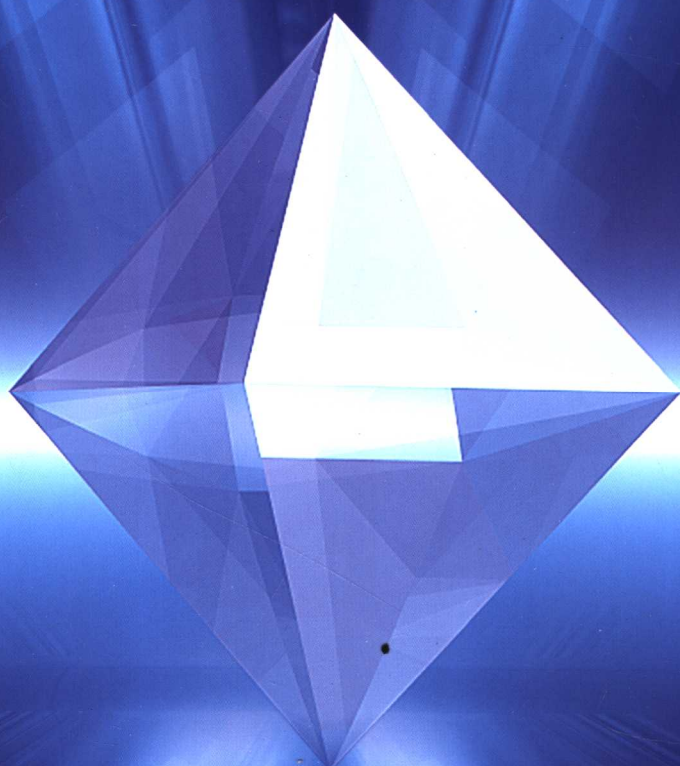


方 兴 董盈红 杜 珊 编

光学

G U A N G X U E



云南大学出版社

光 学

方 兴 董盈红 杜 珊 编

云南大学出版社

图书在版编目 (CIP) 数据

光学/方兴编. —昆明: 云南大学出版社, 2006

ISBN 7-81112-101-8

I. 光... II. 方... III. 光学—高等学校—教材
IV. 043

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2006) 第 021823 号

责任编辑: 柴 伟 陈静波

责任校对: 虞 红

封面设计: 丁群亚

光 学

方 兴 董盈红 杜 珊 编

出版发行: 云南大学出版社

印 装: 云南福保东陆印刷股份有限公司

开 本: 787 × 1092 毫米 1/16

印 张: 10.25

字 数: 249 千

版 次: 2006 年 3 月第 1 版

印 次: 2006 年 3 月第 1 次印刷

书 号: ISBN 7-81112-101-8/O · 51

定 价: 25.00 元

社 址: 云南省昆明市翠湖北路 2 号云南大学英华园内 (邮编: 650091)

发行电话: 0871-5033244

网 址: <http://www.ynup.com> E-mail: market@ynup.com

目 录

第一章 光的干涉	(1)
§ 1.1 光 波	(1)
§ 1.2 光波的叠加	(3)
§ 1.3 干涉现象和相干条件	(6)
§ 1.4 分波面法产生的干涉	(7)
§ 1.5 光场的时间相干性和空间相干性	(13)
§ 1.6 分振幅法产生的干涉	(17)
§ 1.7 劈尖 牛顿环	(21)
§ 1.8 迈克耳逊干涉仪	(27)
习 题	(29)
第二章 光的衍射	(31)
§ 2.1 光的衍射现象	(31)
§ 2.2 惠更斯—菲涅耳原理	(32)
§ 2.3 菲涅耳衍射	(35)
§ 2.4 夫琅和费单缝衍射	(39)
§ 2.5 夫琅和费圆孔衍射	(44)
§ 2.6 光学系统的分辨本领	(46)
§ 2.7 衍射光栅	(47)
§ 2.8 晶体对 X 射线的衍射	(55)
习 题	(56)
第三章 光的偏振	(58)
§ 3.1 自然光与偏振光	(58)
§ 3.2 起偏 检偏 马吕斯定律	(60)
§ 3.3 反射光和折射光的偏振	(62)
§ 3.4 光在通过单轴晶体时的双折射现象	(66)
§ 3.5 偏振棱镜	(71)
§ 3.6 椭圆偏振光和圆偏振光	(73)
§ 3.7 偏振光的干涉	(78)
§ 3.8 旋光现象	(80)
习 题	(81)
第四章 几何光学的基本原理	(84)
§ 4.1 光 速	(84)
§ 4.2 几何光学的基本定律	(85)
§ 4.3 费马原理	(87)

