

测控技术与仪器专业

本科系列教材

光电子技术

(第二版)

Guangdianzi Jishu

潘英俊 邹建 林晓钢 编著

CEKONG JISHU YU YIQI



重庆大学出版社

<http://www.cqup.com.cn>

光电子技术

(第二版)

潘英俊 邹建 林晓钢 编著

重庆大学出版社

内 容 提 要

本书是以工科大学非光电子专业的硕士研究生和本科高年级学生为对象编写的教材。该教材从光电信息系统的全过程考虑进行编写,包括光载波源、光波的传输、光波的调制、探测与解调以及光通信基础等内容。光载波源中主要介绍激光与半导体光源的基础知识,各种激光器和半导体发光器件的基本特性。光波的传输主要介绍光在各向同性和各向异性介质中的传播,以及光波导和纤维光学的基础知识和基本理论。光波的调制、探测与解调主要介绍光波调制的基础理论、各种调制方法以及光电探测技术与元器件等。光通信基础中,介绍了光通信系统的结构、各种基本技术,光信号在传输中的蜕变以及光通信系统的常用维护仪器等。该书系统性强,立论明确,物理概念清楚,注重理论联系实际。

该书可作为光通信基础教材使用,也可供从事光电子技术的专业技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

光电子技术/潘英俊,邹建,林晓钢编著. —2版. —重庆:重庆大学出版社,2010.2
(测控技术与仪器专业本科系列教材)

ISBN 978-7-5624-2080-4

I. 光… II. ①潘…②邹…③林… III. 光电子技术—高等学校—教材 IV. TN2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 158191 号

光电子技术

(第二版)

潘英俊 邹建 林晓钢 编著

责任编辑:曾显跃 版式设计:曾显跃

责任校对:邹 忌 责任印制:赵 晟

*

重庆大学出版社出版发行

出版人:张鸽盛

社址:重庆市沙坪坝正街 174 号重庆大学(A区)内

邮编:400030

电话:(023) 65102378 65105781

传真:(023) 65103686 65105565

网址:<http://www.cqup.com.cn>

邮箱:fsk@cqup.com.cn (营销中心)

全国新华书店经销

自贡新华印刷厂印刷

*

开本:787×1092 1/16 印张:13.5 字数:337 千

2000 年 7 月第 1 版 2010 年 2 月第 2 版 2010 年 2 月第 3 次印刷

印数:6 001—8 000

ISBN 978-7-5624-2080-4 定价:25.00 元

本书如有印刷、装订等质量问题,本社负责调换

版权所有,请勿擅自翻印和用本书

制作各类出版物及配套用书,违者必究

绪

言

当前,我们正面临世界范围内一场高新技术的竞争,以电脑、通信、网络为中心,当今世界已跨入了信息时代。

为了获取信息,需要借助各种感觉器官,但令人吃惊的是,约有 80% 的信息是由视觉捕获的。人们发现,宇宙万物中的一切物理、化学、生命现象和过程,几乎都直接或间接地伴随着电磁辐射,电磁波谱覆盖了从红外、可见到紫外辐射波段,它们承载着各种信息,反映信息随时间的变化,反映二维及三维图像信息随空间的分布。从静态到瞬态;从宏观到微观;从利用光辐射的能量,到利用包含在光的振幅、相位和频率中的信息以及利用光的无可比拟的传播速度等。

光学与电子学的结合、新型光源和光电探测器的发展,特别是激光和光纤的出现,产生了新兴的光电子学和光电子技术,成为发展光电信息技术产业强大的推动力。

光电技术及产品已融入到了信息的获取、传输、处理、存储、输入、输出、显示、执行、控制等信息流的各个环节中,使之成为了本世纪末发展最快的产业之一。科学家们断言,就像 20 世纪是电子时代一样,21 世纪将迎来一个光子与电子交相辉映的全新时代。光电信息产业已被公认为是新世纪驰骋于信息社会的高科技产业的主力军之一。

目前,光电产品在多媒体世界中扮演了主要角色。已进入了千家万户,进入了国防、工农业生产、科学实验、文化教育。它涵盖了电脑关联光电设备、光通信设备、光电显示及娱乐产品、医用光电设备、工业光电设备、光学器材等。

电脑关联光电设备中,信息输入/输出与存储等光电设备已成为主流,在计算机硬件配置中的比例还在迅速攀升。在信息高速公路中,光通信在新建干线网上已经完全取代了电通信的主导地位,并正在接入网和用户网上向电通信挑战,它是光电产业中发展最快的产业之一。光电产业中最具影响力的是显示与娱乐产品,由于它直接面向千家万户,市场非常巨大。目前,医用光电设备已经深入到临床的诊断、治疗等过程中。工业光电设备,特别是激光加工与测量在工业中的应用越来越广泛。传统光学器材仍然占据很大的民用市场。在现代国防中,更加离不开光电技术。

