



普通高等教育“十五”国家级规划教材

物理光学

教程

谢敬辉 赵达尊 阎吉祥 编著

 北京理工大学出版社
BEIJING INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

普通高等教育“十五”国家级规划教材

物理光学教程

谢敬辉 赵达尊 阎吉祥 编著



 北京理工大学出版社

BEIJING INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

内 容 简 介

本书是为了适应新的形势和教学大纲要求而编写的。书中以大部分的篇幅讨论了波动光学(不含几何光学),包括电磁理论、干涉、衍射、偏振和晶体光学基础,也介绍了以“傅里叶光学”为代表的波动光学近代发展。本书在量子光学部分仅介绍了一些半经典的量子理论和极具实用价值的激光器的基本原理。

本书可作为高等院校光电类各专业的基础课教材,也可供相关专业的师生或科研人员阅读。

版权专有 侵权必究

图书在版编目(CIP)数据

物理光学教程 / 谢敬辉, 赵达尊, 阎吉祥编著. —北京: 北京理工大学出版社, 2005. 1

ISBN 7-5640-0370-7

I. 物… II. ①谢… ②赵… ③阎… III. 光学 - 高等学校 - 教材 IV. 043

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 095195 号

出版发行 / 北京理工大学出版社

社 址 / 北京市海淀区中关村南大街 5 号

邮 编 / 100081

电 话 / (010)68914775(办公室) 68944990(发行部)

网 址 / <http://www.bitpress.com.cn>

电子邮箱 / chiefedit@bitpress.com.cn

经 销 / 全国各地新华书店

印 刷 / 北京圣瑞伦印刷厂

开 本 / 787 毫米 × 1092 毫米 1/16

印 张 / 27.5

字 数 / 668 千字

版 次 / 2005 年 1 月第 1 版 2005 年 1 月第 1 次印刷

印 数 / 1-3000 册

定 价 / 44.00 元

责任校对 / 陈玉梅

责任印制 / 李绍英

图书出现印装质量问题,本社负责调换

前 言

光学和光学工程一直在为人类社会的发展做出无可替代的贡献。历史上,望远镜和显微镜的发明曾经为具有哲学意义地推翻“地心说”、“魔力治病”等不正确观点提供了有力的证据;对光本性的探索曾催发了量子论和相对论的诞生;各种光学仪器的开发不断地提高着人们对物质世界认识的准确性。在现代,激光器的发明和光通信等的研发更为人们认识和改造客观世界提供了极为有力的手段。可以说,目前的信息社会是无法离开光学和光学工程的。

光学,作为一门科学,其自身在不断地发展和完善。其中,对光的本性这一根本问题的认识过程,更是具有代表性和启示性。为了使读者对科学发展史上的这一重要章节有一个大致概念,也为了让读者能较自然地接受本教程一开始就认为光是一种电磁波,并且从麦克斯韦方程组出发展开讨论,在本书绪论中介绍了对光本性认识的发展简史。时至今日,人们对光本性的认识同 20 世纪前期的认识尚无本质区别,即认为光具有“波粒二象性”。这就是说,在某些与光有关的过程,例如光的传播和叠加中,光的表现十分类似于经典概念中的“波动”,存在干涉、衍射、偏振等现象;但在另一些过程,例如光与物质的相互作用中,光的表现又类似于经典概念中的微小“粒子”。然而光既不是经典的波动,也不是经典的粒子,这种“奇异”的特性无法用传统观念来理解,只有利用概率、统计等数学手段予以形式上的解释。对此,通过参考绪论的最后一节及其中用“海森堡不确定关系”解释单缝衍射现象的例子,也许会有一些帮助。

物理光学是光学和光学工程的主要理论基础,包括波动光学和量子光学两部分。波动光学讨论当光主要呈现波动性质时所产生的各种现象(如光的传播、叠加和偏振等)及其规律,其时常把光称为“光波”;量子光学讨论当光主要呈现量子(粒子)性质时所产生的各种现象(如物质发光、光电效应、光的压缩态、微小粒子的冷却与捕获等)及其规律,其时常把光称为“光子”。需要说明,光学中发展最早并且至今仍在光学工程中起至关键作用的几何光学,由于它可以基于光线概念和“费马原理”而自成体系,而且它对光的传播又具有直观和易于做近似分析计算的优点,因此构成了一个相对独立的光学分支。但是,如果把光线看成是光波能量传输的径迹,则几何光学可以看成是波动光学在光波波长可以忽略时的极限。从该意义上说,物理光学也包含了几何光学。

本教程是为了适应新的形势和教学大纲要求,而在《波动光学》(赵达尊、张怀玉编著,宇航出版社,1988)等原有教材的基础上重新编写的,不仅在内容上有所增删,各章都编写了与内容相配合的习题,而且在结构上也有较大调整。书中将以大部分的篇幅讨论波动光学(不含几何光学),包括电磁理论、干涉、衍射、偏振和晶体光学基础,也介绍了以“傅里叶光学”为代表的波动光学近代发展。本教程的量子光学部分仅介绍了一些半经典的量子理论和极具实用价值的激光器的基本原理。本书第一章至第五章由谢敬辉执笔,绪论和第六章由赵达尊执笔,第七章由阎吉祥执笔,全书由魏光辉教授审阅。因水平有限,书中难免存在不少欠妥甚至错误之处,敬请读者批评、指教。

