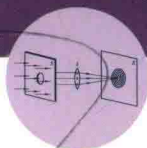
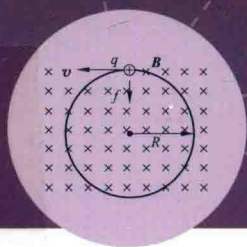
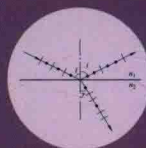
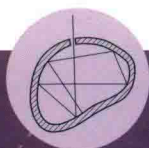
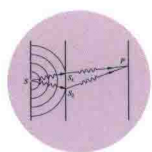


PHYSICS

大学物理 下册

王秀敏 葛楠 王淑娟 编著



牛力学和电磁学

力学和电磁学

力学和电磁学

物理学原理、物理学原理、物理学原理、物理学原理、物理学原理

PHYSICS

大学物理 下册

王秀敏 葛楠 王淑娟 编著

清华大学出版社
北京

内 容 简 介

本书是依据2004年教育部“非物理类专业基础物理课程教学指导委员会”颁布的《大学物理课程教学基本要求》选择教学内容,针对应用型本科学生的特点,面向非物理类应用型本科学生编写的物理课程教材。本书是《大学物理》的下册,包括波动光学、电磁学、量子物理三部分内容。

本书是面向应用型本科非物理类学生编写的教学用书,也可作为其他本科、专科院校大学物理教材或教学参考用书。

版权所有,侵权必究。侵权举报电话:010-62782989 13701121933

图书在版编目(CIP)数据

大学物理.下册/王秀敏,葛楠,王淑娟编著.—北京:清华大学出版社,2017
ISBN 978-7-302-48308-3

I. ①大… II. ①王… ②葛… ③王… III. ①物理学—高等学校—教材 IV. ①O4

中国版本图书馆CIP数据核字(2017)第214623号

责任编辑:朱红莲 刘远星

封面设计:傅瑞学

责任校对:赵丽敏

责任印制:宋 林

出版发行:清华大学出版社

网 址: <http://www.tup.com.cn>, <http://www.wqbook.com>

地 址:北京清华大学学研大厦A座

邮 编:100084

社总机:010-62770175

邮 购:010-62786544

投稿与读者服务:010-62776969, c-service@tup.tsinghua.edu.cn

质量反馈:010-62772015, zhiliang@tup.tsinghua.edu.cn

印装者:清华大学印刷厂

经 销:全国新华书店

开 本:185mm×260mm 印 张:13

字 数:312千字

版 次:2017年8月第1版

印 次:2017年8月第1次印刷

印 数:1~2500

定 价:29.80元

产品编号:075080-01

前言

FOREWORD

本书是在《大学物理》(2008年,北京邮电大学出版社出版)基础之上,吸纳几年来使用本教材的各院校一线教师建议修改而成。本书是依据2004年教育部“非物理类专业基础物理课程教学指导委员会”颁布的《大学物理课程教学基本要求》选择教学内容,针对应用型本科学生的特点,面向非物理类应用型本科学生编写的物理课程教材。本书主要特点如下。

1. 注重科学思维,整体架构清晰

物理学科在理工科院校是基础课程,它要完成的一个主要任务就是通过此课程的学习培养学生的科学思维品质,培养学生理性的、逻辑的思维。因此,本书在结构和内容的安排上力求具有较强的逻辑性,从而给学生一个完整知识体系框架和一个清晰的脉络层次。本书共分上、下两册,上册包括力学、机械振动和机械波、热学三篇,下册包括波动光学、电磁学、量子物理三篇。

2. 注重精讲多练,重点内容突出

“精讲”体现在两个方面:一是根据教学需要精选重点内容;二是在博采众家所长的基础上,针对应用型本科学生的基础和学习特点,采用最优化方案精讲重点内容。“多练”也体现在两个方面:一是多介绍知识在生产生活中的应用;二是对于重点内容和典型问题设有例题、练习、习题三个环节进行强化和巩固,这三个环节相辅相成,共同实现对内容掌握的牢固性和应用的灵活性。

