

大学物理学自习丛书

光 学

宣桂鑫 陈锡培编

知 识 出 版 社

1983·8·上海

大学物理学自习丛书

光 学

知 识 出 版 社 出 版

(上海古北路650号)

新华书店上海发行所发行 上海海峰印刷厂印刷

开本 787×1092 毫米 1/32 印张 10.375 字数 229,000

1983年8月第1版 1983年8月第1次印刷

印数: 1-16,000

书号: 13214·1007 定价: 1.10 元

出版说明

本社计划出版一套《大学物理学自习丛书》，分力学、光学、热学、电磁学及原子物理学等分册。本书是光学分册。

无论是有机会升入大学进行正规学习的学生，还是有志于自学大学物理学课程的广大读者，都需要进行不同程度的自习。

本光学分册系由华东师范大学和上海科技大学物理系教师宣桂鑫、陈锡培为配合人民教育出版社出版的高等学校试用教材《光学教程》编写的；书中，每章分“提要”和“题解”两部分，“提要”除对课程内容提纲挈领，举其要点外，还包括基本公式、例题示范和重点、难点内容的分析；“题解”则依据理论对习题加以运算，使读者既可熟悉理论的大要又可明瞭各种解题的方法，以收举一反三的效益。有些公式的推导，可以参阅《光学教程》。书中用星号(*)标明。

知识出版社

1982年10月

目 录

第一章	光的干涉	1
第二章	光的衍射	43
第三章	几何光学的基本原理	77
第四章	光学仪器的基本原理	164
第五章	光的偏振	207
第六章	光的传播速度	255
第七章	光的吸收、散射和色散	265
第八章	光的量子性	281
第九章	现代光学基础	307

第一章 光的干涉

提 要

光的干涉现象及其实验事实揭示了光的波动性。光波不是机械波而是电磁波，其中引起光效应主要的是电场强度而不是磁场强度。

1. 光的相干性

(1) 光的干涉

如果两光波频率相等，在观察时间内波动不中断，而且在相遇处振动方向几乎相同。那么，它们迭加的结果，即光强在有些地方加强，有些地方减弱，形成稳定的强弱分布，这一现象称为光的干涉。在迭加区域内各点处的光强如果不完全相同而有一定的分布，那么这种分布的整个图样称为干涉图样。光强最大处称为干涉相长；光强最小处称为干涉相消。

这里应该区分相干迭加和非相干迭加，非相干迭加是光强的直接线性迭加，而相干迭加则不满足光强的线性迭加关系，出现光强在空间的重新分布，通常情况下可观察到明暗交替的干涉图样，但在增反膜、增透膜和偏振光干涉这些特殊情况下，虽然没有干涉图样出现，然而也符合干涉的定义。无论相干迭加或非相干迭加都是受普遍的波的迭加原理所制约的。

(2) 产生干涉的条件

要产生光的干涉必须使两列波符合下列条件：

- 1) 两列光波频率必须相等；

2) 在相遇点的振动方向几乎相同;

3) 在观察时间内,在相遇点的位相差保持恒定。

相干条件中的频率相同这一点,对任何波的相干迭加是必须满足的。第二条对矢量波的相干迭加时必须强调。而第三条,应该联系接收器的时间响应参数来考虑,对于普通光源,这一要求特别重要。一般说来,如果观察时间内,确保有恒定的位相差,就出现稳定的干涉条纹,否则,就出现不稳定的干涉场,由于统计平均的结果而形成非相干迭加的结果。

上述三个条件,是产生干涉现象的必要条件,但满足这些条件还不一定就观察到干涉现象。两束光波在相遇点所产生的振动的振幅不能相差太悬殊,两束光波在相遇点的光程差又不能太大等等,也是获得干涉现象的补充条件。

