



世纪普通高等教育基础课规划教材

ERSHIYI SHIJI PUTONG GAODENG
JIAOYU JICHUKE GUIHUA JIAOCAI

大学物理 简明教程

下册

DAXUE WULI JIANMING JIAOCHENG

施 卫 主编

Physics



机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS

21 世纪普通高等教育基础课规划教材

大学物理简明教程

下 册

主 编	施 卫		
参 编	李恩玲	唐远河	张显斌
	吕惠民	马德明	纪卫莉

机械工业出版社

本书是按照教育部现行的《理工科类大学物理课程教学基本要求》，同时总结编者长期物理教学的经验，并汲取了当前国内外优秀教材改革的成果编写而成的。全套教材分为《大学物理简明教程》上、下两册。本书为下册，内容包括波动光学、电磁学以及近代物理学。为便于教学，本书具有紧贴教学实践、符合教学规律和深入浅出等特点。

本书为高等学校工科等非物理专业的教科书，教学课时可根据教学要求在 100 ~ 120 课时之间选择。本书也可供文理科有关专业选用和其他专业教师、工程技术人员阅读。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理简明教程. 下册/施卫主编. —北京: 机械工业出版社, 2010.5

21 世纪普通高等教育基础课规划教材

ISBN 978 - 7 - 111 - 30811 - 9

I. ①大… II. ①施… III. ①物理学—高等学校—教材
IV. ①04

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2010) 第 097502 号

机械工业出版社(北京市白力庄大街 22 号 邮政编码 100037)

策划编辑: 李永联 责任编辑: 任正一

版式设计: 张世琴 责任校对: 任秀丽

封面设计: 马精明 责任印制: 杨 曦

北京蓝海印刷有限公司印刷

2010 年 8 月第 1 版·第 1 次印刷

169mm × 239mm · 15.25 印张 · 293 千字

标准书号: ISBN 978 - 7 - 111 - 30811 - 9

定价: 24.00 元

凡购本书, 如有缺页、倒页、脱页, 由本社发行部调换

电话服务

网络服务

社服务中心: (010) 88361066

门户网: <http://www.cmpbook.com>

销售一部: (010) 68326294

教材网: <http://www.cmpedu.com>

销售二部: (010) 88379649

封面无防伪标均为盗版

读者服务部: (010) 68993821

前 言

编写一部适合普通高等院校工科物理教学改革实际需求的简明教程是我们编写这本书的初衷。工科非物理专业种类繁多,对物理课程内容的侧重点又各不相同,差异较大,既要突出重点,又要体现简明,这就对本教材的编写提出更高的目标要求。因此,本简明教程的编写也是一种探索。

这本教材是在总结大学物理教学改革经验的基础上,遵照《高等教育面向21世纪教学内容和课程体系改革计划》的基本精神,结合我校专业设置特点,汲取了当前国内外优秀教材改革成果而编写成的。本教材的内容体系符合教育部物理基础课程教学指导分委员会制定的《理工科类大学物理课程教学基本要求》。在基本知识到位的基础上,本教材在内容方面力求深入浅出、叙述精炼、条理明晰、重点和难点突出,使之不仅是一本全面而系统的简明教程,同时还能满足学生自学的需要,并成为从事物理教学工作及科研人员的一部参考书。

全套教材分为《大学物理简明教程》上、下两册,由西安理工大学应用物理系教学经验丰富、长期工作在物理教学一线的教师共同编写。西安理工大学的大学物理课程早在2003年就被评为陕西省精品课程,本书的编写人员都是该精品课程的建设骨干。他们都经历了西安理工大学大学物理课程的多媒体与传统教学相结合的教学改革实践、挂牌教学改革实践、分级教学改革实践以及完全学分制下的物理课程教学改革。多年的实践过程使编写人员对工科物理教学有比较深刻的认识和理解,并将这些认识和理解融入到本教材的编写当中。

