

高等学校教学参考书

# 普通物理学

第三册

上海市高等工业学校物理学编写组编  
程守洙 江之永等改编

人民教育出版社

# 第三册目录

## 第五篇 光学

§ 5-0-1 关于光的本性的研究简史	1
§ 5-0-2 光源 光的单色性、偏振性和相干性	2
第一章 光的干涉	6
§ 5-1-1 获得相干光的方法	6
§ 5-1-2 光程 薄膜的干涉	12
§ 5-1-3 劈尖的干涉 牛顿环	17
§ 5-1-4 干涉仪 干涉现象的应用	22
第二章 光的绕射	25
§ 5-2-1 光的绕射现象	25
§ 5-2-2 惠更斯-菲涅耳原理	27
§ 5-2-3 单缝的绕射	29
§ 5-2-4 绕射光栅	34
§ 5-2-5 光学仪器的分辨率	39
§ 5-2-6 伦琴射线的绕射 乌利夫-布喇格方程	41
第三章 光的偏振	45
§ 5-3-1 反射和折射时光的偏振	45
§ 5-3-2 光的双折射现象	49
§ 5-3-3 起偏振棱镜和起偏振片	54
§ 5-3-4 振动面的旋转	58
§ 5-3-5 偏振光的干涉 人为双折射现象	59
第四章 热辐射	65
§ 5-4-1 热辐射 基尔霍夫定律	65
§ 5-4-2 绝对黑体的辐射定律	69
§ 5-4-3 光测高温方法	72
§ 5-4-4 普朗克的量子假说	74
第五章 光的量子性	76
§ 5-5-1 光电效应	76
§ 5-5-2 爱因斯坦方程 光子	79

- § 5-5-3 光电效应的实际应用 ..... 81
- § 5-5-4 倫琴射綫的散射 康普頓效应 ..... 84

## 第六篇 近代物理学基础

- § 6-0-1 近代物理学发展簡史 ..... 88

### 第一章 原子的量子理論 ..... 90

- § 6-1-1 原子的核型結構 ..... 90
- § 6-1-2 氫原子光譜的規律 ..... 92
- § 6-1-3 玻尔的氫原子理論 ..... 94
- § 6-1-4 索末菲的橢圓軌道 量子条件和量子数 ..... 101
- § 6-1-5 空間量子化 ..... 103
- § 6-1-6 施忒恩-蓋拉赫实验 电子的自旋 ..... 108
- § 6-1-7 原子的壳层結構 門捷列夫元素周期系 ..... 111
- § 6-1-8 光学綫状光譜和倫琴綫状光譜的起源 ..... 117
- § 6-1-9 量子理論的缺陷 德布罗意假說 量子力学的基本概念 ..... 120

### 第二章 半导体 ..... 128

- § 6-2-1 半导体的能带 ..... 128
- § 6-2-2 半导体的导电原理 ..... 131
- § 6-2-3 阻擋层的形成及其应用 ..... 135
- § 6-2-4 半导体的其他特性和应用 ..... 138

### 第三章 原子核物理 ..... 141

- § 6-3-1 原子核的衰变規律 ..... 141
- § 6-3-2 人工核反应 ..... 144
- § 6-3-3 观测放射性和核反应的方法 ..... 147
- § 6-3-4 原子核的組成 核力 ..... 150
- § 6-3-5 原子核的結合能 ..... 155
- § 6-3-6 重核的裂变 ..... 159
- § 6-3-7 反应堆 ..... 161
- § 6-3-8 輕核的聚变 热核反应 ..... 164
- § 6-3-9 放射性同位素的应用原理 ..... 167
- § 6-3-10 基本粒子 ..... 168

### 結束語 ..... 176

## 第五篇 光学

### § 5-0-1 关于光的本性的研究簡史

光学是物理学中发展較早的一个部門。在我們祖国古代，关于光現象的文字記載首推“墨經”。其中，总结了光綫直進的原理，記錄了凹鏡成像的實驗。其次，在“淮南子”中金杯(类似凹鏡)取火的記載。南宋沈括在“夢溪筆談”中，对于針孔成像、球面鏡成像、虹霓、月蝕等現象都作了詳盡的敘述。这些古书中有关光学的記載，在世界科学史上应占崇高的地位。