(3) 位相差和光程差的关系

符合相干条件的两列光波在相遇点迭加,是相长还是相消,取决于位相差,而两振动的位相差是由两个因素决定的。其一是相干光源本身带来的初位相差 $\varphi_{02} - \varphi_{01}$, 其二是从两相干光源到同一观察点的光程差。因为对于不同的观察点,由相干光源带来的位相差都是一样的,在大多数情况下,相干光源本身的位相可以认为是相同的,所以在计算时,这一因素可以不加考虑,只要确知它们之间的位相差始终维持恒定不变就可以了。计算两波同时到达观察点时的位相差,主要从第二个因素——光程差着手。若取折射率 $n=1$, 此时位相差就唯一地取决于几何程差,可将其关系式写成如下形式

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

它代表光程差每差一个波长 λ , 位相差就差 2π ; 任意光程差 Δr 与 λ 之比,应该等于相应的位相差 $\Delta\varphi$ 与 2π 之比。若 $n \neq 1$

时,则位相差 $\Delta\varphi$ 又可写成

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

(4) 干涉相长和干涉相消的条件

$$\text{当} \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta r = 2j\pi \quad (1-3a)$$

$$(j=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

时,合振动的振幅最大,由此得干涉相长的条件是

$$\Delta r = (2j)\frac{\lambda}{2} \quad (1-3b)$$

即光程差等于零或半波长的偶数倍的地方,两光波到达空间某点同位相,因而相互加强,出现明条纹。

$$\text{当} \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta r = (2j+1)\pi \quad (1-4a)$$

$$(j=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

由此可得

$$\Delta r = (2j+1)\frac{\lambda}{2} \quad (1-4b)$$

即光程差等于半波长的奇数倍的地方,两列波到达空间某一点反位相,因而相互削弱,光强最小,出现暗条纹。

对于光程差介于 $(2j)\frac{\lambda}{2}$ 与 $(2j+1)\frac{\lambda}{2}$ 之间的点,光强介于上述两种情况之间, j 称为干涉级。

2. 两束光的干涉

(1) 杨氏干涉的光强分布

1) 相对强度

光波的传播总是伴随着能量的传递,这一过程一般用平均能流密度(即在一个振动周期内的平均值)来描述,人眼的视网膜或物理仪器(光电管、感光板等)所检测到的光的强弱都是由能流密度的大小来决定的。所谓能流密度,是指在单位时间内通过与波的传播方向垂直的单位面积的能量,或表示为通过单位面积的功率。任何波动所传递的平均能流密度与振幅的平方成正比,对于光波,平均能流密度正比于电场强度振幅 A 的平方值,所以光的强度为

$$I \propto A^2$$

现根据光的电磁理论来证明上式,对于各向同性媒质,假定能量沿波传播的方向流动。那么对应的能流密度矢量 $\mathbf{S}$ 是

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B}$$

或

$$\mathbf{S} = c^2 \epsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B}$$

对于自由空间沿 $\mathbf{k}$ 方向传播的平面偏振简谐平面波,则

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$$

利用前式,我们得到

$$\mathbf{S} = c^2 \epsilon_0 \mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0 \cos^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$$

显然, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 在极大值和极小值之间周期性变化, $\mathbf{S}$ 是一个随时间变化非常快的简谐函数,因而它的瞬时值实际上无法测量的,这就启发我们采用求平均值的方法。而我们利用光电管、感光板或人眼的视网膜在某一有限时间内吸收辐射能,用

符号 $\langle S \rangle$ 表示能流密度矢量的时间平均值的大小。这时,由于

$$\langle \cos^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \rangle = \frac{1}{2}$$

$$\langle S \rangle = \frac{c^2 \epsilon_0}{2} |\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0|$$