本书由施卫主编、统稿。李恩玲、唐远河、张显斌、吕惠民、马德明、纪卫莉编写了相关章节。

大学物理课程教学是一项集体的事业,这本教材凝聚了西安理工大学应用物理系多年来从事工科物理教学教师的心血,是集体智慧的结晶。

本书的编写得到了不少校内外同仁的帮助,还参阅了一些兄弟院校的有关教材和讲义,对此我们一并深表谢意。

鉴于我们水平和教学经验有限,编写时间仓促,错误和不足之处在所难免,恳请读者指正。

编 者

目 录

前言

第四篇 波动光学 1

第九章 光的干涉 2

第一节 光源及光的相干性 2

第二节 双缝干涉 4

第三节 光程和光程差 薄透镜
的一个性质 8

第四节 薄膜干涉 11

第五节 等厚干涉 14

第六节 迈克耳逊干涉仪 19

思考题 21

习题 21

第十章 光的衍射 24

第一节 光的衍射现象 惠更斯-
菲涅耳原理 24

第二节 单缝衍射 26

第三节 衍射光栅 30

第四节 光学仪器的分辨力 36

第五节 X射线的衍射 39

思考题 41

习题 41

第十一章 光的偏振 43

第一节 自然光和偏振光 43

第二节 马吕斯定律 47

第三节 反射和折射时光的
偏振 48

第四节 光的双折射现象 51

第五节 旋光现象 57

第六节 偏振光的干涉 58

思考题 60

习题 60

第五篇 电磁学 62

第十二章 真空中的静电场 62

第一节 电荷 电荷守恒定律
库仑定律 62

第二节 电场 电场强度 电场
强度叠加原理 66

第三节 电力线 电通量 72

第四节 静电场中的高斯定理
及其应用 75

第五节 静电场力的功 环路
定理 电势能 80

第六节 电势 电势叠加原理
电场强度与电势的
关系 82

第七节 电场对带电粒子的作用及
电荷的运动规律 89

思考题 91

习题 92

第十三章 静电场中的导体和 电介质 95

第一节 静电场中的导体
静电平衡 95

第二节 电容 电容器 100

第三节 电介质的极化 103

第四节 电介质中的电场 电位
移矢量 电介质中的高
斯定理 105

第五节 电场的能量 能量
密度 108

思考题 110

习题 111

第十四章 稳恒磁场 113

第一节 磁场 磁感应强度	113	与电磁波	165
第二节 毕奥-萨伐尔定律	115	第一节 涡旋电场和位移 电流	165
第三节 磁场的高斯定理	120	第二节 麦克斯韦方程组	168
第四节 磁场的安培环路定理	122	第三节 电磁波	170
思考题	127	思考题	172
习题	127	习题	173
第十五章 磁场对运动电荷和 电流的作用	130	第六篇 近代物理学	174
第一节 磁场对运动电荷的 作用	130	第十九章 光的量子性	174
第二节 磁场对载流导线的 作用	133	第一节 黑体辐射 普朗克 量子假说	174
第三节 磁场对载流线圈的 作用	136	第二节 光电效应与康普顿 效应	178
思考题	138	第三节 光的波粒二象性	188
习题	138	思考题	190
第十六章 物质的磁性	140	习题	191
第一节 磁介质的磁化	140	第二十章 量子力学基础	194
第二节 有磁介质时的安培 环路定理	142	第一节 氢原子的玻尔理论	195
第三节 铁磁质的性质	143	第二节 德布罗意波 实物粒子 的波粒二象性	205
思考题	145	第三节 测不准关系	208
习题	145	第四节 波函数 薛定谔 方程	212
第十七章 电磁感应	147	第五节 一维无限深势阱 和势垒	219
第一节 电源及其电动势	147	第六节 氢原子的量子力 学简介	224
第二节 法拉第电磁感应定律	149	第七节 多电子原子中的 电子分布	228
第三节 动生电动势和感生 电动势	152	思考题	232
第四节 自感和互感	157	习题	232
第五节 磁场的能量	161	参考文献	236
思考题	162		
习题	163		
第十八章 电磁场理论基本概念			

第四篇 波动光学

光学是物理学最早得到发展的学科之一。17 世纪以前，人们对光的研究仅限于几何光学方面，到 17 世纪中叶，随着第一架望远镜和显微镜的诞生及光的反射定律和折射定律的建立，几何光学的体系基本形成。人们开始进一步探讨光的本性，是从 17 世纪到 19 世纪中叶。关于光的本性有两种互相对立的学说，即牛顿（1642—1727）的微粒说和惠更斯（1629—1695）的波动说。微粒说认为，光是从光源发出的、在真空或均匀媒质中按惯性定律沿直线飞行的微粒流。所以，微粒说能够很好地解释光沿直线传播定律及反射定律和折射定律等，但在研究光的折射现象时，得出了光在水中的速度大于空气中的速度的错误结论。波动说认为，光是在某种媒质中传播的波，这种媒质称为以太。波动说也能解释折射定律和反射定律，并且还解释了方解石的双折射现象，得出了光在水中的速度小于空气中的速度的正确结论，但因为当时波动说不能解释光沿直线传播定律，加上受当时科学技术条件的限制，无法用实验检验这两种说法，又由于牛顿的崇高威望而使微粒说占了统治地位，因此，波动说在很长时间都没有得到承认。

1801 年英国物理学家杨氏（T. Yong, 1773—1829）最先用实验演示了光的干涉现象，在历史上第一次测定了光的波长，并用干涉原理成功地解释了白光下薄膜色彩的形成，为波动说奠定了实验基础，但由于杨氏的见解大部分是定性表达的，所以当时并没有得到普遍承认。

1815 年法国物理学家菲涅耳（A. J. Fresnel, 1788—1827）对惠更斯原理作了补充，形成了惠更斯-菲涅耳原理，用此原理成功地解释了光的衍射和直线传播现象，有力地证明了光的波动理论。

1850 年佛科测定了光在水中的传播速度，实验结果指出，光在水中的速度小于它在空气中的速度。这一结果与波动说得出的结论相同，而与微粒说得出的结论恰恰相反，从而进一步证实了波动说的正确性，使波动说得到了应有的地位。

