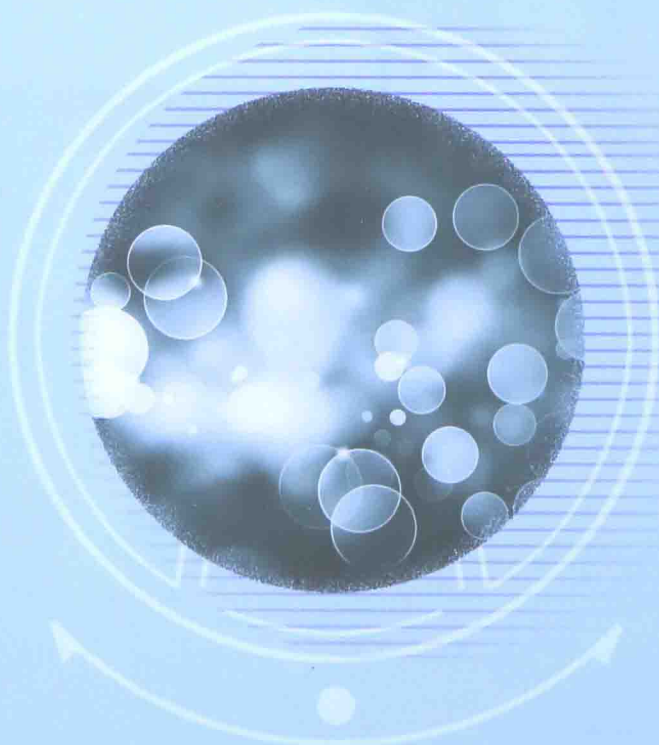


普通高等教育“十二五”规划教材
普通高等教育信息类精品教材

光电子器件导论

◎ 张道礼 张建兵 胡云香



华中科技大学出版社

<http://www.hustp.com>

普通高等教育“十二五”规划教材
普通高等院校信息类精品教材

光电子器件导论

张道礼 张建兵 胡云香

华中科技大学出版社
中国·武汉

图书在版编目(CIP)数据

光电子器件导论/张道礼,张建兵,胡云香主编. —武汉:华中科技大学出版社,2014.5
ISBN 978-7-5680-0120-5

I. ①光… II. ①张… ②张… ③胡… III. ①光电器件 IV. ①TN15

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 100474 号



光电子器件导论

张道礼 张建兵 胡云香

策划编辑:王汉江

责任编辑:余涛

封面设计:刘卉

责任校对:马燕红

责任监印:周治超

出版发行:华中科技大学出版社(中国·武汉)

武昌喻家山 邮编:430074 电话:(027)81321915

录排:武汉市洪山区佳年华文印部

印刷:武汉市籍缘印刷厂

开本:787mm×1092mm 1/16

印张:19.5

字数:485千字

版次:2015年2月第1版第1次印刷

定价:39.80元



本书若有印装质量问题,请向出版社营销中心调换
全国免费服务热线:400-6679-118 竭诚为您服务
版权所有 侵权必究

前 言

自 20 世纪 60 年代激光器及 70 年代第一根光纤问世以来,光电子器件及技术发展日新月异。在信息技术高速发展的今天,光电子和微电子器件成为两大支柱技术和产业。21 世纪可以说是光电子技术的世纪,因此培养和造就一批掌握光电子器件基础知识、基本理论和基本技能,了解光电子器件与技术最新发展趋势的高级专业人才成为当今社会的亟需。学习“光电子器件导论”课程可以为学习者今后从事现代信息光学、光纤技术、发光技术、激光技术、光信号传播技术、光信号探测技术等工作打下基础。

光电子技术是利用光子传输信息的应用科学,它是在光学、电磁学、激光物理、固体物理、量子力学、半导体电子学和材料学等基础上发展起来的一门交叉学科,涉及与光信息有关的各个领域。

编者自 2001 年开始为本科生讲授“光电子器件导论”课程并于 2003 年将其改造成双语课程,同年编写《集成光器件导论》讲义,先后在华中科技大学电子科学与技术、集成电路设计与集成系统专业 2000 多名本科学生中试用。该讲义注重基础知识、基本概念与物理描述,以“积极推动研究性教学,提高大学生创新能力”为基本要求,深入浅出,面向具有一般工科数理基础的高年级本科学生,受到学生的广泛欢迎。但在实际使用中也深切体会到原有内容从深度和广度上都欠完善,特别是近年来光电子科学的迅猛发展与不断突破,与新兴技术(如微纳技术)的交叉融合,原有内容已难以适应学科发展的需求。

如何既能反映该领域丰富多彩的最新进展,又能保持其作为教材的基础水平,就成为编者面临的一大挑战。同时,编者也力求在论述这一厚重而欣欣向荣的光电子技术领域时避免落入公式化。为此我们在十多年的本科教学中,不断研究国内外有关教材、专著和论文的最新成果,吸收有用成分,充实更新有关内容,力图反映光通信用光电子器件的全貌,最终形成了本书。本书一方面注重双基知识学习,另一方面注重全面反映光电子器件发展的最新成果及其基本原理,适合电子信息科学类电子科学与技术、微电子科学与工程、集成电路设计与集成系统等专业高年级本科生及硕士生教学的需要,也希望能为对光电子器件与技术有兴趣的科研人员和工程技术人员提供有益的帮助。

