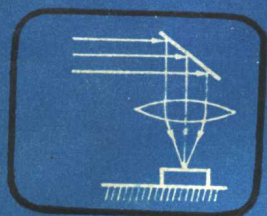


中学物理教学参考丛书



光的本性

上海教育出版社

光
的
本
性

中学物理教学参考丛书

光的本性

徐 国 定

上海教育出版社

中学物理教学参考丛书

光的本性

徐 国 定

上海教育出版社出版

(上海水福路123号)

新华书店上海发行所发行 江苏太仓印刷厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 4.25 字数 89,000

1983年9月第1版 1983年9月第1次印刷

印数 1-15,500本

统一书号: 7150·2926 定价: 0.36元

编 者 的 话

本书是中学物理教学参考丛书之一，主要供中学物理教师参考。全套丛书共有十七本，将陆续出版。

《光的本性》的主要内容是讨论光的波粒二象性。考虑到教学中的实际需要，全书共分三章，第一、二章讨论物理光学中的干涉、衍射、偏振、色散、光电效应、光量子理论、康普顿效应、物质波等问题。综合光学中的现象，提出光的波粒二象性。最后一章激光的基础知识中阐述产生激光的原理，介绍激光器的构造和应用。书末还附有各种类型的习题。

目 录

引 言	1
第一章 光的波动性	4
一、光的干涉 双缝、双镜和洛埃镜干涉实验	4
(一) 双缝干涉实验	6
(二) 双镜 洛埃镜	14
二、薄膜干涉——劈尖干涉和牛顿环	18
(一) 光程、光程差	18
(二) 薄膜干涉	20
三、光的衍射现象	31
四、单缝衍射	34
(一) 惠更斯-菲涅耳原理	34
(二) 单缝衍射	35
五、多缝衍射 衍射光栅	43
六、光的偏振	48
(一) 自然光和偏振光	49
(二) 偏振片和二向色性	51
(三) 由反射和透射得到偏振光	52
(四) 偏振光的应用 旋光计	55
七、光的色散现象	57
(一) 光的色散现象	57
(二) 光的正常色散和反常色散	61
(三) 霓虹的成因	63
八、光的电磁理论 电磁波谱	66

(一) 麦克斯韦的光的电磁理论	66
(二) 电磁波谱	67
第二章 光的粒子性 波粒二象性	72
一、光电效应及其应用	73
(一) 光电效应	73
(二) 光电效应的应用	77
二、爱因斯坦的光量子理论	79
(一) 经典光的电磁理论的缺陷	79
(二) 爱因斯坦的光量子理论	80
(三) 密立根实验	81
三、光子 光压	84
(一) 光子	84
(二) 光压	85
四、康普顿效应	88
五、光的波粒二象性	92
六、物质波	96
(一) 物质波概念 德布罗意公式	96
(二) 德布罗意波实验证明 电子的衍射	98
(三) 物质波的统计解释	100
(四) 微观粒子的波粒二象性	100
第三章 激光的基础知识	102
一、激光的形成	102
(一) 原子的能级	103
(二) 受激辐射和自发辐射	105
(三) 粒子数的反转分布	107
(四) 光学共振腔 激光的形成	108
二、激光器	110
(一) 气体激光器	110

(二) 固体激光器	112
三、激光的特性及其应用	114
(一) 激光的特性	114
(二) 激光的应用	115
习题	120
一、选择题	120
二、思考题	120
三、计算题	124
计算题答案	128

