

机械工业出版社

MECHANICAL ENGINEERING HANDBOOK

第二版

机械工业出版社

第10篇

光 学

主编单位 北京理工大学

编写单位 北京理工大学

主 编 于美文

编 写 人 于美文 范少卿 陈晃明

主 审 盛尔镇

常用符号表

B ——亮度 (cd/m^2)	p ——动量 ($\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}$)
c ——光在真空中的速度 (m/s)	R ——曲率半径 (mm, m)
E ——照度 (lx , $1\text{lx}=1\text{lm}/\text{m}^2$)	全息术中参考光波
原子或分子的能级 (eV)	r ——振幅反射系数
E_0 ——电磁波的振幅 (V/m)	T ——周期 (s)
e ——电子	温度 ($^{\circ}\text{C}$)
F ——透镜的物方焦点	TEM——激光的横模
光通量 (lm)	t ——振幅透射系数
F' ——透镜的像方焦点	时间 (s)
f ——光波的时间频率 (Hz)	v ——光在各向同性介质中的位相速度 (m/s)
透镜的物方焦距 (mm)	v_e ——晶体中非常光的位相速度 (m/s)
f' ——透镜的像方焦距 (mm)	v_o ——晶体中寻常光的位相速度 (m/s)
H ——透镜的主点	Y ——物高 (mm)
磁场强度	Y' ——像高 (mm)
全息图	α ——轴向放大率
曝光量 ($\text{mJ}/\text{mm}^2, \text{J}/\text{m}^2$)	β ——垂轴放大率
h ——普朗克常数	γ ——角放大率
I ——光强度 (W/m^2)	Δ ——光程差 (nm)
i_1 ——入射角	ζ —— z 轴方向的空间频率 ($1/\text{mm}$)
i_2 ——折射角	η —— y 轴方向的空间频率 ($1/\text{mm}$)
i_1' ——反射角	全息图的衍射效率
K ——波数, $K=1/\lambda$	量子效率
k ——圆波数, $k=2\pi/\lambda$	Λ ——干涉纹极值面间距
m ——质量 (g)	λ ——光的波长 (nm)
n ——折射率	ν ——空间频率 ($1/\text{mm}$)
n_e ——非常光折射率	ξ —— x 轴方向的空间频率 ($1/\text{mm}$)
n_o ——寻常光折射率	ρ ——反射率
n_F ——晶片快轴方向折射率	Σ ——面积 (mm^2)
n_S ——晶片慢轴方向折射率	τ ——透射率
O ——全息术中物光波	能级寿命、弛豫时间、相干时间 (s)
P ——偏振片	φ ——位相
偏振片的振动方向或振动面	φ_0 ——初位相
偏振度	

第 1 章 光的基本性质^{[1][5]}

光是一种物质,具有波动性和粒子性。同其他波动一样,光波有干涉现象和衍射现象;作为矢量波,光波有偏振现象。在光的发射和接收中,光又以量子——光子的形式出现。同其他实物粒子相似,光子有能量、质量和动量。研究光在传播过程中的现象,主要利用光的波动图象;讨论光和物质相互作用时,主要利用粒子性概念,特别是涉及光和物质微观粒子电子、原子等的直接作用时,必须采用光子概念。

1 光波和光子

1.1 光波

光波是一种电磁波,是按波动方式传播的交变电磁场。描述平行光沿 s 方向传播的平面波波函数(又称波函数)为

$$E = E_0 \cos[2\pi(t/T - r \cdot s/\lambda) + \varphi_0] \quad (10.1-1)$$

或

$$E = E_0 \cos(\omega t - k \cdot r + \varphi_0) \quad (10.1-2)$$

式中 E ——光波的电场强度,也称光振动、光矢量(V/m);

E_0 ——振幅(V/m);

t ——时间(s);

T ——时间周期(s);

r ——点的空间位置矢量;

s ——传播方向单位矢量;

λ ——空间周期,称为波长(nm);

φ_0 ——初位相;

f ——时间频率(Hz), $f = 1/T$;

ω ——时间角频率, $\omega = 2\pi f$;

k ——空间角频率, $k = 2\pi/\lambda$;

ν ——空间频率(1/mm)。

为计算方便,式(10.1-2)可用复数表示

$$E = E_0 e^{j(\omega t - k \cdot r + \varphi_0)} \quad (10.1-3)$$

因光波均为时间谐振波,可写成

$$E = A(r) e^{j\omega t} \quad (10.1-4)$$

$$A(r) = E_0 e^{-j(k \cdot r - \varphi_0)} \quad (10.1-5)$$

式中 $A(r)$ ——复振幅。

光强度 I 与振幅平方成正比,单位是 W/m^2 ,计算时用下式

$$I = \epsilon_0 E_0^2 / 2 \propto E_0^2 = AA^* \quad (10.1-6)$$

式中 ϵ_0 ——真空中的介电常数。

光波是横波,光矢量的电振动 E 、磁振动 H 和传播方向 s 三者互相垂直并有右手定则关系,见图 10.1-1。

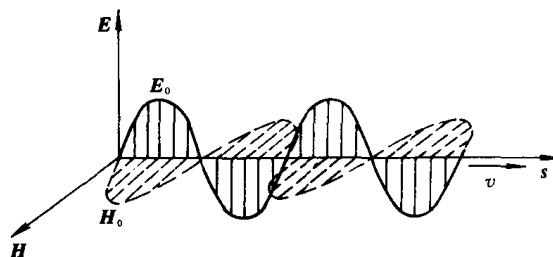


图 10.1-1 电磁波

H_0 ——磁波振幅 v ——电磁波传播速度

光波包括红外线、可见光和紫外线三个部分,是电磁谱中一个波段,见图 10.1-2。

真空中的光速 c 约为 $3 \times 10^8 m/s$,按 1973 年 10 月国际度量衡委员会(CIDM)建议采用

$$c = 29979245.2 m/s$$

1.2 光子

光子同电子、质子等物质微观粒子相似,有能量、质量和动量,不同的是静质量等于零。

1. 光子的能量 E $E = h\nu$, h 为普朗克常数, ν 为光的时间频率。

2. 光子的质量 m $m = h\nu/c^2$, c 为真空中的光速。光子的静质量为零,这是它的特点。 $m = E/c^2$,说明光子的质量和能量可以互相转化,在电子对碰撞湮灭中,两个电子消失,得到沿相反方向传播的两个光子。