编者

2004年4月

目 录

绪论 光本性认识简史

§ 0.1 17 世纪中叶之前	(1)
§ 0.2 17 世纪中叶至 19 世纪 光的微粒说和波动说	(2)
§ 0.3 20 世纪 波粒二象性	(7)

第一章 光波的基本性质

§ 1.1 光的电磁理论基础	(10)
1.1.1 麦克斯韦方程组和物质方程	(10)
1.1.2 电磁波的波动微分方程	(13)
§ 1.2 光波的波函数	(15)
1.2.1 光波的分类	(15)
1.2.2 一维简谐波	(16)
1.2.3 三维简谐平面波	(19)
1.2.4 球面波	(22)
1.2.5 共轭光波	(26)
§ 1.3 平面电磁波的性质	(28)
1.3.1 电磁波的横波性质	(28)
1.3.2 电磁波的矢量性质	(28)
1.3.3 电场波和磁场波的关系	(30)
1.3.4 平面电磁波的能量传播特性	(30)
§ 1.4 电磁波在两种均匀各向同性透明媒质界面上的反射和折射	(32)
1.4.1 电磁场的边界条件	(33)
1.4.2 折、反射定律	(34)
1.4.3 菲涅耳公式	(35)
1.4.4 全反射的性质及其应用	(41)
习题	(44)

第二章 衍射和傅里叶光学的数理基础

§ 2.1 常用非初等函数	(51)
2.1.1 标准形式的一维非初等函数	(51)
2.1.2 一维非初等函数的一般形式	(54)
2.1.3 常用二维非初等函数	(55)

§ 2.2 光学中常用的特殊函数	(58)
2.2.1 δ 函数和梳状函数	(58)
2.2.2 贝塞尔函数	(63)
§ 2.3 傅里叶变换的基本概念及运算	(64)
2.3.1 傅里叶级数及频谱的概念	(64)
2.3.2 一维傅里叶变换的定义和运算举例	(66)
2.3.3 广义傅里叶变换	(67)
2.3.4 二维傅里叶变换	(69)
§ 2.4 傅里叶变换的性质和有关定理	(71)
2.4.1 傅里叶变换的性质	(71)
2.4.2 傅里叶变换定理	(72)
§ 2.5 光波的傅里叶分析	(75)
2.5.1 平面波基元函数分析方法	(75)
2.5.2 复杂波的分解	(76)
习题	(79)

第三章 光的干涉

§ 3.1 干涉的基本理论	(82)
3.1.1 波的叠加原理	(82)
3.1.2 光波叠加综述	(83)
3.1.3 双光束干涉的基本条件	(88)
3.1.4 两个平面波的干涉	(90)
3.1.5 两个球面波的干涉	(95)
§ 3.2 分波面干涉	(98)
3.2.1 杨氏实验	(98)
3.2.2 光波的相干性	(106)
3.2.3 分波面干涉的应用	(110)
§ 3.3 分振幅干涉	(112)
3.3.1 干涉条纹的定域性质	(113)
3.3.2 平行平板的等倾干涉	(114)
3.3.3 楔形板和薄膜的等厚干涉	(117)
3.3.4 双臂式分振幅干涉仪及其应用	(125)
§ 3.4 多光束干涉	(134)
3.4.1 平行平板的多光束干涉	(134)
3.4.2 法布里—珀罗干涉仪及其条纹分布规律	(136)
3.4.3 法布里—珀罗干涉仪的应用	(139)
3.4.4 薄膜光学基础	(143)
习题	(148)

第四章 光的衍射

§ 4.1 标量衍射理论基础·····	(153)
4.1.1 衍射问题概述·····	(153)
4.1.2 惠更斯-菲涅耳原理·····	(154)
4.1.3 基尔霍夫衍射积分公式·····	(155)
4.1.4 菲涅耳衍射和夫琅和费衍射·····	(158)
4.1.5 一维孔径的衍射·····	(160)
4.1.6 在有限距离观察夫琅和费衍射的方法·····	(161)
§ 4.2 衍射和傅里叶变换·····	(164)
4.2.1 计算衍射问题的傅里叶变换方法·····	(164)
4.2.2 衍射问题的角谱分析方法·····	(165)
4.2.3 泰伯效应·····	(168)
§ 4.3 单孔的夫琅和费衍射·····	(170)
4.3.1 单缝的夫琅和费衍射·····	(170)
4.3.2 矩孔的夫琅和费衍射·····	(174)
4.3.3 圆孔的夫琅和费衍射·····	(174)
4.3.4 光学成像系统的分辨本领·····	(178)
4.3.5 特殊物体的夫琅和费衍射·····	(181)
4.3.6 夫琅和费衍射图形的性质·····	(185)
§ 4.4 衍射光栅·····	(188)
4.4.1 一维振幅光栅·····	(188)
4.4.2 二维振幅光栅·····	(197)
4.4.3 凹面光栅·····	(198)
4.4.4 位相光栅·····	(201)
4.4.5 三维光栅·····	(207)
§ 4.5 菲涅耳衍射·····	(209)
4.5.1 菲涅耳半波带法·····	(210)
4.5.2 菲涅耳波带板·····	(214)
4.5.3 菲涅耳积分法·····	(219)
习题·····	(224)

