

2

全国高等医药院校试用教材

物理学

(药学、中药专业用)

下 册

上海第一医学院 主编

0.1

上海科学技术出版社

全国高等医药院校试用教材

物 理 学

药 学、中 药 专 业 用

下 册

主 编

上海第一医学院

编 写 单 位

四川医学院	北京医学院
沈阳药学院	南京药学院

上海科学技术出版社

全国高等医药院校试用教材

物 理 学

药学、中药专业用

下 册

上海第一医学院 主编

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 450 号)

新华书店上海发行所发行 上海市印刷四厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 11.5 字数 266,000

1979 年 7 月第 1 版 1979 年 7 月第 1 次印刷

印数 1-22,000

书号: 13119·756 定价: 1.10 元

目 录

第十一章 光的波动性	1
§ 11-1 光的电磁场理论 电磁波谱	1
一、麦克斯韦电磁场理论 电磁波 二、电磁波谱	
§ 11-2 光的干涉	2
一、相干光的干涉 二、瑞利折射计 三、干涉滤光片	
§ 11-3 光的衍射	8
一、小孔和单缝衍射现象 二、单缝衍射条纹的分布	
§ 11-4 衍射光栅	11
一、衍射光栅 二、衍射光谱 三、闪耀光栅和阶梯光栅 四、光栅光谱仪	
§ 11-5 光学仪器的分辨本领	16
一、瑞利分辨条件 二、最小鉴别距离 孔径数	
§ 11-6 伦琴射线的衍射	19
一、伦琴射线的波动性 二、布喇格方程 三、伦琴射线摄谱仪	
§ 11-7 光的偏振 旋光	23
一、天然光和偏振光 起偏和检偏 二、晶体的二向色性 偏振片	
三、偏振光振动面的旋转 旋光性 四、偏振光振动面的磁致旋转	
习题十一	26
第十二章 药用光学仪器	28
§ 12-1 阿贝折射计	28
一、光的反射和折射 全反射 二、阿贝折射计的原理和结构 三、折光分析法简介	
§ 12-2 光电比色计	30
一、光的吸收 朗伯-比尔定律 二、选择性吸收 光电比色计	
§ 12-3 分光光度计	34
一、分子吸收光谱与结构的关系 二、在药物分析上的应用 三、可见-紫外分光光度计光路和结构 四、红外分光光度计	
§ 12-4 超显微镜	38
一、光的散射 二、超显微镜	
§ 12-5 偏振计	40
一、半荫板式偏振计 二、自动偏振仪	
习题十二	44
第十三章 光的粒子性	46
§ 13-1 光电效应	46

一、光电效应的基本规律 二、光电效应的实际应用	
§ 13-2 量子概念 爱因斯坦光电效应方程	49
一、普朗克的量子理论 二、爱因斯坦光电效应方程	
§ 13-3 荧光和磷光	51
§ 13-4 康普顿效应	52
一、伦琴射线的散射实验 二、用光子理论解释康普顿效应 三、光的波粒二象性	
习题十三	55
第十四章 原子和分子光谱	56
§ 14-1 玻尔原子模型 氢原子光谱	56
一、原子光谱的规律性 二、玻尔氢原子理论	
§ 14-2 原子的电子壳层结构 多电子原子的光谱	60
一、原子理论的发展 二、门捷列夫周期系与原子的电子壳层结构 三、原子光谱的起源	
§ 14-3 分子结构和分子光谱	66
一、分子结构 二、分子光谱的特点及其产生原因	
§ 14-4 核磁共振 顺磁共振	71
一、核的自旋和磁矩 二、核磁共振 三、核磁共振的应用 四、顺磁共振及其应用	
§ 14-5 激光及其应用	80
一、激光的特点 二、激光原理 三、几种常见的激光器 四、激光技术的应用	
习题十四	85
第十五章 量子力学基础	87
§ 15-1 玻尔理论的局限性	87
§ 15-2 德布罗意波 电子衍射现象 电子显微镜	87
一、德布罗意公式 二、电子衍射现象 三、电子显微镜	
§ 15-3 波函数 薛定谔方程	94
一、波函数及其统计意义 二、薛定谔方程及其应用 三、电子云的概念	
§ 15-4 测不准原理	100
§ 15-5 量子力学的一些应用	102
习题十五	103
第十六章 原子核和放射性同位素	104
§ 16-1 放射性 衰变规律 核反应	104
一、位移定律 二、放射性衰变定律 三、人工核反应	
§ 16-2 原子核的结合能	106
一、每个核子的平均结合能 二、核力	
§ 16-3 原子核的模型	108
一、液滴模型 二、壳层模型	
§ 16-4 放射性同位素的应用	109
一、放射性同位素的剂量 二、放射性同位素在医药方面的应用	