§ 4.4 实像和虚像 光在平面上的反射和折射	(89)
§ 4.5 光在球面上的反射和折射	(93)
§ 4.6 薄透镜	(100)
§ 4.7 理想光具组	(106)
§ 4.8 像差概述	(111)
习 题	(116)
第五章 光学仪器的基本原理	(120)
§ 5.1 眼 睛	(120)
§ 5.2 助视仪器的放大率	(122)
§ 5.3 放大镜 目镜	(123)
§ 5.4 显微镜	(126)
§ 5.5 望远镜	(127)
§ 5.6 光度学基础	(128)
§ 5.7 光 阑	(132)
习 题	(132)
第六章 光的量子性	(134)
§ 6.1 热辐射	(134)
§ 6.2 黑体辐射	(135)
§ 6.3 普朗克公式	(137)
§ 6.4 光电效应	(138)
§ 6.5 爱因斯坦光子理论	(141)
§ 6.6 康普顿效应	(143)
§ 6.7 波粒二象性	(146)
习 题	(147)
第七章 激 光	(148)
§ 7.1 原子的激发与辐射	(148)
§ 7.2 激光的产生	(152)
§ 7.3 激光的特性及应用	(154)
习 题	(156)
部分习题参考答案	(157)

第一章 光的干涉

§ 1.1 光 波

一、光是一种电磁波

19 世纪, 麦克斯韦在系统地总结了法拉第等前人对电磁现象研究成果的基础上, 建立了电磁理论, 从而揭示了光和电磁现象的统一性, 人们认识到光是一种电磁波。

电磁波包括无线电波、微波、X 射线和 γ 射线等, 这些电磁波本质上是一样的, 只是频率或波长有很大差别, 图 1-1 是按照波长或频率的顺序把这些电磁波排列起来, 即所谓电磁波谱。其中波长分布在 $4000\text{\AA} \sim 7800\text{\AA}$ 范围的, 是人眼能感受到的电磁波, 称可见光。

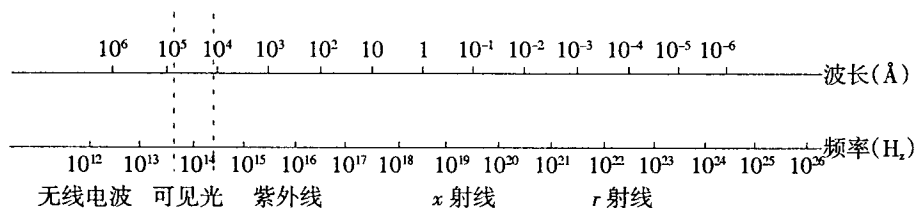


图 1-1 电磁波谱

变化着的电场与磁场在空间中的传播形成了电磁波, 描述电场与磁场的两个物理量电场强度 E 和磁场强度 H 同位相且相互垂直, 并与光的传播方向垂直, 所以光波是横波。用 k 代表光波的传播方向的单位矢量, 则 E 、 H 和 k 三个矢量总构成一个右旋直角坐标系, 如图 1-2 所示。

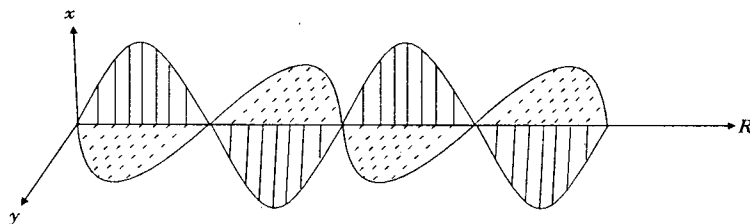


图 1-2 电磁波的传播

E 与 H 幅值成比例, 用 E_0 和 H_0 代表 E 和 H 的幅值, 则 E_0 和 H_0 有如下比例关系

$$\sqrt{\epsilon}E_0 = \sqrt{\mu}H_0 \quad (1-1)$$

式中 ϵ, μ 为光波所在介质的介电常数和磁导率, 由此可知, 知道了 E 也就知道了 H , 实验表明, 在电场强度 E 和磁场强度 H 这两个物理量中, 引起视觉效应和感光作用的是电场强度 E , 因此, 我们把电矢量 E 称为光矢量, 并在以后讨论中用 E 来表征光波。