引 言

人类在实践中,很早就积累了许多光的知识,如光的直线传播、光的反射和折射规律等。当人们深入研究各类光现象,试图进行解释并建立光的理论时,必然涉及到光的本性问题——光究竟是什么?十七世纪末期,科学家们对光的本性的解释产生了明显的意见分歧,曾用两种截然不同的模型(或图象)——粒子模型和波动模型说明光,形成了两种完全不同的学说。牛顿根据光具有直线传播的特性,认为光是从发光体发出的,以一定速度向空间传播的微粒流。这是光的微粒说。和牛顿同时代的另一位物理学家惠更斯从两束光相遇互不干扰的特性,反驳牛顿的微粒说,并根据光和声具有类似的现象,认为光是从光源发出的波。这是光的波动说。微粒说和波动说各自都能解释一些光现象,但是在解释光从真空进入物质发生折射时,微粒说的结论是物质中的光速大于真空中的光速,而波动说的结论是物质中的光速小于真空中的光速。限于当时的科学技术水平,人们还不能准确地用实验方法测定光速,因而无法判断两种学说是非。只是因为当时牛顿在科学界有很高的威望,几个世纪以来牛顿的微粒说一直占主要地位,而波动说则得不到足够的重视,因而发展缓慢。直到十九世纪初期,英国医生托马斯·杨、法国科学家菲涅耳等人,在惠更斯波动说的基础上,提出了光的干涉原理,从而把光的波动说推进到了一个新的阶段。人们用光的波动说比较成功地解释了光的干涉、衍射等这些具有波动特征的

现象，而这正是用微粒说无法予以解释的。1850年5月傅科用实验方法测出了水中的光比空气中的光的传播速度要小，从而证实了：物质中的光速小于真空中的光速。光的波动说才开始被人们所重视。

在解释光是一种什么波动过程时，惠更斯错误地认为光是在一种弹性物质——“以太”中传播的机械波，所以惠更斯的光的学说又称光的弹性波动说。虽然，“以太”的存在后来被否定，可是惠更斯首先指出光具有波动性，还是有重要的历史意义的。另外，惠更斯提出：在波的传播过程中，同一波阵面（即等相面）上的每一点都可以看成是一个新的子波源。称为惠更斯原理。它是波动说研究光的干涉和衍射现象的基本理论根据。

光的弹性波动说在“以太”问题上的矛盾，直到十九世纪七十年代，才被麦克斯韦的光的电磁说部分地解决了。麦克斯韦认为光是一种电磁波，所谓电磁波就是振荡电磁场在空间的传播。后来人们了解到自然界并不存在“以太”，而且电磁场本身就是一种物质，因此无需对“以太”（作为电磁振荡传播的媒质）作出假设。麦克斯韦的光的电磁理论成功地解释了许多光现象，使得光的波动说达到了很高境界。

到本世纪初，又发现一系列新的光现象，诸如光电效应等，不能用波动理论来解释。在解释光电效应时，爱因斯坦提出了光的量子论，即光子说。他认为物质发射的光波的能量不是连续的，能量只能一份一份地放出或吸收。这种具有一定大小的一份能量就是电磁场的光量子，简称光子。

由于发现光在传播过程中表现出波动性，而在与物质发生相互作用时又表现出粒子性，人们才认识到光具有波粒二象性。以后，又发现实物粒子也具有波粒二象性。波粒二象

性是包括光子在内的一切微观粒子的客观属性，它是近代物理的基础之一。光的本性理论不断发展也促进了生产的发展，例如激光、光谱分析等，目前都有广泛的应用，对现代工业技术的发展有很大的促进作用。

第一章 光的波动性

干涉和衍射是一切波动过程所具有的特性，本章首先通过介绍光的干涉和衍射现象，阐明光的波动性。再通过介绍光的偏振现象，阐明光波是横波。最后阐述光就是电磁波。

一、光的干涉 双缝、双镜和洛埃镜干涉实验

在平静的水面上相邻的 P_1 和 P_2 两点处，各放一个振动频率相同、振动方向相同、相位差恒定的两个波源。当从这两个波源发出的两列波相遇时，迭加的结果，使得有些地方振动始终加强，这些区域称为波腹；有些地方振动始终减弱或抵消，这些区域称为波节。波腹和波节的位置互相间隔，这种现象叫做水波的干涉。能够产生干涉现象的两列波叫做相干波。相干波必须满足相干条件：（1）两个波源的频率必须相等，从而在同一媒质内两列波的波长相等。否则振动的最强和最弱位置将不断发生变化，干涉条纹就不稳定；（2）两波源的相位必须相同或保持一定的相位差。否则两列波在相遇点的相位差就不是恒量，而合振动的振幅就要随时间改变；（3）两个波源的振动方向必须相同。