§ 16-5 基本粒子	111
一、描述基本粒子特性的物理量 二、基本粒子及其相互转变 三、物质的无限可分性	
习题十六	114

第十七章 晶体管电路116

§ 17-1 半导体的导电特性	116
一、半导体的导电特性 二、 PN 结的单向导电性	
§ 17-2 晶体二极管	118
一、二极管的伏安特性曲线 二、二极管的主要参数	
§ 17-3 晶体三极管	119
一、晶体三极管的结构和工作原理 二、晶体三极管的特性曲线 三、晶体三极管的主要参数	
§ 17-4 交流放大电路	124
一、共发射极的基本放大电路 *二、放大电路的静态工作点的建立 三、直流偏置稳定电路	
§ 17-5 多级放大器	128
一、阻容耦合放大电路 二、变压器耦合放大电路	
§ 17-6 功率放大电路	131
一、单管功率放大电路 二、推挽功率放大电路	
§ 17-7 直流放大电路	134
一、直接耦合直流放大电路 二、差动放大电路	
§ 17-8 稳压电路	135
一、硅稳压管并联型稳压电路 二、串联型晶体管稳压电路	
§ 17-9 正弦波振荡电路	137
一、 LC 振荡电路 二、 RC 振荡电路	
§ 17-10 脉冲电路	142
一、脉冲的基本知识 二、双稳态电路 三、单稳态电路 四、多谐振荡电路	
五、锯齿波发生电路	
§ 17-11 其他半导体器件	148
*一、可控硅 *二、集成电路	
习题十七	151

第十八章 电子管152

§ 18-1 热电子发射 二极管	152
一、热电子发射 二、二极管 三、充气二极管	
§ 18-2 三极管 多极管	155
一、三极管的结构和放大作用 二、五极管和束射管	
§ 18-3 示波管	159
一、示波管的工作原理 二、示波管的结构	
§ 18-4 其他电子管	162
*一、显象管 *二、数码管	

习题十八	164
第十九章 药用电子仪器	165
§ 19-1 电子电势差计	165
一、手动电势差计原理 二、电子电势差计	
§ 19-2 电导仪	170
一、水质纯度仪 二、DDS-11 型电导仪	
§ 19-3 电泳仪	172
一、电泳的基本原理 二、电泳仪	
§ 19-4 酸度计	173

光的波动性

光在本质上是一种电磁波。本章将讨论光和伦琴射线在传播过程中所产生的现象,阐明其波动性质,并说明这些现象的规律及其应用。

§ 11-1 光的电磁场理论 电磁波谱

一、麦克斯韦电磁场理论 电磁波

麦克斯韦在前人成就和自己所提出的位移电流(§ 9-5)的基础上,建立了系统的电磁场理论。其基本概念如下:

① 位移电流在其周围空间里产生磁场,这个磁场与等值的传导电流(或运流电流)所产生的磁场完全一样;

② 在变化磁场的空间,不论是真空中、导体中或电介质中,都产生电场。

上述情况下所产生的电场和磁场,都具有涡旋性,即其电力线或磁力线都是闭合的。

静止的电荷仅产生电场。如果电荷之间发生相对运动或电荷的大小发生变化,它们所产生的电场就要变化,因而这时又产生磁场。一般说来,电荷相对运动是有加速度的,即电场对时间的变化率是要变化的,因而产生的磁场也是变化的,这变化的磁场将引起新的变化电场。由此可见,两种变化的场——电场和磁场永远是相互联系着的,形成统一的**电磁场**。其传播过程即是**电磁波**。

自从赫兹用电磁振荡的方法产生电磁波后,一些物理学家又做了很多实验,证明电磁波是横波,传播速度 $c=3\times 10^8$ 米/秒,与光速一致。同时电磁波的反射、折射、衍射、干涉、色散和吸收等性质都与光波相同。由此肯定了光波也是一种电磁波。

人类对电磁波和光波的认识,标志着物理学发展到一个新阶段。在电磁场理论的基础上把光与电磁波统一了起来。无线电波、红外线、可见光、紫外线、伦琴射线和放射性物质的 γ 射线都属于电磁波,它们之间只有频率大小的不同。在真空中,电磁波的波长 λ 与周期 T 或频率 ν 之间有如下的关系:

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu}。$$

二、电磁波谱

我们所能产生或碰到的电磁波,频率范围极其广阔,从波长很长的无线电波一直到波长十万分之几纳米的波。当然还可能有更短的波存在。例如,当宇宙射线通过时,所形成的 γ 射线的波长就很短。

图 11-1 是按照电磁波的波长或频率的次序所排成的谱,叫作**电磁波谱**。在图中的左方给出频率,右方给出了波长,单位以纳米计(1 纳米 $=10^{-9}$ 米,以 nm 表示),在中间给出波的