3. 注重细节设计,适应不同学生

一是考虑不同需求,内容划分层次。标有“*”号的章节内容为自选内容,教师可以根据教学需求进行取舍,无论取与舍,都不影响内容的完整性和逻辑性。习题按难度分为A、B两类,学生可以根据自己的学习情况选做对应难度的题目。

二是注意过渡与衔接,方便学生的预习和自学。每部分内容开始都有引言,结束都有小结,构造出清晰的物理知识体系和脉络。

三是注重学法指导,降低学习难度。对于中学阶段相对陌生的内容,进行专门学习方法说明。如“刚体”一章开始即强调类比方法的运用,并编写了大

量的类比表格。

四是精选物理学家的故事作为阅读材料,激发学生的学习兴趣,培养其奋斗精神。

本书由大连理工大学城市学院王秀敏老师编写第1~4章、第9~15章,葛楠老师编写第5~8章,王淑娟老师编写所有的阅读材料及附录。全书由王秀敏老师统稿。

编写适合应用型本科学生的教材是一种尝试,尽管编者不断努力以求尽善尽美,但由于水平有限,书中难免存在缺憾和遗漏之处,恳请读者和同行批评指正。

编 者

2017年5月

目 录

CONTENTS

第 4 篇 波动光学

第 9 章 光的干涉	3
9.1 光的相干性	3
9.2 光程及光程差	5
9.3 杨氏双缝干涉	10
9.4 薄膜干涉	14
9.5 薄膜的等厚干涉	17
*9.6 迈克耳孙干涉仪	22
小结	24
习题	27
第 10 章 光的衍射	30
10.1 光的衍射现象及惠更斯-菲涅耳原理	30
10.2 单缝的夫琅禾费衍射	32
10.3 衍射光栅	36
10.4 圆孔的夫琅禾费衍射及光学仪器的分辨率	41
小结	44
习题	46
第 11 章 光的偏振	48
11.1 自然光和偏振光	48
11.2 起偏和检偏及马吕斯定律	50
11.3 反射和折射时光的偏振	54
*11.4 光的双折射	57
小结	58
阅读材料 光谱研究的杰出先驱——夫琅禾费	60
习题	61

第5篇 电 磁 学

第12章 静电场	65
12.1 电荷及库仑定律	65
12.2 电场及电场强度	68
12.3 电通量及静电场中的高斯定理	74
12.4 高斯定理的应用	78
12.5 静电场中的环路定理及电势	83
12.6 场强与电势的关系	87
12.7 静电场中的导体	90
12.8 电容器及其电容	96
12.9 静电场中的电介质	101
小结	105
阅读材料 军人出身的物理学家——库仑	107
习题	109
第13章 恒定磁场	112
13.1 磁感应强度及磁场的高斯定理	112
13.2 毕奥-萨伐尔定律	116
13.3 安培环路定理及其应用	120
13.4 磁场对运动电荷的作用	125
13.5 磁场对载流导线的作用	130
13.6 磁场对载流线圈的作用及磁力的功	133
*13.7 磁介质中的磁场	137
小结	140
阅读材料 电动力学的先创者——安培	141
习题	143
第14章 电磁感应	147
14.1 电磁感应的基本定律	147
14.2 感生电动势和动生电动势	151
14.3 自感和互感	158
14.4 磁场的能量	165
*14.5 麦克斯韦方程组	167
小结	172
阅读材料 自学成才的物理学家——法拉第	173
习题	175

第 6 篇 量子物理

第 15 章 量子物理初步	181
15.1 热辐射及普朗克量子假说	181
15.2 光电效应	184
15.3 实物粒子的波粒二象性	188
小结	191
习题	192
附录 习题参考答案	194