1808 年以后，马吕斯（E. L. Malus, 1775—1812）、杨氏、菲涅耳和阿喇戈（D. Arago, 1786—1853）等人系统地研究了光的偏振现象，确认光是横波。从此，波动说最终以无可辩驳的事实彻底否定了微粒说而占有统治地位，在 19 世纪中叶形成了波动光学的体系。

然而，此时的波动说仍是以光的机械波理论为基础的。在寻找传播光的弹性媒质“以太”时，这个理论遇到了无法克服的困难。1865 年，麦克斯韦在电磁理论的研究中指出，光也是一种电磁波。这个预言被以后的一系列实验所证实。

从而，旧波动说才摆脱了机械论而得到了根本的改造，人们对光的本性的认识从此产生了一个新的飞跃，使波动光学在电磁理论的基础上进一步发展和完善起来。

19 世纪末 20 世纪初，科学家发现了许多新的实验事实，如光电效应、康普顿效应等，但这些效应都不能用波动说来解释，要解释这些新发现的现象，必须承认光是由粒子组成的，可见光不是单纯的波动。然而，光的干涉、衍射等现象又必须用波动说来解释，说明可见光也不单纯是粒子。因此，为了解释所有光学现象，我们不得不承认光不但具有波动性，而且还具有微粒性，这是光的本性中既矛盾又统一的两个方面，称为光的波粒二象性。

波动光学从光的波动性出发，研究光的干涉、衍射和偏振等现象发生的条件和规律。光的粒子性将在后面的近代物理学中讲授。

第九章 光的干涉

第一节 光源及光的相干性

一、光源

发射光波的物体称为光源，太阳、电灯、荧光灯和水银灯等都是常见的光源。按照光的激发方式的不同，可以把光源分为两大类：热光源和冷光源。所谓热光源即利用热能激发的光源，例如白炽灯；利用化学能、电能或光能激发的光源称为冷光源。例如磷的发光，就是化学发光的现象；稀薄气体在通电时发出的辉光，就是常见的一种电致发光；某些物质如碱土金属的氧化物和硫化物等，在可见光或紫外光的照射下被激发而发光，称为光致发光。

一般光源发光机理是处于激发态的原子或分子（下面以原子为例）的自发辐射。光源中的原子吸收外界能量后处于较高能量的激发态，这个状态是不稳定的，当它们从激发态返回到较低能量状态时，常把多余的能量以电磁波的形式辐射出来。这个辐射过程是很短的，约 $10^{-9} \sim 10^{-8} \text{ s}$ 。一般说来，各个原子的激发与辐射是彼此独立的、随机的，是间歇性进行的，因而，同一瞬间不同原子发射的电磁波，或同一原子先后发射的电磁波，其频率、振动方向和初相各不相同。这样，光源中每个原子每次发射出的电磁波都是持续时间很短、长度有限的一系列光波，称为一个波列，如图 9-1 所示。

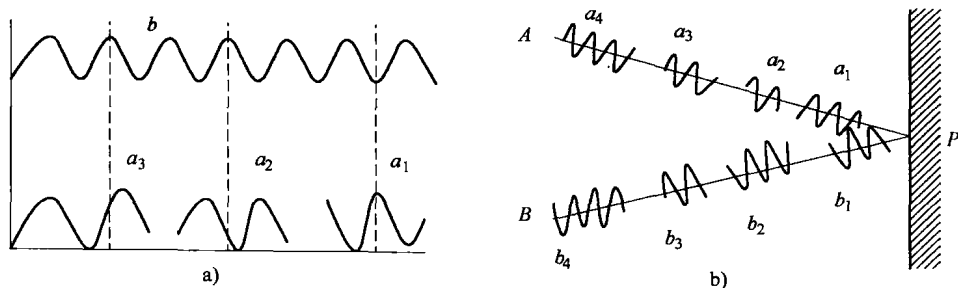


图 9-1 原子发出的波列

- a) 一原子先后发出的诸波列 (a_1, a_2, a_3) 之间无确定的相位关系；波列 b 为与之比较的连续波
 b) 两原子 A, B 发出的一系列波列之间无固定的相位差

二、光的相干性

在波动一章中我们知道，两列波成为相干波的条件是：它们的频率相同、振动方向相同，在相遇点有恒定的相位差。两列相干波在空间相遇，在相遇区域内能够形成稳定的干涉图样。对于机械波、无线电波等这类由宏观波源发出的波，我们比较容易观察到干涉现象。两列光波相干的条件与两列波相干的条件相同，满足相干条件的两列光波即为相干光，但是，我们从上面已经知道一般光源发出的光波是由光源中各个分子或原子发出的波列组成的，而这些波列之间没有固定的相位关系，因此，来自两个独立光源的光波即使是频率相同、振动方向相同，它们的相位差也不可能保持恒定，因而不满足相干条件。利用同一光源的两个部分也不可能产生相干光波。只有从同一光源的同一部分发出的光波列分离出来的两个波列才能满足相干光的条件。

