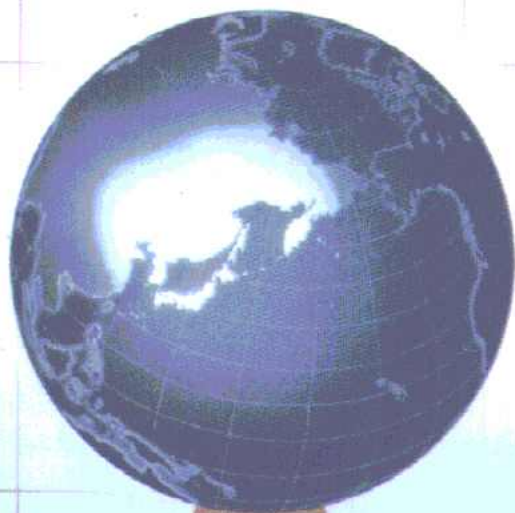


■ 下册



主编 王 旭

基础物理学

内蒙古大学出版社

04
W37
2

907

基础物理学

(下册)

王旭 主编

编委会成员(按姓氏笔画排序):

丁铁柱	云国宏	刘文生
张玉仙	李宏	李前忠
杨体强	赵显武	郭维生

内蒙古大学出版社

内蒙古大学出版基金委员会

主 任：旭日干

副主任：梁希侠（常务） 呼格吉勒图

委 员：旭日干 梁希侠 呼格吉勒图

曹之江 包 祥 王 璋

刘 成 刘树堂 陈羽云

基础物理学(下册)

王 旭 主编

内蒙古大学出版社出版发行

(呼和浩特市大学西路1号)

内蒙古自治区新华书店经销

内蒙古军区印刷厂印刷

开本:850×1168/32 印张:10.125 插页: 字数:249 千

1999年2月第1版 1999年2月第1次印刷

印数:1—2000册

ISBN 7—81015—951—8/O·78

(全二册)定价:30.00

第三篇 光 学

引 言

光学是研究光的辐射、光的传播、光和物质的相互作用,以及光的性质和应用等问题的科学。

光是一种重要的自然现象,由于它与人类生活和社会生活密切联系,因此光学也和天文学、几何学、力学一样,是一门最早发展起来的学科。早在我国春秋战国时期,墨翟及其弟子所著《墨经》中,就记载着关于光的直线传播和光在镜面上的反射等现象,并提出了一系列的经验规律,把物和象的位置、大小与所用镜面的曲率联系起来。然而,在很长一个历史时期里,人类的光学知识仅限于一些现象和简单规律的描述。对光本性认识的探讨,应该说是从十七世纪开始的,当时有两个学说并立。一方面,以牛顿为代表的一些人提出了微粒理论(corpuscular theory),认为光是按照惯性定律沿直线飞行的微粒流。这一学说直接说明了光的直线传播定律,并能对光的反射(reflection)和折射(refraction)作一定的解释。但是,用微粒说研究光的折射定律时,得出了光在水中的速度比空气中快的错误结论。光的微粒理论差不多统治了十七、十八两个世纪。另一方面,和牛顿同时代的惠更斯(C. Huygens, 1629—1695)从声和光某些现象的相似性出发,认为光是在一种特殊弹性媒质中传播的机械波。这个理论也能解释光的反射和折射等现象。但惠更斯没有把波动过程的特性给予足够的说明,也没有指出光现象的周期性,没有提到波长的概念,而且认为光是纵波。因而他的理论是很不完善的。十九世纪初,托马斯·

杨(T. Young, 1773—1829)和菲涅耳(A. Z. Fresnel, 1788—1827)等人的实验和理论工作,把光的波动理论大大推向前进,解释了光的干涉(interference)和衍射(diffraction)现象,初步测定了光的波长,并根据光的偏振(polarization)现象,确认光是横波。十九世纪六十年代,麦克斯韦建立了他著名的电磁理论,预言了电磁波的存在,并指出了电磁波的速度与光速相同。因此麦克斯韦确信光是一种电磁波,即波长较短的电磁波。这个理论在1888年被赫兹的实验所证实。后来的实践又证明,红外线、紫外线和X射线等也都是电磁波,它们的区别只是波长不同而已。

