

21 世纪高等院校教材
普通物理教程之四

光 学

吴 强 编 著

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书以“光是什么”为主线,以“ λ ”判据对光学现象进行分类,分别介绍了光的波动性、电磁性、量子性和非线性.全书注重物理思想的阐述,注重基本概念、基本原理和基本方法的介绍;叙述力求逻辑严谨、深入浅出.

为了加强普通物理学与近代科学的有机联系,本书还在基础理论层次上略作延伸;在光的干涉部分介绍了光学薄膜,在光的衍射部分介绍了傅里叶光学、全息术及其应用,在光的电磁性部分介绍了扫描隧道光学显微镜,在光的量子性部分介绍了激光知识、多普勒冷却与原子陷阱技术,这些介绍为本书增添了现代气息.

本书适用于大专院校非物理类专业,也可作为理工院校、师范院校光学专业的教材或参考书,对课时少的专业,带*的章节可以略去不讲,并不会影响光学知识的完整性.

图书在版编目(CIP)数据

光学/吴强编著. —北京:科学出版社, 2006

21世纪高等院校教材·普通物理教程之四

ISBN 7-03-015691-9

I. 光… II. 吴… III. 光学-高等学校-教材 IV. O43

中国版本图书馆CIP数据核字(2005)第062615号

责任编辑:昌 盛 王日臣 / 责任校对:张怡君

责任印制:安春生 / 封面设计:陈 敬

科学出版社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

双青印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2006年1月第一版 开本:B5(720×1000)

2006年6月第二次印刷 印张:18

印数:4 001—6 000 字数:339 000

定价:23.00元

(如有印装质量问题,我社负责调换(环伟))

前 言

本书由中国科学技术大学编写的《基础物理教程之四：光学》改编而成。编者采用本校郭光灿院士的提议，全书以“光是什么”为主线，以“ $h\nu$ ”判据对光学现象进行分类，分别介绍了光的波动性、电磁性、量子性和非线性。全书注重物理思想的阐述，注重基本概念、基本原理和基本方法的介绍；叙述力求逻辑严谨，深入浅出。为了理论上更严谨，在讲述双折射时增加了双折射的电磁理论解释；为了强调光的波粒二象性，全书增加了量子光学部分的分量。同时编者也十分注意在基础理论层次上略作延伸，为现代科技提供窗口和接口，以加强普通物理学与近代科学的有机联系。因此本书在光的干涉部分介绍了光学薄膜，在衍射部分介绍了傅里叶光学、全息术及其应用，在光的电磁性部分介绍了扫描隧道光学显微镜，在量子光学部分介绍了激光知识、多普勒冷却与原子陷阱技术以及非线性光学。这些介绍为本书增添了现代气息。

本书对几何光学的内容不作详述，只对几何光学的基本定律及费马原理作一个简单的概括和论述，而着重讨论物理光学的内容。第二至第五章主要讲波动光学，第六章开始主要介绍光的量子性。光的波动性主要表现在光的干涉和光的衍射两方面，本书中分两章讲述。

考虑到非物理类专业多没有相关的后继课程，本书内容在深度和广度上具有丰富的层次，这样即可以因材施教，扩充学生的知识面，又层次分明不失重点。对于课时少的专业可以将带“*”号的章节略去不讲，也不会影响光学知识的完整性。

本书适用于大专院校非物理类专业，也可作为理工科院校、师范院校光学专业的教材或参考书。

吴 强

序

今年是世界物理年.中国科学技术大学的几位教授编写的这套普通物理教材即将与读者见面,是对物理年的一份厚礼.

物理学是整个近代科学技术的基础,它是培养和提高学生科学素质、创新思维方法和科学研究能力的重要基础课.中国科学技术大学创办几十年来,培养出了大批的优秀人才,他们基础厚实、思维活跃、具有开拓精神、后劲足,受到了国内外用人单位的称赞.科大办学的成功经验之一就是科大自创办以来一直十分重视数学、物理等基础课教学.几十年来科大积累了丰富的基础课教学经验,编写这一套普通物理教材的几位教授他们都已在科大执教几十年,他们一边从事教学,一边从事科研,这一套教材是他们几十年教学成果的结晶.在这套书中作者较好地处理了下面几个关系:

一、较好地处理了经典物理和近代物理的关系.在书中他们强调经典物理的基本理论和基本规律的系统性和完整性,但尽量砍去枝蔓、压缩篇幅,同时对内容结合紧密又较易延伸的有关近代物理内容增加了有关章节和段落.

二、较好地处理了理论联系实际的关系.在保持物理学基本规律和基本理论的系统性的同时,在选择例题和习题时,作为基本原理和基本规律的应用,尽可能联系实际,特别是增加与近代高技术相联系的内容.

三、较好地处理物理和数学的关系.作为普通物理,他们既重视了物理图像、物理概念的阐述,同时也具有一定的数学深度,以提高学生解决实际问题的能力.

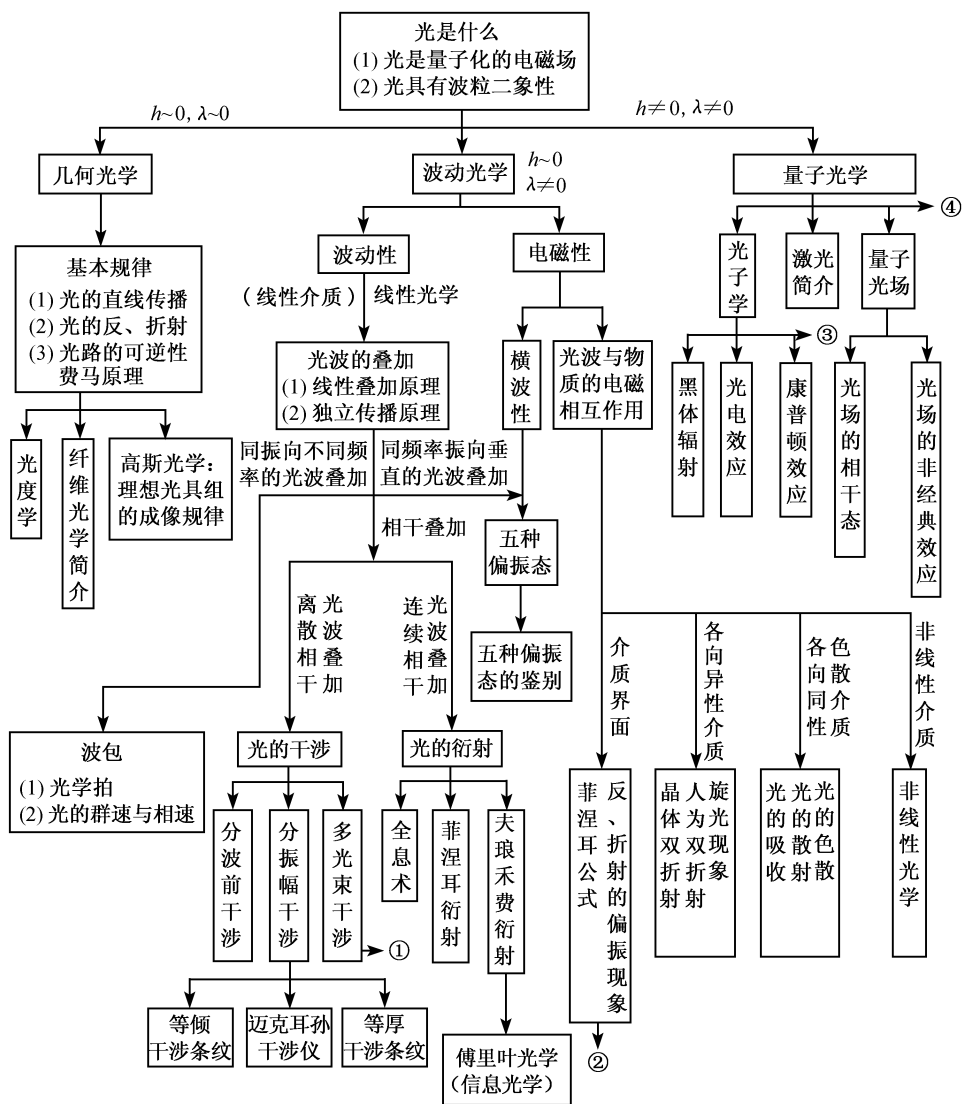
四、较好地处理传播知识和培养学生素质之间的关系.在书中他们注重了培养学生的科学素质和创新能力思维方法的培养,使学生逐步领悟和掌握物理学中每解决一个关键问题时,如何提出问题、建立模型、发现规律、创立理论等一整套思维方法和实验分析手段,使学生既要看到物理学发展史中科学家的作用,又要懂得科学的发展是一个继承和积累的过程.在书中介绍了一些重要科学家在为科学做出重大贡献时所表现出来的特殊品格和献身精神,使学生得到启迪.

今天,这套书与读者见面了,我对科大几十年来物理教学的这一成果感到由衷的高兴,盼望今后更多的好教材层出不穷.