3. 光子的动量 p $p = mc = Ec = h/\lambda$,光照射物体时产生光压就表明光子有动量。

当光和其他物质相互作用时,如光电效应、光化学效应、光的吸收和放大、光的散射等现象中,能量的交换都是以光子的形式进行。必须满足能量和动量守恒定律。

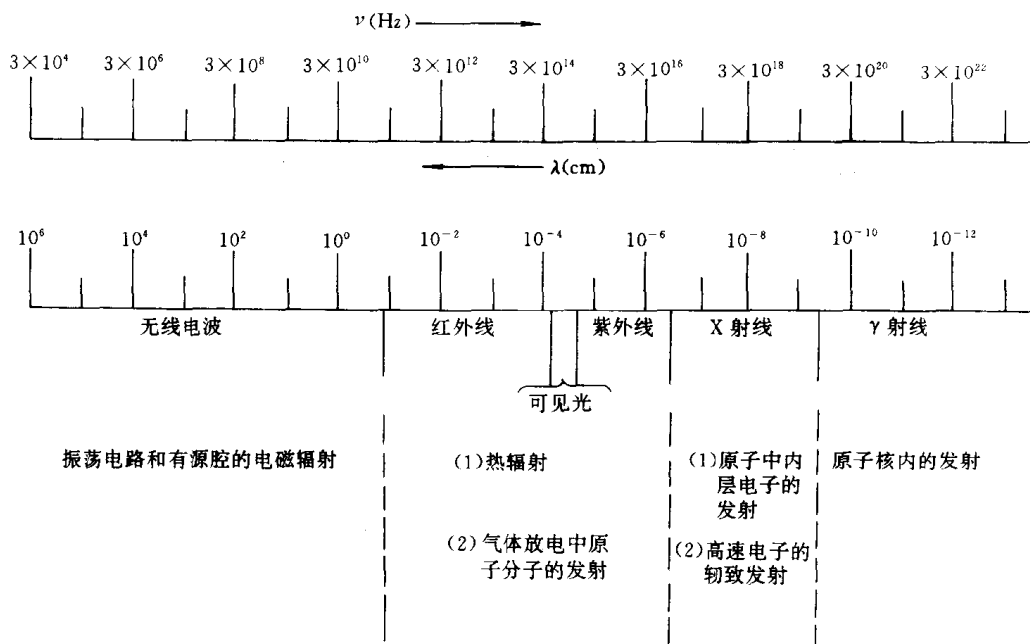


图 10-1-2 电磁波谱及发射源

1.3 光的二象性和统计解释

光具有粒子图象和波动图象的特性，称其为光的二象性，这是一切微观粒子都具有的共性。只是在不同的情况下，由一种特性占主导地位。在电磁波谱中，低频部分表现为波动现象，高频部分表现为粒子现象；而在光波波段中，两种特性共同有效，必须同时考虑。在实际的光学现象中，这两种图象的结果明显的不调和，这是因为人们企图用宏观形象来说明微观事物，并非微观粒子的波动和粒子特性有什么矛盾。

对波函数的统计解释可以把波粒二象性统一起来。从波动性看，波函数的模平方表示光的强度；从粒子性看，则表示光子出现的几率密度，即光子的统计平均分布表现出光的波动性质。不同的是—般物质粒子的波（物质波）是几率波，而光波不仅是几率波，它还有电磁性质（电磁波）。

2 光的传播

2.1 光的传播和波形

从一个点光源发出的光波，在各向同性、均匀介质中以相同速度向四周传播。位相相同的各点连接成的面称为等相面或波面。对我们在某一时刻研究的那个波面又称波前。现在“波前”概念已推广，泛指人们研究的光波场中的任一平面（或曲面）。此时波前上光波的振幅和位相不再是常数，而是一个二维（或三维）的

复振幅分布，称为波前函数。

一个点光源的光波波面是一些同心球面，见图 10-1-3 所示，这个光波称为球面波。如果选用球坐标，坐标原点放在点光源处，则球面波的波函数写成

$$E = \frac{E_0}{r} e^{i(\omega t - kr - \varphi_0)} \quad (10-1-7)$$

通常用透镜将球面波变成平面波。

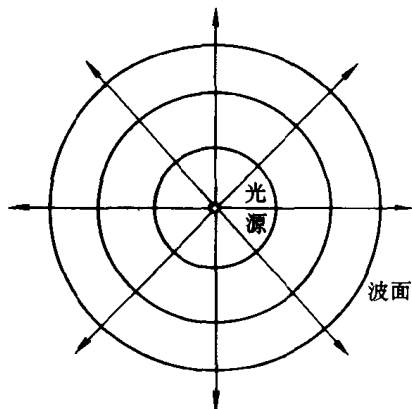


图 10-1-3 光波波面

根据波动过程的运动规律，波面是以子波叠加形式传播的，即将波面上一点的光振动看作子波源，它向周围发射子波，新的波前上一点的光振动是来自各点的子波的叠加，称为惠更斯（Huygens）波前原理。如图 10-1-4 所示，以波面 Σ 上各点为球心的半径相同的小球面表示子波，子波的包络面组成新的波前 Σ' ，新波前的法线方向代表光波的传播方向。

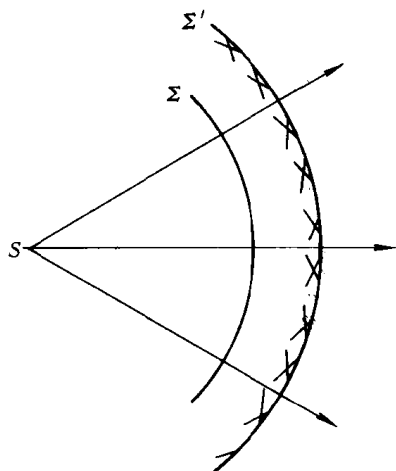


图 10.1-4 惠更斯波前原理

在几何光学中,把光看作传输能量的几何线,称为光线。在各向同性、均匀介质中,光线是直线,并和波面法线同向,光线方向表示光波传播的方向。

如果光在传播中遇到障碍,则波前以子波形式传播的特点就显示出来。如在波前处安放一开有小孔的屏B,则在观察屏P上呈现亮暗相间的环纹,这种现象称为光的衍射(图10.1-5)。

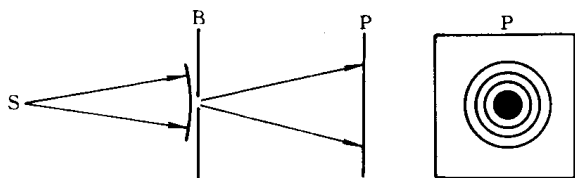


图 10.1-5 光的衍射现象

光在传播过程中的另一重要现象是干涉现象。在一定条件下,两束以上相干光波相遇,由于有位相差异,光振动将相加或相减,因而形成亮暗相间的干涉条纹。

2.2 光的反射和折射

光在传播中遇到两种不同介质的分界面时将分为两部分:一部分光波反回原来的介质,此为光的反射现象;一部分进入另一介质,传播方向也有变化,此为光的折射现象。

2.2.1 反射定律

反射现象有如下的规律:

(1) 反射光线在入射面内(入射光线与分界面法线组成的面称为入射面)。

(2) 反射角 i_1' 和入射角 i_1 大小相等,位于分界面法线两侧,见图10.1-6,即有 $i_1' = i_1$ 。

反射定律可以用惠更斯波前原理证明。如图10.1-6所示, S 为分界面。平面波 Σ_1 (波面垂直图平面) 在介质1中以速度 v_1 传播。在某一时刻与分界面相遇于 O 点,经时间 dt 后, Σ_1 的 B 点与 S 相遇于 B' 点。以 $r_1 = v_1 t$ 为半径,以 O 点为中心,在介质1中作半球面。过 B' 点作此半球面的切面即为反射光波的波面 Σ' , 连接切点和 O 点即得反射光线。根据三角形 $OB'B$ 和 $B'OA$ 全同,即可证明反射定律。