目 录

第1章 电磁波与光波	1
1.1 麦克斯韦方程组及其物理意义	1
1.1.1 麦克斯韦方程组的积分形式	1
1.1.2 麦克斯韦方程组的微分形式	3
1.1.3 介质方程与边界条件	4
1.2 平面电磁波的性质	7
1.3 光的电磁理论与电磁波谱	10
思考题	13
第2章 激光与半导体光源	14
2.1 激光的原理、特性和应用	14
2.1.1 玻尔假说与粒子数正常分布	14
2.1.2 自发辐射、受激辐射和受激吸收	15
2.1.3 粒子数反转与光放大	17
2.1.4 能级的寿命	17
2.1.5 激光器的基本结构	18
2.1.6 激活介质的粒子数反转与增益系数	18
2.1.7 谐振腔与阈值	20
2.1.8 激光的纵模和横模	20
2.1.9 几种典型的激光器	22
2.1.10 激光的特性及应用	24
2.2 半导体光源——发光二极管与半导体激光器	28
2.2.1 半导体中的能带	28
2.2.2 发光二极管	32
2.2.3 发光二极管的主要特性及应用	35
2.2.4 半导体激光器	40
2.2.5 半导体激光器的主要特性及应用	45
思考题	51

第 1 章

电磁波与光波

19 世纪中叶,麦克斯韦(Maxwell)在系统地总结了前人的研究成果,特别是总结了从库仑到安培、法拉第等人关于电磁学说的全部成果后,提出了“涡旋电场”和“位移电流”的假说,在 1865 年将电磁规律总结为麦克斯韦方程组,从理论上预言了电磁波的存在。而后,赫兹的实验验证了麦克斯韦电磁理论的正确性,并在无线电等领域中得到广泛的应用。此外,麦克斯韦的理论和赫兹的实验还证明了电磁波和光波具有共同特性,这样就将电磁波和光波统一起来,使人们对光的本质和物质世界普遍联系的认识大大深入了一步。

本章首先简要回顾一下积分形式的麦克斯韦方程组的来历,然后用矢量分析方法从麦氏方程的积分形式推导出麦氏方程的微分形式以及电磁场的边界条件,从麦氏方程的微分形式推导平面电磁波的性质,最后介绍光的电磁理论。本章的数学基础是矢量分析。

1.1 麦克斯韦方程组及其物理意义

1.1.1 麦克斯韦方程组的积分形式

首先回顾电磁场的一些基本原理。静电现象的基本实验定律——库仑定律,它的表述如下:真空中静止电荷 Q 对另一静止电荷 Q' 的作用力 F 为:

$$F = \frac{QQ'}{4\pi\epsilon_0 r^3} r \quad (1.1)$$

式中, r 为由 Q 到 Q' 的距离, ϵ_0 为真空介电常数。本书使用国际单位制,书中黑体表示矢量。

定义电场强度 E 为一个单位试验电荷在场中所受的力。于是,电荷 Q' 在电场 E 中所受的力 F 为:

$$F = Q'E \quad (1.2)$$

所以

$$E = \frac{Qr}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.3)$$

根据式(1.3),可推导出电学中的高斯定理:通过任一封闭曲面 S 的电通量等于该面所包围的所有电荷电量的代数和除以 ϵ_0 。数学表达式为:

$$\oiint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.4)$$

在有电介质存在时,通常采用电位移的高斯定理,即

$$\oiint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = q_0 \quad (1.5)$$

需要注意的是,式(1.5)中的 q_0 为高斯面内的自由电荷,而式(1.4)中的 q 则包括束缚电荷在内的总电荷。

根据库仑定律还可以推导出静电场的环路定理,它表述为:静电场中场强沿任意闭合环路的线积分恒等于零,即静电场力做功与路径无关,数学式为:

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (1.6)$$

在此定理基础上,麦克斯韦综合当时已发现的一些电磁现象,提出了非稳条件下可感应出涡旋电场的思想,式(1.6)可由下式(非稳条件下环路定理)所代替,即

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.7)$$

式中,负号表示方向与右手定则相反。另外,根据毕奥-萨伐尔定律也可推导出两条基本定律,即磁学的高斯定理和安培环路定理,分别表述如下。

磁学中的高斯定理:通过任意闭合曲面 S 的磁通量恒等于零,即

$$\oiint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (1.8)$$

安培环路定律:磁感应强度沿任何闭合环路 l 的线积分,等于穿过这环路所有电流的代数和的 μ_0 倍,即

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I \quad (1.9)$$

而在磁介质中时,通常采用磁场强度的安培环路定理,即

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I_0 \quad (1.10)$$

仍要注意的是,式(1.10)中的 I_0 为传导电流,而式(1.9)中的 I 为包括束缚电流在内的总电流。在非稳条件下,还应加上麦克斯韦的位移电流假说,于是式(1.10)为下式所代替,即

$$\oint_{(L)} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I_0 + \frac{d\Phi_0}{dt} = I_0 + \iint \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.11)$$

式中, Φ_0 为电位移通量, $\Phi_0 = \oiint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = q_0$ 。