名称。由于波长或频率要画的范围很长,所以采用了对数比例尺来表示。

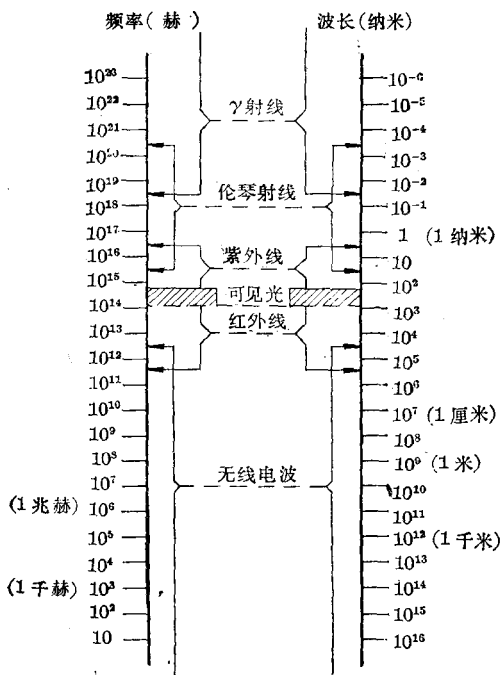


图 11-1 电磁波谱

在电磁波谱中,由于产生的方法以及它们与物质的相互作用各不相同,习惯上把它分割成若干个波段。波长最长的是无线电波,一般的无线电波是借助电磁振荡电路通过天线发射的。无线电波按照波长不同,又可分为长波、中波、短波和超短波(又称微波)等,长波的波长是在 3 千米以上,中波大约为 200 米,短波为几十米,超短波的波长小到 0.1 毫米。其次是红外线、可见光与紫外线三部分,它们总的叫作热辐射,是由炽热的物体、气体放电以及其他光源由于分子和原子的外层电子所发射的电磁波。这一部分电磁波除了人眼能够看得见的可见光之外,其他都是看不见的。可见光在波谱中所占区域很小,波长 400~760 纳米,红外线和紫外线所占的区域则大得多。紫外线的波长是 5~400 纳米,红外线的波长 0.75~500 微米。红外线的热效应特别显著,而紫外线的化学效应最强。

紫外线以外是伦琴射线,它是由运动电荷突然被阻挡时(例如电子射到金属靶时)所产生的电磁波,波长是在 10^{-3} ~10 纳米之间,它的能量大,穿透物质的本领很强。现在知道的最短波长是 γ 射线,它是原子核内部状态变化时所产生的电磁波。波长是在 0.01 纳米以下,它的能量更大,穿透本领也更强。但是伦琴射线与 γ 射线的波动性随波长的减小,愈来愈不显著,相反地,它们的量子性却愈来愈显著。

§ 11-2 光的干涉

干涉现象是波动过程的一个基本特征,只有波动的迭加才能产生干涉现象。因此,光的波动性质就必须通过光的干涉现象来证实。

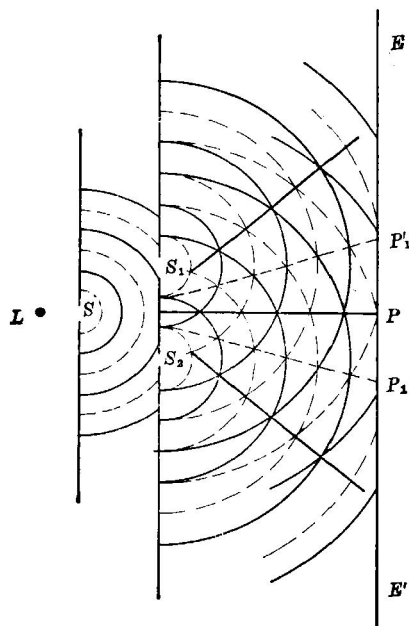
一、相干光的干涉

1. 相干光源 在 § 3-3 中,我们曾经指出,只有相干波才能互相干涉而获得稳定干涉图样。对于机械波来说,上述条件比较容易满足。但是对于光波,即使两个发光体或光源的强度、形状、大小等完全相同,相干条件仍然不可能获得,这是由于光源发光本质的复杂性所决定的。光波是由光源中大量分子和原子的运动状态发生变化而发出的。在同一时刻,各个分子或原子的变化不相同,因而它们所发的光的振幅、位相、振动方向也不相同。另一方面,分子或原子的发光是间歇的,即发出一列光波之后,要停留若干时间,再发出第二列波,因此,每一个分子或原子发出光波的性质也是随时变化的。由此可见,要使两个发光体满足

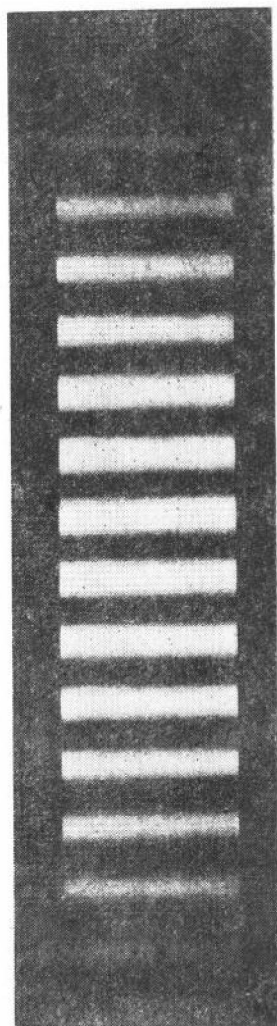
相干条件显然是不可能的,即使利用同一发光体上两个不同的部分也是不可能的。(1960 年以来,由于激光器的发展,可以用激光器得到相干光,激光光束的两个部分可以满足相干条件。)