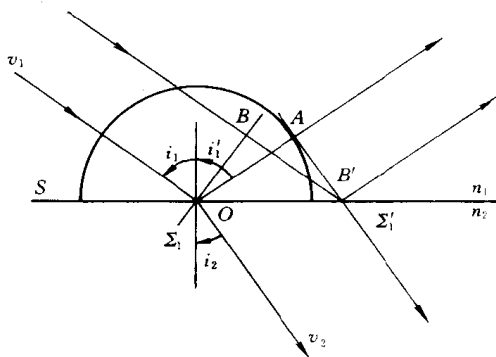


图 10.1-6 光的反射

2.2.2 折射定律

折射现象有下述规律:

(1) 折射光线在入射面内。

(2) 入射角的正弦和折射角的正弦之比为常数,见图10.1-6,即

$$\sin i_1 / \sin i_2 = v_1 / v_2 = n_2 / n_1 = n_{21} \quad (10.1-8)$$

式中 n_1 、 n_2 ——光波在介质1、2的绝对折射率;

n_{21} ——介质2对介质1的相对折射率。

绝对折射率等于光在真空中的速度 c 与在介质中的速度 v 之比,即 $n = c/v$ 。

2.2.3 反射率和透射率

反射光与入射光的强度之比称为反射率 ρ ; 折射光与入射光的强度之比称为透射率 τ 。 ρ 和 τ 的大小与 i_1 和 i_2 有关,用菲涅耳(Fresnel)公式表示。当正入射($i_1 = 0$)或入射角很小时,有

$$\rho = (1 - n)^2 / (1 + n)^2 \quad (10.1-9)$$

$$\tau = 4n / (1 + n)^2 \quad (10.1-10)$$

在一般情况下

$$\rho_p = \tan^2(i_1 - i_2) / \tan^2(i_1 + i_2) \quad (10.1-11)$$

$$\rho_s = \sin^2(i_1 - i_2) / \sin^2(i_1 + i_2) \quad (10.1-12)$$

$$\tau_p = \sin^2 i_1 \sin^2 i_2 / \sin^2(i_1 + i_2) \cos^2(i_1 - i_2) \quad (10.1-13)$$

$$\tau_s = \sin^2 i_1 \sin^2 i_2 / \sin^2(i_1 + i_2) \quad (10.1-14)$$

式中 下角标 p ——光振动方向平行于入射面；

下角标 s ——光振动方向垂直于入射面。

由式 (10.1-11) 和式 (10.1-12) 可知, 当 $i_1 + i_2 = \pi/2$ 时, $\rho_p = 0$, $\rho_s \neq 0$ 。即不管入射光如何, 此时反射光中没有光振动方向在入射面内的反射光, 而只有振动方向垂直于入射面的线偏振光。利用折射定律, 可知满足 $i_1 + i_2 = \pi/2$ 的入射角 i_0 有

$$\tan i_0 = n_{21} \quad (10.1-15)$$

上式又称布鲁斯特 (Brewster) 定律。 i_0 称为起偏角或布鲁斯特角。

2.2.4 全反射现象

两种介质界面上的反射率和透射率的大小与入射角有关, 如果光由光密介质进入光疏介质 ($n_1 > n_2$), 则有 $i_2 > i_1$ 。当 i_1 增大到某一角度 i_c 时, 折射角 $i_2 = \pi/2$, 由式 (10.1-11) 和式 (10.1-12) 得 $\rho_p = |\rho_s| = 1$, 即光全部反射。在 $i_1 \geq i_c$ 时, 光全部反射的情况称为全反射现象, 见图 10.1-7。 i_c 称为全反射的临界角, 由折射定律可得

$$\sin i_c = n_{21} \quad (10.1-16)$$

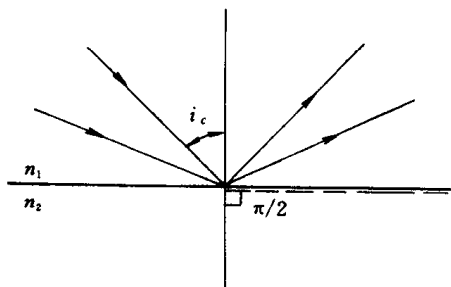


图 10.1-7 全反射

3. 分子光学现象

光波在介质中传播时, 除了光的传播速度与真空中不同外, 还有物质对光的其他重要影响。如发生了光的吸收、散射和色散等现象。说明这些现象要考虑物质粒子——分子、原子等作为电荷体系在光波电磁场中的作用, 所以这些现象又称为分子光学现象。

3.1 光的吸收

光在介质中传播时, 由于光和介质交换能量 (光能

变为分子的动能——热能、分子的内能、辐射能或自由电子的动能等), 使光的强度不断减弱, 称此为光的吸收现象。因为光的吸收, 光强按指数规律衰减:

$$I = I_0 e^{-Kl} = I_0 e^{-I_0 d} \quad (10.1-17)$$

式中 I_0 ——光进入介质时的强度 (图 10.1-8);

I ——在介质中经过厚度 l 后的强度;

K ——吸收系数 ($1/m$);

d ——透入深度, $d = 1/K$ 。

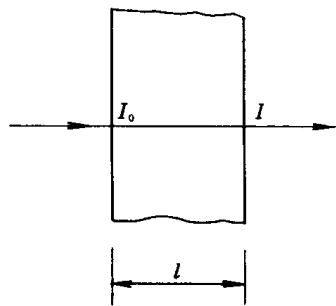


图 10.1-8 光的吸收

透入深度指光强减弱 $1/e$ 时所经过的物质厚度。例如水对红光的 $K = 2.4 m^{-1}$, 则 $d = 0.42 m$ 。

在电导率 $\sigma \neq 0$ 的金属中存在自由电子, 电子容易在光波场随光的频率振动, 吸收是共振性的, 所以导体对光有强烈吸收。此时 K 和 d 可写成

$$K = 4\pi\chi/\lambda$$

$$d = \lambda/4\pi\chi$$

式中 χ ——导体的消光系数;

λ ——入射光的波长。

对大多数金属, χ 值在 $1 \sim 5$ 之间, 可知在金属中光波的进入深度小于 0.1λ 。

对于不同频率的光, 介质的吸收是有选择性的, 即 $K = K(\nu)$ 。每一种材料都有自己本征的吸收光谱区 (波段)。这是由组成各种材料的微观粒子的量子化状态和能量决定的, 因为吸收是共振性的。

3.2 光的色散

不同频率的光在同一介质中传播时有不同的速度, 因而有不同的折射率。一种介质的折射率大小与波长有关, 在介质界面上折射时, 不同颜色 (波长) 的光会分散开, 故称光的色散现象。对介质的透明波段 (吸收系数很小的波段), 色散公式为

$$n = a + b/\lambda^2 + c/\lambda^4 + \dots \quad (10.1-18)$$

式中 λ ——光在真空中的波长;

a 、 b 、 c 、 $\dots$ ——常数。

近代光的色散概念已推广:泛指光学现象中,凡物理量与光的频率(或真空中波长)有关,均称该物理量有色散。折射率与波长有关,称为光的折射色散。比较重要的光的色散还有:干涉色散(干涉条纹间距、干涉级次等与波长有关),衍射色散(衍射角、衍射光斑线度等与波长有关),旋光色散(物质旋光系数与波长有关),吸收色散和晶体二向色性(晶体对两个振动方向光矢量的吸收色散不同)等。