麦克斯韦总结了电磁场的规律,并加以补充和推广。除了涡旋电场和位移电流假设外,他还假设电学中的高斯定理和磁学中的高斯定理在非稳情况下仍成立,这样,综合式(1.5)、式(1.7)、式(1.8)和式(1.11),就得到了在普遍情况下电磁场必须满足的方程组,即

$$\left\{ \begin{array}{ll} \oiint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = q_0 & \text{(I)} \\ \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} & \text{(II)} \\ \oiint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 & \text{(III)} \\ \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I_0 + \iint \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} & \text{(IV)} \end{array} \right. \quad (1.12)$$

这就是麦克斯韦方程组的积分形式。

1.1.2 麦克斯韦方程组的微分形式

利用矢量分析(见附录 I)中的高斯定理和斯托克斯定理,可以将麦克斯韦方程组的积分形式变为微分形式。

首先,推导电学中的高斯定理的微分形式,假定自由电荷是体分布的,设电荷的体密度为 ρ_0 ,则式(1.12)中的式(I)可写为:

$$\oint_{(S)} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_{(V)} \rho_0 dV$$

式中, V 为高斯面 S 所包围的体积。利用矢量分析中的高斯定理,可将上式左端的面积分化为体积分,即

$$\iiint_{(V)} \nabla \cdot \mathbf{D} dV = \iiint_{(V)} \rho_0 dV$$

上式对任何体积都成立,只有被积函数相等才可能,所以有:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_0 \quad (1.13)$$

这就是高斯定理的微分形式。

其次,推导式(1.12)中的式(IV)的微分形式。假定传导电流是体分布的,其密度为 j_0 ,则有:

$$\oint_{(L)} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \iint_{(S)} \left(j_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S}$$

据斯托克斯定理把上式左端的线积分化为面积分,即

$$\iint_{(S)} \nabla \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \iint_{(S)} \left(j_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S}$$

上式的积分在任意范围内成立,必须被积函数相等,所以有:

$$\nabla \times \mathbf{H} = j_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.14)$$

其他两个方程式也可按此法推出,最后得到下列方程组:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_0 & \text{(I)} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \text{(II)} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & \text{(III)} \\ \nabla \times \mathbf{H} = j_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} & \text{(IV)} \end{cases} \quad (1.15)$$

这就是麦克斯韦方程组的微分形式,通常所说的麦克斯韦方程组大多指它的微分形式。

上述方程组中,各方程式的物理意义:

式(I)的物理意义为:电位移矢量(或电感应强度) $\mathbf{D}$ 的散度等于电荷密度 ρ_0 ,即电场为有源场。

式(II)的物理意义为:随时间变化的磁场激发涡旋电场。

式(III)的物理意义为:磁感强度 $\mathbf{B}$ 的散度为零,即磁场为无源场。

式(IV)的物理意义为:随时间变化的电场(位移电流)激发涡旋的磁场,如图1.1所示。

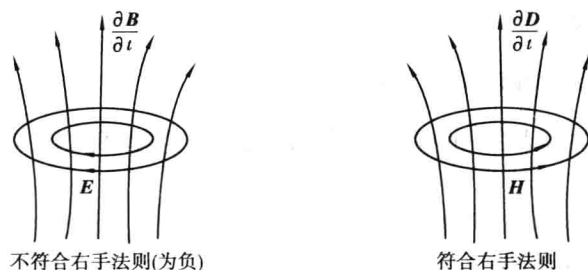


图 1.1 电场与磁场的激发

设想空间某处有一电磁振源,根据麦克斯韦方程组式(1.12)和式(1.15),在这里有交变的电流或电场,它在自己周围激发涡旋磁场,由于磁场也是交变的,它又在自己周围激发涡旋电场,交变的涡旋电场和涡旋磁场互相激发,闭合电力线和磁力线就像链条的环节一样一个一个的套下去在空间传播开来,形成电磁波,如图 1.2 所示。在图 1.2 中,只画出了电磁振荡在某一直线上的传播,实际的电磁波是沿不同方向传播的。

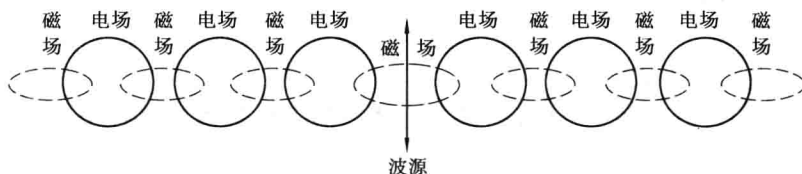


图 1.2 电磁波的传播

麦克斯韦于 1865 年用电磁理论预见了电磁波的存在,1888 年赫兹用类似上述的振荡偶极子在历史上第一次直接验证了电磁波的存在。

1.1.3 介质方程与边界条件

(1) 介质方程

在介质中,尚需补充三个描述介质性质的方程式。对于各向同性的介质来说,有:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (1.16)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.17)$$

$$\mathbf{j}_0 = \sigma \mathbf{E} \quad (1.18)$$

式中, ε 、 μ 和 σ 分别为相对介电常数,相对磁导率和电导率, ε_0 、 μ_0 为绝对介电常数和绝对磁导率。式(1.18)是欧姆定律的微分形式。

在国际单位制(SI)中,绝对介电常数: $\varepsilon_0 = 8.9 \times 10^{-12} \text{ A}^2 \cdot \text{s}^2 / (\text{N} \cdot \text{m}^2)$;绝对磁导率: $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$; $\sigma = 1/\rho$,其中 ρ 为电阻率。