第五章 傅里叶光学

§ 5.1 光学傅里叶变换·····	(229)
5.1.1 薄透镜的位相变换因子·····	(229)
5.1.2 透镜的傅里叶变换性质·····	(231)
5.1.3 傅里叶变换运算的光学模拟·····	(235)
§ 5.2 光学系统的频谱分析·····	(239)

5.2.1 二维线性空间不变系统·····	(239)
5.2.2 光学系统的频域描述 传递函数·····	(241)
5.2.3 光学成像系统的相干传递函数·····	(244)
5.2.4 光学传递函数·····	(249)
5.2.5 相干与非相干成像系统的比较·····	(255)
§ 5.3 光学信息处理·····	(256)
5.3.1 早期的研究成果·····	(257)
5.3.2 复数空间滤波器的综合·····	(259)
5.3.3 光学图像识别·····	(261)
5.3.4 改善图像质量的相干光处理技术·····	(267)
5.3.5 非相干光学信息处理·····	(270)
§ 5.4 全息术·····	(277)
5.4.1 全息术的基本原理·····	(277)
5.4.2 平面全息图理论·····	(280)
5.4.3 体积全息图·····	(291)
5.4.4 计算机全息图·····	(294)
5.4.5 全息术的应用·····	(300)
习题·····	(304)

第六章 光的偏振及晶体光学基础

§ 6.1 光传播的各向异性过程及各向异性媒质·····	(311)
6.1.1 双折射现象及其启示·····	(311)
6.1.2 偏振光的应用价值·····	(311)
6.1.3 偏振的描述和分类·····	(312)
6.1.4 光波传播中的各向异性过程·····	(315)
6.1.5 偏振光的 Jones 矢量表示·····	(317)
§ 6.2 晶体光学概述·····	(319)
6.2.1 晶体的光学各向异性及其描述·····	(319)
6.2.2 晶体中的光波·····	(325)
6.2.3 平面光波在单轴晶体中的传播·····	(326)
6.2.4 光波在晶体界面上的折射和反射·····	(329)
6.2.5 旋光·····	(335)
§ 6.3 偏振光的产生、转换和检验·····	(338)
6.3.1 线偏振光的产生和检验·····	(339)
6.3.2 椭圆偏振光的产生和波片·····	(345)
6.3.3 椭圆偏振光的检验·····	(356)
§ 6.4 偏振光的干涉·····	(358)
6.4.1 概述·····	(358)

6.4.2 平行偏振光干涉·····	(358)
6.4.3 会聚偏振光干涉·····	(361)
§ 6.5 人为双折射·····	(364)
6.5.1 应力双折射——光弹性效应·····	(364)
6.5.2 电致双折射——电光效应·····	(365)
6.5.3 磁光效应·····	(368)
习题·····	(370)

第七章 量子光学基础

§ 7.1 光的量子性·····	(375)
7.1.1 辐射与能量子概念·····	(375)
7.1.2 光电效应与光子概念·····	(377)
7.1.3 康普顿散射和光子性的进一步证实·····	(379)
7.1.4 光的波粒二象性·····	(380)
§ 7.2 原子激发与发光的量子理论·····	(381)
7.2.1 α 粒子散射和原子的核式结构·····	(382)
7.2.2 氢原子光谱和玻尔原子模型·····	(382)
7.2.3 量子力学和原子发光·····	(385)
7.2.4 光谱线的展宽·····	(393)
§ 7.3 激光和激光器·····	(396)
7.3.1 激活介质中的光放大·····	(396)
7.3.2 谐振腔中的光振荡·····	(399)
7.3.3 激光的速率方程理论·····	(400)
7.3.4 激光的模式·····	(401)
7.3.5 典型激光器·····	(403)
§ 7.4 现代光子学理论基础·····	(409)
7.4.1 矢量空间和线性算符·····	(410)
7.4.2 一维谐振子·····	(412)
7.4.3 电磁场的量子化·····	(415)
7.4.4 相干光子态·····	(418)
7.4.5 密度算符和量子分布·····	(421)
7.4.6 光子光学简介·····	(425)
习题·····	(427)
参考文献·····	(430)

绪论 光本性认识简史

§ 0.1 17 世纪中叶之前

1. 对光的早期认识

早在公元前 5 世纪,人们就已经认真考虑视觉是如何产生的问题。当时古希腊人提出了两种假设。一种假设可称为“触觉论”。它认为如同用手去触摸物体,以获得硬、软、冷、暖等感觉一样,人们在观察物体时,从眼睛中伸出一根无形的触须,去“探摸”物体的亮、暗、颜色等性质。虽然这种假设形象地描绘了视觉过程,但是它不能说明为何在黑暗中不能看见物体这样的简单事实,更无法解释为什么当物体移近篝火时能由不可见变为可见。另一种假设称为“发射论”。它认为可见的物体能发射一种称之为“光”的东西,视觉由光的刺激产生。这种观点是人类对光认识的第一次飞跃。虽然它十分粗糙,没有涉及光的本性,也未阐明产生光的原因和条件,但是它能解释当时遇到的多数视觉现象。经过长时期的考验,发射论终于在公元 10 世纪前后完全取代了触觉论。