除了反射、折射、成像等現象外，关于光的本性和傳播等問題，也很早就引起人們的注意。古希腊的哲学家們曾提出下面的看法：太阳和其他一切发光与发热的物体发出微小的粒子，这些粒子能引起人們的光和热的感觉。在十七世紀，关于光的本性問題，有两派不同的学說。一派是牛頓所主張的光的微粒說，认为光是从发光体发出的而且以一定速度向空間傳播的一种微粒。另一派是惠更斯所倡議的光的波动說，认为光是在媒质中傳播的一种波动。微粒說与波动說都能解釋光的反射与折射現象。但是，在解釋光綫从空气进入水中的折射現象时，微粒說的結論是水中的光速大于空气中的光速，而波动說的結論是水中的光速小于空气中的光速。当时人們还不能准确地用實驗方法測定光速，因而无法根据折射現象去判断这两种学說的优劣。

十九世紀初，人們发现光有干涉、繞射和偏振等現象，这些現象是波动的特征，和微粒說是不相容的。后来在1862年，傅科(Foucault)又用實驗方法測定了水中的光速，证实水中的光速小

于空气中的光速。这些事实都对光的波动說提供了重要的实验論据。

虽是如此，在光的波动說中仍然存在傳播光波的媒质問題。当时主張光的波动說的人們，曾經錯誤地认为光振动也是彈性媒质中一种机械振动。由于光速极大，因此不得不臆造一种彈性极大、密度极小的傳播光波的媒质，叫做“以太”。

麦克斯韦在十九世紀七十年代发展了光的波动說，建立了光的电磁理論。麦克斯韦认为光波是电磁波的一种，从本质上证明了光和电磁現象的统一性。电磁波理論又指出，光波照射到物体表面上，物体表面将受到压力的作用。1901年列別捷夫用实验方法测定了光压。光的物质性以及电磁場的物质性因而得到有力的证明。

从十九世紀末叶开始，为了解釋一系列的新发现的現象(如光电效应等)，必須假定光是具有一定质量、能量和动量的粒子所組成的粒子流，这种粒子称为光子。上述假定是1905年爱因斯坦提出的，称为光子假說。关于光的波动和粒子两方面的相互并存的性质，称为光的二象性。在二十世紀三十年代里，人們又发现了实物粒子的二象性。波和粒子的二象性是近代物理的基础。

### §5-0-2 光源 光的单色性、偏振性和相干性

在电磁波譜的討論中，我們指出光是电磁波的特例，可見光是波长在4000—7600[埃]之間电磁波。电磁波是横波，由两个互相垂直的振动矢量即电场强度 $E$ 和磁场强度 $H$ 来表征，而 $E$ 和 $H$ 都与电磁波的傳播方向相垂直。在光波中，产生感光作用与生理作用的是电场强度 $E$ ，因此我們常将 $E$ 称为光矢量， $E$ 的振动称为光振动。在以后的討論中，将以 $E$ 振动为主。

发光的物体称为光源。按光的激发方法來說，利用热能激发

的光源称为**热光源**，例如白炽灯、弧光灯。利用化学能、电能或光能激发的光源称为**冷光源**。例如萤火虫的光，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，在可见光或紫外线照射下被激发而发光，称为光致发光。光致发光的物质，在外界光源移去后，立刻停止发光的，称为**荧光物质**；在外界光源移去后，仍能持续发光的，称为**磷光物质**。

各种光源的激发方法不同，辐射机构也不相同。这里仅对热光源的发光机构略加讨论。在热光源中，大量的分子和原子在热能的激发下，都将按振荡电偶极子的方式辐射电磁波。各个分子或原子的激发和辐射参差不齐，而且彼此之间没有联系。因而在同一时刻，各个分子或原子所发出的光波的频率、振动方向和周相也都各不相同。还应注意，分子或原子的发光是间歇的，在一列光波发出后，才发出另一列光波。

**光的单色性** 具有一定频率的光称为**单色光**。光源中一个分子在某一瞬时所发出的光具有一定的频率，原是单色性的。但是，光源中有大量分子或原子，所发出的光具有各种不同的频率，这种由各种频率复合起来的光称为**复色光**（例如太阳光、白炽灯光等）。当复色光通过三棱镜时，由于各种频率的光在玻璃中的传播速度各不相同，折射率也不同，因此复色光中各种不同频率的光将按不同的折射角分开，成为一个**光谱**。这种现象称为**色散**。