为了使从同一波列分离出来的两个波列能够重叠并发生干涉，两个光波在相遇点的光程差（几何路程和媒质的折射率的乘积称为光程，见本章第三节）不能太大，否则一个光波的波列已通过，而另一光波的相应波列尚未到达，则两个波列之间没有重叠，不能产生干涉现象。我们把能够产生干涉现象的最大光程差称为相干长度，显然，相干长度等于一个波列长度。当光程差与相干长度相比较为很小时，两个相应波列几乎完全重叠，这时可以看到清晰的干涉图样；当光程差为中等时，两个相应波列只是部分重叠，干涉图样就不那么清晰了。

通常获得相干光的方法是：把一个点（线）光源发出的光波分成两路，使这两路光经过不同路程后相遇便可产生干涉现象。来自同一光源的两个相干光波相当于来自两个相位相同或相位差保持恒定的光源，这一对光源称为相干光源。

产生相干光源有两种方法，一种方法是让点光源发出的光波通过两个并排的小孔或利用反射和折射把光波的波阵面分为两部分，这种方法称为分波阵面法，如图 9-2a 所示；另一种方法是利用两种透明媒质的分界面对入射光的反射和透射，把入射光的振幅分为两部分，这种方法称为分振幅法，如图 9-2b 所示。

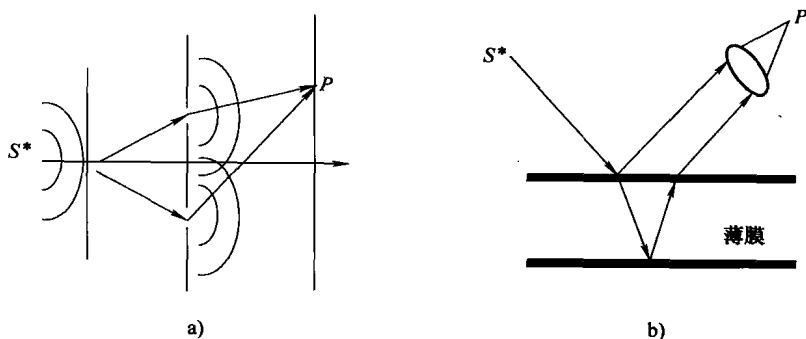


图 9-2 获得相干光的方法

a) 分波阵面法 b) 分振幅法

第二节 双缝干涉

一、杨氏双缝实验

在 19 世纪初，英国科学家杨氏 (T. Yong) 用实验研究了光的干涉现象，从而证实了光具有波动性。

如图 9-3 所示，由光源发出的光照射在单缝 S 上 (S 相当于缝光源)。在 S 前面放置两个相距很近的狭缝 S_1 和 S_2 。按惠更斯原理， S_1 、 S_2 形成两个新的相干光源，因为它们是由同一光源 S 发出的光的波阵面上分出的，满足振动方向相同、频率相同、相位差恒定 (如图相位差为零) 的相干条件，故 S_1 和 S_2 为两个相干光源。由 S_1 和 S_2 发出的光波在空间相遇，将产生干涉现象。若在 S_1 和 S_2 的前端放一屏幕 P ，则屏幕上将出现明暗交替的干涉条纹。

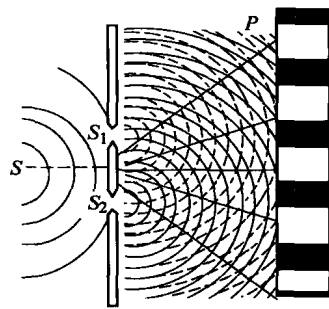


图 9-3 杨氏双缝实验

下面我们分析双缝干涉产生明暗条纹的条件。如图 9-4 所示，设 S_1 与 S_2 之间的距离为 d ，其中点为 M ，从 M 点到屏的距离为 D 。在屏上任取一点 A ， A 点

距 S_1 和 S_2 的距离分别为 r_1 与 r_2 。在此实验装置中 $D \gg d$, 作 $S_1B \perp S_2A$, 则由 S_1 与 S_2 发出的光波到 A 点的波程差 $r_2 - r_1$ 可写为

$$\delta = r_2 - r_1 = S_2B \approx d \sin \Phi$$

此处 Φ 为 MO 与 MA 的夹角, 由于 Φ 角很小, $\sin \Phi \approx \tan \Phi$, 设 $OA = x$, 则

$$\tan \Phi = \frac{x}{D}$$

所以 $\delta = r_2 - r_1 \approx d \tan \Phi = d \frac{x}{D}$

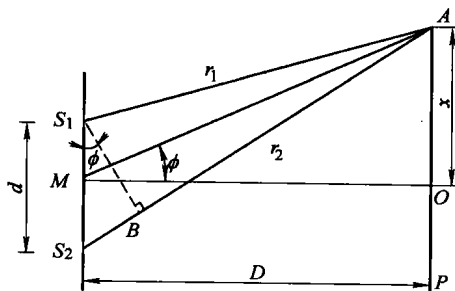


图 9-4 杨氏双缝干涉条纹的计算

如果

$$\delta = r_2 - r_1 = d \frac{x}{D} = \pm k\lambda$$

即

$$x = \pm k \frac{D}{d} \lambda, k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (9-1)$$