为了解释黑体辐射,1900年普朗克(M. Planck, 1858—1947)提出了光的量子假说,认为各种频率的电磁波,只能象粒子似的以一定最小份额的能量发生(称为能量子)。另一个显示光的微粒性的重要现象是光电效应。光究竟是微粒还是波动?这个古老的争论重新摆在了我们面前。近代科学实验表明,光是个十分复杂的客体。对于光的本性问题,只能用它的表现性质和规律来回答:光的某些行为象经典的“波动”;另一些行为却象经典的“粒子”。但是任何的经典概念都不能完全概括光的本性。

在光学研究中,以光的直线传播性质为基础,研究光在透明介质中传播问题的光学,称为几何光学。几何光学的主要内容有:光的直线传播定律;光的独立传播定律;光的反射和折射定律。以光的波动性质为基础,研究光的传播及其规律问题的光学称为波动光学。波动光学的内容,主要包括光的干涉、衍射和偏振。以光和物质相互作用时显示的粒子性为基础来研究光学,称为量子光学。1960年,在光学发展史上发生了不寻常的事件,一种具有极高亮度和极好单色性的新型光源——激光器诞生了。激光器的发明开创了一个光学新时代,使得研究非线性光学、信息光学、全息术、光纤通讯和集成光学等问题的现代光学得到了异常迅速的发展,它对当代生产和科学技术的发展正在起着越来越大的作用。

第一章 光的干涉

本章主要内容是根据光的干涉现象和实验事实来揭示光的波动性,明确光波不是机械波而是电磁波,引起光效应的主要是电场强度而不是磁场强度,介绍干涉现象和几种重要应用,并进一步讨论怎样才能使干涉花纹清晰明显。

§ 1.1 光的电磁理论及光波的描述

一、光的电磁理论

十九世纪七十年代,麦克斯韦发展了电磁理论,从而导致电磁波的发现。电磁波在不同介质的分界面上发生反射和折射现象,在传播中出现干涉、衍射和偏振现象。根据当时已有的知识,光波也具有完全相似的干涉、衍射和偏振等现象。它们之间有什么联系呢?按照麦克斯韦理论,电磁波在真空的传播速度 $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$, c 只和真空中的介电系数 ϵ_0 和磁导率 μ_0 有关,是一个普适常数。在实验误差范围以内,这个常数 c 与已测得的光速相等。于是麦克斯韦得出这样的结论:光是某一波段的电磁波, c 就是光在真空中的传播速度。

介质中电磁波的速度 v 为

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} \quad (1.1)$$

式中 ϵ_r 为介质的相对介电系数, μ_r 为相对磁导率。另外,光在真空中的速度 c 和光在透明介质中的速度 v 的比值是该透明介质的折射率

(refractive index), 即

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.2)$$

既然光是电磁波, 将式(1-1)和(1-2)相比较可得

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (1.3)$$

这个公式把光学和电磁学这两个不同领域中的物理量联系起来了。当光波穿过不同的介质时, 其频率保持不变, 但光的传播速度 v 和波长 λ 将随着介质的不同而改变。通常泛指光波的波长 λ , 都是指该频率的光波在真空中的波长, 它是在折射率为 n 的介质中的实际波长的 n 倍。

电磁波的电场强度 E 、磁场强度 H 都和传播方向相垂直, 因而电磁波是横波。由维纳实验的理论分析可以证明, 对人的眼睛或感光仪器起作用的是电场, 所以光波中的振动矢量通常指的是电场强度 E , 并把 E 矢量称为光矢量(photo vector)。把 E 矢量的振动称为光振动。

在电磁波中能为人眼睛所感受的波长 λ 约在 390nm—760nm 的狭窄范围之内, 对应的频率范围是 7.5×10^{14} — 4.1×10^{14} Hz, 这个波段内的电磁波叫做可见光(visible light)。在可见光的范围内不同的频率引起不同的颜色感觉。各单色光的频率或真空中的波长和颜色的对应关系如下表所示。