由于迭加原理适用于一切波动过程，因此干涉现象是波的基本特征之一。如果光具有干涉现象，那就说明光也是一种波动过程。光产生干涉的话，会出现什么现象呢？当两列

单色光相遇时,如果发生干涉,在迭加后振动加强的那些地方一定特别亮;而在振动减弱或抵消的地方一定特别暗。它们相当于水波干涉图象中的波腹和波节,所以单色光的干涉图象呈现出明暗相间的条纹。同样地,两列波能够产生干涉现象应满足相干条件;那末,两列光发生干涉的话也应满足上述相干条件。满足相干条件的光称为相干光。

在水波干涉实验中,要选择两个满足相干条件的独立振源比较容易,也很容易观察到水波的干涉现象。但是,对于光波则不同,要想由两个完全独立的光源产生干涉现象是不可能的,即使两个光源的强度、形状和大小都完全相同也不可能。例如在一间房内开两盏瓦数相等的相同的电灯,虽然一盏电灯的光与另一盏电灯的光迭加,使房间的亮度显著增大,但不会呈现明暗交替的现象。两个独立光源不能满足相干条件,因为光是由光源中原子或分子的运动状态发生变化时辐射出来的(见第三章)。由于原子或分子是各自独立地发出一个个波列的,即使它们的频率相同,它们的相位和振动方向也各不相同;原子和分子的发光是间歇的,发出一列光波后,要停留一些时间再发出第二列光波,前一列光波和后一列光波的频率、振动方向和相位也不一定相同。这样,对于两个独立光源来说,产生干涉的三个条件,特别是相位相同或相位差恒定的这个条件不能满足。所以,两个独立的光源是不能构成相干光源的。十九世纪初,托马斯·杨首先创立了获得相干光源的方法:使一个光源中同一处发出的光分成两个细光束,沿不同路径传播后再相遇。由于这两个细光束是从同一光源同一点分出来的光,它们的频率、振动方向和相位都相同,满足相干条件,可以看作两个相干光源。在两列光束相遇的区域就能产生干涉现象。

历史上, 从一个光源分成两列相干光源产生干涉现象的实验方法有多种, 下面介绍几种实验。

(一) 双缝干涉实验

托马斯·杨第一次通过实验方法成功地获得了两束相干光, 并观察到了两束光的干涉现象, 从而证实了光具有波动性。他的实验称杨氏双缝干涉实验。

1. 双缝干涉实验装置

用一块带有狭缝 S_0 的不透明阑板放在单色光源的前面, 狭缝垂直于图面, 如图 1-1 所示, 在 S_0 的前面放一块带有两条宽度相等、彼此靠得很近的平行狭缝 S_1 和 S_2 的不透明阑板 MN , S_0 和 S_1 、 S_2 平行且等距离, 在狭缝 S_1 和 S_2 的前面放一屏幕。从光源发出的一列光波投射到狭缝 S_0 上, 只有波阵面的极小部分才能通过狭缝 S_0 , 其余均被阑板遮住。根据惠更斯原理, 这一小部分波阵面在 S_0 形成一个新的波源, 由此发出一列子波, 并向前传播, 形成以 S_0 为轴线的圆柱面波。因为 MN 跟 S_0 板平行且等距, 所以它们在同一波阵面上。这时, 在 S_1 和 S_2 处又形成两个新的子波源, 并由

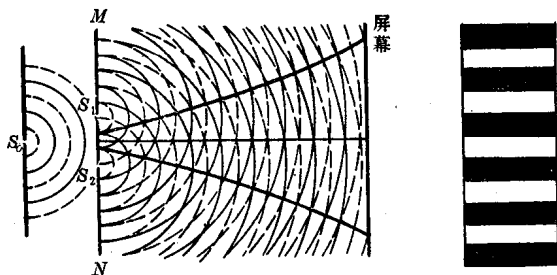


图 1-1 双缝干涉

这两个新波源分别发出两列子波。由于是从同一光源分列出来的,这两列子波的频率、振幅和相位完全相同。因此,上述两个新波源可以看作是一对相干光源。如图 1-1 所示,图中实线圆弧表示波峰,虚线圆弧表示波谷。两个实线圆弧或两个虚线圆弧重迭的地方,振动加强,呈现明亮的条纹;在实线圆弧和虚线圆弧重迭的地方,振动相互抵消,呈现黑暗的条纹。因此,放在阑板前面,两列光波相遇区域内的屏幕上,就出现明暗相间的干涉条纹。