则两光波在 A 点互相加强, A 点处出现明条纹, 在 O 点, $x = 0$, 即 $k = 0$, 因此 O 点处出现明条纹, 称为中央明条纹。与 $k = 1, 2, 3, \dots$ 对应的明条纹称为第 1 级、第 2 级、第 3 级、…明条纹。

如果

$$\delta = r_2 - r_1 = d \frac{x}{D} = \pm (2k - 1) \frac{\lambda}{2}$$

即

$$x = \pm (2k - 1) \frac{D}{d} \frac{\lambda}{2}, k = 1, 2, 3, \dots \quad (9-2)$$

则两光波在 A 点互相削弱, A 点处出现暗条纹。

两相邻明条纹或暗条纹的间距都是

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{d} \quad (9-3)$$

干涉条纹是等距离分布的, 而且各级明暗条纹对称地分布在中央明条纹的两侧。

若已知 d, D 各量, 又测出相邻的明纹或暗纹的距离 Δx , 由式 (9-3) 可以算出单色光的波长 λ 。由式 (9-3) 还可以看到, 若 d 与 D 的值一定时, 则相邻明纹间的距离 Δx 与入射光的波长成正比, 波长小 (如紫光) 的条纹间距比波长大 (如红光) 的条纹间距为小, 因此, 若用白光照射, 则在中央明纹 (白色) 的两侧, 将出现各级彩色明条纹。

杨氏干涉实验的成功, 为光的波动理论确立了实验基础。杨氏还根据他的实验推算出光的波长, 在历史上第一次测定了这个重要的物理量。

二、菲涅耳双面镜实验

1818 年, 菲涅耳在杨氏双缝实验的基础上进行了很多实验, 主要的有双面

镜实验和双棱镜实验。双面镜实验装置如图 9-5a 所示, M_1 和 M_2 是两个交角很小的平面镜, 其交线为 C , 夹角为 ε 。为了不使点光源 S 的光直接照射到屏幕 P 上, 用遮光板 L 将光源 S 和屏幕 P 隔开。反射镜 M_1 、 M_2 把光源 S 发出的光波阵面分为两部分, 一部分是从 M_1 反射出来的, 这部分光波好像是从 S_1 发出的, S_1 是光源 S 在 M_1 中的虚像, 另一部分是从 M_2 反射出来的, 这部分光波好像是从 S_2 发出的, S_2 是 S 在 M_2 中的虚像。这两部分光波在相遇区域, 发生干涉, 在屏幕 P 上可看到明暗相间的条纹, 如图 9-5b 所示。 S_1 和 S_2 相当于两个相干光源, 类比双缝干涉, 两相邻明条纹 (或暗条纹) 之间的距离为

$$\Delta X = \frac{D\lambda}{d}$$

令 S_1 与 S_2 之间的距离为 d , 由图 9-6 可看出 $SC = S_1C = S_2C = r$, α 、 β 、 ε 和 2θ 各角之间的关系式为

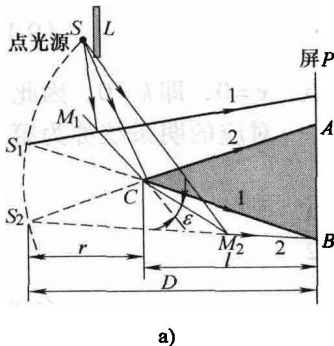


图 9-5 双镜实验

a) 实验装置示意图 b) 干涉条纹

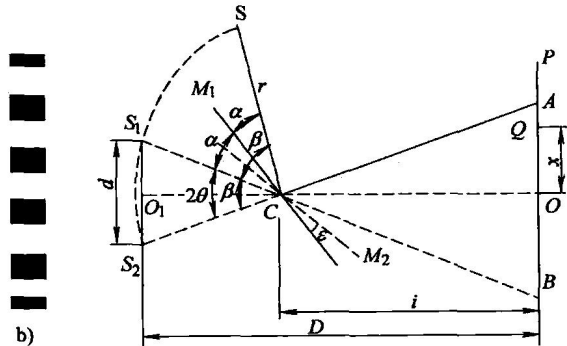


图 9-6 双镜干涉条纹的计算

$$2\theta = 2\beta - 2\alpha, \beta = \alpha + \varepsilon$$

由上两式可得

$$\theta = \varepsilon$$

则

$$O_1C = r \cos \theta = r \cos \varepsilon,$$

$$d = 2SC \sin \theta = 2r \sin \varepsilon, CO = l$$

从而得两相邻条纹之间的距离

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{d} = \frac{l + r \cos \varepsilon}{2r \sin \varepsilon} \cdot \lambda \quad (9.4)$$

三、洛埃镜实验——半波损失

洛埃镜实验原理如图 9-7 所示, 用一块背面涂黑的平玻璃 ML 作为反射镜, 狭缝光源 S_1 置于离反射镜相当远但却又很接近镜平面的地方。 S_1 发出的光线的