全书共分 6 章。第 1 章介绍学习光电子器件必备的光学知识;第 2 至 6 章系统介绍光纤通信系统的传输通道、光源、信号探测、信号加载及光无源器件。每一章自成体系,从生活中的基本现象及其原理入手,系统诠释基本概念、基础知识、基本理论与解决问题的思路和技术。本科生学习时可根据先修课程、学时安排及教学要求选用部分章节。

本书后面附有的问题与习题基本上围绕所在章节讨论的主题而精心设计的,供选用。

近年来,由于计算机的普及和英特网的发展,本书没有专门列出参考书目和文献,因为读者利用计算机根据关键词由搜索引擎可以快捷地获得对自己有用的各种信息和资料,包括最新文献。作者这样做,并不是有意忽略那些早期解决光电子技术各种问题的先驱们的贡献。

本书由张道礼、张建兵、胡云香共同编写,其中张道礼负责第 1、2、5 章及书稿统筹,胡云香

负责第 3、6 章,张建兵负责第 4 章及全书插图的绘制,研究生陶亮、徐员兰、宋绪龙、尹丽平等在插图、编排、校稿过程中做了不少工作,共十届本科生从学习角度对《集成光器件导论》讲义提出了很多宝贵意见和建议。本书在编写过程中得到华中科技大学光学与电子信息学院、教务处和出版社等单位领导和师长的热情鼓励与大力支持,在此一并表示衷心感谢。

由于编者水平,本书在内容取材、体系安排、文字表述等方面难免有所疏漏和不当,敬请读者不吝赐教、指正。

编 者

于华中科技大学喻园

2014 年 12 月

目 录

第 1 章 波动光学基础	(1)
1.1 均匀介质中的光波	(2)
1.2 折射率	(11)
1.3 群速和群折射率	(12)
1.4 磁场、辐射和玻印亭矢量	(14)
1.5 斯内尔定律和全内反射	(15)
1.6 菲涅耳方程	(17)
1.7 多路干涉和光谐振器	(28)
1.8 古斯-汉欣位移和光学隧穿	(32)
1.9 瞬间相干性和空间相干性	(33)
1.10 衍射原理	(35)
问题与习题	(40)
第 2 章 发光二极管	(46)
2.1 半导体概念和能带	(47)
2.2 直接带隙半导体和间接禁带半导体: $E-k$ 图	(62)
2.3 PN 结原理	(64)
2.4 PN 结能带图	(76)
2.5 发光二极管	(78)
2.6 LED 材料	(80)
2.7 异质结高强度发光二极管	(83)
2.8 发光二极管的特性	(84)
2.9 光纤通信用发光二极管	(87)
2.10 发光二极管的参数与分类	(89)
问题与习题	(92)
第 3 章 激光器	(97)
3.1 受激发射和光子放大	(98)
3.2 受激发射速率和爱因斯坦系数	(100)
3.3 光纤放大器	(102)
3.4 气体激光器: He-Ne 激光器	(104)
3.5 气体激光器的输出光谱	(107)
3.6 激光器振荡条件	(111)
3.7 激光器二极管原理	(116)
3.8 异质结激光二极管	(119)

3.9 激光二极管的基本特性	(123)
3.10 稳态半导体速率方程	(125)
3.11 光通信用激光发射器	(126)
3.12 单频固体激光器	(127)
3.13 量子阱器件	(130)
3.14 垂直腔表面发射激光器	(132)
3.15 光学激光放大器	(133)
3.16 光纤激光器	(134)
问题与习题	(137)
第4章 光的调制和发射	(143)
4.1 偏振	(143)
4.2 各向异性介质中光的传播:双折射现象	(148)
4.3 双折射光学器件	(156)
4.4 旋光性和圆双折射	(159)
4.5 电光效应	(160)
4.6 集成光调制器	(167)
4.7 声光调制器	(170)
4.8 磁光效应	(172)
4.9 非线性光学和二次谐波发生	(173)
4.10 拉曼效应	(179)
4.11 光相位共轭	(181)
4.12 光发射机	(183)
问题与习题	(194)
第5章 介质波导和光纤	(200)
5.1 对称平面介质条形波导	(201)
5.2 芯层折射率渐变的介质薄膜波导中光线的传播	(210)
5.3 平面波导中的模式色散和波导色散	(217)
5.4 阶跃折射率(突变型)光纤	(220)
5.5 数值孔径	(224)
5.6 单模光纤中的色散	(226)
5.7 比特速率、色散、电学带宽和光学带宽	(231)
5.8 梯度折射率(渐变型)(GRIN)光纤	(234)
5.9 光吸收和散射	(237)
5.10 光纤中的衰减	(239)
5.11 光纤制备	(243)
问题与习题	(249)
第6章 光探测器与光接收机	(256)
6.1 PN结光电二极管的原理	(257)