2. 干涉条纹的分布规律

设 O 是屏幕上与 S_1 和 S_2 等距离的中心点,如图 1-2 所示。从 S_1 和 S_2 发出的两列光波到此点的路程差为 $\Delta r = OS_2 - OS_1 = 0$,即 $OS_1 = OS_2$,因此 OS_1, OS_2 两路程等于相同的波长的倍数,由于两列光波的相位相同,所以当 S_1 将一个波峰传到 O 点时, S_2 同时也将一个波峰传到 O 点。同样, S_1 如将一个波谷传到 O 点, S_2 也将一个波谷传到 O 点。 O 点处光的振动振幅应等于两份振动振幅之和,起着加强作用,称相长干涉,在 O 处出现明亮条纹。

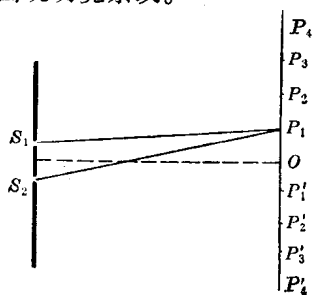


图 1-2

图 1-2 中, P_1 点在 O 点上方。假设两列光波到 P_1 点的路程差为 $\Delta r = P_1S_2 - P_1S_1 = \frac{\lambda}{2}$, 这时,从 S_1 发出的光波传

到 P_1 点时是波峰时, S_2 发出的光波到 P_1 点时恰好是波谷, 因此两列波在 P_1 处起了互相削弱的作用, 它的合振幅为零, 称相消干涉, 所以在 P_1 处出现暗条纹。

P_2 在 P_1 的上方。假设两列光波到 P_2 点的路程差为 $\Delta r = P_2S_2 - P_2S_1 = 2\frac{\lambda}{2} (= \lambda)$, 这时, 情况与 O 处相似, 是相长干涉, 所以 P_2 处又出现明亮条纹。

P_3 在 P_2 的上方。假设路程差为 $\Delta r = P_3S_2 - P_3S_1 = 3\frac{\lambda}{2}$, 这时, 情况与 P_1 处相似, 是相消干涉, P_3 处又出现暗条纹。

在 P_3 的上方还有 P_4 。假设路程差为 $\Delta r = 4\frac{\lambda}{2} (= 2\lambda)$, 情况与 P_2 处相似, 是相长干涉, P_4 处再次出现明条纹。

.....

在 O 点下方的 P'_1 、 P'_2 、 P'_3 、 P'_4 、... 各处, 光波的干涉情况与上方各点完全对称。因此, 在屏幕上的照度就发生交替的强弱变化, 出现明暗相间的干涉条纹。即

屏上: P_4 、 P_2 、 O 、 P'_2 、 P'_4 、... 各处是最亮部位, 出现明条纹; $\Delta r: 4\frac{\lambda}{2}$ 、 $2\frac{\lambda}{2}$ 、 0 、 $2\frac{\lambda}{2}$ 、 $4\frac{\lambda}{2}$ 、...

屏上: P_1 、 P_3 、...、 P'_1 、 P'_3 、... 各处是最暗部位, 出现暗条纹; $\Delta r: \frac{\lambda}{2}$ 、 $3\frac{\lambda}{2}$ 、...、 $\frac{\lambda}{2}$ 、 $3\frac{\lambda}{2}$ 、...