杨国桢

2005年11月

光学知识框图



注:①光学薄膜

②扫描隧道光学显微镜

③电子对的产生与湮灭

④光的多普勒效应

目 录

序

前言

光学知识框图

第一章 光是什么	1
1-1 光是什么	1
1-2 光学现象的分类与应用	7
1-3 几何光学的基本定律	9
1-4 费马原理	12
习题	17
第二章 光的干涉	20
2-1 光波的基本性质	20
2-2 单色光波及其描述	22
2-3 波的叠加	28
2-4 光的干涉和相干条件	31
2-5 分波前干涉	36
* 2-6 光源宽度对干涉条纹的影响及光场的空间相干性	43
2-7 薄膜干涉的一般概念	48
2-8 等倾干涉和等厚干涉	52
2-9 迈克耳孙干涉仪	61
* 2-10 光波的时间相干性与光源的非单色性对干涉条纹的影响	64
2-11 多光束干涉,法布里-珀罗干涉仪及光学薄膜	67
* 2-12 不同频率的单色光波叠加	78
附录 斯托克斯倒逆关系	83
思考题	84
习题	84
第三章 光的衍射	89
3-1 光的衍射现象	89
3-2 惠更斯-菲涅耳原理	90
3-3 菲涅耳圆孔衍射和圆屏衍射	95
3-4 夫琅禾费单缝衍射	105
3-5 光学仪器的像分辨本领	111
3-6 衍射光栅	115
3-7 X射线在晶体上的衍射	123
思考题	126
习题	127

* 第四章 傅里叶光学简介	131
4-1 空间频率与频谱	131
4-2 对夫琅禾费衍射的再认识	136
4-3 阿贝成像原理及阿贝-波特空间滤波实验	139
4-4 相干光学处理系统	144
4-5 全息技术原理	151
思考题	158
习题	158
第五章 光的电磁性	161
5-1 光的横波性	161
5-2 偏振光的产生	163
* 5-3 菲涅耳公式	167
5-4 扫描隧道光学显微镜	175
5-5 光的双折射	176
5-6 晶体光学器件	183
5-7 椭圆偏振光的获得和检验	188
5-8 平行偏振光的干涉	196
5-9 人为双折射	200
5-10 旋光现象	203
* 5-11 双折射的电磁理论简介	208
5-12 光的吸收、色散和散射	212
思考题	224
习题	226
第六章 光的量子性	230
6-1 热辐射与普朗克的量子假设	230
6-2 光电效应	238
6-3 康普顿效应	242
6-4 电子对的产生和湮灭	246
6-5 光的波-粒二象性	247
* 6-6 光的多普勒效应	250
思考题	253
习题	254
第七章 激光	257
7-1 光与物质的相互作用	257
7-2 激光的产生条件	260
7-3 激光的单色性	263
7-4 激光器简介	266
7-5 激光的特性与应用	269
7-6 非线性光学效应	271
思考题	277
习题	277

第一章 光是什么

本章首先通过光学发展简史的介绍,对光的本性是什么和光有哪些特性作一简要的阐述,让读者对光的本质有个正确的理解和整体的概念;然后,从光在不同层次上表现出来的不同特性出发,对光学现象进行分类.在以后的各章中我们正是以“光是什么”为主线,对光的本性分不同的层次,逐步深入地加以介绍.读者在阅读过程中应牢记这一主线.

1-1 光是什么

自从有了人类以来,人们的社会生产和社会生活活动就离不开光.灿烂的阳光照亮了地球,给地球带来了生命和活力.人们所以能看到五彩缤纷、瞬息万变的世界,是因为眼睛接收到物体发射、反射或散射的光.据统计,人类感官收到外部世界的总信息中,至少有 90% 以上通过眼睛.正因为如此,人们对光学现象和光的本质引起了极大的兴趣,那么光到底是什么呢?

一、光是粒子还是波

光究竟是什么,即光的本性是什么,一直是学者们注意和探讨的中心.到了 17 世纪,由于光学特别是几何光学得到了一定的发展,因而关于光的本性问题引起人们越来越大的兴趣.在探索中逐渐形成了两种相互对立的理论,即光的微粒说和光的波动说.

首先提出光的微粒模型的是笛卡儿,后来牛顿成为这种观点的代表人物.促使早期学者们相信光的微粒说的主要原因可能有两个:一是在均匀介质中,光似乎是沿直线路径传播的,这就是所谓直线传播定律;二是那时人们认为光能够在真空中传播,而任何波的传播都必须有传播介质,因此,光应当是微粒,而不是波.

牛顿试图用经典力学理论来解释光微粒的运动规律.他用光微粒的惯性运动很容易地解释了直线传播定律.他把光在界面上的反射看成是与弹性小球在光滑桌面上反射一样属于同样的力学过程,来解释光反射现象.在解释光的折射时,他是这样分析的:假设一个光微粒在 xy 平面(入射面)内入射,在两种介质的界面($y=0$ 平面)上发生折射,如图 1-1 所示.由于所受到的力垂直于界面,所以光微粒在平行界面方向

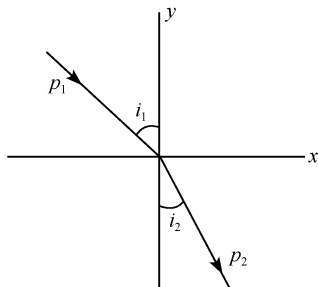


图 1-1

的动量分量(x 分量)守恒.设光线入射角为 i ,折射角为 r ,动量 x 分量守恒将给出如下方程:

$$p_1 \sin i = p_2 \sin r \quad (1-1-1)$$

牛顿认为光微粒在介质两边的质量不变,所以光在折射时应满足下列规律:

$$\sin i / \sin r = p_2 / p_1 = mv_2 / mv_1 = v_2 / v_1 \quad (1-1-2)$$

将上式与荷兰科学家斯涅耳(W. Snell)在1618年发现的折射定律

$$\sin i / \sin r = n_2 / n_1 \quad (1-1-3)$$

相对照可见,根据牛顿的结果,光在较密介质(n 较大)中有较大的速度,但这被后来发现的事实证明是错误的.

牛顿在用微粒说解释“牛顿环”时,是很牵强和难以令人信服的.他不得不假定,光线在牛顿环实验中能“发生容易的反射和容易的透射”.虽然以牛顿为代表的光微粒说解释了当时发现的一些光学现象,但对实验中相继发现的干涉、衍射和偏振等现象,都无法给出令人信服的解释.

与光的微粒说同时,光的波动说也在渐渐地发展,格里马迪(F. M. Grimaldi, 1618~ 1663)首先观察到光的衍射现象.他在一个小光源照明的小棍阴影中观察到光带.后来胡克(Hooke, 1635~ 1703)和玻意耳(R. Boyle, 1627~ 1691)各自独立发现了第一个干涉现象,即薄膜产生的彩色.胡克首先提出了光是由快振动组成,并以非常大速度传播的观点.惠更斯(C. Huygens)后来发展了这种观点.他根据光的独立传播原理认为,光不可能是微粒子流,如果光是微粒子流,那么从不同的方向射向同一点的光线就不可能相互独立地穿过.1678年他在《论光》中写道:“光最不可思议的性质是,从不同甚至相反方向射来的诸光线互相穿过,一点也不妨碍彼此的行动.”他注意到光的这一性质与声学现象相似,从而提出了光本性的波动学说.他从机械波的观点出发,接受了笛卡儿的“以太”思想,认为宇宙间(包括物体内部)充满了一种弹性介质——以太.光源在以太中产生一个扰动后,以太的振动传播过程就形成了光波.

为了解释光的传播问题,1690年惠更斯提出一个假设:在波的传播过程中,波阵面上的每一个点都可以看作是发射次波的次波源,在其后的任一时刻,这些次波的包络面就是新的波阵面.这个假设后来被称为惠更斯原理.他用这个假设不但成功地解释了光的反射和折射现象,还解释了晶体的双折射现象.

下面我们看看他是如何解释光的折射现象的:如图1-2所示,设想一束平面波以入射角 i 射到介质1,2的分界面上,过 A_1 作波阵面与入射光线垂直, A_1 点最先与界面相遇,随后是波阵面上其余各点(图中只画出 A_2, A_3, A_4 三点)陆续传播到界面,当通过 A_2 的波线经过一段时间 $\Delta t = A_1 B_1 / v_1$ 后到达 B_1 的同时,由 A_1 点发出的透射次波已形成半径为 $v_2 \Delta t$ 的半球面.这里 v_1, v_2 分别为介质1,2中的波速.与此同时 B_2, B_3 各点先后发出的透射次波也形成不同大小的半球面.根据惠

更斯原理,这时刻折射波的波阵面是所有这些次波面的包络面.不难证明,折射波的波阵面是通过 B_4 而且与 A_1 发出的球面次波相切的直线,设切点为 C ,则连接 $A_1 C$ 即得到折射光线.由图 1-2 不难看出, $\angle A_4 A_1 B_4 = i$, $\angle A_1 B_4 C = r$,因此,有

$$\sin i = A_4 B_4 / A_1 B_4, \quad \sin r = A_1 C / A_1 B_4$$

于是,有

$$\sin i / \sin r = A_4 B_4 / A_1 C = v_1 \Delta t / v_2 \Delta t = v_1 / v_2$$

同样对照斯涅耳定律($\sin i / \sin r = n_2 / n_1$)可知,光在不同介质中的传播速度与介质折射率成反比,即光密介质中光速较小,这与粒子说的错误结论正好相反,这也为后来光的波动说战胜光的机械微粒说设下伏笔.