波的强弱是用能流密度来衡量的, 即用波印廷矢量。

$$S = E \times H \quad (1-2)$$

(1-2) 式给出了光波的瞬时能流密度, 由于 E 和 H 随时间迅速变化, 实际中重要的是它在一个周期内的平均值。对于单色平面光波平均能流密度为

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0^2 \quad (1-3)$$

即光波中的能流密度正比于光矢量振幅的平方, 在实际工作中, 测量和研究的一般是某接收面上的相对强度, 因而, 我们把某接收面上的相对平均能流密度定义为光强 I 。

$$I = E_0^2 \quad (1-4)$$

二、光波的数学表达式

普通光源发出的光波性质十分复杂。单一波长的光波称为单色光波, 各种单色光源产生的光波, 尤其是激光可近似看成是单色波, 单色波是理想化的波, 实际上绝不可能严格实现。根据傅里叶定理, 任何波只要满足一定的条件, 都可以看成是不同频率的单色波的叠加。因此, 单色波是最简单、最基本的光波。

在力学中, 平面简谐波的表达式为

$$y = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right)$$

上式表示平面简谐波在 t 时刻, 传播到空间 r 处时的振动情况。式中 A 为振幅, T 为周期, λ 为波长, $2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right)$ 为表示波动的一个重要物理量, 称位相, 对于光波来说, 其数学表达式与上式一样, 记为

$$E = E_0 \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right) \quad (1-5)$$

利用圆频率 ω , 波数 k , 频率 ν , 波速(相速度) V 与周期, 波长 λ 之间的关系(1-5)式可以写为

$$E = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{r}{V} \right) \quad (1-6)$$

$$E = E_0 \cos(\omega t - kr) \quad (1-7)$$

(1-5) ~ (1-7) 式表示的光波, 频率或波长是单一、确定的, 其波面是平面, 存在于整个空间, 称为单色平面光波。

由单色点光源发出的光波，其波面(即位相相同的点所组成的面)是以光源为中心的一系列同心球面，称单色球面波，由于能量均匀分布在球面上，球面波的振幅与波面到光源的距离 r 成反比，其数学表达式为

$$E = \frac{E_0}{r} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right) \quad (1-8)$$

如果我们在距光源较远的地方，考虑波面上很小一部分时，则可把这部分波面近似看成是平面。

三、原子发光机理

根据量子理论，原子能量只能取一系列不连续的值，通常原子处于能量较低状态，但由于某种原因(如原子受热获得能量)处于低能量状态的原子被激发到能量较高的状态——激发态。处于激发态的原子是不稳定的，大约只能停留 10^{-8} 秒。(称为粒子在该能级的寿命，由于原子间碰撞或其它外界干扰，能级的实际寿命较 10^{-8} 秒小几个数量级)它要跃迁回能量较低的状态，在跃迁过程中，由于原子能量减少，这部分减少的能量就以电磁波的形式辐射出来，这部分光波是一段有限长、振幅不变、呈缓慢变化的正弦波，称波列。普通光源中大量原子或分子随机地，以自发辐射方式辐射出的波列，彼此间无任何联系。因而，任何时刻光源发出的光波都是由如图 1-3 所示的频率、振动方向、位相各不相同的波列组合而成的。



图 1-3 波 列

§ 1.2 光波的叠加

光波和其它波动一样，空间传播的几列光波在空间某点相遇时，各个波均不受其它波的影响，各自保持其原有的特性(振幅、频率、波长、振动方向及传播方向等)按各自的传播方向继续传播，如音乐会上由管、弦等乐器发出的声波，同时传入耳中时，我们可以清晰地分辨出来，波的这种特性我们称为波的独立传播原理。光波在空间传播时，必将引起空间各点的振动，当几列光波同时在空间某一区域传播时，区域中的每一点都参与各列光波在该点所引起的振动，总的振动效果是各振动的矢量和，这叫波的叠加原理。

一、光波的叠加

考虑由 S_1 和 S_2 两个单色光源发出频率相同，振动方向都沿 Z 方向的两列光波，如图

1-4所示, t 时刻在 P 点处引起的光振动分别为

$$E_1 = E_{10} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) \quad (1-9)$$

$$E_2 = E_{20} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) \quad (1-10)$$

为简单起见, 设上述两光源的初位相相同且均为零, 由于两光波振动方向一致, 均沿 Z 方向, 因而两光波在 P 点产生的合振动为

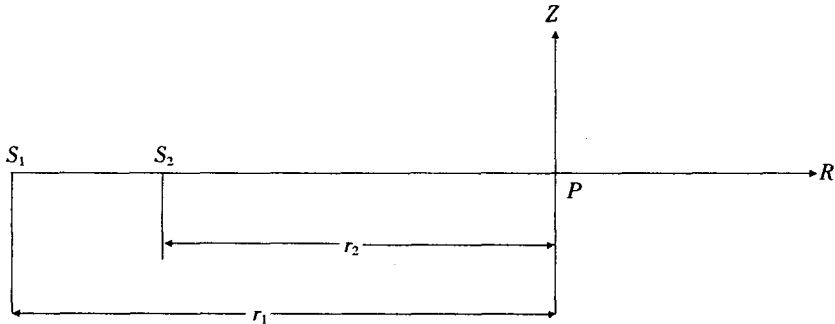


图 1-4 频率相同均沿 Z 方向振动的两列光波

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 \\ &= E_{10} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) + E_{20} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (1-11)$$