表 1-1 光波的波长范围和频率范围

名 称	波长范围	频率范围 Hz
远红外	100 μ m—10 μ m	3×10^{12} — 3×10^{13}
中红外	10 μ m—2 μ m	3×10^{13} — 1.5×10^{14}
近红外	2 μ m—7600nm	1.5×10^{14} — 3.9×10^{14}
红	760nm—622nm	3.9×10^{14} — 4.7×10^{14}

橙	622nm—597nm	4.7×10^{14} — 5.0×10^{14}
黄	597nm—577nm	5.0×10^{14} — 5.5×10^{14}
绿	577nm—492nm	5.5×10^{14} — 6.3×10^{14}
青	492nm—450nm	6.3×10^{14} — 6.7×10^{14}
蓝	450nm—435nm	6.7×10^{14} — 6.9×10^{14}
紫	435nm—390nm	6.9×10^{14} — 7.7×10^{14}
紫外	390nm—5nm	7.7×10^{14} — 6.0×10^{16}

波动的传播总是伴随着能量的传播,这个过程一般用平均能流密度(在一个周期内的平均值)来描述。人眼的视网膜或物理仪器能检测到的光的强弱都是由能流密度的大小来决定的。我们把在单位时间内通过与波传播方向垂直的单位面积的能量,称为能流密度(energy flow density)。任何波动所传递的平均能流密度与振幅的平方成正比,对于电磁波,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(intensity of light)(即平均能流密度)为

$$\bar{I} \propto A^2$$

在波动光学中,主要是讨论光波所到之处的相对光强度,因而通常只需计算光波在各处振幅的平方值,而不需要计算各处光强的绝对值。在波动光学的术语中,常把振幅的平方称为光强度,即

$$\bar{I} = A^2 \quad (1.4)$$

这里 I 应理解为相对强度,其值与所处媒质的折射率有关。

二、光波的描述

1. 光波的几何描述

波动是振动在空间的传播,波动所存在的空间称为波场。波场中每点的物理状态随时间作周期性变化,而在每一瞬时波场中各点物理状态的空间分布也呈现一定的周期性。本书只讨论定态波场,即:

(1)空间各点的振动是同频率的简谐振动(频率同振源相同);(2)波场中各点振动的振幅不随时间变化,在空间形成一个稳定的振幅分布。为了形象描述波在空间中的传播,通常把某一时刻振动相位相同的各点的轨迹称为波面(wave surface);而把能量传播的路径称为波线(wave ray)。在各向同性的介质中,波线是与波面处处正交的空间曲线族。

2. 光波的复振幅描述

任一理想的单色光场可用下述的波动表达式描述

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r})\cos[\omega t - \varphi(\mathbf{r})] \quad (1.5)$$

式中 $A(\mathbf{r})$ 给出了光场中的振幅分布; $\varphi(\mathbf{r})$ 是令原点初相位为零后,各点相位比原点落后的值,它确定了光场中相位的相对分布。只要给定光场的振幅分布和相位分布,则该频率单色光的光场就完全确定了。简谐振动可用复数来描述,办法是用一个复指数函数与余弦(或正弦)函数对应。这样做的依据是它们的运算规律(叠加、微分和积分)是对应的。用复数运算来代替简谐量的运算会带来极大的方便。式(1.5)的复数表达式可写为

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\mathbf{r}, t) &= A(\mathbf{r})e^{-i[\omega t - \varphi(\mathbf{r})]} \\ &= A(\mathbf{r})\cos[\omega t - \varphi(\mathbf{r})] \\ &\quad - iA(\mathbf{r})\sin[\omega t - \varphi(\mathbf{r})] \end{aligned} \quad (1.6)$$

显然,其实部就是单色光场的波动表达式。在本书中我们约定,上式中的指数因子写为 $-i[\omega t - \varphi(\mathbf{r})]$ 而不是 $+i[\omega t - \varphi(\mathbf{r})]$ 。这就是说,在本书的光学部分中,把 $\varphi(\mathbf{r}) - \omega t$ 称为相位。我们所关心的往往是由空间位置决定的相因子 $\varphi(\mathbf{r})$ 。若将上式改写为

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r})e^{i\varphi(\mathbf{r})}e^{-i\omega t} = \tilde{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (1.7)$$

