

043 f-43
S 58

部级重点教材

高等学校
电子信息类 规划教材

物理光学与应用光学

石顺祥 张海兴 刘劲松 编著



A1004180

西安电子科技大学出版社

内 容 简 介

本书以光的电磁理论为理论基础,以物理光学和应用光学为主体内容。第1章到第4章讨论了光在各向同性介质、各向异性介质中的传播规律,光的干涉、衍射、偏振特性。突出了光学原理在光电子技术中的应用和进展,加强了光的相干性内容,介绍了傅里叶光学、近场光学和微光学的基础。第5章介绍了在光电子技术中应用非常广泛的感应双折射。第6章介绍了光的吸收、色散和散射现象。第7章到第9章介绍了几何光学基础知识和光在光学仪器中的传播和成像特性。

本书可作为光电子技术专业、电子科学与技术专业及光学工程专业本科生的专业基础课教材,也可作为有关专业师生和科技人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

物理光学与应用光学/石顺祥,张海兴,刘劲松编著. —西安:西安电子科技大学出版社,2000.7

高等学校电子信息类规划教材

ISBN 7-5606-0850-7

I. 物… II. ①石…②张…③刘… III. ①物理光学-高等学校-教材②应用光学-高等学校-教材
IV. 043

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2000)第 22554 号

责任编辑 夏大平

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)8227828

邮 编 710071

http://www.xduph.com

E-mail: xdupfxb@pub.xaonline.com

经 销 新华书店

印 刷 渭南市邮电印刷厂

版 次 2000年8月第1版 2002年6月第2次印刷

开 本 787毫米×1092毫米 1/16 印张 25.5

字 数 608千字

印 数 2001~6000册

定 价 26.00元

ISBN 7-5606-0850-7/O·0041

XDUP 1121001-2

*** 如有印装问题可调换 ***

本书封面贴有西安电子科技大学出版社的激光防伪标志,无标志者不得销售。

出版说明

为做好全国电子信息类专业“九五”教材的规划和出版工作，根据国家教委《关于“九五”期间普通高等教育教材建设与改革的意见》和《普通高等教育“九五”国家级重点教材立项、管理办法》，我们组织各有关高等学校、中等专业学校、出版社，各专业教学指导委员会，在总结前四轮规划教材编审、出版工作的基础上，根据当代电子信息科学技术的发展和面向 21 世纪教学内容和课程体系改革的要求，编制了《1996—2000 年全国电子信息类专业教材编审出版规划》。

本轮规划教材是由个人申报，经各学校、出版社推荐，由各专业教学指导委员会评选，并由我们与各专指委、出版社协商后审核确定的。本轮规划教材的编制，注意了将教学改革力度较大、有创新精神、有特色风格的教材和质量较高、教学适用性较好、需要修订的教材以及教学急需、尚无正式教材的选题优先列于规划。在重点规划本科、专科和中专教材的同时，选择了一批对学科发展具有重要意义，反映学科前沿的选修课、研究生课教材列入规划，以适应高层次专门人才培养的需要。

限于我们的水平和经验，这批教材的编审、出版工作还可能存在不少缺点和不足，希望使用教材的学校、教师、学生和其他广大读者积极提出批评和建议，以不断提高教材的编写、出版质量，共同为电子信息类专业教材建设服务。

电子工业部教材办公室

前 言

本书系按(原)电子工业部制定的《1996~2000年全国电子信息类专业教材编审出版规划》，由全国高校光电子技术专业教学指导委员会评审、确定出版的中标规划教材。责任编辑是西安电子科技大学安毓英教授，天津大学李昱教授担任主审。

本书是为光电子技术专业、电子科学与技术专业及光学工程专业等本科生的专业基础课“物理光学与应用光学”编写的教材，教学时数72学时。根据全国高校光电子技术专业教学指导委员会确定的编写大纲，本书以光的电磁理论为理论基础，以物理光学和应用光学为主体内容，着重讲授光在各向同性介质、各向异性介质中的传播规律，光的干涉、衍射、偏振特性，光的吸收、色散、散射现象，以及几何光学基础知识和光在光学仪器中的传播、成像特性。在编写内容上，既注意保持光学学科的理论完整性，又突出了它在光电子技术中的特色。考虑到激光技术的发展，光在实际应用中的要求，加强了有关光的相干性的内容，特别注意了光学原理在光电子技术中的应用，并尽量反映最新科技成果，介绍了傅里叶光学、近场光学、微光学及与激光技术相关的基础知识。由于“物理光学与应用光学”课程是在“普通物理”课和“电磁场理论”课的基础上开设的，所以在遇到一些重复内容时，本书只引用其主要结论，给出必要的说明，以方便阅读和保持整体内容的连续性。本书在内容选取和编写上，特别注意适合于学生自学的需求，每一章都选编了部分例题和习题，并在最后给出了参考答案。

