线电波中划分出来专门加以研究。

二、微波的分析方法

对于微波问题的分析方法常采用两种方法，一种为“路”的方法即应用克希霍夫定律和初始条件去研究系统中电压和电流随时间的变化规律；另一种为“场”的分析方法即应用麦克斯韦方程和边界条件去研究系统中电场和磁场随空间和时间的变化规律。严格来说，微波问题主要是研究“场”的问题，但并不意味着“路”的概念和方法就不重要，事实上许多微波问题往往是从“场”的概念出发，最后归结为“路”的问题来加以处理的。因此，在处理微波问题时，往往采用“场”和“路”相互结合，相互补充的方法。

三、微波技术的发展

微波技术是从 20 世纪初开始发展起来的。1940 年以前是实验室的早期研究阶段，主要研究微波产生的方法；1940 年至 1945 年是微波技术迅速发展并应用于实际的阶段；1945 年以后，不仅开辟了新的波段，扩展了应用范围，并逐步形成一系列的新学科，如：微波波谱学、射电天文学、射电气象学等等。同时在前一阶段实践的基础上，比较完整而又系统地建立了一整套的微波电子学理论，这为微波技术的进一步发展和提高打下了理论基础。

1965 年以后，随着微波固体器件和微波集成电路的出现和发展，使微波技术进一步向固体化、小型化方向发展。

目前微波技术正向毫米波和亚毫米波方向迅速发展并逐步得到了实际应用。

四、微波的应用

微波的实际应用相当广泛，尤其近年来发展更快，新的应用层出不穷。这里简单介绍几种主要的用途。

(1)雷达是微波技术的最早应用。微波雷达能够准确地测定目标的方向、距离和速度。它不仅用来发现敌机，跟踪和侦察导弹、宇宙火箭，导航飞机和船只，跟踪人造卫星，控制

宇宙飞船飞行，而且能够测定风速、风向、雨和雪的分布、云层的高度和厚度，从而对天气进行预报。

(2)微波通讯是微波技术的重要应用。由于微波频带宽，信息容量大，因此微波设备可用于多路通讯，例如，960 路、1860 路等；由于微波频率高，它既不受外界工业干扰及天电干扰的影响，又不受季节，昼夜变化的影响，因而性能稳定，通讯质量高；由于微波波长短，可以用合理尺寸制作出高增益，强方向性的天线，这就提供了小功率发射机实现稳定通讯的可能性；由于微波会穿透电离层，因此，不能利用电离层的反射来实现远距离通讯，只能借助于微波中继通讯和卫星通讯来实现远距离通讯。只要利用太平洋、大西洋和印度洋上空三个卫星就能进行全球通讯。

(3)微波加热器是微波技术的新应用。在最近几十年，微波单纯作为能源，在微波技术应用发展史上是一件新事物。微波加热具有加热均匀，加热时间短、产品质量好等优点。因此微波加热在工农业生产、食品加工方面得到了广泛的应用。

(4)在生物医学方面，微波技术具有更广泛的应用。应用微波不仅可以诊断疾病，如肺气肿和肺水肿、癌症及测量心电图等，又能用来治病，如微波理疗机和微波针灸可以治疗关节炎、风湿等疾病。

(5)科学研究方面的应用。根据各种物质对微波吸收的情况不同，可以用来研究物质内部的结构，这种技术称为微波波谱技术。有关这方面的知识称为微波波谱学；利用微波能穿透电离层并受天体反射的特点，可借助雷达来观察天体情况，为研究宇宙天体提供了新的途径。应用微波技术来研究天文的科学称为射电天文学和雷达天文学；利用大气对微波的吸收和反射特性，借助雷达来观察雨、雪、冰雹、雾、云等的存在和变化的情况，可以预报附近地区的天气情况。把微波技术应用于气象研究而形成一门新的科学，称为无线电气象学。

五、微波内容

微波内容包括微波理论和微波技术两个方面。微波电动力学是微波技术的基础理论，它主要研究微波波段的电磁场理论的一般问题以及电磁场和运动电荷之间的相互作用的一般规律。主要包括微波场论和微波电子学。