6.2	拉莫定理和外光生电流	(258)
6.3	吸收系数和光电二极管材料	(260)
6.4	量子效率和响应特性	(262)
6.5	PIN 光电二极管	(263)
6.6	雪崩光电二极管	(266)
6.7	异质结光电二极管	(269)
6.8	光电晶体管	(271)
6.9	光电导探测器和光电导增益	(272)
6.10	光电探测器中的噪声	(274)
6.11	单光子探测器	(278)
6.12	光接收机	(280)
6.13	光伏器件	(285)
	问题与习题	(298)

第 1 章 波动光学基础

早先关于光的本性的概念,是以光的直线传播为基础的,但从 17 世纪开始,就发现了光的直线传播在某些情况下是不完全符合事实的。意大利人格里马第(Grimaldi)首先发现了光的衍射现象,他发现在点光源的情况下,一根直竿的影子要比假设光沿直线传播所应出现的宽度稍大些,也就是说光是不严格沿直线传播的,而会绕过障碍物前进。随后在 1672—1675 年间,胡克(Hooke)也观察到光的衍射现象,并且和波义尔(Boyle)独立地研究了薄膜产生的彩色干涉条纹,这就是光的波动理论的萌芽。1704 年,牛顿在《光学》一书中,根据光的直线传播性质,提出了光的微粒流理论,他用这一理论解释了光的反射和折射定律,但却在解释牛顿环遇到了问题,无法解释光绕过障碍物发生的衍射现象。

与此同时,惠更斯(Huygens)却反对光的微粒说,1678 年,他在《论光》一书中,从光和声的某些相似现象出发,运用其波动理论中的次波原理,成功地解释了光的反射和折射,但他却没有指出光现象的周期性,没有提到波长的概念,没有考虑到它们是由波动按一定的相位叠加造成的,所以无法解释光的干涉和衍射等有关光的波动本性的现象,但为波动理论的提出打下了基础。随着相继发现光的干涉、衍射和偏振等光的波动现象,以惠更斯为代表的光的波理论被初步提出,这对后来光学研究带来了深远的影响。随后在 18 世纪,瑞士的欧拉(Euler)和法国的伯努利(Bernoulli)进一步发展了光的波动理论。

到 19 世纪,初步发展的波动理论光学体系已经形成,杨氏(Young)和菲涅耳(Fresnel)的著作在这时起着决定性的作用。1801 年,杨氏最先用干涉原理圆满地解释了白光照射下薄膜的颜色的由来并做了著名的“杨氏双缝干涉实验”。其原理是将来自同一光源发出的光波波阵面分割出极小的两部分,根据惠更斯原理,这两个新的点光源发出的球面波能够满足相干条件,在其球面波交叠区域会产生干涉,在观察屏上可以看到稳定的干涉条纹。1815 年,菲涅耳用杨氏干涉原理补充了惠更斯原理,并形成惠更斯-菲涅耳原理。其内容是:波阵面上的各子波源所发出的子波之间能够产生干涉叠加,而在空间任一点的光振动是该波阵面上所有子波源发出的子波在该点的相干叠加。1864 年,麦克斯韦(Maxwell)建立了普遍电磁波方程,并通过方程式证明了横向电磁波的存在,还推导了光波在真空中的传播速度约为 $2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。这一学说给出了在极宽频率范围内产生电磁波的前景。20 年后,赫兹第一次从实验上证实了光波就是电磁波,肯定了麦克斯韦的理论。

波动学说成功地将光归结为一种横向电磁波,但是直到与真正电波电源一样、相位一致的激光出现以前,光只是杂乱无章的、相位不整齐的噪声光,一般人根据经验很难相信光是一种横电磁波的说法。激光的出现,促进了人们对光本质的直接认识。波动学说虽能解释光的干涉、衍射、偏振等现象,但用在能量交换场合,如光的吸收与发射、光电效应等,就完全失效了。

粒子学说将光看作一群能量零散、运动着的粒子,爱因斯坦提出用光频率 ν 与普朗克常数 h 的乘积所得的能量值 $h\nu$ 作为最小单位,认为光是以 $h\nu$ 的整数倍发射与吸收的,这种最小单位称为光子。粒子学说可以合理解释光的吸收与发射、光电效应等现象。

综上所述,迄今为止,说到光的本质,波动性与粒子性各有其存在的合理性,因而通常称光具有波粒二象性(wave-particle duality)。

1.1 均匀介质中的光波

1. 平面电磁波

除了光子行为之外,光的波动本质由干涉和衍射等现象证实。一般我们把光作为具有随时间变化的电场 E_x 和磁场 B_y 的电磁波来处理,而且它是以电场和磁场相互垂直的方式沿 z 轴方向在空间传播(见图 1.1)。最简单的波是正弦波,对于沿 z 轴方向传播的正弦波,它有如下数学形式:

$$E_x = E_0 \cos(\omega t - kz + \phi_0) \quad (1.1)$$

式中: E_x 是时间 t 时在 z 位置的电场; k 是传播常数或波数,它等于 $2\pi/\lambda$, λ 是波长; ω 是角频率; E_0 是波的振幅; ϕ_0 是相常数。