本书由石顺祥编写第1、2、4、5、6章和第3章部分内容，张海兴编写第7、8、9章，刘劲松编写第3章，并由石顺祥统编全稿。本书在编写过程中，得到了全国高校光电子技术专业教学指导委员会的关心和指导，也得到了西安电子科技大学激光教研室老师的热情帮助，责任编辑安毓英教授和主审李昱教授为书稿提出了许多宝贵的意见，在此谨向他们表示诚挚的感谢。

由于编者水平有限，书中难免存在一些缺点和错误，殷切期望广大读者批评指正。

编 者

1999年9月

目 录

绪论	1	2.5 光的相干性	99
第 1 章 光在各向同性介质中的 传输特性	3	2.5.1 光的相干性	99
1.1 光波的特性	3	2.5.2 相干性的定量描述	104
1.1.1 光波与电磁波 麦克斯韦 电磁方程	3	2.5.3 激光的相干性	108
1.1.2 几种特殊形式的光波	7	2.5.4 干涉的定域性	110
1.1.3 光波场的时域频率谱	14	例题	113
1.1.4 相速度和群速度	17	习题	117
1.1.5 光波场的空间频率 与空间频率谱	19	第 3 章 光的衍射	123
1.1.6 光波的横波性、偏振态 及其表示	22	3.1 衍射的基本理论	123
1.2 光波在各向同性介质界面上 的反射和折射	27	3.1.1 光的衍射现象	123
1.2.1 反射定律和折射定律	27	3.1.2 惠更斯—菲涅耳原理	124
1.2.2 菲涅耳公式	28	3.1.3 基尔霍夫衍射公式	125
1.2.3 反射率和透射率	30	3.2 夫朗和费衍射	130
1.2.4 反射和折射的相位特性	32	3.2.1 夫朗和费衍射装置	130
1.2.5 反射和折射的偏振特性	35	3.2.2 夫朗和费矩形孔和圆孔衍射	131
1.2.6 全反射	38	3.2.3 夫朗和费单缝和多缝衍射	139
1.3 光波在金属表面上的反射和折射	41	3.2.4 巴俾涅原理(Babinet)	145
例题	46	3.3 菲涅耳衍射	146
习题	52	3.3.1 菲涅耳圆孔衍射 ——菲涅耳波带法	146
第 2 章 光的干涉	56	3.3.2 菲涅耳直边衍射 ——振幅矢量加法	151
2.1 双光束干涉	56	3.4 衍射的应用	155
2.1.1 产生干涉的基本条件	56	3.4.1 衍射光栅——光谱仪	155
2.1.2 双光束干涉	59	3.4.2 波导光栅	161
2.2 平行平板的多光束干涉	67	3.4.3 全息光栅	164
2.3 光学薄膜	72	3.4.4 波带片	166
2.4 典型干涉仪及其应用	82	3.4.5 微光学透镜	169
2.4.1 迈克尔逊干涉仪	82	3.5 傅里叶光学基础	171
2.4.2 马赫—泽德干涉仪	85	3.5.1 薄透镜对衍射的影响	171
2.4.3 法布里—珀罗干涉仪	86	3.5.2 光学傅里叶变换	173
2.4.4 干涉滤光片	91	3.5.3 傅里叶变换定理的光学模拟	176
2.4.5 薄膜波导	95	3.6 近场光学简介	180
		例题	183
		习题	187

第 4 章 光在各向异性介质中的传输特性	192	第 6 章 光的吸收、色散和散射	276
4.1 晶体的光学各向异性	192	6.1 光与介质相互作用的经典理论	276
4.1.1 张量的基础知识	192	6.2 光的吸收	278
4.1.2 晶体的介电张量	194	6.2.1 光吸收定律	279
4.2 理想单色平面光波在晶体中的传播	195	6.2.2 吸收光谱	280
4.2.1 光在晶体中传播的解析法描述	195	6.3 光的色散	282
4.2.2 光在晶体中传播的几何法描述	205	6.3.1 色散率	283
4.3 平面光波在晶体界面上的反射和折射	217	6.3.2 正常色散与反常色散	283
4.3.1 光在晶体界面上的双反射和双折射	217	6.4 光的散射	286
4.3.2 光在晶体界面上反射和折射方向的几何作图法描述	218	6.4.1 光的散射现象	286
4.4 晶体光学元件	222	6.4.2 瑞利散射	286
4.4.1 偏振器	222	6.4.3 米氏散射	289
4.4.2 波片和补偿器	226	6.4.4 分子散射	289
4.5 晶体的偏光干涉	230	6.4.5 喇曼散射	290
4.5.1 平行光的偏光干涉	230	例题	292
4.5.2 会聚光的偏光干涉	234	习题	293
例题	239	第 7 章 几何光学基础	295
习题	243	7.1 几何光学的基本定律	295
第 5 章 晶体的感应双折射	245	7.1.1 波面、光线和光束	295
5.1 电光效应	245	7.1.2 几何光学的基本定律	296
5.1.1 电光效应的描述	245	7.1.3 全反射现象	297
5.1.2 晶体的线性电光效应	246	7.1.4 费马原理	297
5.1.3 晶体的二次电光效应	257	7.1.5 物像的基本概念	300
5.1.4 晶体电光效应的应用举例	259	7.1.6 单个折射球面的折射	301
5.2 声光效应	262	7.2 单个折射球面近轴区成像	305
5.2.1 弹光效应和弹光系数	262	7.2.1 物像公式	305
5.2.2 声光衍射	264	7.2.2 高斯公式和牛顿公式	306
5.3 法拉第效应	268	7.2.3 光焦度	307
5.3.1 晶体的旋光效应	268	7.2.4 垂直放大率 β	307
5.3.2 法拉第效应(Faraday)	271	7.2.5 轴向放大率 α	308
例题	272	7.2.6 角放大率 γ	309
习题	274	7.2.7 拉亥不变量 J	309
		7.3 共轴球面系统	309
		7.3.1 转面(过渡)公式	309
		7.3.2 拉亥公式	311
		7.3.3 放大率公式	311
		7.4 球面反射镜	312
		7.5 平面镜、棱镜系统	313
		7.5.1 平面反射镜	313
		7.5.2 平面折射	316
		7.5.3 反射棱镜	318
		7.5.4 折射棱镜	321