应该指出式(1.16)~式(1.18)只适用于某些介质。实验指出,存在许多不同类型的介质,例如许多晶体属于各向异性介质,在这些介质内某些方向容易极化,另一些方向较难极化,使得 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$ 一般具有不同方向,它们的关系就不再是式(1.16),而是较复杂的张量式。这些介质中 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$ 的一般线性关系为:

$$\begin{aligned} D_1 &= \varepsilon_{11} E_1 + \varepsilon_{12} E_2 + \varepsilon_{13} E_3 \\ D_2 &= \varepsilon_{21} E_1 + \varepsilon_{22} E_2 + \varepsilon_{23} E_3 \\ D_3 &= \varepsilon_{31} E_1 + \varepsilon_{32} E_2 + \varepsilon_{33} E_3 \end{aligned} \quad (1.19)$$

式中,下标“1”、“2”、“3”代表 x, y, z 分量。上式可简写为:

$$\mathbf{D}_i = \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{ij} \mathbf{E}_j, i = 1, 2, 3, \dots \quad (1.19a)$$

这种情况下介电常数不是一个标量 ε , 而是一个张量 ε_{ij} 。关于张量的知识, 在第3章中还将涉及。

在强场作用下许多介质呈现非线性现象, 这种情形下 $\mathbf{D}$ 不仅与 $\mathbf{E}$ 的一次式有关, 而且与 $\mathbf{E}$ 的二次式、三次式都有关系, 比如在激光照射下的非线性光学效应。非线性介质中 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$ 的一般关系式为:

$$\mathbf{D}_i = \sum_j \varepsilon_{ij} \mathbf{E}_j + \sum_{j,k} \varepsilon_{ijk} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k + \sum_{j,k,l} \varepsilon_{ijkl} \mathbf{E}_j \mathbf{E}_k \mathbf{E}_l + \dots \quad (1.20)$$

除第一项外, 其他各项都是非线性项。式(1.20)在非线性光学中有重要的应用。

麦克斯韦方程组式(1.15)加上描述介质性质的方程式(1.16)~式(1.18), 全面总结了电磁场中的规律, 是宏观电动力学的基本方程组, 利用它们原则上可以解决各种宏观电动力学的问题。

(2) 边界条件

在解麦克斯韦方程组的时候, 只有电磁波在介质分界面上的边界条件已知的情况下, 才能唯一地确定方程组的解。例如, 电磁波(光波)在介质分界面上的反射和折射等, 都得利用边界条件才能得到解决。麦克斯韦方程组可以用于任何连续介质内部。在两介质分界面上, 由于一般出现面电荷电流分布, 使物理量发生跃变, 可由麦克斯韦方程组的积分形式进行分析。下面分别考虑电场和磁场在介质分界面上的法向和切向产生跃变的情况。

1) 法向分量的跃变

如图1.3所示, 在两介质分界面上取一面元 ΔS , 在 ΔS 上作一扁平状柱体, 它的两底分别位于界面两侧不同的介质中, 并与界面平行, 且无限靠近它。围绕 ΔS 的边缘用一与 ΔS 垂直的窄带将两底面之间的缝隙封闭起来, 构成闭合高斯面的侧面。取界面的单位法向矢量为 $\mathbf{n}$, 它的指向由介质1向介质2。据麦克斯韦方程的积分形式式(1.12)中的式(I), 有:

$$\oiint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iint_{(\text{底面1})} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} + \iint_{(\text{底面2})} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} + \iint_{(\text{侧面})} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = q_0$$

因侧面面积趋于零, 对于底面1来说, $\mathbf{n}$ 是内法线方向, 有:

$$\oiint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} \Delta S = q_0$$

令 $q_0 = \Delta S \sigma$, σ 为导体分界面上的自由电荷面密度, 于是得到:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_{2n} - \mathbf{D}_{1n}) = \sigma \quad \text{或} \quad D_{2n} - D_{1n} = \sigma \quad (1.21)$$

如果介质为电介质, 介质表面没有面电荷分布, 则

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_{2n} - \mathbf{D}_{1n}) = 0, D_{2n} = D_{1n} \quad (1.22)$$

因此, 导体表面的面电荷分布使界面两侧的电场法向分量发生跃变。对于磁场 $\mathbf{B}$, 将式(1.12)中的式(III)应用到图1.3的扁平状区域上, 重复以上推导可以得到:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0 \quad \text{或} \quad B_{2n} = B_{1n} \quad (1.23)$$