一部分直接射到光屏 P 上, 另外一部分以很大的入射角射到反射镜上, 再反射到光屏 P 上, 这部分光就好像是由虚光源 S_2 发出的一样。 S_1 与 S_2 构成一对相干光源。图中画有阴影的区域表示相干光叠加的区域, 这时, 处在阴影区域的屏幕上可以观察到明暗相间的干涉条纹。

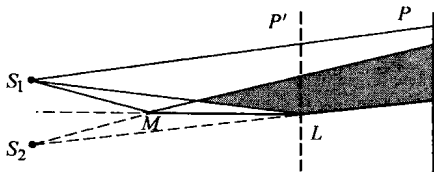


图 9-7 洛埃镜实验原理

在实验中发现的一个重要现象是:

当把屏幕移到与镜端接触, 即图 9-7 中 $P'L$ 的位置上时, 屏幕与镜端处出现的是暗条纹。因为在接触处, 从 S_1 、 S_2 发出的光的路程相等, 所以预料此处应该是相长干涉, 是明条纹, 但实际上观察到的却是暗条纹, 这表明两束光的相位差是 π 。由于入射光不可能有相位的变化, 所以只能认为光从空气射入玻璃发生反射时, 反射光有大小为 π 的相位突变。

上面的事实表明: 当光波从折射率较小的光疏媒质射向折射率较大的光密媒质而在两媒质的界面发生反射时, 反射光的相位改变了 π 。因为光的相位改变 π 就相当于光多走了半个波长的波程, 因而称这种现象为“半波损失”。洛埃镜实验指出了这一重要事实: 光波由光疏媒质入射到光密媒质而发生反射时, 反射光会发生“半波损失”。

例 9-1 以单色光照射到相距为 0.2mm 的双缝上, 双缝与屏幕的垂直距离为 1m 。(1) 从第一明纹到同侧旁第四明纹间的距离为 7.5mm , 求单色光的波长; (2) 若入射光的波长为 $6000\text{\AA}$, 求相邻两明纹间的距离。

解 (1) 根据双缝干涉明纹的条件

$$x = \pm k \frac{D}{d} \lambda, \quad k=0, 1, 2, \dots$$

将 $k=1$ 和 $k=4$ 代入上式得

$$\Delta x_{14} = x_4 - x_1 = \frac{D}{d} (k_4 - k_1) \lambda$$

得

$$\lambda = \frac{d}{D} \frac{\Delta x_{14}}{(k_4 - k_1)} = \frac{d}{D} \frac{\Delta x_{14}}{D(4-1)}$$

已知 $d=0.2\text{mm}$, $\Delta x=7.5\text{mm}$, $D=1000\text{mm}$ 代入上式得

$$\lambda = \frac{0.2 \times 7.5}{1000 \times 3} \text{mm} = 5 \times 10^{-4} \text{mm} = 5000\text{\AA}$$

(2) 当 $\lambda=6000\text{\AA}$ 时, 相邻两明纹间的距离为

$$\Delta x = \frac{D}{d} \lambda = \frac{1000}{0.20} \times 6 \times 10^{-4} \text{mm} = 3.0\text{mm}$$

例 9-2 设菲涅耳双镜的夹角 $\varepsilon = 10^{-3}\text{rad}$, 单色狭缝光源 S 与两镜相交处 C 的距离 $r=0.50\text{m}$, 单色光的波长 $\lambda=5000\text{\AA}$, 从两镜相交处到屏幕 P 的距离 $l=$

1.50m (图9-6), (1) 求屏幕上两相邻明条纹之间的距离; (2) 问在屏幕上最多可以看到多少条明条纹?

解 (1) 将 $\lambda = 5000\text{\AA} = 0.5 \times 10^{-6}\text{m}$, $r = 0.50\text{m}$, $l = 1.50\text{m}$ 代入式 (1-4), 并注意到因 ε 很小, 所以 $\cos\varepsilon \approx 1$, $\sin\varepsilon \approx \varepsilon = 10^{-3}$, 得

$$\Delta x = \frac{l + r \cos\varepsilon}{2r \sin\varepsilon} \lambda = \frac{(1.50 + 0.50) \times 0.5 \times 10^{-6}}{2 \times 0.50 \times 10^{-3}} \text{m} = 0.001\text{m} = 1\text{mm}$$

(2) 屏幕上可能出现的明条纹最大数位, 决定于虚光源 S_1 和 S_2 发出的光线在屏幕上相互重叠的范围。如果延长 S_1C 线到屏幕上的 B 点, 延长 S_2C 线到屏幕上的 A 点, (图9-6), 在双镜足够长的条件下, AB 就是这个范围, 从图可得

$$AO = CO \tan\varepsilon \approx CO \cdot \varepsilon = 1.50 \times 10^{-3}\text{m} = 1.5\text{mm}$$