方程(1.1)描述了图 1.2 所示的在正的 z 轴方向无限范围内传播的单色平面波。根据方程(1.1),在任意垂直于传播方向 z 的平面内,波的相都是常数。波相为常数所在的表面被称为波前。很显然,平面波的波前就是垂直于传播方向的那个平面(见图 1.2)。

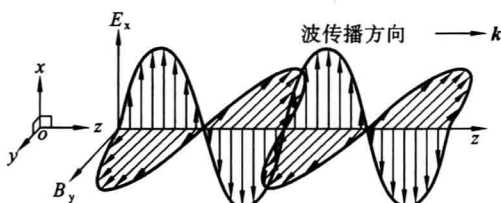


图 1.1 具有相互垂直的随时间变化的电场和磁场的电磁波

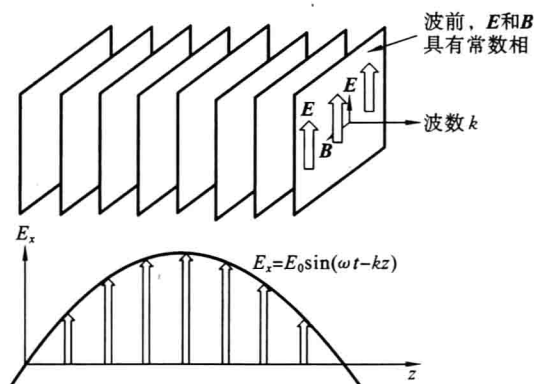


图 1.2 沿 z 轴方向传播的平面电磁波

由电磁学知识可知,随时间变化的磁场会导致随时间变化的电场,反之亦然。一个随时间变化的电场会产生一个具有相同频率的随时间变化的磁场。根据电磁学原理,满足方程(1.1)的运动电场 E_x 总是有一个具有相同频率(ω)和传播常数(k)的运动磁场 B_y 伴随,但是这两个场的方向却是相互垂直的(见图 1.1)。这样对于磁场分量 B_y 也有一个对应的相似的运动方程。因为电场使得晶体内分子或离子中的电子产生错位而引起物质的极化,因此我们一般通过电场分量 E_x 而不是磁场分量 B_y 来描述光波与非电导性物质(电导率 $\sigma=0$)的相互作用。但是正如图 1.1 所示,这两个场是互相关联的,所以它们之间存在紧密的关系。光场一般用电场 E_x 描述。

因为 $\cos\phi = \text{Re}[\exp(j\phi)]$ (Re 是复数的实部),所以我們也可以用指数函数来表示运动的波。那么我们在计算结束时都要取复数结果的实部。这样方程(1.1)就可以写成

$$E_x(z, t) = \text{Re}[E_0 \exp(j\phi_0) \exp(j(\omega t - kz))] \quad (1.2)$$

或

$$E_x(z, t) = \text{Re}[E_c \exp(j(\omega t - kz))] \quad (1.2)$$

式中: $E_c = E_0 \exp(j\phi_0)$ 是一个复数, 表示波的振幅, 包括常数相 ϕ_0 。

必须指出, 传播方向是一个矢量 k , 称之为波矢。它的值等于传播常数, $k = 2\pi/\lambda$ 。很显然, k 垂直于图 1.2 所示的常相平面。当电磁波沿某一任意方向 k 传播时(见图 1.3), 那么在垂直于 k 的某平面上任意一点 r 的电场 $E(r, t)$ 是

$$E(r, t) = E_0 \cos(\omega t - k \cdot r + \phi_0) \quad (1.3)$$

因为点积 $k \cdot r$ 是沿类似于 k_z 的传播方向。点积是 k 与 r 在 k 上的投影(见图 1.3 中的 r')的积, 因此, $k \cdot r = kr'$ 。事实上, 假如传播是沿着 z 轴方向, $k \cdot r$ 就变成了 k_z 。一般来说, 假如 k 有沿 x 、 y 和 z 方向的组分 k_x 、 k_y 和 k_z , 那么从点积的定义, 有 $k \cdot r = k_x x + k_y y + k_z z$ 。

根据方程(1.1), 对于一个给定的对应最大场的相(比如 ϕ), 时间与空间之间的关系可以写成

$$\phi = \omega t - kz + \phi_0 = \text{常数} \quad (1.4)$$

在某一时间间隔 δt 内, 这个常相(也是最大场)移动位置为 δz , 因此波的相速就是 $\delta z/\delta t$ 。这样, 相速 v 为

$$v = \frac{\delta z}{\delta t} = \frac{\omega}{k} = \nu \lambda \quad (1.5)$$

式中: ν 是频率($\omega = 2\pi\nu$)。

我们通常感兴趣的是某一波上被一定的距离分开的两点之间在给定的时间的相位差 $\Delta\phi$ 。如果波是以波矢 k 沿 z 轴方向传播, 因为每一点的 ωt 都是相同的, 那么由 Δz 分隔的两点之间的相位差仅为 $k\Delta z$ 。如果相位差是 0 或 2π 的倍数, 那么这两点就是同相。这样相位差 $\Delta\phi$ 可以表示为 $k\Delta z$ 或 $2\pi\Delta z/\lambda$ 。