2) 切向分量的跃变

在高频情况下, 由于趋肤效应, 电流、电场和磁场都将分布在导体表面附近的一薄层内。若导体的电阻可以忽略, 薄层的厚度趋于零, 则可以将传导电流看成沿导体表面分布。定义电

流线密度 α , 其大小等于垂直通过单位横切线的电流。由于存在面电流, 在界面两侧的磁场强度发生跃变。如图 1.4 所示, 在界面两侧取一狭长回路, 回路的一长边在介质 1 中, 另一长边在介质 2 中, 长边 Δl 与面电流 i 正交。将麦氏方程式(1.12)中的式(IV)应用于狭长回路上, 回路短边的长度趋于零, 因而有:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = (H_{2t} - H_{1t}) \Delta l$$

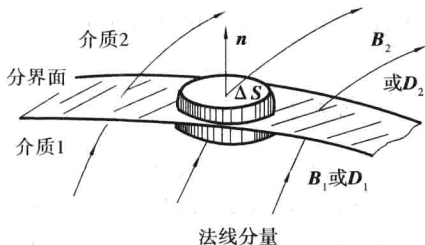


图 1.3 电磁场法向分量的跃变

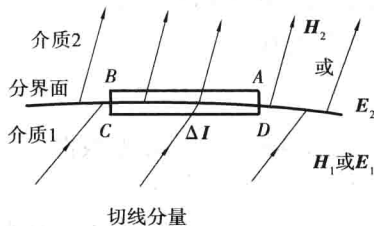


图 1.4 电磁场切向分量的跃变

式中, 下标 t 表示沿 $\Delta \mathbf{l}$ 的切向分量。通过回路的总自由电流为:

$$I_0 = \alpha \Delta l$$

由于回路所围面积趋于零, 而 $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 为有限量, 因而有:

$$\frac{\partial}{\partial t} \oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} \rightarrow 0$$

将以上关系式代入式(1.12)中的式(IV)得:

$$H_{2t} - H_{1t} = \alpha \quad (1.24)$$

上式可用矢量式表示。

设 $\Delta \mathbf{l}$ 为界面上任一线元, $\mathbf{n}$ 为 $\Delta \mathbf{l}$ 方向上的单位矢量, 流过 $\Delta \mathbf{l}$ 的自由电流为:

$$I_0 = \mathbf{n} \times \Delta \mathbf{l} \cdot \boldsymbol{\alpha} = \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{n} \cdot \Delta \mathbf{l}$$

对于狭长回路用麦氏方程组式(1.12)中的式(IV)得:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \cdot \Delta \mathbf{l} = I_0 = \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{n} \cdot \Delta \mathbf{l}$$

由于 $\Delta \mathbf{l}$ 为界面上任一矢量, 则

$$(\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)_{\parallel} = \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{n}$$

式中, “ $\parallel$ ”表示投影到界面上的矢量。上式再用 $\mathbf{n}$ 矢乘, 注意到 $\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)_{\parallel} = \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)$, 而 $\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\alpha} = 0$, 得:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \boldsymbol{\alpha} \quad (1.25)$$

这就是存在面电流分布情况下磁场切向分量的边界条件。当界面上不存在面电流分布时, 得:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 0 \quad (1.26)$$

因此, 面电流分布使界面两侧的磁场的切向分量发生了跃变。

同理, 由式(1.12)中的式(II), 可得电场切向分量的边界条件, 即

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (1.27)$$

该式表示界面两侧 $\mathbf{E}$ 的切向分量连续。

概括以上得到的边界条件为:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) &= 0 \\
 \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= \boldsymbol{\alpha} \\
 \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) &= \sigma \\
 \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) &= 0
 \end{aligned} \tag{1.28}$$

这组方程和麦氏方程式(1.12)对应。边界条件表示界面两侧的场以及界面上电荷电流的制约关系,它们实质上是边界上的场方程。由于实际问题往往含有几种介质以及导体在内,因此,边界条件的具体应用对于解决实际问题十分重要。例如,第3章中将用以分析薄膜波导和光导纤维中的问题。

1.2 平面电磁波的性质

在远离波源的波场区中,既没有自由电荷($\rho_0=0$),也没有传导电流($j_0=0$)。设介质是均匀的无限的,将 $\mathbf{D}=\varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}=\mu\mu_0\mathbf{H}$ 代入麦克斯韦方程组得:

$$\begin{cases}
 \nabla \cdot \mathbf{E} = 0, & (\text{I}) \\
 \nabla \times \mathbf{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & (\text{II}) \\
 \nabla \cdot \mathbf{H} = 0, & (\text{III}) \\
 \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. & (\text{IV})
 \end{cases} \tag{1.29}$$