令 $\varphi_1 = -\frac{2\pi r_1}{\lambda}$, $\varphi_2 = -\frac{2\pi r_2}{\lambda}$ 则上式可写为

$$E = E_{10} \cos(\omega t + \varphi_1) + E_{20} \cos(\omega t + \varphi_2)$$

利用三角公式

$$\cos(A+B) = \cos A \cos B - \sin A \sin B$$

将上式展开

$$\begin{aligned} E &= E_{10} \cos \varphi_1 \cos \omega t - E_{10} \sin \varphi_1 \sin \omega t + E_{20} \cos \varphi_2 \cos \omega t - E_{20} \sin \varphi_2 \sin \omega t \\ &= (E_{10} \cos \varphi_1 + E_{20} \cos \varphi_2) \cos \omega t - (E_{10} \sin \varphi_1 + E_{20} \sin \varphi_2) \sin \omega t \end{aligned} \quad (1-12)$$

由于 E_{10} , E_{20} , φ_1 和 φ_2 均是常数, 可令

$$E_{10} \cos \varphi_1 + E_{20} \cos \varphi_2 = E_0 \cos \varphi \quad (1-13)$$

$$E_{10} \sin \varphi_1 + E_{20} \sin \varphi_2 = E_0 \sin \varphi \quad (1-14)$$

将(1-13)和(1-14)式代入(1-12)式, 有

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (1-15)$$

上式是 P 点两列光波叠加后的合成光矢量表达式, 其中 E_0 是其光振动的振幅, 将(1-13), (1-14)两式分别平方后相加, 有

$$E_0^2 (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) = E_{10}^2 \cos^2 \varphi_1 + E_{20}^2 \cos^2 \varphi_2 + E_{10}^2 \sin^2 \varphi_1 + E_{20}^2 \sin^2 \varphi_2 + 2E_{10}E_{20} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + 2E_{10}E_{20} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2$$

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (1-16)$$

或

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos \Delta \varphi \quad (1-17)$$

亦即

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi \quad (1-18)$$

式中 $\Delta \varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$ 是两光波的位相差。

二、光程和光程差

当光在介质中传播经过几何路程 r 时, 位相改变为 $\frac{2\pi}{\lambda}$, 其中 λ 是光在该介质中的波长, 与光在真空中的波长是不同的。设光在真空和介质中的传播速率分别为 c 和 v , 则光在真空和介质中的波长 λ 和 λ_n 分别为

$$\lambda = cT$$

$$\lambda_n = vT$$

有

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

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

n 为介质的折射率, 因此光在折射率为 n 的介质中经过 r 的几何路程, 其位相改变为

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda_n} r = \frac{2\pi}{\lambda} nr \quad (1-19)$$

式中 nr 为介质的折射率和光所走过的几何路程之积, 称为光程。由于 $nr = \frac{c}{v} = ct$, 因而光程可以看作是在相同时间内光在真空中通过的几何路程。于是采用光程概念可以把光在不同介质中的传播都折算为光在真空中的传播, 以便于计算和比较。

经过不同介质的两列光波的位相差为

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 r_1 - n_2 r_2) \quad (1-20)$$

$n_1 r_1 - n_2 r_2$ 是两光波的光程差, 记为 δ , 则位相差可写为

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (1-21)$$

§ 1.3 干涉现象和相干条件

一、相干条件

上节得到了两列光波叠加的光强度表达式(1-18), 即

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi$$

I_1 和 I_2 分别是两光波单独在 P 点的光强度, $2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi$ 称为干涉项, 因此, 两光波叠加时, 光强不是简单地两光强度之和, 由于 $\Delta \varphi$ 取值不同, 光强度在空间会形成一定的强弱分布。

通常两个独立的光源发出的光波, 即使它们的频率或波长完全相同, 但由于原子发光的复杂性, 正如 § 1.1 所述, 任何时刻, 两光源发出的持续时间不超过 10^{-8} 秒的波列之间无任何联系, 在观察或探测仪器响应的时间内, 两光波的位相差, 无规则地、几率均等地在 0 到 2π 之间迅速变化, 在观察或探测仪器响应的的时间 τ 内