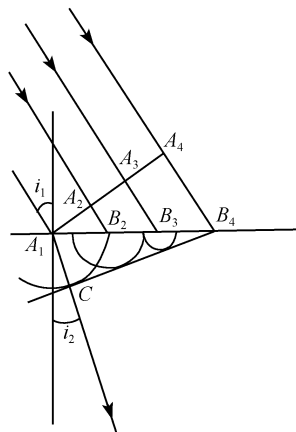


图 1-2 光的折射的惠更斯解释

由于这一时期光的波动说还很不完善,另一方面,由于牛顿在力学上的杰出贡献,使他在科学界有巨大的权威.而这种权威像一件袈裟罩在波动说上,使它的拥护者透不过气来,使波动说几乎停滞了一个世纪之久.但即使在这个时候仍有许多物理学家坚持光的波动说,其中较著名的科学家有罗蒙诺索夫和欧拉.

第二个时期,可以说是光的波动说初步确立的时期.1801年杨氏(T. Young)最先用干涉原理令人满意地解释了白光照射下薄膜颜色的由来和用双缝显示了光的干涉现象,并第一次成功地测定了光的波长.1808年马吕斯(E. L. Malus)偶然发现玻璃窗反射阳光的偏振现象.随后菲涅耳(A. J. Fresnel)和阿喇果(D. Arago)对光的偏振现象和偏振光的干涉进行了研究.1816年他俩一起完成了线偏振光的叠加实验.为了解释这些现象,杨氏在1817年提出了光波和弦中传播的波相仿的假设,认为光是一种横波.菲涅耳进一步完善了这一观点并导出了菲涅耳公式.

光学史上富有戏剧性的一幕是光微粒说的拥护者拉普拉斯(P. S. Laplace)和毕奥(J. Biot)提出将光的衍射问题作为1818年巴黎科学院悬赏征文的题目,期望对这个题目的论述最终使微粒说取得胜利.但结果事与愿违,奖金授给了以波动理论为其论述基础的菲涅耳.自此之后的一系列研究很快地就使光的微粒理论声誉丧失殆尽.菲涅耳将惠更斯原理与干涉原理结合起来,成功地解释了光的直进和光的衍射现象,并计算了直边、小孔、小屏产生的衍射.特别令人印象深刻的是,泊松(S. D. Poisson)从菲涅耳理论推出一个结论,即在小圆盘阴影中心应该出现一个亮斑点,而阿喇果由实验证明了这一论断的正确性.这一事实给光微粒说一沉重打击.

1850年傅科(L. Foucault)、斐佐(H. L. Fizeau)和布雷格特(L. Breguet)进行了一项由阿喇果首先建议的仲裁实验.微粒说用“光粒子在界面上受到向光密介质这边的吸引”来解释折射,这就要求光在光密介质中的光速比较大;相反,波动说根

据惠更斯作图,要求光在光密介质中光速较小.傅科等直接测量了空气和水中的光速,结果判定了波动理论的胜利.

二、为什么说光是电磁波

虽然波动说在解释光的干涉、衍射、偏振现象时获得了巨大成功,从而确立了波动理论的牢固地位.但这时的波动论者仍认为,一切波动必须在某种介质中才能得到传播.如果光是一种波动,而且能在真空中传播,那么光波赖以传播的介质是什么呢?他们不得不假定存在一种特殊的介质——“以太”.为了与光传播的实验事实相符,必须赋予“以太”种种异乎寻常的甚至互相抵触的特性.例如,光既然能在真空中和透明介质中传播,那么“以太”应该充斥整个空间,渗入到一切透光物质中;光速是如此之大,“以太”就必须具有极大的弹性,但它又必须非常稀薄,因为天体的运动显然并未受到阻碍.为了解释光在各种不同介质中有不同速度,又必须认为“以太”的特性在不同的物质中是不同的;在各向异性介质中还需要有更复杂的假设.此外,还必须给“以太”更特殊的性质,才能解释光波中没有纵波的现象.这种密度无限小、弹性非常大,并且还有许多附加性质的“以太”是令人难以想像的.于是就暴露了光弹性理论严重的内在困难.此外,这个理论既没有指出光学现象和其他物理现象间的任何联系,也没有能把表征介质特性的各种光学常数和介质的其他参数联系起来.19世纪初,电磁学得到了发展.1846年法拉第(Faraday)发现了光的振动面在磁场中发生旋转,这表明光学现象与磁学现象间存在内在联系.这一发现使人们获得新的启发,即必须把光学现象和其他物理现象联系起来考虑,而不能孤立地研究光的本性.

到19世纪中叶,麦克斯韦(J. C. Maxwell)成功地把电磁学领域内所有前人发现的规律总结为一个完备方程组.从这一电磁方程组出发,导出了电磁场所遵从的波动方程,从理论上预言了电磁波的存在,并证明了电磁波的横波性.麦克斯韦在研究电磁波动方程时发现,电磁波在真空中的传播速度等于静电单位电量(或电流)与电磁单位电量(或电流)的比值.只要在实验上用这两种不同的单位制测量同一电量值,就能计算出电磁波在真空中的传播速度.1856年科耳劳希(Kohlrausch)和韦伯(Weber)完成了这些测量,麦克斯韦根据他们的数据计算出电磁波在空气中的传播速度为 3.1074×10^8 m/s,并发现这个数值非常接近于斐索在1849年测得的光速值 3.1485×10^8 m/s.以此为主要依据,麦克斯韦认为光波是一种电磁波.这就是著名的光的电磁波理论.1888年,赫兹(H. R. Hertz)用实验直接产生和探测了电磁波,测出电磁波的波长和频率,并由此计算了电磁波的传播速度与光速相同;并证明电磁波和光一样,能产生反射、折射、干涉、衍射、偏振等现象.后来的实验又证明,红外线、紫外线和X射线也都是电磁波,它们彼此的区别只是波长不同而已.现代实验还告诉我们,对于波长为毫米的电磁波,既可以用光学方

法产生(称红外线),也可用电磁学方法产生(称微波),这就更进一步证明了光波和无线电波在电磁本质上完全一致.光的电磁理论以大量无可辩驳的事实赢得了普遍的公认.

光波是电磁波的一种,它与其他电磁波并无本质的不同,只是所处的波长范围不同而已.光波的波长通常用纳米(nm)或埃(Å)来表示, $1\text{nm} = 10^{-9}\text{m}$, $1\text{Å} = 0.1\text{nm} = 10^{-10}\text{m}$.图 1-3 是电磁波谱图,从图中可以看到各种不同电磁波的频率分布情况.

3×10^{20}		3×10^{18}		3×10^{16}		3×10^{14}		3×10^{12}		3×10^{10}		3×10^8		3×10^4 (Hz)	
γ射线		X射线		紫外线		可见光		红外线		无线电波					
10^{-3}		10^{-1}		10		10^3		10^4		10^7		10^9		10^{11} (nm)	

图 1-3 电磁波谱图

但光电理论的建立并没有动摇存在“以太”的信念,它只是以电磁“以太”代替了弹性“以太”.

1896年洛伦兹(H. A. Lorentz)创立了电子论,他把物质的宏观电磁性质归结于物质中的电子效应.他不仅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,特别是对色散现象作了较合理的解释.同时,在他的理论中,洛伦兹认为,电磁“以太”是一种广袤无限的不动的介质,其唯一的特征是,在这种介质中光振动具有一定的传播速度.

根据洛伦兹的理论,人们意识到,如果洛伦兹关于“以太”的概念是正确的话,即存在着静止不动的宇宙“以太”的海洋,那么将“以太”选作参考系,就能使人们测量出一切物体相对于“以太”的运动——物体的绝对运动.

在这种观点指导下,出现了测量“以太风”的热潮.其中著名的实验有1851年的斐索实验,1881年的迈克耳孙-莫雷实验(Michelson-Morley),还有英国布拉德利(J. Bradley)在18世纪20年代所发现的“光行差”现象.在用“以太”理论分析这些实验和现象时,得到了截然相反的结论,使“以太”理论陷入了绝境.1905年爱因斯坦在他的“关于运动介质的电动力学”这篇论文中,提出了著名的狭义相对论的基本原理.从根本上抛弃了“以太”的概念,圆满地解释了运动物体的光学现象.正是肯定了“以太”的存在,才促使人们最终认识到电磁波的传播并不需要任何介质,电磁波本身就是一种特殊的物质,它携带着能量并以波的形式传播着,所以电磁波是一种物质波.