第

4

篇

波动光学

光学是研究光的本性、光的传播和光与物质相互作用等规律的学科。内容通常分为几何光学、波动光学和量子光学三部分。几何光学是以光的直线传播为基础,研究光在透明介质中传播的规律;波动光学是以光的波动性质为基础,研究光的传播及规律;量子光学是以光的粒子性为基础,研究光与物质相互作用规律。

对于光的本性,人们经历了长期的探索认识过程。17 世纪,关于光的本性问题,有两派不同的学说。一派是牛顿所主张的光微粒说,他认为光是从发光体发出的而且以一定的速度向空间传播的一种微粒;另一派是惠更斯所主张的光波动说,他认为光是在介质中传播的一种波动。这两种学说争执不休长达两个世纪。直到 19 世纪,托马斯·杨和菲涅耳等物理学家发展了光的波动理论,并证明出光是一种横波,使光的波动说获得了普遍承认。19 世纪后半期,麦克斯韦提出了光的电磁理论,证明光不是机械波,而是某一波段的电磁波,形成了以电磁波理论为基础的波动光学。19 世纪末到 20 世纪初,人们又从热辐射、光电效应等一系列光与物质相互作用的新的实验事实中,认识到光具有量子性——粒子性。认为光是由大量以光速 c 运动的微粒所组成的粒子流,这些微粒被称作“光子”。近代科学实践证明,光是一种十分复杂的客体,关于光的本性问题,只能用它所表现的性质和规律来回答:光在某些方面的行为像“波动”,另一些方面的行为却像“粒子”,即它具有波动和粒子的双重性质,这就是所谓光的波粒二象性。

本篇主要研究波动光学,内容共包括三章:第 9 章光的干涉;第 10 章光的衍射;第 11 章光的偏振。光的干涉和衍射现象表明光具有波动性,是一定波段的电磁波;光的偏振现象说明光是横波。

光的干涉

光的干涉现象说明光具有波动性。比较典型的光的干涉实验有杨氏双缝干涉、薄膜干涉和牛顿环干涉等。本章首先介绍光的相干性、相干光的获得方法和光的干涉加强、减弱的条件,然后从相干光的获得方法角度介绍两种方法对应的干涉实验:杨氏双缝干涉及薄膜干涉,最后简单介绍光干涉的应用。

9.1 光的相干性

9.1.1 普通光源的发光机制

光波是一种电磁波,具有波动的特性,第6章(上册)对波的现象作的一般讨论同样适用于光波,波动的干涉、衍射等特性也同样会在光波中体现。但是,我们也注意到这样一个问题:光在生活中无处不在,但光的干涉现象在生活中并不常见。例如,两盏电灯的灯光叠加在一起,我们只感觉到亮度增加,并不会看到光强始终加强或始终减弱的地方。这是为什么呢?

这要由普通光源的发光微观机制谈起。**光源**是指能够发射光波的物体。光源有普通光源与激光光源两类。激光光源是由特定的发光物质及特殊的结构部件组成,日常生活中难得一见。相比较而言,普通光源随处可见,如各种各样的灯、太阳、月亮等。在波动光学中,我们的讨论仅限于普通光源所发出的光(激光将在近代物理部分予以介绍)。

不同光源有不同的发光方式,如蜡烛发光是化学变化;白炽灯发光是因为温度高,即热致发光。但无论哪种发光方式,光源发光的微观机制是相同的。光源发射光波的过程实际上是组成光源的原子或分子的能级跃迁辐射过程。原子或分子的能量只能是一些分立的值,我们把它称为**能级**。能量最低的状态称为**基态**,其他能量较高的状态叫**激发态**。原子或分子受外界刺激获得能量后可以从基态跃迁到某一激发态,但激发态不稳定,因而原子或分子又会自发地回到能级较低的激发态或基态,这一过程称为原子或分子的**跃迁**。当原子或分子从高激发态向低激发态或基态跃迁时,两能级间的能量差额就以光波列的形式向外释放,从而形成了光波。一个原子或分子的一次跃迁只能发出一列长度有限、频率和振动方向一定的光波,这一列光波也称为**光波列**。同一原子或分子在不同时刻所发出的光波,其频率、振动方向和初相位都可以不同;另外,由于原子或分子的发光是自发的,因而不同原子