要掌握一个波段就意味要解决这个波段一系列的技术问题，包括电磁波的产生、放大、发射、接收、传输、控制及测量，等等。这些微波技术是在无线电技术基础上发展起来的，又是建立在新的原理和基础上的。例如，一般无线电振荡信号的产生和放大是利用普通电子管来完成的，它的基本原理是利用栅极和阴极之间的电场来控制电子流的密度实现的。在微波的低频范围内，也是采用在普通电子管基础上发展起来的微波三极管、四极管。但是微波电子管的主要形式是速调管、磁控管和行波管，这些管子的原理是利用电子速度调制实现的。随频率的提高，必须采用新的原理和方法来产生和放大微波信号。总而言之，微波技术和普通无线电技术相比，有许多不同之处，必须专门加以研究。

第一章　电磁场与电磁波的基本原理

本章主要讨论电磁场和电磁波两个方面的基本概念和基本理论。在普通物理电磁学部分的基础上，引出麦克斯韦方程组，导出电磁场的边界条件和能量关系，然后分别对静电场、恒流电场和恒流磁场进行讨论，最后讨论平面电磁波在无界媒质和有界媒质中的传播规律。

1－1　电磁场的基本方程

一、电磁场中的基本场矢量

电磁场中的基本场矢量有四个：电场强度 $\boldsymbol{E}$，电位移矢量 $\boldsymbol{D}$，磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 和磁场强度 $\boldsymbol{H}$。

（一）电场强度 $\boldsymbol{E}$

场中某点的电场强度 $\boldsymbol{E}$ 定义为单位正电荷在该点所受的力，即

$$\boldsymbol{E} = \frac{\boldsymbol{F}}{q} \tag{1-1-1}$$

在上式中 q 为检验电荷的电量，它必须足够小，不致会影响原来的电场。$\boldsymbol{F}$ 为 q 所受到的电场力。在国际单位制(SI)中，力 $\boldsymbol{F}$ 的单位为牛顿(N)，电量 q 的单位为库仑(C)，电场强度 $\boldsymbol{E}$ 的单位为伏/米(V/m)。

（二）电位移矢量 $\boldsymbol{D}$

如果电解质中存在电场，则电介质中分子将被极化，极化的程度用极化强度 $\boldsymbol{P}$ 来表示。此时电介质中的电场必须用电位移矢量 $\boldsymbol{D}$ 来描写。它定义为

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0\boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} \tag{1-1-2}$$

式中 ε_0 为真空或空气的介电常数，$\varepsilon_0 = 8.85\times10^{-12}$ 法拉/米(F/m)。在 SI 单位制中，$\boldsymbol{D}$ 的单位为库仑/米^2(C/m^2)。

对于线性媒质中某点的电极化强度 $\boldsymbol{P}$ 正比于该点的电场强度 $\boldsymbol{E}$。在各向同性媒质中某点的 $\boldsymbol{P}$ 和 $\boldsymbol{E}$ 方向相同，即

$$\boldsymbol{P} = \chi_e\varepsilon_0\boldsymbol{E} \tag{1-1-3}$$

式中 χ_e 为电极化率，它是没有量纲的纯数，不同的介质就有不同的 χ_e。将式(1－1－3)代入式(1－1－2)得

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0\boldsymbol{E} + \chi_e\varepsilon_0\boldsymbol{E} = \varepsilon_0(1+\chi_e)\boldsymbol{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\boldsymbol{E} = \varepsilon\boldsymbol{E} \tag{1-1-4}$$

式中 $\varepsilon=\varepsilon_0(1+\chi_e)$ 称为介质的介电常数，而 $\varepsilon_r=1+\chi_e$ 称为介质的相对介电常数。对于各向异性介质，$\boldsymbol{P}$ 的方向和 $\boldsymbol{E}$ 方向不一定相同，$\boldsymbol{D}$ 的方向和 $\boldsymbol{E}$ 的方向也不一定相同，即 χ_e 和 ε 为张量。

（三）磁感应强度 $\boldsymbol{B}$

磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 是描写磁场性质的基本物理量。它表示运动电荷在磁场中某点受洛仑兹力的大小。假如，一个速度为 $\boldsymbol{v}$ 的电荷 q 在磁场中运动经过该点时，运动电荷 q 受到磁场力

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

F 的作用，则该点的磁感应强度 B 定义为

$$F = qv \times B \tag{1-1-5}$$

在 SI 单位制中 B 的单位为特斯拉(T)。

(四) 磁场强度 H

如果磁介质中有磁场，则磁介质被磁化。描写磁介质磁化的程度用磁化强度 M 来表示。此时磁介质中的磁场必须引入磁场强度 H 来描写，它定义为

$$H = \frac{B}{\mu_0} - M \tag{1-1-6}$$

式中 μ_0 为真空或空气的磁导率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 亨利/米(H/m)。M 和 H 的单位为安培/米(A/m)。