3.3 光的散射

光在介质中传播时光束会弥散,有一部分光能向四方散射,这称为光的散射现象。弥散的无确定方向的光称为散射光。人们在侧面能看到光束径迹,就是观察到散射光。散射现象普遍存在。一种是光通过浑浊介质(如雾、有灰尘空气、浑水、乳状液体等),此时介质不均匀、有很强的散射光,散射光强与杂质浓度有关,这种浑浊介质的散射又称丁达尔(Tyndall)效应。另一种情形,即便介质很纯(或杂质颗粒很小,远小于波长),也有散射光,这是由于热运动引起分子密度不均匀导致介质不均匀。这种散射光很弱,称为分子散射。分子散射的规律是:

(1) 散射光强度与波长的四次方成反比;

$$I \propto 1/\lambda^4$$

这一规律又称瑞利(Rayleigh)散射定律,分子散射也称为瑞利散射。

(2) 散射光的强度和光振动方向与入射光振动方向和散射角 φ 有关(图10·1-9)。将入射光和散射光的传播方向组成的平面称为散射面。当入射光振动垂直于散射面时,散射光振动也垂直于散射面,散射光强度为

$$I_s = I_{\pi/2}$$

与散射角 φ 无关。

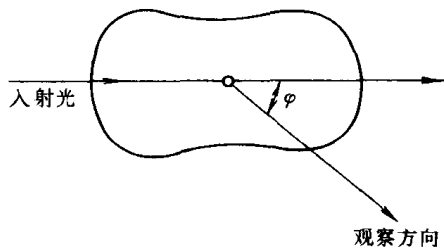


图10·1-9 光的散射

入射光振动平行于散射面时,散射光振动也在散射面内,在散射角为 φ 的方向上散射光强度为

$$I_p = I_{\pi/2} \cos^2 \varphi$$

如果入射光是自然光,则散射光强为

$$I = I_{\pi/2} (1 + \cos^2 \varphi) \quad (10\cdot1-19)$$

此时散射光一般为部分偏振光。只在 $\varphi = \pi/2$ 的方向上 $I_p = 0$,散射光为振动方向垂直散射面的线偏振光。

4 光的偏振性

光波是电磁波,必然是横波,即光振动方向与传播方向垂直。由光矢量方向和传播方向组成的平面称为光的振动面。研究光的偏振状态就是分析光在传播过程中振动方向的变化。

4.1 偏振光

光矢量振动方位确定不变(见图10·1-1)或有规则地变化的光波称为偏振光。如果是平面偏振波,取传播方向沿 z 轴,光矢量 E 在直角坐标内的波函数可以写成

$$E_x = E_{0x} \cos(\omega t - kz - \varphi_{0x})$$

$$E_y = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \varphi_{0y})$$

$$E_z = 0$$

光矢量的方向性(振动方向在时、空点上的变化)可以在 xoy 平面内描述。上式中消去位相 $(\omega t - kz)$ 得到光矢量端点 (E_x, E_y) 轨迹在 xoy 平面内的投影曲线。

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (10\cdot1-20)$$

$$\varphi = \varphi_{0y} - \varphi_{0x}$$

式中 φ ——两个分振动的初位 φ_{0y} 和 φ_{0x} 之差。

从上式可以看到偏振光的几个形态:

(1) 线偏振光。如果 $\varphi = 0, \pm\pi, \pm2\pi, \dots$, 得到

$$E_y = \pm (E_{0y}/E_{0x}) E_x$$

这是斜率 $\tan \theta = \pm E_{0y}/E_{0x}$ 的直线,表示光矢量 E 在 xoy 平面上有确定不变的方位(图10·1-10a),不随时、空改变,即振动面是方位不变的平面(图10·1-10b)。这种偏振光称为线偏振光或平面偏振光。

(2) 圆偏振光。如果 $\varphi = \pm\pi/2, E_{0y} = E_{0x} = E_0$, 得到

$$E_x^2 + E_y^2 = E_0^2$$

这是半径为 E_0 的圆,表示光矢量端点的时、空轨迹在 xoy 平面上投影是一个圆。光波在传播中位相每变化 2π ,即光波沿 z 轴传播一个波长 λ 或光振动随时间变化一个周期 T , E 即转动一周(图10·1-11)。这种偏振光称为圆偏振光,规定迎着光线传播方向观察,光矢量顺时针转动的称为右旋圆偏振光(条件: $\sin \varphi > 0$);逆时针转动的称为左旋圆偏振光($\sin \varphi < 0$)。

