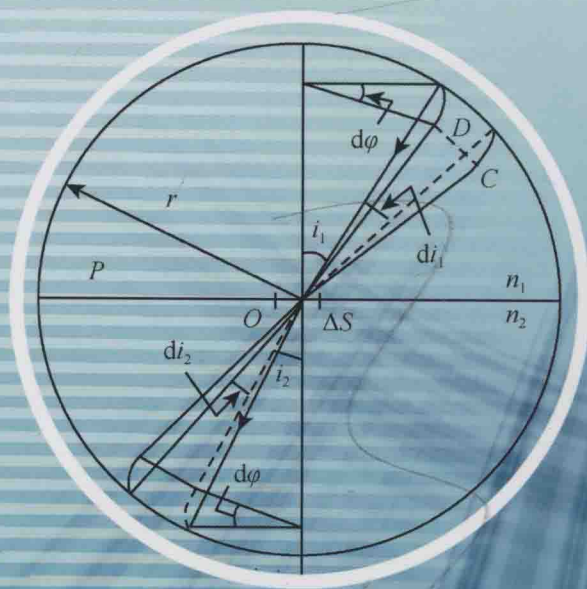




中国科学院教材建设专家委员会规划教材
全国高等医药院校规划教材

应用光学

◎ 主编 李宾中



科学出版社

中国科

教材

应用光学

主 编 李宾中

副 主 编 李大海 廖新华 曾林泽 王 磊

编 委 (按姓氏笔画排列)

王 磊 (四川大学)

汤明玥 (川北医学院)

李大海 (四川大学)

李宾中 (川北医学院)

陈海峰 (川北医学院)

曾林泽 (川北医学院)

廖新华 (第三军医大学)

秘 书 陈海峰 (川北医学院)

汤明玥 (川北医学院)

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书是根据眼视光学专业对光学知识的基本要求,参考国内外有关教材,并结合我们的教学实践经验,由三所院校编写而成。全书共九章,第一章为波动光学基础,涵盖波动光学的基本概念和基础知识。本书的主要内容是第二至第六章为几何光学,论述高斯光学的成像理论和一些基本光学元件的成像特性,以及光学系统中的光束限制等问题;也是眼视光学专业的重要基础。第七章为光度学与色度学基础,第八章为光学系统的像差及像质评价,第九章为目视光学仪器,是与眼视光学专业密切相关的三部分内容。

本书适合高等院校眼视光学专业师生及眼科工作者使用,也可供光学等有关专业的师生和研究工作者作为参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

应用光学 / 李宾中主编. —北京:科学出版社, 2017.1

中国科学院教材建设专家委员会规划教材·全国高等医药院校规划教材

ISBN 978-7-03-051502-5

I. ①应… II. ①李… III. ①应用光学—高等学校—教材 IV. ①O439

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 002484 号

责任编辑:朱 华 / 责任校对:李 影

责任印制:赵 博 / 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>

北京市密东印刷有限公司 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2017 年 1 月第 一 版 开本:787×1092 1/16

2017 年 1 月第 一 次印刷 印张:10 1/2

字数:246 000

定价:45.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

本书是根据眼视光学专业《眼科（视光）应用光学教学大纲》，为眼视光学专业的学生编写的。在李宾中、曾林泽编写的《应用光学基础》讲义的基础上，全书吸取了作者多年来的教学经验和实践成果，并参考了国内外相关教材和同行的经验进行修改和重写而成。与原来的讲义相比，结构上有一些变动，内容也有充实和提高。眼视光学专业的《应用光学》涉及的主要知识是几何光学，此外，还有相关的波动光学、光度学和色度学基础，光学系统的像差和像质评价，以及目视光学系统等，本书内容涵盖了这些知识。

本书共分九章，第一章为波动光学基础，为本课程提供相关的波动光学的基本概念和基础知识，其中的傅里叶光学是现代光学中像质评价的基础。第二至第六章为几何光学内容，主要论述高斯光学的成像理论和一些基本光学元件的成像特性，以及光学系统中的光束限制等问题；这是本书的主要部分，也是眼视光学专业的重要基础。第七章光度学与色度学基础，第八章光学系统的像差及像质评价，第九章目视光学仪器等三章主要选取了与眼视光学专业密切相关的三部分内容。

本书适合高等院校眼视光学专业师生及眼科工作者使用，也可供光学等有关专业的师生和研究工作者作为参考用书。

在编写过程中，得到了领导、同事、朋友及出版社的大力支持。在此，向关心和支持本书编写的领导、同事、朋友，致以衷心的感谢！向科学出版社的领导和编辑表示谢意，他们付出了辛勤的工作！

虽然，编者认真编写、多次修改，力图把最好的书稿奉献给眼视光学专业的师生及其他阅者，但受限于编者的学识水平，加之脱稿仓促，书中谬误和不妥之处难免，恳切希望读者批评指正，不胜感激！