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \Delta \varphi dt = 0$$

干涉项平均值为零, 叠加的光强为

$$I = I_1 + I_2$$

即空间各点的光强是相遇的两光波光强的简单相加, 空间各点的光强是均匀的。

如果两光波的位相差 $\Delta \varphi$ 恒定, 则 $\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \Delta \varphi dt = \cos \Delta \varphi$, 有

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi$$

当 $\Delta \varphi = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi \dots$ 时, 亦即光程差为波长的整数倍, $\delta = j\lambda$ ($j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 时, 这些点的光强为最大

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2}$$

当 $\Delta \varphi = \pm \pi, \pm 3\pi \dots$ 时, 亦即光程差为波长的半奇数倍, $\delta = (j + \frac{1}{2})\lambda$ ($j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 时, 这些点的光强最弱

$$I = I_1 + I_2 - 2 \sqrt{I_1 I_2}$$

因而, 位相差恒定、频率相同、振动方向一致的两光波在空间相遇的区域, 有的地方光特别强, 有的地方光特别弱, 在空间形成明、暗相间不均匀光强分布现象, 称为干涉现象。

由上述讨论可知, 要产生干涉现象, 必须满足一定的条件, 这条件称相干条件, 满足相干条件的光波称相干光(波), 相干条件是:

(1) 频率相同;

(2) 位相差恒定;

(3) 振动方向相同。

不同频率的波叠加时,其干涉项的平均值总为 0,不产生干涉现象。把“振动方向相同”作为相干条件之一,是因为对光的干涉一般都采用标量波形式,而光矢量 E 的方向都在同一条直线上是将矢量相加转化为标量求和的前提,对实际干涉场来说,光波的振动方向几乎是平行的。即“振动方向相同”条件总是满足的^①。实现干涉的关键是保持两列光波位相差的稳定,一般是采用将由同一光源发出的每一列波分成两束光,由于其初位相相同,经过不同光程相遇时,位相差是恒定的,从而获得相干光,将一列光波分为两列相干光波常采用分波面法和分振幅法来实现。

二、干涉条纹的可见度

相干条件是实现干涉的必要条件,但满足相干条件的光波不一定就能产生干涉现象,影响干涉条纹质量的因素较多,为描述干涉条纹的清晰程度,我们定义干涉条纹的可见度

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1-22)$$

式中 $I_{\max}$ 和 $I_{\min}$ 分别是干涉条纹光强的极大值和极小值。当暗条纹光强度 $I_{\min} = 0$ 时, $\gamma = 1$, 可见度最大,条纹最清晰。当 $I_{\max} \approx I_{\min}$ 时, $\gamma \approx 0$, 可见度最小,光强均匀分布,条纹完全消失。

理想的两单色相干光的干涉,其可见度为

$$\gamma = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{2\frac{E_{10}}{E_{20}}}{1 + \left(\frac{E_{10}}{E_{20}}\right)^2} \quad (1-23)$$

即干涉条纹的可见度取决于两光波的振幅比。 $E_{10} = E_{20}$, $\gamma = 1$, 可见度最大。若 $E_{10} \gg E_{20}$ 或 $E_{10} \ll E_{20}$ 则 $\gamma \approx 0$, 因此,要获得较清晰的干涉图样,两相干光波振幅相差不能太大。

对于实际干涉场来说,影响干涉条纹可见度的主要因素是光源的宽度,即光的空间相干性以及光源的单色性,即光的时间相干性。

§ 1.4 分波面法产生的干涉

波面是指由振动位相相等的点构成的面。为实现光的干涉,我们把同一光源发出的光波的波面分割成两部分,按照惠更斯原理,这两部分波面可以看作是两个新的光源,由于是同一波面上的两部分,由它们发出的光波具有相同的初位相,满足相干条件,它们发出的光波在相遇区域将产生干涉现象,这种产生干涉现象的方法称分波面法。

① 方兴:《相干条件讨论》,《物理通报》1998 年第 5 期。

一、杨氏双缝实验

1801 年, 英国物理学家托马斯·杨(Thomas Young), 利用双缝将通过一准直缝后的单色光的波面进行分割, 观察到了光的干涉现象, 这个实验构思巧妙, 实验装量极为简单, 在确立光的波动理论上杨氏实验具有决定性的意义。