或者

$$I = \langle S \rangle = \frac{c \epsilon_0}{2} E_0^2$$

因此,光的强度同电场强度的振幅平方成正比。如采用 A 表示电场强度的振幅,即 $I \propto A^2$ 。

通常我们关心的是光的强度的相对分布,这时上述比例关系中的系数可以认为等于1,于是可以把它写成等式:

$$I = A^2 \quad (1-5)$$

这里的 I 应理解为相对强度。

2) 两束光干涉的光强分布

设两光波的振幅分别为 A_1 和 A_2 且相等,其位相差为 $\Delta\varphi$,则经光波的相干迭加的计算可以得到干涉图样的光强分布的解析表达式为

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi = 4A_1^2 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (1-6)$$

两束相干光的迭加结果使得光强随位相差 $\Delta\varphi$ 而变,光强分布如图1-1所示。因此干涉图样的强弱和疏密程度,正

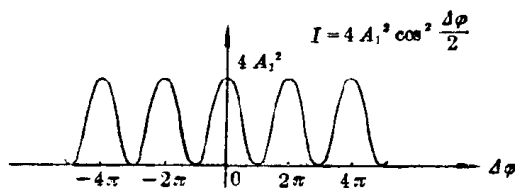


图 1-1

体现了光波位相变化的分布，这一点对进一步了解近代波动光学是十分重要的。

(2) 干涉条纹的间隔及干涉图样的特征

如果我们用 Δy 表示相邻两个亮条纹或暗条纹之间的距离，称为条纹间隔，它与波长 λ 之间满足如下关系

$$\Delta y = \frac{r_0}{d} \lambda \quad (1-7)$$

式中 d 为两相干光源之间的距离， r_0 为双缝到屏之间的距离。由上式可知干涉图样具有下列特征：

1) 任意相邻两条纹之间的距离是相等的，同干涉级 j 无关。

2) 当一定波长 λ 的单色光入射时，条纹间隔 Δy 与 r_0 成正比，而与 d 成反比，故要清晰地观察到条纹，相对一定的 λ 而言，必须使 d 小至可以与 λ 相比拟，且使 $r_0 \gg d$ 。

3) 若线光源移近双缝时，条纹间隔并不改变，但是强度增强，这是由于 Δy 与线光源和相干光源之间的距离无关的缘故。

4) 随着光源的宽度增加，条纹的可见度将会降低，这是由于宽光源总可以看作许多不相干的线光源的总和，它们分别给出一系列同样的干涉图样，但彼此相互交迭，故使条纹的可见度降低。

5) 当 r_0 、 d 一定时，条纹间隔与光的波长成正比。例如红色光波长比紫色光波长长，红色光所产生的干涉图样的间隔就较紫色的大一些。历史上第一次测量光的波长，就是通过测量干涉条纹的间隔的方法来实现的。

6) 当用白光作为光源时，除 $j=0$ 的中央亮条纹外，其余各级亮条纹都带有各种色彩。当 j 较大时，各色条纹因相互

交迭而得到均匀强度。

例 1-1 试证杨氏干涉条纹的间隔所满足的关系式 (1-7)。

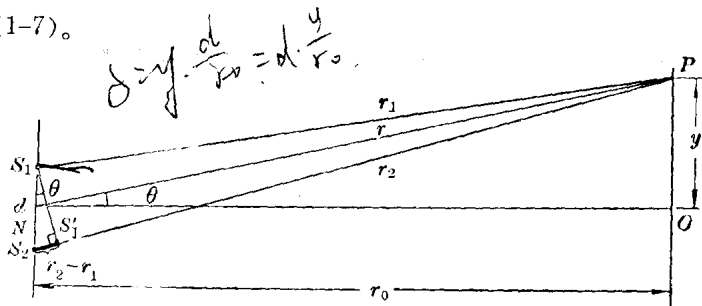


图 1-2

解：如图 1-2 所示， N 为 S_1S_2 的中点，且为坐标原点。令 $S_1S_2 = d$ ， r_1 、 r_2 分别表示 S_1 和 S_2 到观察点 P 的距离。则