即屏幕上除 O 点为明条纹外, O 的两边各有一明条纹, 一共最多出现三条明条纹。

第三节 光程和光程差 薄透镜的一个性质

一、光程和光程差

上节在讨论光的干涉条件时, 仅限于相干光在同一媒质中传播的情况, 此时它们在相遇点的相位差为 $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$, 只决定于这两个光波的几何路程之差 (即波程差)。但是, 当相干光在不同媒质中传播而相遇时, 要计算它们的相位差, 就必须引入光程的概念。

已知单色光的振动频率在不同媒质中是恒定不变的。在折射率为 n 的光媒质中, 光速 v 是真空光速 c 的 $1/n$ 。所以在这种媒质中, 单色光的波长 λ 将是真空中波长的 $1/n$, 即

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda}{n}$$

由于 $n > 1$, 所以光在媒质中的速度和波长总要比真空中的小。

波传过一个波长的距离, 相位变化 2π , 若光波在媒质中传播的几何路程为 r , 则相位的变化为

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{r}{\lambda'} = 2\pi \frac{nr}{\lambda}$$

即光波在媒质中传播时, 其相位的变化不但与光波传播的几何路程以及光在真空中的波长有关, 而且还与媒质的折射率有关。如果对于任意媒质, 都采用真空中的波长 λ 来计算相位变化, 那么就需要把媒质中的几何路程 r 乘以折射率 n 。也

就是说,就相位变化而言,单色光在折射率为 n 的媒质中所通过的几何路程 r ,相当于在真空中通过了 nr 的几何路程。折射率 n 和几何路程 r 的乘积 nr 叫做光程。引进光程这一概念后,我们就可以把单色光在不同媒质中的传播,都折算为该单色光在真空中的传播。由此可见,两束相干光通过不同的媒质后,在空间某点相遇时所产生的干涉现象与两者的光程差(用符号 δ 表示)有关,而不决定于两者的几何路程差。

两束相干光在相遇点处的相位差可用光程差表示为

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \quad (9-5)$$

则决定明暗条纹的干涉条件为

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \begin{cases} 2k\pi, & k=0,1,2,\dots & \text{加强} \\ (2k+1)\pi, & k=0,1,2,\dots & \text{减弱} \end{cases}$$

或

$$\delta = \begin{cases} 2k \frac{\lambda}{2}, & k=0,1,2,\dots & \text{加强} \\ (2k+1) \frac{\lambda}{2}, & k=0,1,2,\dots & \text{减弱} \end{cases}$$

二、薄透镜的一个性质

在观察光的干涉现象和衍射现象时,经常要使用透镜,我们在此说明一下近轴光线经过透镜折射以后并不会引起附加的光程差。由几何光学的理论可知,从实物发出的不同光线,经不同路径通过透镜能聚成一个明亮的实像,这说明从物点到像点,各光线经历相同的相位差,也就是经历相等的光程。如图 9-8 所示, S 是放在透镜 L 主轴上的点光源, S' 是透镜对 S 所成的实像。 S 发出的球面波波阵面到达 CA 位置处,光线 SA 和 SC 是等光程的;当光线 SA 通过透镜到达 B ,在相同时间内,光线 SC 则在透镜上 E 、 F 两点处相继折射而到达 D ,几何路程 $CEFD$ 虽较 AB 为长,但两者的光程相等;以后,球面波

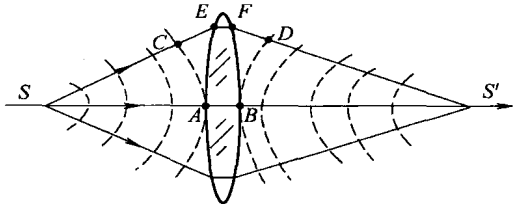


图 9-8 近程光通过透镜的光程

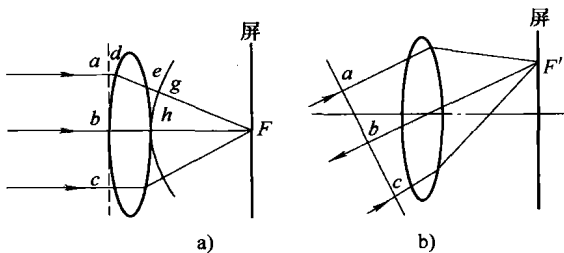


图 9-9 平行光通过透镜的光程

波阵面从 BD 逐渐会聚到达像点 S' ，光线 BS' 和 DS' 也是等光程的，即点光源 S 的球面波经透镜之后，成为聚向像点 S' 的球面波；从 S 到 S' 的各光线有相等的光程。

又如图 9-9 所示，平行光束通过透镜后，会聚于焦平面上，相互加强成一亮点。在平行光束波前上各点（如图 9-9 中 a 、 b 、 c 各点）的相位相同，到达焦平面后相位仍然相同，因而相互加强。可见，从 a 、 b 、 c 各点到 F 点的光程都相等。可理解为，虽然光 aF 比光 bF 经过的几何路程长，但是光 bF 在透镜中经过的路程比光 aF 的长，而透镜的折射率大于 1，因此折算成光程， aF 的光程与 bF 的光程相等。对于斜入射的平行光，会聚于焦平面上 F' 点，类似讨论可知 aF' ， bF' ， $\dots$ 的光程均相等（图 9-9b）。因此，在观察干涉现象时，使用薄透镜不引起附加的光程差。