但是,我们可以用人为的方法,把从同一光源同一点发出的光分成两束,使它们沿着两个路径传播,然后再使这两束光相遇,这样就能实现光的干涉。这是因为,就光源中任一原子或分子发出的任一束光波来说,分成两列光波后,它们仍然是来自同一个光源的,所以满足频率相同、振动方向相同、位相差恒定的条件,就能够产生干涉现象。这样的光源叫作相干光源。相干光源发出来的光叫作相干光。

2. 光的干涉 1802 年,杨氏首先完成了光的干涉实验。他用强烈的单色光源 L 照射不透明遮光板上的狭缝 S , 如图 11-2(a) 所示, 依惠更斯原理, 狭缝就变成一个新的半球面波的波源, 这些光波到达另外两个狭缝 S_1 和 S_2 , 又变为两个光波波源。由于 S_1 和 S_2 相距很近, 而且由 S 到 S_1 和 S_2 的距离相等, 因此, 由同一光源 S 经过 S_1 和 S_2 , 发出的两束光



(a)



(b)

图 11-2 杨氏实验

波是相干的; 所以, 光从 S_1 及 S_2 射出后, 就在屏 EE' 上形成稳定的明暗相间的干涉条纹, 如图 11-2(b) 所示。

现在, 我们根据波的干涉条件, 讨论相干光源 S_1 和 S_2 在屏 EE' 上产生的干涉条纹的分布情况。在图 11-3 中, 设 S_1 与 S_2 的距离为 $2a$, D 是 S_1 或 S_2 到屏 EE' 的距离。令 P 为屏上任意一点, r_1 和 r_2 分别为从 S_1 和 S_2 到 P 点的距离, 则由 S_1 和 S_2 发出的光到 P 点的波程差是

$$\delta = r_2 - r_1.$$

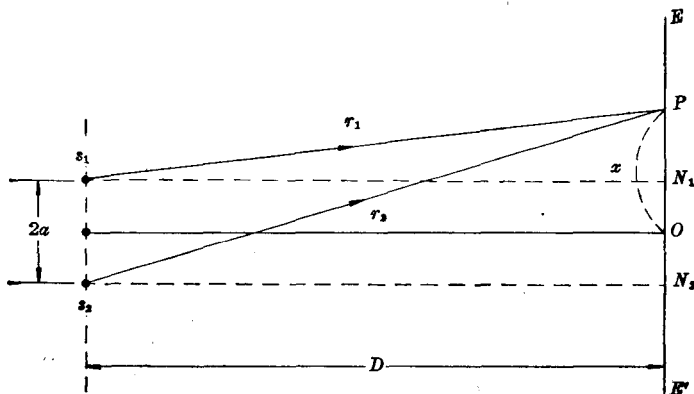


图 11-3 干涉条纹的分布

令 N_2 和 N_1 分别为 S_1 和 S_2 在屏上的投影, O 为 N_1 、 N_2 的中点, 并令 $OP = x$, 则从直角三角形 S_1N_1P 和 S_2N_2P 得:

$$r_1^2 = D^2 + (x - a)^2;$$

$$r_2^2 = D^2 + (x + a)^2.$$

两式相减得:

$$r_2^2 - r_1^2 = 4ax,$$

即

$$(r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = \delta(r_2 + r_1) = 4ax.$$

通常 $D \gg 2a$, 所以 $r_2 + r_1 \approx 2D$, 因而得波程差为:

$$\delta = \frac{2ax}{D}.$$

两列波的干涉条件决定于波程差与波长之间的关系。以 λ 代表光源发出的光波的波长, 则当

$$\delta = \frac{2ax}{D} = \pm k\lambda, \quad (11-1)$$

或

$$x = \pm k \frac{D}{a} \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (11-2)$$

时, 两列波在 P 点相互加强, 形成明条纹。 $k=0$ 时, $x=0$, 即在 O 点出现明条纹, 叫作中央明条纹。其他和 $k=1, k=2, \dots$ 相对应的明条纹, 分别叫作第一级、第二级、……明条纹。如果

$$\delta = \frac{2ax}{D} = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (11-3)$$

或

$$x = \pm (2k+1) \cdot \frac{D}{2a} \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (11-4)$$

时, 两列光波在 P 点相互减弱, 形成暗条纹。

由式(11-2)和(11-4)得到结论: ① 屏上的干涉图样是以 O 点为对称点的明暗交替的条纹; ② 如果已知光源到屏的距离 D 和 S_1 、 S_2 间的距离 $2a$, 且测定第 k 级条纹到中央 O 点的距离 x , 代入公式, 即可计算出单色光的波长。

继杨氏实验后, 用不同的获得相干光的方法进行了干涉实验。洛埃应用从一个光源直接发出的光线和它在一个平面镜上的反射光以构成相干光。图 11-4 表示洛埃镜实验简图。图中 S_1 是光源, 经过小孔的约束, 有一部分光直接射到 E 屏上, 另一部分经 KL 平面镜反射后也射到屏上。设 S_2 为 S_1 在镜中的虚象, 则发生反射的光到达空间任一点所经过的路程, 和假定此光直接从 S_2 发出时, 是一样的, 所以 S_2 可以看作反射光的光源, 而且和 S_1 构成一对相干光源。图中画有影线的部分就表示相干光在空间重叠的区域。把屏放在这个区域内时, 显然屏上也会出现明暗干涉条纹。