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

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

$$\delta = r_2 - r_1 = \left[\left(y + \frac{d}{2}\right)^2 + x^2 \right]^{1/2} - \left[\left(y - \frac{d}{2}\right)^2 + x^2 \right]^{1/2}$$

y 表示观察点 P 到 O 的距离，因而强度最大值的那些点应满足条件：

$$r_2 - r_1 = j\lambda$$

即
$$\left[\left(y + \frac{d}{2}\right)^2 + x^2 \right]^{1/2} - \left[\left(y - \frac{d}{2}\right)^2 + x^2 \right]^{1/2} = j\lambda$$

经整理后，得

$$\frac{y^2}{\left(j \frac{\lambda}{2}\right)^2} - \frac{x^2}{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - \left(j \frac{\lambda}{2}\right)^2} = 1$$

该式表示的是 xy 平面上的一族双曲线。在空间则是一族双曲柱面。如果将光屏面垂直于 NO 轴, 距离双缝 r_0 处, 这些以强度相等的亮条纹的位置, 可令上式中 $x = r_0$, 得

$$y = \left[1 + \frac{r_0^2}{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - \left(j \frac{\lambda}{2}\right)^2} \right]^{1/2} j \frac{\lambda}{2}$$

该式为杨氏干涉条纹位置的公式, 若考虑到在 $r_0 \gg d$ 和 $d \gg j\lambda$ 的情况下

$$y = \frac{r_0}{d} j \lambda$$

$$(j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

由该式可知相邻两条亮条纹之间的距离, 即条纹的间隔为

$$\Delta y = y_{j+1} - y_j = \frac{r_0}{d} \lambda$$

值得指出的是上述近似条件的意义, $r_0 \gg d$ 是使条纹的间隔不致于太小而无法分辨, 而 $d \gg j\lambda$ 的条件又使条纹不会过分宽。这就便于在光屏面上直接用肉眼观察。

(3) 几种干涉实验装置

1) 杨氏干涉装置

杨氏最先在 1801 年得到两列相干的光波, 并用光的波动性解释了光的干涉现象, 如图 1-3 所示。他用强烈的单色光照射开有小孔 S 的不透明的遮光板(称为光阑)上, 后面置有另一块光阑, 开有两个小孔 S_1 和 S_2 。杨氏对光的传播所提出的次波假设解释了这个实验。他认为波面上的任一点都可看做

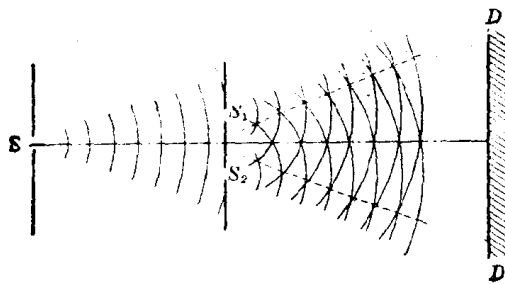


图 1-3

是新的振源,由此发出次波,光的向前传播,就是所有这些次波迭加的结果。在杨氏实验装置中, S_1 和 S_2 可以认为是两个次波的波源。因为它们都是从同一光源 S 而来的,所以永远有一定的位相关系,如果 S_1 和 S_2 位于由 S 发出的光波的同一波面上,那么它们永远有相同的位相,则 $\varphi_2 = \varphi_1$ 。这时 S_1 和 S_2 构成了一对相干光源。从 S_1 和 S_2 发出的光波在空间迭加,产生干涉现象,如果在 S_1 和 S_2 前置一光屏 DD ,光屏上将出现一系列稳定的明暗相间的条纹,叫做干涉条纹。 S 、 S_1 和 S_2 如果是相互平行的狭缝,用单色光照射时,则干涉条纹将是如图 1-4 所示的明暗相间的直线形条纹,与线光源 S 平行,并向缝的两边展开。