则其中不含时间的复数因子

$$\tilde{E}(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})e^{i\varphi(\mathbf{r})} \quad (1.8)$$

包含了我们感兴趣的信息,称为复振幅。复振幅由两部分组成,其模

量 $A(\mathbf{r})$ 代表振幅在空间的分布,其幅角 $\varphi(\mathbf{r})$ 代表相位在空间的分布。只要给定光场的复振幅,则该频率单色光(homogeneous light)的光场就完全确定了。

对于单色平面波, $E(\mathbf{r}, t) = A \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0)$, 其复振幅为

$$\tilde{E}(\mathbf{r}) = A e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \varphi_0)} \quad (1.9)$$

对于单色球面波, $E(\mathbf{r}, t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$, 其复振幅为

$$\tilde{E}(\mathbf{r}) = \frac{A_0}{r} e^{i(kr - \varphi_0)} \quad (1.10)$$

3. 光强的复振幅表示

由于振幅 $A(\mathbf{r})$ 是复振幅 $\tilde{E}(\mathbf{r})$ 的模,因此利用式(1.4)可得光强的空间分布为

$$I(\mathbf{r}) = \tilde{E}^*(\mathbf{r}) \tilde{E}(\mathbf{r}) \quad (1.11)$$

其中 $\tilde{E}^*(\mathbf{r})$ 是 $\tilde{E}(\mathbf{r})$ 的复数共轭。

§ 1.2 光波的相干叠加

一、波的叠加原理

房里点着两盏灯,经验告诉我们,我们看到每盏灯的光并不因另一盏灯的光是否存在而受到影响。这现象告诉我们,当两列光波在空间交叠时,它们的传播互不干扰,亦即每列波如何传播,就象另一列波不存在一样,各自独立地进行。这就是所谓光的独立传播定律。这一性质并非光波所特有,而是所有波的共性,称为波的独立传播定律。

一列光波在空间传播时,在空间的每一点引起振动。当两列(或多列)光波在同一空间传播时,空间各点参与每列波在该点引起的振动。如果光的独立传播定律成立,则当两列(或多列)光波同时存在

时,在它们交叠区域内每点的光振动是各波列单独存在时,在该点产生光振动的合成,即

$$E(\mathbf{r}, t) = E_1(\mathbf{r}, t) + E_2(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (1.12)$$

这就是光的叠加原理(principle of superposition of light),这一原理是以下各章的理论基础。光的独立传播原理和叠加原理的成立是有条件的。这条件一是媒质,二是波的强度。如果光强很强,例如电场强度高达 10^{12} 伏/米的激光,或者光强并不很强,但通过了变色玻璃这样的介质时,会出现违背叠加原理的现象。称违反叠加原理的现象为“非线性效应”。一般情况下,我们假定介质是线性的,光服从叠加原理。

二、光波的干涉与相干条件

上面讨论的是光振动瞬时值的叠加问题,而实际中往往更关心光强的叠加,因为大多数接收器件(包括我们的眼睛)响应的是光的强度。波的叠加原理并不意味着两列波交叠时强度一定相加,但可以由它导出强度的合成规律。

如图 1-1 所示,设有两列光波分别从点光源 S_1 和 S_2 发出,经过 r_1 和 r_2 传播到空间任一点 P 。

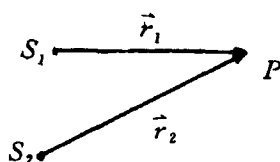


图 1-1 两列波的叠加

这两列波在 P 点的光矢量分别为

$$E_1(\mathbf{r}_1, t) = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 r_1 + \varphi_{01})$$

$$E_2(\mathbf{r}_2, t) = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 r_2 + \varphi_{02})$$