2. 几何光学规律的发现

根据光的发射论,光自物体发射到人眼接收之间应该经历一个传播过程。

公元前 4 世纪我国战国时期,墨翟(公元前 468—前 376)及其弟子在《墨经》中记述了光的直线传播、阴影形成,光的反射和凹凸面镜反射成象等规律。公元前 3 世纪,古希腊欧几里得(Euclid,约公元前 330—前 260)也发现了光的直线传播和镜面反射定律。从那时开始直到公元 17 世纪,虽然陆续出现了眼镜、透镜和“成像暗箱”等光学器件,我国北宋时代的沈括(1031—1095)还在《梦溪笔谈》中描述了天文仪器,但总的说来光学的进展相当缓慢。例如几何光学的基本定律之一折射定律直到 17 世纪前期才由荷兰的斯涅耳(W. Snell, 1591—1626)和法国的笛卡儿(R. Descartes, 1596—1650)归纳成解析表达式。而几何光学的普适原理:费马(P. de Fermat, 1601—1665)原理则到 17 世纪中叶才提出。

3. 波动光学现象的发现

17 世纪 50 年代,意大利的格里马第(F. M. Grimaldi, 1618—1663)首次注意到衍射现象。他发现光在通过细棒等障碍物时违背了直线传播的规律,在物体阴影的边缘出现了亮、暗交替的或彩色变化的条纹。后来,英国的胡克(R. Hooke, 1635—1703)研究了薄膜的彩色图样,认为这是薄膜前后表面的反射光互相作用——干涉所致。牛顿(I. Newton, 1642—1727)也研究了薄膜的干涉现象,发现了“牛顿环”,并且还进行了著名的棱镜分光实验。到 17 世纪 60 年代末期,丹麦的巴塞林(E. Bartholin, 1625—1698)发现了光经过方解石时的双折射。17 世纪 70 年代荷兰的惠更斯(C. Huygens, 1629—1695)进一步发现了光的偏振性质。至此,反映光的波动性质的各种基本现象都已被揭示,但由于历史条件的限制,人们对光本性的认识发展并不顺利。

4. 光的传播速度

在研究光的传播规律的同时,人们也在研究光的传播速度问题。起初,谁也不能确定,光

速是无限大,还是虽然很大但却有限。1607年,伽利略(G. Galilei, 1564—1621)试图测定光从一个山峰传播到另一个山峰所需的时间。他让站在第一山峰上的人打开手中所持灯的遮光罩,作为发光的开始。又命第二山峰上的人看到对方的灯光后立即打开己方灯的遮光罩。这样,测定第一山峰上的人自发出光信号到看到对方灯光的时间间隔,便得到光在两个山峰间来回一次所需的时间。但是,由于人的反应及动作时间远大于光运行所需的时间,伽利略的实验没有成功。

1676年丹麦的罗麦(O. Römer, 1644—1710)利用天文观察,首次成功地测定了光速,肯定了光速是有限的。罗麦认为,木星的卫星客观上以固定的周期 T_0 环绕木星旋转。如果光速无限,则不论地球如何运动,观察到的木卫蚀现象也该有同样的确定周期 T_0 。然而,观察到的事实是,木卫蚀的周期不固定,当地球在其轨道上远离木星运动时,周期变长;反之周期变短。罗麦用光速有限解释这一现象:木卫蚀这一信息是由光传递到地球的。随着地球的远离,光传递第二个蚀的信息比传递第一个蚀的信息需要走更多的路程,因此需要更多的时间,使得地球上测得的两个蚀的时间间隔大于 T_0 。地球迎着木星运行时,情况与上相反。假定在地球远离木星运动的半年时间内,观察到 N 次木卫蚀,总共经历的时间为 t_1 ,则 t_1 与 $(N-1)T_0$ 之差应该是光经过地球轨道直径 D 所需的时间 D/c (其中 c 是假设的光速): $t_1 - (N-1)T_0 = D/c$ 类似地,在另半年时间内,假定也观察了 N 次木卫蚀,总共经历时间为 t_2 ,则有: $(N-1)T_0 - t_2 = D/c$,由以上两式得到:

$$c = \frac{2D}{t_1 - t_2}$$

当时已知地球轨道直径约为 2.84×10^8 km,实际测得的 $(t_1 - t_2)$ 约为2 640 s,由此算出光速 c 约为 2.15×10^5 km·s⁻¹。虽然与近代数据比较,这个数值有近30%的误差,但这毕竟是第一次成功的光速测量。