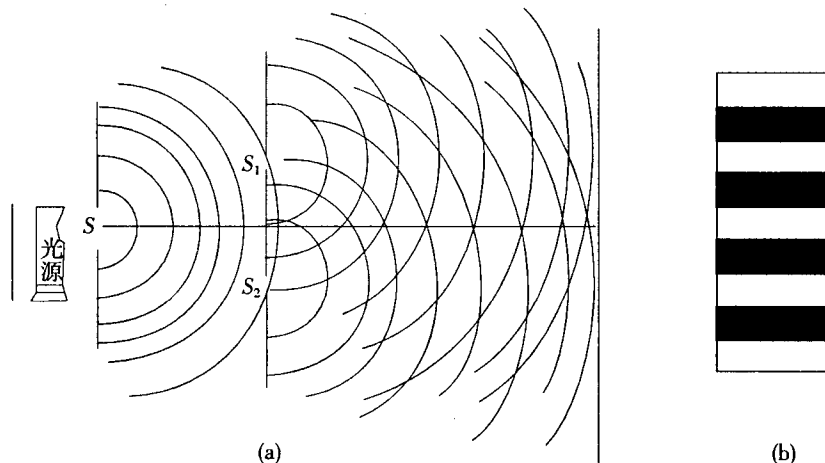


图 1-5 杨氏双缝实验图

图 1-5(a) 是杨氏双缝实验装置示意图, 在普通单色光源前放一开有小孔 S 的屏, 在通过小孔 S 的光波行进途中放置一块开有两个小孔 S_1 和 S_2 的屏, 后来发现以狭缝代替小孔可获得更加明亮的干涉图样。实际实验中是用狭缝代替小孔。光波通过 S_1 和 S_2 后继续传播, 任何时刻, 由点光源 S 发出的球面波的同一波面, 被 S_1 和 S_2 分割为两部分, 因而透过 S_1 和 S_2 的光波是满足相干条件的相干光, 在叠加区域可用光屏和目镜观察到明暗相间的干涉条纹, 如图 1-5(b) 所示。

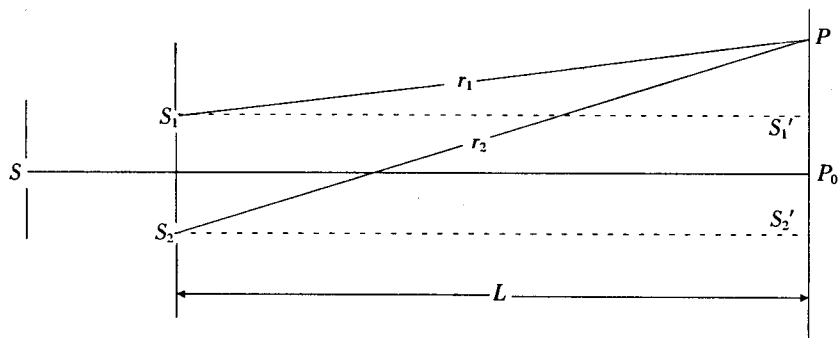


图 1-6 干涉条纹计算图

设两平行狭缝 S_1 和 S_2 之间的距离为 d , 缝到光屏的距离为 L , P 是屏上任一点, 距 P_0

的距离为 y , S_1 和 S_2 到 P 点的距离分别为 r_1 和 r_2 , 由图 1-6 可知, 由 S_1 和 S_2 发出的光波在 P 点的光程差 $\delta = r_1 - r_2$ 。在直角三角形 PS_1S_1' 和 PS_2S_2' 中有

$$r_1^2 = L^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2$$

$$r_2^2 = L^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2$$

上两式相减得

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 + r_1)(r_2 - r_1) = 2dy$$

在杨氏实验中有 $L \gg d$, $r_2 + r_1 \approx 2L$, 由上式得

$$\delta = \frac{dy}{L} \quad (1-24)$$

屏上呈现亮条纹的区域, 应满足 $\delta = j\lambda$ ($j=0, \pm 1, \pm 2\cdots$), 其到 P_0 的距离 y 由(1-24)式可得

$$y = \frac{L}{d}j\lambda \quad (j=0, \pm 1, \pm 2\cdots) \quad (1-25)$$

式中 j 称为干涉级, $j=0$ 对应的条纹称零级亮条纹或中央亮条纹, $j=1$ 对应的亮条纹称第一级亮条纹, 其余类推。

呈现暗条纹的区域到 P_0 的距离为

$$y = \frac{L}{d}\left(j - \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (j=0, \pm 1, \pm 2\cdots) \quad (1-26)$$

同样, $j=1, 2\cdots$ 对应的暗条纹, 称第一级暗条纹, 第二级暗条纹。

相邻亮条纹(或暗条纹)的间距为

$$\begin{aligned} \Delta y &= \frac{L}{d}(j+1)\lambda - \frac{L}{d}j\lambda \\ &= \frac{L}{d}\lambda \end{aligned} \quad (1-27)$$