编 者

2016年8月

目 录

绪论	1
第一章 波动光学基础	4
§1.1 光的波动模型	4
§1.2 光的干涉	5
§1.3 光的衍射	11
§1.4 光的偏振	17
§1.5 光的散射	22
§1.6 傅里叶光学基础	24
第二章 几何光学基本原理	30
§2.1 光的光线模型	30
§2.2 几何光学的基本定律	31
§2.3 光路可逆和全反射	33
§2.4 费马原理	35
§2.5 成像的概念	36
第三章 平面系统	40
§3.1 平面镜	40
§3.2 平行平板	41
§3.3 棱镜	43
§3.4 薄棱镜和薄棱镜组合	47
§3.5 光学材料	48
第四章 球面系统	53
§4.1 光线经单个折射球面成像	53
§4.2 单球面折射的近轴区成像性质和物像关系	56
§4.3 共轴球面系统	60
§4.4 球面反射镜	63
第五章 理想光学系统	66
§5.1 理想光学系统的原始定义	66
§5.2 理想光学系统的基点和基面	66
§5.3 理想光学系统的物像关系	68
§5.4 理想光学系统的节点和节平面	75
§5.5 光学系统的组合	77
§5.6 透镜	81
第六章 光学系统中的光束限制	91
§6.1 光阑及其作用	91
§6.2 光学系统的景深和焦深	94
§6.3 远心光学系统	97

第七章 光度学与色度学基础·····	101
§7.1 辐射度学量与光度学量·····	101
§7.2 光传播中的光度学量变化·····	108
§7.3 成像系统像面的光照度·····	111
§7.4 颜色的概念和分类·····	113
§7.5 颜色混合和匹配·····	116
第八章 光学系统的像差及像质评价·····	120
§8.1 像差基本概念·····	120
§8.2 像质评价·····	131
§8.3 常用的像质检验方法·····	136
第九章 目视光学仪器·····	141
§9.1 放大镜和目镜·····	141
§9.2 显微系统及其特性·····	145
§9.3 望远系统及其特性·····	147
§9.4 摄影与投影系统·····	151
参考文献·····	159
索引·····	160

绪 论

自从有了人类以来，人们的社会生产和生活活动就离不开光。人们所以能够看到五彩缤纷、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，人类感官所接收到外界的总信息量中，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怀有极大的兴趣，那么光到底是什么呢？

1. 光是什么

光是一种重要的自然现象，人类对光本性的探索经历了一个漫长的过程。1621 年，斯涅耳利用托勒密的测量数据总结出了折射定律(斯涅耳定律)。笛卡儿最早提出了光的微粒模型，并于 1637 年从理论上推导出斯涅耳定律。1655 年，意大利科学家格里马第首先发现了光的衍射现象，他推想光可能是与水波类似的一种流体，光的不同颜色是波动频率不同的结果。他是光的波动学说最早的倡导者。

那么，光究竟是波，还是粒子？

1663 年，英国科学家波义耳第一次记载了肥皂泡和玻璃球中的彩色条纹，提出了物体的颜色不是物体本身的性质，而是光照射在物体上产生的效果。不久后，英国物理学家胡克重复了格里马第的试验，并通过对肥皂泡膜的颜色观察提出了“光是以太的一种纵向波”的假说，光的颜色是由其频率决定的。

然而 1672 年，伟大的牛顿在他的论文《关于光 and 色的新理论》中谈到了他所作的光的色散实验。他认为，光的复合和分解就像不同颜色的微粒混合在一起又被分开一样。他用微粒说阐述了光的颜色理论。

于是，波动说与粒子说的第一次争论由“光的颜色”这根导火索引燃了。从此，胡克与牛顿之间展开了漫长而激烈的争论。

波动说的支持者，荷兰著名学者惠更斯继承并完善了胡克的观点。惠更斯曾去英国旅行，并在剑桥会见了牛顿。二人彼此十分欣赏，而且交流了对光的本性的看法，但他和牛顿之间产生了分歧。之后，他仔细地研究了牛顿的光学实验和格里马第实验，提出了波动学说比较完整的理论。

1690 年，惠更斯在《论光》中写道：“光同声一样，是以球形波面传播的，这种波同把石子投在平静的水面上时所看到的波相似。”他认为，光是一种由“以太”传播的机械波，并且是纵波。

同时期，牛顿的微粒学说也逐步地建立起来了。基于各类实验，牛顿修改和完善了他的光学著作《光学》。

1704 年，《光学》正式公开发行。但此时的惠更斯与胡克已相继去世，波动说一方无人应战。而牛顿由于其对科学界所做出的巨大贡献，成为了当时无人能及的一代科学巨匠。随着牛顿声望的提高，人们对他的理论顶礼膜拜，重复他的实验，并坚信与他相同的结论。整个十八世纪，几乎无人向微粒说挑战，也很少再有人对光的本性作进一步的研究。

十八世纪末，在德国自然哲学思潮的影响下，人们的思想逐渐解放。英国物理学家托马斯·杨开始对牛顿的光学理论产生怀疑。

1801年,托马斯·杨进行了著名的杨氏双缝干涉实验,从而证明了光是一种波。首次提出了光的干涉概念和光的干涉定律。

1803年,杨氏写成了论文《物理光学的实验和计算》。他根据光的干涉定律对光的衍射现象作了进一步的解释,认为衍射是由直射光束与反射光束干涉形成的。

杨氏的理论激起了牛顿学派对光学研究的兴趣。

1808年,拉普拉斯用微粒说分析了光的双折射线现象,批驳了杨氏的波动说。

1809年,马吕斯在试验中发现了光的偏振现象。由于惠更斯提出光是一种纵波,而纵波不可能发生偏振,这一发现成为了反对波动说的有利证据。

1811年,布儒斯特在研究光的偏振现象时发现了光的偏振现象的经验定律。

光的偏振现象和偏振定律的发现,使当时的波动说陷入了困境,使物理光学研究更朝向有利于微粒说的方向发展。

面对这种情况,杨氏对光学再次进行了深入的研究,1817年,他放弃了惠更斯的光是一种纵波的观点,提出了光是一种横波的假说,比较成功的解释了光的偏振现象。吸收了一些牛顿学派的想法之后,他又建立了新的波动理论。杨氏把他的新看法写信告诉了牛顿学派的阿拉戈。