§ 0.2 17世纪中叶至19世纪 光的微粒说和波动说

1. 微粒说与波动说之争

光能够引起视觉,因而必定携带能量。鉴于17世纪的认识水平,人们只能把光与两种传递能量的机械运动相类比,分别提出了关于光本性的两种学说:微粒说和波动说。光的微粒说由笛卡儿提出,得到牛顿的支持。该学说认为,光是由光源发射的一束微粒流。由此很容易解释直线传播定律和反射定律,也可以借助媒质对光微粒有作用力的假定去解释折射定律,得到光在折射率较大的媒质中传播速度较快的结论。然而,微粒说对干涉、衍射、偏振等现象的解释相当勉强,以致牛顿不得不在微粒说中添加了“振动”的因素,认为光微粒在传播途中会受到媒质振动的影响。另一方面,与牛顿同时代的惠更斯综合了胡克等人的思想,于1678年比较系统地提出了光的波动说。该学说认为,光是一种特殊媒质——“以太”的波动。通过与机械波类比,波动说很容易定性地说明干涉和衍射现象;如果加上惠更斯所作的“子波假设”,它也能定量地解释反射定律和折射定律。不过,由此导出的结论与微粒说的相反,认为光在折射率较大的媒质中传播速度较慢。因为当时还不能在地面上测定光速,一时无法判断哪个结论正确。尽管总的说来波动说比微粒说显得更合理一些,但一方面由于牛顿在科学界的威望,一方面波动说当时还不能定量地说明干涉和衍射现象,甚至不能圆满地解释直线传播规律,使得多

数科学家在 17 世纪和 18 世纪倾向于微粒说。

19 世纪初,英国的杨氏(T. Young, 1773—1829)完成了著名的“杨氏干涉实验”,提出“干涉原理”,并成功地解释了牛顿环的彩色。他甚至利用牛顿的实验数据确定了各种颜色光的波长。尽管如此,杨氏的学说仍然遭到强大的微粒说坚持者们的反对。这时,法国的菲涅耳(A. J. Fresnel, 1788—1827)意识到,要使波动说在这场争论中取得胜利,必须使用数学工具予以定量论证。1815 年,他把惠更斯的子波假设和杨氏的干涉原理相结合,提出后人所谓的“惠更斯—菲涅耳原理”。该原理用波动理论圆满地解释了光的直线传播规律,定量地给出了圆孔等衍射图形的强度分布。当时,微粒说支持者泊松(S. D. Poisson, 1781—1840)根据菲涅耳的理论,导出圆屏的阴影中央将出现亮斑的结论。他认为这个结论是荒谬的,试图以此否定波动说。然而,阿喇戈(D. F. Arago, 1786—1853)却很快用实验证明了该亮斑确实存在,使菲涅耳理论获得了意外的强力支持。1817 年,杨氏明确指出,光波是一种横波(在此之前,惠更斯、菲涅耳等人也曾有此设想),使一度被牛顿视为波动说障碍之一的偏振现象转化为波动说的一个佐证。至此,波动说的优势已十分明显。给(古典的)微粒说压上最后一根稻草的是法国傅科(J. B. L. Foucault, 1819—1868)设计的实验室测量光速装置。该光速测量的原理如图 0-1 所示。点光源 S 发出的光被透镜 L 经过反射镜 M_1 成像在 S_1 处,球心位于 M_1 镜面上 I 点、半径为 r 的凹球面反射镜 M_2 使会聚到其上 S_1 点的光束返回。如果 M_1 静止不动,则从 S_1 返回的光束经过 M_1 反射后将被 L 成像在光源 S 处。如果令 M_1 以很大的角速度 ω (例如 1 000 rad/s)绕一个通过 I 点并垂直于图面的轴旋转,并且在某一时刻反射镜 M_1 恰好转至图示位置,则 S 的像点仍将位于 S_1 。但因光从 I 射到 S_1 再从 S_1 返回到 I 需要一段时间 $\Delta t = 2r/v$, 其中 v 为光速,所以当光返回到 I 时, M_1 已转过了一个角度 $\theta = \omega\Delta t$, 从而返回光将被处于新角位置上的 M_1 反射,使 S_1 相对于 M_1 的镜像位置发生了变化,变化的距离等于 $2r\theta$ 。结果,对于返回光来说, L 的“物点”在“物面”上移动了 $2r\theta$, 于是其“像点” S' (见图 0-1) 将偏离光源 S 一个偏离量 $\overline{S'S} = 2r\theta \times \text{“像距”/“物距”} = 2r\theta \cdot l/(r+p) = [4r^2\omega l/(r+p)v]$ 。这样,测出上式中各个长度量便可由已知的 ω 求得 v 。当整个装置(主要是反射镜 M_1 与 M_2 之间的部分)位在真空中时,测得的 v 就是真空光速。如果在 M_1 与 M_2 之间的光路上加入一个长度为 d ($d < r$) 的水槽,那么上述的 Δt 将变成 $\Delta t' = [2(r-d)/v + 2d/v']]$, 其中 v' 是水中的光速。从而 θ 变成 $\theta' = \omega\Delta t'$, $\overline{S'S}$ 也将发生相应的变化,于是根据已测得的 v 便可以导出 v' 。傅科于 1850 年公布了上述实验的结果,表明即使考虑了实验中的各种误差,也可以确定光在水(其折射率较大)中的传播速度要小于在真空或空气(其折射率较小)中的传播速度,从而否定了微粒说的推论。