2. 麦克斯韦方程组

电磁量大体上分为两大类: 源量和场量。源量包括电荷和电流; 场量包括电场强度矢量、电位移矢量、磁场强度矢量、磁感应强度矢量及标量电势等。

1) 有关场和场量的几个基本概念

如果在全部和部分空间里的每一个点, 都对应着某个物理量确定的值, 这个空间就确定了该物理量的一个场。简言之, 这个物理量是空间位置的函数。如果空间位置的函数是矢量, 相应的场就是矢量场, 如电场强度矢量 $E = E(x, y, z)$; 如果空间位置的函数是标量, 相应的场就是标量场, 如电势 $\varphi = \varphi(x, y, z)$ 。矢量场和标量场中的物理量统称为场量。

(1) 电场强度矢量。

库仑定律给出了静电场的电场强度矢量为

$$E = \epsilon_r \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (\text{N/C 或 V/m}) \quad (1.6)$$

式中: $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} \text{ F/m}$, 为真空的介电常数; ϵ_r 称为电介质的相对介电常数。

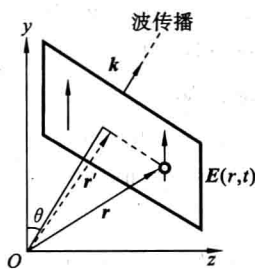


图 1.3 沿方向 k 传播的平面电磁波

(2) 电位移矢量。

把一块介质放到电场中,它要受到电场的影响,同时它也影响电场。电介质中每个分子都是一个非常复杂的带电系统,有正电荷,也有负电荷。电介质中的任何一个分子都可以看成是由正、负电荷组成的电偶极子,整个介质就是由大量的这种微小的电偶极子构成的。 H_2O 、 CO 等分子具有固有的电偶极矩,称为极性分子;而 H_2 、 O_2 和 CO_2 等分子不存在固有电偶极矩,称为非极性分子。在外电场的作用下,非极性分子的正、负电荷中心分开,成为电偶极子,产生感应电偶极矩;而极性分子将沿电场的方向产生感应电偶极矩。外电场越强,电偶极子的感应电偶极矩排列越整齐。这样,每个电偶极子的电偶极矩为

$$p = ql \quad (1.7)$$

电偶极矩矢量 p 的正方向从负电荷指向正电荷。在电介质内部的宏观微小区域内,正、负电荷的电量相等,因而仍表现为中性,但是在介质表面上却出现了只有正电荷或只有负电荷的电荷层。这种出现在电介质表面的电荷称为束缚电荷(或极化电荷)。在外电场的作用下,电介质表面出现束缚电荷的现象,称为电介质的极化。电介质的电极化状态,可用电介质的电极化强度矢量来表示。电极化强度矢量定义为单位体积内分子的电偶极矩的矢量和,即

$$\mathbf{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \mathbf{p}}{\Delta V} \quad (1.8)$$

在各向同性电介质中,若电场强度并非特别强,电极化强度矢量与电场强度矢量成正比,即

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \mathbf{E} \quad (1.9)$$

电场中的电介质受电场的作用产生了束缚电荷,束缚电荷反过来也要影响电场的分布。总的电场强度矢量为自由电荷电场与束缚电荷电场的矢量之和。为了分析介质中电场的方便,引进电位移矢量

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.10)$$

这里所讨论的电介质是线性各向同性的。

(3) 磁感应强度矢量。

磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 可用来描述磁场的物理性质。磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 是由毕奥-萨伐尔定律来确定的,它的单位是韦伯每平方米,记作 Wb/m^2 ,但也经常称它为特斯拉(T)。以速度 $\mathbf{v}$ 运动的电荷 q 要受到磁场力的作用,这个力称为洛伦兹力,即

$$\mathbf{F} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.11)$$

(4) 磁场强度矢量。

磁介质在磁场中被磁化以后,在一个小体积之内的各个分子的磁矩 $\mathbf{m}$ 的矢量和不再是零。单位体积内分子磁矩 $\mathbf{m}$ 的矢量和称为磁介质的磁化强度,即

$$\mathbf{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \mathbf{m}}{\Delta V} \quad (\text{A/m}) \quad (1.12)$$

磁介质的磁化强度随外磁场的增强而增大。磁化强度与外磁场成正比,即

$$\mathbf{M} = \frac{\mu_r - 1}{\mu_0 \mu_r} \mathbf{B} \quad (1.13)$$

式(1.13)中的比例式写成这种特殊复杂的形式是由于历史的原因。“大学物理”课程中,在讨

论磁介质中安培环路定律时,引进了磁场强度矢量

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \quad (\text{A/m}) \quad (1.14)$$

把式(1.13)代入式(1.14)可得

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0 \mu_r} \quad (1.15)$$

上面三式中, μ_r 是相对磁导率,而 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 是真空的磁导率。还可以反过来用磁场强度矢量来表示磁感应强度矢量,即