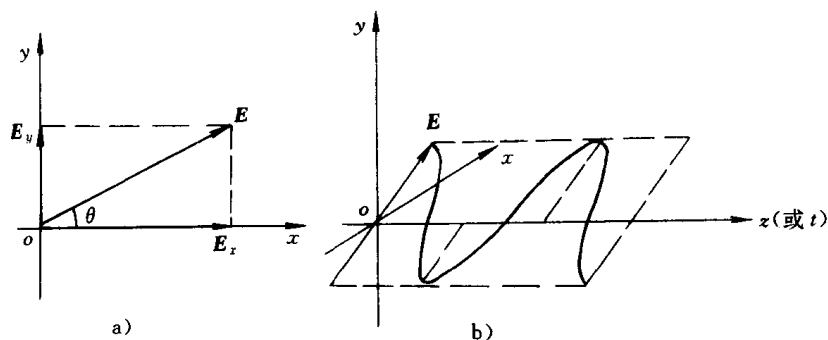


图 10·1-10 线偏振光

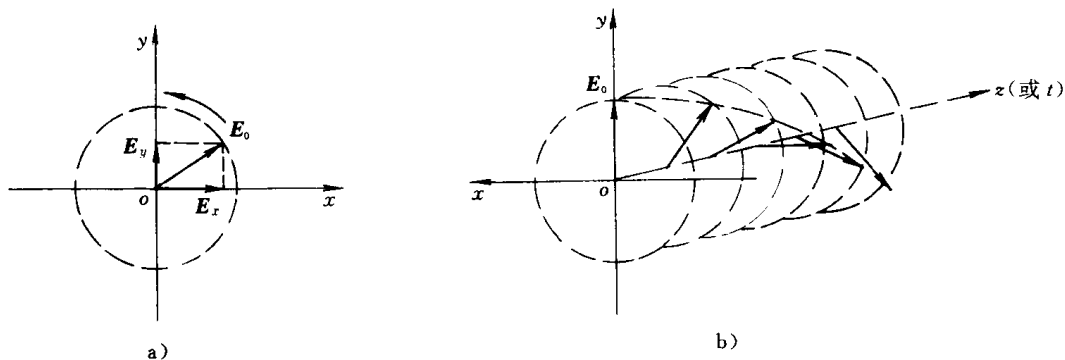


图 10·1-11 圆偏振光

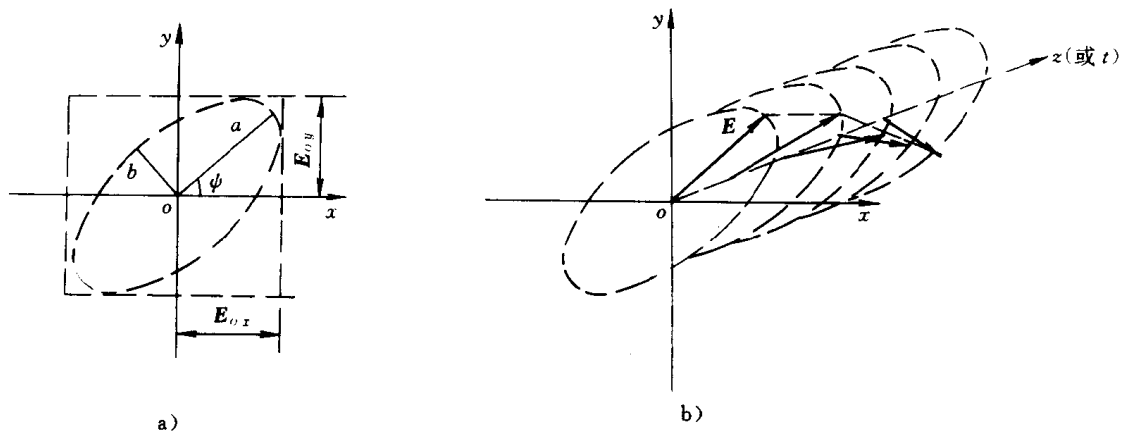


图 10·1-12 椭圆偏振光

(3) 椭圆偏振光 一般情况下, 式 (10·1-20) 表示 xoy 平面上的曲线是椭圆, 这种偏振光称为椭圆偏振光 (图 10·1-12)。椭圆偏振光也有右旋和左旋两种, 条件也和圆偏振光中一样。椭圆的长短轴 a 、 b 和方位角 ψ 由下式给出:

$$\begin{aligned} a^2 + b^2 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ ab &= E_{0x} E_{0y} \sin\varphi \\ \tan 2\psi &= 2E_{0x} E_{0y} \cos\varphi / (E_{0x}^2 - E_{0y}^2) \end{aligned}$$

4·2 自然光和偏振光

自然光是无数振动方向不同的线偏振光的组合。

任一种光源都有大量的原子或分子发光, 每一个原子或分子发射的光波列都是线偏振的, 但各波列的大小、振动方向和初位相无一定关系。所在光波场的任一时、空点上, 光矢量的振动方向都是无规则变化的。从统计平均看, 光矢量在各个方位上的几率相同, 大小相等 (图 10·1-13a)。这时自然光常用图 10·1-13a 表示。为了研究方便, 在垂直传播方向的 xoy 平面内总可以把每一个光矢量用它的 x 、 y 两个分量表示, 则自然光也可以用总的 E_x 和 E_y 表示, 并且 $E_x = E_y$, 此处表示自然光的两个光矢量 E_x 和 E_y 无任何位相关系, x 轴和 y 轴方位也是任选的。亦即, 自然光可以看作是两个大小

相等, 振动方向相互垂直的独立的线偏振光之和 (图 10·1-13g)。

如果 xy 平面上光矢量的大小有了变化, 不再是所有方位上一样, 但振动方向仍是无规则的。自然光通过折射、反射等过程, 可能产生这种变化。这样的光波

称为部分偏振光, 如图 10·1-13h) 所示。引入偏振度 P 表示光波的偏振程度:

$$P = |(I_x - I_y) / (I_x + I_y)|$$

对自然光, $I_x = I_y$, $P = 0$; 对线偏振光, $I_x = 0$ 或 $I_y = 0$, $P = 1$; 这部分偏振光, $I_x \neq I_y$, $0 < P < 1$ 。

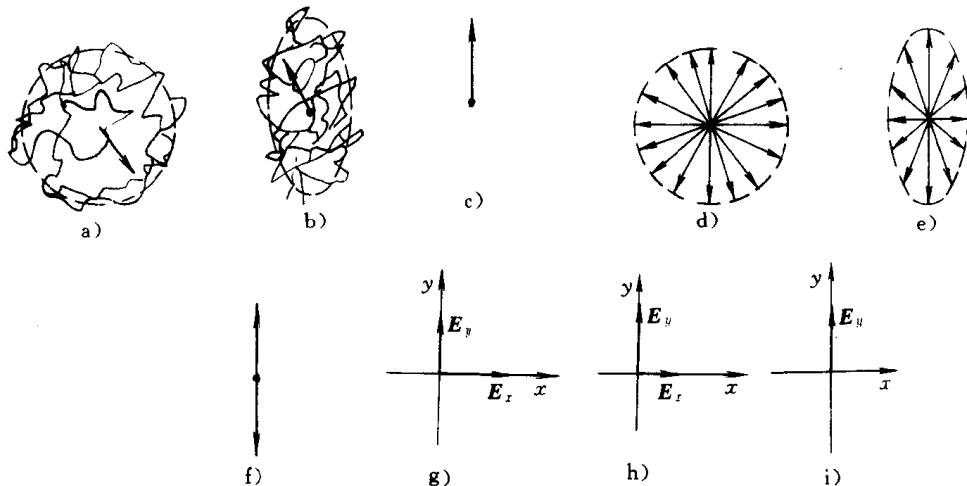


图 10·1-13 自然光、部分偏振光、线偏振光的各种描述

a)、b)、c) 表示光振动的瞬时状态 d)、e)、f) 表示光振动的时平均状态
g)、h)、i) 是用 x , y 方向的分量表示法。从纵向看 a)、d)、g) 表示自然光
b)、e)、h) 表示部分偏振光 c)、f)、i) 则表示线偏振光

第2章 几何光学^{[1][7]}

几何光学是在假定光波波长趋于零的近似条件下, 把光能的传播视为沿具有方向性的几何线(光线)传播。在传播过程中, 遵循费马(Fermat)原理(光在各向同性均匀介质中沿直线传播)、光的独立传播定律(光在交错传播中互不影响)、光的反射和折射定律。这种用几何方法来描述光的传播和成象的光学分枝, 称为几何光学, 它是光学仪器原理与设计的理论基础。

1 理想光学系统的成象

光学系统通常由一系列平面、球面或曲面组成。曲率中心位在同一直线上的系统, 谓共轴系统, 它们之间的连线称为光轴; 曲率中心不位在同一直线上的系统, 谓非共轴系统。物所在的空间称为物空间, 象所在的空间称为象空间。光学系统的作用是将物体成象在一定的空间内。凡能将物空间任意的点、线或与光轴垂直的

平面, 与象空间唯一的点、线、面对应的光学系统, 称为理想光学系统。这种物和象一一对应的关系, 称为共轭关系。理想光学系统的成象是完善的。

在实际光学系统的近轴区, 当光束的宽度和物体的大小趋近于零时, 可以成一完善的理想象, 同时, 还可以找到物象位置和大小之间的比例关系。把这种关系推广应用到物空间任意平面, 便可以求出实际光学系统的理想象。随着光学技术的不断发展和改进, 可以使设计出来的实际光学系统接近理想光学系统。理想光学系统能够作为评价实际光学系统象质好坏的标准。

1·1 符号规则

为了几何光学计算统一标志和使光线追迹公式的形式在任意情况下(例如折射面为凸面或凹面, 物点在折射面的前方或后方)维持不变, 规定以下符号规

则:

(1) 点用大写字母表示; 线段和角度在近轴区用小写字母表示, 在远轴区用大写字母表示; 物空间和象空间的量用同一字母表示, 但象空间的量在字母的右上角加“,”号。

(2) 光学系统的折射面和反射面按照光线的进行方向用序号 1, 2, 3, ..., K 作为注脚加以区别; 每面的介质、点、线段和角度等, 以该面的序号注在规定的字母右下角; 两相邻面间的距离, 用前一面的序号表示; 为了表示量的属性, 在该量字母右下角加注有关字母, 例如 D 、 F 、 C 谱线的折射率, 用 n_D 、 n_F 、 n_C 表示。

(3) 采用 x 轴为光轴的数学坐标系 (x 轴向右, y 轴向上为正); 物方坐标为 x 、 y 、 z , 象方坐标为 x' 、 y' 、 z' ; 入瞳坐标为 ξ 、 η 、 ζ , 出瞳坐标为 ξ' 、 η' 、 ζ' , 方向余弦为 α 、 β 、 γ 。

(4) 光线进行方向规定为从左向右, 与光线在光学系统中的实际情况一致为正向光路, 反之为反向光路。

(5) 不同线段的坐标原点的不同选择, 例如: 截距、曲率半径、矢高以表面顶点为原点; 焦距以主点为原点; 焦物距以焦点为原点; 顶点间距以前一面顶点为原点; 象差以理想象点为原点; 垂直光轴上方的线段为正, 下方为负。

(6) 角度 U 、 I 等以锐角度量, 孔径角由光轴转向光线, 顺时针为正, 反时针为负; 入(折、反)射角由光线转向法线, 顺时针为正, 反时针为负; 球心角由光轴转向法线, 顺时针为正, 反时针为负。线段和角度正负号示例见图 10-2-1。

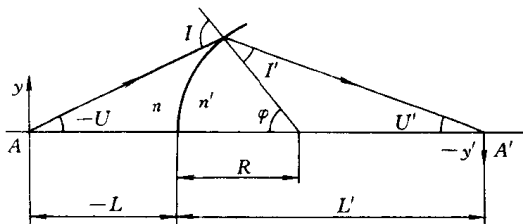


图 10-2-1 线段和角度正负号示例

1.2 单个折射球面的物象位置关系式

单个折射球面的物象位置关系式表示轴上物点位置 l 和它的象点位置 l' , 以及折射面的半径 R 和物象空间的折射率 n 、 n' 之间的关系, 其为 (参见图 10-2-2)

$$\frac{n'}{l'} - \frac{n}{l} = \frac{n' - n}{R}$$

或

$$\frac{n(l-R)}{l} = \frac{n'(l'-R)}{l'}$$

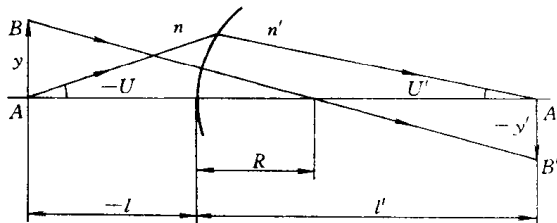


图 10-2-2 单个折射球面的物象位置

1.3 基点和基面

与位于无限远且垂直光轴的物平面共轭的平面, 称为象方焦平面, 与位于无限远且垂直光轴的象平面共轭的平面, 称为物方焦平面; 它们与光轴的交点分别称为象方焦点和物方焦点, 用 F 和 F' 表示 (图 10-2-3)。通过物空间与光轴平行的入射光线与其共轭的出射光线的交点 Q 所作的与光轴垂直的平面, 称为象方主平面, 通过象空间与光轴平行的入射光线与其共轭的出射光线的交点 Q' 所作的与光轴垂直的平面, 称为物方主平面; 它们与光轴的交点分别称为象方主点和物方主点。象方主点到象方焦点的距离, 称为象方焦距; 物方主点到物方焦点的距离, 称为物方焦距。光学系统最后一面顶点到象方焦点的距离, 称为象方焦截距; 光学系统第一面顶点到物方焦点的距离, 称为物方焦截距。象方焦距和物方焦距分别用 f' 和 f 表示, 象方焦截距和物方焦截距分别用 l_f' 和 l_f 表示。

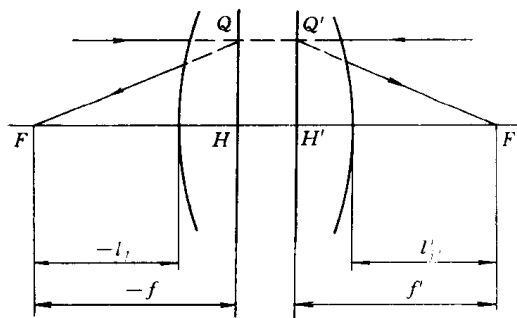


图 10-2-3 基点和基面

在图 10-2-3 中, 利用光程可逆定理, 如果把两条光线的交点 Q 看作物点, 则它们的共轭光线的交点 Q' 就是它的象点, 则有 $QH = Q'H'$, 故主平面上对应的点

均维持横向放大率等于1的共轭关系。 F 、 F' 、 H 、 H' 称为基点,通过它们与光轴垂直的平面称为基面,它们完全确定了光学系统物与象的位置和大小的相互关系。对于理想光学系统,可以抛开它的具体结构不顾,只要知道了基点和基面,光学系统的成像规律即被确定。如果已知物体的位置和大小,即可用作图法求得它的象的位置和大小。