或分子在同一时刻发出的光,其频率、振动方向和初相位也不同,这些光波不具有相干性。因而,日常生活中的普通光源发出的光发生叠加时,我们看不到光的干涉现象。

9.1.2 相干光

在第6章(上册)中,我们讨论机械波干涉问题时得出,机械波要发生相干叠加必须满足频率相同、振动方向相同和相位差恒定这三个条件。满足这三个条件的波源,我们称为相干波源,这两列波称为相干波。同样,要想产生光的干涉现象,两束光也要满足以上三个条件,即两束光频率相同、振动方向相同和相位差恒定。满足相干条件,能产生干涉现象的两束光称为相干光。不满足相干条件的光称为非相干光。满足相干条件的光源称为相干光源。相干光在空间相遇时所产生的明暗相间的光强分布现象称为光的干涉现象。

9.1.3 相干光的获得方法

由普通光源的发光机制可知,任何两个独立的普通光源都不能构成相干光源,不仅如此,即使同一光源上不同部分发出的光也不满足相干条件。只有来自同一波列的光才是相干光,这就是说获得相干光的方法只能用人为的方法,把同一波列的光分成两列光波,让它们沿不同的路径传播,再在空间相遇叠加。由于这两列波来自于同一波列,具有相同的频率、相同的振动方向和恒定的相位差,满足相干光的条件,就会产生干涉现象。分割光波以获得相干光的常用方法有两种:分波阵面法和分振幅法,如图9-1所示。

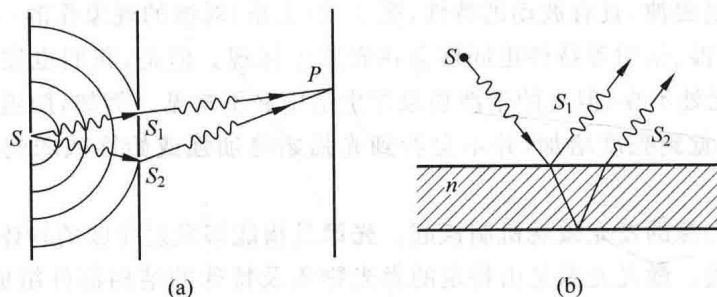


图9-1 相干光的获得方法

(a) 分波阵面法; (b) 分振幅法

1. 分波阵面法

如图9-1(a)所示,在点(线)光源 S 发出的波面上取出 S_1 、 S_2 两部分作为新的光源。由于 S_1 、 S_2 在同一波面上,具有相同的频率、振动方向和初相位,满足相干条件。新的相干光源 S_1 、 S_2 取自同一波阵面,因而这种获得相干光的方法称为分波阵面法。通过这种方法获得相干光的典型实验有杨氏双缝实验和劳埃德镜实验等。

2. 分振幅法

如图9-1(b)所示,利用光的反射和折射,将同一列光波分成两列或多列,由于各子波列来自于同一波列,因此具有相同的频率、振动方向和恒定的相位差,满足相干条件。相干波

S_1 、 S_2 的强度都是原光源 S 强度的一部分,由于波的强度正比于振幅的平方,可以认为这种方法是把原来光波的振幅进行分割而产生新的相干波,所以,这种获得相干光的方法称为分振幅法。通过这种方法获得相干光的典型实验是薄膜干涉实验。

9.2 光程及光程差

9.2.1 光程及光程差的概念

在讨论机械波的相干叠加时,研究两波叠加区域中某一点振动是加强还是减弱,关键是计算两波传到该处引起振动的相位差。与此相同,两相干光波叠加区域中某点的光振动是加强还是减弱,仍由两波在该处引起振动的相位差决定。