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (1.16)$$

这里所涉及的磁介质实际上是各向同性的。

2) 麦克斯韦方程组的积分形式

积分形式的麦克斯韦方程组是由高斯通量定理、磁通连续性原理(又称为磁场的高斯通量定理)、法拉第电磁感应定律和全电流定律(又称一般形式下的安培环路定理)4个方程式所组成的:

$$\left\{ \begin{array}{l} \oiint_{\Sigma} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho d\tau \\ \oiint_{\Sigma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \\ \oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\iint_{\Sigma} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \\ \oint_L \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I + \frac{1}{c^2} \frac{d\Phi_E}{dt} = \mu_0 \iint_{\Sigma} \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} + \frac{1}{c^2} \iint_{\Sigma} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \end{array} \right. \quad (1.17)$$

式中: $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 是自由空间中的光速; $\mathbf{J}$ 是封闭表面上的电流密度矢量。

请读者注意麦克斯韦方程组各方程式的积分限:第1式和第2式中,等号左边是场矢量在封闭曲面 Σ 上对坐标的曲面积分,等号右边是在 Σ 所包围的体积 V 内的体积分;第3式和第4式中,等号左边是场矢量在任意形状闭合曲线 L 上对坐标的曲线积分,等号右边的曲面 Σ 是以 L 为周界的任意形状的曲面, Σ 的正方向与 L 的环绕方向呈右手螺旋关系。如果利用式(1.15)的关系,把磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 的一般形式下的安培环路定理推广到连续介质的情况,就可以得到一般形式下磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 的安培环路定理。对于连续介质,麦克斯韦方程组可以写成

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\iint_{\Sigma} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \\ \oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \iint_{\Sigma} \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} + \iint_{\Sigma} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \\ \oiint_{\Sigma} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = \iiint_V \rho dV \\ \oiint_{\Sigma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \end{array} \right. \quad (1.18)$$

这样改写之后,麦克斯韦方程组的物理意义就更加完善了。

积分形式的麦克斯韦方程组表示了某一范围内的电磁场量之间的相互关系。但是,在实

际工作中更重要的是了解场中某点的场量,因此必须将积分形式的麦克斯韦方程组变换成相应的微分形式的麦克斯韦方程组。

3) 麦克斯韦方程组的微分形式

在麦克斯韦方程组中,把法拉第电磁感应定律和全电流定律两式的等号左边运用斯托克斯公式,等号两边都成了曲面积分;把高斯通量定理和磁通连续性原理两式的等号左边运用高斯公式,等号两边都成了体积分。由于等号左右两边的积分限相同,而且积分限可以是任意的,因此等号两边的被积函数必然相等。这样就可得到微分形式的麦克斯韦方程组

$$\left\{ \begin{array}{l} \iint_{\Sigma} \nabla \times \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = - \iint_{\Sigma} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \\ \iint_{\Sigma} \nabla \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \iint_{\Sigma} \left(\mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{s} \\ \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{D} dV = \iiint_V \rho dV \\ \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{B} dV = 0 \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{array} \right. \quad (1.19)$$

式(1.19)中的“ $\nabla \cdot$ ”和“ $\nabla \times$ ”代表着不同的微分运算。仅在直角坐标系中,“ ∇ ”可以看成是微分算符,称为“纳布拉”算符或“哈密顿”算符,即

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.20)$$

矢量场中任意给定点 P 的散度定义为封闭曲面 Δs 所包围的体积元 $d\tau$ 中的通量 $\Delta\Phi$ 与 $d\tau$ 比值的极限,由高斯公式以及体积分的中值定理可得

$$\text{div} \mathbf{D} = \lim_{\Delta V \rightarrow P} \frac{\oiint_{\Delta s} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s}}{\Delta V} = \lim_{\Delta V \rightarrow P} \frac{\iiint_{\Delta V} \nabla \cdot \mathbf{D} dV}{\Delta V} = \nabla \cdot \mathbf{D} \quad (1.21)$$

式中: $\Delta V \rightarrow P$ 表示包围点 P 的体积元 ΔV 逐渐缩小成一点。

从矢量场的散度定义不难看出,矢量的散度代表了矢量场中单位体积所发散出来的矢量的通量。

对于有旋的矢量场,在给定点各不同方向的涡旋程度是不一样的。为了考察矢量在某个给定点 P 处沿某个方向 $\mathbf{n}$ 的涡旋程度,通过该点以 $\mathbf{n}$ 为单位法向矢量作一个平面,围绕点 P 作一个很小的闭合回路 Δl ,它所对应的矢量面积元是 $\Delta \mathbf{s} = \mathbf{n} \Delta s$ 。点 P 沿单位矢量 $\mathbf{n}$ 方向的环量面密度定义为闭合回路 Δl 上的环量 $\Delta \Gamma$ 与面积元 Δs 比值的极限,利用积分中值定理可得

$$\mu_n = \lim_{\Delta s \rightarrow P} \frac{\oint_{\Delta l} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}}{\Delta s} = \lim_{\Delta s \rightarrow P} \frac{\iint_{\Delta s} \nabla \times \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}}{\Delta s} = \lim_{\Delta s \rightarrow P} \frac{\iint_{\Delta s} \nabla \times \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} d\mathbf{s}}{\Delta s} = \nabla \times \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \quad (1.22)$$