在直角坐标系中,写出各分量形式,即

$$\begin{cases}
 \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, & (\text{I}) \\
 \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}, & (\text{II}_x) \\
 \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, & (\text{II}_y) \\
 \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}; & (\text{II}_z) \\
 \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, & (\text{III}) \\
 \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}, & (\text{IV}_x) \\
 \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}, & (\text{IV}_y) \\
 \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. & (\text{IV}_z)
 \end{cases} \tag{1.30}$$

设平面波沿 z 轴传播,则波面垂直 z 轴。在波面内的位相相同,即位相与 x, y 变量无关。为简单起见,假设振幅也与 x, y 无关,这样,上式中对 x, y 的偏微商全等于零。于是,式(I)、式(II_x)、式(III)、式(IV_z)简化为:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \frac{\partial H_z}{\partial t} = 0, \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0。$$

上式表明,电场矢量、磁场矢量沿波动传播方向(z 方向)的分量 E_z 和 H_z (纵分量)是与任何时空变量无关的常量,它们与这里考虑的电磁波无关,可以设为 $E_z = 0, H_z = 0$ 。因此,可得出结论:电磁波是横波。

式(1.30)中其余四式简化后给出电、磁矢量的横分量满足的方程中,即

$$\begin{cases} \frac{\partial E_y}{\partial z} = \mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}, & (\text{II}_x) \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}; & (\text{II}_y) \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}, & (\text{IV}_x) \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}。 & (\text{IV}_y) \end{cases} \quad (1.31)$$

如果取 x 轴沿 $\mathbf{E}$ 矢量方向,则 $E_y = 0$,于是,式(1.31)中的式 (II_x) 、式 (IV_y) 成为:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = 0 \quad \frac{\partial H_x}{\partial z} = 0$$

于是, $\mathbf{H}$ 矢量在 x 方向也与时空无关,因而也与电磁波无关,可认为 $H_x = 0$,所以 $\mathbf{H}$ 矢量只剩下 H_y 分量了,于是得出结论:电矢量 $\mathbf{E}$ 沿 x 方向,磁矢量 $\mathbf{H}$ 沿 y 方向,它们相互垂直,即电场矢量与磁场矢量相互垂直。这是电磁波的另一重要特性。与电磁波传播方向 z 联系起来,得到如图1.5所示的物理图像,在电磁波中,电场矢量 $\mathbf{E}$ 、磁场矢量 $\mathbf{H}$ 和传播方向 $\mathbf{k}$ 三者两两垂直。

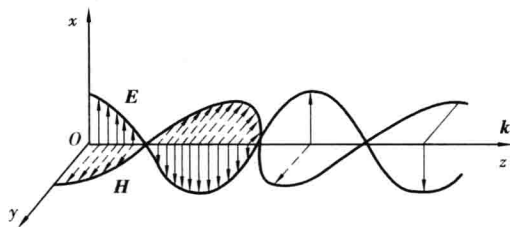


图 1.5 平面电磁波的传播

最后剩下式(1.31)中式 (II_y) 、式 (IV_x) 两个方程式,即

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (1.32)$$

式(1.32)将 E_x 和 H_y 两个场变量联系在一起,反映了变化着的电场和磁场相互激发,相互感生的规律。

将式 (II_y) 对 z 取微商,式 (IV_x) 对 t 取微商,消去 H_y 得:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = 0 \quad (1.33)$$

将式 (II_y) 对 t 取微商,式 (IV_x) 对 z 取微商,消去 E_x 得:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial z^2} - \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial t^2} = 0 \quad (1.34)$$

前面已经证明,因为 $\mathbf{E}_x$ 与 $\mathbf{H}_y$ 垂直、下标 x, y 可去掉。

$$\text{令} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}} \quad (1.35)$$

真空中:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

则式(1.33)、式(1.34)成为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 0 \\ \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \quad (1.36)$$

为求 $\mathbf{E}$, 设一般情况下, 电磁波为具有一定时间频率的正弦振荡, 可写为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (1.37)$$

式(1.37)中, 已设电磁波的角频率为 ω , 电磁场对时间的依赖关系为 $\cos \omega t$, 写成复数形式, 即式(1.37), 将式(1.37)代入式(1.29), 两边消去 $e^{-i\omega t}$ 得:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= i\omega \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad (\text{I}) \\ \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= -i\omega \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (\text{II}) \end{aligned} \quad (1.38)$$

取式(I)的旋度并用式(II)得:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \omega^2 \mu \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

由 ∇ 算符公式 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E}$ 得:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.39)$$

$$k = \omega \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \quad (1.40)$$

方程式(1.39)称为亥姆霍兹(Helmholtz)方程, 是一定频率 ω 下电磁波的基本方程, 其解 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 代表电磁波场强在空间中分布情况, 每一种可能的形式称为一种模式或波型。

类似地, 可由式(1.38)中的式(II)得:

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0$$

按激发和传播条件的不同, 电磁波的场强 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 可以有各种不同的形式。例如, 从广播天线发出的球面波, 沿传输线或波导管定向传播的波, 由激光器激发的窄光束等, 其场强都是亥姆霍兹方程式(1.39)的解。平面电磁波是其中一种最基本的解。