在各向同性媒质中 M 和 H 方向相同。即有

$$M = \chi_m H \tag{1-1-7}$$

将式(1-1-7)代入式(1-1-6)，得

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0(1 + \chi_m)H = \mu_0\mu_r H = \mu H \tag{1-1-8}$$

式中 χ_m 称为媒质的磁极化率，它是一个没有量纲的纯数。$\mu = \mu_0(1+\chi_m)$ 称为媒质的磁导率。$\mu_r = 1 + \chi_m$ 称为相对磁导率。对于各向异性媒质，B 和 H 及 M 和 H 方向不一定相同，即 μ 和 χ_m 均为张量。

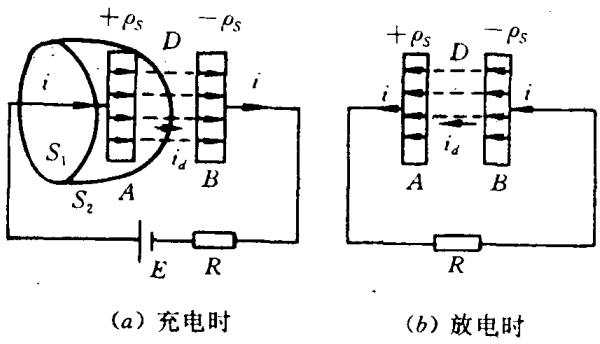
二、全电流定律

在普通物理中，曾经讨论了恒流磁场中的安培环路定律，即为

$$\oint_l H \cdot dl = I = \int_S J \cdot dS \tag{1-1-9}$$

上式表明，磁场强度 H 沿任一闭合回路的环流等于此闭合回路所包围的传导电流的代数和。那么这个定律是否适用于非恒流磁场呢？

我们来分析电容器充放电的情况，如图 1-1-1 所示，在任何时刻穿过金属导体任一个横截面的电流总是相等的，但在电容器的两块极板间的传导电流等于零。因此，就整个



(a) 充电时　　(b) 放电时

图　1-1-1

电路而言，传导电流是不连续的，此时应用安培环路定律将会得出矛盾的结果。如图(a)中作一个包围电容器 A 极板的封闭曲面，这个封闭曲面由平面 S_1 和曲面 S_2 组成。根据安培环路定律，H 沿两个面的交界围线 l 作闭合积分，则得出两个矛盾的结果。如取 S_1 面，则

有

$$\oint_l \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = i \tag{1-1-10}$$

如取 S_2 面，则有

$$\oint_l \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = 0 \tag{1-1-11}$$

上式结果表明，在非恒流的磁场中，$\boldsymbol{H}$ 的环流与闭合回路 l 为边界的曲面有关，选取不同的曲面，环流值就不同。这说明非恒流磁场中安培环路定律不再适用。后来麦克斯韦提出了位移电流的假设，修正了安培环路定律，使它适用于非恒流磁场。

当电容器充、放电时，电容器极板上的电荷量 q 和电荷密度 ρ_s 均随时间变化。流向极板的电流 $i=\mathrm{d}q/\mathrm{d}t$，而其电流密度为 $J_d=\mathrm{d}\rho_s/\mathrm{d}t$。在两极板间的电位移矢量 $\boldsymbol{D}$ 和穿过整个极板间截面的电位移通量 $\phi_D=SD$ 均随时间变化。电位矢量 $\boldsymbol{D}$ 的大小等于极板上电荷密度 ρ_s，而电位移通量 ϕ_D 等于极板上的总电量 $\phi_D=S\rho_s$。因此电位移矢量 D 和电位移通量随时间的变化率分别为

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\rho_s}{\mathrm{d}t} = J_d$$

$$\frac{\mathrm{d}\phi_D}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = S\frac{\mathrm{d}\rho_s}{\mathrm{d}t} = i_d \tag{1-1-12}$$