7.5.5 光楔	322
例题	323
习题	327
第 8 章 理想光学系统	328
8.1 理想光学系统的 基本特性、基点和基面	328
8.1.1 理想光学系统的基本特性	328
8.1.2 理想光学系统的基点和基面	329
8.2 理想光学系统的物像关系	330
8.2.1 图解法求像	330
8.2.2 解析法求像	331
8.3 节点和节平面	334
8.4 理想光学系统的组合	335
8.4.1 双光组组合	335
8.4.2 多光组组合	338
8.4.3 光组组合形式讨论	340
8.5 透镜	341
8.5.1 单个折射球面的基点、基面	341
8.5.2 透镜	342
8.5.3 薄透镜和薄透镜组	345
8.6 光学系统中的光束限制	348
8.6.1 光阑及其作用	348
8.6.2 孔径光阑、入射光瞳 和出射光瞳	348
8.6.3 视场光阑、入射窗和出射窗	351
8.6.4 光学系统的景深	353
8.6.5 远心光路	357
8.7 像差概念	359
8.7.1 轴上点球差	359
8.7.2 慧差	360
8.7.3 像散	361
8.7.4 像面弯曲	362
8.7.5 畸变	363

8.7.6 轴向色差	363
8.7.7 倍率色差	364
例题	364
习题	367

第 9 章 光学仪器的基本原理	369
9.1 眼睛	369
9.1.1 眼睛的构造	369
9.1.2 眼睛的调节和适应	370
9.1.3 眼睛的缺陷和校正	371
9.1.4 眼睛的分辨率	372
9.2 放大镜	372
9.2.1 放大镜的放大率	372
9.2.2 放大镜的光束限制和视场	373
9.3 显微镜	374
9.3.1 显微镜的成像原理	374
9.3.2 显微镜的分辨率	376
9.3.3 显微镜的物镜	377
9.3.4 显微镜中的光束限制	378
9.4 望远镜	379
9.4.1 望远镜的一般特性	379
9.4.2 伽利略望远镜和开普勒望远镜	381
9.4.3 望远物镜	382
9.4.4 内调焦望远系统	383
9.4.5 目镜	384
9.5 望远系统外形尺寸的计算	387
9.6 双反射式望远物镜	388
9.6.1 卡塞格伦系统	388
9.6.2 格里高利系统	388
9.6.3 遮拦比和有效 F 数	389
9.6.4 双反射系统的近轴光学计算	389
习题	391
习题参考答案	392
主要参考书目	398

绪 论

光是我们最熟悉的现象之一。我们的周围是一个充满着光明的世界，没有光，人类就无法生存。那么，光是什么？光的本质是什么？这个问题很早就引起了人们的关注，并且为此已争论了若干个世纪。

早在我国春秋战国时期的墨翟及其弟子所著的《墨经》中，就已经记载了光的直线传播特性以及光在镜面上的反射现象。比《墨经》晚一百多年，古希腊数学家欧几里德(Euclid)所著的《光学》中，也研究了平面镜成像问题。经过漫长的光学发展时期，到了公元 17 世纪下半叶，对光的认识有两派针锋相对的观点：一派是以牛顿(Newton)为首的微粒说，另一派是以惠更斯(Huygens)为首的波动说。微粒说认为，光是由光源飞出来的微粒流。这种观点可以解释光的直线传播性质，光的反射定律和折射定律，并预言光在密度大的介质中的速度大于光在密度疏的介质中的传播速度。波动说则认为，光是类似于水波、声波在“以太”中传播的弹性波。这种观点成功地解释了光的反射定律、折射定律，以及光在方解石中的双折射现象，并且认为光在密度较密的介质中的速度小于光在密度较疏的介质中的传播速度。对于这两种截然不同的观点，由于受当时生产水平所限，同时由于牛顿已经具有很高的权威，因而从 17 世纪到整个 18 世纪，微粒说占了主导地位。