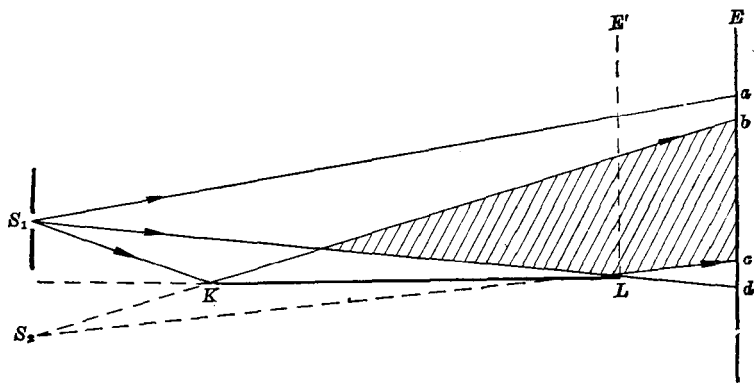


图 11-4 洛埃镜实验简图

洛埃镜实验的一个重要意义, 是用实验证明了光波由光疏媒质射向光密媒质而反射出来时受到半波损失这一事实: 当屏放到与镜端 L 接触时, 即图中 E' 的位置, 屏上和镜面接触处出现暗条纹。这表示直接射到屏上的光波和从镜面上反射出来的光波, 两者之一有了位相的变化 π 。因为直接射到屏上的光不可能有这个变化, 所以我们可以肯定, 当光线从光密媒质反射出来时有数值为 π 的位相突变, 即所谓“半波损失”。

二、瑞利折射计

1. 光程和光程差 以上我们讨论的是相干光经过同一媒质所产生的干涉现象。为了叙述光的干涉现象的应用, 现在先讨论两列相干光经过不同媒质时所产生的干涉现象。

我们知道, 光在不同媒质中传播时的频率不变, 但传播速度改变了。设单色光在真空及媒质中传播速度各为 c 和 c' , 则媒质的折射率为

$$n = \frac{c}{c'} \quad (11-5)$$

由波长、频率和波速的关系式, 可知该单色光在此媒质中的波长是

$$\lambda' = \frac{c'}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda}{n}, \quad (11-6)$$

式中, ν 为频率; λ 是光在真空中的波长。由此式可知, 由于 n 恒大于 1, 故光在媒质中的波长 λ' 恒小于在真空中的波长 λ 。对于同样长度的几何路程而言, 在媒质中, 光波的数目是真空中 n 倍。

前面, 我们讨论光的干涉条纹时, 是以波程差和波长来表示, 这是在均匀媒质——真空中(实际是在空气中)的情况。两束相干光在不同媒质中的波长不同, 就不能用几何路程差和光在真空中的波长来表示干涉条件。

现在我们来讨论光程的意义。光波在媒质中经过几何路程 r 所需的时间为 r/c' , 则在同一时间内, 光波在真空中经过的路程为 $c\left(\frac{r}{c'}\right) = nr$, 式中 nr 就叫作与几何路程 r 相当的光程。由此可见, 光程就是与媒质中几何路程相当的真空路程。讨论相干光经过不同媒质的干涉条件时, 必须先将它们各自经过的几何路程换算成光程, 这样就把牵涉到不同媒质的复杂情形都变换为真空的情形。因此, 干涉条件就可以用光程差和光波在真空中的波长来表示。

2. 瑞利折射计 在化学、生物学和医学上用来精密测定气体或液体等透明物质的折射率的瑞利折射计, 就是应用相干光经过不同媒质时, 因光程差不同引起的干涉情况不同而制成的仪器。如图 11-5 所示, 由单色光源 S 所发出的光, 先用透镜 L_1 , 使它成为平行光, 再

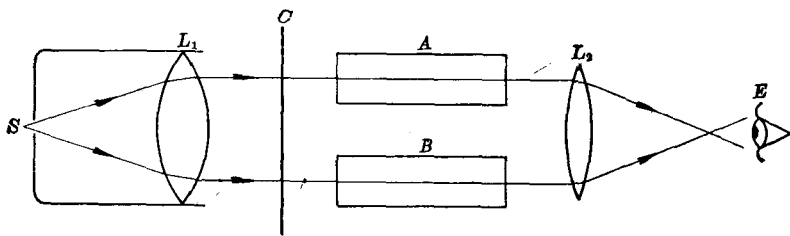


图 11-5 瑞利折射计

经双缝 C 分成两列平行光。这两列平行光分别经过内有空气的两个完全相同的管子 A 和 B (长度都为 l) 后, 由另一透镜 L_2 把它们会聚起来, 使之在观察者眼 E 之前产生干涉。在此情况下, 所形成的干涉条纹与在杨氏实验中得到的一样。如果把 A 管改装待测气体(折射率为 n)后, 光波在不同媒质中通过管子, 则有光程差 $nl - l = l(n - 1)$ 产生(空气的折射率为 1, 故在空气中的几何路程 l 即为光程), 因而引起条纹的移动。设条纹移动数目为 k' , 则待测气体的折射率 n 可从下式计算出

$$l(n - 1) = k'\lambda,$$

即

$$n = \frac{k'\lambda}{l} + 1, \quad (11-7)$$

式中, λ 为所用单色光的波长; k' 为条纹移动数(不一定为整数)。由于干涉条纹的移动对于两种物质的差异非常灵敏, 因此测定的准确性很高。这种折射计还可以测定折射率的微小变化, 以判断物质中所含杂质数量, 例如, 测定盐类溶液的浓度、某种气体的杂质、空气的密度等。