可见，极板间的电位移通量随时间的变化率 $\mathrm{d}\phi_D/\mathrm{d}t$ 在数值上等于极板间的电流 i_d、而极板间电位移矢量随时间的变化率 $\mathrm{d}\boldsymbol{D}/\mathrm{d}t$，在数值上等于板内的电流密度 $\boldsymbol{J}_d$。在电容器充电时，$\mathrm{d}\boldsymbol{D}/\mathrm{d}t$ 的方向和 $\boldsymbol{D}$ 的方向相同；而放电时，$\mathrm{d}\boldsymbol{D}/\mathrm{d}t$ 的方向和 $\boldsymbol{D}$ 的方向相反。因极板间不可能存在传导电流，因此，我们称 $\mathrm{d}\phi_D/\mathrm{d}t$ 为位移电流，$\mathrm{d}\boldsymbol{D}/\mathrm{d}t$ 为位移电流密度。即

$$\begin{cases} \boldsymbol{J}_d = \dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{D}}{\mathrm{d}t} \\ i_d = \dfrac{\mathrm{d}\phi_D}{\mathrm{d}t} \end{cases} \tag{1-1-13}$$

引入位移电流以后，极板间的位移电流和电容器外的传导电流形成了全电流 i，构成了电流的连续性。此时安培环路定律可以修正为

$$\oint_l \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = i = i_c + i_d = i_c + \frac{\mathrm{d}\phi_D}{\mathrm{d}t}$$

或者

$$\oint_l \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \int_s (\boldsymbol{J}_c + \boldsymbol{J}_d) \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}$$

$$= \int_s \left(\boldsymbol{J}_c + \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{D}}{\mathrm{d}t}\right) \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} \tag{1-1-14}$$

式中 $\boldsymbol{J}_c$ 和 $\boldsymbol{J}_d$ 分别为传导电流密度和位移电流密度，i_c 和 i_d 分别为传导电流和位移电流。

上式表明磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 沿任意闭合回路的环流等于通过此闭合回路所围曲面的全电流，这就称为全电流定律。这个定律揭示了除传导电流会产生磁场外，位移电流同样会产生磁场。换言之，变化的电场也会产生磁场。在麦克斯韦提出的位移电流假设的基础上，所导出的一些结果与实验符合得很好，从而证明了麦克斯韦假设的正确性。

三、电磁感应定律

由全电流定律可知，变化的电场会产生磁场，那么变化的磁场能否产生电场呢？通过

各种实验证明：变化的磁场也会产生电场。

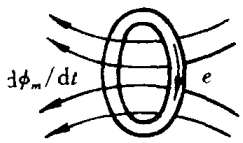


图　1－1－2

实验证明，当穿过线圈所包围面积的磁通量随时间变化时，线圈内会产生感应电动势，如图 1－1－2 所示。它的大小等于磁通量随时间的变化率，它的方向是阻止磁通变化的方向。用数学式子表示为

$$e = -\frac{d\phi_m}{dt} \tag{1-1-15}$$

式中 e 为感应电动势，单位为 V。$d\phi_m/dt$ 是磁通变化率，单位为 W_b/s。

感应电势的存在，使得线圈中产生感应电流，即说明线圈中存在电场，促使电子作规则运动，从而形成感应电流。这个电场不是由电荷产生的，而是由磁通的变化产生的，故称它为感应电场，感应电场沿着任意的封闭曲线的积分应等于感应电势，用数学式子表示即为

$$e = \oint_l \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{l} = -\frac{d\phi_m}{dt} \tag{1-1-16}$$

由此得出一个结论：随时间变化的磁场会产生电场，而且磁通量的时间变化率愈大，则感应电动势愈大、电场愈强；反之则愈弱。

同时，穿过一个曲面 S 的磁通量为

$$\phi_m = \int_s \boldsymbol{B} \cdot d\boldsymbol{S} \tag{1-1-17}$$

将上式代入(1－1－16)式，就有

$$\oint_l \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{l} = -\frac{d}{dt}\int_s \boldsymbol{B} \cdot d\boldsymbol{S} \tag{1-1-18}$$

式中 S 面是以封闭曲线 l 为周界的任意曲面。

以上结论是由实验得到的，即假设 S 面的周界 l 一定是个导体线圈。而麦克斯韦把这个实验定律推广到包括真空在内的任意介质中，即认为变化磁场引起的感应电场的现象不仅发生在导体回路中，而且在一切介质中，只要有变化的磁场就会产生感应电场。

麦克斯韦对安培环路定律和磁感应定律所作的推广，通过大量的实验证明是正确的。

四、高斯定律

在普通物理中讨论了静电场的高斯定律，即

$$\oint_s \boldsymbol{D} \cdot d\boldsymbol{S} = \sum q = \int_V \rho dV \tag{1-1-19}$$