例 9-3 在杨氏双缝装置中，若在下缝后放一折射率为 n ，厚为 l 的透明媒质薄片，如图 9-10 所示。（1）求两相干光到达屏上任一点 P 的光程差；（2）分析加媒质片前后干涉条纹的变化情况。

解 （1）设 $S_1P = r_1$ ， $S_2P = r_2$ ， P 点的坐标为 x 。加媒质片后两束光到达 P 点的光程差

$$\begin{aligned}\delta &= [(r_2 - l) + nl] - r_1 \\ &= r_2 - r_1 + (n - 1)l\end{aligned}$$

将此结果与未加媒质片时比较，可见此时屏幕上每一点的光程差都发生了变化，故干涉条纹亦将发生变化。

（2）考察第 k 级明纹的位置。由明纹条件

$$\delta = r_2 - r_1 + (n - 1)l = \pm k\lambda \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

当 $D \gg d$ 时， $r_2 - r_1 = \frac{d}{D}x$ ，代入上式，可求得第 k 级明纹的位置为

$$x'_k = \pm k \frac{D}{d} \lambda - (n - 1)l \frac{D}{d}$$

与未加媒质片时 $x_k = \pm k \frac{D}{d} \lambda$ 比较，加媒质片后第 k 级明纹的位移为

$$\Delta S_k = x'_k - x_k = -(n - 1) \frac{D}{d} l$$

因 ΔS_k 与 k 无关，可知所有条纹都向 x 轴负向移动了相同的距离，即整个干涉图样向下平移，条纹间距不变。

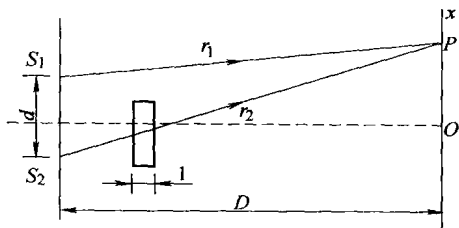


图 9-10 例 9-3 图

第四节 薄膜干涉

上节中我们讲的双缝干涉是利用分波振面法产生的干涉,所用的光源是点光源或细缝光源。本节我们介绍的薄膜干涉是利用分振幅法产生的干涉,光源一般是扩展光源。我们在日常生活中见到的阳光下肥皂膜上的彩色条纹以及玻璃窗上有油膜时的彩色花纹都是薄膜干涉的例子。

如图 9-11 所示,折射率为 n_2 的薄膜处于折射率为 n_1 的均匀媒质中 ($n_1 < n_2$), AB 、 CD 分别为薄膜的上

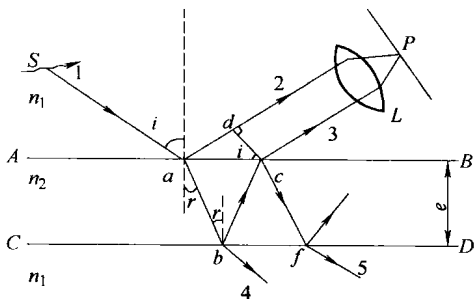


图 9-11 薄膜干涉

下两界面。从面光源上一点 S 发出的光线 1 以入射角 i 投射到界面上的 a 点后,分为两部分,一部分是反射线 2,另一部分进入薄膜并在界面 CD 上反射,再经界面 AB 折射而出,成为光线 3。显然,光线 2、光线 3 是两条平行光线,经透镜 L 会聚于 P 点,由于光线 2、光线 3 是同一入射光的两部分,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 P 点会发生干涉现象。

现在我们讨论光线 2 和光线 3 的光程差。从 C 点作光线 2 的垂线 cd ,由于透镜不会引起附加的光程差,所以从 c 点和 d 点到 P 点的光程差相等,光线 2 在 a 点处是光从光疏到光密媒质界面的反射线,光线 3 在 b 点处是光从光密到光疏媒质界面的反射线,由于半波损失而使光线 2 和光线 3 之间有半波长的光程差,因此,光线 2 和光线 3 的光程差为

$$\delta = n_2(ab + bc) - n_1ad + \frac{\lambda}{2} \quad (9-6)$$

设薄膜的厚度为 e ,由图中可以看出

$$ab = bc = e / \cos r$$

$$ad = ac \sin i = 2e \tan r \sin i$$

把以上两式代入式 (9-6),得

$$\delta = 2 \frac{e}{\cos r} (n_2 - n_1 \sin i \sin r) + \frac{\lambda}{2}$$

根据折射定律 $n_1 \sin i = n_2 \sin r$, 上式可以写成

$$\delta = \frac{2e}{\cos r} n_2 (1 - \sin^2 r) + \frac{\lambda}{2} = 2n_2 e \sqrt{1 - \sin^2 r} + \frac{\lambda}{2} = 2e \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} \quad (9-7)$$