三、干涉滤光片

1. 薄膜的干涉 光波在薄膜的前后两个面反射时所产生的干涉现象叫作薄膜的干涉, 在技术上有很多应用。这里, 以光在玻璃面上的劈尖状油膜上反射时的干涉现象为例, 说明薄膜干涉的原理和分析方法。

如图 11-6(a)所示, 一部分入射光在空气-油膜的分界面上反射, 另一部分透入油膜后, 在油膜-玻璃的分界面上反射, 这两部分光相遇而干涉。

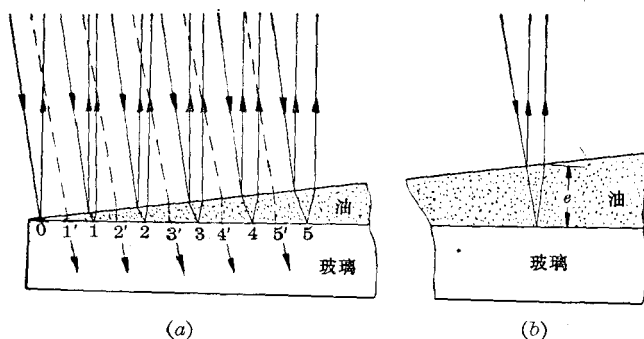


图 11-6 光在玻璃上的劈尖状油膜反射时所产生的干涉现象

为讨论简便起见, 假定光垂直入射到油膜上(斜入射的情况, 原理是一样的, 只不过数学计算稍复杂一些)。如图 11-6(b), 我们看到, 在油膜-玻璃的分界面上反射的一条光线, 要多走一段路程, 这段路程等于光线入射到油膜处油膜厚度 e 的两倍。这里, 我们假定入射光是单色光, 它在油膜内的波长为 λ_1 。图中用 0 表示油膜厚度为零的点, 并分别用 1、2、3、4、... 表示油膜厚度依次增加 $\frac{1}{2}\lambda_1$ 的各点, 则相应于各点的两个界面上反射光之间的光程差依次为 $0, \lambda_1, 2\lambda_1, 3\lambda_1, \dots$, 即等于波长 λ_1 的整数倍, 因此, 反射光相干涉后相互加强, 形成明条纹(在这些点, 透射光形成暗条纹)。在图中用 1' 表示厚度等于 $\frac{1}{4}\lambda_1$ 的点, 而油膜的厚度依次增加 $\frac{1}{2}\lambda_1$ 的各点, 分别用 2'、3'、4'、... 表示。则相应于各点的两个界面上反射光之间的光程差依次为 $\frac{1}{2}\lambda_1, \frac{3}{2}\lambda_1, \frac{5}{2}\lambda_1, \frac{7}{2}\lambda_1, \dots$, 即等于半波长的奇数倍, 因此, 反射光相干涉后相互减弱, 形成暗条纹(在这些点, 透射光形成明条纹)。明暗条纹的位置由下式决定:

明纹位置

$$2e = k\lambda_1, \quad k=0, 1, 2, 3, \dots;$$

暗纹位置

$$2e = (2k+1)\frac{\lambda_1}{2}, \quad k=0, 1, 2, 3, \dots。$$

若真空中波长为 λ , 油膜的折射率为 n , 则 $\lambda_1 = \frac{1}{n}\lambda$, 代入以上条件得:

明纹位置

$$n(2e) = k\lambda, \quad k=0, 1, 2, 3, \dots;$$

暗纹位置

$$n(2e) = (2k+1)\frac{\lambda}{2}, \quad k=0, 1, 2, 3, \dots。$$

应该指出,在以上的讨论中,没有考虑在界面反射时的“半波损失”问题。①若玻璃的折射率大于油的折射率,则在空气-油的界面和油-玻璃的界面反射时都有“半波损失”,因而明暗条纹位置即由上述条件决定;②若油的折射率大于玻璃的折射率,在油-玻璃的界面上反射时没有“半波损失”,只有在空气-油的界面反射有“半波损失”,因而上述条件中的明纹位置变为暗纹,暗纹位置出现明纹。

2. 干涉滤光片 当光线在玻璃和空气的分界面上垂直地反射时,被反射的光能约占4%。因此,如果光学仪器内有5个透镜(共10个反射分界面),那么,当光线透过这5个透镜时,即使不考虑玻璃的吸收,透过的光强只占入射光强的 $(0.96)^{10}=0.66=66\%$,可见光强损失很大。在现代的光学仪器中,人们利用干涉来降低玻璃表面的反射,制造“无反射”玻璃。方法是在透镜面上镀一层厚度均匀的透明薄膜(常用氟化镁,其折射率介于玻璃与空气之间, $n=1.38$),膜的厚度合适时,就可使某种单色光在透明薄膜的两个表面上反射,相互干涉而抵消,于是,由于干涉作用,这种单色光就完全不发生反射而透过透明薄膜,达到“无反射”的要求。