由式(1-27)可知, 杨氏双缝实验的干涉图样相邻亮条纹和暗条纹的间距是相等的。如果实验中光源采用包含各种波长的光(白光), 除零级亮条纹外, 其余各级亮条纹是有颜色的。从两狭缝 S_1 和 S_2 发出的光波振幅相等。屏上任一点处的光强度根据(1-18)式为

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (1-28)$$

可得双缝干涉光强分布曲线为图 1-7 所示

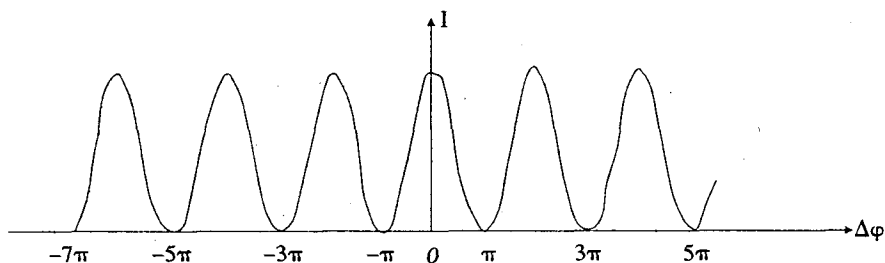


图 1-7 杨氏双缝实验光强分布曲线

例 1-1 在杨氏双缝实验装置中，双缝间距为 0.5mm ，缝到光屏的距离为 1m ，若在 S_1 后插入一块折射率 $n=1.5$ 的玻璃片，如例 1-1 图所示，观察到零级条纹移动了 5mm ，试求插入的玻璃片厚度。

解：设 S_1 后插入玻璃片厚度为 x ，则 S_1, S_2 至 P 点的光程差为

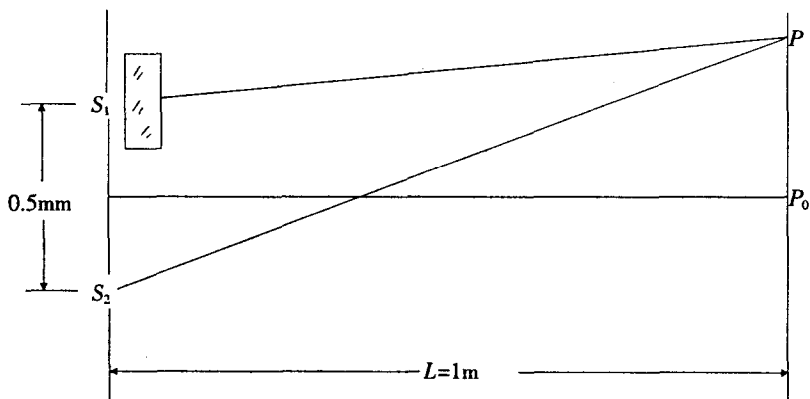
$$\delta = S_1P + (n-1)x - S_2P = 0$$

根据(1-24)式，可知

$$S_2P - S_1P = \frac{dy}{L}$$

故

$$x = \frac{dy}{(n-1)L} = \frac{0.5 \times 5}{(1.5-1) \times 1000} = 5 \times 10^{-3} \text{mm}$$



例 1-1 图

二、菲涅耳双平面镜

在杨氏双缝干涉实验的基础上，菲涅耳提出了另一种简单地实现干涉现象的方法，在图 1-8 中， M_1 和 M_2 是两块平面镜，其间有一较小的夹角 θ ，从点光源 S 发出的光波，受

遮光屏阻挡,不能直接到达屏上,而是经 M_1 和 M_2 反射形成两束反射光,这两束反射光都是 S 发出的光波的同一波面上的两部分,因而是相干光波。由平面镜成像可知,这两束相干光波可看作是由 S_1 和 S_2 两虚发光点发出的, S_1 和 S_2 相当于杨氏双缝实验中的两狭缝。把菲涅耳双平面镜实验与杨氏双缝实验比较,可知在菲涅耳双平面镜实验中有 $L \approx R + l$, $d = 2R \sin \theta$, 按(1-27)式可得相邻亮条纹(或暗条纹)的间距为

$$\Delta y = \frac{(R+l)\lambda}{2R \sin \theta} \quad (1-29)$$

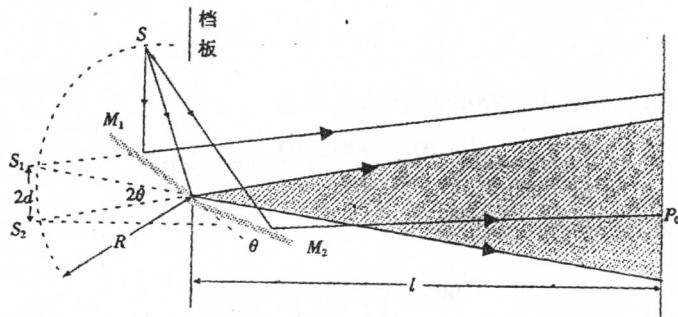


图 1-8 菲涅耳双平面镜

三、洛埃镜

洛埃把狭缝光源 S 置于一块平面镜上,从光源 S 发出的光波的同一波面上,一部分直接射在屏上,另一部分经平面镜反射后传播到屏上,由平面镜反射的光可看作是由虚光源 S' 发出的,如图 1-9 所示,这两部分相干光在相遇区域产生干涉。