到了 19 世纪，人们进行了几个重要的实验：双缝干涉实验，光的衍射实验，测量光在水中传播速度的实验，并得到了光在水中的传播速度小于光在空气中的速度的结论。这些实验结果动摇了牛顿微粒说的基础，人们想起了惠更斯的波动说。但是，这种“弹性以太”理论也不能说明光的本质。19 世纪中叶，麦克斯韦(Maxwell)在前人研究的基础上，建立了电磁理论，预言了电磁波的存在，特别是指出光也是一种电磁波。在 80 年代，赫兹(Hertz)用实验证实了电磁波的存在，并测定了电磁波的速度恰好等于光的速度。尽管这时关于“以太”的问题尚未解决，但麦克斯韦理论已为光波特性的研究奠定了理论基础。后来，迈克尔逊(Michelson)实验否定了“以太”的存在，也就否定了弹性波性质的波动说，更加确立了光的电磁理论学说。

随着科学技术的发展，特别是黑体辐射能量按波长分布的规律和光电效应的发现，光的微粒说向波动说提出了新的挑战。于是，光的波动说与微粒说又在一个新的层次上展开了争论。

20 世纪初，由于爱因斯坦(Einstein)量子理论的提出和发展，人们对光的认识更加深化。由光的干涉、衍射和偏振等现象所证实的光的波动性，以及由黑体辐射、光电效应及康普顿(Compton)效应所证实的光的量子性——粒子性，都客观地反映了光的特性，光实际上具有波粒二重性。这两种看起来完全不同的属性的统一，实际上是一切微观粒子的共同特性，这个观点使人们对光的本质有了更深刻的认识。并且，正是在这个理论的推动下，60 年代激光问世，一度沉寂的光学又焕发了青春，开始了一个新的发展时期，出现并发展了许多新兴光学学科，例如傅里叶光学、薄膜光学、集成光学、纤维光学、全息光学、非线性光学、统计光学，以及近场光学和衍射光学，等等。应当指出的是，人们对光的本性的认

识还远远没有完结，对光的本性、传播规律及光与物质相互作用的研究，仍然是一个不断探索、不断深入的研究课题。

光学是人们研究光的本性，光的产生、传播、接收，以及光与物质相互作用的科学。通常认为，基础光学由物理光学和几何光学两大部分组成，物理光学研究的是光物质的基本属性、传播规律和光物质与其它物质之间的相互作用。物理光学包含有波动光学和量子光学两部分内容，前者研究光的波动性，后者研究光的量子性。几何光学则是采用光的直线传播概念，研究光传播的基本规律和光通过光学系统成像的原理及应用，并不涉及光的波动性质。通常将利用光的直线传播概念，研究光在光学仪器中的传播和成像特性的内容称作应用光学。

根据全国高校光电子技术专业教学指导委员会的要求，本书仅限于讨论波动光学和应用光学的内容。

第 1 章 光在各向同性介质中的传输特性

19 世纪 60 年代, 麦克斯韦建立了经典电磁理论, 并把光学现象和电磁现象联系起来, 指出光也是一种电磁波, 是光频范围内的电磁波, 从而产生了光的电磁理论。光的电磁理论是描述光学现象的基本理论。

这一章基于光的电磁理论, 简单地综述光波的基本特性, 着重讨论光在各向同性介质中的传输特性, 光在介质界面上的反射和折射特性。这些内容是全书的基础。

1.1 光波的特性

1.1.1 光波与电磁波 麦克斯韦电磁方程

1. 电磁波谱

自从 19 世纪人们证实了光是一种电磁波后, 又经过大量的实验, 进一步证实了 X 射线、 γ 射线也都是电磁波。它们的电磁特性相同, 只是频率(或波长)不同而已。如果按其频率(或波长)的次序排列成谱, 则称为电磁波谱, 如图 1-1 所示。通常所说的光学区域(或光学频谱)包括红外线、可见光和紫外线。由于光的频率极高($10^{12} \sim 10^{16}$ Hz), 数值很大, 使用起来很不方便, 所以采用波长表征, 光谱区域的波长范围约从 1 mm 到 10 nm。人们习惯上将红外线、可见光和紫外线又细分为:

红外线(1 mm~0.76 μm)	{	远红外	1 mm~20 μm
		中红外	20 μm ~1.5 μm
		近红外	1.5 μm ~0.76 μm
可见光(760 nm~380 nm)	{	红 色	760 nm~650 nm
		橙 色	650 nm~590 nm
		黄 色	590 nm~570 nm
		绿 色	570 nm~490 nm
		青 色	490 nm~460 nm
		蓝 色	460 nm~430 nm
		紫 色	430 nm~380 nm
紫外线(400 nm~10 nm)	{	近紫外	380 nm~300 nm
		中紫外	300 nm~200 nm
		真空紫外	200 nm~10 nm

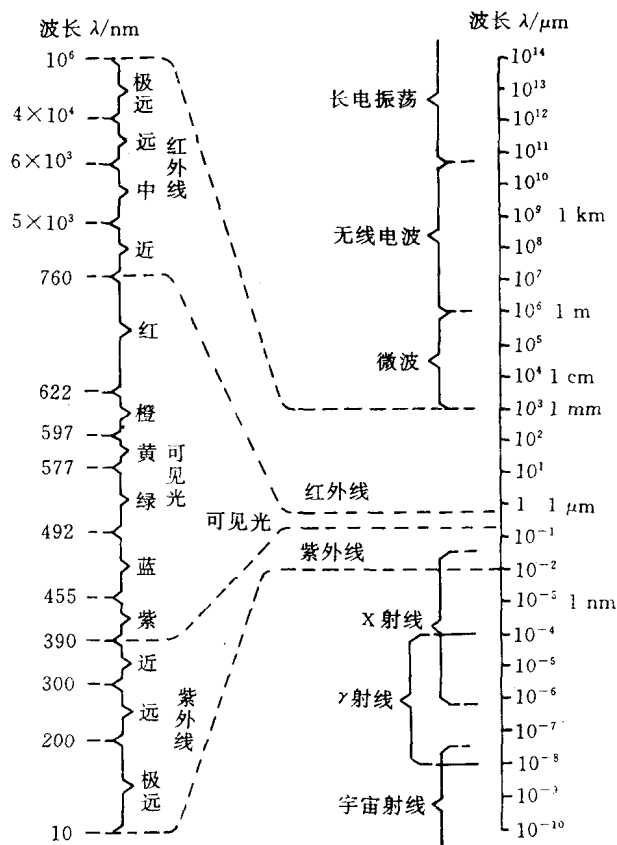


图 1-1 电磁波谱

2. 麦克斯韦电磁方程

根据光的电磁理论, 光波具有电磁波的所有性质, 这些性质都可以从电磁场的基本方程——麦克斯韦方程组推导出来。从麦克斯韦方程组出发, 结合具体的边界条件及初始条件, 可以定量地研究光的各种传输特性。

麦克斯韦方程组的微分形式为

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

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-4)$$

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、磁场强度; ρ 是自由电荷体密度; \mathbf{J} 是传导电流密度。这种微分形式的方程组将空间任一点的电、磁场量联系在一起, 可以确定空间任一点的电、磁场。

3. 物质方程

光波在各种介质中的传播过程实际上就是光与介质相互作用的过程。因此, 在运用麦

克斯韦方程组处理光的传播特性时, 必须考虑介质的属性, 以及介质对电磁场量的影响。描述介质特性对电磁场量影响的方程, 即是物质方程:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1-5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1-6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1-7)$$

式中, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ 为介电常数, 描述介质的电学性质, ϵ_0 是真空中介电常数, ϵ_r 是相对介电常数; $\mu = \mu_0 \mu_r$ 为介质磁导率, 描述介质的磁学性质, μ_0 是真空中磁导率, μ_r 是相对磁导率; σ 为电导率, 描述介质的导电特性。

应当指出的是, 在一般情况下, 介质的光学特性具有不均匀性, ϵ 、 μ 和 σ 应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:

$$\mathbf{D} = \overset{\rceil}{\epsilon} \cdot \mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \overset{\rceil}{\mu} \cdot \mathbf{H}$$

$$\mathbf{J} = \overset{\rceil}{\sigma} \cdot \mathbf{E}$$

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 可视为 1。

本书前三章, 限定讨论均匀、各向同性的非铁磁性介质; 第 4、5 章, 讨论光在各向异性介质中的传播规律; 至于非线性光学内容, 将在非线性光学课程中讨论。

4. 波动方程

麦克斯韦方程组描述了电磁现象的变化规律, 指出任何随时间变化的电场, 将在周围空间产生变化的磁场, 任何随时间变化的磁场, 将在周围空间产生变化的电场, 变化的电场和磁场之间相互联系, 相互激发, 并且以一定速度向周围空间传播。因此, 交变电磁场就是在空间以一定速度由近及远传播的电磁波, 应当满足描述这种波传播规律的波动方程。

下面, 我们从麦克斯韦方程组出发, 推导出电磁波的波动方程, 限定介质为各向同性的均匀介质, 仅讨论远离辐射源、不存在自由电荷和传导电流的区域。此时, 麦克斯韦方程组简化为