1819年,菲涅耳成功的完成了对由两个平面镜所产生的相干光源进行的光的干涉实验,继杨氏干涉实验之后再次证明了光的波动说。阿拉戈与菲涅耳共同研究一段时间之后,转向了波动说。1819年底,在菲涅耳对光的传播方向进行定性实验之后,他与阿拉戈一道建立了光波的横向传播理论。

1882年,德国天文学家夫琅和费首次用光栅研究了光的衍射现象。在他之后,德国另一位物理学家施维尔德根据新的光波学说,对光通过光栅后的衍射现象进行了成功的解释。

至此,新的波动学说牢固地建立起来了,微粒说开始转向劣势。

随即,人们开始为光波寻找载体,于是以太说又重新活跃起来。但人们在寻找以太的过程中遇到了许多困难,预示了波动说所面临的危机。

1887年,英国物理学家迈克尔逊与莫雷以“以太漂流”实验否定了以太的存在。

1887年,德国科学家赫兹发现光电效应,光的粒子性再一次被证明!

1894年,麦克斯韦提出“光是一种电磁波”,即光的电磁波动学说,它以大量无可辩驳的事实赢得了普遍公认。可以说,19世纪波动学说取得了巨大的成功,达到尽善尽美的境界。

但是,在研究光与物质相互作用的过程中,发现有许多现象用光的电磁波动理论也难以解释。特别是黑体辐射和光电效应实验,发现光是不连续地被发射和被吸收的,光流具有不连续性的结构。

于是,普朗克在1900年提出了量子说,解释了黑体辐射。

1905年,爱因斯坦又发展了普朗克的量子理论,提出了光量子的假设,成功地解释了光电效应。爱因斯坦认为,光是由光量子(光子)组成的,即光具有粒子的特性。

1924年,德布罗意大胆地创立了物质波动学说,指出波粒二象性是微观粒子的普遍属性,光也是如此,从而在量子力学和量子电动力学中,使光的波动性和微粒性辩证地统一起来。也就是说,光既具有粒子性,又具有波动性,光在传播时表现为波动性,而与物质作用时又表现为粒子性。

1925 年, 玻恩提出的波粒二象性的几率解释建立了波动性和微粒性之间的联系。

1927 年, 康普顿散射实验进一步证明了光量子理论的正确性, 由此, 对光的微粒性的认识进入了一个新的阶段。

1927 年, 杰默尔和后来的乔治·汤姆森在试验中证明了电子束具有波的性质。

在新的事实与理论面前, 光的波动说与微粒说之争以“光具有波粒二象性”而落下了帷幕。

光本质上具有波粒二象性, 但在处理具体问题时, 要采用适当的物理模型。如“光线模型”、“波动模型”、“光子模型”。

2. 应用光学

对光本性的探索推动了光学的发展, 也推动了光学在各个领域中的应用, 这就形成了“应用光学”分支。

人们在社会和生产实践中要不断了解和研究各种物质的现象和信息, 光学就成为必不可少的手段。例如, 观察远处的物体要用望远镜; 研究物质的微观结构要用显微镜; 记录瞬间的现象要用照相机(或摄像机); 研究物质的分子和原子结构, 要用光谱仪来分析其光谱; 各种物理量的高精度测量, 要用到光学计量仪器和技术; 实现自动控制要用光电仪器和技术, 等等。

二十世纪六十年代初发明的激光, 又使整个光学发生了革命性的变化, 极大地推动了光学的发展和应用。随着新理论和新技术的不断出现和发展, 建立和发展了激光原理, 激光光谱学, 光全息术和光信息处理等理论和技术, 形成了激光化学, 激光生物学, 激光光谱学, 激光医学, 信息光学(傅里叶光学), 视觉光学(生理光学)等许多交叉边缘学科。光学在各个领域中的应用更加广泛和深入。

3. 光学与眼科学、视光学有着密切的联系

光学与眼科学、视光学有着密切的联系。首先, 人体眼球的屈光系统的构造就如同一架精密而又复杂的摄像机。其次, 眼科学、视光学中包括从角膜到眼底, 各种屈光、视野和眼压等的大部分检查、诊断和治疗仪器, 都要应用到光学原理和技术, 有许多仪器本身就是一种医用光学仪器。例如, 常见的检查诊断仪器有裂隙灯显微镜、检眼镜、视网膜镜(检影镜)、验光仪、角膜曲率计、立体镜、同视机及眼底照相机、无接触眼压计等; 治疗眼疾的仪器与器械有增视镜、合像镜、弱视刺激仪(治疗仪)、手术显微镜、激光治疗机等。还有提高视功能的光学“药物”, 如眼镜、触镜、人工晶体、低视力助视器等。因此, 从广度上看, 眼科学和视光学所涉及的光学知识几乎是整个光学领域。随着现代光学理论与技术的发展, 在眼科又出现了如眼底全息摄影、眼底的激光飞点扫描电视、屈光不正眼的激光治疗矫正术、人眼的全视路系统MTF(调制传递函数)测定及视网膜至大脑区间的MTF测定等新技术和新方法。

(李宾中)

第一章 波动光学基础

以光的波动性为基础，研究光的传播规律的学科，称为波动光学。本章主要讨论光的干涉、衍射、偏振等现象，阐明其波动性质和基本规律。最后二节分别介绍光的散射和傅立叶光学的基础知识。