它们的叠加可用矢量图解法或复数法,这里我们采用复数法。设:
 $E_1(\mathbf{r}_1, t) \parallel E_2(\mathbf{r}_2, t), \omega_1 = \omega_2$ 。写出对应的复振幅

$$\tilde{E}_1(\mathbf{r}_1) = A_1 e^{i(k_1 r_1 - \varphi_{01})}$$

$$\tilde{E}_2(\mathbf{r}_2) = A_2 e^{i(k_2 r_2 - \varphi_{02})}$$

两者的合成为

$$\tilde{E}_p(\mathbf{r}) = \tilde{E}_1(\mathbf{r}_1) + \tilde{E}_2(\mathbf{r}_2) = A_1 e^{i(k_1 r_1 - \varphi_{01})} + A_2 e^{i(k_2 r_2 - \varphi_{02})}$$

光强度正比于振幅的平方,或复振幅与其共轭的乘积,于是

$$\begin{aligned} I_p &= \tilde{E}_p \cdot \tilde{E}_p^* \\ &= [\tilde{E}_1(\mathbf{r}_1) + \tilde{E}_2(\mathbf{r}_2)][\tilde{E}_1^*(\mathbf{r}_1) + \tilde{E}_2^*(\mathbf{r}_2)] \\ &= A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \left[e^{i(k_1 r_1 - \varphi_{01}) - i(k_2 r_2 - \varphi_{02})} \right. \\ &\quad \left. + e^{-i(k_1 r_1 - \varphi_{01}) + i(k_2 r_2 - \varphi_{02})} \right] \end{aligned}$$

$$\text{即} \quad I_p = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (1.13)$$

式中 $I_1 = A_1^2$ 和 $I_2 = A_2^2$ 分别是两列波单独在场点 P 处的光强度, $\delta = (k_1 r_1 - k_2 r_2) - (\varphi_{01} - \varphi_{02})$ 是两光波在 P 点的相位差。式(1.13)告诉我们,两波叠加时,在一般情况下,强度不能直接相加,即

$$I_p \neq I_1 + I_2,$$

在 $\cos \delta > 0$ 的地方, $I_p > I_1 + I_2$; $\cos \delta < 0$ 的地方, $I_p < I_1 + I_2$ 。换句话说,光波的叠加引起了强度的重新分布。这种现象叫做光波的干涉(interference)。式(1.13)中 $2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$ 一项称为干涉项(interference term)。

对于光波来说,干涉项的效应并不是在任何条件下都能显示出来的。因为光波的振源是微观客体, δ 经常是极不稳定的,它的数值在 0 到 2π 之间迅速变化着,从而使 $\cos \delta$ 的时间平均值为 0 , 干涉项为零。所以,保证相位差 δ 稳定,是干涉现象能够被观察或检验到的重要条件之一。

如图 1-2, 设 $E_1(\mathbf{r}_1, t) \perp E_2(\mathbf{r}_2, t)$, 则有下列关系

$$E_p^2 = E_1^2(\mathbf{r}_1, t) + E_2^2(\mathbf{r}_2, t)$$

$$I_p = I_1 + I_2$$

即不存在干涉效应。

从上面的讨论,我们可以总结出,产生干涉的必要条件(即相干条件)有三条:

- (1) 频率相同;
- (2) 振动方向相同;
- (3) 相位差 δ 恒定。

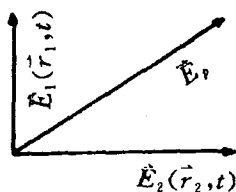


图 1—2 两矢量互相垂直

对于微观客体发射的光波来说,这三条并非处于同等地位,第三条是最需要研究的问题。下面来讨论它。光是由光源中多个原子、分子等微观客体发射的。微观客体的发光过程是一量子过程,很难用一个简单的图像描绘清楚。粗略地说,原子或分子每次发射的光波波列都是有限长的,波列的长度与它们所处的环境有关,如果发射光波的原子或分子受到其他原子或分子的作用越强,发射过程受到的干扰越大,波列就越短。不过,即使在非常稀薄的气体中相互作用几乎可以完全忽略的情况下,它们发射的波列持续的时间 τ_0 也不会大于 10^{-8}s ,相应的长度小于米的量级。微观客体的发光过程有:自发辐射和受激辐射。普通光源(即非激光光源)的发射过程以自发辐射为主。这是一种随机过程,每个原子或分子先后发射的不同波列,以及不同原子或分子发射的各个波列,彼此之间在振动方向和相位上没有什么联系。因此,许多断续的波列,持续时间比通常探测仪器的响应时间短得多,振动方向和相位是无规的。这就是普通光源的基本特征。对于任意两个普通光源(或同一光源的两个不同部分)发出的光波,由于相位差 δ 不固定, $\cos\delta$ 的数值在 ± 1 之间迅速地改变着,人们观察到的是它的时间平均值 $\overline{\cos\delta}$ 。在相位变化完全无规则的情况下, $\overline{\cos\delta} = 0$, 从而(1.13)化为