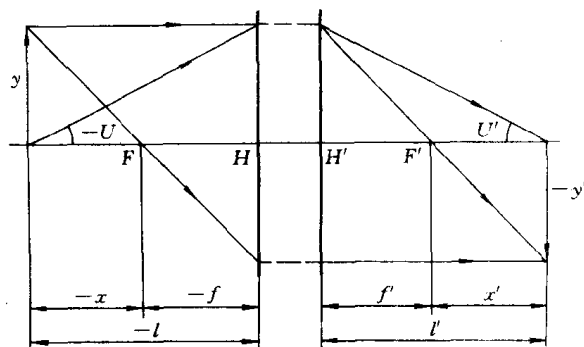


图 10·2-4 理想光学系统

1·4 理想光学系统基本公式

理想光学系统基本公式见图 10·2-4和表 10·2-1。

表 10·2-1 理想光学系统基本公式

公 式 名 称		表 达 形 式	说 明
牛顿公式 (Newton formula)		$xx' = ff'$	以焦点为原点的物象位置关系式
高斯公式 (Gaussian formula)		$\frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = \frac{1}{f'}$	以主点为原点的物象位置关系式
拉氏不变式 (Lagrange invariant)	1	$n_1 u_1 y_1 = n_2 u_2 y_2 = \dots = \text{常数}$	表示球面折射物象的不变关系
	2	$ny \tan U' = n' y' \tan U''$	表示理想光学系统物象的不变关系
轴向放大率		$\alpha = \frac{dl'}{dl}$	象平面沿光轴的移动量相对物平面沿光轴的移动量之比
垂轴放大率		$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{-f}{x} = \frac{-x'}{f'} = \frac{-l' f}{l f'}$	象高和物高之比
角放大率		$\gamma = \frac{\tan U''}{\tan U'} = \frac{l}{l'} = \frac{u'}{u}$	出射光线与光轴夹角的正切和其共轭的入射光线与光轴夹角的正切之比
三种放大率之间的关系		$\alpha = \frac{n'}{n} \beta^2$ $\alpha = \frac{n}{n'} \frac{1}{\gamma^2}$ $\beta = \frac{n}{n'} \frac{1}{\gamma}$ $\alpha \gamma = \beta$	n 和 n' 分别为物空间和象空间介质的折射率
组合系统焦距和光焦度公式		$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} - \frac{d}{f_1 f'_2}$ $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - d \varphi_1 \varphi_2$ $\frac{1}{f'} = \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2}$ $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$	f'_1 和 f'_2 分别为两系统的焦距, φ_1 和 φ_2 为对应的光焦度, d 为第一系统的象方主平面到第二系统物方主平面的距离, f' 和 φ 为组合系统的焦距和光焦度; 当 d 很小时, 对应薄透镜
单透镜焦距和光焦度公式		$\varphi = \frac{1}{f'}$ $= (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{d(n-1)^2}{n R_1 R_2}$ $\varphi = \frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$	R_1 和 R_2 分别为单透镜两个面的半径, d 为它的厚度, n 为折射率; 不考虑 d 时, 为薄透镜公式

1.5 近轴光线光路计算

近轴光线光路计算按照表 10·2-2 所列计算公式、转面公式和总结公式进行,一般编成程序利用计算机来完成。根据光程可逆性,同样可以计算物方焦距和焦截距。

表 10·2-2 近轴光线光路计算

名 称	计算公式	说 明
第一套 计算公式	$i_1 = \frac{l-R}{R}u$	i_1 为入射角, i_1' 为折射角, l 为物距, l' 为象距, R 为折射面半径, u 和 u' 分别为物方和象方孔径角, h_1 和 h_2 分别为光线在第一面和第二面上的投射高度
	$i_1' = \frac{n}{n'}i_1$	
	$u' = u + i_1 - i_1'$	
	$l' = \frac{Ri_1'}{u} + R$	
第二套 计算公式	$n_1u_1' - n_1u_1 = \frac{n' - n}{R}h_1$ $h_2 = h_1 - d_1u_1'$	当 $l = \infty$ 时, $i_1 = h/R$ 当 $l = \infty$ 时, $u_1 = 0$ 当 $l \neq \infty$ 时, $u_1 = h_1/l$
转面公式	$n_2 = n_1'$ $u_2 = u_1'$ $l_2 = l_1' - d_1$	
总结公式		
焦 距	$f = \frac{h_1}{u_k}$	
焦截距	$l' = \frac{h_k}{u_k}$	
垂轴放大率	$\beta = \frac{nu}{n'u'}$	
象 高	$y' = -f \tan \omega$ $y' = y \frac{nu}{n'u'}$	物在无限远 物在有限远

2 实际光学系统的成像和象差

2.1 子午不变式和弧矢不变式

自轴外物点 B 发出的通过光阑中心 E 的光线为主光线,它与光轴决定的平面为子午面。通过主光线与子午面垂直的平面为弧矢面。自 B 点发出沿主光线的子午细光束和弧矢细光束经折射面折射后,在一般情况下形成两个位置不相重合的象点 T' 和 S' ,即子午象点和弧矢象点(图 10·2-5),在无象散情况下,这两个象点重合。

1. 子午不变式 (表示物点及其子午象点位置关

系式)

$$\frac{n' \cos^2 I'}{t'} - \frac{n \cos^2 I}{t} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{R}$$

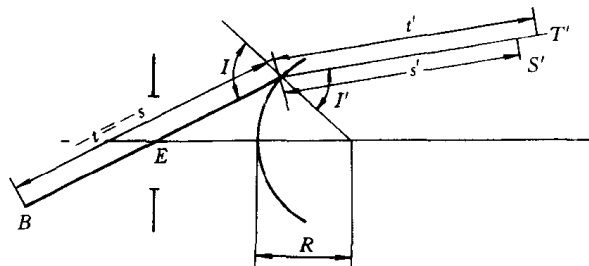


图 10·2-5 子午和弧矢光路

2. 弧矢不变式 (表示物点及其弧矢象点位置关系式)

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{R}$$

在上列公式中, t 和 t' 分别为子午物距和象距, s 和 s' 分别为弧矢物距和象距, I 和 I' 分别为入射角和折射角, n 和 n' 分别为介质前后的折射率, R 为折射面的曲率半径。

2.2 实际光学系统的光路计算

1. 计算公式 自轴外物点发出的与子午面相交的光线称为空间光线。下列矢量法实际光学系统的光路计算公式,适用于空间光线的光路计算,其中包括子午面内光线的光路计算,可以同时计算球面和平面,还可以计算二次曲面,便于计算机光路计算。计算公式为

$$l = \alpha(d-x) - \beta y - \gamma z$$

$$M_x = x + \alpha l - d$$

$$M^2 = M_x^2 + (y + \beta l)^2 + (z + \gamma l)^2$$

$$\Delta = \frac{M^2 c - 2M_x}{\alpha + (\alpha^2 - M^2 c^2 - 2M_x c)^{\frac{1}{2}}}$$

$$L = l + \Delta$$

$$x_1 = x + \alpha L - d$$

$$y_1 = y + \beta L$$

$$z_1 = z + \gamma L$$

$$\cos I = |\alpha(1-x_1c) - \beta y_1c - \gamma z_1c|$$

$$\cos I' = \left[1 - \frac{n^2}{n'^2} (1 - \cos^2 I) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$g = n' \cos I' - n \cos I$$

$$\alpha_1 = \frac{n}{n'} \alpha + \frac{g}{n} (1 - x_1c)$$

$$\beta_1 = \frac{n}{n'} \beta - \frac{g}{n} y_1c$$

$$\gamma_1 = \frac{n}{n'} \gamma - \frac{g}{n} z_1c$$

式中诸量如图 10·2-6 所示, 其中

$Q(\alpha, \beta, \gamma)$ ——入射光线的单位矢量, 括号中为入射光线的方向余弦;

$Q_1(\alpha', \beta', \gamma')$ ——折射光线的单位矢量, 括号中为折射光线的方向余弦;

$T(x, y, z)$ ——参考面 (一般为入瞳面) 与光轴的交点 O 至光线与该表面交点的矢量, 括号中为光线与参考面交点 A 的坐标;

$T_1(x_1, y_1, z_1)$ ——第 1 面的顶点 O_1 至光线与该表面的交点的矢量, 括号中为光线与该表面交点 A_1 的坐标;

M ——自顶点 O_1 向入射光线所引的垂线矢量, B 为它与入射光线的交点;