根据第6章知识 $\Delta\varphi = \varphi_{20} - \varphi_{10} - 2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda}$ 可知,相位差与两相干光源的初相位之差、光波的波长、光在介质中通过的几何路程之差有关。由光的相关知识可知,光在不同介质中传播时波长不同,为了计算两光的相位差方便,人们引入了光程的概念。

如图9-2所示,两列初相位相同($\varphi_{10} = \varphi_{20}$)的单色相干光波从 S_1 和 S_2 发出,分别在两种不同的介质中传播并会聚于 P 点。在 P 点,两光波的相位差为

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{r_2}{\lambda_2} - 2\pi \frac{r_1}{\lambda_1} \quad (9-1)$$

式中, λ_1 、 λ_2 分别为光在两种介质中的波长。

波在不同介质中传播时频率 γ 不变,都为波源的频率。图9-2 用光程差计算相位差

又由光速 $u = \frac{c}{n}$ (n 为传播光的介质的折射率)可知,光在折射率为 n 的介质中传播时波长为

$$\lambda_n = \frac{u}{\gamma} = \frac{c/n}{\gamma} = \frac{1}{n} \frac{c}{\gamma}$$

式中, c/γ 为光在真空中传播时的波长 λ ,把 λ 代入上式,可得光在介质中的波长与在真空中的波长之间的关系为

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{n}$$

光在折射率分别为 n_1 和 n_2 的两种介质中的波长分别为

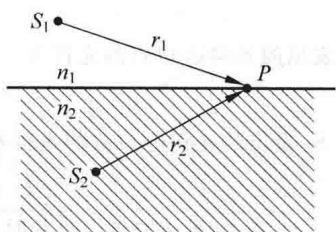
$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{n_1}, \quad \lambda_2 = \frac{\lambda}{n_2}$$

代入式(9-1),得

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{n_2 r_2}{\lambda} - 2\pi \frac{n_1 r_1}{\lambda} = 2\pi \frac{n_2 r_2 - n_1 r_1}{\lambda} \quad (9-2)$$

由式(9-2)可知,当光源初相位相同时,相位差 $\Delta\varphi$ 与真空中光的波长 λ 、光在介质中经过的几何路程 r 与介质的折射率 n 的乘积 nr 有关。我们定义:光在介质中所走过的几何路程 r 与介质折射率 n 的乘积为光程,用 L 表示,则光程为

$$L = nr \quad (9-3)$$



引入光程概念之后,式(9-2)中的 $n_2 r_2 - n_1 r_1$ 为两光束传播到 P 点的光程之差,称为光程差,用 δ 表示,即

$$\delta = L_2 - L_1 = n_2 r_2 - n_1 r_1 \quad (9-4)$$

代回式(9-2),可得光程差与相位差之间的关系为

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

式中, λ 为光在真空中传播的波长。由此可见,引入光程的概念,光在不同介质中传播产生相位差的计算变得简明。

例题 9-1 实验装置如图 9-3 所示, S_1 、 S_2 为两个相干光源,与 O 点相距均为 r ,在 S_1 处放置一厚度为 d 、折射率为 n 的云母片。

试求:

(1) 两相干光到达 O 点的光程差;