$$I_p = I_1 + I_2$$

这时我们说,这两个光源是非相干的,它们的强度非相干叠加。为了从普通光源得到满足相干条件的两列光波,必须采用特殊的设计,从而得到具有固定初相位差($\varphi_2 - \varphi_1$)的相干光源 S_1 和 S_2 。通常是将一个普通光源所发出的一束光,采用某些办法使其通过两个不同的光路变成为两束光,再让它们实现相干叠加。大体来说,所采用的办法有分波面(wavefront splitting interference)和分振幅(amplitude splitting interference)两类。由于激光(laser)光源中所有发光原子和分子都是步调一致地动作的,因此发出的光具有高度的相干性。从激光光束中任意两点引出的光都是相干的,不必采用上述办法就可以观察到光的干涉现象。

三、光程和光程差

光线在真空中传播距离 $\overline{QP}$ 所需的时间为

$$t = \frac{\overline{QP}}{c}$$

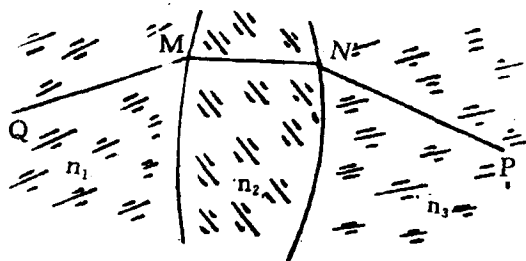


图 1-3 光程

当光线经过几种不同媒质时(图 1-3),由 Q 经 M、N 直到 P 所需的时间为

$$t = \sum_i \frac{\Delta l_i}{v_i} = \sum_i \frac{n_i \Delta l_i}{c} = \frac{L}{c} \quad (1.14)$$

$$\text{其中} \quad L = \sum_i n_i \Delta l_i \quad (1.15)$$

称为光程,它是光所经过介质的折射率 n_i 与相应的几何路程 Δl_i 的乘积之和。由上式可以看出,光程表示在相同的时间内光在真空中所通过的路程。即 $L = ct$ 。换言之,光程这个概念可将光在介质中所走过的路程,折算为光在真空中的路程,这样便于比较光在不同介质中所走过路程的长短。显然,光走过相同的光程所需要的时间是相同的。

在式(1-13)中,设 $\varphi_1 = \varphi_2$,则到达 P 点的两列光波之间的相位差为

$$\begin{aligned} \delta &= k_1 r_1 - k_2 r_2 = \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 r_1 - n_2 r_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \end{aligned} \quad (1.16)$$

其中 $\Delta L = n_1 r_1 - n_2 r_2$ 为到达 P 点的这两列波之间的光程差, λ 为该频率光波在真空中的波长,它分别是在介质中实际波长 λ_1 和 λ_2 的 n_1 和 n_2 倍。由此可见,在讨论干涉现象时,若象上式那样把干涉项中的波长都改用真空中的波长,介质的特征和几何路程所带来的相位差用光程差来表示,则可以使问题处理起来简单明了。

下面,我们简单说明光波通过薄透镜传播时的光程情况。几何光学告诉我们,从实物发出的不同光线,经不同路径通过透镜能会聚成一个明亮的实像。这说明从物点到像点,各光线经历相同的相位差,也就是经历相等的光程。例如图 1—4 中, S 是放在透镜主轴上的点光源, S' 是 S 经透镜所成的实像。图中表明: (1) 从 S 发出的球面波波面到达 CA 位置处, 光线 SA 和 SC 是等光程的; (2) 光线 SA 通过透镜到达 B, 在相同时间内, 光线 SC 则在透镜上 E、F 两点处相继折