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (1-8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-11)$$

对(1-10)式两边取旋度, 并将(1-11)式代入, 可得

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

利用矢量微分恒等式

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

并考虑到(1-8)式, 可得

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

同理可得

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0$$

若令

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (1-12)$$

可将以上两式变化为

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-13)$$

此即为交变电场所满足的典型的波动方程, 它说明了交变电场和磁场是以速度 v 传播的电磁波动。由此可得光电磁波在真空中的传播速度为

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 2.997\,92 \times 10^8 \text{ m/s}$$

根据我国的国家标准 GB3102.6-82, 真空中的光速为

$$c = (2.997\,934\,58 \pm 0.000\,000\,012) \times 10^8 \text{ m/s}$$

为表征光在介质中传播的快慢, 引入光折射率:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$$

除铁磁性介质外, 大多数介质的磁性都很弱, 可以认为 $\mu_r \approx 1$ 。因此, 折射率可表示为

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (1-14)$$

此式称为麦克斯韦关系。对于一般介质, ϵ_r 或 n 都是频率的函数, 具体的函数关系取决于介质的结构。

5. 光电磁场的能流密度

电磁场是一种特殊形式的物质, 既然是物质, 就必然有能量。此外, 因光电磁场是一种以速度 v 传播的电磁波, 所以它所具有的能量也一定向外传播。为了描述电磁能量的传播, 引入能流密度——玻印亭(Poynting)矢量 \mathbf{S} , 它定义为

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1-15)$$

表示单位时间内, 通过垂直于传播方向上的单位面积的能量。

对于一种沿 z 方向传播的平面光波, 光场表示式为

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_x E_0 \cos(\omega t - kz)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{h}_y H_0 \cos(\omega t - kz)$$

式中的 \mathbf{e}_x 、 \mathbf{h}_y 是电场、磁场振动方向上的单位矢量, 其能流密度 \mathbf{S} 为

$$\mathbf{S} = s_z E_n H_0 \cos^2(\omega t - kz)$$

式中, s_z 是能流密度方向上的单位矢量。因为由(1-10)式有 $\sqrt{\epsilon} E_0 = \sqrt{\mu} H_0$, 所以 \mathbf{S} 可写为

$$\mathbf{S} = s_z \frac{n}{\mu_0 c} E_0^2 \cos^2(\omega t - kz) \quad (1-16)$$

该式表明, 这个平面光波的能量沿 z 方向以波动形式传播。由于光的频率很高, 例如可见光为 10^{14} 量级, 所以 \mathbf{S} 的大小 S 随时间的变化很快。而目前光探测器的响应时间都较慢, 例如响应最快的光电二极管仅为 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ 秒, 远远跟不上光能量的瞬时变化, 只能给出 S 的平均值。所以, 在实际上都利用能流密度的时间平均值 $\langle S \rangle$ 表征光电磁场的能量传播, 并称 $\langle S \rangle$ 为光强, 以 I 表示。假设光探测器的响应时间为 T , 则

$$\langle S \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T S dt$$

将(1-16)式代入, 进行积分可得

$$I = \langle S \rangle = \frac{1}{2} \frac{n}{\mu_0 c} E_0^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} E_0^2 = \alpha E_0^2 \quad (1-17)$$

式中, $\alpha = n/(2\mu_0 c) = \sqrt{\epsilon/\mu_0}/2$ 是比例系数。由此可见, 在同一种介质中, 光强与电场强度振幅的平方成正比。一旦通过测量知道了光强, 便可计算出光波电场的振幅 E_0 。例如, 一束 $1 \times 10^5 \text{ W}$ 的激光, 用透镜聚焦到 $1 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ 的面积上, 则在透镜焦平面上的光强度约为

$$I = \frac{10^5}{10^{-10}} = 10^{15} \text{ W/m}^2$$

相应的光电场强度振幅为

$$E_0 = \left(\frac{2\mu_0 c I}{n} \right)^{1/2} = 0.87 \times 10^9 \text{ V/m}$$

这样强的电场, 能够产生极高的温度, 足以将目标烧毁。

应当指出, 在有些应用场合, 由于只考虑某一种介质中的光强, 只关心光强的相对值, 因而往往省略比例系数, 把光强写成

$$I = \langle E^2 \rangle = E_0^2$$

如果考虑的是不同介质中的光强, 比例系数不能省略。

1.1.2 几种特殊形式的光波

上节得到的交变电场 \mathbf{E} 和交变磁场 \mathbf{H} 所满足的波动方程, 可以表示为如下的一般形式:

$$\nabla^2 f - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \quad (1-18)$$