利用与此类似的方法,可以做成多层薄膜组成的透射式的干涉滤光片(使某一特定波长的单色光能透过滤光片,而其他波长的光则被反射掉),也可制成反射本领高达98%以上的反射表面或反射式的滤光片。

【例1】光学仪器的镜头上常镀一层氟化镁增透膜,使白光中人眼最敏感的黄绿光尽可能透过,也就是使黄绿光在薄膜表面反射最小。已知氟化镁薄膜折射率 $n=1.38$,黄绿光的波长 $\lambda=550$ 纳米,问薄膜的厚度是多少时,黄绿光反射最少?

【解】光线垂直入射时,在氟化镁薄膜的上、下两个表面反射都有半波损失,故两条反射光之间的光程差就等于薄膜厚度的两倍 $2e$ 再乘以氟化镁的折射率,即光程差 $=2ne$,两条反射光相互抵消的条件是

$$2ne = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad k=0, 1, 2, \dots$$

取 $k=0$,可得无反射玻璃的薄膜厚度的最小值是

$$e = \frac{1}{4} \cdot \frac{\lambda}{n} = \frac{1}{4} \times \frac{550}{1.38} \approx 100 \text{ 纳米}.$$

§ 11-3 光的衍射

一、小孔和单缝衍射现象

光波和机械波一样,在传播过程中遇到障碍物时能发生衍射。下述实验可以使我们观察到光的衍射。在距一个强的点光源适当远的地方放置一个中央开有小孔的屏,在此屏后适当距离处再放一光屏,于是,在光屏上就可以看到形状与小孔相似的亮斑,围绕此亮斑周围有明暗交替的环纹出现(图11-7)。

取一光屏,在光屏上开一细缝,令一束单色平行光入射细缝,则按光线直进的原理,通过细缝的光经过透镜会聚后,将在其后的另一屏上出现一明亮的细缝象,与周围黑暗区域有清晰的界限。事实上,当细缝相当宽时,确实近似地如此。但是,当细缝很窄时,则见到细缝象两旁的黑暗区域内有亮度渐减的若干光带出现。图11-8就是表示光通过细缝后被透镜会聚

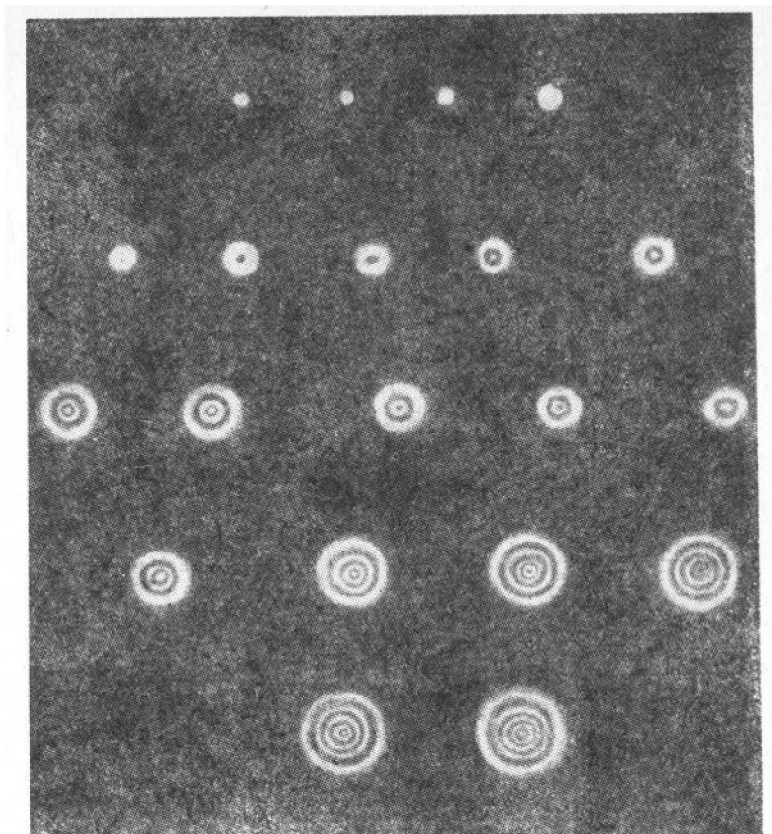


图 11-7 孔径大小不同的衍射条纹

于屏上的情形。

这些实验结果,充分说明了光通过障碍物时,要绕过障碍物而产生衍射现象。光的衍射现象,可以根据光的波动性,应用菲涅耳根据干涉原理补充后的惠更斯原理解释。经过发展后的惠更斯原理,叫作惠更斯-菲涅耳原理。惠更斯-菲涅耳原理指出,新波阵面上任一点的振动(振幅和位相),是由波阵面上各个波源发出的子波在这一点迭加的结果。因此,根据这一原理可以计算出光波在传播过程中,子波到达各点的振动强度,从而定量地解释了光波的衍射。