设电磁波沿 z 轴方向传播, 其场强在与 z 轴正交的平面上各点具有相同的值, 即 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 仅与 z 和 t 有关, 而与 x, y 无关。这种电磁波称为平面电磁波, 其波阵面(等相位点组成的面)为与 z 轴正交的平面。在此情形下, 亥姆霍兹方程化为一维常微分方程, 即

$$\frac{d^2 \mathbf{E}(z)}{dz^2} + k^2 \mathbf{E}(z) = 0 \quad (1.41)$$

它的一个解是 $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \cdot e^{ikz}$

由式(1.37), 场强的全表示式为:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (1.42)$$

同理可得:

$$H(z, t) = H_0 e^{i(kz - \omega t)}$$

在任意方向传播的平面波表示为:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (1.43)$$

将式(1.42)代入式(1.32)可得,复振幅之间的关系式 $\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E_0 = \sqrt{\mu\mu_0}H_0$,可得振幅成比例、复角相等,即

$$\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H \quad (1.44)$$

$$\phi_E = \phi_H \quad (1.45)$$

以上采用了复数运算,对于实际的场强应理解为只取式(1.42)、式(1.43)的实数部分,则式(1.42)为:

$$E(z, t) = E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (1.46)$$

现在来看相位因子的物理意义。在时刻 $t=0$ 时,相位因子为 $\cos kz$,在 $z=0$ 处,平面波处于波峰。在另一时刻 t ,相位因子为 $\cos(kz - \omega t)$,波峰移至 $kz - \omega t = 0$ 处,即移至 $z = (\omega/k)t$ 的平面上,因此,式(1.42)表示一个沿 z 轴方向传播的平面波,其相速度为:

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}} \quad (1.47)$$

式(1.47)即为式(1.35),所以电磁波传播的速度为:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}} \quad (1.48)$$

真空中:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \quad (1.49)$$

在国际单位制(SI)中,将 $\epsilon_0 = 8.9 \times 10^{-12} \text{ C}^2/(\text{N} \cdot \text{m}^2) = 8.9 \times 10^{-12} \text{ A}^2 \cdot \text{s}^2/(\text{N} \cdot \text{m}^2)$ 和 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ 代入式(1.49),得到 c 的量纲为 m/s ,确实为速度的量纲,量值约为 $c \approx 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。

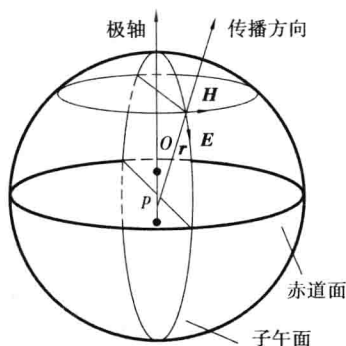


图 1.6 偶极振子发射的电磁波中 E 、 H 的方向

图 1.6 所示为球面波中传播方向与 E 和 H 的关系。

1.3 光的电磁理论与电磁波谱

(1) 光的电磁理论

对光的本性,最早的理论是以牛顿为代表提出的微粒说,他们认为光是按照力学定律运动的微小粒子流,这种理论在 17 世纪和 18 世纪占据着主导地位。但是,与牛顿同时代的惠更斯于 1687 年首先提出了光的波动说,他们认为光是在一种特殊弹性媒质“以太”中传播的机械波,并设想光是纵波。到了 19 世纪,托马斯·杨和菲涅尔等人研究了光的干涉、衍射现象,初步测定了光的波长,发展了光的波动理论,特别是他们根据光的偏振现象,确定了光是横波,但是,这时的波动理论没有跳出机械论的范围。19 世纪中叶,许多人用不同的方法对光速进行

了测量,测量结果都约为 $3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。

按照麦克斯韦理论,电磁波是横波,它在真空中的传播速度为:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

式中, c 只与电磁学公式中的比例系数 ϵ_0 、 μ_0 有关,是一个普适常数。当时通过实验测得:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3.1074 \times 10^8 \text{ m/s}$$

当时已经知道,这样大的速度是任何宏观物体(包括天体)和微观物体(如分子)所没有的,只有光速可与之比拟。由此麦克斯韦得出这样的结论:光是一种电磁波, c 就是光在真空中的传播速度。

在介质中的电磁波速 v 为真空中的 $\frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ 倍,则

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1.50)$$

另一方面,光学中的折射率 n 的定义为:光在真空中传播的速度与在透明介质中传播的速度之比,即

$$n = \frac{c}{v}, \text{ 则 } v = \frac{c}{n} \quad (1.51)$$

如果光是电磁波,将式(1.50)与式(1.51)比较,就应有:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}$$

对于非铁磁质,相对磁导率 $\mu \approx 1$,从而得:

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (1.52)$$

式(1.52)从理论上将光学和电磁学两个不同领域中的物理量联系起来,该式称为麦克斯韦关系。对于无极分子介质(如空气、氮、氢),按式(1.52)计算的折射率与测量的折射率能很好地符合;但对于有极分子介质(如玻璃、水、酒精等),则一般不符合。进一步的研究表明,介质的相对介电常数 ϵ 与电场的变化频率有关。通常, ϵ 是在低频电场下(如 60 Hz)测量的,对于无极分子介质,极化是由于电子的运动,在高频场中电子的运动能跟上电场的变化,所以无极分子介质的 ϵ 随频率的变化不太显著。对于有极分子介质,极化主要由分子转动排列造成,因分子转动惯量较大,当电场变化频率很高时,分子的转动跟不上电场的变化,极化就会减弱,因此有极分子介质的 ϵ 将显著地随着电场频率的升高而减小。如果式(1.52)中 ϵ 用光波频率时的值(约为 10^{16} Hz),则 $\sqrt{\epsilon}$ 就与介质对光的折射率一致。据以上分析可知,光波确是电磁波。

(2) 电磁波谱

自从赫兹应用电磁振荡方法产生电磁波,并证明电磁波的性质与光波的性质相同以后,人们又进行了许多实验,不仅证明了光是一种电磁波,而且发现了更多形式的电磁波。例如,1895年伦琴发现的X射线,1896年贝克勒耳发现的放射性辐射中的 γ 射线,都被证明是电磁波,这些电磁波本质上完全相同,只是频率或波长有很大差别。例如,光波的频率比无线电波要高得多,而X射线和 γ 射线的频率则更高。按照波长或频率的顺序把电磁波排列起来,即是电磁波谱。真空中电磁波的速度 $c = 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ 为常量,因此,真空中电磁波的波长 λ 与

频率 ν 成反比,即

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \tag{1.53}$$

无线电波从波长(λ)约几千米(频率几百千赫左右)开始。波长 3 km ~ 50 m(频率 100 kHz ~ 6 MHz) 范围为中波段,波长 50 ~ 10 m(频率 6 ~ 30 MHz) 范围为短波,波长 10 ~ 0.01 m(频率 30 ~ 3×10^4 MHz) 甚至达到 1 mm(频率为 3×10^6 MHz) 以下为超短波(微波)。图 1.7 所示为电磁波谱按波长或频率变化的情况。

中波和短波用于无线电广播和通信,微波用于电视和雷达等。

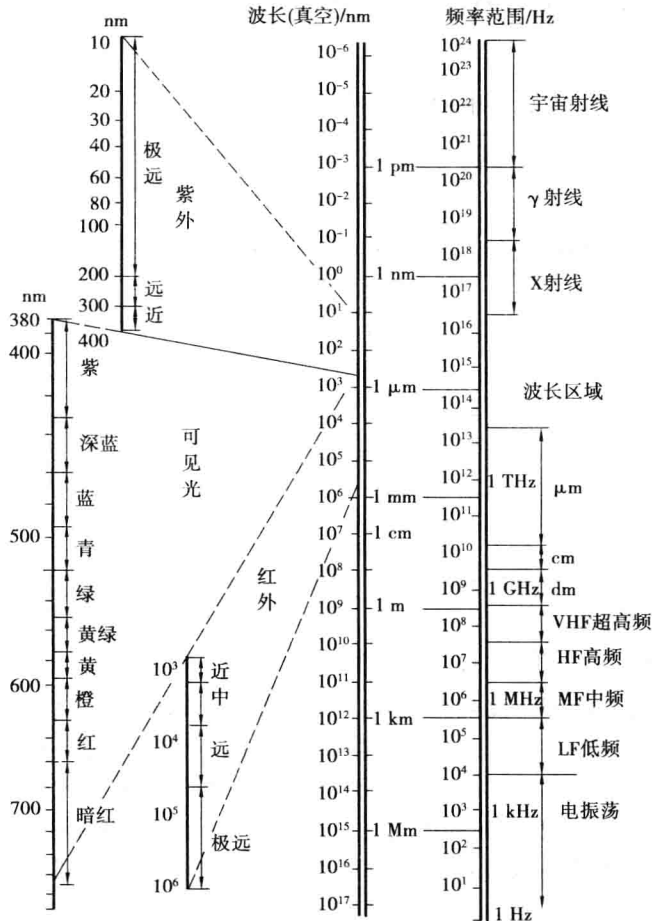


图 1.7 电磁波谱

可见光波长范围很窄, λ 在 0.76 ~ 0.4 μm 之间。从可见光向两边扩展,波长比它长的称为红外线,红外线波长在 0.76 μm 到十分之几毫米,它的热效应特别显著;波长比可见光短的称为紫外线,波长在 0.005 ~ 0.4 μm ,它有显著的化学效应和荧光效应。用于光纤通信与光纤传感的光源一般为近红外光源,波长在 0.85 ~ 1.5 μm 。表 1.1 中列出了电磁波谱的主要产生方法和主要检测手段。