在光学实验中常需用具有一定频率的单色光。如图 5-0-1 所示，我们可以从复色光的光谱中，用狭缝把某一频率的单色光分析出来。此外，也可利用某些具有选择吸收性能的物质制成滤光片，复色光透过滤光片后，透射光就是所需用的单色光。

**光的偏振性** 光是横波，光矢量  $\mathbf{E}$  是和光的传播方向相垂直的。如果光矢量  $\mathbf{E}$  在一个固定平面内只沿一个固定方向作振动，

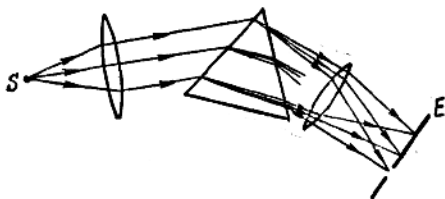
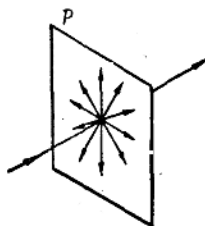


图 5-0-1 单色光的获得

这种光称为綫偏振光或面偏振光(简称偏振光)。偏振光的振动方向和传播方向所成的面称为振动面；和振动方向相垂直而包含传播方向的面称为偏振面。一个分子在某一瞬时所发出的光是偏振的，光矢量  $E$  具有一定的方向。但是光源中大量分子或原子所发出的光是間歇的，一个“熄灭”，一个“燃起”，在接替时，光矢量  $E$  不可能保持一定的方向，而是以极快的不規則的次序取所有可能的方向，没有一个方向較其他方向更占优势。所以，自然光是非偏振的，在所有可能的方向上， $E$  的振幅都可看作完全相等，如图 5-0-2 所示。

图 5-0-2 自然光中  $E$  振动的对称分布

在光学实验中，常采用某些装置移去自然光中的一部分振动而获得偏振光。例如我们将  $E$  矢量分作两个互相垂直而振幅相等的独立的分振动，如果能完全地(或部分地)移去这两个相互垂直的分振动之一，就获得所谓完全偏振光(或部分偏振光)。至于纵

波，由于振动方向就是传播方向，因此纵波是没有偏振性可言的。

**光的相干性** 我們知道，波动是具有叠加性的。光是一种波动，所以，两束单色自然光在空间相遇处的  $E$  振动，将是各自的  $E$  振动的矢量和。但是要使相重叠的光束能产生干涉现象，亦即在

空間形成穩定的明暗相間的干涉條紋，就要困難得多。因為正如在第一冊第二篇機械波動中討論過的，相干波必須滿足同頻率、同振動方向、同周相或有恒定周相差等條件。但是，如上所述，光源中各個分子或原子的狀態變化並不相同，原子或分子的發光又具有間歇性；所以，來自兩個光源的光波是不滿足相干條件的。即使利用同一光源的兩個不同部分也不可能產生相干光波。只有從同一光源同一部分發出的光通過某些裝置後，才能獲得符合相干條件的兩束光。



# 第一章 光的干涉

## § 5-1-1 获得相干光的方法

干涉现象是波动过程的基本特征之一。如果能在实验中实现光的干涉，就能证实光的波动本性。我们知道，只有振动频率相同、振动方向相同、周相相等或周相差恒定的相干波才会产生干涉现象。前节(§ 5-0-2)的分析已指出，来自两个独立光源的光波不能满足相干的条件，即使利用同一光源上两个不同的部分，也不可能产生相干光波。

然而，利用某些方法(如反射、折射等)，我们可以将同一光源发出的光分成两个光束，当这两束光在空间经不同路程而会聚时，就能实现干涉现象。理由是十分明显的，虽然这个光源的周相时有变化，但是从这光源所分出的两束光的周相却是同时地作相应的变化的，因此，在会聚点上，这两光束的周相差是恒定不变的，从而满足相干波的条件而产生干涉现象。所以，相干光波是从同一光源获得的，而实现干涉现象的装置是必要的条件。来自同一光源的两束相干光，相当于来自两个周相相等或周相差恒定的光源，这一对光源称为相干光源。现在，我们介绍几种历史上著名的获得相干光源的方法。