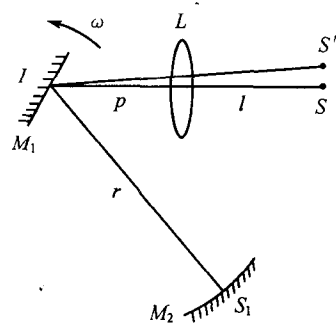


图 0-1 傅科的实验室测量光速装置

2. 电磁波理论

虽然到 19 世纪中叶时,波动说已被普遍接受,但人们对光波动实质的认识存在着两个错误。错误之一是,无论是惠更斯还是杨氏、菲涅耳,都认为光波是一种机械波,伴随着某种实物的机械振动。错误之二是,认为光波必须依赖假想媒质“以太”才能传播。尽管两个错误有明显的因果关系,但是作为“原因”的前一错误随电磁波理论的建立而很快地得到了纠正,而作为

“结果”的后一错误却继续存在了一段时间。

1873年,英国麦克斯韦(J. C. Maxwell, 1831—1879)在总结法拉第(M. Faraday, 1791—1867)等人对电磁作用研究的基础上,加入了自己的假设,发表了“电磁论”,提出后人所称的“麦克斯韦电磁方程组”。根据该方程组,麦克斯韦预言,电磁场可以向外发射、传播,形成电磁波。他利用由电磁学方法测到的数据,计算出电磁波的传播速度,发现在误差范围内该速度与实测的光速相同。以此为主要依据,麦克斯韦认为光波是一种电磁波。这就是光的电磁波理论。1888年,德国赫兹(H. R. Hertz, 1857—1894)发现了射频范围内的电磁波(波长约10 m),测出其传播速度与光速相同,并证明它和光一样,能产生反射、折射、衍射、干涉和偏振等现象。这样,麦克斯韦的理论由于得到实验的有力支持而被广泛接受。

光的电磁波理论是人们对光本性认识的又一次飞跃。光振动不再是某种媒质分子的机械振动,而是电磁场这个物理量的振动。麦克斯韦电磁方程组给出了惠更斯—菲涅耳原理的理论依据,除了极微弱的光波之外,它几乎可以解释光波的一切传播规律,以致波动光学可以以此为出发点,展开全部内容的讨论。

电磁波理论也有其局限性。首先,在它形成的初期,由于不知道电磁波本身是物质的一种形式,为了说明电磁波能在真空中传播,仍然需要借助以太假设,认为电磁波是在无所不在的以太中传播的。其次,该理论不能解释光在发射过程和吸收过程中的许多现象。第三,它也不能说明极微弱光的干涉、衍射现象。

3. 以太假设的困难

以太假设是惠更斯机械波动说的必然要求,后来麦克斯韦“借用”了以太的概念,作为传播电磁波的载体。

为了解释各种光学现象,人们被迫赋予以太许多奇特的性质。例如,以太应该充斥整个空间,渗入到一切透光物质之中,它必须十分稀薄,不阻碍物体的运动。这种类似于气体的性质,使惠更斯最初认为光波像声波一样,是一种纵波。当偏振现象使人们认识到光是横波以后,又不得不给以太加上了类似于固体的性质。例如它不能被压缩,同时具有很大的切变模量。因为只有这样才会不传递纵波,只传递快速、高频的横波。尽管很难想像这种具有气体、固体双重性质的“物质”,但还不能说它不可能存在。

以太假设的根本困难出现在回答下述问题的时候,即以太与运动媒质之间究竟有无相对的运动?

由英国布喇德雷(J. Bradley, 1692—1762)在18世纪20年代所发现的“光行差”现象可以推断,以太是“绝对静止”的,地球及其上的大气不能带动以太运动。光行差现象是指,在地球上看来,恒星在天球上的位置不是恒定不动的,它以一年为周期沿着一个椭圆形轨道旋转。解释该现象的一个直观方法是,把来自恒星的光线比拟为自天空下落的雨滴,把地球上的观察者比拟为运动车厢内的乘客(“雨滴模型”)。假如在“绝对”坐标系中雨滴是垂直下落的,则在乘客看来雨滴是从前上方倾斜下落的。车厢的运动方向不同时,雨滴的来向也不同。由于一年之中地球的运动方向不断改变,给地球上的观察者造成了恒星方位在旋转的假象。根据这种模型,可以由地球轨道速度 v 和观察到的恒星方位角变化来求出光速。图0-2中的 SE 表示“绝对空间”中的光线方向,光速为 c ; EF 表示某一时刻地球的运动方向,速度为 v 。于是地球观察者认为光线沿 SG 方向射来,它与 SE 方向应有一个夹角。由经典的速度合成法则可以导出:

$$\tan \alpha = \frac{v}{c}$$

半年之后,地球运动方向相反,SG 将位于 SE 的另一侧,偏离角仍由上式给出。因此恒星的表观方位角将有 2α 的变化。实际上测得 2α 约为 $40.9''$,已知地球轨道速度 v 近似为 $30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$,从而得到 $c = 3 \times 10^5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这个数据与 19 世纪末期的已知数据十分符合,从而当时的人们以为,求出这个光速数据的模型和假设也都是正确的,也即光是在“绝对”静止的以太中传播的,地球丝毫不能带动以太一起运动。