式中 V 是封闭曲面 S 所包围的体积，$\sum q$ 为封闭曲面 S 所包围的自由电荷电量的代数和，ρ 为 S 曲面所包围的自由电荷的体密度。

这个定律说明了电荷和电场强度之间的关系，它是静电场的一个基本定律。这个定律可推广到任意电场，即不仅适用于静电场，而且适用于时变电场。换言之，在任意电场中穿过任意闭合曲面的电位移通量都等于该闭合曲面所包围的自由电荷电量的代数和。

五、磁通连续性原理

在普通物理中讨论了恒流磁场的磁通连续性原理，即

$$\oint_S \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = 0 \tag{1-1-20}$$

它表示磁感应线永远是闭合的。如果在磁场中取一个封闭面，那么进入闭合面的磁感应线等于穿出闭合面的磁感应线，这个原理可推广到任意磁场，即不仅适用于恒流磁场，而且适用于时变磁场。

六、麦克斯韦方程组

（一）麦克斯韦方程组的积分形式

麦克斯韦方程是电磁场的基本方程，是麦克斯韦在他提出位移电流的假设下，全面总结电场产生磁场和磁场产生电场的现象后提出来的。

将式(1-1-14)、(1-1-18)、(1-1-19)和式(1-1-20)组合在一起就称为麦克斯韦方程组的积分形式。即

$$\begin{cases} \oint_S \boldsymbol{D} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = \int_V \rho \mathrm{d}V \\ \oint_S \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = 0 \\ \oint_l \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = -\int_S \dfrac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} \\ \oint_l \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \int_S \left(\boldsymbol{J}_c + \dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \right) \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} \end{cases} \tag{1-1-21}$$

上述方程组中 $\boldsymbol{D}$ 和 $\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{J}$ 和 $\boldsymbol{E}$ 及 $\boldsymbol{B}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 的关系，决定于媒质特性。对于各向同性媒质，则有

$$\begin{cases} \boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} \\ \boldsymbol{J}_c = \sigma \boldsymbol{E} \end{cases} \tag{1-1-22}$$

麦克斯韦方程组描写了 $\boldsymbol{D}$、$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{B}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 几个场矢量之间的基本关系，因此它是研究和分析电磁场和电磁波的依据。

（二）麦克斯韦方程组的微分形式

麦克斯韦方程组的积分形式是讨论场中某一个区域内场矢量之间的关系的方程。在讨论实际问题时，经常需要知道场中某一点场矢量之间的关系，此时不能应用麦克斯韦方程组的积分形式来求解，而必须采用麦克斯韦方程组的微分形式。

将麦克斯韦方程的积分形式转化为微分形式，既可以用矢量分析的方法进行推导，也可以利用物理概念进行分析。这里我们采用矢量分析的方法进行讨论。

应用矢量分析中的散度定理，即

$$\oint_S \boldsymbol{A} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = \int_V \nabla \cdot \boldsymbol{A} \mathrm{d}V$$

可将式(1-1-21)的第 1 和第 2 式分别变为

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$$

应用矢量分析中的斯托克斯定理，即

$$\oint_l \boldsymbol{A}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \int_s (\nabla \times \boldsymbol{A})\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}$$

可将式(1-1-21)的第三和第四式分别变为

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J}_c + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}$$

以上四个微分形式即为麦克斯韦方程的微分形式，现归纳如下：

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho \\ \nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \\ \nabla \times \boldsymbol{E} = -\dfrac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J}_c + \dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \end{cases} \tag{1-1-23}$$

麦克斯韦方程的微分形式，只有两个旋度式是独立的，两个散度式子可以利用电荷守恒定律从两个旋度式子导出。

七、电磁场的边界条件

在讨论电磁场的实际问题时，经常会遇到两种不同媒质特性的分界面。在分界面上电磁场的分布规律称为边界条件。由于界面上的媒质特性是不连续的，故不能采用麦克斯韦方程组的微分形式，而只能采用麦克斯韦方程的积分形式来进行分析。

(一) 边界上的电场强度 E 和磁场强度 H

电磁感应定律的积分形式为

$$\oint_l \boldsymbol{E}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = -\int_s \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} \tag{1-1-24}$$