**杨氏双缝实验** 杨氏(Thomas Young)在1802年首先用实验方法研究了光的干涉现象。如图 5-1-1 所示，在单色平行光前放一狭缝  $S$ ， $S$  前又放有与  $S$  平行而且等距离的两条平行狭缝  $S_1$  和  $S_2$ 。这时  $S_1$  和  $S_2$  构成一对相干光源。从  $S_1$  和  $S_2$  散出的光将在空间叠加，形成干涉现象。如果在  $S_1$  和  $S_2$  前放置一屏幕  $EE'$ ，屏幕上将出现一系列稳定的明暗相间的条纹，称为干涉条纹。这些

条纹都与狭缝平行，条纹间的距离彼此相等。实验结果是：(1)干涉条纹是以如图 5-1-1 中所示的  $P_0$  点(与  $S_1$  及  $S_2$  等距离)为对称点而明暗相间的。 $P_0$  处的中央条纹是明条纹。(2)用不同的单色光源作实验时，各明暗条纹的间距并不相同。波长较短的单色光如紫光，条纹较

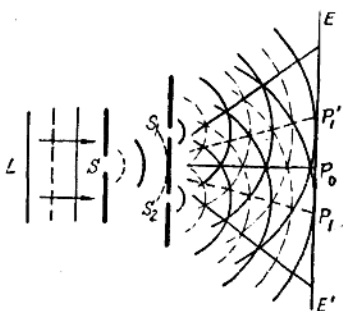
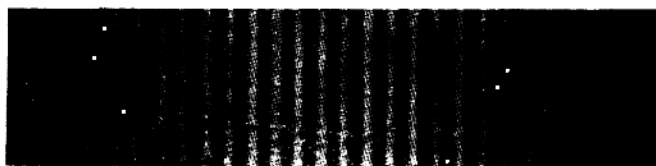
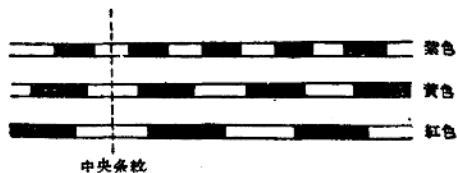


图 5-1-1 双缝干涉实验简图

密；波长较长的单色光如红光，条纹较稀，如图 5-1-2b 所示。(3)如用白光作实验，在屏幕上只有中央条纹是白色的。在中央白色条纹的两侧，由于各单色光的明暗条纹的位置不同，形成由紫而红的彩色条纹。



(a) 单色光



(b) 几种不同的单色光

图 5-1-2 干涉条纹

关于干涉条纹的成因，可用惠更斯原理说明如下：如图 5-1-1

所示,狭缝  $S_1$  与  $S_2$  上各点都可看作子波波源,发出一系列的圆柱形波前,在图中用实线圆弧表示波峰,虚线圆弧表示波谷。两相邻波峰或波谷之间的距离是一个波长。如果屏幕上某点与  $S_1$  和  $S_2$  的距离之差等于波长的整数倍,两个光波的波峰或波谷各相重合。在这些位置上,两个光波是同周相的,因而合振幅最大。如果与  $S_1$  和  $S_2$  的距离之差等于半波长的奇数倍,波峰与波谷相重合,两个光波的周相恰好相反,因而合振幅最小。由于光的强度与振幅的平方成正比,所以在合振幅最大处,最为明亮,而在合振幅最小(或几近于零)处,差不多完全黑暗。

**菲涅耳双镜实验** 在双缝实验中,仅当缝  $S, S_1, S_2$  都很狭窄时,才能保证  $S_1, S_2$  处的振动有相同的周相,但这时通过狭缝的光强过弱,干涉条纹常不够清晰。1818年,菲涅耳(Fresnel)进行了双镜实验,装置如图 5-1-3 所示。由狭缝光源  $S$  发出的光波,经平

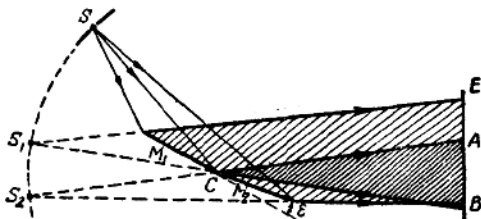


图 5-1-3 菲涅耳双镜实验简图

面镜  $M_1$  和  $M_2$  的反射,成为两束相干光波,射在屏幕  $E$  上,形成干涉条纹。 $M_1$  和  $M_2$  之间的夹角  $\theta$  很小,所以,  $S$  在双镜中所成的虚像  $S_1$  和  $S_2$  之间的距离也很小。从  $M_1$  和  $M_2$  反射的两束相干光,可看作从  $S_1$  和  $S_2$  发出。在实际计算中,常将  $S_1$  和  $S_2$  作为发出相干光的虚光源。