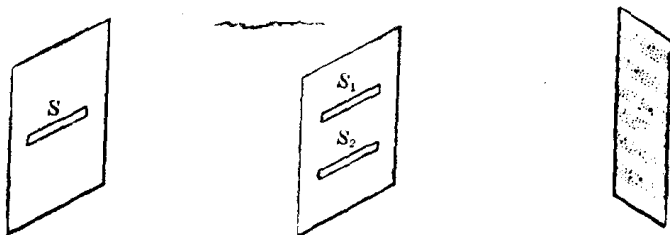


图 1-4

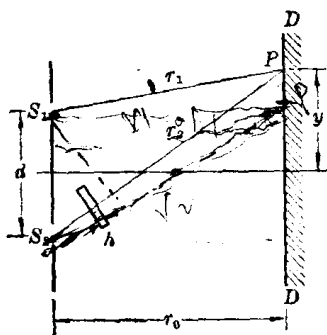


图 1-5

例 1-2 在杨氏实验装置中 (图 1-5), 单色光源的波长 $\lambda = 5500 \text{ \AA}$, $d = S_1 S_2 = 0.33$ 厘米, $r_0 = 3$ 米。计算:

(a) 条纹间隔 Δy ;

(b) 若在 S_2 前面置一厚度为 $h = 0.01$ 毫米的平行平面玻璃片, 试决定条纹的位移方向和计算位移的公式; 若已知

条纹位移为 4.73 毫米, 试计算玻璃的折射率 n 。

解: (a) 条纹间隔

$$\Delta y = \frac{\lambda r_0}{d} = \frac{5500 \times 10^{-7} \times 3 \times 10^3}{0.33 \times 10} = 0.5 \text{ 毫米}$$

(b) 令条纹的位移为 $\Delta y'$, 未放玻璃片时, 参看图 1-2, 在 P 点相遇的两束光的光程差为

$$\delta_1 = r_2 - r_1 \approx y \frac{d}{r_0} = y \cdot \frac{\lambda}{\Delta y}$$

插入玻璃片后, 则

$$\delta_2 = y' \frac{\lambda}{\Delta y} + (n-1)h$$

对于第 j 级条纹, 原来的位置是 $y = j \Delta y$, 插入玻璃片后, j 级条纹出现于

$$y' = \frac{\Delta y}{\lambda} [j\lambda - (n-1)h] = y - \frac{\Delta y}{\lambda} (n-1)h$$

显然, 出现了条纹的向下位移, 位移的数值为

$$\Delta y' = y' - y = - \frac{\Delta y}{\lambda} (n-1)h$$

由上式得折射率

$$n = 1 - \frac{\lambda \Delta y'}{\Delta y h}$$

由题意得

$$\Delta y' = -4.73 \text{ 毫米}$$

则

$$n = 1 + \frac{5500 \times 10^{-7}}{0.5} \cdot \frac{4.73}{10^{-2}} = 1.52$$

2) 菲涅耳双面镜

菲涅耳双面镜是由两块彼此间夹角很小的反射镜 M_1 和 M_2 构成的,如图 1-6 所示。由点光源 S 发出的光波,受光屏

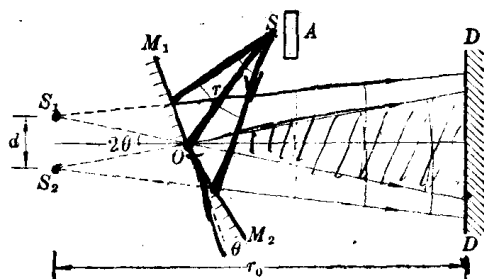


图 1-6

A 的阻挡,不能直接到达屏幕 DD 上,而是经双面镜 M_1 和 M_2 反射被分割为两束光,由于这两束反射光来自同一点光源 S ,所以它们是相干光。这两束相干光在相遇的空间区域迭加,发生干涉现象。把光屏 DD 置于这个区域,就可观察到稳定的明暗相间的干涉条纹。