三、光的波粒二象性

至此,经典光学的发展已达到十分完善的程度,它几乎可以解释所有当时人们

已经知道的有关光传播的现象(干涉、衍射、偏振、双折射等)的规律性,但也存在着用麦克斯韦电磁理论无法解释的一些“例外”现象,其中最著名的是关于光的黑体辐射、光电效应、原子的线状光谱等。这些现象当时虽然看来是个别的,但实际上,正是对这种关系重大现象做深入研究与大胆探索,才导致了一场意义深远的光学革命的发生。

1900年德国物理学家普朗克首次提出了关于物质体系与电磁场交换能量过程中的量子化假定,并且成功地导出了与实验相符合的、以他的名字命名的黑体辐射定律。这一突破,意味着经典光学的发展至此已告一段落,而新的现代光学开始诞生。这也是现代光学初期取得的第一项重大成就。这个时期取得的第二项重大成就,是1905年前后爱因斯坦(A. Einstein)提出的光在本质上是由光量子(光子)组成的假设以及狭义相对论的假设。用光子假设,可以成功地解释光电效应和黑体辐射;而基于狭义相对论假设,则可成功地解释迈克耳孙-莫雷实验和其他有关光在运动坐标系中传播的现象。这以后不久,在普朗克假设和爱因斯坦光子假设的基础上,并受到他人研究成果的启发,丹麦物理学家玻尔首次提出关于原子中电子运动轨道量子化的假设,从而成功地定性解释了原子的线性光谱。到此为止,人们不得不承认这样一种事实:一方面,在与光的传播特性有关的一系列现象中(干涉、衍射、偏振等),光表现出波动的本性并可由麦克斯韦电磁场理论完美地描述;另一方面,在光与物质作用并产生能量和动量交换的过程中,光又充分表现出分立的量子化(粒子性)特征,并可由爱因斯坦的光子理论加以成功地描述。受到光的这种波动-粒子双重性的启发,德布罗意(de Broglie)于1924年前后首次提出关于一些基本粒子(如电子)也同样具有波动-粒子双重性的大胆假设,从而导致量子力学(波动力学)的诞生。相对论和量子力学的相继创立,宣告了整个经典物理学的终结和现代物理学的开始,并且成为构成现代物理学的两大根本支柱。

四、现代光学

现代光学最重要的标志是20世纪20年代末和30年代初,由狄拉克和费米等人在量子力学基础上创立的量子电动力学理论。在这种理论体系中,将光场(电磁场)与物质体系(原子或分子等)作为一个统一的整体而加以量子力学式的处理,从而导致量子化电磁场量子化物质体系的同时存在。量子电动力学理论能够对所有光学现象给出严格的、合理的说明。

现代光学的理论基础是量子电动力学。然而在20世纪60年代之前,光学领域并不采用量子理论来描述光学现象,因为光的电磁理论就足以解释光学的大部分实验结果,只有少数现象,如黑体辐射、光电效应、康普顿散射、原子自发辐射、原子能级的拉姆位移等,需要计及到光场的量子效应,无法用经典理论来解释。结果出现这样的局面:量子理论诞生于光学,而且对其他学科产生不可估量的影响,但对

光学学科本身的影响却甚微.光学仍然在经典理论支配下发展,光学领域的物理现象并未出现重大的突破.这种局面一直持续到激光诞生才宣告结束.激光是光的量子理论的产物.早在 20 世纪初,爱因斯坦就指出,光与原子相互作用有三种基本过程,即自发辐射、受激辐射和受激吸收.后来量子电动力学严格地证明了这三种过程.激光是基于受激辐射过程而产生的相干光.尽管早在 20 世纪 30 年代人们已在实验上观察到了光的受激辐射,具备激光产生的理论背景和实验条件,但激光延迟到 60 年代才诞生,其原因在于当时社会发展更感兴趣的是无线电波段的相干辐射.在第二次世界大战之后,随着通信事业的迅速发展,人们将相干电磁辐射向着更短的波长推进,一旦迈进光波领域,传统产生相干电磁辐射的电子器件就不再适用,必须深入地研究原子(分子)体系的辐射过程,于是量子理论又重新被用来研究光学问题.人们在量子理论框架内研究光与物质的相互作用,探讨如何设计合适的光发射装置,使受激辐射能占主导地位,相干光能由真空态逐渐建立起来.激光就是这种研究的结晶.激光是人类获得的新型光场,它使光学领域发生翻天覆地的变化,许多新的物理现象、物理效应不断涌现,尤其是 80 年代以来人们发现光场的许多新的量子效应,使人们对光场的量子特性有了更深刻的认识,量子光学因而获得异常迅速的发展.与此同时,诸如激光生物、激光化学、激光医学等交叉学科也应运而生.光学学科进入到一个新的、更加繁荣的历史发展阶段.

1-2 光学现象的分类与应用

光学是研究光的本性、光的产生、光的传播、光与物质的相互作用,以及光在科学研究和技术中各种应用的科学.由于光学现象非常丰富,光学教程的内容往往显得繁杂,学生学完之后常常感到抓不住要领,理不出纲要,颇有杂乱无章之感.主要的原因在于,光学不像普通物理的其他教程那样,能用若干基本的物理定律将有关的现象给予统一的阐述.我们知道,支配着力学现象的是牛顿定律,支配着电磁现象的是麦克斯韦方程组,支配着热学现象的是热力学三定律.那么,什么定律能统一地支配着所有光学现象呢?在现有的光学教科书中光学本身不存在统一的基本定律,正是因为缺乏这样一根能阐明所有光学现象的中心主线,导致光学教程不如力学、热学、电磁学教程那样系统和完善.事实上,不同类型的光学现象遵从不同的自然规律:在几何光学中,光学现象本质上服从经典力学的规律;在波动光学中,光学现象由电磁场理论所支配;在统计光学中则是统计力学的规律起支配作用;光的量子现象则遵从量子理论的规律.光学现象本身似乎不存在独立的运动规律,而是受制于其他学科的基本规律,因此,以往的光学教材多数侧重于分门别类地阐述各种不同范畴的现象,然后对现象进行相应的解释.于是,光学现象越丰富,就越令人感到杂乱.

现代自然科学业已证明,自然界本质上是量子的,光场也不例外,因此在某种意义上讲,支配着所有光学现象的基本规律是量子理论,换句话说讲,采用量子理论原则上可以统一地解释一切光学现象.当然在普通物理教程中,我们不可能这样做,因为在学习光学课程之前学生尚未学过量子力学.实际上也不必这样做,因为许多光学现象不用量子理论也能得到满意的解释.事实上,采用两个物理量:普朗克常量 h 和光场的波长 λ 就可以将所有的光学现象进行分类.普朗克常量 h 是表征体系量子特性的物理量,当 h 与光学体系的相应特征量相比可以略去不计时,光学现象的量子特性很不显著,以致经典理论就足以描述该体系的光学现象.因此, h 是否可以近似地看成为无穷小量是区别光学的量子现象和经典现象的判据.另一方面,光场的波长 λ 是描述光场波动性的特征量,当波长 λ 与光学体系的特征尺寸相比可以忽略不计时,光场的波动性就不显著,几何光学便足以解释体系的光学现象.因此, λ 是否可近似地看成为无穷小量是区别波动光学(有时又称物理光学)与几何光线(或称射线光学)的判据.

可见,借助于 h 和 λ 可以对光学现象进行分类,然后采用相应的理论来处理相应的光学现象.应用这种 $h\lambda$ 的分类法既合理又清晰,其物理本质是采用不同的理论观点来处理光学问题.不同范畴的光学现象之间的区别就在于对“光究竟是什么”这个根本性问题所做的不同回答.这就给我们一个重要的启迪,既然普通物理光学内容无法用一些基本规律统一来阐述,那么我们就以“光究竟是什么”这个根本性问题的论述作为主线,将光学的现象分层次加以讲解.

在 $h=0$ 和 $\lambda=0$ 近似成立的场合,光的量子性和波动性均可忽略,此时光学现象遵从几何光学的规律,其理论基础是费马原理.我们可以将光看作为牛顿的光微粒,它遵从经典力学的基本定律.

在 $h=0$ 近似成立,但 $\lambda \neq 0$ 的场合,光必须看成是一种波动,只要不计及光的电磁性质,光作为波动应遵从经典力学的规律,它将呈现出所有波动(包括机械波)现象具有的共同特征,如干涉和衍射.所不同的只是光波的波长很短,只有当系统的特征尺寸(如光孔、光阑等)与波长同量级时,光的波动现象才能被观察到.

在 $h=0$ 近似成立,但 $\lambda \neq 0$,且必须考虑到光的电磁性的场合,光必须看成为电磁波,它遵从麦克斯韦方程组.电磁波也是一种波动,因此光的电磁场理论上包括诸如干涉、衍射等波动的共同特性.光的电磁性(光的偏振特性等)是光波区别于诸如机械波等其他波的重要特征.光与无线电波、微波等不同波段的电磁波具有相同的电磁特性.光场的特殊性在于其波长很短,因而光场的产生机制与长波电磁场有着根本性的差异.光场必须借助于原子(分子)体系作为振荡器,其工作原理完全不同于真空管、微波管等电子器件.