(2) 与放置云母片之前比较,现在光程差为零的点是向上移动了还是向下移动了。

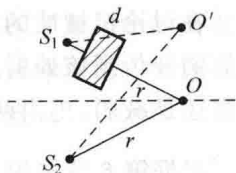


图 9-3 例题 9-1 用图

解 (1) S_1 发出的光到达 O 点的光程为

$$L_1 = n_{\text{空气}}(r-d) + nd$$

S_2 发出的光到达 O 点的光程为

$$L_2 = n_{\text{空气}} r$$

S_1 、 S_2 发出的光到达 O 点的光程差为

$$\delta = L_1 - L_2 = n_{\text{空气}}(r-d) + nd - n_{\text{空气}} r = (n-1)d$$

(2) 在 S_1 处未放置云母片时,两相干光到达 O 点的光程差为零,当放置了云母片后, $L_1 > L_2$,要想光程差为零,则 S_2 发出的光到达光程差零点的几何路程要大些,所以光程差为零的点应向上移动,在 O 点的上方 O' 处,如图 9-3 所示。

9.2.2 透镜的等光程性

由前面分析可知,两相干光在传播过程中相遇时,干涉情况是加强还是减弱与光程差有关。在光的干涉和衍射实验装置中,经常要用到透镜,透镜的存在,是否会对光路中的光程差产生影响呢? 理论计算和实验事实表明,这样的影响并不存在。如图 9-4(a)、(b)、(c)所示,平行光通过透镜后,各条光线都要会聚到焦平面(通过焦点与透镜主轴垂直的平面)上的一点,并且会聚点总是亮点,即各条平行光线在会聚点是干涉加强情况(相位差为零),对应光程差应为 $\delta=0$,即到会聚点的每一条光线光程都相同,透镜只改变各条光线的传播方向,并不产生附加的光程差。对于非平行光束,我们也可以证明(证明从略),薄透镜同样不产生附加光程差,这一特性称为薄透镜的等光程性。

薄透镜的等光程性还可作如下的定性解释:如图 9-4(a)所示,从物点 S (平行光束的物点在无限远处)到像点 S' 的各条光线,具有不同的几何路程,它们在透镜玻璃中传播的路程也不同,光程为光线传播几何路程与介质折射率的乘积,由图 9-4 可以看出,几何路程较长的光线在玻璃中传播的路程较短,而玻璃的折射率都大于空气的折射率,折算成光程以后,各条光线将具有相同的光程。

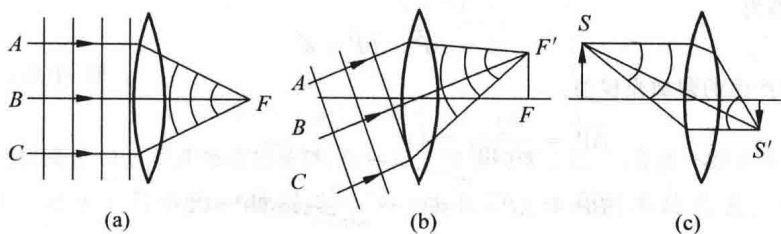


图 9-4 薄透镜的等光程性

9.2.3 反射光的相位突变和附加光程差

在研究机械波时我们曾经提到半波损失问题,光波也是一种波动,因而半波损失的情况在光反射时也同样存在,而且与机械波的半波损失条件基本相同。我们把折射率 n 比较大的介质称为光密介质,而把折射率 n 相对较小的介质称为光疏介质。当光从光疏介质传到光密介质的界面上反射时,反射光的相位发生 π 的突变,即反射光相当于有 $\lambda/2$ 的附加光程差,这一现象称为光的半波损失。

光的干涉结果取决于光程差,在实际应用中,一定要仔细分析两束光是否有半波损失,以确定是否需要考虑附加光程差的问题。在讨论半波损失引起的附加光程差问题时,要注意:折射率 n 的大小是相比较而言的。如图 9-5 所示,设折射率为 n_2 的薄膜上下两侧的介质折射率分别为 n_1 、 n_3 。当 $n_1 < n_2 < n_3$ 时,光线 a 、 b 之间没有附加光程差。因为光线 a 在 A 点反射以及光线 b 在 B 点反射时均有半波损失,两光线的附加光程差正好相互抵消;如果 $n_1 = n_3 < n_2$,则光线 a 、 b