§1.1 光的波动模型

麦克斯韦认为，光是某一波段的电磁波。图 1-1 是电磁波谱示意图，从图中可以看到各种不同电磁波的频率分布情况。光波的波长范围约为 $10\sim 10^6\text{nm}$ ，其中波长为 $380\sim 760\text{nm}$ 的光波能为人眼所见，称为可见光。而波长小于 380nm 的光称为紫外光 (ultraviolet light) [或紫外线 (ultraviolet rays)]，波长大于 760nm 的光称为红外光 [或红外线 (infrared ray)] 位于可见光区外两端，是不为人眼所见的。在可见光区内，不同波长的光给人以不同颜色的感觉，对应的波长范围如图 1-2 所示。具有单一波长的光称为单色光 (monochromatic light)。几种单色光相混合后产生的光称为复色光 (polychromatic light)。单色光是一种理想光源，现实中并不存在，激光可以近似地被看成单色光。白光可由各种波长的单色光按一定比例混合后而得到。

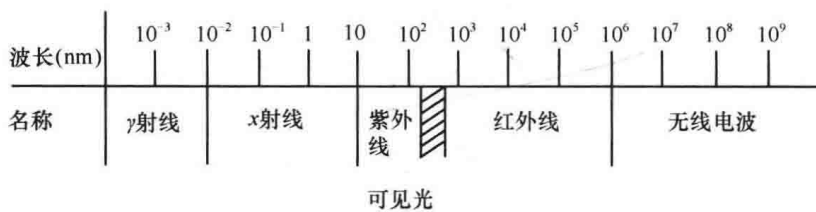


图 1-1 电磁波谱

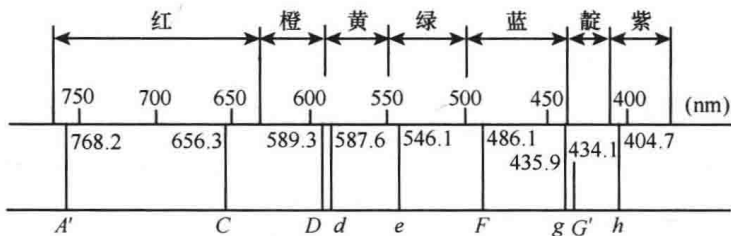


图 1-2 可见光中各颜色的波长范围

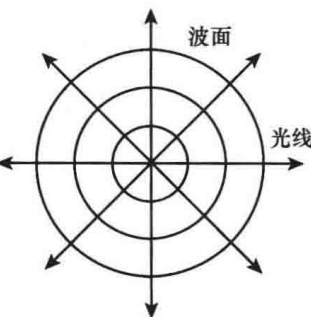


图 1-3 波面示意图

光是一种横波。自发光体向四周辐射的光波，在某一瞬时，光振动位相相同的各点构成一曲面称为波阵面 (wave front)，简称波面，见图 1-3。

波面按形状可分为球面、平面和任意曲面 (为不规则波面)。在各向同性的均匀介质中，一发光点发出的光波波面是一系列以发光点为中心的同心球面，这种波称为球面波。对于有一定大小的发光体，在光的传播距离比其自身线度大得多的情况下，其发出的光波也可近似视为球面波。当发光点位于无限远处时，其发

出的光波波面形状可视为平面，这种波称为平面波。偏离上述规则波面的不规则波面，则称为变形波面。

当研究光的传播和颜色问题时，要采用波动模型。当研究对象的尺寸小于或相当于光的波长(可见光波长为微米量级)时，衍射现象不可忽略，此时必须采用波动模型处理光学问题。

§1.2 光的干涉

干涉现象是波动的特性之一。只有波动的叠加才能产生干涉现象。光的干涉现象的出现，无可置辩地肯定了光的波动本性。

1.2.1 波的叠加原理

几个波源产生的波在同一介质中传播时，无论它们相遇与否，都保持自己原有的特性，即频率不变、波长不变、振动方向不变，各列波都按自己原来传播的方向继续前进，不受其他波的影响；在相遇处，每个质点的位移是各列波单独在该点所产生的位移的矢量和。这种波动传播的独立性和可叠加性叫做波的叠加原理(superposition principle of wave)。例如，听乐队演奏时，各种乐器的声音保持原有的音色，我们能够从中辨别出来。

波的叠加原理与波传播的独立性是有条件的，一是媒质，二是波的强度。例如，当光通过变色玻璃时，或光的强度很强时，叠加原理不成立，这种现象称为非线性效应，属于非线性光学讨论的范畴，本书不涉及。

1.2.2 波的干涉

如果两列波满足相干条件：①频率相同、②振动方向相同、③位相差恒定，那么，它们在相遇的区域叠加后，叠加区域内的合振动可能在有些地方加强，有些地方减弱，这种现象称为干涉(interference)。满足相干条件的光称为相干光(coherent light)，能发出相干光的光源称为相干光源(coherent source)。

对于光波，普通光源很难满足相干条件，这是由于光源发光本质的复杂性所决定的。普通光源发出的光是由大量原子或分子随机辐射的一系列有限长度的波列所组成的，其振动方向和初相位以及频率是彼此独立、随机分布的。另一方面，分子或原子的发光是间歇的，即发出一波列(持续时间约 10^{-8} 秒，长度约为 3 米)之后，要间歇若干时间，再发出另一波列。因此，两光源发出的光在空间任一点叠加时，只能观察到一个平均光强度，而观察不到明显、稳定的干涉现象。所以，由大量波列组成的光束，不能保持固定的振动方向和初相位。不仅来自两个独立光源的光波不能相互干涉，即使同一光源不同部分发出的光波也不可能产生干涉现象。