这是一个二阶偏微分方程, 根据边界条件的不同, 解的具体形式也不同, 例如, 可以是平面光波、球面光波、柱面光波或高斯光束。

1. 平面光波

首先说明, 光波中包含有电场矢量和磁场矢量, 从波的传播特性来看, 它们处于同样

的地位,但是从光与介质的相互作用来看,其作用不同。在通常应用的情况下,磁场的作用远比电场弱,甚至不起作用。例如,实验证明,使照相底片感光的是电场,不是磁场;对人视网膜起作用的也是电场,不是磁场。因此,通常把光波中的电场矢量 E 称为光矢量,把电场 E 的振动称为光振动,在讨论光的波动特性时,只考虑电场矢量 E 即可。

1) 波动方程的平面光波解

在直角坐标系中,拉普拉斯算符的表示式为

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

为简单起见,假设 f 不含 x 、 y 变量,则波动方程为

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \quad (1-19)$$

为了求解波动方程,先将其改写为

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) f = 0$$

令

$$p = z - vt$$

$$q = z + vt$$

可以证明

$$\frac{\partial}{\partial p} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial q} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right)$$

因而,上面的方程变为

$$\frac{\partial^2 f}{\partial p \partial q} = 0$$

求解该方程, f 可表示为

$$f = f_1(p) + f_2(q) = f_1(z - vt) + f_2(z + vt) \quad (1-20)$$

对于式中的 $f_1(z - vt)$, $(z - vt)$ 为常数的点都处于相同的振动状态。如图 1-2(a) 所示, $t=0$ 时的波形为 I, $t=t_1$ 时的波形 II 相对于波形 I 平移了 vt_1 , ……。由此可见, $f_1(z - vt)$ 表示的是沿 z 方向、以速度 v 传播的波。类似地,分析可知 $f_2(z + vt)$ 表示的是沿 $-z$ 方向、以速度 v 传播的波。将某一时刻振动相位相同的点连结起来,所组成的曲面叫波阵面。由于此时的波阵面是垂直于传播方向 z 的平面(图 1-2(b)),所以 f_1 和 f_2 是平面光

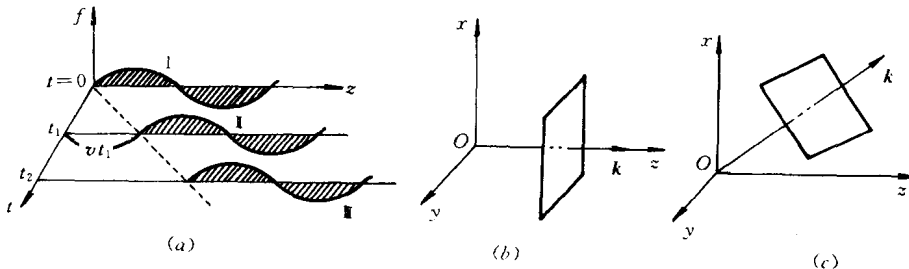


图 1-2 平面波图示

波, (1-20)式是平面光波情况下波动方程的一般解。在一般情况下, 沿任一方向 k 、以速度 v 传播的平面波, 如图 1-2(c)所示。

2) 单色平面光波

(1) 单色平面光波的三角函数表示 (1-20)式是波动方程在平面光波情况下的一般解形式, 根据具体条件的不同, 可以采取不同的具体函数表示。最简单、最普遍采用的是三角函数形式, 即

$$f = A \cos(\omega t - kz) + B \sin(\omega t + kz)$$

若只计沿 $+z$ 方向传播的平面光波, 其电场表示式为

$$\begin{aligned} E &= eE_0 \cos(\omega t - kz) = eE_0 \cos\left[\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right] \\ &= eE_0 \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right)\right] \end{aligned} \quad (1-21)$$

这就是我们非常熟悉的平面简谐光波的三角函数表示式。式中, e 是 E 振动方向上的单位矢量。

(1-21)式表示的平面简谐光波是一个单色平面光波。所谓单色, 即指单频。一个单色平面光波是一个在时间上无限延续, 空间上无限延伸的光波动, 在时间、空间中均具有周期性。其时间周期性用周期(T)、频率(ν)、圆频率(ω)表征, 而由(1-21)式形式的对称性, 其空间周期性可用 λ 、 $1/\lambda$ 、 k 表征, 并分别可以称为空间周期、空间频率和空间圆频率。单色平面光波的时间周期性与空间周期性密切相关, 并由 $\nu = v/\lambda$ 相联系。

(2) 单色平面光波的复数表示 为便于运算, 经常把平面简谐光波的波函数写成复数形式。例如, 可以将沿 z 方向传播的平面光波写成

$$E = E_0 e^{-i(\omega t - kz)} \quad (1-22)$$

采用这种形式, 就可以用简单的指数运算代替比较繁杂的三角函数运算。例如, 在光学应用中, 经常因为要确定光强而求振幅的平方 E_0^2 , 对此, 只需将复数形式的场乘以它的共轭复数即可,

$$E \cdot E^* = E_0 e^{-i(\omega t - kz)} \cdot E_0 e^{i(\omega t - kz)} = E_0^2$$