从双面镜 M_1 和 M_2 反射的两束相干光,可以看作是从 S 在双面镜中形成的虚象 S_1 和 S_2 发出的,因而 S_1 和 S_2 相当于一对相干光源。由反射定律可确定 S_1 和 S_2 的位置。设双面镜交线在图面上的投影为 O , $SO = r$, 则 $S_1O = S_2O = r$, 所以 S_1, S_2 的垂直平分线也通过 O 点。因此, S_1 和 S_2 之间

的距离

$$d = 2r \sin \theta$$

$$d \approx 2r \sin \theta$$

式中 θ 是双面镜 M_1 和 M_2 的夹角。在确定了相干光源 S_1 和 S_2 的位置之后, 利用公式 (1-7) 就可以计算光屏上的干涉条纹的间隔。由于平面镜的夹角很小, 所以 d 也很小, 这样在光屏上就可观察到间隔较大的干涉条纹。

例 1-3 在菲涅耳双镜实验中, 单色光源 ($\lambda = 5630 \text{ \AA}$) 由双镜所形成的两虚光源间的距离为 0.045 厘米, 光屏至虚光源的距离为 120 厘米, 试求条纹的间隔。

解: 由图 1-6 的几何关系可知, 第 j 级明条纹到中心点的距离为

$$y_j = \frac{r_0}{d} j \lambda$$

而第 $(j+1)$ 级明条纹到中心点的距离为

$$y_{j+1} = \frac{r_0}{d} (j+1) \lambda$$

所以相邻明(或暗)条纹的距离为

$$\Delta y = y_{j+1} - y_j = \frac{r_0}{d} \lambda$$

把 $r_0 = 120$ 厘米, $d = 0.045$ 厘米, $\lambda = 5630 \times 10^{-8}$ 厘米代入上式, 则得

$$\Delta y = \frac{120}{0.045} \times 5630 \times 10^{-8} = 0.15 \text{ 厘米}$$

3) 洛埃镜实验

洛埃镜的实验装置如图 1-7 所示。点光源 S 置于离平面镜 M 相当远并且接近镜平面的地方, S 发出的光波, 一部分直接射到光屏 DD 上, 另一部分以很大的入射角投射到平面镜

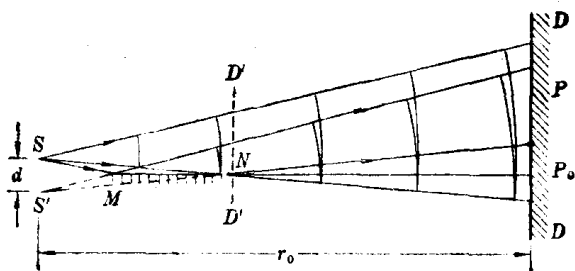


图 1-7

上,再经平面镜反射到达光屏 DD 。这两部分光波是由同一光波分割出来的,因而是相干光波,相应的相干光源是 S 和它在平面镜中的虚象 S' 。处在相干光迭加的区域的光屏上可以观察到明暗相间的干涉条纹。

如果将光屏置于 $D'D'$ 位置时,光屏和镜面相接触。在接触处,这时到达接触处的两光束的光程差为零,似乎在该处应出现明条纹,但实验结果在接触处为一暗条纹。这表明,直接射到光屏上的光与由镜面反射出来的光在 N 处的相位相反,即相位差为 π 。这一变化必然是在反射过程中发生的,因为光在充满着均匀介质或真空中前进时,不可能在中途无故引起这种变化。反射仅在介质表面上发生,因此波的振动必然在这里突然改变了方向,这也等于说反射光的光程在反射过程中损失了半个波长。这种现象称为半波损失。因此,洛埃镜实验揭示了这一重要事实:即光在由光疏媒质进入光密媒质表面反射,且入射角接近 90° (掠射),反射光会发生半波损失。(参考 * p. 34~39, §1-5)

这样,在计算光屏上某点 P 对应的两束相干光的光程差时,必须考虑这一程差 $\frac{\lambda}{2}$ 。设 $SS' = d$, $PP_0 = y$, P_0 点为镜平