式中: $\Delta s \rightarrow P$ 表示包围点 P 的面积元 Δs 逐渐缩小成一点。

从环量面密度 μ_n 的定义可以看出,它代表了矢量场中某点 P 在与所考察方向 $\mathbf{n}$ 垂直的单位面积上的环量值。可见,所考察点在某方向的环量面密度值 μ_n 越大,该方向的涡旋程度就越大。显然,式(1.22)中在点 P 的矢量

$$\text{rot } \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{E} \quad (1.23)$$

所在方向上具有最大的环量面密度 $\mu_{\max}$,也就是说它既能表明点 P 最大的涡旋方向,又能表明

点 P 在该方向上的涡旋程度。于是,就把 $\text{rot } \mathbf{E}$ 定义为所考察的矢量场在点 P 的旋度。

在直角坐标系中,矢量的散度和旋度可以分别写成

$$\text{div } \mathbf{D} = \nabla \cdot \mathbf{D} = \left(i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot (iD_x + jD_y + kD_z) = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} \quad (1.24)$$

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{E} &= \left(i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z} \right) \times (iE_x + jE_y + kE_z) = \begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} \\ &= i \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + j \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + k \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

式中:“div”和“rot”分别是矢量进行散度和旋度运算的符号,它们分别与“ $\nabla \cdot$ ”和“ $\nabla \times$ ”的意义相同。

有些书中用“curl”作为矢量旋度的符号,与“rot”的意义是完全一样的。矢量的散度是标量,而旋度则是矢量。矢量的旋度仍是矢量。

4) 物质的电磁特性

电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 是直接反映电场性质的物理量。为了方便地分析介质中的电场,引进了电位移矢量 $\mathbf{D}$ 。电位移矢量 $\mathbf{D}$ 是电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 的函数,即

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{E}) \quad (1.26)$$

类似地,磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 是直接反映磁场性质的物理量。为了方便地分析介质中的磁场,引进了磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 。磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 是磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 的函数,即

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{B}) \quad (1.27)$$

上面两个公式称为本构方程。本构方程的具体形式取决于考察点邻域内介质的性质。在不同的介质中,本构方程有不同的形式。

麦克斯韦方程组中有电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 、电位移矢量 $\mathbf{D}$ 、磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 和磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 总共 4 个矢量,每个矢量各有 3 个坐标分量,共 12 个未知变量。相互独立的法拉第电磁感应定律和全电流定律各有 3 个标量方程,共 6 个标量方程式;再加上本构方程又有 6 个标量方程式。这样,12 个未知变量,12 个互相独立的方程式,就具备了求解方程的基本条件。

下面分别来看一下不同类型介质中本构方程的形式。

(1) 真空(空气)。

真空(空气)是最简单的介质,磁导率和介电常数都是真正的常数。真空(空气)中的本构方程为

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \quad (1.28)$$

电位移矢量 $\mathbf{D}$ 和电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 的方向彼此相同,磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 和磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 的方向也彼此相同,各相应的坐标分量均呈线性关系。

(2) 各向同性介质。

在给定空间中,所考察点的邻域之内,各个方向上的物质的电磁特性均相同的介质称为各向同性介质。各向同性介质中本构方程的形式为

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (1.29)$$

电位移矢量 $\mathbf{D}$ 和电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 的方向彼此相同, 磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 和磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 的方向也彼此相同

$$\begin{aligned} D_x &= \epsilon E_x, & D_y &= \epsilon E_y, & D_z &= \epsilon E_z \\ B_x &= \mu H_x, & B_y &= \mu H_y, & B_z &= \mu H_z \end{aligned} \quad (1.30)$$

如果磁导率 μ 不是磁场 $\mathbf{B}$ 大小的函数, 介电常数 ϵ 不是电场 $\mathbf{E}$ 大小的函数, 这样的各向同性介质就是线性介质。如果介质的磁导率 μ 和介电常数 ϵ 与坐标无关, 就称这样的介质为均匀介质。

各向同性的线性均匀介质就称为简单介质, 其磁导率 μ 和介电常数 ϵ 均为常数。电导率 $\sigma=0$ 的简单介质称为理想介质。显然, 真空(空气)可以认为是理想介质的特例。

有些介质虽然也是各向同性介质, 但它们的磁导率 μ 或介电常数 ϵ 不仅与所考察点的坐标有关, 而且还与外加场的大小有关, 例如,

$$\mu = \mu(x, y, z, H), \quad \epsilon = \epsilon(x, y, z, E) \quad (1.31)$$

这样的介质是非线性介质。铁磁物质就是典型的各向同性的非线性介质。

在交变电磁场中, 很多情况下介质的磁导率 μ 或介电常数 ϵ 与交变电磁场的频率 f 有关。例如, 在无线电波的频率范围, 水的介电常数 ϵ 大约是真空介电常数 ϵ_0 的 80 倍; 而在可见光的频率范围内, 水的介电常数 ϵ 仅是真空介电常数 ϵ_0 的 1.8 倍。又如, 非磁化等离子体的等效介电常数为