由此, 可得出一条规律: 在屏幕上各部位, 由于两列光波到达各处的路程差不同, 引起照度在空间连续周期性变化。凡两列光波的路程差 Δr 等于零, 或半波长的偶数倍的部位上, 合振动最大, 出现明条纹; 凡两列光波路程差 Δr 等于半波长的奇数倍的部位上, 合振动为零, 出现暗条纹。

这个规律用数学式表示:

$$\begin{cases} \Delta r = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k=0, 1, 2, 3, \dots) \text{ 出现明条纹} \\ \Delta r = \pm (2k-1) \frac{\lambda}{2} \quad (k=1, 2, 3, \dots) \text{ 出现暗条纹} \end{cases} \quad (1-1)$$

Δr 表示两列光波在同一媒质中传播到一点的路程差。

再从相位的角度来看：路程相差一个波长 λ ，意味着相位差为 2π 。路程差为 Δr 时，则相位差为 $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r$ 。代入(1-1)式，相位差为零或 π 的偶数倍时，出现明条纹；相位差为 π 的奇数倍时，出现暗条纹。用公式表示：

$$\begin{cases} \Delta\phi = \pm 2k\pi \quad (k=0, 1, 2, 3, \dots) \text{ 出现明条纹} \\ \Delta\phi = \pm (2k-1)\pi \quad (k=1, 2, 3, \dots) \text{ 出现暗条纹} \end{cases} \quad (1-2)$$

3. 干涉条纹的宽度和间隔

两狭缝 S_1 和 S_2 之间的距离为 a ，阑板与屏幕间的距离 $OO' = D$ ，如图 1-3 所示。并设 $D \gg a$ ，屏上任意点 P 与中心点 O 的距离用 y 表示。从图中可以看出，

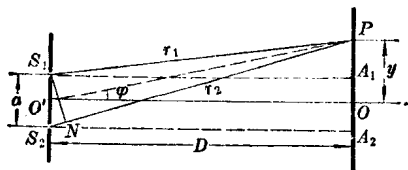


图 1-3

$$r_1^2 = S_1 A_1^2 + P A_1^2 = D^2 + \left(y - \frac{a}{2}\right)^2,$$

$$r_2^2 = S_2 A_2^2 + P A_2^2 = D^2 + \left(y + \frac{a}{2}\right)^2.$$

两式相减，得

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = 2ay,$$

$$\Delta r = r_2 - r_1, \because D \gg a, r_2 + r_1 \approx 2D,$$

所以

$$y = \frac{D}{a} \Delta r.$$

将(1-1)式代入, 得出屏幕上明暗条纹与屏幕中心点 O 的距离分别为

$$\begin{cases} y_{\text{明}} = \pm 2k \frac{D}{a} \frac{\lambda}{2} \left(= k \frac{D}{a} \lambda \right) \\ y_{\text{暗}} = \pm (2k-1) \frac{D}{a} \frac{\lambda}{2} \end{cases} \quad (1-3)$$

式中 $k=0, 1, 2, 3, \dots$, 表示干涉条纹的级数: $k=0$ 时, $y=0$ 的条纹称为中央明条纹, $k=1, 2, 3, \dots$ 等明暗条纹满足(1-3)式的, 分别叫做分布于中央两侧的一级、二级、三级、…明暗条纹。

根据(1-3)式, 可以求出两相邻明条纹和两相邻暗条纹的间隔都等于

$$\Delta y = y_{k+1} - y_k = \frac{D}{a} \lambda \quad (1-4)$$

与干涉级 k 无关。干涉条纹是等距离分布的。

[例] 用某种单色光做双缝干涉实验。若两狭缝间相距 0.1mm , 双缝与象屏间的距离为 2m , 测得象屏上相邻两条暗纹之间的距离为 1.3cm , 求这种色光的波长。

[解] 从(1-4)式 $\Delta y = \frac{D}{a} \lambda$, 得

$$\lambda = \frac{a}{D} \Delta y.$$

已知 $a=0.1\text{mm}$, $D=2\text{m}$, $\Delta y=1.3\text{cm}$, 代入上式, 得

$$\lambda = \frac{0.1 \times 10^{-3} \times 1.3 \times 10^{-2}}{2} \text{m} = 6.5 \times 10^{-7} \text{m} = 6500 \text{\AA}.$$

托马斯·杨不仅用双缝实验观察到光的干涉现象, 证实