M_z —— M 在光轴上的投影;

d ——参考面与光轴的交点 O 至第 1 面顶点 O_1 之间的距离。

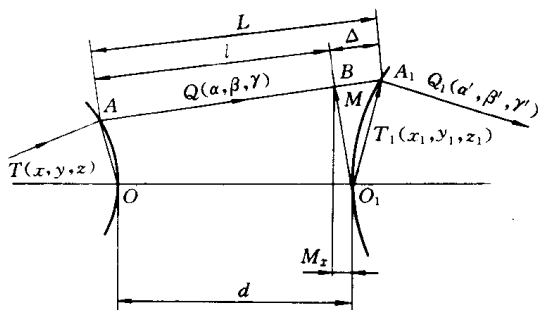


图 10·2-6 空间光线光路

光路计算问题, 实际上是已知入射光线的 $Q(\alpha, \beta, \gamma)$ 和 $T(x, y, z)$, 确定折射后折射光线的 $Q_1(\alpha', \beta', \gamma')$ 和 $T_1(x_1, y_1, z_1)$ 。如果光学系统有若干个面, 则前一个面的折射光线对后一个面而言, 乃它的入射光线, 经过类似的计算, 可以找到最后的出射光线的坐标。

对于二次曲面, 设 e 为偏心率 ($e=0$ 为球面, $e=1$ 为抛物面, $e<1$ 为椭球面, $e>1$ 为双曲面), 对应的光路计算公式为

$$l = \alpha(d-x) - \beta y - \gamma z$$

$$M_z = x + \alpha l - d$$

$$M^2 = M_z^2 + (y + \beta l)^2 + (z + \gamma l)^2$$

$$B = [(\alpha + e^2 M_z / \alpha c)^2 - (1 - e^2 \alpha^2)(M^2 c^2 - 2 M_z c - e^2 M_z^2 c^2)]^{\frac{1}{2}}$$

$$\Delta = \frac{M^2 c - 2 M_z - e^2 M_z c}{(\alpha + e^2 M_z / \alpha c) + B}$$

$$L = l + \Delta$$

$$x_1 = x + \alpha L - d$$

$$y_1 = y + \beta L$$

$$z_1 = z + \gamma L$$

$$Q = [1 + e^2 (y_1^2 + z_1^2)]^{\frac{1}{2}}$$

$$\cos I = \left| \frac{(1-e)^2 x_1 c - 1}{Q} \alpha - \frac{y_1 c}{Q} \beta + \frac{z_1 c}{Q} \gamma \right|$$

$$\cos I' = \left[1 - \frac{n^2}{n'^2} (1 - \cos^2 I) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$g = n' \cos I' - n \cos I$$

$$\alpha_1 = \frac{n}{n'} \alpha - \frac{g}{n} \frac{(1-e^2) x_1 c - 1}{Q}$$

$$\beta_1 = \frac{n}{n'} \beta - \frac{g}{n} \frac{y_1 c}{Q}$$

$$\gamma_1 = \frac{n}{n'} \gamma - \frac{g}{n} \frac{z_1 c}{Q}$$

2. 光路计算初始值的确定

在图 10·2-7 中, yOz 为入瞳平面, O 为坐标原点; xOy 为子午面; xOz 为赤道面; D 为空间光线在入瞳平面上的投射点, 其坐标用 $D(0, \eta, \zeta)$ 表示; B 为轴外物点, 其坐标用 $B(L-L_z, y, 0)$ 表示; BO 为入射光线, 则有

$$BD = [(L-L_z)^2 + (\eta-y)^2 + \zeta^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$y = (L_z - L) \tan \omega$$

$$\alpha = \frac{L_z - L}{BD}$$

$$\beta = \frac{\eta - y}{BD}$$

$$\gamma = \frac{\zeta}{BD}$$

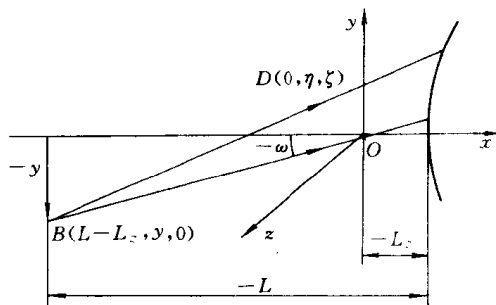


图 10·2-7 光路计算初始值

当物平面位在无限远时, 计算公式为

$$\alpha = \frac{1}{(1 + \tan^2 \omega)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\beta = \frac{\tan \omega}{(1 + \tan^2 \omega)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\gamma = 0$$

$$x = 0, y = \eta, z = \zeta$$

式中的 η 和 ζ 可以按照入瞳半径 h 以一定的比例选取, 一般定为 $\pm 1, \pm 0.85, \pm 0.7, \pm 0.5, \pm 0.3$ 。

3. 光路计算结果和象差 如图10·2-8所示, 光路计算的总结公式为

$$\frac{l_K - x_K}{\alpha} = \frac{y' - y_K}{\beta} = \frac{z' - z_K}{\gamma}$$

式中, y 和 z 为光线在象平面上的投射点的坐标。相对主光线的两个象差分量为

$$\Delta y' = [(l_K - x_K) \frac{\beta}{\alpha} - y_K] - y'$$

$$\Delta z' = (l_K - x_K) \frac{\gamma}{\alpha} + z_K$$

对于子午面内的光线, 由于 $z_K = z = 0$, $\gamma = 0$, 可以按照以下两式确定象方截距和象高:

$$l_K = (y' - y_K) \frac{\alpha}{\beta} + x_K$$

$$y = (l_K - x_K) \frac{\beta}{\alpha} + y_K$$

光学系统实际象相对理想象的位置和大小的差别叫象差 (见表10·2-3)。

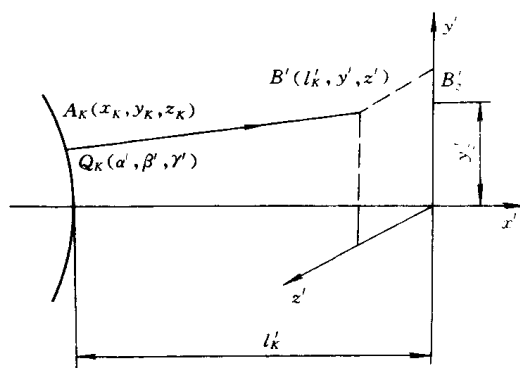
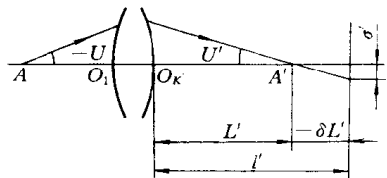


图10·2-8 光路计算的总结

表10·2-3 光学系统的象差

象差名称	表达形式	说 明
球差 垂轴球差	$\delta L' = L' - l'$ $\sigma = \delta L' \tan U'$	轴上点边缘光线象点和理想象点位置之差叫球差; 边缘光线在象平面上的垂轴距离叫垂轴球差 
子午彗差 弧矢彗差 相对弧矢彗差	$K'_T = \frac{\delta y_a' + \delta y_b'}{2} - \delta y_z'$ $K'_s = y_s' - y_z'$ $SC' = \frac{K'_s}{y'} = \frac{\sin U_{iK}}{\sin U_{sK}} \times \frac{l' - L'_z}{L' - L'_z} - 1$	相对主光线对称的 a、b 子午宽光线所成的象点 B'_a 和 B'_b 的中点到主光线在象平面上的投射点 B'_o 的距离, 代表子午彗差 K'_T; 弧矢宽光线的象高与主光线象高之差叫弧矢彗差; 弧矢彗差与理想象高之比叫相对弧矢彗差 (正弦差) 