**洛埃镜实验** 洛埃(Lloyd)镜实验的装置如图 5-1-4 所示,  $S_1$

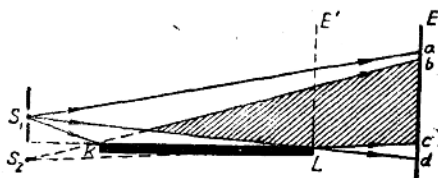


图 5-1-4 洛埃鏡實驗簡圖

是一狹縫光源，一部分光綫直接射到屏幕  $E$  上，另一部分几乎与鏡面平行地(入射角接近于  $90^\circ$ ) 射向平面鏡  $KL$ ，然后反射到屏幕上。 $S_2$  是  $S_1$  在鏡中的虛像， $S_2$  与  $S_1$  构成一对相干光源。图中画有阴影的部分是相干光在空間重叠的区域。把屏幕放在这一区域中，屏幕上将出现干涉条紋。

利用上述的一些实验装置，证实了光的干涉现象，从而明确了光的波动性。

**干涉明暗条紋的条件** 现在对屏幕上干涉条紋的位置作定量的分析。如图 5-1-5 所示，設相干光源  $S_1$  与  $S_2$  之間的距离为  $2a$ ，

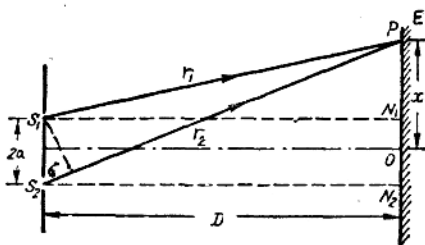


图 5-1-5 干涉条紋計算用圖

到屏幕  $E$  的距离为  $D$ ，已知  $D \gg 2a$ 。在屏幕上任取一点  $P$ ， $P$  距  $S_1$  与  $S_2$  的距离分别为  $r_1$  与  $r_2$ 。从  $S_1$  与  $S_2$  所发出的光，到达  $P$  点处的波程差是：

$$\delta = r_2 - r_1.$$

設  $N_1$  和  $N_2$  分別為  $S_1$  和  $S_2$  在屏幕上的投影點， $O$  為  $N_1$  和  $N_2$  的中點，並設  $OP = x$ 。從圖中直角三角形  $S_1PN_1$  和  $S_2PN_2$  可知

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

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

兩式相減後，得

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = \delta(r_2 + r_1) = 4ax.$$

因  $D \gg 2a$ ，所以  $r_2 + r_1 \approx 2D$ ，因此

$$\delta = \frac{4ax}{2D} = \frac{2ax}{D}.$$

如果  $P$  為一亮點，按干涉條件，波程差應等於波長的整數倍，

即

$$\delta = \frac{2ax}{D} = \pm k\lambda,$$

$$\text{或} \quad x = \pm k \frac{D}{a} \frac{\lambda}{2}. \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (5-1-1)$$

這裡  $k=0$  相當於在  $O$  點處的中央明條紋。 $k=1, k=2, \dots$  等等相應的明條紋分別稱為第一級、第二級、…明條紋。

如果  $P$  為暗點，按干涉條件，有

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

$$\text{或} \quad x = \pm (2k+1) \frac{D}{2a} \frac{\lambda}{2}. \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (5-1-2)$$

應該指出，在洛埃鏡實驗中，如果將屏幕挪近與洛埃鏡相接觸，亦即圖 5-1-4 中  $E'$  的位置，這時接觸處並不是明條紋，而是一暗條紋。這說明光線從鏡面上反射後有了量值為  $\pi$  的周相突變，這種現象常稱為半波損失。這一實驗事實也為電磁波理論所肯定。以後在實際計算中，如果遇有類似的反射光束時，應該考慮這

一周相突变。

〔例題〕 設菲涅耳雙鏡的夾角  $\varepsilon = 10^{-3}$  [弧度]，有一單色狹縫光源  $S$  與兩鏡相交處  $C$  的距離  $r = 0.5$  [米]，單色光的波長  $\lambda = 5000$  [埃]。在距兩鏡相交處的距離為  $L = 1.5$  [米] 的屏幕上出現明暗干涉條紋 (圖 5-1-6)。(1) 求屏幕上兩相鄰明條紋之間的距離；(2) 問在屏幕上最多可以看到多少條明條紋？