另一方面,由菲涅耳的“曳引系数”假定可以导出,以太应该被运动媒质部分地带动。19 世纪前期,当菲涅耳依据机械波模型推导光波折、反射过程的振幅关系(“菲涅耳公式”)时,为了避免出现纵波成分,曾做过下述假设:以太的“密度”与媒质的折射率有关。该假设的一个推论是,当折射率为 n 的媒质以速度 v 运动时,渗入其中的以太将以速度 χv 运动,其中的 χ 即是曳引系数。它与媒质折射率的关系是: $\chi = 1 - \frac{1}{n^2}$ 。因为光在以太中的传播速度是 c/n ,所以光相对于静止坐标系的速度 v' 是:

$$v' = \frac{c}{n} \pm \chi v$$

式中正负号取决于光传播方向与媒质运动方向一致或相反。 χ 等于 1 表示以太完全跟随媒质一起运动, χ 等于零表示以太绝对静止,不被媒质曳引。1851 年,斐索(A. H. L. Fizeau, 1819—1896)在光通过静止水柱和流动水柱两种情形下,测定了干涉条纹的位移量,结果证明了以上两式与实际符合。由此似乎可以认为,“部分曳引”理论是正确的。所幸的是,因为空气的 $n \approx 1$,根据前一式, $\chi \approx 0$,与光行差的结论尚无明显矛盾。

然而,19 世纪后期的迈克耳逊—莫雷(A. A. Michelson, 1852—1931—E. W. Morley, 1838—1923)实验却导出了完全相反的结果:不能察觉地球与以太之间的任何相对运动,以太被地球完全曳引。1879 年,麦克斯韦去世前不久,建议用干涉方法测定地球与以太的相对速度。为此,美国的迈克耳逊设计了著名的“迈克耳逊干涉仪”。该干涉仪含有两支位在同一水平面内、互相垂直的光路,如图 0-3(a)所示。自光源 S 发出的光波射向分束器 B,被分束器分成两路。第一路光波透过 B 射向平面镜 M_1 ,反射后返回 B 并由 B 反射到观察装置 E。第二路光波先由 B 反射到平面镜 M_2 再由 M_2 反射返回 B,最后透过 B 与第一路光波汇合,也射向观察装置 E。这两路光波将发生干涉,并在观察装置内形成干涉条纹。干涉条纹的位置取决于两路光波分别经过路程 $B-M_2-B$ 和 $B-M_1-B$ 所需的时间之差 Δt 。实验时首先让光路 $B-M_1-B$ 与地球的轨道速度 v 平行,记录干涉条纹的位置。这时如果假设一个地球相对于以太的运动速度,则光波经过 $B-M_1-B$ 所需的时间 t_1 和经过 $B-M_2-B$ (它与 v 垂直)所需的时间 t_2 都可以由计算得到。因为不能判断干涉条纹的绝对位置,还需要做第二步实验:即让整台干涉仪环绕垂直轴旋转 90° ,使 $B-M_1-B$ 垂直于 v 而 $B-M_2-B$ 平行于 v 。如果 BM_1 和 BM_2 的几何长度相同,则两路光波经历的时间应与前一情形互换,从而使两种情形中的时间差之差为 $2\Delta t = 2(t_2 - t_1)$ 。于是,只要 Δt 不为零,旋转前后干涉条纹的位置应该发生位移,移动量正比于 Δt ,可由计算预言。当时迈克耳逊从以太绝对静止的假设出发,计算出 Δt ,从而预言了条纹的移动量大小。然而,实际观察表明,条纹没有发生可察觉的移

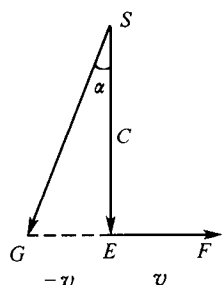


图 0-2 光行差的雨滴模型

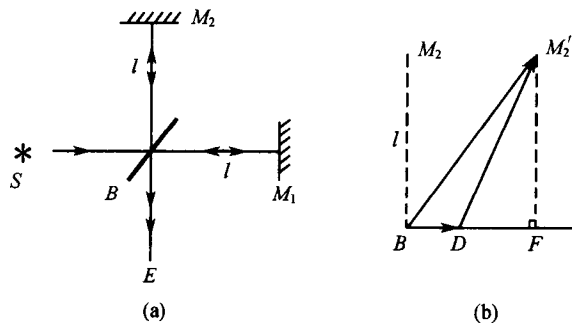


图 0-3 迈克耳逊干涉仪

动。即使考虑计算及观察误差,也至少可以肯定移动量远小于预期值。这样便否定了以太绝对静止的假设。为了把迈克耳逊的实验数据与非涅耳的曳引系数相联系,下面把系数 χ 作为一个参量来计算 Δt ,然后根据实验结果来确定 χ 的数值。

设地球大气的曳引系数为 χ ,折射率 $n = 1$,则由前述两个表达式,当光路 $B-M_1-B$ 与 v 平行时,光自 B 至 M_1 的传播速度 v_{11} 为:

$$v_{11} = c + \chi v$$

用 l 表示 B, M_1 间的几何长度,用 t_{11} 表示光自 B 至 M_1 所需的时间,考虑到在这段时间内 M_1 随地球运动了一段距离 vt_{11} ,可以写出:

$$l + vt_{11} = (c + \chi v)t_{11}$$

同理可以导出,光自 M_1 返回 B 所需的时间 t_{12} 满足:

$$l - vt_{12} = (c - \chi v)t_{12}$$

由以上两式得到,该路光的往返时间为:

$$\begin{aligned} t_1 = t_{11} + t_{12} &= l \left[\frac{1}{c - (1 - \chi)v} + \frac{1}{c + (1 - \chi)v} \right] \\ &= \frac{2l}{c} \left[\frac{1}{1 - (1 - \chi)^2 \beta^2} \right] \approx \frac{2l}{c} [1 + (1 - \chi)^2 \beta^2] \end{aligned}$$