要从普通光源上获得相干光，必须将同一光源发出的光波，在同一波阵面上分成两列(或多列)光波，沿不同路径传播，然后让它们相遇，这时，它们满足频率相同、振动方向相同、位相差恒定的条件，可以在相遇的区域产生干涉现象。

还要指出的是，只满足相干条件还不一定就能获得干涉现象；为确保产生明显的干涉现象，还须满足两个补充条件：①两光波在相遇点所产生的振动的振幅相差不悬殊。②两

光波在相遇点的光程差不能太大。

1.2.3 光程 光程差

在分析光波的叠加时，参与叠加的光波的相位差是一个十分重要的参数。为了方便地比较和计算光经过不同介质时引起的相位差，需要引入光程和光程差的概念。

光在介质中传播的速度与介质的折射率有关，而光波的频率不变。因此，在相同时间内光在不同介质中传播的几何路程不相等。设单色光在真空和介质中传播的速度分别为 c 和 v ，则介质的折射率为

$$n = \frac{c}{v} \tag{1-1}$$

设在 t 秒内，光在真空中传播的路程为 L ，在介质（折射率为 n ）中传播的几何路程为 x ，则有 $t = \frac{L}{c} = \frac{x}{v}$ ，再考虑到式 (1-1) 后得

$$L = nx \tag{1-2}$$

上式中 $L = nx$ ，即折射率和几何路程的乘积，叫做光程 (optical path)。可见，光程是把光在介质中传输的路程折合为光在真空中传输的相应路程。引入光程以后，在分析光波传播到空间任一点的相位或相位变化时更为简捷。光程之差称为光程差 (optical path difference)。

光程差和相位差有什么关系呢？如图 1-4，从光源 S_1 、 S_2 发出的两列相干光波（波长为 λ ）分别经过折射率为 n_1 、 n_2 的介质，路程分别为 x_1 、 x_2 后相遇在 P 点，它们的光程差和相位差的关系为

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{n_2x_2 - n_1x_1}{\lambda} + \varphi_{02} - \varphi_{01} = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} + \varphi_{02} - \varphi_{01} \tag{1-3}$$

式中 φ_{01} 、 φ_{02} 分别是两列光波的初相位， $\delta = n_2x_2 - n_1x_1$ 是两列光波的光程差。

1.2.4 杨氏实验 (Young's experiment)

1801 年，托马斯·杨 (Thomas Young，英国物理学家、医生) 以极简单的装置和巧妙的构思首先实现了光的干涉，并用光的波动性解释了干涉现象。杨氏实验不仅是许多其他光的干涉装置的原型，在理论上还可以从中提取许多重要的概念和启发，无论从经典光学还是现代光学的角度来看，它都具有十分重要的意义。杨氏实验的原理如图 1-5 所示，在普通单色光源前放一狭缝 S ，作为单色点光源； S 前又放有与 S 平行而且等距离的两条平行狭缝 S_1 和 S_2 。根据惠更斯原理， S_1 、 S_2 形成两个新的相干光源，由 S_1 和 S_2 发出的光波在空间相遇，产生干涉现象，在屏幕 AC 上形成如图 1-6 (a) 所示的稳定的明暗相间的干涉条纹。图 1-6 (b) 是与干涉条纹对应的光强度关于方向角 θ 分布的曲线。历史上，杨氏实验是导致光的波动理论被普遍承认的一个决定性实验。

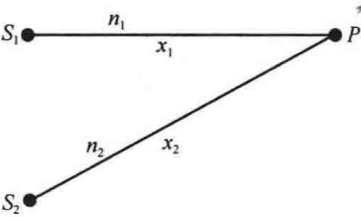


图 1-4 光程和光程差

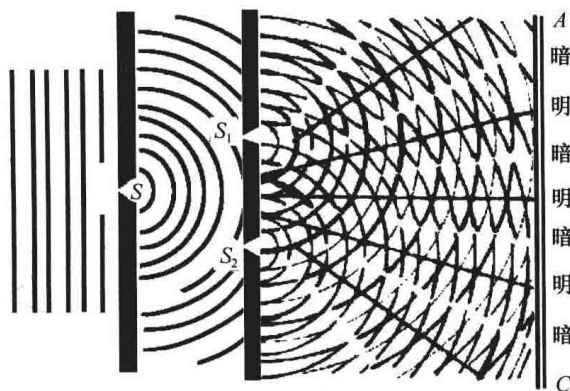


图 1-5 杨氏实验

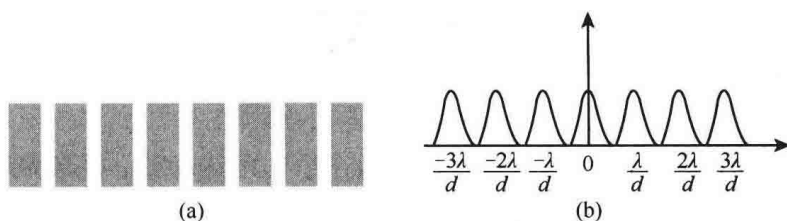


图 1-6 杨氏双缝干涉条纹

下面分析杨氏双缝干涉条纹。设光源是波长为 λ 的单色光，两缝处的光波同相振动，如图 1-7 所示，设 S_1 、 S_2 间的距离为 d ，其中点为 M ，从 M 到屏幕 AC 的距离为 D ，且 $D \gg d$ 。在屏幕上任意取一点 P ， P 与 S_1 和 S_2 间的距离分别为 r_1 和 r_2 ， P 到屏幕的中心点 O 的距离为 x ；显然， MO 是 S_1S_2 的中垂线， θ 为 PM 与 MO 之间的夹角。通常情况下，观察到干涉条纹时， θ 很小，满足： $\sin \theta \approx \tan \theta$ 。因此，由 S_1 、 S_2 所发出的光波到 P 点的光程差为

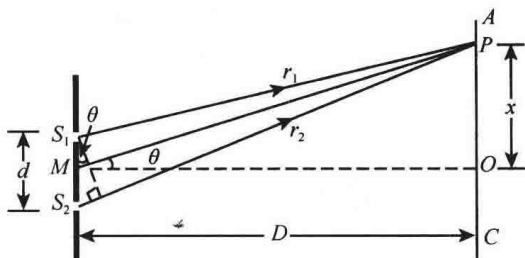


图 1-7 干涉条纹推导

$$\delta = S_2P - S_1P = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta \approx d \tan \theta \approx d \frac{x}{D}$$

则两光波在 P 点加强(光强为极大)，即 P 点处出现亮条纹的条件是

$$\delta = d \sin \theta = \pm k\lambda, \text{ 或 } x = \pm k \frac{D}{d} \lambda, k=0, 1, 2, \dots \quad (1-4)$$

式中 k 为干涉的级数，当 $k=0$ 时， $x=0$ ，即在 O 点处出现亮条纹，称为中央亮条纹或称零级亮条纹。与 $k=1, 2, \dots$ 对应的亮条纹分别称为第一级，第二级， $\dots$ 亮条纹。式中的正、负号表示条纹在中央亮条纹两侧对称分布。两光波在 P 点互相削弱(光强为极小)，即 P 点处出现暗条纹的条件是

$$\delta = d \sin \theta = \pm (2k-1) \frac{\lambda}{2}, \text{ 或 } x = \pm (2k-1) \frac{D}{d} \frac{\lambda}{2}, k=1, 2, 3, \dots \quad (1-5)$$

与 $k=1, 2, 3, \dots$ 对应的暗条纹分别称为第一级，第二级，第三级， $\dots$ 暗条纹。明暗条纹关于中央亮纹对称分布，由式(1-4)和式(1-5)可算出相邻亮条纹或暗条纹间的距离，即条纹间距为

$$\Delta x = \frac{D}{d} \lambda \quad (1-6)$$

式(1-6)表明: ① Δx 与 k 无关, 因此干涉条纹是等间距分布的。②由于光波波长 λ 很短, 两缝间距 d 必须足够小, 从两缝到屏的距离 D 必须足够大, 才能使条纹间距 Δx 大到可以用肉眼分辨清楚。③用不同波长的单色光源作实验时, 条纹的间距不相同, 波长短的单色光, 条纹间距小; 波长长的单色光, 条纹间距大。如果用白光做实验, 只有中央亮条纹是白色的, 其他各级都是由紫到红的彩色条纹。白光干涉的这一特点提供了判断零级干涉条纹的可能性, 在干涉测量中常用到它。

光波传播方向上任一点的光强度 I 通常被定义为该点光振动振幅的平方, 即

$$I = A^2 \quad (1-7)$$

在图 1-7 中, 由 S_1 和 S_2 发出的两列光波到达光屏 P 点处的合振动可用波的叠加原理求得。 P 点的合振幅的平方为

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta \varphi \quad (1-8)$$

式中 $\Delta \varphi = 2\pi(S_2P - S_1P)/\lambda = 2\pi\delta/\lambda$ 是两列光波在 P 点的相位差, δ 是光程差。

由式(1-7)和式(1-8), 可得 P 点的光强度

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta \varphi \quad (1-9)$$

式中 I_1 、 I_2 分别是两列光波单独在 P 点的光强度, $2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta \varphi$ 称为干涉项(interference term)。当相位差 $\Delta \varphi = 2k\pi$ ($k=0, 1, 2, 3\cdots$) 时, P 点的光强度得到最大值

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}$$

当相位差 $\Delta \varphi = (2k+1)\pi$, ($k=0, 1, 2, 3\cdots$) 时, P 点的光强度得到最小值

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1I_2}$$

若相位差介于两者之间, 则 P 点光强度在两极值之间, 由式(1-9)决定。

上面的分析表明: 两光波叠加时, 强度不能直接相加, 即 $I \neq I_1 + I_2$, 其大小与相位差 $\Delta \varphi$ 密切相关。换句话说, 两光波的叠加引起了强度的重新分布(非均匀分布), 这种因波的叠加而引起光强度的重新分布的现象称为光的干涉(interference of light)。在叠加区域内, 这种强度分布的整体图像称为干涉花样(interference pattern)。

若两光波单独在 P 点产生的光强度相等, 即 $I_1 = I_2$, 则两光波叠加后在 P 点的光强度

$$I = 2I_1 + 2I_1 \cos \Delta \varphi = 2I_1(1 + \cos \Delta \varphi) = 4I_1 \cos^2 \frac{\Delta \varphi}{2} \quad (1-10)$$

式(1-10)表明, 此时干涉条纹的光强度随相位差一半的余弦平方而变化, 最大值为单独一列光波在该点光强度的 4 倍, 而最小值为零。

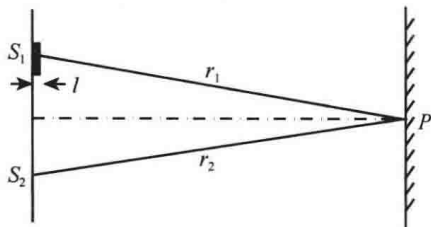


图 1-8 例题 1-1

例题 1-1 如图 1-8 所示, 在杨氏双缝实验中, 若用 He-Ne 激光(波长为 632.8 nm)直接照射双缝, 双缝间距为 0.50 mm, 缝和屏幕的相距 2.0 mm。(1)问条纹间距是入射光波长的多少倍?(2)若以折射率 $n=1.3164$, 厚度 $l=0.011$ mm 的透明薄膜遮住其中的一缝, 问在原来的中央亮纹处, 将变为亮条纹还是暗纹? 是第几级条纹?

解: (1) 由公式(1-6), $\Delta x = \frac{D}{d} \lambda$, 得

$$\frac{\Delta x}{\lambda} = \frac{D}{d} = \frac{2.0}{0.5 \times 10^{-3}} = 4000 \text{ 倍}$$

(2) 未遮薄膜时, 中央亮纹处的光程差为 $\delta = r_1 - r_2 = 0$; 遮上薄膜后, 光程差为

$$\delta' = r_1 - l + nl - r_2 = (n-1)l$$

比较此处光程差与入射光波长的比值, 可判断此处是亮条纹还是暗纹, 是第几级条纹。

$$\frac{\delta'}{\lambda/2} = \frac{(n-1)l}{\lambda/2} = \frac{(1.3164-1) \times 0.011 \times 10^{-3}}{6.328 \times 10^{-7} / 2} = 11 = 2 \times 6 - 1$$

上式表明, 此处光程差是入射光半波长的奇数 $(2 \times 6 - 1)$ 倍, 因此原来的中央亮纹处将变为暗条纹, 是第 6 级暗条纹。

在临床上, 利用杨氏干涉原理已研制成对比灵敏度检测仪。它将激光分成两束经过瞳孔直接投射到眼底上, 在网膜上形成不同频率, 不同亮度的干涉条栅。通过测定各种条栅频率下的对比度阈值可以绘制出受试者视觉系统的对比敏感度函数, 对疾病的诊断提供一定的帮助。

1.2.5 劳埃德镜实验(Lloyd's mirror experiment)

劳埃德(H. Lloyd, 1800~1881)提出了一种更简单的观察干涉现象的装置, 即劳埃德镜, 如图 1-9 所示。 KL 为一块背面涂黑的玻璃片(劳埃德镜)。从狭缝 S_1 射出的光, 一部分直接射到屏幕 E 上, 另一部分经玻璃面 KL 反射后到达屏幕上, 反射光可看成是由虚光源 S_2 发出的。这也是来自同一光源的两束光, 因此 S_1 、 S_2 构成一对相干光源, 能在相干光叠加区域(阴影区域)的屏幕 E 上观察到明暗相间的干涉条纹。

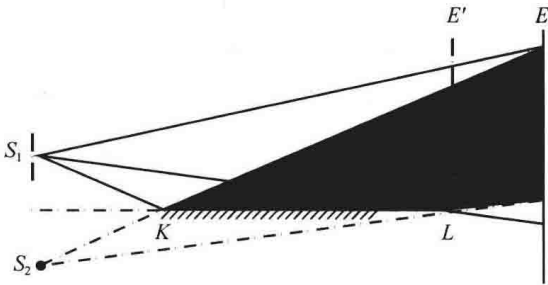


图 1-9 劳埃德镜实验

若把屏幕移到和镜端相接触的位置 $E'L$ 上时, 在屏幕和镜面的接触处 L , 从光程来看, $S_1L = S_2L$, 可以预料 L 处应为亮纹, 实际上该处是暗纹。这表明, 直接射到屏幕上的光与由镜面反射出来的光在 L 处的相位相反, 即相位差为 π 。由于直接射到屏幕上的光不可能有这个变化, 所以只能认为光从空气射向玻璃发生反射时, 反射光发生了大小为 π 的相位突变。因此可以得出这样一个结论: 光从光疏媒质(折射率小)向光密媒质(折射率大)表面入射时, 反射光的位相改变 π , 它相当于光多(或少)传播半个波长的距离, 这种现象称为半波损失(half-wave loss)。

劳埃德镜实验不仅显示了光的干涉现象, 证实了光的波动性, 而更重要的是它证明了光由光疏介质射向光密介质表面发生反射时, 反射光会发生半波损失。其干涉图样仍为

明暗相间的干涉条纹,除 L 处为暗纹外,其他干涉条纹只分布在 L 点的一侧,而杨氏双缝干涉条纹是对称地分布在零级亮纹的两侧。

1.2.6 薄膜干涉

在日常生活中,我们可以观察到太阳光照在肥皂膜、水面的油膜以及其他薄膜上会出现彩色花纹,这就是薄膜干涉现象。光波照射透明薄膜时,在膜的前后两个表面都有部分光被反射,这些反射光来自于同一光源,只是经历了不同的路径而有恒定的相位差,因此它们是相干光,在相遇时将会产生干涉现象,称为薄膜干涉(thin-film interference)。

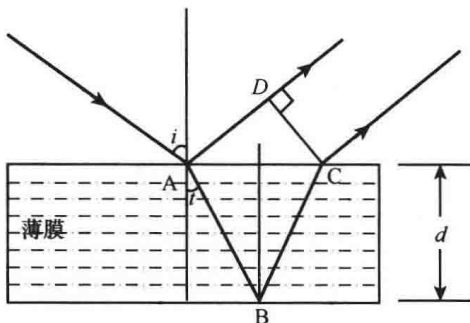


图 1-10 薄膜干涉

如图 1-10 所示,薄膜厚度为 d , 折射率为 n_2 , 膜周围的介质的折射率为 n_1 。设 $n_2 > n_1$ 。入射光到达膜的前表面时,一部分被反射,由于 $n_2 > n_1$, 这部分反射光有半波损失;另一部分进入薄膜,在膜的后表面被反射回来再经前表面折射而出,穿越薄膜的反射光要比直接反射的光多走一段光程。前后表面反射的两束反射光的光程差为

$$\delta = n_2(AB + BC) - n_1AD - \lambda/2$$

由图 1-7, 运用折射定律和几何学知识可得: $AB = BC = d/\cos t$, 又

$$\begin{aligned} n_1AD &= n_1AC \sin i = (2d \tan t)n_2 \sin t = 2n_2d \sin^2 t / \cos t \\ &= 2n_2d(1 - \cos^2 t) / \cos t \end{aligned}$$

而

$$n_2 \cos t = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 t} = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i}$$

最后整理得

$$\delta = 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} - \lambda/2$$

两束反射光在相遇点是亮(互相加强)还是暗(互相削弱)的条件是

$$\begin{aligned} \delta &= 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} - \lambda/2 \\ &= \begin{cases} k\lambda & \text{(亮)} \\ (2k+1)\frac{\lambda}{2} & \text{(暗)} \end{cases} \quad (k=0, 1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (1-11)$$

在薄膜干涉的实际应用中,采用最多的是正入射方式,即 $i=0$ 。由式(1-11)知,此时两反射光互相加强(亮)或互相削弱(暗)的条件是

$$n_2d = \begin{cases} (2k+1)\frac{\lambda}{4} & \text{(亮)} \\ 2k\frac{\lambda}{4} & \text{(暗)} \end{cases} \quad (k=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (1-12)$$

由式(1-12)知,正入射方式下,当薄膜的光学厚度(n_2d)等于四分之一波长($\lambda/4$)的整数倍时,反射光强将出现极值;是极小值(反射光互相削弱),还是极大值(反射光互相加强)有赖于薄膜外的介质。当薄膜折射率小于膜外介质的折射率时,虽然前表面的反射没

有半波损失，但后表面的反射却有半波损失，因此削弱和加强的条件仍然适用。如果薄膜的折射率介于前后介质的折射率之间，则加强和削弱的条件就要对调一下。

例题 1-2 为提高成像质量，照相机的透镜上可镀一层增透膜(也称为减反射膜)，以减少表面的反射，使更多的光进入透镜。常用的镀膜物质是氟化镁(MgF_2)，其折射率 $n=1.38$ 。如果要使可见光谱中 $\lambda=550\text{ nm}$ 的光有最小反射，问膜的最小厚度应是多少？

解：光线入射照相机镜头，可视为正入射，(图 1-11 中入射角接近于零)。由于两次反射都有半波损失，因此两反射光波互相削弱的条件是

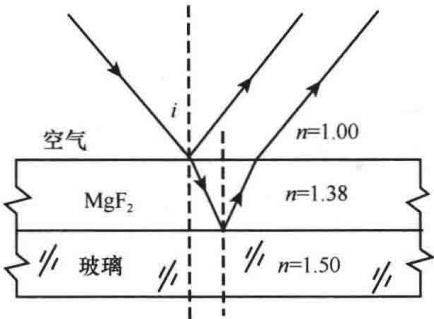


图 1-11 例题 1-2

$$nd = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}$$

当 $k=0$ 时，得膜的最小厚度，即

$$d = \frac{\lambda}{4n} = \frac{550}{4 \times 1.38} = 99.6\text{ nm}$$

由于被削弱的波长是可见光谱中的黄绿色部分，其他颜色仍有部分被反射，因此镀膜后的透镜表面为蓝紫色。

以上讨论的干涉条件是针对单色光而言。如果光源是白光，则某一种色光加强时，其他色光将有不同程度的削弱。如果薄膜厚度不均匀，反射光颜色随厚度变化。吹肥皂泡时看见的颜色变化，正是由薄膜厚度变化所引起的。

§1.3 光的衍射

光的衍射是光的波动性的又一重要特征。光波绕过障碍物的边缘传播的现象叫做光的衍射(diffraction of light)。衍射后所形成的明暗相间的图样称为衍射图样。衍射系统由光源、衍射屏(障碍物)和接收屏幕(观察屏)组成，通常按它们相互间距离的大小，将衍射现象分为两类：一类是菲涅耳衍射(Fresnel diffraction)，即光源和接收屏幕(或二者之一)与衍射屏之间的距离是有限远的一类衍射；另一类是夫琅禾费衍射(Fraunhofer diffraction)，即光源和接收屏幕与衍射屏之间的距离都是无限远的一类衍射。下面的讨论只限于夫琅禾费衍射。

1.3.1 单缝衍射

单缝衍射的实验装置如图 1-12 所示。光源 S 放在透镜 L_1 的焦点上，观察屏 E 放在透镜 L_2 的焦平面上。当平行光垂直照射到狭缝 K 上时，屏幕 E 上将出现明暗相间的衍射图样。

当光源 S 是单色光源时，其衍射图样是一组与狭缝平行的明暗相间的条纹，正对狭缝的是中央亮纹，两侧对称分布着各级明暗条纹。条纹的分布是不均匀的，中央亮纹光强最大亦最宽，其他亮纹的光强迅速下降且随着级数的增大逐渐减小，如图 1-13 所示。图中的曲线表示光强的分布，光强的极大值和极小值与各级明暗条纹的中心相对应。