在 $h \neq 0$ 的场合,光的量子特性显著,光是量子化的电磁场,必须采用量子理论来描述,这是描述光学现象最正确的理论.前述各种理论都可看作是光的量子理论

在某种条件下的近似.采用量子理论来阐述光学现象,着重在于揭示光场的量子效应.这已经成为现代光学的重要发展方向.

光学的应用十分广泛.几何光学本来就是为设计各种光学仪器而发展起来的专门学科.随着科学技术的进步,物理光学也越来越显示出它的威力,例如,光的干涉目前仍是精密测量中无可替代的手段,衍射光栅则是重要的分光仪器.光谱在人类认识物质的微观结构(如原子结构、分子结构等)方面曾起了关键性的作用,现在它不仅是化学分析中的先进方法,还为天文学家提供了关于星体的化学成分、温度、磁场、速度等大量信息.近30年来,人们把数学、信息论与光的衍射结合起来,发展起一门新的学科——傅里叶光学,把它应用到信息处理、像质评价、光学计算等技术中去.激光的发明,可以说是光学发展史上一个革命性的里程碑.由于激光具有强度大、单色性好、方向性强等一系列独特的性能,自从它问世以来,很快就被运用到材料加工、精密测量、通信、测距、全息检测、医疗、农业等极为广泛的技术领域,取得了优异的成绩.此外,激光还为同位素分离、催化、信息处理、受控核聚变,以及军事上的应用展现了光辉的前景.

1-3 几何光学的基本定律

一、几何光学的三个基本定律

几何光学的三个基本定律是人们从观察和实验中总结出来的,它们是几何光学的理论基础,是各种光学仪器设计的依据.

几何光学又称光线光学或射线光学,因为在几何光学中可用一条表示光的传播方向的几何线来代表光,并称这条线为光线.借助于光线这个概念,可将几何光学的三个基本原理表述如下:

(1) **光的直线传播定律** 在真空或均匀介质中,光沿直线传播,即光线为一直线.

(2) **光的独立传播定律** 自不同方向或由不同物体发出的光线相交,对每一光线的独立传播不发生影响.

(3) **光的反射和折射定律** 如图1-4所示,当光线由一种各向同性、均匀介质进入另一种各向同性、均匀介质时,光线在两种介质的分界面上被分为反射光线和折射光线.对于这两条光线的行进方向,可分别由反射定律和折射定律来表述.

反射定律 λ 射光线 AB 、过 B 点所引的分界面法线 NB 和反射光线 BC ,三者在同一平面内(入射

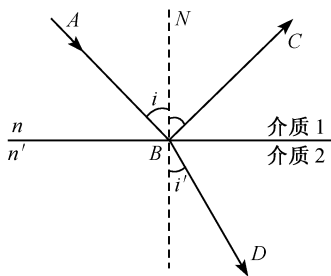


图 1-4 光的反射和折射

面),并且反射光线与法线间的夹角 r (反射角)等于入射光线与法线间的夹角 i (入射角)。

折射定律 入射光线 AB 、过 B 点的分界面法线 NB 和折射光线 BD ,三者在同一平面内,并且入射角 i 的正弦与折射角 i' (折射光线与法线的夹角)的正弦之比等于第二介质的绝对折射率 n 和第一个介质的绝对折射率(以后简称折射率) n' 之比.即

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{n'}{n} \tag{1-3-1}$$

n, n' 的定义是

$$\left. \begin{aligned} n &= \frac{c}{v} \\ n' &= \frac{c}{v'} \end{aligned} \right\} \tag{1-3-2}$$

其中 c 为光在真空中的速度, v 和 v' 分别为光在第一介质和第二介质中的相速度. 折射定律是荷兰数学家斯涅耳(Snell)于 1621 年发现,故又称为斯涅耳定律.

表 1-1 几种物质的折射率

介 质	折射率(D 线)
空气	1.00028
水	1.333
各种玻璃	1.5~ 2.0
水晶	1.54
金刚石	2.417

表 1-1 列出了几种常见的透明介质对钠黄光(D 线 5893\AA) 的折射率.由表可见,空气的折射率很接近 1(常温常压下一般气体的折射率也都与 1 相差不多),而一般液体和固体介质的折射率都明显大于 1.折射率大的介质通常称为光密介质,折射率较小的介质被称为光疏介质.

三个实验定律可以根据光的波动性导出.但必须强调,它们是近似的规律,有一定的适用范围.只有当光波波长远小于空间障碍物或反射、折射界面的尺寸时,才能由上述定律得出符合实际情况的结果,所以几何光学可看作是波长 λ 趋于零这一极限情况下的理论.虽然几何光学只是一种近似理论,但在许多实际问题中已足够精确,故几何光学仍有很大的适用意义.

二、光路可逆性原理

依据光的反射和折射定律,如果光线逆着原来反射线的方向入射到界面上,则反射光线将逆着原来入射线的方向射出去;如果光线逆着原来折射线的方向入射到界面上,则折射光线也将逆着原来入射线的方向传播.更普遍情况是,当光线逆向传播时,它将沿正向传播时的同一路径反向传播,这个结论称为光路可逆原理.

三、全反射、光学纤维

当光线由光密介质射到光疏介质的界面上时,根据折射定律,折射角一定大于

入射角,而且折射角随入射角的增大而增大.当入射角增大到某一临界值 θ 时,折射角将达到 90° .如果入射角再增大,就没有与它对应的折射角了.这时光线全部反射回到光密介质,这种现象称为全反射, θ 称为全反射的临界角,其数值可根据斯涅耳公式求得.

在式(1-3-1)中,令 $i = \theta$, $r = 90^\circ$,得

$$n \sin \theta = n \sin 90^\circ$$

$$\theta = \arcsin \frac{n}{n} \quad (1-3-3)$$

例如,水的折射率 $n = 1.33$,空气的折射率 $n \approx 1$,则从水到空气的临界角约为 49° .

全反射能使入射的能量全部反射,比起一般的界面反射来更为优越,因此它被广泛地应用于各种光学仪器中,新型光学器件——光学纤维,就是全反射原理的一个重要应用.光学纤维是一种传光的细玻璃丝,这种玻璃丝分内外两层,内层折射率高,外层折射率低.当光线从玻璃丝的一端入射后,可通过在两层界面上接连不断的全反射而传到另一端(图 1-5(a)).

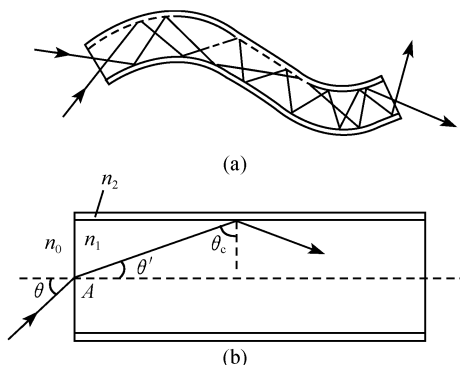


图 1-5 光学纤维

设有一光学纤维,其内、外两层的折射率分别为 n 和 n_2 ,端面外介质的折射率为 n_0 (图 1-5(b)).入射光线从介质射到端面的 A 点,经折射后射到光学纤维内外两层的界面上,当光线在界面上的入射角等于或大于临界角 θ 时就发生全反射.设与临界角 θ 对应的入射角为 θ (图 1-5(b)),则入射角大于 θ 的那些光线到达界面时,因不发生全反射而部分地透过外层漏掉,只有在介质中其顶角等于 2θ 空间锥体内的入射光线才能在纤维中发生全反射,因而能无损失地(若不考虑吸收和散射等造成的损失)从一端传到另一端. θ 角的值可由临界角公式和折射定律求出

$$\sin \theta = \frac{n_2}{n}$$

$$n_0 \sin \theta = n \sin \theta$$

因 $\theta + \theta = 90^\circ$ (图 1-5(b)),故得

$$n_0 \sin \theta = n \sin \left[\frac{\pi}{2} - \theta \right]$$

$$= n \cos \theta = n \sqrt{1 - \sin^2 \theta}$$

$$= n \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n} \right)^2} = \sqrt{n_0^2 - n_2^2}$$

所以

$$\theta = \arcsin \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0}$$

由此可见,为了使更大范围的光束能在纤维中传播,我们应选择两折射率 n_1 和 n_2 差值较大的材料制造光学纤维.

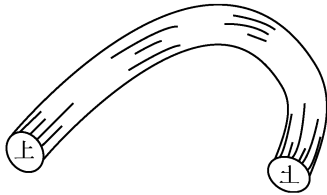


图 1-6 光学纤维束传送图像

如果用大量光学纤维构成一光学纤维束,并对纤维束中所有光学纤维作规则排列,使得它们的端点在两端面上的位置有严格的几何对应关系,则纤维束不仅可以传光,还可以把图像从一端清晰地传送到另一端(图 1-6).

光学纤维质地柔韧,可以弯曲,而且能做得很细.它可以进入构造复杂的机器部件中以及人体内部(如胃、膀胱等)照明或窥视,目前在国防、医学、自动控制等领域有日益广泛的应用.尤其重要的是,近几年来光学纤维已成功地应用于通信系统.光学纤维用于通信的优点很多,如抗电磁干扰性强、频带宽和通信容量大、保密性好、能节省有色金属等.在技术先进的国家里,已经开始用光导纤维逐步取代现用的各种通信电缆.

1-4 费马原理

几何光学三个基本定律可以用一个统一的物理原理概括起来,这个原理叫费马原理.费马原理的优越性还在于,用它不但可描述光在均匀介质中的传播情况,还可以描述光在不均匀介质中的传播情况.

在说明费马原理之前,我们先来分析一些情况,看看从中能得到什么启发.先看光在均匀介质中的传播.我们已经知道这时光是沿两点间的最短路线——直线传播的,即在给定两点间,光沿着费时最少的路径传播.形象地说,好像光在传播时也力图节省时间一样.那么,我们自然会想到,光由一种介质进入另一种介质时(即在分界面发生反射和折射时)是否也是选择费时最少的路径呢?

先看反射现象.图 1-7 中,自 A 点发出的光线经分界面上 D 点反射后到达 B 点,可以证明,光遵守反射定律,沿路径 ADB 传播所需的时间最少.

为此,我们任选一其他路径 $AD'B$ (图 1-7),只需证明 ADB 的长度小于 $AD'B$ 的长度即可达到目的.

由 B 点作分界面垂线 BE ,并延长到 B' 点,令 $B'E = BE$,由图可见

$$DB = DB', \quad D'B = D'B'$$

因此

$$ADB = AD + DB = AD + DB' = AD'B'$$

$$AD'B = AD' + D'B = AD' + D'B'$$

其次,从图中容易看出

$$\angle ADB' = i + r + (90^\circ - r) + (90^\circ - r)$$

这里 i 和 r 分别为入射角和反射角,按反射定律, $i = r$. 由此得: $\angle ADB = 180^\circ$ 即 ADB' 是直线,因此当 D' 点不与 D 点重合时, ADB 必为折线. 因为两点间的任一折线都要比两点间的直线长,所以, $ADB < AD'B'$. 即 $ADB < AD'B$.

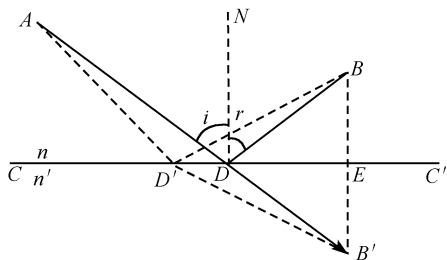


图 1-7 证明反射定律符合费马原理

可见,光沿遵守反射定律的路径 ADB 行进时,通过距离最短,因而费时最少.

对于折射现象(图 1-8),同样可证明,光沿遵守折射定律的路径由 A 传播到 B 时,费时最少.

图中分别由 A 点和 B 点向分界面引垂线 AC 和 BE ,用 P 来表示 CE 的距离,对给定的两点 A 、 B 而言, P 为一常数. 又令 $CD = x$. 现在我们要找 x 为何值时(即

确定折射点 D 的位置),光由 A 到 B 费时最少. 如果找到的路径符合折射定律,即达到了目的.

显然,光沿 ADB 传播的时间为

$$t = \frac{AD}{v} + \frac{DB}{v'}$$

式中 v 和 v' 分别是光在第一和第二介质中的速度. 由图 1-8 得

$$AD = \sqrt{h_1^2 + x^2}$$

$$DB = \sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}$$

式中 h_1 和 h_2 是垂线 AC 和 BE 的长度. 故

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{h_1^2 + x^2} + \frac{1}{v'} \sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}$$

x 为何值时 t 取极值的条件是

$$\frac{dt}{dx} = 0$$

即

$$\frac{1}{v} \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{1}{v'} \frac{p - x}{\sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}} = 0$$

从图中可以看出

$$\frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \sin i$$

$$\frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = \sin i'$$

i 与 i' 分别为入射角和折射角. 因此得出

$$\frac{\sin i}{v} - \frac{\sin i'}{v'} = 0$$

或

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{v}{v'} = \frac{n}{n'}$$

可见, 满足极值条件的路径 ADB 正是满足折射定律的路径(由二阶导数 $\frac{d^2 t}{dx^2} > 0$ 可知时间 t 为极小值).

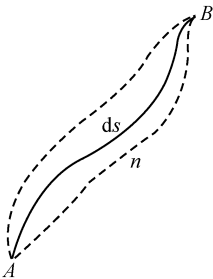


图 1-9 非均匀介质中
光传播路径

以上讨论使我们容易了解这样一个普遍的几何光学原理, 即: “在给定的两点间, 光沿所需时间最短的路径传播”. 这就是费马(Fermat)在 1657 年首先提出的最短传播时间原理(后来称之为费马原理). 但以后的研究发现最短传播时间原理有一定的局限性, 人们可以找到一些例子说明光在给定的两点间也有可能是沿传播时间最大或常量的路径传播. 于是修正后的费马原理是: 光线从一点传播到另一点, 光沿所需时间为极值(即可以是极小值, 可以是极大值, 也可以是常量)的路径传播.

用费马原理可以研究光在不均匀介质中的传播规律. 如图 1-9 所示, 在不均匀介质中, 折射率 n (或者说光速 v) 从一点到另一点不断地改变, 光线连续被折射而形成曲线(不均匀介质的典型例子是大气, 光在大气中走的是一曲线). 这时可以把这条曲线分成许多元线段 ds , 在每一小段上折射率 n 可视为常数, 于是每一小段上光传播时间为 $dt = \frac{ds}{v}$, 那么光从 A 点传播到 B 点所需的总时间

$$t = \int_A^B dt = \int_A^B \frac{ds}{v} \tag{1-4-1}$$

按照费马原理, 光从 A 点传播到 B 点一定沿着一条所需时间为极值的路径.

根据变分原理, t 取极值的条件是式(1-4-1)的定积分的变分为零. 即

$$\delta t = \delta \int_A^B \frac{ds}{v} = 0 \tag{1-4-2}$$

我们还可以给费马原理以另外一种表述方法, 为此必须引入光程的概念.

在均匀介质中,光程 l 定义为几何路程 s 与介质折射率 n 的乘积

$$l = n \cdot s$$

为了解光程的物理意义,可把上式化为

$$l = c \cdot \frac{s}{v} \quad \left[\text{因为 } n = \frac{c}{v} \right]$$

显然, s/v 表示光在该介质中走过路程 s 所需的时间 τ , 而 $l = c\tau$ 就表示在相同的 τ 时间里, 光在真空中走过的距离. 所以说, 光在介质中传播的光程等于同一时间内光在真空中走过的路程长度(可称为真空折合路程). 借助于光程的概念, 可把光在介质中所走过的路程折算为光在真空中的路程长度. 这样便于在同一标准下比较光在不同介质中所走路程的长短.

在不均匀介质情况下, 必须把光线的几何路程分为许多小元线段 ds , 每一小段上 n 为常数, 于是元光程为

$$dl = n ds$$

而总光程为

$$l = \int_A^B n ds$$

上式中的积分路线为光从 A 到 B 的轨迹.

费马原理的另一表述为: 光从空间一点到另一点是沿着光程为极值的路径传播的. 也就是说, 光沿着光程值为极小、极大或恒定的路径传播.

费马原理的两种说法是等价的, 因为 $n = \frac{c}{v}$, 所以

$$\delta l = \delta \int_A^B n ds = \delta \int_A^B \frac{c ds}{v} = c \delta \int_A^B \frac{ds}{v} = c \delta t$$

因而当传播时间取极值时 ($\delta t = 0$), 相应的光程也取极值 ($\delta l = 0$).

最后我们举两个例子来进一步说明费马原理.

例 1 设 E 是一个旋转椭球面反射镜(图1-10), P 、 Q 是它的两个焦点. 由光的反射定律可知, 从 P 发出的所有光线, 经 E 面上任何一点的反射光线, 都能射到另一焦点 Q . 又根据椭圆的特性, 从椭圆两个焦点引至椭圆上任一点的两条路径之和为常数, 这说明从 P 经 E 反射到 Q 的一切光线所经过的光程都是等值. 若在 E 面的某一条实际光线的反射点 R 处放置一个与 E 相切的平面镜 M .

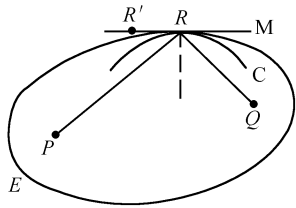


图 1-10 旋转椭球面反射镜

从 P 发出经 M 反射后经过 Q 点的实际光线沿 PRQ 行进, 行进的光程小于 $PR + RQ$ (R 为 M 上不与 R 重合的任意点). PRQ 不可能是实际的反射光线进行的路径, 因为它违反反射定律. 故相对平面镜而言实际光线沿光程极小的路径进行. 反之, 若在 R 点放置一个凹球面镜 C , 与 E 同样在 R 点相切. 对 C 来说,

实际光行进的路径 PRQ 又是光程最长路径。

例 2 如图 1-11 所示,点物 A 通过凸透镜成点像于 B ,由 A 点发出的许多光线经透镜汇集于 B ,按费马原理,这些光线(如图中的 $ACDB, AC'D'B, AC''D''B \dots$)的光程必然彼此相等,不可能一条光线的光程比另一条大.这就是物像之间的等光程性(或称等光程原理)这一点很重要,以后讨论衍射问题时要用到这一事实。

例 3 平行光垂直入射到透镜 L 上,会聚于焦点 F (图 1-12).波面 RT 垂直于入射平行光.试证明:图中诸光线 RF, SF, TF 的光程都是相等的(提示:在前图 1-11 中,若点光源 A 远离透镜,则入射光即近似为平行光)。

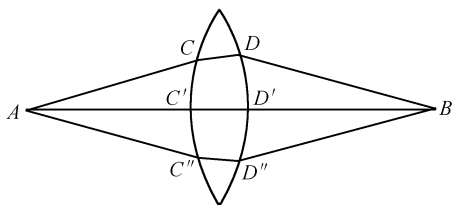


图 1-11 物像之间的等光程性

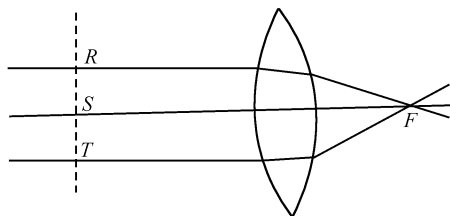


图 1-12 RF, SF, TF 的等光程性

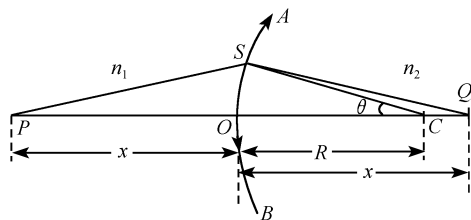


图 1-13 例题 1 图

例题 1 如图 1-13 所示,有一曲率半径为 R 的折射面.现考察 P 和 Q 这两点,假设 $PO = OQ = x$.折射面的曲率中心 C 在 PQ 连线上,试问光由 P 到 Q 是如何传播的? 实际光线在什么条件下取最短、最长和恒定值(折射面左、右方的折射率分别为 n_1 与 n_2)?

解 在给定的二点 PQ 间取一条假想的路径 PSQ , S 为折射面 AOB 上任意一点.用 l 表示沿 PSQ 的光程.那么

$$l = n_1 PS + n_2 SQ$$

考虑 $\triangle PSC$, 它的一边 $PC = x + R$, 因此

$$PS = [(x + R)^2 + R^2 - 2(x + R)R\cos\theta]^{1/2}$$

式中 θ 角已在图上标出.当 θ 很小时

$$\begin{aligned} PS &\approx \left[x^2 + 2xR + 2R^2 - 2(xR + R^2) \left(1 - \frac{\theta^2}{2} \right) \right]^{1/2} \\ &\approx x \left[1 + \frac{(x + R)R\theta^2}{x^2} \right]^{1/2} \approx x + \frac{(x + R)R\theta^2}{2x} \end{aligned}$$

类似地

$$SQ \approx x - \frac{(x-R)R\theta^2}{2x}$$

这样一来

$$l \approx n_1 x + n_2 \frac{(x+R)R\theta^2}{2x} + n_2 x - n_2 \frac{(x-R)R\theta^2}{2x}$$

因而

$$\frac{dl}{d\theta} = n_2 \frac{(x+R)R\theta}{x} - n_2 \frac{(x-R)R\theta}{x}$$

显然,当 $\theta=0$ 时, $\frac{dl}{d\theta}=0$, 因此路径 POQ 总是对应极值, 所以它总是一条实际光线的路径.

为了确定这个极值是对应极大值或是极小值, 我们计算 $\frac{d^2l}{d\theta^2}$ 在 $\theta=0$ 处的值

$$\begin{aligned} \frac{d^2l}{d\theta^2} &= \frac{n_2(x+R)R}{x} - \frac{n_2(x-R)R}{x} \\ &= n_2 \frac{R}{x} [R(n_2+1) - x(n_2-1)] \end{aligned}$$

式中 $n_2 = n_2/n_1$, 代表相对折射率, 我们假定它大于 1, 显然, 若

$$x > R \cdot \frac{n_2+1}{n_2-1}$$

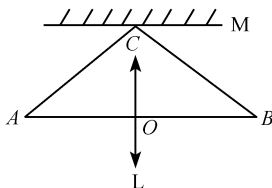
则 $\frac{d^2l}{d\theta^2}$ 为负, 因而光线路径 POQ 对应于极大值. 反之, 就对应于极小值. 可是, 若

$$x = R \cdot \frac{n_2+1}{n_2-1}$$

那么光线路径对应于光程的平稳值. 这意味着(当 θ 很小时)所有邻近的路径都是实际光线进行的路线, 在这种情况下 Q 点就是 P 点的傍轴像.

习 题

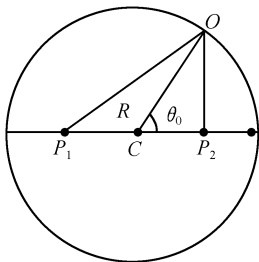
1-1 如习题 1-1 图所示, L 是透镜, M 是平面镜, 试问光线 ACB 与 AOB 二者中, 哪一条光线的光程大些? 为什么?



习题 1-1 图

1-2 一半径为 R 的反射球内, P_1 、 P_2 两点相对于球心 C 对称, 与球心间距为 b . 设光线自 P_1 发出经 O 点反射后过 P_2 点(习题 1-2 图).

- (1) 试给出光程 $P_1 O + O P_2$ 与任意角 θ 的函数关系;
- (2) 利用费马原理计算实际光线的 θ 值.



习题 1-2 图

1-3 如习题 1-3 图所示. 如果以 S 为中心的球面波经过折射率为 n 的平凸透镜而变成平面波 CN 的平面波. 则透镜的凸面的形状必为以 S 为焦点的旋转圆锥曲面(当 $n > 1$ 时为旋转双曲面; $n < 1$ 时为旋转椭球面). 试用等光程原理证明之. 即由

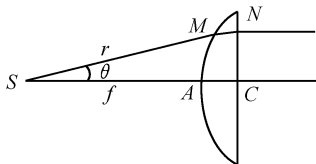
$$f + n \overline{AC} = r + n \overline{MN}$$

导出

$$r = f(1 - n)/(1 - n \cos \theta)$$

其中

$$f = \overline{AS}, \quad r = \overline{SM}$$



习题 1-3 图

1-4 利用等光程原理证明薄透镜在近轴近似下的成像公式 (R_1, R_2 为薄透镜两表面的曲率半径)

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{S'} = (n - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]$$

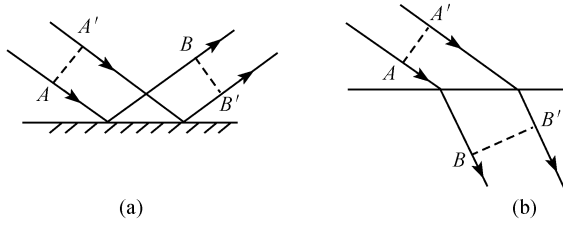
1-5 经过等腰棱镜的光线平行于底面时的偏向角叫最小偏向角 δ_{\min} . 设棱镜顶角为 α , 折射率为 n . 试用等光程原理证明

$$n = \frac{\sin \frac{\alpha + \delta_{\min}}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}$$

1-6 试用费马原理证明: 在以 O 点为中心的各向同性的非均匀介质中(即折射率 n 仅为 r

的函数, r 为任意点到中心 O 的距离), 经过 O 点和任意一点 A 的光线一定是直线.

1-7 试分别证明一束平行光在反射或折射时, AA' 到 BB' 之间各光线都是等光程的(习题 1-7 图).



习题 1-7 图

第二章 光的干涉

波动光学是研究光的波动性的学科,它在普通物理光学教程中占有极其重要的地位.当然,光在本质上是量子化的电磁场,具有波粒二象性.因而在研究光的传播、光场的性质、光与物质的相互作用等问题时,严格地说应当采用全量子理论(即量子光学理论)来处理.这种理论给出光场^①的全部性质,包括经典电磁理论所无法允许的许多特点.但是,对于我们研究的许多光学问题,其相应的特征量远大于普朗克常数 h .换句话说,和问题相应的特征量相比 h 非常小,以至于可以忽略不计.在这种条件下,光的量子效应不明显,而主要显示出波动性,对这许多问题,我们完全可以用光的经典电磁理论来处理.不考虑光的量子性,用经典电磁理论来研究光在宏观传播过程中的波动现象(干涉、衍射、偏振等),以及光波与介质的相互作用(光的吸收、散射、色散),这就是波动光学的主要内容和方法.

2-1 光波的基本性质

在各种波长 λ 的电磁波中,能为人类的眼睛所感受的,只是 $\lambda = 4000 \sim 7600 \text{ \AA}$ 的狭小范围.在这波段内的电磁波叫做可见光.在可见光范围内不同波长的光引起不同的颜色感觉.大致说来,波长与颜色的对应关系如下表所示.

7600	6300	6000	5700	5000	4500	4300	4000 \AA
红	橙	黄	绿	青	蓝	紫	

由于颜色是随波长连续变化的,上述各种颜色的分界线带有人为约定的性质.波长比 7600 \AA 长的、相当广阔区域内的光叫红外线,比 4000 \AA 短的区域内的光叫做紫外线.虽然人眼看不见它们,但可以用有关探测器测量它们的存在.从紫外线到红外线这个范围统称光波,是光学研究的对象.

根据麦克斯韦的电磁理论,电磁波在介质中传播速度为

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu_0 \epsilon_r \mu_r}} \quad (2-1-1)$$

式中 ϵ_0 和 μ_0 是真空中介电常量和磁导率, ϵ_r 和 μ_r 是介质的相对介电常量和磁导率,对真空, $\epsilon_r = \mu_r = 1$,所以光在真空中的速率为

^① 因为光的传播具有空间广延性,故现代光学称之为光场.光场包括光传播到的全部空间.

$$c = 1 / \sqrt{\epsilon \mu_0}$$

它与光的波长无关,其实验值为 $c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$. 把 c 代入式(2-1-1),得光在介质的速率为

$$v = c / \sqrt{\epsilon \mu_r}$$

对于大多数介质 $\mu_r \approx 1, \epsilon > 1$, 所以介质中的光速一般比真空中的光速要小.

由于 ϵ 和 μ_r 与介质种类有关,故同一光波在不同介质中有不同的速率. 由折射率的定义式(1-3-2)容易看出

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu_r} \approx \sqrt{\epsilon} \quad (2-1-2)$$

同一光波穿过不同的介质时,其频率 ν 保持不变,因而同一光波在不同介质中有不同的波长. 根据波速、波长和频率三者间的关系,光波在介质中的波长 λ 可表示为

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda_0}{n} \quad (2-1-3)$$

式中 $\lambda_0 = c/\nu$ 是真空中波长. 式(2-1-3)表明同一光波在介质中的波长比真空中的波长要小.

单一波长的光叫**单色光**, 否则是非单色光.

用棱镜或其他分光仪器对各种光源发出的光进行分析,就会发现它们大都不是单色光. 一束光的强弱程度通常用“光的强度”(简称光强)来描述. 光强正比于光束的平均能流密度(后面还要详细叙述). 令 dI 代表波长在 λ 到 $\lambda + d\lambda$ 之间光的强度,则

$$i(\lambda) = dI / d\lambda \quad (2-1-4)$$

代表单位波长区间的光强. 非单色光的 $i(\lambda)$ 按波长的分布叫做**光谱**. $i(\lambda)$ 叫做**谱密度**, 总光强 I 与谱密度的关系是

$$I = \int_0^{\infty} dI = \int_0^{\infty} i(\lambda) d\lambda \quad (2-1-5)$$

不同的光源有不同的光谱,例如热辐射光源光谱的特点如图 2-1(a)所示,光强在很大的波长范围内连续分布. 这种光谱叫**连续光谱**. 气体(例如金属蒸气)放电发射光谱的特点如图 2-1(b)所示,光强集中在一些分立的波长值 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ 附近形成一条条谱线. 这种光谱即**线光谱**. 不同的化学成分有自己的特征谱线. 每条

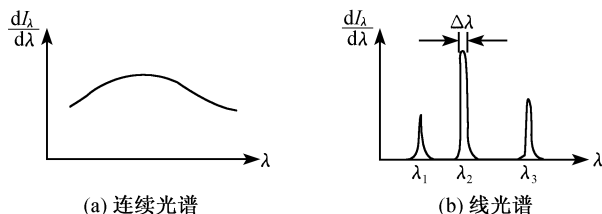


图 2-1 光源辐射光谱

谱线只是近似的单色光,它们的光强分布有一定的波长范围 $\Delta\lambda$,这 $\Delta\lambda$ 称为谱线宽度, $\Delta\lambda$ 越小,表示光的单色性越好.激光器的谱线宽度比普通光源小得多,单色性好正是激光的基本优点之一.

太阳光谱除了一些暗线外,基本上是连续谱,它所发出的各种波长的可见光混合起来,给人以白光的感觉.光学中所谓的白光通常指具有和太阳连续光谱相近的多色混合光波.

2-2 单色光波及其描述

既然光波是电磁波,即光波是由变化的电场和变化的磁场构成的,我们就可以用描述电磁波的波函数来描述光波的各种形态.这些波函数是满足一定边界条件下麦克斯韦方程的解.在光学中常遇到的是单色平面光波和单色球面光波,它们可以看作是电磁波动方程的特解,任何形式的光波都可以分解为这些特解的某种线性组合.下面,我们首先来讨论什么是严格的单色光波,以及单色平面光波与球面光波的描述方法.

一、什么是单色光波

单色光波也可称定态光场,它可用下列函数来描述

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0(p) \cos(\omega t - \varphi(p)) \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0(p) \cos(\omega t - \varphi(p)) \end{aligned} \right\} \quad (2-2-1)$$

那么,在物理上究竟什么样的波才是严格的单色光波呢?从上面的表达式可以看出,要称得上严格的单色光波必须满足下面四个条件:①空间各点电、磁场矢量以单一的频率 ω 作简谐振荡;②空间各点的光波振幅 $\mathbf{E}_0(p)$ 不随时间变化,形成一个稳定的振幅空间分布;③初始相位的空间分布 $\varphi(p)$ 与时间无关;④光波的波列在空间上无限延伸,光源发光时间无限长.第四个条件实际上是前三个条件的补充说明.因为若波列在空间上是有限长的,那么在它的行进过程中,空间各点的振幅分布与相位分布必定会随时间变化.另外,从理论上说对光源有限时间内发出的一列光波进行傅里叶变换后则可发现,这列光波可以看成是由不同频率的、无限长的平面单色光波线性组合而成的.

因为严格的单色光波要求波列无限长,而任何实际光源的发光过程总是有限的,特别从微观角度看,发光过程是断断续续的,所以实际中并不存在严格的单色光波.不过当波列的持续时间比扰动的周期长得多时,除了考虑某些特殊问题(如时间相干性)外,我们可把它作为无限长单色波列,并在这种含义下称之为单色光波.

因为复色光都是由单色光组合而成的,所以,以后我们主要研究的对象是单色

光波.

二、平面单色波与球面单色波的物理描述

在单色光波中,平面单色光波是一种最简单、最基本,但也是最重要的一种光波.因为根据傅里叶分析,任何光波都可以看成为不同频率、不同方向平面单色光波的叠加.根据光的电磁理论,平面单色光波就是平面简谐电磁波.一列沿 z 轴正方向传播的平面简谐电磁波可用下列波函数来描述

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0(\rho) \cos \left[\omega \left(t - \frac{z}{v} \right) + \varphi_e \right] \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0(\rho) \cos \left[\omega \left(t - \frac{z}{v} \right) + \varphi_m \right] \end{aligned} \right\} \quad (2-2-2)$$

式中 \mathbf{E}_0 、 \mathbf{B}_0 分别是电、磁场的振幅,是与位置无关的常数.

图 2-2 形象地描绘了平面单色光波.

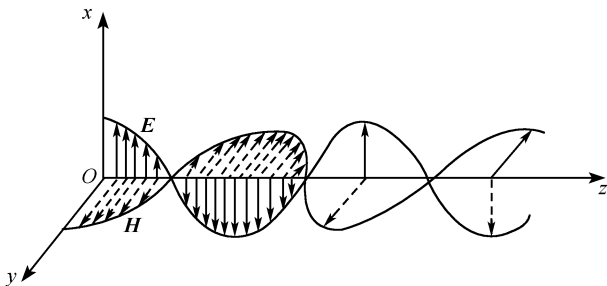


图 2-2 平面单色光波示意图

由光的电磁理论可知,平面单色光波(即平面单色电磁波)有三个重要性质:

(1) \mathbf{E}_0 、 \mathbf{B}_0 、 \mathbf{V} 三者相互垂直,构成右旋系.由此可见光波是横波,光矢量有两个自由度,对应着两个独立的偏振状态.

(2) 作简谐振荡的电、磁场的振幅都是常数,并且相互成比例关系

$$\begin{aligned} \sqrt{\epsilon} \mathbf{E}_0 &= \sqrt{\mu} \mathbf{H}_0 \quad (\text{介质中}) \\ \mathbf{E}_0 &= c \mathbf{B}_0 \quad (\text{真空中}) \end{aligned}$$

(3) \mathbf{E} 与 \mathbf{B} 同相位,即

$$\varphi_e = \varphi_m$$

虽然电磁波中同时存在着电场和磁场,但实验表明光与物质发生作用的多方面效应,如照相乳胶的感光、光电效应以及人眼对光的感受等主要是光波中电场的作用结果,所以今后当我们谈及光振动或光扰动时,均指电场矢量的振动,并把电场矢量称为光矢量.因而描述光矢量的波函数为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E} \cos \left[\omega \left(t - \frac{z}{v} \right) + \varphi_0 \right]$$