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{f_p^2}{f^2} \right) \quad (1.32)$$

式中: f_p 称为等离子体频率; ω_p 是圆频率形式的等离子体频率, 它们由下式来决定,

$$\omega_p = 2\pi f_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}} \approx 56.4 \sqrt{N} \quad (1.33)$$

式中: N 是磁化等离子体中自由电子的浓度; $e^2 = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ 和 $m = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$ 分别是自由电子所具有的电荷量以及本身的质量。

在这样的介质中, 对不同频率的电磁波呈现出不同的折射率, 因而使它们有不同的传播速度。这样的介质称为色散介质。

(3) 各向异性介质。

在各向异性介质中, 电位移矢量 $\mathbf{D}$ 的任何一个坐标分量不仅与电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 相应的坐标分量有关, 而且还与其他两个坐标分量有关; 磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 的任何一个坐标分量不仅与磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 相应的坐标分量有关, 而且还与其他两个坐标分量有关。各向异性介质的介电常数不再是一个数值, 磁导率也不再是一个数值, 它们都成了用矩阵表示的张量。

各向异性介质的电位移矢量与电场强度矢量的各个坐标分量之间的关系为

$$\begin{cases} D_x = f_x(E_x, E_y, E_z) \\ D_y = f_y(E_x, E_y, E_z) \\ D_z = f_z(E_x, E_y, E_z) \end{cases} \Rightarrow \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (1.34)$$

如果只是电场具有这种特性, 磁场仍具有各向同性关系的介质, 则称为各向异性电介质。

各向异性介质的磁感应强度矢量与磁场强度矢量的各个坐标分量之间的关系为

$$\begin{cases} B_x = f_x(H_x, H_y, H_z) \\ B_y = f_y(H_x, H_y, H_z) \\ B_z = f_z(H_x, H_y, H_z) \end{cases} \Rightarrow \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

如果只是磁场具有这种特性,电场仍具有各向同性关系的介质,则称为各向异性磁介质。

3. 麦克斯韦波动方程和发散波

考察图 1.2 中的平面电磁波。所有常相表面都是垂直于 z 轴方向的 xOy 平面。截一平行于 z 轴的平面波(见图 1.4),其中与 z 轴方向成直角的平行虚线就是波前(wavefront)。通常在图中相邻波前都是相差 2π 的相位或整个波长的距离。在任意一点 P 与波前表面成法线的矢量表示在点 P 的波传播方向(k)。显然,所有传播矢量都是平行的,平面波不以发散的形式传播,它没有发散。平面波的振幅 E_0 不取决于参照点的距离,在一给定垂直于 k 的平面上的所有点的振幅都是相同的,即独立于 x 和 y 。此外,因为这些平面无限延伸,因此在平面波中有无限的能量。图 1.4(a)中的平面波是已理想化的平面波,用它来分析波的许多现象是很有用的。但是,实际上因为光束有一个有限的截面积和有限的功率,因此与 k 成直角的平面内的电场就不能无限延伸。我们需要一个具有无限功率的无限大的、电磁场源来产生一个完美的平面波。

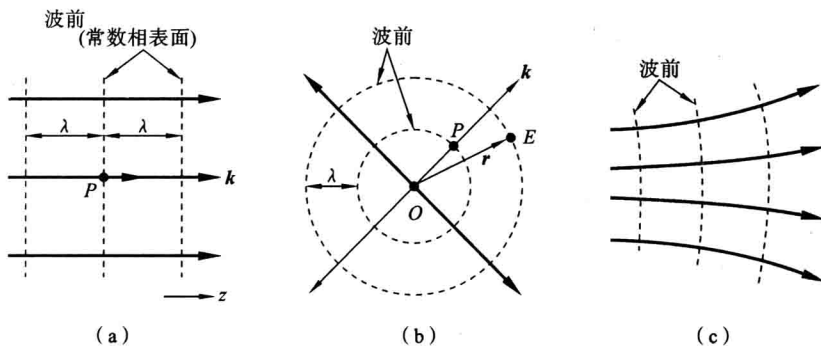


图 1.4 可能存在的电磁波

(a) 理想平面波; (b) 理想球形波; (c) 发散波

实际上,存在很多形式的电磁波。所有这些可能的电磁波都必须遵守表述时间和空间与电场之间依存关系的特殊的波动方程。在各向同性和线性介质中,即所有方向的介电常数(ϵ_r)都是相同的,而且与电场无关。电场必须遵守麦克斯韦电磁波动方程:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.36)$$

式中: μ_0 是介质的绝对磁导率; ϵ_0 是介质的绝对介电常数; ϵ_r 是介质的相对介电常数。

方程(1.36)假定介质的电导率为 0。要求时间、空间与电场之间的关系,必须结合初始条件和边界条件解方程(1.36)。我们可以很容易地发现方程(1.1)所描述的平面波满足方程(1.36)。在自然界还存在很多满足方程(1.36)的波。

球形波可以用从某一点电磁场源出现的运动的场来描述,它的振幅是随着从波源起始的距离 r 衰减的。在任意一点 r ,场由下面的表达式描述: