



物理光学 简明教程

顾 宏 编著

清华大学出版社

物理光学 简明教程

顾 宏 编著

清华大学出版社
北京

内 容 简 介

本书是在给光电信息科学与工程专业讲授专业基础课的讲义基础上修改、补充而成,以光的电磁理论为基础,系统阐述经典物理光学的基本概念、原理,主要现象和重要的应用,力求简洁、易懂。全书内容分为5章。第1章,光的电磁理论;第2章,光的干涉;第3章,光的衍射;第4章,晶体光学基础;第5章,光的吸收、色散和散射。

本书可作为高等学校光电信息类各专业的物理光学教科书,也可作为工程技术人员的参考书。

版权所有,侵权必究。侵权举报电话:010-62782989 13701121933

图书在版编目(CIP)数据

物理光学简明教程/顾宏编著. —北京:清华大学出版社,2018

ISBN 978-7-302-51556-2

I. ①物… II. ①顾… III. ①物理光学—教材 IV. ①O436

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2018)第 257219 号

责任编辑:朱红莲

封面设计:常雪影

责任校对:赵丽敏

责任印制:董 瑾

出版发行:清华大学出版社

网 址: <http://www.tup.com.cn>, <http://www.wqbook.com>

地 址:北京清华大学学研大厦 A 座

邮 编:100084

社 总 机:010-62770175

邮 购:010-62786544

投稿与读者服务:010-62776969, c-service@tup.tsinghua.edu.cn

质量反馈:010-62772015, zhiliang@tup.tsinghua.edu.cn

印 装 者:三河市国英印务有限公司

经 销:全国新华书店

开 本:185mm×260mm

印 张:15.25

字 数:372千字

版 次:2018年10月第1版

印 次:2018年10月第1次印刷

定 价:45.00元

产品编号:077158-01

本书是以作者给光电信息科学与工程专业本科生讲授“物理光学”的讲义为基础,经过整理、修改而成。

“物理光学”是光电信息科学与工程专业必修的专业基础课,是一门经典理论与近代技术相结合的应用性很强的课程。在讲授物理光学过程中,作者发现“物理光学”与物理专业的基础课“光学”的最大区别,是“物理光学”更加注重光学知识的应用,突出了光学的工程属性。在这本书中,有很多地方均体现了这一特点。

在过去几十年中,光学在很多领域都取得了重大的突破和进展。其中包括傅里叶光学理论的建立和完善、激光技术的出现和突飞猛进、非线性光学的提出与发展、信息处理技术的发展和广泛应用、纤维光学与集成光学的发展和应用、量子光学的研究和应用等。但是把这些内容放在“物理光学”课程中讲授是不合适的,且在课程设置上也不允许有那么多课时。所以作者在编排章节时,仍然以将本书作为一本基础光学教材为目的,重点讲授基础理论,同时考虑专业的需要并适度联系现代发展和应用。

作者把第1章电磁理论作为重点知识向学生讲授,这主要是因为学生通过这一章的学习能够对光的波动性的本质有一个深刻的认识。在这一章中,增加了光波的叠加与分析一节内容,因为这样可以使学生能够更加容易理解群速度、偏振光的形成与演变等基本概念,有利于后续章节的学习。这本教材的另一个重要特点是删除了傅里叶光学的内容,这主要是考虑到一般情况下,由于课时的限制,在物理光学课程中很少会讲授傅里叶光学的知识,且光电信息科学与工程专业及其相关专业一般都会设置专业课——信息光学,在这门课中会详细讲授傅里叶光学的相关内容,这是符合目前的实际情况的。本书另一个重要的特点是把第4章晶体光学作为非常重要的一章来编写。根据目前光学发展的特点,除了光学中传统内容干涉、衍射和偏振之外,晶体在现代光学中的应用越来越广泛,在物理光学中介绍晶体的基本知识,对于光电信息类专业的学生学习后续课程甚至以后的工作都是有极大好处的。

本书主要是为光电信息科学与工程专业本科生的本科生编写的教材,也可以作为光电子、仪器仪表、测控等专业本科生的选用教材。学时安排为60学时左右。

通过物理光学学习,学生可以掌握光的物理本质、现象、计算方法和应用,掌握物理光学基本实验方法和技巧;可以培养独立自主地分析和解决实际问题的能力,为进一步学习

光学、光电子和精密仪器类专业课程提供应用基础知识。

哈尔滨工业大学李淳飞教授生前审阅了本书的大部分内容,提出了许多宝贵的意见。作者在此向李淳飞教授表示深深的敬意和浓浓的怀念之情。

书中不妥和错误之处难免,恳请广大教师和读者批评指正。

顾 宏

2018 年秋

于天津工业大学洋湖

绪论	1
第 1 章 光的电磁理论	5
1.1 光波的性质	5
1.1.1 麦克斯韦方程组	5
1.1.2 物质方程	7
1.1.3 电磁场的波动性	8
1.1.4 平面电磁波	12
1.1.5 其他形式的光波	18
1.2 光波的叠加与分析	21
1.2.1 两个频率相同、振动方向相同的单色平面光波的叠加	21
1.2.2 两个振动方向相同、频率不同的单色平面光波的叠加	24
1.2.3 两个频率相同、振动方向互相垂直的光波的叠加	28
1.3 光波在介质界面上的反射和折射	35
1.3.1 电磁场的边值关系	35
1.3.2 反射定律和折射定律	37
1.3.3 菲涅耳公式	38
1.3.4 反射率和透射率	41
1.3.5 反射和折射的相位特性	43
1.3.6 反射和折射的偏振特性	45
1.3.7 全反射	47
习题	51
第 2 章 光的干涉	55
2.1 光波干涉的实现	55
2.1.1 产生干涉的条件	55

2.1.2	实现光束干涉的基本方法	58
2.2	双光束干涉	59
2.2.1	杨氏双缝干涉	59
2.2.2	分波面干涉的其他实验装置	61
2.2.3	平行平板产生的干涉	63
2.2.4	楔形平板产生的干涉——等厚干涉	66
2.2.5	牛顿环的等厚干涉	68
2.3	平行平板的多光束干涉	69
2.3.1	干涉场的强度公式	69
2.3.2	多光束干涉图样的特点	71
2.4	光学薄膜的多光束干涉	74
2.4.1	单层介质膜	75
2.4.2	多层膜	78
2.5	典型干涉仪	85
2.5.1	迈克尔逊干涉仪	85
2.5.2	马赫-泽德干涉仪	88
2.5.3	萨格纳克干涉仪	89
2.5.4	法布里-珀罗干涉仪	90
2.6	光的相干性	96
2.6.1	光的干涉特性	96
2.6.2	干涉的定域性	101
2.6.3	相干性的定量描述	102
习题		103
第3章	光的衍射	108
3.1	惠更斯-菲涅耳原理	109
3.1.1	惠更斯原理	109
3.1.2	惠更斯-菲涅耳原理	109
3.2	基尔霍夫衍射公式	110
3.2.1	基尔霍夫积分定理	110
3.2.2	菲涅耳-基尔霍夫衍射公式	111
3.2.3	基尔霍夫衍射公式的近似	114
3.3	夫琅禾费衍射	116
3.3.1	夫琅禾费衍射装置	116
3.3.2	夫琅禾费矩形孔和单缝衍射	117
3.3.3	夫琅禾费圆孔衍射	121
3.3.4	光学成像系统的分辨本领(分辨率)	124
3.3.5	夫琅禾费双缝和多缝干涉	127
3.3.6	衍射光栅	132

3.3.7 闪耀光栅	136
3.3.8 正弦振幅光栅	138
3.3.9 三维光栅	139
3.3.10 光纤光栅	141
3.4 菲涅耳衍射	142
3.4.1 圆孔和圆屏的菲涅耳衍射	142
3.4.2 菲涅耳直边衍射	150
3.4.3 菲涅耳单缝衍射	152
习题	153
第4章 晶体光学基础	157
4.1 双折射	157
4.1.1 双折射现象和基本规律	157
4.1.2 晶体的各向异性及介电张量	159
4.2 单色平面波在晶体中的传播	160
4.2.1 晶体中单色平面波的各矢量关系	160
4.2.2 晶体中光波传输的基本方程	162
4.2.3 菲涅耳方程	163
4.2.4 光在单轴晶体中的传播	163
4.3 光在晶体中传播规律的图形表示	166
4.3.1 折射率椭球	167
4.3.2 折射率曲面和波矢曲面	172
4.3.3 波法线曲面	174
4.3.4 光线曲面	176
4.4 平面光波在晶体界面上的反射和折射	177
4.4.1 光在晶体界面上的双反射和双折射现象	177
4.4.2 斯涅耳作图法	178
4.4.3 惠更斯作图法	179
4.5 晶体光学元件	181
4.5.1 晶体偏振器	181
4.5.2 波片和补偿器	185
4.6 晶体的偏光干涉	188
4.6.1 平行光的偏光干涉	189
4.6.2 会聚光的偏光干涉	192
4.7 晶体的电光效应	196
4.7.1 晶体的线性电光效应	197
4.7.2 晶体的二次电光效应——克尔效应	207
4.7.3 电光效应的应用	208
4.8 晶体的旋光效应与法拉第效应	210