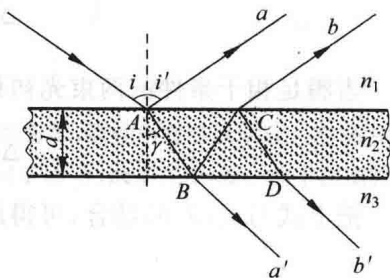


图 9-5 薄膜界面反射光的附加光程差

之间有附加光程差。因为光线 a 在 A 点有半波损失,而光线 b 在 B 点反射时,由于是光从光密介质到光疏介质交界面上,没有半波损失,因而,讨论两光干涉结果时要考虑半波损失产生的附加光程差。通过这两种情况的分析可总结如下:当两束相干光共发生偶数次半波损失时,最终无附加光程差;当两束相干光共发生奇数次半波损失时,则有附加光程差,其值为 $\frac{\lambda}{2}$ 。

半波损失只发生在反射光中,折射光在任何情况下都不会有半波损失,因而在讨论光程差时,仅考虑反射光是否有半波损失,不必考虑折射光的半波损失。

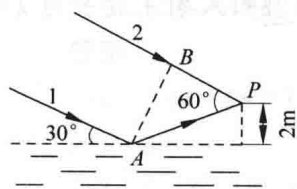


图 9-6 例题 9-2 用图

例题 9-2 一束波长为 λ 平行光在空气中传播,如图 9-6 所示。其中光束 1 入射到水面上经反射后到达水面上方 2m 处的 P 点(入射角度如图所示),光束 2 直接到达 P 点。试求:光束 1 和 2 到达 P 点时的光程差。

解 平行光的波阵面应为与光传播方向垂直的平面,因而在图 9-6 中作辅助线 $AB \perp BP$, A 、 B 两点处光的相位相同,光程差为零。光束 1、2

到达 P 点的光程差为

$$\delta = \overline{AP} - \overline{BP} + \delta'$$

δ' 为因半波损失而产生的附加光程差。

$$\overline{AP} = \frac{2}{\sin 30^\circ} = 4$$

$$\overline{BP} = \overline{AP} \cdot \cos 60^\circ = \frac{2}{\sin 30^\circ} \cos 60^\circ = 2$$

光束 1 由空气入射到水面在 A 处反射时有半波损失现象, 产生附加光程差

$$\delta' = \frac{\lambda}{2}$$

代入上式, 光程差为

$$\delta = 4 - 2 + \frac{\lambda}{2} = 2 + \frac{\lambda}{2}$$

9.2.4 干涉加强和减弱的条件

由波的干涉知识可知, 干涉的结果是加强还是减弱由相关波的相位差决定。

$$\Delta\varphi = \begin{cases} 2k\pi & (\text{加强}) \\ (2k+1)\pi & (\text{减弱}) \end{cases} \quad (9-6)$$

当满足相干条件的两束光初相位相同时, 两光的相位差为

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{n_2 r_2 - n_1 r_1}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$$

把上式与式(9-6)结合, 可得用光程差表示的光的干涉加强与减弱条件为

$$\delta = \begin{cases} 2k \frac{\lambda}{2} & (\text{加强}) \\ (2k+1) \frac{\lambda}{2} & (\text{减弱}) \end{cases} \quad (9-7)$$

式中, λ 为光在真空中的波长; $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 常称为干涉条纹的级次。其中, $k=0$ 时对应的干涉明纹称为零级明纹, 有时也称为中央明纹; $k=\pm 1$ 对应的明纹称为一级明纹, 对应的暗纹称为一级暗纹, $\dots$ 除中央明纹外, 其他各级明纹和暗纹都各有两条。

式(9-7)是处理光干涉问题的基本公式。分析光的干涉问题就是要探讨干涉条纹(明纹及暗纹)的静态分布(形状、位置、间距等)、条纹的动态变化(位置的移动)等, 而干涉条纹的静态分布和动态变化都与相干光束的光程差息息相关, 因此, 由光程差出发分析干涉条纹的分布及变化规律是研究光干涉问题的关键之处。