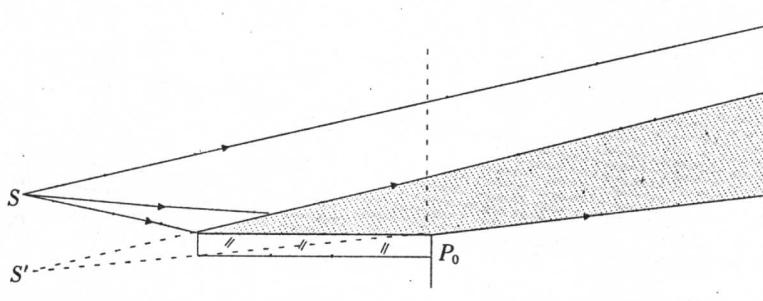


图 1-9 洛埃镜

如果把屏移近平面镜,并与平面镜贴在一起,在 P_0 点处,两光波所走的路程是一样的,光程差似乎为零,应是亮点,但实验表明 P_0 点是暗点。这一事实说明两光波的光程差

不为零, 应该等于半个波长, 即某一束光的位相发生了变化, 直接射到屏上的光不可能无故产生位相变化, 只可能是反射光产生了位相突变。因而洛埃镜实验表明了这样一个事实: 光由光疏媒质入射时, 反射光的位相变化 π , 即反射光的光程改变了半个波长, 这个现象称半波损失。半波损失问题在数学处理上是在反射光的光程上加上或减去半个波长。加或减结果是一样的, 在以后讨论中, 我们采用加半个波长。

例 1-2 在例 1-2 图所示的洛埃镜实验中, 光源 S 至光屏的距离为 2m , 到镜面的距离为 2mm , 洛埃镜长 20cm , 置于光源和屏之间的中央, 实验所用光波波长为 $\lambda = 500\text{nm}$ 。求: (1) 条纹间距是多少? (2) 屏上最多有几条条纹?

解: (1) 根据 (1-27) 式, 屏上条纹间距为

$$\Delta y = \frac{L\lambda}{d}$$

依题意, $d = 4\text{mm}$, $L = 2\text{m}$, $\lambda = 500\text{nm}$ 。代入上式有

$$\Delta y = \frac{2 \times 10^4 \times 500 \times 10^{-7}}{4} = 0.25\text{mm}$$

(2) 由例 1-2 图中几何关系可知

$$\text{tg}\theta_1 = \frac{2}{(1 - 0.1) \times 10^3}$$

$$\text{tg}\theta_2 = \frac{2}{(1 + 0.1) \times 10^3}$$

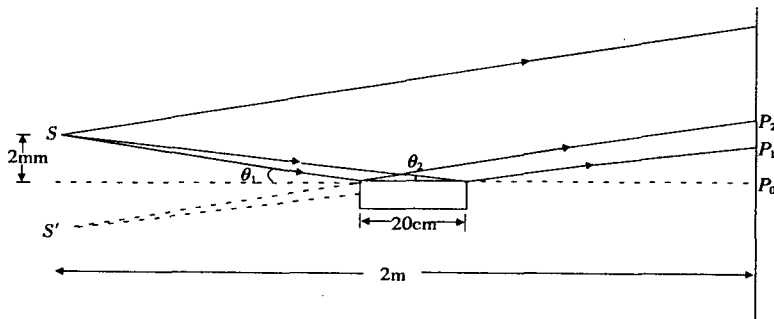
$$P_2P_0 = \text{tg}\theta_1 \times (1 + 0.1) \times 10^3 = 2.44\text{mm}$$

$$P_1P_0 = \text{tg}\theta_2 \times (1 - 0.1) \times 10^3 = 1.64\text{mm}$$

相干光叠加区域为 P_2P_1 , 故

$$P_2P_1 = P_2P_0 - P_1P_0 = 2.44 - 1.64 = 0.8\text{mm}$$

此区域条纹数为 $\frac{0.8}{0.25} \approx 3$ 条



例 1-2 图