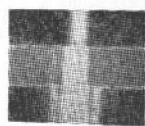


图 11-8 单缝衍射条纹的照象

二、单缝衍射条纹的分布

长度比宽度大得多的长方形开孔叫作缝。如屏障上只有一个缝,此缝即叫作单缝。如图 11-9 所示,在遮光屏 EF 上,沿垂直于纸面方向有一单缝 AB , 其缝宽为 a 。当单色平行光(波长为 λ)垂直入射于屏时,到达单缝处的波阵面上各点都有相同的位相,根据惠更斯原理,它们都可以作为子波波源而发射球面波,而在 EF 后面各个方向传播。

首先考虑在沿入射方向传播的射线(图中用 I 表示)被会聚的情形。这些射线在出发处的位相彼此相同,并且形成与透镜主光轴相垂直的波阵面,因此,经过透镜会聚而达屏 G 上同一点 P_0 时的位相仍然相等,所以 P_0 是一完全亮点。这仅是考虑单缝某一截面的结果。

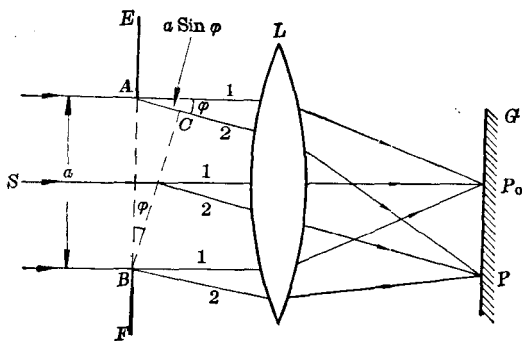


图 11-9 单缝衍射

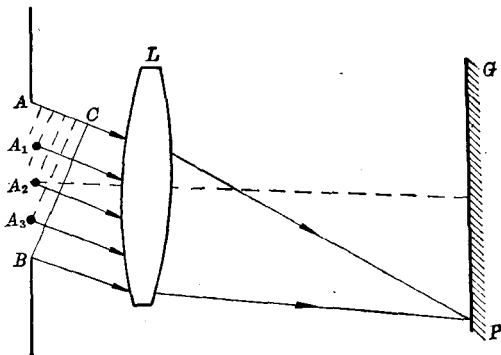


图 11-10 单缝衍射条纹的形成

如果考虑通过全部缝的光波时,我们将观察到一条经过 P_0 点平行于缝长方向的明条纹。

其次,我们研究沿与入射线成任意角 φ 的方向上传播的那些波射线(图 11-9 中用 2 表示),它们经过透镜后将会聚于 P 点。在 P 处呈现明条纹或暗条纹将由它们到达 P 点的位相差来决定。若从 B 点作 BC 垂直于波射线 2,则 BC 线将与透镜对应于射线 2 的光轴成垂直。按照上述透镜会聚光波的性质,各射线到达 P 处的位相差就是它们在 BC 线上的位相差。从图中可以看出,这些波射线之间的最大光程差为 $AC = a \sin \varphi$ 。如果 AC 等于半波长的偶数倍时,我们就可以把波阵面 AB 看成是由偶数个彼此相差半波长的小波带组成的(例如在图 11-10 中, $AC = 4\left(\frac{\lambda}{2}\right)$,我们就把波阵面 AB 看成四个小波带 AA_1 、 A_1A_2 、 A_2A_3 和 A_3B 所组成的)。由于这些相邻小波带中对应点(例如,图中相邻两带 AA_1 和 A_1A_2 的中点对应点是 A 和 A_1 , AA_1 的中点和 A_1A_2 的中点,等等)所发出的光线到达 P 点时具有光程差 $\lambda/2$ (亦即有位相差 π),所以它们经过透镜会聚于 P 时将相互抵消。因此,对应于一定 φ 角,如果单缝可以分成偶数小波带时,则在屏上 P 处出现暗条纹;如果单缝可以分成奇数小波带时,其中偶数个小波带虽都被抵消,但仍有一个小波带的子波到达 P 点使屏上呈现明条纹,但条纹的强度减小。波带数目愈多,或 φ 角愈大,明条纹的强度就愈小。如果对应某些数值的 φ 角,单缝不能分成整数波带,则在屏上的强度介于明条纹与暗条纹之间。

上述明暗条纹的形成,可用数学表示。因为 $a \sin \varphi$ 是最大的光程差 AC ,所以当 φ 适合于下式

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k=1, 2, 3, \dots \quad (11-8)$$

时,就出现暗条纹,式中正负号表示 P 点在 P_0 的两侧;当 φ 适合于下式

$$a \sin \varphi = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad k=1, 2, 3, \dots \quad (11-9)$$

时,就出现明条纹。对应于 $k=1, 2, 3, \dots$ 的明条纹和暗条纹,分别叫作第一级、第二级、第三级、……的明条纹或暗条纹。

在式(11-8)中, $k=1$ 的暗条纹,是在中央最亮条纹的两旁首先出现的暗条纹,在它们的中间就形成了中央的亮带。

总括上述,我们可以把屏上强度分布的情况用图 11-11 来表示,这就完全表明了图 11-8 所示的单缝衍射的情形。