例题 9-3 已知如例题 9-1, 若已知云母片的折射率为 $n=1.58$, 入射光波长为 $\lambda=550\text{nm}$ 。试求: 欲使 O 点干涉加强, 则云母片的最小厚度为多少。

解 由例题 9-1 可知, 此时 S_1 、 S_2 发出的光到达 O 点的光程差为

$$\delta = (n-1)d$$

O 点干涉加强, 则应有 $\delta=k\lambda(k=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$, 结合上式, 有

$$(1.58-1)d = k \times 550 \times 10^{-9} \text{m}$$

解得

$$d = \frac{5.5 \times 10^{-7} k}{0.58} \text{ m}$$

当 $k=1$ 时,厚度最小,即

$$d_{\min} = 9.5 \times 10^{-7} \text{ m}$$

$d=0$ 时,同样满足 O 点干涉加强的条件,但此时意味着没有云母片,显然与题意不符,故不予考虑。

例题 9-4 图 9-7 所示为一种利用干涉方法测量气体折射率的装置。图中 T_1 、 T_2 为一对完全相同的玻璃管,长为 $l=20\text{cm}$ 。实验开始时,两管中为真空,此时在 P_0 处出现干涉零级明纹。然后在 T_2 管中慢慢注入待测气体,在这过程中,屏幕 E 上干涉条纹发生移动。通过测定干涉条纹的移动数可以推知气体的折射率。设某次测量时,入射光波长 $\lambda=589.3\text{nm}$,注入待测气体后,屏幕上条纹移过 200 条。试求该气体的折射率。

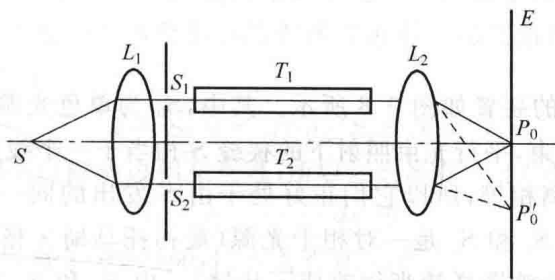


图 9-7 例题 9-4 用图

解 当两管同为真空时,从 S_1 和 S_2 射出的光到 P_0 处光程差为零,该处出现零级明纹。 T_2 管中注入待测气体后,从 S_2 射出的光到达屏处的光程增加,零级明纹将要向下移动,出现在 P'_0 处。如干涉图样移动 N 条明纹, P_0 处将出现第 N 级明纹,两光在该处光程差为 $N\lambda$,即

$$\delta = n_2 l - n_1 l = N\lambda$$

式中, n_1 和 n_2 分别为真空和待测气体的折射率。解方程得待测气体折射率为

$$n_2 = \frac{N\lambda}{l} + n_1 = \frac{200 \times 589.3 \times 10^{-9}}{0.2} + 1 = 1.000589$$



练习

9-1 已知实验装置如图 9-3 所示, S_1 、 S_2 为两个相干光源,由 S_1 、 S_2 发出的光到达屏幕上 O 点时光程差为零。在 S_2 处放置一厚度为 d 、折射率为 n 的云母片。试求:①两相干光到达 O 点的光程差;②相比较放云母片之前,光程差为零的点向上移动还是向下移动。

9-2 已知如例题 9-2,若此时平行光在介质中传播,介质折射率为 $n_1=1.5$,水的折射率为 $n_2=1.33$ 。试求:在 P 点光束 1 和 2 的光程差。

9-3 已知如例题 9-3,若此时 O 点是干涉减弱情况。试求:云母片的最小厚度。

答案:

9-1 ① $\delta=(n-1)d$; ② 向下移动。

9-2 2m。

9-3 $5.17 \times 10^{-7} \text{ m}$ 。