射而到达 D , 几何路程 $CEFD$ 虽较 AB 为长, 但两者的光程相等; (3) 之后, 球面波波面从 BD 逐渐会聚到达像点 S' , 光线 BS' 和 DS' 也是等光程的。又如图 1—5a 中, 点光源 S 放在透镜 L_1 的主焦点 F_1 处, 光线通过透镜 L_1 后成为平行光。这束平行光恰好平行于透镜 L_2 的

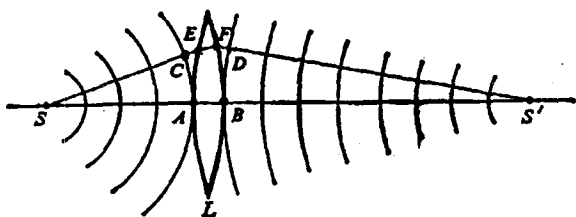


图 1—4 物点像点间所有光线等光程

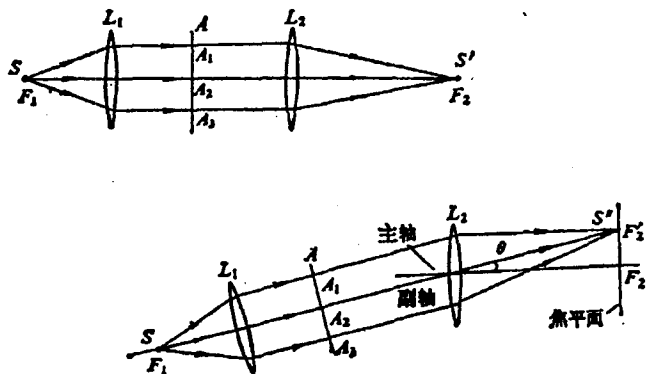


图 1—5 平行光经透镜会聚时的光程情况

主轴, 因此通过透镜 L_1 后会聚的像点 S' 位于透镜 L_2 的主焦点 F_2 处。现取垂直于平行光线的某一波面 A , 显然, 从这一波面上的 A_1 、 A_2 、 A_3 ... 各点到 S' 的光线 A_1S' 、 A_2S' 、 A_3S' ... 都是等光程的。设如图

1-5b 所示,由透镜 L_1 处射来的平行光斜射到透镜 L_2 上,由于这束平行光是平行于与 L_2 主轴成 θ 角的副轴,所以通过透镜 L_2 后会聚的像点 S'' 将位于该副轴上的副焦点 F'_2 处。在这种情况下,从波阵面上的 $A_1, A_2, A_3 \dots$ 各点到 S'' 的光程也都是相等的。观察光的衍射和干涉现象时,透镜是常用的光学元件,在某些装置中甚至是必须的。从上述说明可知,透镜的使用可改变光波的传播情况,但对各光线不造成附加的光程差。

§ 1.3 分波面干涉

一、杨氏实验

杨氏(T. Young, 1773—1829)在 1801 年最先得到两列相干的光波,并且最早以明确的形式确立了光波叠加原理,用光的波动性解释了干涉现象。这一实验的历史意义是重大的。杨氏实验的装置如图 1-6 所示,他用强烈的单色光照射到开有小孔 S 的不透明屏上,后面置有另一块屏,开有两个小孔 S_1 和 S_2 。杨氏实验所依据的是惠更斯于 1678 年提出的关于波面传播的原理,称为惠更斯原理(Huygens' principle)。该原理指出:波面上每一面元都可以看成是发出球面子波的波源,而这些子波面的包络面就是下一时刻的波面。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个光源 S 上而来的,所以永远有一定的相位关系(如果 S_1 和 S_2 位于由 S 发出的光源的同一个波面上,那么它们永远有相同的相位,即 $\varphi_1 = \varphi_2$, S_1 和 S_2 就成为两个相干光源。在较远的接收屏上观察到一组干涉条纹。为了提高干涉条纹的亮度, S, S_1 和 S_2 常用三条互相平行的狭缝代替。在激光出现以后,利用它的相干性和高亮度,直接用激光束照射双孔,就可以在屏幕上获得一套明显的干涉条纹(interference fringe)。