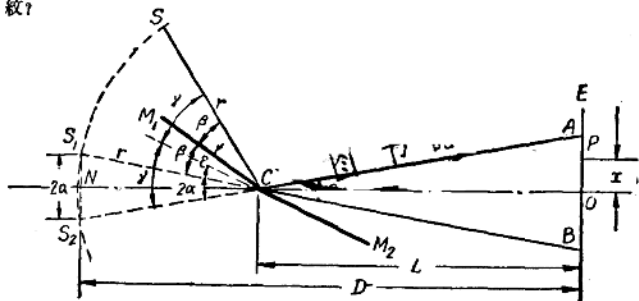


圖 5-1-6 計算菲涅耳雙鏡中的干涉條紋用圖

〔解〕 (1) 從光源  $S$  發出的光線，經  $M_1$  和  $M_2$  反射後，兩條光線在  $P$  點產生明條紋的條件 (參看式 5-1-1) 是

$$\frac{2ax}{D} = k\lambda,$$

式中  $2a$  是  $S_1$  和  $S_2$  之間的距離， $D$  是  $S_1$  或  $S_2$  到屏幕的距離。在屏幕上， $O$  點處是中央明條紋。第一級明條紋的位置可在上式中代入  $k=1$  來決定，即

$$\frac{2ax}{D} = \lambda. \quad (*)$$

如果求出  $2a$  與  $D$  的量值，代入上式，可求得  $x$ ， $x$  也等於任意兩相鄰明條紋之間的距離。

$S_1$  和  $S_2$  分別是在  $M_1$  和  $M_2$  中的虛像。根據幾何光學， $S$  和  $S_1$  對平面鏡  $M_1$  而言，是對稱的兩點。 $S$  和  $S_2$  對平面鏡  $M_2$  而言，也是對稱的兩點。所以  $SC = S_1C = S_2C = r$ ，並且從圖中可以看出  $2\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  和  $\varepsilon$  各個角之間的關係為

$$2\alpha = 2\gamma - 2\beta, \quad \gamma = \beta + \varepsilon,$$

解上列兩式，得

$$2a = 2(\beta + \varepsilon) - 2\beta = 2\varepsilon,$$

$$\text{即} \quad a = \varepsilon.$$

$$\text{因此得} \quad D = NO = NC + CO = r \operatorname{csc} \varepsilon + L$$

$$\text{及} \quad 2a = 2r \sin \varepsilon.$$

将  $2a$  和  $D$  代入式(\*), 解出  $x$  得

$$x = \frac{D\lambda}{2a} = \frac{\lambda(L + r \operatorname{csc} \varepsilon)}{2r \sin \varepsilon}.$$

将  $\lambda = 5 \times 10^{-5}$  (厘米),  $L = 150$  (厘米),  $r = 50$  (厘米) 代入上式, 并注意到因  $\varepsilon$  很小, 所以  $\operatorname{csc} \varepsilon \approx 1$ ,  $\sin \varepsilon \approx \varepsilon = 10^{-3}$  (弧度), 得

$$x = \frac{5 \times 10^{-5} (150 + 50)}{2 \times 50 \times 10^{-3}} = 0.1 \text{ (厘米)} = 1 \text{ (毫米)}.$$

(2) 屏幕上可能出现的明条纹最大数值, 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, 在双缝足够长的条件下,  $AB$  就是这个范围. 从图可以看出

$$AO = CO \operatorname{tg} \varepsilon = 150 \times 10^{-3} = 0.15 \text{ (厘米)} = 1.5 \text{ (毫米)}.$$

由此可见, 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.

### §5-1-2 光程 薄膜的干涉

上节中讨论光的干涉条件时, 仅限于相干光在同一媒质内传播的情况. 本节中将讨论相干光经过不同媒质后产生的干涉现象. 为此, 我们先介绍光程的概念.