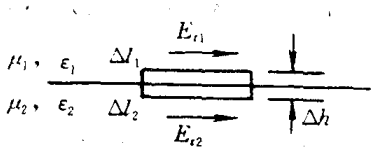


图　1-1-3

为了要求边界上的电场强度 $\boldsymbol{E}$，把上式左边的积分的闭合回路取在媒质的分界面的两边，并使 Δl_1 和 Δl_2 与分界面平行且相等，矩形的两短边 Δh 垂直于分界面且无限缩短并趋向于零，如图 1-1-3 所示。那么，式(1-1-24)的左边积分为

$$\oint_l \boldsymbol{E}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = (E_{t1} - E_{t2})\Delta l$$

而式(1-1-24)的右边积分当 $\Delta h \to 0(\Delta S \to 0)$ 时，由于 $\partial \boldsymbol{B}/\partial t$ 不可能为无限大，故右边积分为零。即得到

$$E_{t1} = E_{t2} \tag{1-1-25}$$

此式表明，不同媒质分界面上的电场强度的切线分量是连续的。

全电流定律的积分形式为

$$\oint_l \boldsymbol{H}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \int_s \left(\boldsymbol{J}_c + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}\right)\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} \tag{1-1-26}$$

采用前面相同的方法，则上式左边的积分为

$$\oint_l \boldsymbol{H}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = (H_{t1} - H_{t2})\Delta l$$

对于一般媒质，因 J_c 和 $\partial D/\partial t$ 均为有限值，故当 $\Delta S \to 0$ 时，式(1－1－26)右边积分等于零。于是得到磁场强度的边界条件为

$$H_{t1} = H_{t2} \tag{1-1-27}$$

即不同媒质分界面上，磁场强度的切线分量是连续的。

如果媒质 2 为理想导体(σ_2 为无限大)，在分界面处电流密度 J_c 趋向于无限大，且有 $\lim\limits_{\Delta h\to 0} \Delta h J_c = J_l$。则式(1－1－26)的右边可以表示为

$$\int_s \left(\boldsymbol{J}_c + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}\right)\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = \lim_{\Delta h\to 0} J_c \Delta h \Delta l = J_l \Delta l$$

由此可以得到

$$H_{t1} - H_{t2} = J_l \tag{1-1-28}$$

式中 J_l 为理想导体表面的面电流的线密度，它的方向与磁场强度相垂直，单位为 A/m。如图 1－1－4 所示。

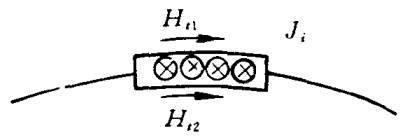


图　1－1－4

(二) 边界上的电通密度 D 和磁通密度 B

高斯定律的积分形式为

$$\oint_s \boldsymbol{D}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = \int_V \rho \mathrm{d}V \tag{1-1-29}$$

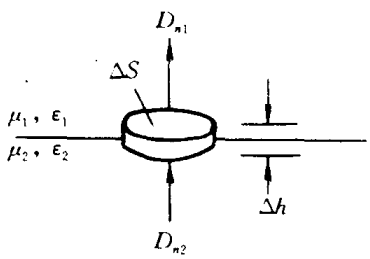


图　1－1－5

在分界面的两边作一个小的封闭圆柱体，如图 1－1－5 所示。ΔS_1 和 ΔS_2 分别为圆柱体的顶面和底面且相等，即 $\Delta S_1 = \Delta S_2 = \Delta S$，它们分别与分界面平行且无限接近，使圆柱面的侧面很小并趋近于零，则穿过圆柱体侧面的电通量可以略去不计。故式(1－1－29)的左边积分为

$$\oint_s \boldsymbol{D}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = (D_{n1} - D_{n2})\Delta S$$

若分界面上不存在自由电荷，则式(1－1－29)右边积分为零，于是得到界面上无自由电荷时的电通密度的边界条件为

$$D_{n1} = D_{n2} \tag{1-1-30}$$

即表明在无自由电荷的分界面上，电通密度的法向分量是连续的。

若分界面上存在自由电荷时，并设电荷的面密度为 ρ_S，则由高斯定律可以得到

$$D_{n1} - D_{n2} = \rho_S \tag{1-1-31}$$

磁通连续性定理的积分形式为

$$\oint_s \boldsymbol{B}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = 0$$

采用上面相同的方法，便可得到

$$B_{n1} = B_{n2} \tag{1-1-32}$$

即分界面上磁感应强度的法向分量永远连续。因此电磁场的边界条件可归纳如下：

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com