式中 $\beta = v/c$ 。最后的近似等式忽略了 β^4 及更高次的项。对于与 v 垂直的光路 $B-M_2-B$,从 B 至 M_2 的传播时间 t_{21} ,可以利用图 0-3(b)求得。在 t_{21} 时期内,镜面上某一点自 M_2 移至 M'_2 ,且有 $M_2 M'_2 = vt_{21}$ 。另一方面,为了使离开 B 点的光得以到达 M'_2 ,它在静止坐标系中的径迹应该是 BM'_2 。根据部分曳引理论,该径迹由两个成分构成:其一是在 t_{21} 时期内以太被地球曳引的路程,即图中的 BD ,它的长度为 χvt_{21} ,其二是光在以太坐标系中的路程,即图中的 DM'_2 ,它等于以太中的光速 c 乘以时间 t_{21} 。于是可以列出直角三角形 $DM'_2 F$ 的边长关系(注意 $BF = M_2 M'_2$):

$$(ct_{21})^2 = l^2 + (vt_{21} - \chi v t_{21})^2$$

由此得到:

$$t_{21} = l [c^2 - (1 - \chi)^2 v^2]^{-1/2} \approx \frac{1}{c} \left[1 + \frac{1}{2} (1 - \chi)^2 \beta^2 \right]$$

式中同样略去了 β^4 项。类似地,光自 M'_2 返回分束镜所需的时间与 t_{21} 相同,从而:

$$t_2 = 2t_{21} = \frac{2l}{c} \left[1 + \frac{1}{2}(1 - \chi^2)\beta^2 \right]$$

最后得到:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = -\frac{1}{c}(1 - \chi)^2\beta^2$$

干涉仪旋转 90° 前后测得的干涉条纹位移量应该与上式所示的 Δt 值相对应。

根据迈克耳逊和莫雷的实验结果可以导出:

$$1 - \chi < 0.16 \text{ 或 } \chi > 0.84$$

后来又有人运用同样的原理,做了更准确的测定,得到:

$$1 - \chi < 0.04 \text{ 或 } \chi > 0.96$$

这样,迈克耳逊—莫雷实验似乎说明,以太几乎完全被地球大气曳引,地球与以太之间基本上没有相对运动。该结论与“雨滴模型”完全相反,与部分曳引公式也有矛盾。

以上事实揭示,已流行一个多世纪的以太假设含有内在矛盾。1900年,法国的邦加(J. H. Poincare, 1854—1912)终于提出疑问:“我们的以太真的存在吗?”

§ 0.3 20 世纪 波粒二象性

20 世纪初期,物理学发生了一系列的突破和革命,相继出现了相对论、量子力学以及相对论量子力学和量子场论等新理论。可以说,这些理论的诞生无一不受到光学研究的推动和刺激;反之,它们的建立又解决了光学中的许多困难和疑问,加深了人们对光本性的认识。

为了解释迈克耳逊—莫雷实验的结果,洛伦兹(H. A. Lorentz, 1853—1928)在否定存在绝对坐标系和绝对时间概念的基础上,导出了两个相对运动坐标系之间的变换公式:洛伦兹变换。该变换公式与我们在推导前述各计算公式时所使用的经典变换公式(伽利略变换)有着根本的差别。例如洛伦兹变换认为在不同的坐标系中,时间变量也是不同的。利用洛伦兹变换可以导出,在选定的参考系中,运动物体的长度在运动方向上有所缩短,小于静止时的长度,也即存在著名的“洛伦兹缩短”。据此可以求得,光波在迈克耳逊干涉仪的两支光路中所经历的时间是相同的,因此不应观察到干涉条纹的位移。

1905 年,爱因斯坦(A. Einstein, 1879—1955)推广了洛伦兹变换,对牛顿经典力学加以修正,提出“狭义相对论”。该理论一方面重申洛伦兹变换的一些结果,例如“洛伦兹缩短”和“光速不变原理”(在任何惯性坐标系中,真空中的光速都相同);另一方面给出了“质能公式”:

$$E = mc^2$$

指出任何质量都与一定的能量相联系,任何能量也一定与某个惯性质量相联系。这种联系使人们认识到,具有能量的电磁波自身就是一种物质,它的传播不需要任何其他的媒质的支持。因此,以太假设不仅是不合理的,而且变得是不需要的,终于被人们彻底摒弃。至此,经典的电磁波理论已经完善。

然而,即使是“完善”的电磁波理论,也不能保证光的波动本性不受到新的挑战。19 世纪末至 20 世纪初,发现了一系列与电磁理论矛盾的现象。例如黑体辐射的规律、光电效应、原子的分立光谱和康普顿(A. H. Compton, 1892—1962)散射规律等。为了解释这些现象,人们不得不做出一些与电磁理论相对立的假设。