**光程** 我们知道, 给定单色光的振动频率  $\nu$  在不同媒质中是恒定不变的. 在折射率为  $n$  的媒质中, 光速  $v$  是真空中光速  $c$  的  $\frac{1}{n}$ . 所以在这媒质中, 单色光的波长  $\lambda'$  将是真空中波长  $\lambda$  的  $\frac{1}{n}$ ,

即

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

因此, 在折射率为  $n$  的某一媒质中, 如果光波通过的几何路程

为  $x$ ，亦即其间的波数为  $\frac{x}{\lambda}$ ，那末同样波数的光波在真空中所占的几何路程将是

$$\frac{x}{\lambda} \lambda = nx.$$

由此可见：光波在媒质中的路程  $x$  相当于在真空中的路程  $nx$ 。所以我们将光波在某一媒质中所经历的几何路程  $x$  与这媒质的折射率  $n$  的乘积  $nx$ ，称为光程。举例来说，如果从  $S_1$  与  $S_2$  发出的相干光，在与  $S_1$ 、 $S_2$  等距离的  $P$  点相遇（图 5-1-7），其中一束光线经过空气（折射率差不多等于 1）而另一束还经过折射率为  $n$  的媒质。那末，虽然这两束光线的几何路程都是  $d$ ，但光程不同。光线  $S_1P$  的光程就是几何路程  $d$ ，而光线  $S_2P$  的光程却是  $(d-x) +$

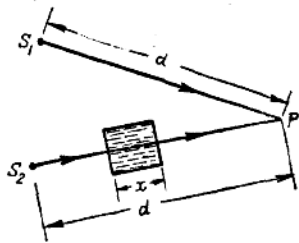


图 5-1-7 光程

$nx$ 。两者的光程差等于  $(d-x) + nx - d = (n-1)x$ 。采用了光程的概念之后，相当于把光在不同媒质中的传播都折算为光在真空中的传播。两束相干光在相遇点处的周相差可用光程差来写出，即

$$\text{周相差} = \frac{(\text{光程差})}{\lambda} 2\pi.$$

因此，决定明暗条纹的干涉条件为

$$\text{周相差} = \frac{(\text{光程差})}{\lambda} 2\pi = \begin{cases} 2k\pi, & k=0, 1, 2, \dots \text{加强} \\ (2k+1)\pi, & k=0, 1, 2, \dots \text{减弱} \end{cases}$$

或

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

由此可知，如果两束相干光在不同媒质中传播时，对干涉起决定作



用的将不是这两束光的几何路程之差，而是两者的光程差。在下面对薄膜的干涉所作的讨论中，就将应用光程差的概念。

**薄膜的干涉** 我们在上节介绍的相干光源都是由点光源或由狭缝光源获得的，但在许多常见情形中，所遇到的不是点光源，而是广延的光源。例如自然界的阳光照射在薄膜上，薄膜表面常出现许多美丽的彩色条纹，这就是广延光源所产生的干涉现象。

如图 5-1-8a 所示，光线以入射角  $i$  射到薄膜  $MN$  上。在薄膜表面上任一点  $B$  处，入射光线  $b$  经反射后成为  $b_1$ 。另一入射光线  $a$  在  $A$  点经折射后进入薄膜内，再在  $C$  点经反射后射到  $B$  点，最后折入原媒质中成为  $a_1$ 。这两条光线， $a_1$  和  $b_1$ ，来自同一点光源  $S$ ，满足相干光的条件，射到眼珠的视网膜上，将有一定的光程差。当这光程差是半波长的偶数倍或奇数倍时，可以看到在  $B$  处出现亮点或暗点。如果光线以另一入射角  $i'$  射到薄膜上，这时也可以看到在  $B'$  处出现另一亮点或暗点。如果入射光是单色光，薄膜表面上将出现明暗相间的干涉条纹。如果是复色光，就出现彩色条纹。

现在来计算光线  $aa_1$  和  $bb_1$  之间的光程差。对薄膜来说， $AB$  的长度比光源  $S$  到薄膜的距离小得很多，因此  $\angle BSA$  非常微小，可以认为  $SA$  和  $SB$  是相互平行的。作  $AD \perp SB$ ，可以认为  $SA = SD$ ，也就是说从  $S$  发出的这两条光线分别到达  $A$  点及  $D$  点时，光程是相等的，所以只要计算以后的光程。如图 5-1-8b 所示，光线  $a$  在薄膜（折射率为  $n_2$ ）中经历路程  $ACB$  到达  $B$  点，而光线  $b$  在原媒质（折射率为  $n_1 < n_2$ ）中经历路程  $DB$  而在  $B$  点反射。所以这两光线之间的光程差

$$\delta = n_2(AC + CB) - n_1 DB + \frac{\lambda}{2},$$

式中加了  $\frac{\lambda}{2}$  这一项，是由于光线  $b$  在  $B$  点处是在光密媒质面上反