应强调的是, 任意描述真实存在的物理量的参量都应当是实数, 在这里采用复数形式只是数学上运算方便的需要。由于对(1-22)式取实部即为(1-21)式所示的函数, 所以, 对复数形式的量进行线性运算, 只有取实部后才有物理意义, 才能与利用三角函数形式进行同样运算得到相同的结果。此外, 由于对复数函数 $\exp[-i(\omega t - kz)]$ 与 $\exp[i(\omega t - kz)]$ 两种形式取实部得到相同的函数, 所以对于平面简谐光波, 采用 $\exp[-i(\omega t - kz)]$ 和 $\exp[i(\omega t - kz)]$ 两种形式完全等效。因此, 在不同的文献书籍中, 根据作者的习惯不同, 可以采取其中任意一种形式。

对于平面简谐光波的复数表示式, 可以将时间相位因子与空间相位因子分开来写:

$$E = E_0 e^{ikz} e^{-i\omega t} = \tilde{E} e^{-i\omega t} \quad (1-23)$$

式中

$$\tilde{E} = E_0 e^{ikz} \quad (1-24)$$

称为复振幅。若考虑场强的初相位, 复振幅为

$$\tilde{E} = E_0 e^{i(kz - \varphi_0)} \quad (1-25)$$

复振幅表示场振动的振幅和相位随空间的变化。在许多应用中，由于 $\exp(-i\omega t)$ 因子在空间各处都相同，所以只考察场振动的空间分布时，可将其略去不计，仅讨论复振幅的变化。

进一步，若平面简谐光波沿着任一波矢 \mathbf{k} 方向传播，则其三角函数形式和复数形式表示式分别为

$$\mathbf{E} = E_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0) \quad (1-26)$$

和

$$\mathbf{E} = E_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0)} \quad (1-27)$$

相应的复振幅为

$$\tilde{E} = E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \varphi_0)} \quad (1-28)$$

在信息光学中，经常遇到相位共轭光波的概念。所谓相位共轭光波，是指两列同频率的光波，它们的复振幅之间是复数共轭的关系。

假设有一个平面光波的波矢量 \mathbf{k} 平行于 xOz 平面(图 1-3)，在 $z=0$ 平面上的复振幅为

$$\tilde{E} = E_0 e^{-i\varphi_0} e^{ikr \sin \gamma} \quad (1-29)$$

式中的 γ 为 \mathbf{k} 与 z 轴的夹角，则相应的相位共轭光波复振幅为

$$\tilde{E}^* = E_0 e^{i\varphi_0} e^{-ikr \sin \gamma} = E_0 e^{i\varphi_0} e^{ikr \sin(-\gamma)} \quad (1-30)$$

该式表明，此相位共轭光波是与 \tilde{E} 波来自同一侧的平面光波，其波矢量平行于 xOz 平面、与 z 轴夹角为 $-\gamma$ 。如果对照(1-30)式，把(1-28)式的复数共轭写成

$$\tilde{E}^* = E e^{i\varphi_0} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (1-31)$$

则这个沿 $-\mathbf{k}$ 方向，即与 \tilde{E} 波反向传播的平面光波也是其相位共轭光波。不过，一般情况下不讨论它。

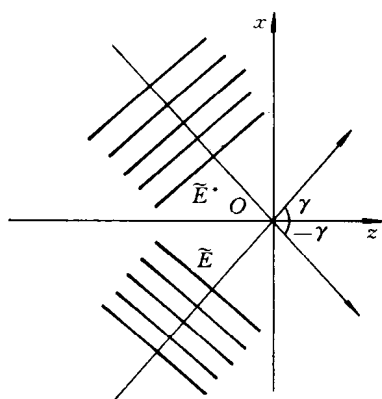


图 1-3 平面波及其相位共轭波

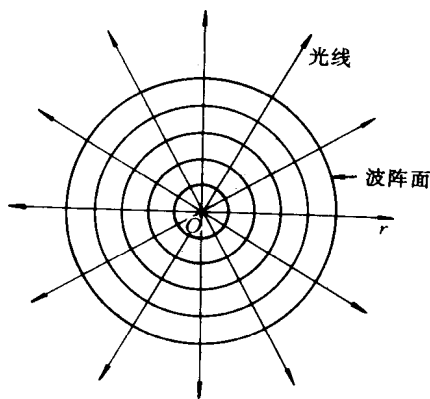


图 1-4 球面光波示意图

2. 球面光波

一个各向同性的点光源，它向外发射的光波是球面光波，等相位面是以点光源为中心、随着距离的增大而逐渐扩展的同心球面，如图 1-4 所示。

球面光波所满足的波动方程仍然是(1-18)式，只是由于球面光波的球对称性，其波动方程仅与 r 有关，与坐标 θ 、 φ 无关，所以球面光波的振幅只随距离 r 变化。若忽略场的