4.8.1 晶体的旋光效应·····	210
4.8.2 法拉第效应·····	213
习题·····	214
第5章 光的吸收、色散和散射 ·····	219
5.1 光的吸收·····	219
5.1.1 光吸收定律·····	219
5.1.2 吸收与波长的关系·····	220
5.1.3 吸收光谱·····	220
5.2 光的色散·····	221
5.2.1 色散率·····	222
5.2.2 正常色散与反常色散·····	222
5.3 光的散射·····	224
5.3.1 光的散射现象·····	224
5.3.2 瑞利散射·····	225
5.3.3 米氏散射·····	226
5.3.4 分子散射·····	227
5.3.5 喇曼散射·····	227
习题·····	229
习题答案 ·····	231
参考文献 ·····	236



绪论

一、光学的发展简史

“物理光学”作为一门专业基础课,是光电信息科学与工程、光电子、仪器仪表等专业本科生接触的第一门光学类课程。学生有必要了解光学的发展简史。

光学是一门有着悠久历史的学科,它的发展史可追溯到 2000 多年前,最初人类对光的研究主要是试图回答“人怎么能看见周围的物体”之类的问题。约在公元前 400 多年(先秦时代),中国的《墨经》中记录了世界上最早的光学知识。它有八条关于光学的记载,叙述影的定义和生成,光的直线传播性和针孔成像,并且以严谨的文字讨论了在平面镜、凹球面镜和凸球面镜中物和像的关系。

自《墨经》开始,公元 11 世纪阿拉伯人伊本·海赛木发明透镜;公元 1590 年到 17 世纪初,詹森和李普希同时独立地发明显微镜;一直到 17 世纪上半叶,才由斯涅耳和笛卡儿将光的反射和折射的观察结果,归结为今天大家所惯用的反射定律和折射定律。

1665 年,牛顿进行太阳光的实验,他把太阳光分解成简单的组成部分,这些成分形成一个颜色按一定顺序排列的光分布——光谱。它使人们第一次接触到光的客观的和定量的特征,各单色光在空间上的分离是由光的本性决定的。

牛顿还发现了把曲率半径很大的凸透镜放在光学平玻璃板上,当用白光照射时,则见透镜与玻璃平板接触处出现一组彩色的同心环状条纹;当用某一单色光照射时,则出现一组明暗相间的同心环条纹,后人把这种现象称牛顿环。借助这种现象可以用第一暗环的空气隙的厚度来定量地表征相应的单色光。

胡克(Hooke)第一个提出光的波动理论。他主张光由快的振动所组成,有非常大的传播速度。但是胡克的波动理论在光的直进和偏振方面遇到了困难。

牛顿致力于发展光的微粒理论。他根据光的直线传播特性,认为光是一种微粒流。微粒从光源飞出来,在均匀媒质内遵从力学定律作等速直线运动。牛顿用这种观点对光的直进、折射和反射现象作了解释。在解释牛顿环现象时,微粒说遇到了困难。

以后的几十年,是弹性以太理论的发展时期。在进一步的研究中,人们观察到了光的偏振和偏振光的干涉。为了解释这些现象,菲涅耳假定光是一种在连续媒质(以太)中传播的横波。为说明光在各不同媒质中的不同速度,又必须假定以太的特性在不同的媒质中是不同的;在各向异性媒质中还需要有更复杂的假设。此外,还必须给以太以更特殊的性质才能解释光不是纵波。

1846 年,法拉第发现了光的振动面在磁场中发生旋转;1856 年,韦伯发现光在真空中

的速度等于电流强度的电磁单位与静电单位的比值。他们的发现表明光学现象与磁学、电学现象间有一定的内在关系。

当复色光在介质界面上折射时,介质对不同波长的光有不同的折射率,各色光因折射角不同而彼此分离,这就是光的色散现象。

1860年前后,麦克斯韦指出,电场和磁场的改变,不能局限于空间的某一部分,而是以一定的速度传播着,光就是这样一种电磁现象。这个结论在1888年为赫兹的实验证实。然而,这样的理论还不能说明能产生像光这样高的频率的电振子的性质,也不能解释光的色散现象。到了1896年洛伦兹创立电子论,才解释了发光和物质吸收光的现象,也解释了光在物质中传播的各种特点,包括对色散现象的解释。在洛伦兹的理论中,以太乃是广袤无限的不动的媒质,其唯一特点是,在这种媒质中光振动具有一定的传播速度。

对于像炽热的黑体的辐射中能量按波长分布这样重要的问题,洛伦兹理论还不能给出令人满意的解释。并且,如果认为洛伦兹关于以太的概念是正确的话,则可将不动的以太选作参照系,使人们能区别出绝对运动。而事实上,1887年迈克耳逊用干涉仪测“以太风”,得到否定的结果,这表明到了洛伦兹电子论时期,人们对光的本性的认识仍然有不少片面性。

1900年,普朗克从物质的分子结构理论中借用不连续性的概念,提出了辐射的量子论。他认为各种频率的电磁波,包括光,各自确定的一系列分立的能量从振子射出这种能量微粒称为量子,光的量子称为光子。

量子论不仅很自然地解释了灼热体辐射能量按波长分布的规律,而且以全新的方式提出了光与物质相互作用的整个问题。量子论不但给光学,也给整个物理学提供了新的概念,所以通常把它的诞生视为近代物理学的起点。

1905年,爱因斯坦运用量子论解释了光电效应。他给光子作了十分明确的定义,特别指出光与物质相互作用时,光也是以光子为最小单位进行的。1905年9月,德国《物理学年鉴》发表了爱因斯坦的《关于运动媒质的电动力学》一文,其中第一次提出了狭义相对论基本原理。文中指出,从伽利略和牛顿时代以来占统治地位的古典物理学,其应用范围只限于速度远远小于光速的情况,而他的新理论可解释与很大运动速度有关的过程的特征,彻底放弃了以太的概念,圆满地解释了运动物体的光学现象。

这样,在20世纪初,一方面从光的干涉、衍射、偏振以及运动物体的光学现象确证了光是电磁波;而另一方面又从热辐射、光电效应、光压以及光的化学作用等方面无可怀疑地证明了光的量子性——微粒性。

1922年发现的康普顿效应、1928年发现的喇曼效应,以及当时已能从实验上获得的原子光谱的超精细结构,都表明光学的发展是与量子物理紧密相关的。光学的发展历史表明,现代物理学中的两个最重要的基础理论——量子力学和狭义相对论都是在关于光的研究中诞生和发展的。

此后,光学开始进入了一个新的时期,已成为现代物理学和现代科学技术前沿的重要组成部分。其中最重要的成就,就是发现了爱因斯坦于1916年预言过的原子和分子的受激辐射,并且创造了许多具体的产生受激辐射的技术。

爱因斯坦研究辐射时指出,在一定条件下,如果能使受激辐射继续去激发其他粒子,造成连锁反应,雪崩似地获得放大效果,最后就可得到单色性极强的辐射,即激光。1960年,梅曼用红宝石制成第一台可见光的激光器;同年制成氦-氖激光器;1962年产生了半导体

激光器;1963年产生了可调谐染料激光器。由于激光具有极好的单色性、高亮度和良好的方向性,所以自1958年发现以来,得到了迅速的发展和广泛应用,引起了科学技术的重大变化。

光学的另一个重要的分支是由成像光学、全息术和光学信息处理组成的。这一分支最早可追溯到1873年阿贝提出的显微镜成像理论和1906年波特为之完成的实验验证;1935年泽尔尼克提出位相反衬观察法,并依此由蔡司工厂制成相衬显微镜;1948年伽柏出现现代全息照相术的前身——波阵面再现原理。

自20世纪50年代以来,人们开始把数学、电子技术和通信理论与光学结合起来,给光学引入了频谱、空间滤波、载波、线性变换及相关运算等概念,更新了经典成像光学,形成了所谓“傅里叶光学”。再加上由于激光所提供的相干光和由利思及阿帕特内克斯改进了的全息术,形成了一个新的学科领域——光学信息处理。

光纤通信就是依据这方面理论的重要成就,它为信息传输和处理提供了崭新的技术。信息化的理论告诉我们,电磁波的频率越高,能携带的信息量也就越多,所以光波可以比无线电波传播更多的信息。

在现代光学领域,由强激光产生的非线性光学现象正为越来越多的人所注意。激光光谱学,包括激光喇曼光谱学、高分辨率光谱和皮秒超短脉冲,以及可调谐激光技术的出现,已使传统的光谱学发生了很大的变化,成为深入研究物质微观结构、运动规律及能量转换机制的重要手段。它为凝聚态物理学、分子生物学和化学的动态过程的研究提供了前所未有的技术。

二、物理光学的研究内容

物理光学是研究光物质的基本属性、传播规律和光物质与其他物质之间的相互作用的一门学科。物理光学可以分为波动光学和量子光学,前者研究光的波动性,后者研究光的量子性。一般情况下,物理光学只讨论波动光学的内容,量子光学的内容在研究生阶段的“量子光学”课程中会讲述。

波动光学的基础就是经典电动力学的麦克斯韦方程组。本教材不详细讨论介电常数和磁导率与物质结构的关系,而侧重于解释光波的表现规律。采用波动光学的方法可以解释光在散射媒质和各向异性媒质中的传播现象,以及光在媒质界面附近的特性;也能解释色散现象和各种媒质中的压力、温度、声场、电场和磁场对光的传播的影响。

物理光学讨论的内容相当广泛,传统的内容主要有:光的干涉、衍射和偏振现象,光的传播规律。光的传播规律包括光在各向同性介质中的传播规律(包括光的反射和折射,光的吸收、色散和散射规律)以及光在各向异性晶体中的传播规律。随着20世纪60年代激光的问世,光学开始了新的发展,出现并发展了许多新兴的光学学科,例如傅里叶光学、薄膜光学、集成光学、纤维光学、全息光学、信息光学、非线性光学、统计光学以及近场光学和衍射光学等。

本教材重点讨论物理光学的传统内容。

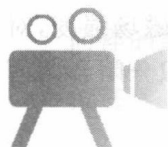
三、物理光学的应用

物理光学是一门应用性很强的学科,在科学技术各部门中的应用十分广泛,尤其在生产

和国防上有着重要的应用。特别是激光问世后,大大扩充了它的应用领域,已经应用于通信、医疗、受控热核反应、航天、信息处理等高新技术领域,为发展科学技术、生产力和巩固国防做出了重要贡献。在精密测量方面,各种光学零件的表面粗糙度、平面度,以及长度、角度的测量,至今最精密的测量方法仍然是波动光学方法。另外,波动光学方法可以测量光学系统的各种像差,评价光学系统的成像质量等。

以光的干涉原理为基础的各种干涉仪器,是光学仪器中数量颇多且最为精密的一个组成部分。根据衍射原理制成的光栅光谱仪,在分析物质的微观结构(原子、分子结构)和化学成分等方面起着最为主要的作用。

近几十年来,由于现代光学的崛起,发展了一批新型的光学仪器,如相衬显微镜、光学传递函数仪、傅里叶变换光谱仪,以及各种全息和信息处理装置、电光和光电转换(光电池、CCD)装置,激光器等。它们在物质结构分析、光通信、光计算、成像和显示技术、材料加工、医学和军事等方面的应用越来越重要。



第1章 光的电磁理论

光的电磁理论首先是由 J. C. 麦克斯韦提出的。经过多年尝试,他于 1864 年发表了较完整的理论。在麦克斯韦以前,科学家们已认识到光是横波。为了说明这种横波,以 A. J. 菲涅耳为代表的一些科学家设想光波是在一种特殊媒质——以太中传播的波,但是遇到了不可克服的困难。在光学发展的同时,电磁学有了很大发展。麦克斯韦引入位移电流,建成了电磁场方程组(常称为麦克斯韦方程组)。从这组方程出发,麦克斯韦由理论上推断出电磁波的存在,其速度与光速相同,因此,他认为光波是一种电磁波。到 1888 年, H. R. 赫兹证实了电磁波的存在,并测量了电磁波速。接着他又证实电磁波与光波一样有衍射、折射、偏振等性质,最终确立了光的电磁理论。现代光学尽管产生了许多新的领域,并且许多光学现象需要用到量子理论来解释,但是光的电磁理论仍然是阐明大多数光学现象以及掌握现代光学的一个重要基础。本章将简要叙述光的电磁理论和它对一些光学现象所作的理论分析,这些是研究光的干涉、衍射和偏振现象的基础。

1.1 光波的性质

1.1.1 麦克斯韦方程组

静电场、稳恒磁场、感应电场和位移电流的基本概念和规律可以总结为麦克斯韦方程组。从方程组出发,结合具体的条件,可以定量地研究在这些给定条件下发生的光学现象。麦克斯韦方程组有积分和微分两种形式。

1. 麦克斯韦方程组的积分形式

在大学物理的课程中,同学们已经学习了麦克斯韦方程组的积分形式,它们可以写为

$$\begin{cases} \oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = Q \\ \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \\ \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \\ \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I + \iint \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \end{cases} \quad (1-1)$$

式中, $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 分别表示电感应强度(电位移矢量)、电场强度、磁感应强度和磁场强度, 对 $d\mathbf{l}$ 和 $d\mathbf{S}$ 的积分分别表示电磁场任一闭合回路和闭合曲面上的积分。 Q 表示积分闭合曲面内包含的总自由电荷电量, I 表示积分闭合回路包围的传导电流。

第一个式子就是高斯定理, 它的物理意义是电位移矢量通过某一闭合曲面 S 的电位移通量等于该闭合曲面 S 所包围的自由电荷的总量。

第二个式子称为磁高斯定理, 它的物理意义是通过任意闭合面的磁通量为零, 即磁场是无源场。

第三个式子揭示出变化磁场与感应电场的关系, 是麦克斯韦对电磁学理论做出的杰出贡献之一。它表明变化的磁场要产生感应电场, 变化的磁场是感应电场的涡旋中心。这个式子的物理意义是感应电场沿着某一闭合回路的环流等于这个回路所包围的磁通量的变化率, 且感应电场与变化的磁场间呈左手螺旋关系。

第四个式子称为全电流定律, 它告诉我们, 磁场强度沿着某一回路的环流等于穿过以该回路为边界的任意曲面的全电流。

对于自由空间, $I=0$, $Q=0$, 麦克斯韦方程组简化为

$$\begin{cases} \oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = 0 \\ \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \\ \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \\ \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \iint \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \end{cases} \quad (1-2)$$

这组方程反映了电与磁是相互激发、相互依赖的不可分割的统一整体, 即电磁场。

2. 麦克斯韦方程组的微分形式

在实际应用中, 积分形式的麦克斯韦方程组只适合求解具有对称性分布的电磁场的场量。对于如何求解电磁场中某一给定点的场量, 积分形式的麦克斯韦方程组已经无能为力, 这时通常使用麦克斯韦方程组的微分形式。

对于方程组(1-1)中的第1式, 如果电荷是连续分布的, 则 $Q = \iiint \rho dV$, ρ 为电荷体密度, 积分区域就是闭合曲面包围的体积。所以 $\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iiint \rho dV$, 根据高等数学中的高斯定理,

$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iiint \nabla \cdot \mathbf{D} dV$, 由此可以得到

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

方程组(1-1)中的第2式与第1式类似, 也可以得到

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

根据高等数学中的斯托克斯定理, $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \iint (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{S}$, 得到

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

同样的道理,如果把 I 写为 $I = \iint j \cdot dS$, j 为传导电流密度,定义为从垂直于电场方向的单位截面上流过的电流量。由方程组(1-1)的第4式可以得到

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

这样,综合起来,微分形式的麦克斯韦方程组为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{cases} \quad (1-3)$$

1.1.2 物质方程

在麦克斯韦方程组中, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 是电磁场的基本物理量,它们代表介质中总的宏观电磁场,而 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{H}$ 是引进的两个辅助场量, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 的关系与电磁场所在介质的性质有关。对于各向同性线性介质,有

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1-4)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1-5)$$

式中, $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ 和 $\mu = \mu_r \mu_0$ 是两个标量,分别称为介电常数(或电容率)和磁导率。 ϵ_0 是真空介电常数, ϵ_r 是相对介电常数, μ_0 是真空磁导率, μ_r 是相对磁导率。在真空中, $\epsilon = \epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2$ (库²/(牛·米²)), $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{s}^2/\text{C}^2$ (牛·秒²/库²)。对于非磁性物质, $\mu \approx \mu_0$ 。

另外,在导电物质中还有电流与电场强度之间的关系,即欧姆定律的微分形式

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (1-6)$$

σ 称为电导率。式(1-4)、式(1-5)和式(1-6)叫作物质方程,它们描述的是物质在电磁场影响下的特性,在通过麦克斯韦方程组求解各个场量时,上述物质方程是必不可少的。

应当指出的是,在一般情况下,介质的光学性质具有不均匀性, ϵ 、 μ 和 σ 是空间位置的坐标函数,即应当表示成 $\epsilon(x, y, z)$ 、 $\mu(x, y, z)$ 和 $\sigma(x, y, z)$ 。若介质的光学特性是各向异性的,则 ϵ 、 μ 和 σ 应当是张量,因而物质方程应为如下形式

$$\mathbf{D} = \epsilon \cdot \mathbf{E} \quad (1-7)$$

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H} \quad (1-8)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad (1-9)$$

即 $\mathbf{D}$ 与 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}$ 与 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{j}$ 与 $\mathbf{E}$ 一般不再同向;当光强度很强时,光与介质的相互作用过程会表现出非线性光学特性,因而描述介质光学特性的量不再是常数,而应是与光场强有关系的量,例如介电常数应为 $\epsilon(\mathbf{E})$,电导率应为 $\sigma(\mathbf{E})$ 。对于均匀的各向同性介质, ϵ 、 μ 和 σ 是与空间位置和方向无关的常数;在线性光学范畴内, ϵ 、 σ 与光场强无关;透明、无耗介质中, $\sigma = 0$;非铁磁性材料的 μ_r 可视为 1。

本书中绝大部分内容涉及的都是光波在各向同性线性介质中的传播。除非特别说明(第

4 章涉及光在各向异性介质中的传播),在以后的章节中都将作为各向同性线性介质来处理。

1.1.3 电磁场的波动性

1. 电磁场的传播

由《大学物理》教材中相关的内容,或直接从麦克斯韦方程组出发,可以得到两个结论:第一,任何随时间变化的磁场在周围空间产生电场,这种电场具有涡旋性质,电场的方向由左手定则来确定;第二,任何随时间变化的电场(位移电流)在周围空间产生磁场,磁场是涡旋的,磁场的方向由右手定则决定。由此可见,电场和磁场紧密相连,其中一个变化时随即出现另一个,它们互相激发形成统一的场——电磁场。变化的电磁场可以以一定的速度向周围空间传播出去。如在空间某区域内电场有变化,那么在临近的区域就要引起随时间变化的磁场。这变化的磁场又在较远的区域引起新的变化电场,接着这新的变化电场又在更远的区域引起新的变化磁场,变化的电场和磁场交替产生,使电磁场传播到很远的区域。交变的电磁场在空间以一定的速度由近到远的传播即形成电磁波。

2. 电磁场的波动方程

从麦克斯韦方程出发,可以证明电磁场的传播具有波动性。为简单起见,我们讨论在无限大的各向同性均匀介质中的情况,这时 ϵ 是常数, μ 是常数,并且在远离辐射源的区域不存在自由电荷和传导电流($\rho=0, j=0$),因而麦克斯韦方程组(1-3)可以简化为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} = \mu\epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (1-10)$$

对第 3 式两边取旋度,并将第 4 式代入,得到

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}) = -\mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

根据场论公式

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

因为 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 所以

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-11)$$

同样,对第 4 式两边取旋度,再将第 3 式代入,得到

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-12)$$

若令

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1-13)$$

则式(1-11)和式(1-12)两式可以化为