



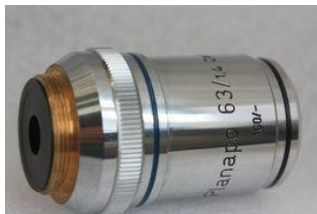
南京工业大学
NANJING TECH
UNIVERSITY

光电信息科学与工程

第5章 光学系统及光学元件

5.1 光电检测中的光学系统

1. 光学系统的组成及功能



物镜



目镜



滤光镜



光机扫描器



光电探测器

光学系统在光电检测中的主要作用：

(1) 收集并接收来自检测目标的光辐射通量，供光电探测器进行光电转换。

(2) 观察或瞄准目标，为正确对待测目标进行光电检测，需要用人眼协助观察或瞄准目标。

(3) 确定目标的方位，利用调制盘将目标的光辐射通过编码形成目标的方位信息。

(4) 实现大视场捕获目标与成像，这里主要是指利用光机扫描的方法，扩大探测器的视场，从而实现利用小视场的探测器在大视场中捕获目标；或者实现利用小视场探测器对大视场景物成像。

2. 望远系统

具有望远功能的两类系统如下：

(1) 伽利略望远系统：

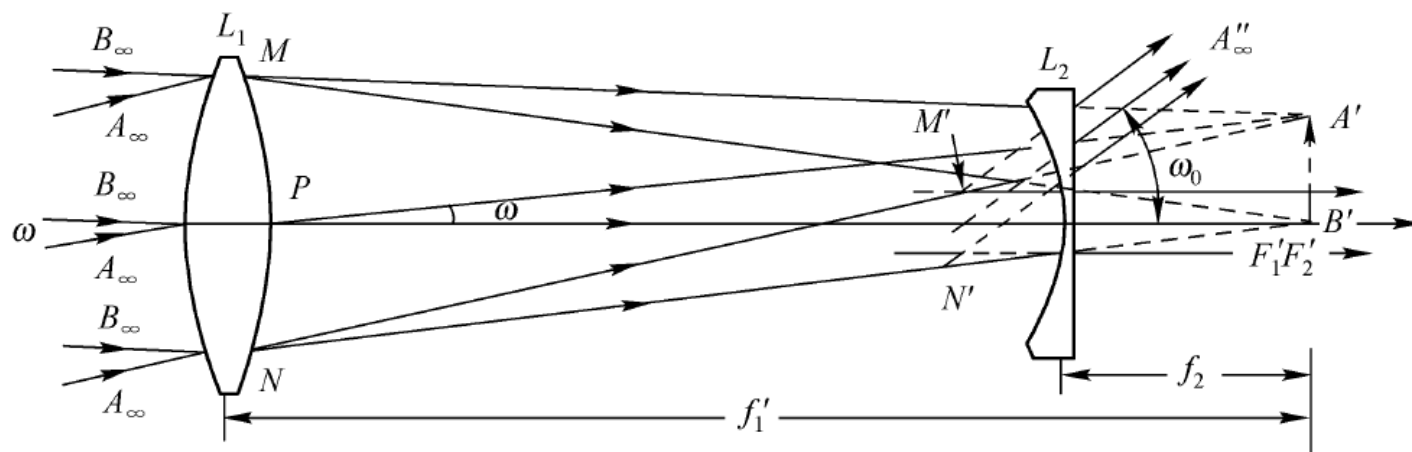


图5-1 伽利略望远系统

图5-2所示是反射式伽利略望远系统。

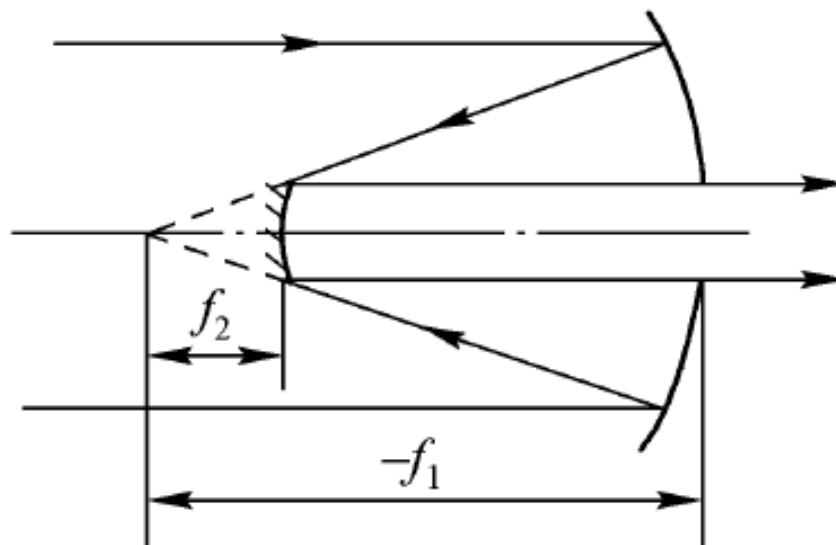


图5-2 反射式伽利略望远系统

(2) 开普勒望远系统:

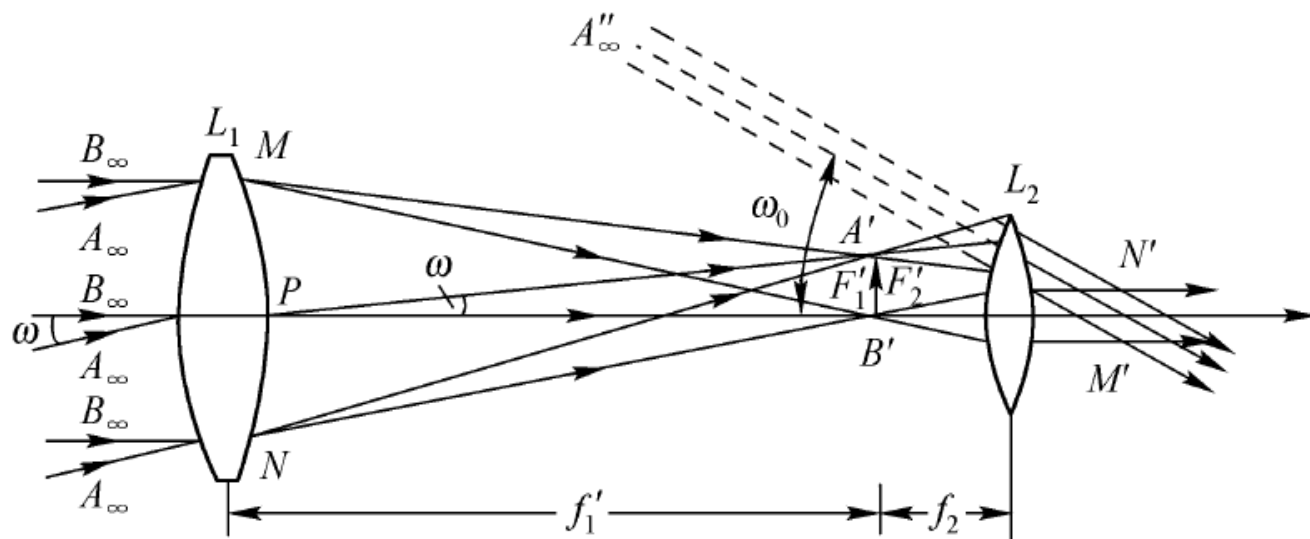


图5-3 开普勒望远系统

图5-4所示为开普勒型反射式天文望远镜系统。

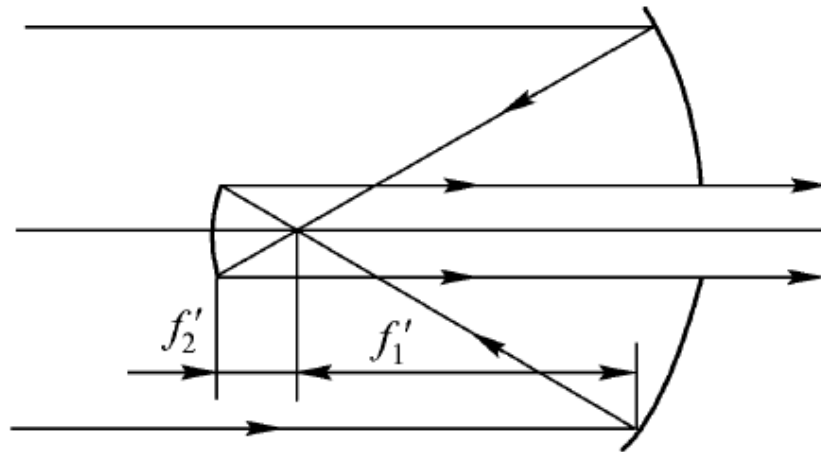


图5-4 反射式天文望远镜系统

3. 目镜

(1) 目镜的放大率 Γ

也就是放大镜的放大率。定义为通过放大镜看物体时，其像对眼睛所张角的正切，与眼睛直接看物体时，在明视距离(250mm)上物体对眼睛所张角的正切之比。图5-5所示为物体经放大镜成像的光路图。

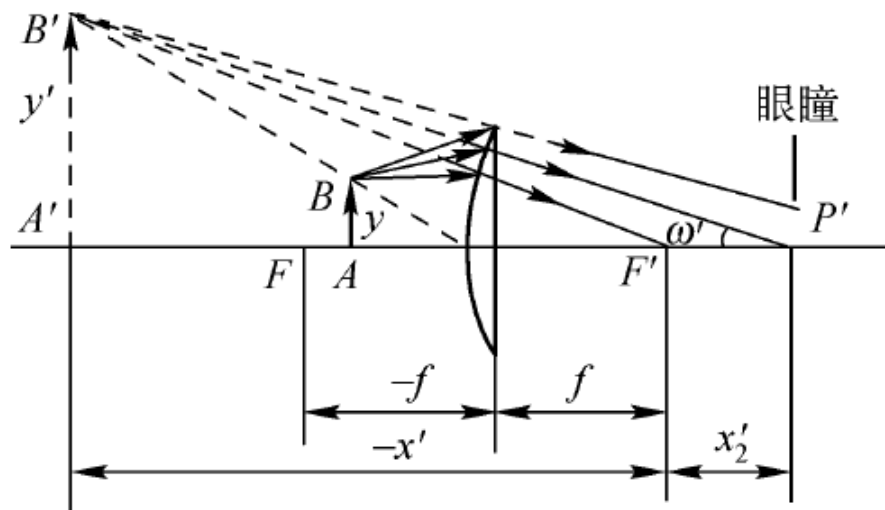


图5-5 目镜放大率的计算

由图中可知虚像 y' 对人眼张角 ω' 的正为 $tg \omega' = y' / (-x' + x'_2)$ 。在明视距离处，物体 y 对眼睛张角的正切为 $tg \bar{\omega} = y / 250$ ，于是

$$\Gamma = \frac{tg \omega'}{tg \bar{\omega}} = \frac{250 y'}{(-x' + x'_2) y}$$

将线放大率 $\beta = y' / y = -x' / f'$ 代入上式

$$\Gamma = \frac{250}{f'} \cdot \frac{x'}{x' - x'_2}$$

由式可知，放大率不仅与焦距 f' 有关，还与眼瞳距放大镜的距离有关。在望远系统中眼瞳常置于出瞳处，在焦点 f' 之后，所以 $x'_2 \leq x'$ 上式可近似为

$$\Gamma = \frac{250}{f'} \quad (5-1)$$

(2)惠更斯目镜

它是内两块平凸透镜组成，其间隔为 d 。结构原理如图5-6所示

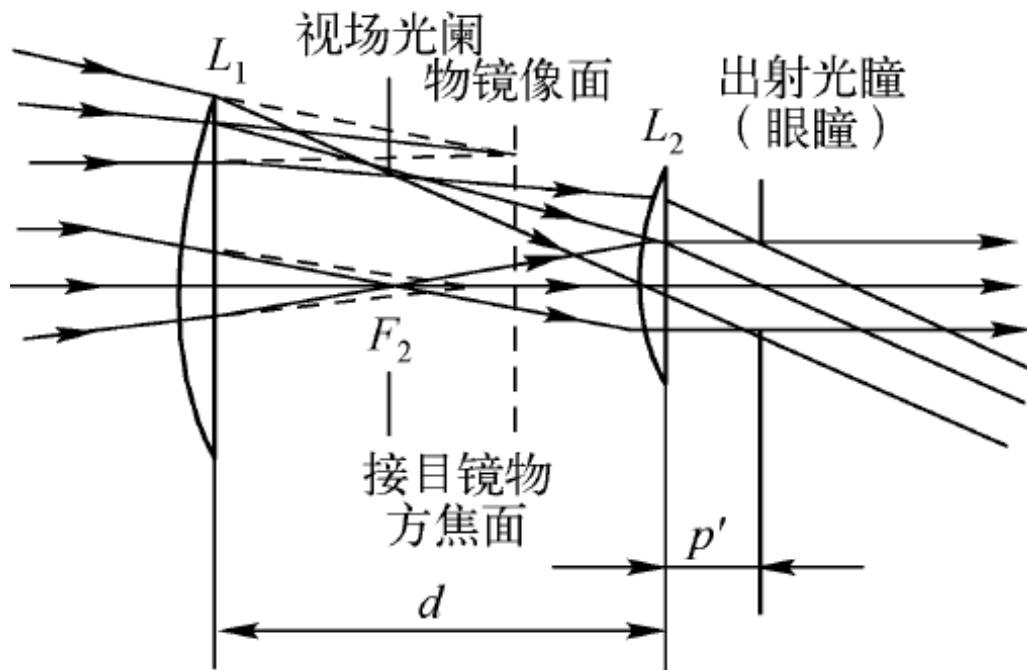


图5-6 惠更斯目镜原理图

(3) 冉斯登目镜

它是由两凸面相对的平凸透镜组成，如图5-7所示。间隔 d 比惠更斯目镜小， $d < (f_1' + f_2')/2$ ；主要参量： $2\omega' = 30^\circ \sim 40^\circ$ ， $p'/f' \geq 0.25$ 。

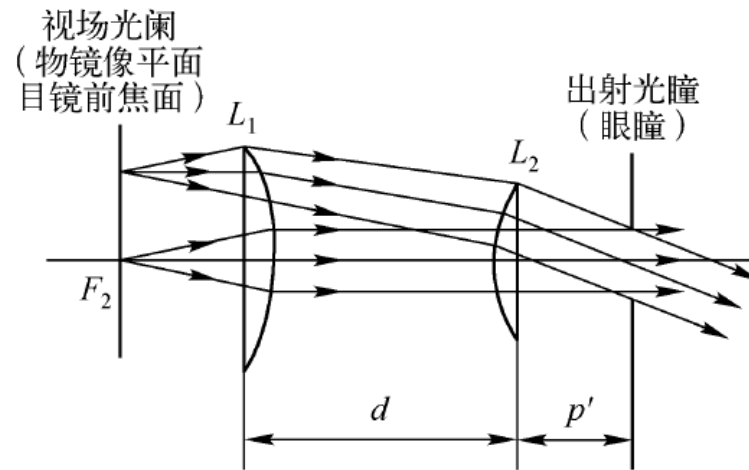


图5-7 冉斯登目镜

(4) 凯涅耳目镜

它是将冉斯登目镜中的平凸透镜均改为双胶合透镜，使像质得到改善。主要参量： $2\omega' = 40^\circ \sim 50^\circ$ ， $p'/f' \geq 0.5$ 。

4. 光电检测系统中光学系统的特点

(1) 光电探测器的大小和对应视场的关系

系统半视场角 $\omega = d / 2f'$ ，式中 d 为圆形探测器光敏面的直径； f' 为物镜焦距。设系统物镜口径为 D ，则相对孔径为 D/f' ，F 数为 f' / D 。于是有

$$W = \frac{\frac{d}{D}}{\frac{2f'}{D}} = \frac{d}{2FD} \quad (5-2)$$

$$F = \frac{d}{2\omega D} \quad (5-3)$$

用数值孔径 NA 表示为

$$NA = n' \sin u' \approx \frac{n'D}{2f'} = \frac{n'}{2F}$$
$$F = \frac{n'}{2NA} \quad (5-4)$$

式中， u' 为系统的孔径角； n' 为物方空间的折射率。

(2) 光学系统的焦深和景深

以衍射为极限时，光学系统的焦深是成像面相对于理想像面前后移动一小量 $\Delta L_0'$ ，像仍比较清晰。也就是说在这段距离内，对应某物点的光束横截面积十分接近，把这段距离叫作焦深 $2\Delta L_0'$ ，表示为

$$2\Delta L_0' = \frac{4\lambda}{n'} (F)^2 \quad (5-5)$$

式中 n' ——像方折射率；
 F —— 光学系统的F数；
 λ —— 探测光辐射的波长。

以可见光、中红外和远红外三个光谱区中，三种典型波长的焦深为例，说明这一关系。计算结果列于表5-1中。表中可见，当 $\lambda=0.5\mu\text{m}$ ， $2\Delta L_0=8\mu\text{m}$ ，说明像面有确定的位置，随着波长增加， $2\Delta L_0$ 按正比增加，当 $\lambda=10\mu\text{m}$ ， $2\Delta L_0=160\mu\text{m}$ ，这时很难断定像面的确切位置。这是红外系统的特点之一。

与焦深相对应的物空间中。物移动某一距离 x ，只要其像面移动不超过 ΔL_0 ，那么仍可得到清晰的像。所以，对应焦深在物空间中的范围就是景深。利用牛顿公式可以计算出 x 为

$$x = \frac{n'f'^2}{2\lambda(F)^2} = \frac{n'D^2}{2\lambda} \quad (5-6)$$

表5-1 不同波长时焦深的计算结果

n'	F	$\lambda(\mu\text{m})$	$2\Delta L'_0(\mu\text{m})$
1	2	0.5	8
1	2	4	64
1	$\frac{\Delta L'_0}{2}$	10	160

(3) 最小弥散斑及其角直径

光学系统中影响成像质量的因素主要是像差和衍射。系统的像差按照不同的设计有很大的差别。而衍射作用的大小可用计算艾里斑的方法来估计。当斑内占总衍射能量的**84%**时，所对应的角直径分别为

$$\delta_{\theta} = 2.44 \frac{\lambda}{D} \quad (5-7)$$

$$\delta_t = 2.44 \lambda F = f' \delta_{\theta} \quad (5-8)$$

5.2 常用物镜简介

1. 折射式物镜

可见及近红外区域中常用折射式物镜。

(1) 单片折射式物镜

它结构简单，可用于像质要求较低的检测系统中。通过像差计算，可有以下结论：

- ① 透镜形状要按所用材料的折射率和工作波长来确定。
- ② 视场增大，像散增大。
- ③ 当工作在光谱范围较宽时，如某个大气窗口中，其色差将相当严重。
- ④ 光敏面较小的检测系统，对应视场又很小，可采用单片透镜。

单片折射物镜的优点是结构简单、体积小、重量轻等。

图5-8所示为美国探测金星的水手7号宇宙飞船上，所用红外辐射计的光学系统。它由锗物镜和锗超半球浸没透镜组成，并组合消像差。主要参量为： $D=32\text{mm}$ ， $f=9.55\text{mm}$ ，视场 $0.9^\circ\times 0.9^\circ$ ，探测器尺寸 $0.15\times 0.15\text{mm}^2$ ，浸没透镜缩小比是1/15，弥散斑直径约为 0.01mm 。

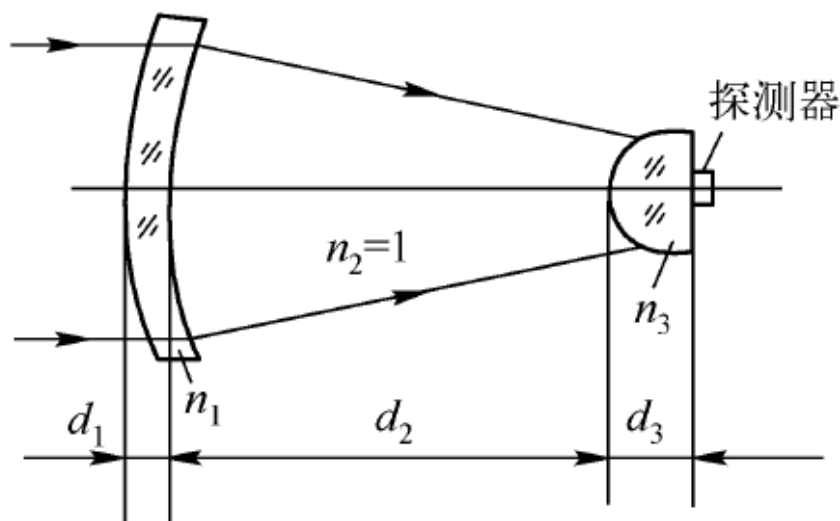


图5-8 红外辐射计的光学系统

(2) 多片式折射物镜（组合透镜）

图5-9所示为三片薄透镜组成的消球差物镜。第一片为平凸镜、目的是使其球差最小。

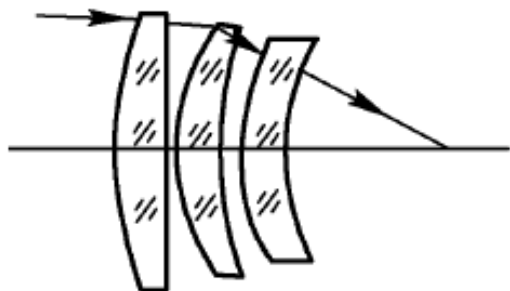


图5-9 三片式消球差物镜

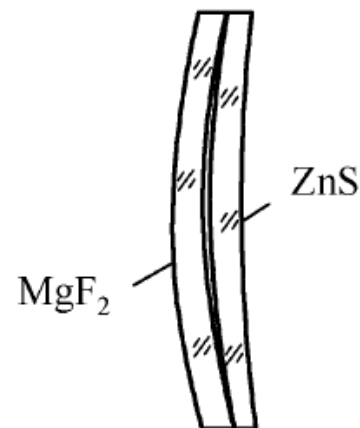


图5-10 双分离消色差物镜

图5-10所示为双分离消色差物镜，它用于中红外3~3.5波段，氟化镁镜片折射率较低，无需镀增透膜，而硫化锌镜片折射率高，应对以 $4\mu\text{m}$ 为中心的波段镀增透膜。典型参数为： $f=100\text{mm}$ ， $F=4$ ， $4.1\mu\text{m}$ 处的透射比 $\tau=90\%$ ，到 $1\mu\text{m}$ 和 $7.8\mu\text{m}$ 处透射比下降为30%。

图5-11所示为具有较大视场和相对孔径的柯克物镜， $D/f=1:4.5$ ， $2\omega=50^\circ$ 。该物镜可变参量有6个面和两个间隔，在满足焦距要求后，还有7个变量，正好用以校正7种初级像差。

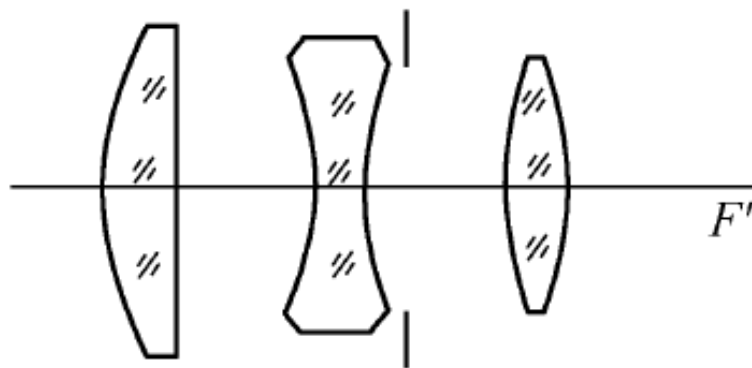


图5-11 三片式柯克物镜

2. 反射式物镜

(1) 单反射物镜

图5-12所示为球面反射镜，像质接近单透镜。但无色差，价格便宜。小孔径使用时，像质较好。但随视场增大、F数减小则像质很快变坏。有时可在系统的球心处加一补偿透镜，以消除球差改善像质。

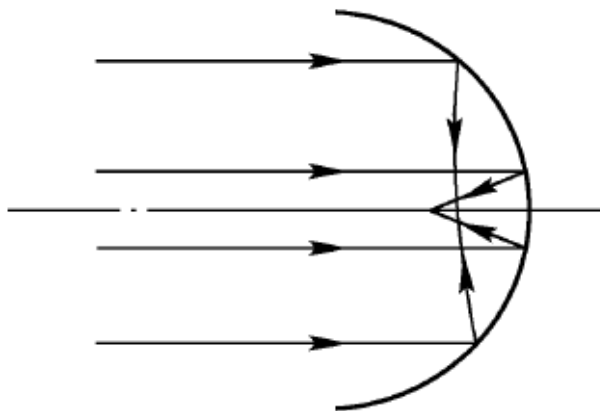


图5-12 球面反射镜

图5-13所示为抛物面反射镜、是由抛物线 $x = y^2 / 2r_0$ 回转而成， r_0 为抛切线顶点的曲率半径。抛物面反射镜对无限远处轴上物点成像时无像差，只有衍射影响像质。因此它是用于小视场的优良物镜。物镜焦距 $f = r_0/2$ 。使用中两种结构形式如图5-14所示。其中，图(a)为同轴式工作，将要挡去一部分有效光束；图(b)为离轴式工作，光路安排方式较好，但装调较困难。

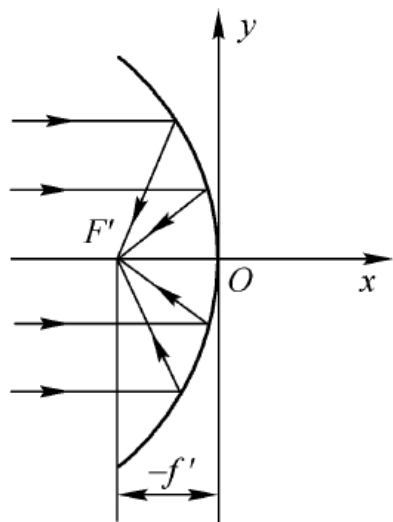
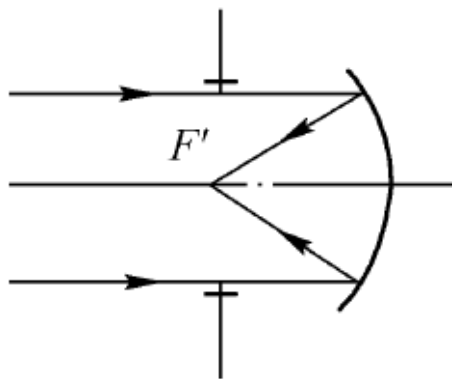
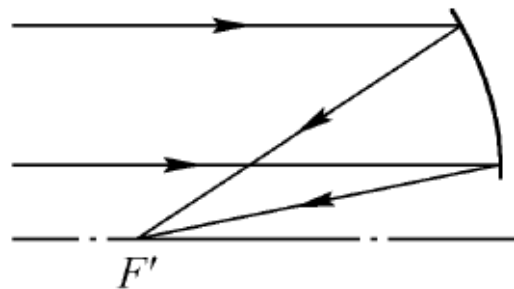


图5-13 抛物面反射镜



(a) 同轴式



(b) 离轴式

图5-14 抛物面反射镜的两种结构形式

二次曲面中的双曲面和椭球面均有共轭点 P 与 P' 存在，如图5-15所示。在 P 与 P' 间成像无像差存在。

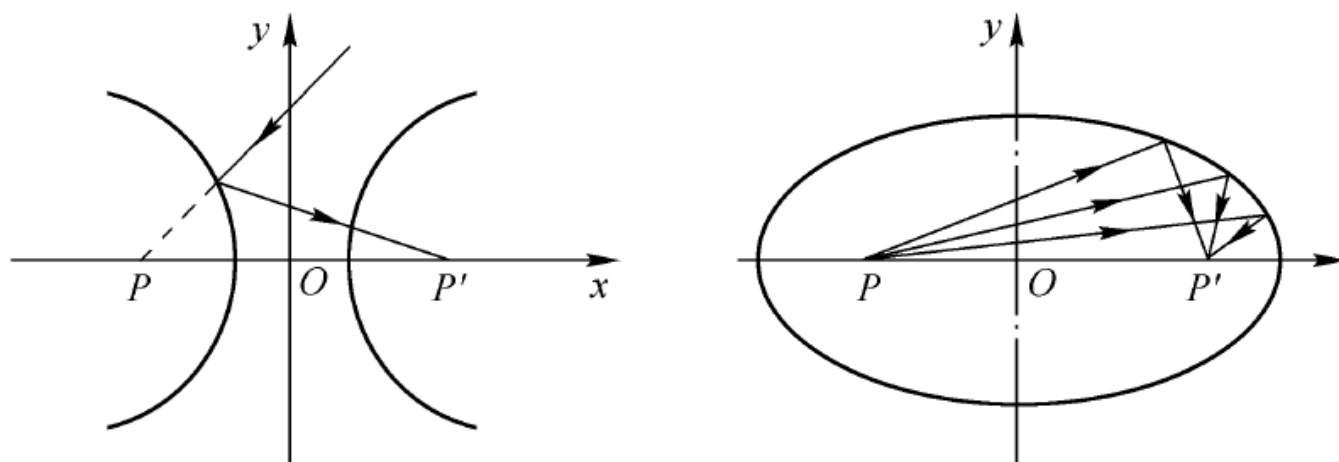
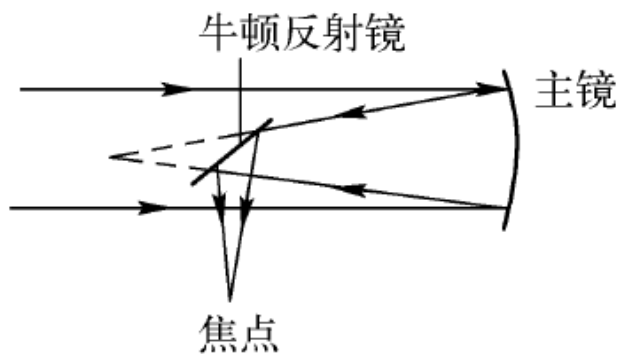


图5-15 双曲面、椭球面的共轭关系

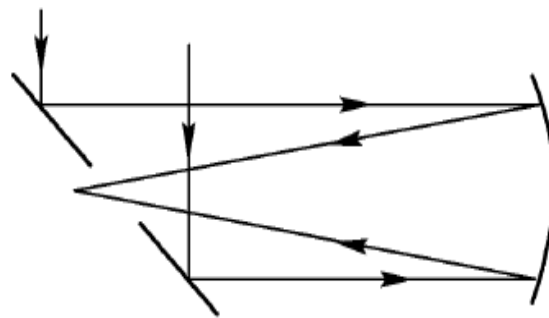
(2) 双反射物镜

双反射物镜是由主镜和次镜组成。光束首先经主镜反射到次镜，再由次镜反射输出。

图5-16是由抛物面主镜和平面次镜构成的牛顿系统，图中（b）为牛顿补充型系统。它们的像质与单抛物面反射镜相当。适用于小视场系统中。



(a) 牛顿型



(b) 牛顿补充型

图5-16 牛顿系统

图5-17所示为卡塞格伦系统，主镜为抛物面，次镜为凸双曲面，将双曲面的一个焦点 P 与抛物面的焦点 F 重合，则系统焦点将在双曲面的另一个焦点 P' 处，焦距 f 为正，成倒立实像。它比牛顿系统的轴外像差小。优点是像质好、镜筒短、焦距长、在焦点处便于放置探测器。

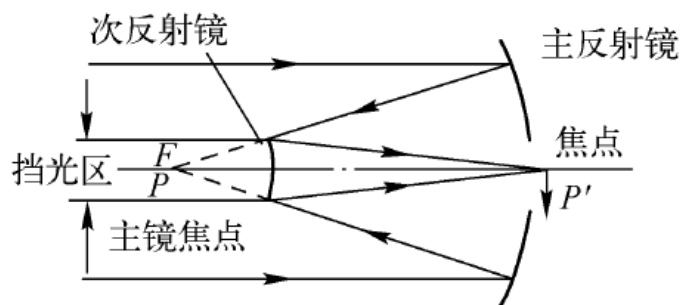


图5-17 卡塞格伦系统

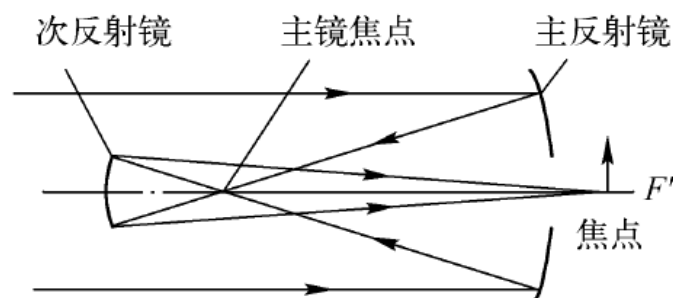


图5-18 格雷果里系统

图5-18所示为格雷果里系统，主镜为抛物面，次镜为凹椭球面，两镜面焦点重合放置，则系统焦点在椭球的另一焦点处。该系统无球差、成正像。缺点是长度较长。

为克服视场小和中间挡光的缺点，也有使用如图5-19所示的四反射镜系统。

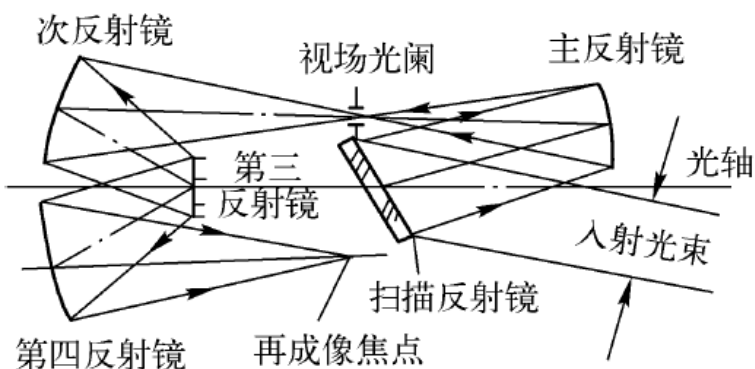


图5-19 四反射镜系统

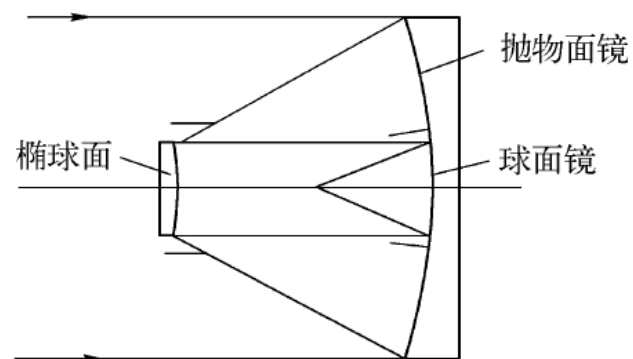


图5-20 三反射镜系统

图5-20所示为一种有效的三反射镜系统，主镜是F数为1的抛物面镜；次镜为椭球面；而第三个反射镜为球面镜，它加工在主镜的中央部分。该系统可获平场的像面。

3. 折反式物镜

(1) 施密特系统

其主镜是球面反射镜，单独成像时可无彗差和像散，只产生球差和场曲，为校正球差在反射镜曲率中心处，放置一块特制的非球面补偿透镜。即施密特校正板。如图5-21所示。

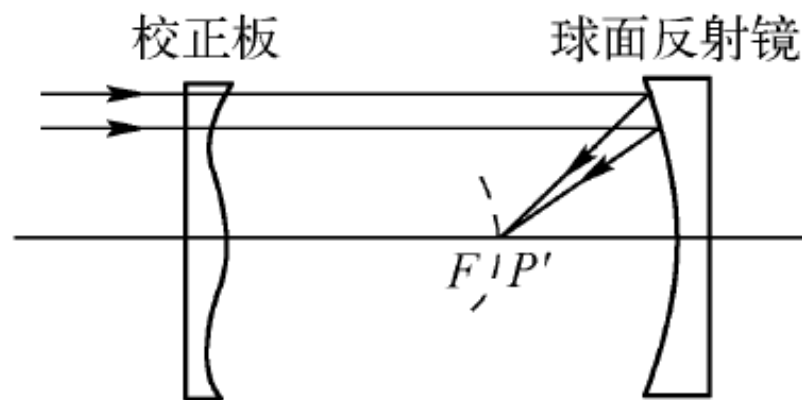


图5-21 施密特系统

(2) 曼金折反系统

图5-22所示为曼金系统，由两球面构成背面反射和前面折射。它适用于大口径的折反系统中充当主镜。也可在双反射镜系统中充当次镜。如图5-23所示，主反射镜为球面，曼金次镜消色差。

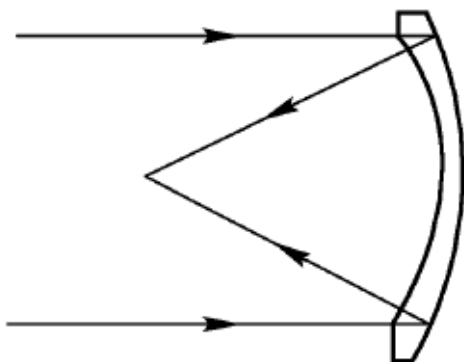


图5-22 曼金折反系统

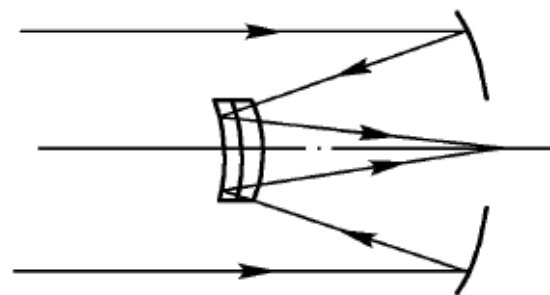


图5-23 曼金次镜消色差

(3) 包沃斯—马克苏托夫系统

这是由包沃斯和马克苏托夫各自独立提出，用球面反射镜和厚弯月型负透镜组成的系统。如图5-24所示。厚弯月型负透镜消色差。该系统的特点是各球面同心，光阑置于公共球心处，这样无彗差和像散存在。其像面也是与各球面共心的曲面。弯月透镜可在球心前或球心后，其作用一样，在球心前称心前系统，反之称心后系统。

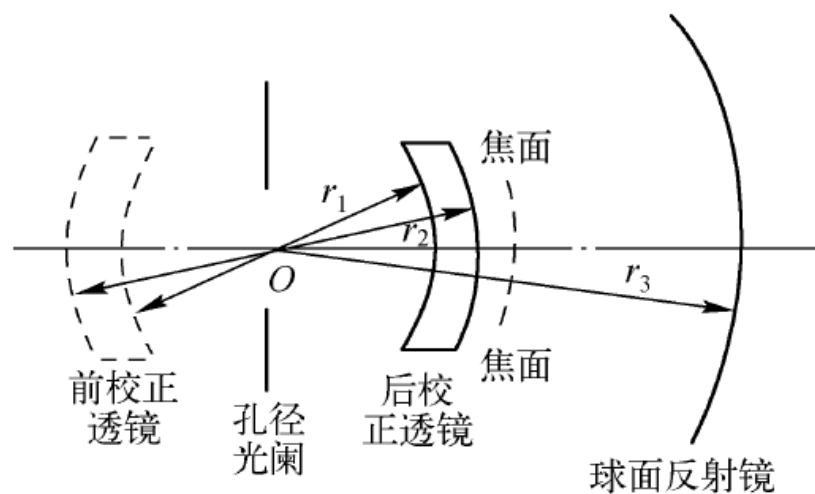
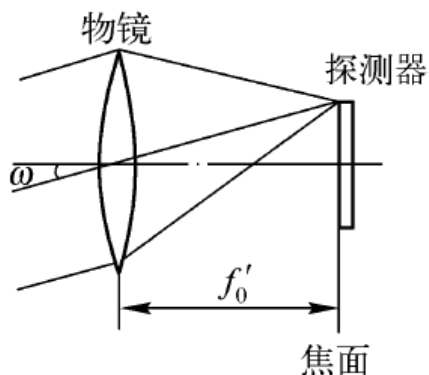


图5-24 包沃斯—马克苏托夫系统

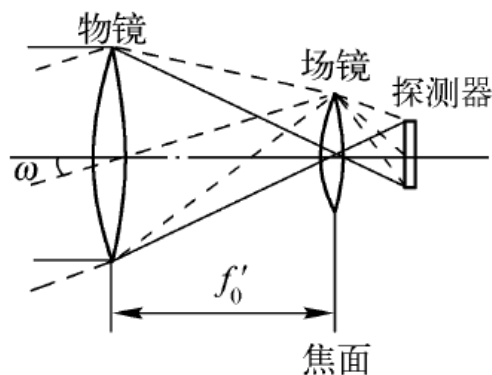
5.3 探测器辅助光学系统

1. 场镜

工作在物镜像面附近的透镜称为场镜。如图5-25所示，可以看出场镜的主要作用是：(1)场镜的应用可提高边缘光束入射到探测器的能力。(2)在相同的大光学系统中，附加场镜将减小探测器的面积。(3)场镜放置在像面附近，可让出像面位置放置调制盘，以解决无处放置调制盘的问题。(4)场镜的使用也使探测器光敏面上非均匀光照得以均匀化。(5)当使用平像场镜时，可获得平场像面。



(a) 无场镜时的光路图



(b) 有场镜时的光路图

图5-25 场镜的作用

加入场镜后光学系统参量可按薄透镜理想公式计算。图5-25(b)中将场镜放在物镜的焦平面上，这是常用的一种形式。在需放置调制盘的系统，则将场镜后移一段距离。而把探测器放在物镜口径经场镜所成像的位置上，如图5-26所示。

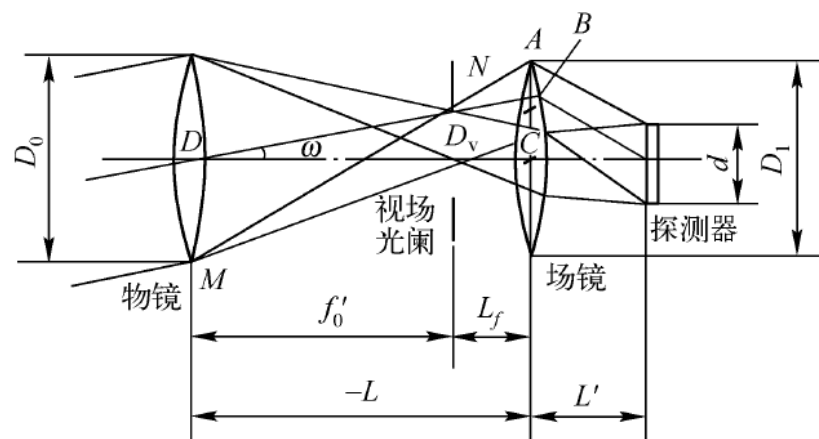


图5-26 场镜的放置

图中参量含意如下： L_f 是场镜距物镜焦面的距离； D_0 是物镜的口径； f'_0 是物镜焦距； $F_0 = f'_0 / D_0$ 是物镜的F数； D_f 是场镜的口径； L' 是场镜的焦距； L' / D_f 是场镜的F数； d 是探测器的直径。

按成像公式有： $(1/L') - (1/L) = 1/f'$

垂轴放大率为： $d/D_0 = -L'/L$

将两式组合可得场镜的焦距公式

$$f'_1 = -\frac{d \cdot L}{D_0 + d} = \frac{(f'_0 + L)d}{D_0 + d} \quad (5-9)$$

设视场光阑口径为 D_v ，有 $D_v = 2f'_0 \tan \omega$

则场镜门径 D_1 可导出 $D_1 = 2(AC) = 2(AB + BC)$

$$BC = (-L) \tan \omega = (f'_0 + L_f) \tan \omega$$

$\triangle ANB \sim \triangle MND$ 则有

$$D_1 = 2(f'_0 + L_f) \tan \omega + \frac{D_0 L_f}{f'_0} \quad (5-10)$$

有时为计算方便而忽略第二项、使 $D_1 = 2(BC)$ 则

$$D_1 = 2(f'_0 + L_f) \tan \omega = D_v \quad (5-11)$$

当系统不用调制盘时，场镜置于物镜焦面上，这时

$$L_f = 0$$

$-L = f_0'$ 则有

$$D_1 = D_v = 2f_0 \tan \omega \quad (5-12)$$

$$f_1' = \frac{f_0' d}{D + d} \quad (5-13)$$

$$d = \frac{D_0 f_1'}{f_0' - f_1'} \quad (5-14)$$

使用场镜后，探测器直径由 D_1 变为 d 。

$$\frac{D_1}{d} = \frac{D_1(f_0' - f_1')}{D_0 f_1'}$$

一般取 $f_0' \gg f_1'$ 则有

$$\frac{D_1}{d} \approx \frac{f_0' / D_0}{f_1' / D_1} = \frac{F_0}{F_1}$$

$$d \approx D_1 F_1 / F_0 \quad (5-15)$$

下面引入光学增益 G 的概念，它定义为：有、无某光学系统时，探测器接收到光辐射通量之比。有、无物镜时的光学增益 G_0 为

$$G_0 = \tau_0 \frac{A_0}{A_d} \quad (5-16)$$

式中， A_0 为物镜入瞳的面积； A_d 为探测器的面积； τ_0 为物镜的透射比。

有、无物镜和场镜时的光学增益 G 为：

$$G_1 = \tau_0 \tau_1 \frac{A_0}{A_d}$$

有或无场镜时的光学增益的变化，用光学增益倍数 m 表示，注意这时式(5-16)中的 A_d 应用场镜的面积 A_1 代替

$$m = \frac{G_1}{G_0} = \tau_1 \frac{\pi \left(\frac{D_1}{2}\right)^2}{\left(\frac{d}{2}\right)^2}$$

将式（5-15）代入上式得，

$$m \approx \tau_1 \cdot \frac{F_0^2}{F_1^2} \quad (5-17)$$

2. 光锥

光锥是一种圆锥体状的聚光镜。可制成空心 and 实心两种类型。使用时将大端放在主光学系统的焦面附近收集光束，并利用圆锥形内壁的高反射比特性、将光束引到小端输出。将探测器置于小端，接收集中后的光束。它是一种非成像的聚光元件，与场镜类似可起到增加光照度或减小探测器面积的作用。

(1) 光束在光锥内的传播

以图5-27所示的实心光锥为例。

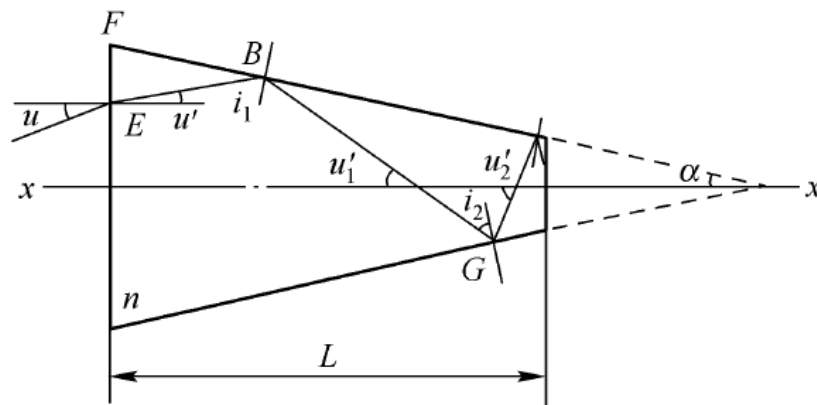


图5-27 光线在光锥内的传播

由图5-27中的 $\triangle BEF$ 可知

$$(90^\circ - \alpha) + (90^\circ - i_1) + (90^\circ - u') = 180^\circ$$

所以

$$i_1 = 90^\circ - u' - \alpha$$

按外角等于二内对角之和的关系，则有

$$u'_1 = 90^\circ - i_1 + \alpha = u' + 2\alpha$$

依次有

$$i_2 = 90^\circ - u'_1 - 3\alpha$$

$$u'_2 = u' + 4\alpha$$

经 m 次反射的通式为

$$\left. \begin{aligned} i_m &= 90^\circ - u' - (2m-1)\alpha \\ u'_m &= u' + 2m\alpha \end{aligned} \right\} \quad (5-18)$$

对空心光锥 $u'=u$ ，经 m 次反射的通式为

$$\left. \begin{aligned} i_m &= 90^\circ - u - (2m-1)\alpha \\ u'_m &= u + 2m\alpha \end{aligned} \right\} \quad (5-19)$$

由上述公式可知，入射角 i 随反射次数的增加而迅速减小。当 $i_m \leq 0$ 之后，光线不再向小端传播，而返回大端。可见在其它条件不变时， i_1 角愈大，允许向小端前进的反射次数愈多。而 i_1 愈小则返回愈快。一个具体的光锥能否使光线由大端传到小端有一临界角 i_{1c} 存在，与此相应也有临界入射角 u_c 存在。它们与光锥的顶角 2α ，光锥长度 L ，以及实心光锥的材料折射率 n 有关。 u_c 与 i_{1c} 的关系为

$$u_c = 90^\circ - i_{1c} - \alpha \quad (\text{空心光锥}) \quad (5-20)$$

$$u_c = \sin^{-1}[n \sin(90^\circ - i_{1c} - \alpha)] \quad (\text{实心光锥}) \quad (5-21)$$

从物理意义上说， u_c 也限制了系统的视场角 2ω ， $u > u_c$ 的光束将传不到小端。

(2) 空心光锥参量的确定

光锥的主要参量有：顶角 2α 、光锥长度 L ，大端半径 R 和小端半径 r 等。图5-28所示为光锥的展开图。

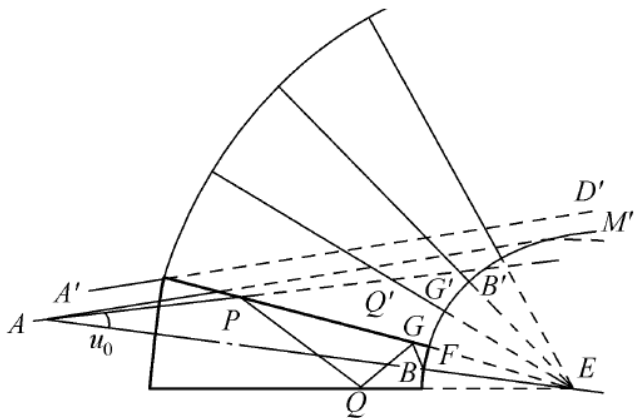


图5-28 光锥的展开图

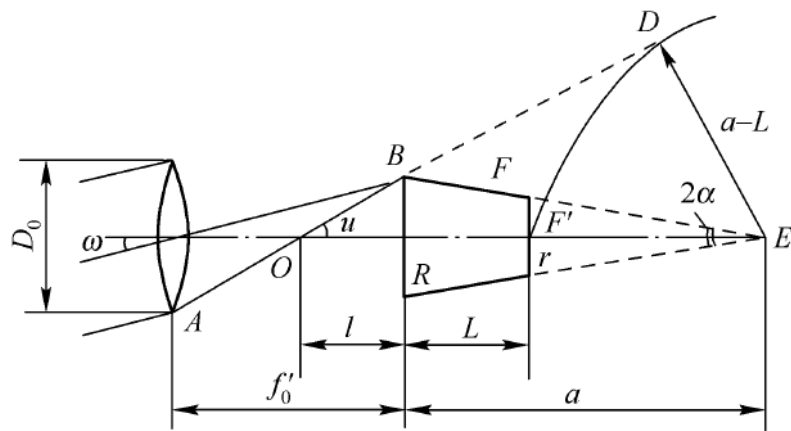


图5-29 利用作图法设计光锥

如图5-29所示为设计实用光锥的作图法。将空心光锥的大端放置在系统物镜的焦平面处，作为视场光阑，小端处放置探测器。

光锥的具体设计步骤如下：

(1) 按系统所要求，视场 ω 的边缘光线 AO 与视场光阑交于 B ，并将该光线延长。

(2) 以距焦面 a 处光轴上的 E 点为圆心，作 AB 光线延长线的切圆并切于 D 点。该圆周与光轴的交点 F 就是光锥小端的中心。

(3) 连接 BE 与圆周交于 F 点，则 BF 为光锥斜面，并可找到小端半径 r 。
 $\angle BEO = \alpha$ 为半顶角，光锥长 $L = BF \cos \alpha$ 。其它参量均可按图确定。如不满意可另选 E 点，重新设计参量。

有关参量的计算公式为

$$\left. \begin{aligned} DE &= a - L = (a + l) \sin \alpha \\ \frac{r}{R} &= \frac{a - L}{a} \text{ (压缩比)} \\ R &= ltgu \end{aligned} \right\} \quad (5-22)$$

(3) 实心圆锥体光锥

讨论、展开图和设计均与空心光锥类似，只增多丁入射和出射时的两次折射。当入射角不大时，结合式(5-20)和(5-21)有

$$u_c = n(90^\circ - i_{1c} - a) = nu'_c \quad (\text{实心光锥}) \quad (5-23)$$

$$u_c = 90^\circ - i_{1c} - a = u'_c \quad (\text{空心光核}) \quad (5-24)$$

(4) 二次曲面光锥

在空心光锥中，为减少光锥内壁上的反射次数，减少能量损失，可采用二次曲线为母线的光锥。母线可以是圆、椭圆、抛物线或双曲线等。图5-30所示为椭圆母线的光锥。

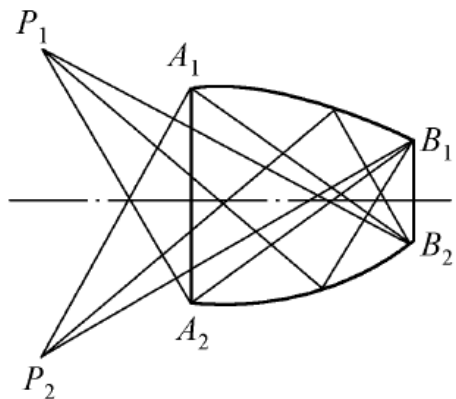


图5-30 以椭圆为母线的二次曲面光锥

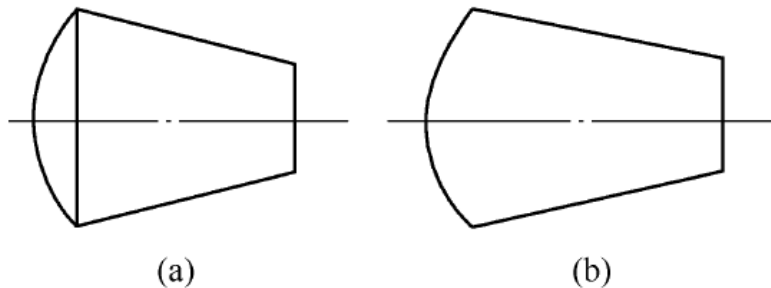


图5-31 光锥与场镜的组合结构

在使用时，采用光锥还是场镜来聚光，主要由主光学系统的 F 数决定。当 $F > 2$ ，采用场镜较合适。而当 $F \leq 1$ ，用光锥适合。当 F 数在 $1 \sim 2$ 之间，可用带场镜的光锥。图5-31所示为两种场镜与光锥的组合结构。(a)为场镜与空光心光锥的组合，(b)为场镜与实心光锥的组合。

3. 浸没透镜

浸没透镜也是一种二次聚光元件。它是由球面和平面组成的球冠体，如图5-32所示。探测器与浸没透镜平面间或胶合或光胶，使像面浸没在折射率较高的介质中。它的主要作用是显著地缩小探测器的光敏面积，提高信噪比。浸没透镜的设计和使用，按物像共轭关系处理。

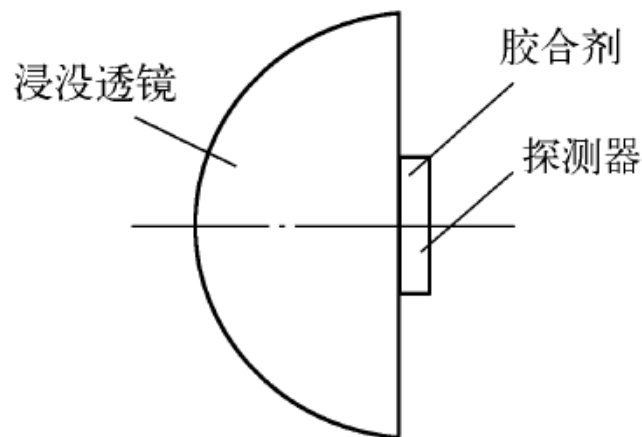


图5-32 浸没透镜

(1) 浸没透镜的物像关系相等的条件

如图5-33所示，当像面未离开浸没透镜而在镜内时，可把浸没透镜看成是单球面折射成像。图中有关参量： n 是浸没透镜前介质折射率； n' 是浸没透镜材料的折射率； r 是球面半径； C 是球心； b 是透镜的厚度； O 是顶点。光线 AP 在无透镜时，本应与光轴相交于 B 点，现因透镜作用交于 B' 点。 $OB=L$ 、 $OB'=L$ 。

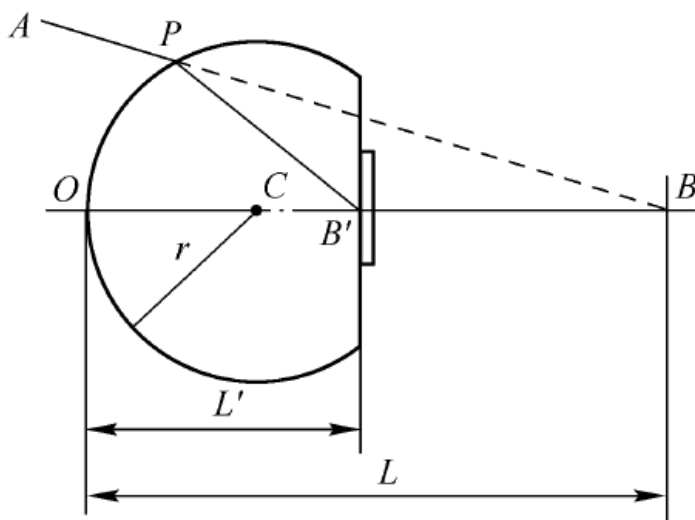


图5-33 浸没透镜的物像关系

按折射球面的物(B)像(B')关系有

$$\frac{n'}{L} - \frac{n}{L} = \frac{n' - n}{r} \quad (5-25)$$

设物高为 y ，像高为 y' ，则垂轴放大率 β 为

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{nL'}{nL} \quad (5-26)$$

如果浸没透镜置于空气中， $n=1$ ，成像面与光敏面重合， $L'=b$ ，则有

$$\beta = \frac{L'}{n'} \frac{n}{L} = 1 - \frac{n' - 1}{n'} \frac{b}{r} \quad (5-27)$$

$$b = (1 - \beta) \frac{rn'}{n' - 1} \quad (5-28)$$

常把 β 的倒数 B 叫作浸没透镜的浸没倍率：

$$B = \frac{1}{\beta} = \frac{y}{y'} = \frac{n'r}{n'(r - b) + b} \quad (5-29)$$

单折射球面有像差存在，但在等明点或不晕点处的球差和彗差等于零。存在着三个等明点的物像共轭关系。它们是：

- ① $L=L'=0$ ，物、像点重合在折射球面上，这没有实用意义；
- ② $L=r=L'=b$ ，物、像点均在折射球面的曲率中心上；
- ③ 物距和像距分别为： $L=r(n'+n)/n$ ，和 $L'=r(n'+n)/n$ 。

图5-34所示为像差随 L/r 变化的曲线关系，图中的标号(1)、(2)和(3)分别对应上述三种情况。后两个等明情况可用作设计浸没透镜的条件。这时不但能对宽光束完善成像，还对垂轴小平面对象完善成像，这种透镜叫作等明透镜。

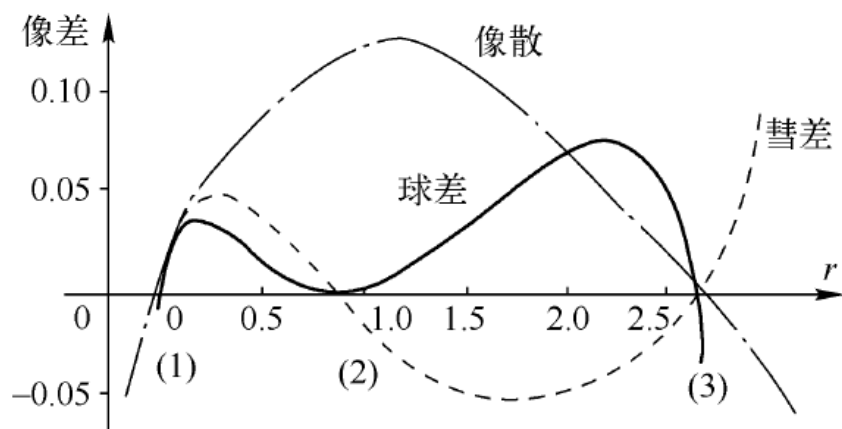


图5-34 像差曲线

(2) 半球浸没透镜和超半球浸没透镜

符合(1)中等明条件②时, $L=r=b$ 的透镜叫作半球浸没透镜, 无球差和彗差。系统安排如图5-35所示。

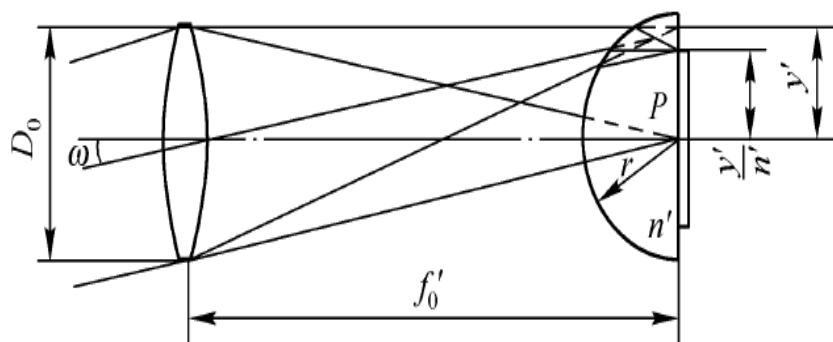


图5-35 半球浸没透镜

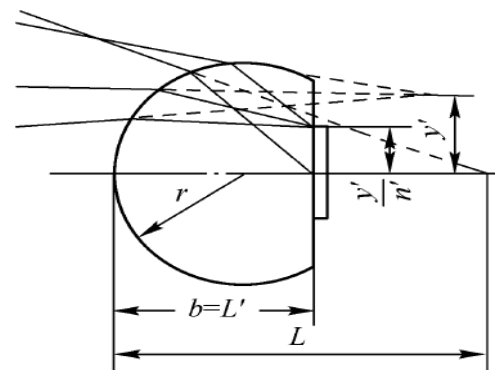


图5-36 超半球浸没透镜

为进一步扩大入射光束的孔径角, 可采用 $b>r$ 的超半球浸没透镜, 按等明条件③, 在 $b=L'$ 时得到满足。这时不仅不存在球差和慧差, 也不存在像散。这种透镜叫作标准超半球浸没透镜。其它超半球浸没透镜均不满足等明条件。图5-36所示为计算标准超半球浸没透镜的光路及相关参量。这时 $L\neq L'$, $n=1$, 则有

$$b = L' = \frac{n' + 1}{n'} \quad (5-30)$$

$$\beta = \frac{n'^2 - (n'^2 - 1)}{n'^2} = \frac{1}{n'^2} \quad (5-31)$$

(3) 全反射导致浸没透镜的限制

① 半球浸没透镜的限制

设主光学系统的口径和焦距分别为 D_0 和 f_0' ，对无限远轴上点入射光在像方的孔径角为 u ，如图5-37所示。

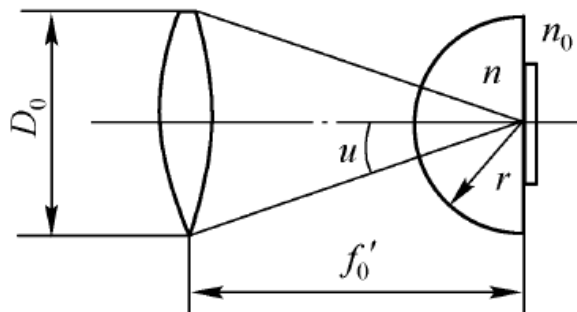


图5-37 半球浸没透镜的限制

$$\operatorname{tg} u = \frac{D_0 / 2}{f_0'} = \frac{1}{2F_0} \quad (5-32)$$

$$\text{令 } u = i_c \quad \operatorname{tg} i_c = \left(\frac{n_0^2}{n'^2 - n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-33)$$

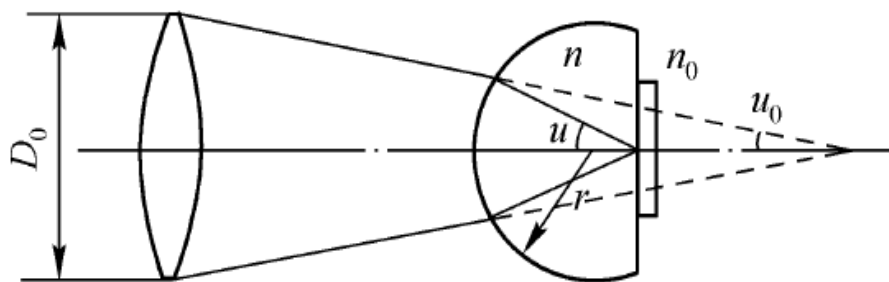
将式 (5-32) 与 (5-33) 联立可得临界条件:

$$\begin{aligned} F_0 &= \frac{1}{2\operatorname{tg} u} = \frac{1}{2\operatorname{tg} i_c} \\ &= \frac{1}{2n_0} (n'^2 - n_0^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (5-34)$$

当 $n'=4$, $n_0=2.45$ 时, $F_0>0.6453$ 。实际限制了入射的孔径。

② 标准超半球浸没透镜的限制

如图5-38所示，孔径角由 u_0 经浸没透镜转变为 u ，两者间关系为



$$n \sin u_0 = \beta n' \sin u \quad (5-35)$$

在空气中使用， $n=1$ ， $\beta = \frac{1}{n'^2}$

$$\sin u_0 = \frac{1}{n'} \quad , \quad \sin i_c = \frac{n_0}{n'^2}$$

图5-38 超半球浸没透镜的限制

$$\operatorname{tg} u_0 = \left(\frac{1}{1 - \sin^2 u_0} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{n_0^2}{n'^4 - n_0^2} \right)^{1/2}$$

$$F_0 > \frac{1}{2n_0} (n'^4 - n_0^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5-36)$$

如 $n'=4$ ， $n_0=2.45$ ，则 $F_0>3.2$ 。可见标准超半球浸没透镜适用于相对孔径较小的场合。

5.4 光电检测中的计量部件

5.4.1 计量光栅

光栅是由若干通光与不通光相间的栅状条带构成的器件，如图5-39所示。 d_1 为不通光条带的宽度， d_2 为通光条带的宽度，并将 $d_1+d_2=d$ 叫作光栅常数、光栅节距或光栅栅距。为便于制作，常使 $d_1+d_2=d/2$ 。按其工作原理不同，光栅可分为两大类，即物理光栅和计量光栅。

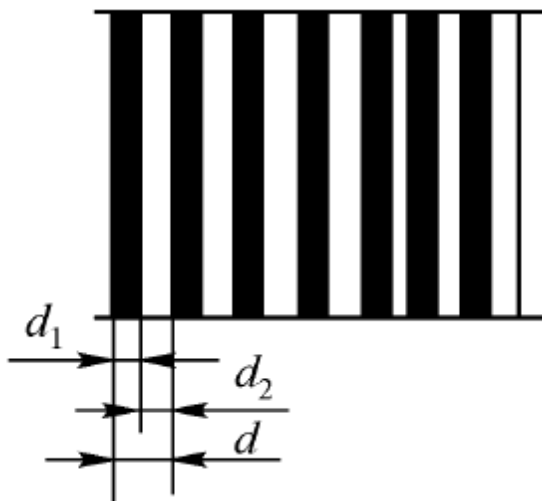


图5-39 计量光栅

1. 长光栅的莫尔条纹

用两块光栅面对面地靠近，中间只留很小的间隙，并使两光栅的栅线间保持很小的夹角 θ 。如图5-40所示。在 $a-a$ 线上两光栅的栅线即不透明的线相交。光线可从缝隙中通过，形成四棱形的亮区，而在 $b-b$ 线上。两光栅的栅线彼此错开，形成栅线交叉的暗带。从总体上看形成了明暗的莫尔条纹。

实用中用一长一短两光栅构成计量部件。其中短光栅固定，栅线与 y 轴成 θ 角，叫做指示光栅或固定光栅。而长光栅栅线与 y 轴平行，工作时垂直 y 轴移动，叫做移动光栅或主光栅。将邻近两亮带或暗带间的距离叫做莫尔条纹的宽度或间距。

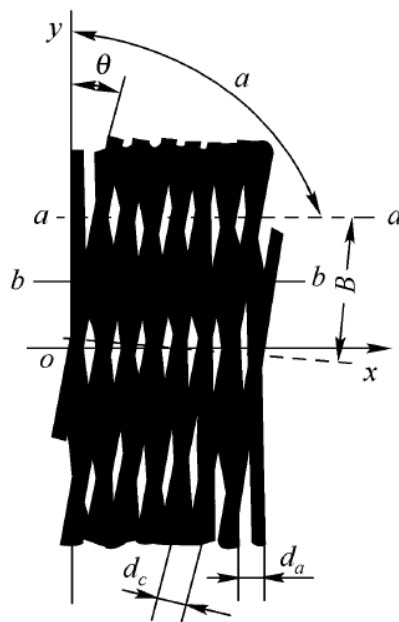


图5-40 长光栅莫尔条纹

2. 长光栅莫尔条纹方程

图5-41是简化长光栅莫尔条纹。将栅线用细黑线表示。取主光栅A的0号栅线为 y 轴，取 x 轴与主光栅各栅线垂直。使指示光栅的0号栅线与主光栅0号栅线交于坐标原点 $[0,0]$ ，两光栅栅线间夹角为 θ 。主光栅线序号用 i 表示，指示光栅的栅线序号用 j 表示。栅线间交点用 $[i,j]$ 表示。

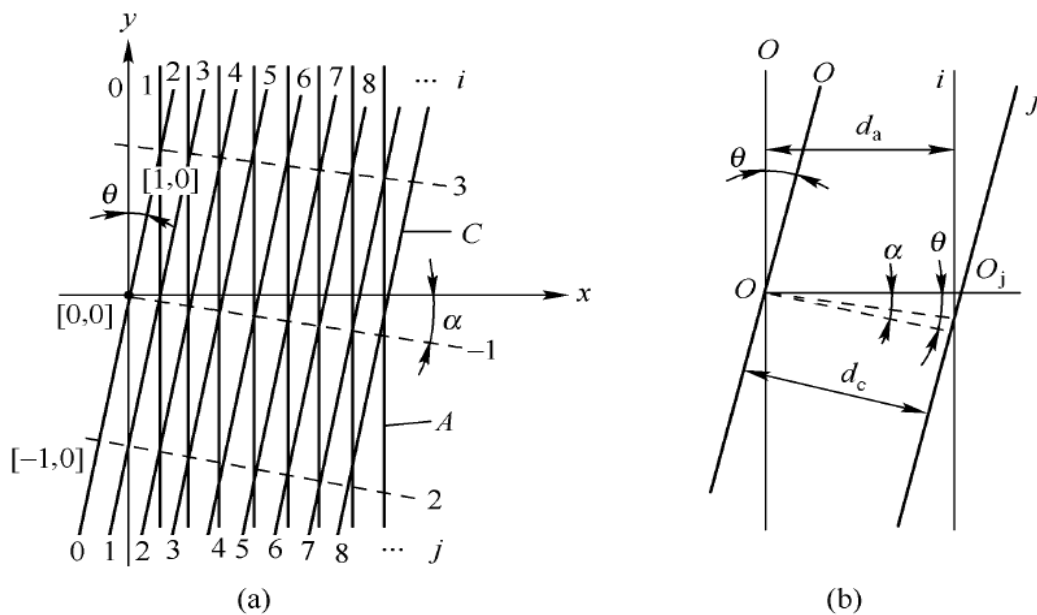


图5-41 简化长光栅的莫尔条纹

主光栅栅距为 d_0 ，指示光栅栅距为 d_c 。主光栅的栅线方程为

$$x = id_0 \quad (5-37)$$

指示光栅的栅线斜率为 $\text{tg}(90^\circ - \theta) = \text{ctg} \theta$ ，任一栅线 j 与 x 轴的交点 o_j 的坐标为 $(x_j, y_j) = (\frac{jd_0}{\cos \theta}, 0)$ 而指示光栅的栅线方程为

$$y = (x - x_j) \text{ctg} \theta = (x - \frac{jd_c}{\cos \theta}) \text{ctg} \theta = x \text{ctg} \theta - \frac{jd_c}{\sin \theta} \quad (5-38)$$

两光栅栅线交点 $[i,j]$ 的坐标为

$$x_{i,j} = id_\alpha \quad (5-39)$$

$$y_{i,j} = x_{i,j} \text{ctg} \theta - \frac{jd_c}{\sin \theta} = id_\alpha \text{ctg} \theta - \frac{jd_c}{\sin \theta} \quad (5-40)$$

莫尔条纹1的斜率 $\text{tg} \alpha$ 为

$$\text{tg} \alpha = \frac{y_{i,j} - y_{0,0}}{x_{i,j} - x_{0,0}} = \frac{id_\alpha \cos \theta - jd_c}{id_\alpha \sin \theta} \quad (5-41)$$

注意这时 $i=j$ 所以有

$$\text{tg} \alpha = \frac{d_a \cos \theta - d_c}{d_a \sin \theta} \quad (5-42)$$

式中， α 为莫尔条纹1与 x 轴的夹角。

由此可知，条纹I的方程为

$$y_1 = x \operatorname{tg} a = \frac{d_a \cos \theta - d_c}{d_a \sin \theta} x \quad (5-43)$$

条纹2和3的方程分别为

$$y_2 = \frac{d_a \cos \theta - d_c}{d_a \sin \theta} x - \frac{d_c}{\sin \theta} \quad y_3 = \frac{d_a \cos \theta - d_c}{d_a \sin \theta} x + \frac{d_c}{\sin \theta} \quad (5-44)$$

莫尔条纹的间距可用相邻两条纹在 y 轴上的距离 B_y 表示，也可用实际间 B 表示

$$B_y = y_3 - y_1 = y_1 - y_2 = \frac{d_c}{\sin \theta} \quad (5-45)$$

$$\begin{aligned} B &= B_y \cos a = \frac{d_c \cos a}{\sin \theta} \\ &= \frac{d_c}{\sqrt{\sin^2 \theta + (\cos \theta - \frac{d_c}{d_a})^2}} \end{aligned} \quad (5-46)$$

3. 横向莫尔条纹

横向莫尔条纹是由 $d_a = d_c = d$ 的两光栅，倾角 θ 很小的条件下形成。这时条纹与 x 轴夹角。一般 θ 约为为几分，可近似认为条纹与 y 轴垂直，所以叫做横向莫尔条纹。它的间距公式为

$$B_y = \frac{d}{\sin \theta} \quad B = \frac{d \cos \frac{\theta}{2}}{\sin \theta} = \frac{d}{2 \sin \frac{\theta}{2}}$$

近似计算为

$$B = B_y = \frac{d}{\theta} \quad (5-47)$$

当两块光栅间夹角 $\theta=0$ 时， $B=\theta$ ，这时主光栅移动时，指示光栅相当于一个闸门。两光栅栅线重叠时，条纹最亮；栅线错开时，条纹变黑。把这种条纹叫作光闸莫尔条纹。

4. 纵向莫尔条纹

由两栅距不等而又接近的光栅可叠合成纵向莫尔条纹。设 $d_a=d$ ， $d_c=d(1+\varepsilon)$ ，而光栅栅线平行放置， $\theta=0$ ，如图5-42所示，栅线方向与条纹方向平行。莫尔条纹的间距 B 可由式(5-47)简化后给出

$$B = \frac{d_c}{1 - \frac{d_c}{d_a}} = \frac{(1+\varepsilon)d}{\varepsilon} = \frac{d}{\varepsilon} + d$$

通常 $\varepsilon \ll 1$ ，上式可简化为

$$B = \frac{d}{\varepsilon} \quad (5-48)$$



图5-42 纵向莫尔条纹

5. 斜向莫尔条纹

它的形成条件是： $d_a=d$ ， $d_c=(1+\varepsilon)d$ ， $\theta \neq 0$ ，可以看作是横向和纵向莫尔条纹的综合结果，如图5-43所示。条纹的斜率为

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\cos \theta - (1 + \varepsilon)}{\sin \theta} \quad (5-49)$$

当 θ 很小时

$$\operatorname{tga} = -\frac{\varepsilon}{\theta} \quad (5-50)$$

斜向莫尔条纹间距 B 可由式(5-47)简化为

$$\begin{aligned} B &= \frac{d(1 + \varepsilon)}{\sqrt{\sin^2 \theta + (\cos \theta - (1 + \varepsilon))^2}} \\ &\approx \frac{d}{\sqrt{\varepsilon^2 + \theta^2}} \end{aligned} \quad (5-51)$$

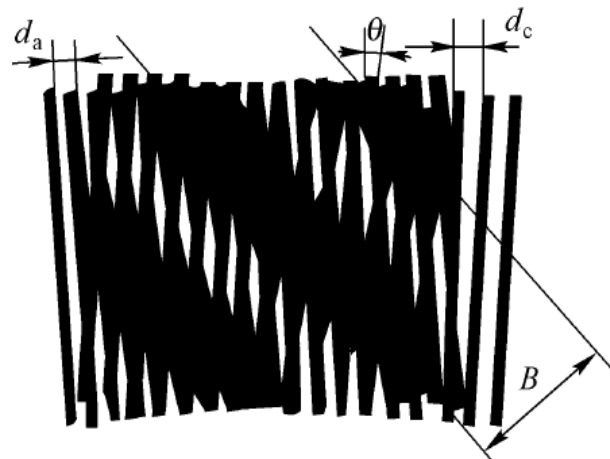


图5-43 斜向莫尔条纹

由式(5-50)可知，当 $\cos \theta = (1 + \varepsilon)$ 时， $\varepsilon < 0$ ， $\operatorname{tg} \alpha = 0$ ，这时斜向莫尔条纹转变为严格的横向莫尔条纹。但需两种栅距的光栅合成。

6. 莫尔条纹的主要特性

莫尔条纹在测量中得到广泛应用，因为它具有放大作用和移动方向性这两个重要的特性。

从式(5-48)可知，间距 B 是栅距 d 和倾角 θ 决定，调整 θ 就可改变 B 。此外、当 θ 很小时， B 可远大于 d 。把条纹间距与光栅间距之比叫作莫尔条纹的放大倍数 K 。

$$K = \frac{B}{d} = \frac{1}{\theta} \quad (5-52)$$

设 $\theta=0.57^\circ=10\text{mrad}$ ， $d=0.02\text{mm}$ ，当 $B=2\text{mm}$ ， $K=100$ 。可见用计量光栅测定位移时，移动光栅每移动一个栅距 0.02mm ，莫尔条纹移动一个间距 2mm 。对同等精度的测量，精度可提高100倍。

7. 光栅读数头简介

利用光栅莫尔条纹对位移进行精密测量，必须靠光电方法获取位移信号。如图5-44所示为光栅光电读数头的装置原理。指示光栅固定不动，主光栅与移动物体固紧，两光栅间约有几微米到几十微米的间隔。从光源发出的光经准直镜后，以平行光照射光栅，光束经某组莫尔条纹后，由硅光电池接收。主光栅移动，莫尔条纹周期性地变化，光电池接收这一变化，每变化一周期计数器计一次。如果计数为 N ，则移动距离为 Nd 。

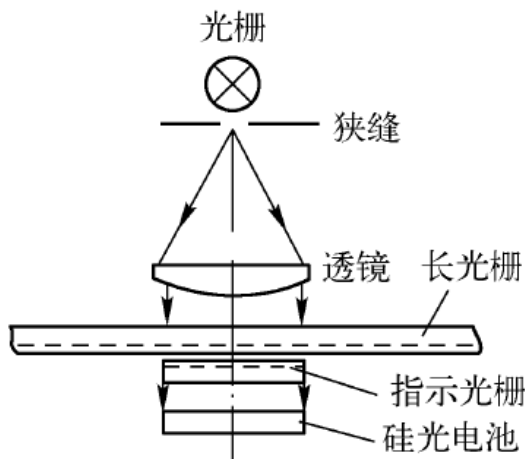


图5-45 光栅光点读数头的装置原理

光电读数通常不是针对某一点的条纹进行，而是在一定长度内针对若干同相位点的条纹进行检测。这样不仅可以提高信号量，更重要的是使刻线误差得到平均，在很大程度上消除局部及周期误差的影响，使检测精度可能优于光栅本身的刻线精度。这种作用叫做平均效应。

利用单个读数头测量，存在着两个未能解决的问题。一是未测出移动方向；二是精度未能提高。实际上常用多个光电读数头，它们以一定的相位差放置在莫尔条纹的相应周期范围内，为细分读数器和方向判别器提供信号。如图5-45所示为相位相差 π 的两光栅信号，经电路处理后，给出加、减信号脉冲，以实现位移计数和方向判别。

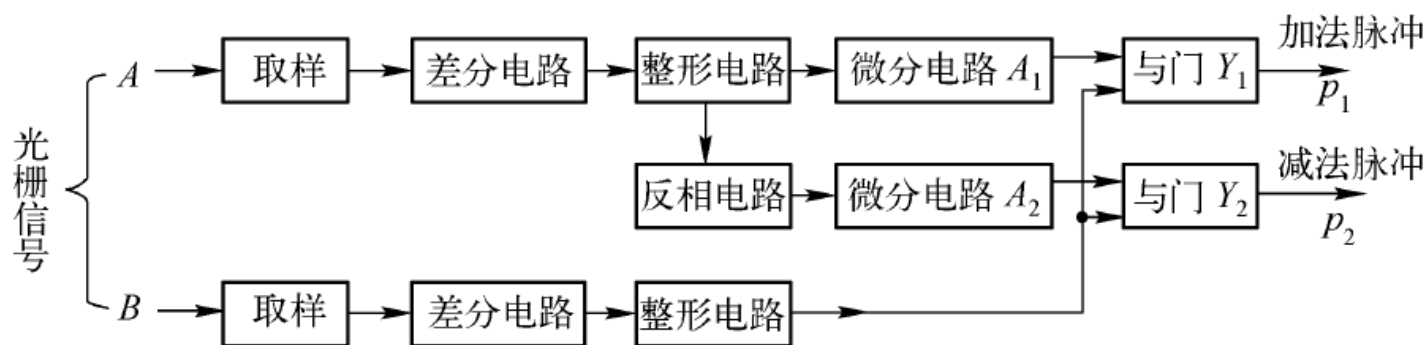


图5-45 处理电路方框图

8. 圆光栅的莫尔条纹

圆光栅的种类很多，如图5-46所示为三种圆形光栅，其中(a)为径向光栅，栅线呈辐射状，并全部通过圆心。又叫做辐射光栅；(b)为切向光栅，栅线均与一个直径很小的圆相切；(c)为环形光栅，栅线内许多栅距为 d 的同心圆组成。

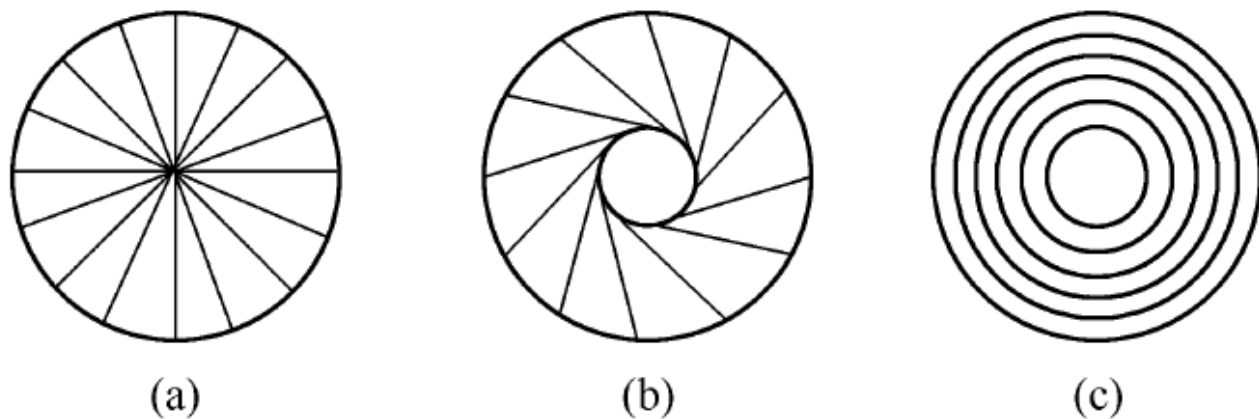


图5-46 三种圆光栅

使用较多的是径向光栅。采用两块栅距相同的径向光栅叠合，并使两光栅中心保持一个不大的偏心量 e ，就可产生莫尔条纹。如图5-47所示。

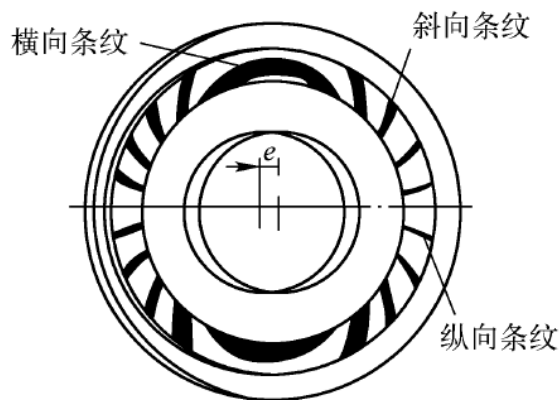


图5-47 径向光栅的莫尔条纹

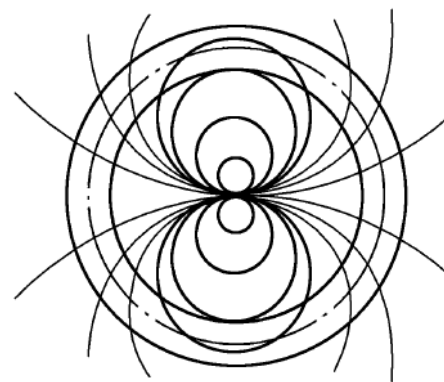


图5-48 全面积莫尔条纹

如果仔细研究全面积上的莫尔条纹，如图5-48所示，有以下两个特点：
 (1) 莫尔条纹由一系列切于中心的圆组成； (2) 莫尔条纹的法向宽度随距中心的半径 R 变换而不同，可用下式表示

$$B = \frac{d_R \cdot R}{e} \quad (5-53)$$

式中： B 为莫尔条纹的法向宽度； d_R 为位于 R 处的栅距； e 为两光栅间的偏心量。

5.4.2 电子细分技术的基本原理

单个光电读数头进行位移量或转动量测量时，产生正弦信号输出

$$u = u_0 \sin 2\pi\left(\frac{x}{d}\right) = u_0 \sin 2\pi\left(\frac{vt}{d}\right) \quad (5-54)$$

式中： d 为光栅常数； x 为相对移动的距离； v 为动光栅的移动线速度； u_0 为输出电压的幅值。

当 x 从0增至 d 时，光栅移过一个栅距，电压信号变化一个周期。如果用走过距离对应电压变化的周期数表示，那么和计量栅距数没有两样。为提高检测精度，采用电子细分技术，将每个周期分解为若干分，通过对每分的测量，使精度提高若干倍。

1. 直接细分法

以四倍细分法为例加以说明。在莫尔条纹的一个周期内，等距地放置四组光电读数头，组间间隔为 $B/4$ ，对应相位差为 $\pi/2$ 。产生信号经放大后分别为

$$u_1 = u_0 \sin(\varphi) = u_0 \sin \varphi \quad (5-55a) \quad u_2 = u_0 \sin(\varphi + \frac{\pi}{2}) = u_0 \cos \varphi \quad (5-55b)$$

$$u_3 = u_0 \sin(\varphi + \pi) = -u_0 \sin \varphi \quad (5-55c) \quad u_4 = u_0 \sin(\varphi + \frac{3\pi}{2}) = -u_0 \cos \varphi \quad (5-55d)$$

$$\varphi = 2\pi x / d = 2\pi vt / d$$

计数脉冲形成电路是由鉴零器和微分电路，以及一些与非门和触发器构成。鉴零器将正弦信号转换为方波信号，经微分电路后产生计数脉冲。每组信号形成原理如图5-49所示。

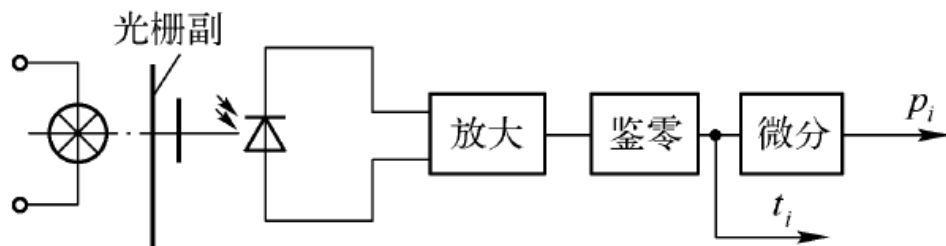


图5-49 单组信号形成电路

实际四倍细分电路还要进行编码处理，可同时获得移动量和移动方向两个参量。具体处理时，不仅要从四组微分电路中取出移动脉冲信号 p_1 ， p_2 ， p_3 和 p_4 ，还要从四组鉴零电路后，取出方向信号 t_1 ， t_2 ， t_3 和 t_4 ，把它们按图5-50所示的编码原理进行处理，由或门1输出加法脉冲，由或门2输出减法脉冲，并分别接到可逆计数器的十、一脉冲输入端，计数器就可显示动光栅的移动量及移动方向。对应上述编码波形如图5-51所示。

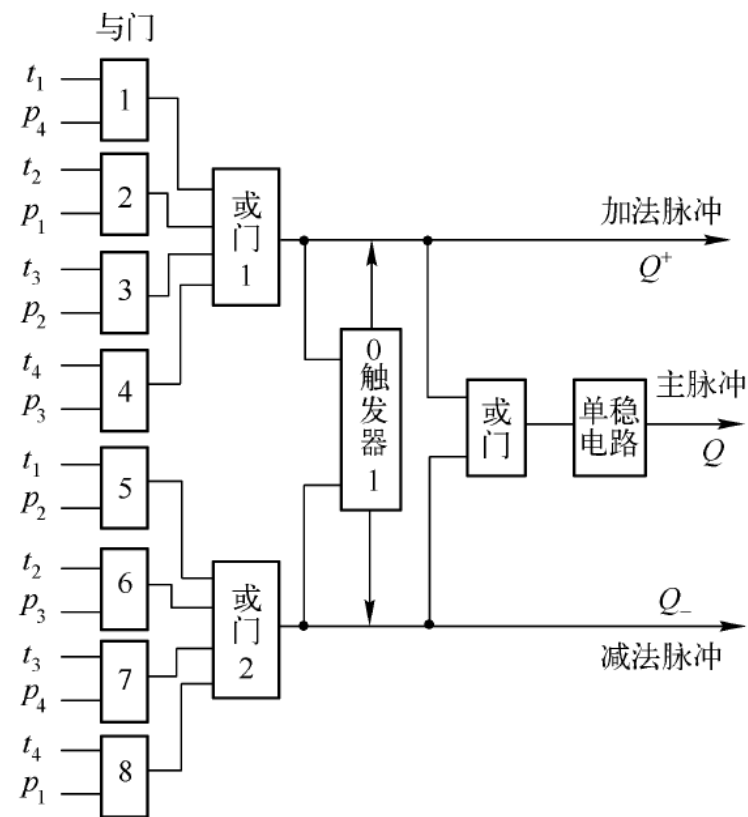


图5-50 编码原理图

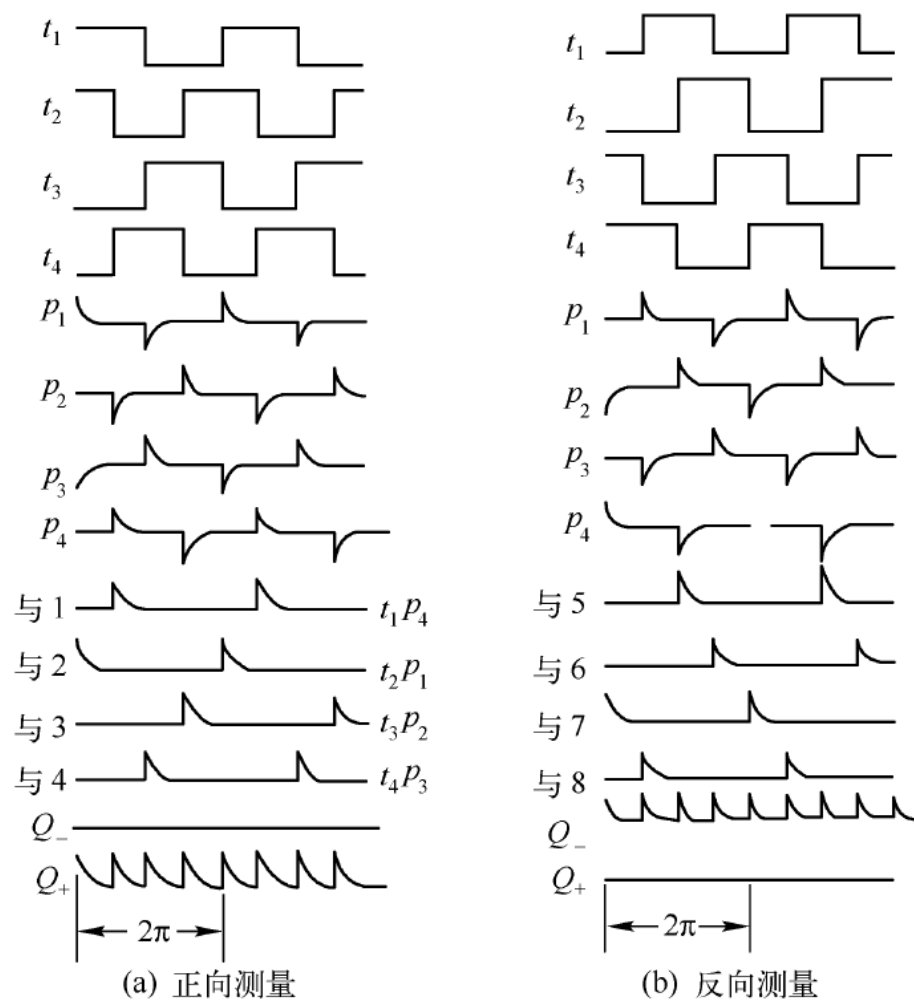


图5-51 编码波形

2. 移相并联电阻链细分法

该方法借助于电阻链中不同位置可以产生不同相位的正弦电压函数这一特点，获得 n 组相位差相位相差 $2\pi / n$ 的 n 个正弦电压细分信号。其原理如图5-52所示。在同一电阻上获取多组电位函数的方法叫做串联电阻相移法。这种方法在调整时信号间相互有影响。目前多采用并联电阻相移法，如图5-53所示，在每个电阻上，只采样一个信号，相互不影响，调整方便，并可获得较高的精度。

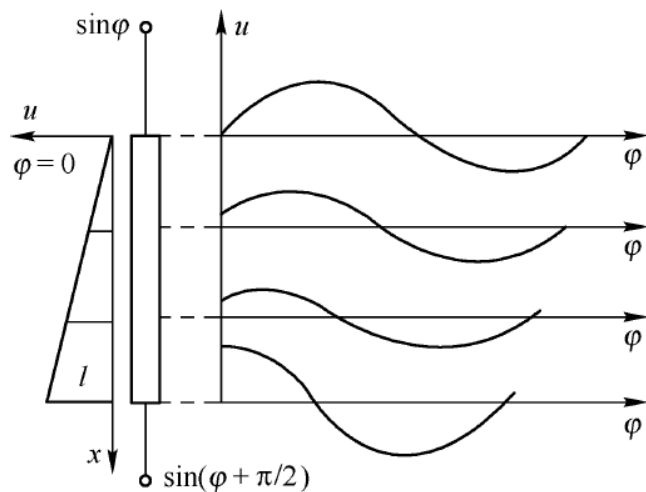


图5-52 串联电阻相位原理

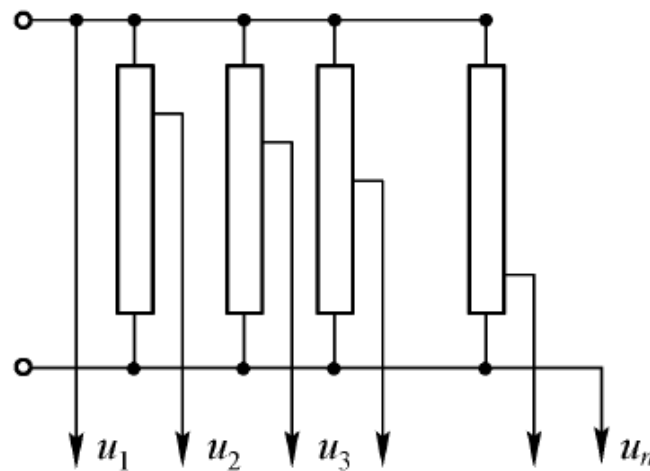


图5-53 并联电阻相位原理

实际使用的相移并联电阻链细分法，在上述四倍细分法基础上进行。取样电路原理如图5-54所示。可供输出用于细分的 n 个正弦电压函数为

$$\begin{aligned}
 u_{10} &= \sin \varphi & u_{11} &= \sin(\varphi + \frac{2\pi}{n}) & u_{12} &= \sin(\varphi + \frac{4\pi}{n}) & \dots & u_{1i} &= \sin(\varphi + \frac{2\pi}{n}i - \frac{2\pi}{n}) \\
 u_{20} &= \sin(\varphi + \frac{2\pi}{n}) & u_{21} &= \sin(\varphi + \frac{\pi}{2} + \frac{2\pi}{n}) & \dots & & & u_{2i} &= \sin(\varphi + \pi - \frac{2\pi}{n}i) \\
 u_{30} &= \sin(\varphi + \pi) & u_{31} &= \sin(\varphi + \pi + \frac{2\pi}{n}) & \dots & & & u_{3i} &= \sin(\varphi + \frac{3\pi}{2} - \frac{2\pi}{n}i) \\
 u_{40} &= \sin(\varphi + \frac{3\pi}{2}) & u_{41} &= \sin(\varphi + \frac{3\pi}{2} + \frac{2\pi}{n}) & \dots & & & u_{4i} &= \sin(\varphi + 2\pi - \frac{2\pi}{n}i) \\
 & & & & & & & & u_{50} = \sin(\varphi + 2\pi) = u_{10}
 \end{aligned}$$

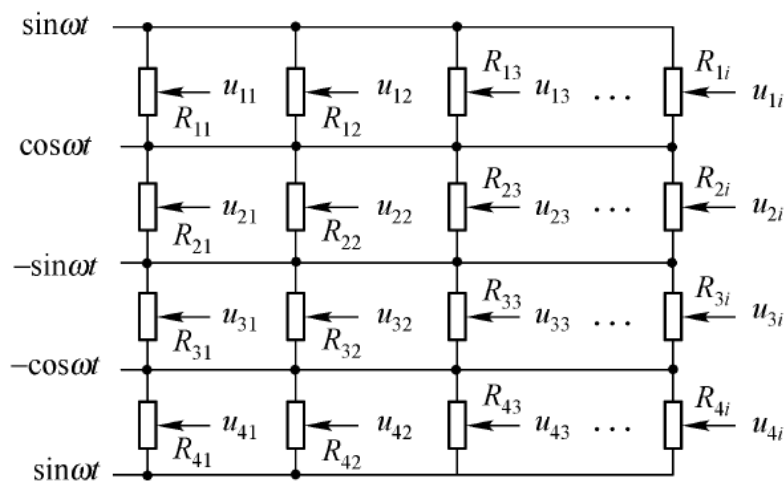


图5-54 使用并联电阻相位细分电路

3. 电平切割比较细分法

该方法又叫作幅值切割比较法，基本原理如图5-55所示。将莫尔条纹变化产生的正弦信号 $\sin\varphi$ 进行幅值分割，形成比较电压 $U_1, U_2, \dots, -U_1, -U_2, \dots$ 等。测量时将变化的莫尔条纹正弦信号与比较电压相对照，正半周与正信号比，负半周与负信号比。当两者相同时，比较器发出跳变信号，形成计数脉冲。如要进行 n 倍细分，则要在一个电压变化周期内设置 n 个比较电压，测量信号变化一个周期，就可获得 n 个计数脉冲信号。

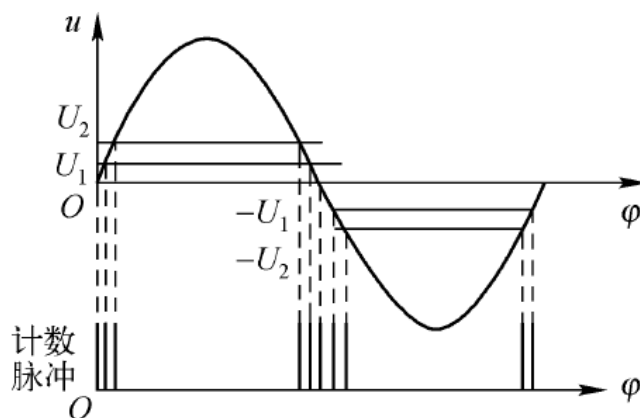


图5-55 幅值切割比较法

该方法的最大缺点是，正弦函数各点斜率不等，在拐点附近斜率大，细分间隔电位变化大，易于实施，而在极值附近斜率接近于 0，细分间隔电位变化甚小，易受干扰，不易实施。

为克服上述缺点，有多种方法可对它进行改造。下面介绍一种近似三角波法实施细分。如图5-56所示为利用正弦函数和余弦函数合成的近似三角形波 $F(\varphi)$

$$F(\varphi) = |\cos \varphi| - |\sin \varphi| \quad (5-56)$$

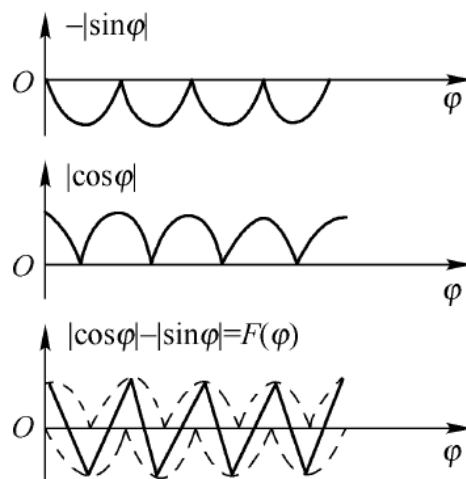


图5-56 近似三角波的形成

4. 调制信号细分法

前面介绍的方法都是非调制信号细分法。如图5-57所示为调制信号细分法的原理。把光栅莫尔条纹上取出的正弦信号 $u_0 \sin \varphi$ 和余弦信号 $u_0 \cos \varphi$ 分别引入乘法器A和B。再设法获取一组辅助的调制正、余弦信号 $u_1 \sin \omega t$ 和 $u_1 \cos \omega t$ ，并把它们按图示引入相应的乘法器，乘法器输出信号 u_A 和 u_B 分别为

$$u_A = K_1 u_0 u_1 \cos \omega t \sin \varphi \quad (5-57)$$

$$u_B = K_1 u_0 u_1 \sin \omega t \cos \varphi \quad (5-58)$$

将 u_A 和 u_B 经加法器后，输出信号 u 为

$$\begin{aligned} u &= K_1 K_2 u_0 u_1 (\sin \omega t \sin \varphi + \cos \omega t \cos \varphi) \\ &= K \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned} \quad (5-59)$$

式中： K_1 为乘法器的传输系数； K_2 为加法器的传输系数； ω 为调制辅助信号的圆频率； φ 为取样点莫尔条纹的相位角。

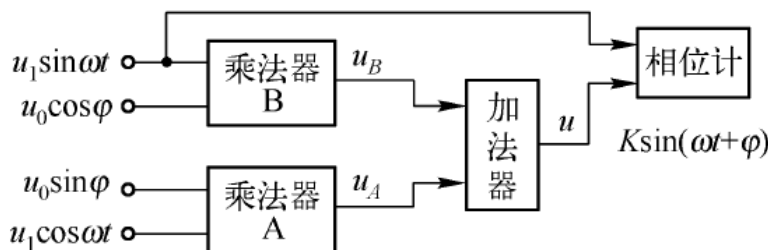


图5-57 调制信号细分法原理框图

调相信号细分也是一种常用电子细分法，实现的关键是鉴相细分，下面介绍脉冲填补法的鉴相细分原理。相位计原理如图5-58所示。主要由鉴零器、整形器、 $R-S$ 触发器、时钟发生器和计数器等组成。调相信号 u 与基准信号 u_R 经鉴零器和整形器后形成方波信号 u 与 u_R ，两者间相位差仍是 φ ，如图5-59所示的波形。

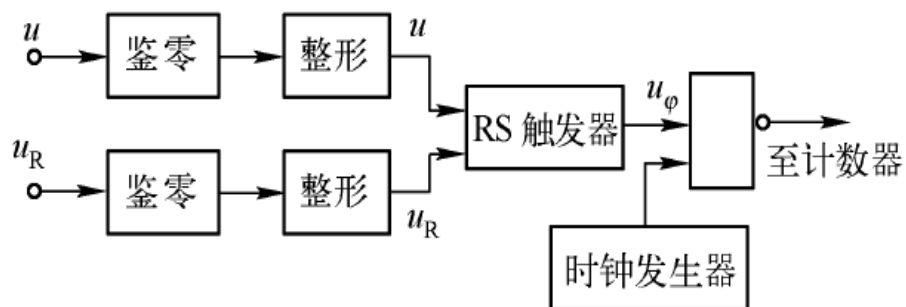


图5-58 鉴相原理

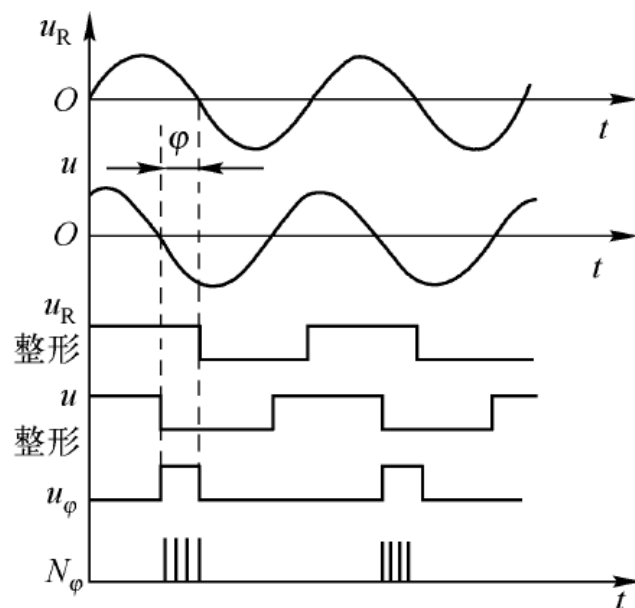


图5-59 鉴相各环节波形

5. 锁相细分法

细分技术中利用锁相技术的原理如图5-60所示。其中关键是产生稳定的倍频信号输出。动光栅连续运动时，从变化的莫尔条纹中取出的光电信号频率为 f ，如要进行 n 倍细分则使倍频振荡器产生频率为 $F=nf$ 的信号输出。采用锁相技术，以确保 F 跟踪 f 并始终是其 n 倍。方法是将倍频振荡器输出信号经 n 分频，再与光栅信号进行相位比较。

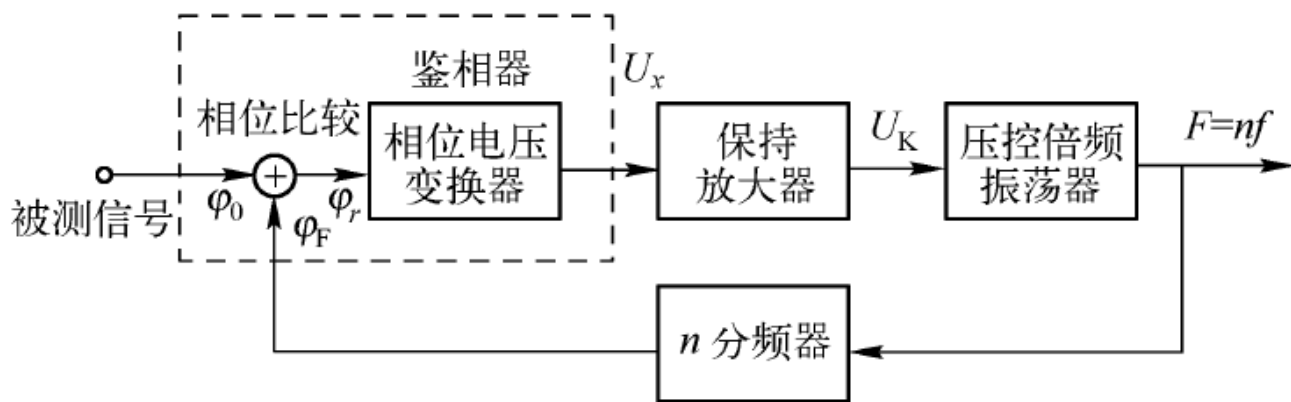


图5-60 锁相细分法框图

5.4.3 光学码盘及编码

1. 码盘的工作原理

光学码盘是光学轴角编码器的角度基准光学元件，是将转角的模拟量转换为数字量(A / D)的有效工具。按照代码形成，编码器可分为增量式和绝对式两种。前述计量光栅是一种增量式的编码器，没有固定的零位。当编码器有绝对零位时，称其为绝对式编码器。光学码盘是一种绝对式编码器，按输出代码形式可以有二进制、二—十进制和六—十进制等。以二进制代码为基础进行编码的码盘。用透光和不透光两种状态表示“1”和“0”。并以每个码道代表二进制的一位数，对应的光学码盘上是黑白相间的一个圆环。若干这样的码道就构成按二进制规律的码盘图案。如图5-61所示为一个五码道组成的二进制码盘。图5-62所示为五位码盘的编码表和展开图。

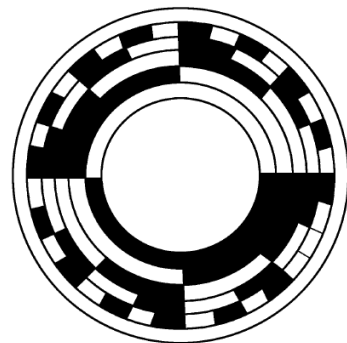


图5-61 二进制码盘

二进制码盘的码道数 n 和码道编码容量 M 之间的关系为

$$M = 2^n \tag{5-60}$$

其角度分辨率 α 与码道数 n 之间的关系为

$$\alpha = \frac{360^\circ}{M} \tag{5-61}$$

二进制码盘中内圈为高位码，外圈为低位码。

十进制数	二进制编码表							码道展开
0	0	0	0	0	0	0		
1	0	0	0	0	1			
2	0	0	0	1	0			
3	0	0	0	1	1			
4	0	0	1	0	0			
5	0	0	1	0	1			
6	0	0	1	1	0			
7	0	0	1	1	1			
8	0	1	0	0	0			
9	0	1	0	0	1			
10	0	1	0	1	0			
11	0	1	0	1	1			
12	0	1	1	0	0			
13	0	1	1	0	1			
14	0	1	1	1	0			
15	0	1	1	1	1			
16	1	0	0	0	0			
17	1	0	0	0	1			
18	1	0	0	1	0			
19	1	0	0	1	1			
20	1	0	1	0	0			
21	1	0	1	0	1			
22	1	0	1	1	0			
23	1	0	1	1	1			
24	1	1	0	0	0			
25	1	1	0	0	1			
26	1	1	0	1	0			
27	1	1	0	1	1			
28	1	1	1	0	0			
29	1	1	1	0	1			
30	1	1	1	1	0			
31	1	1	1	1	1			

图5-62 五位二进制码盘编码和展开图

2. 格雷码码盘

循环码的形式很多，有格雷码、周期码以及反射码等。图5-63所示是一种典型的格雷码图案。它有五个码道，其编码表及展开图如图5-64所示。图中以黑线代表“0”，而白线代表“1”。

- 循环码的重要特点是：
- (1) 代码从任何数转变到相邻数时，各码位中仅有一位发生变化；
 - (2) 循环码每一个码道的周期比普通二进制码盘增加了一倍。

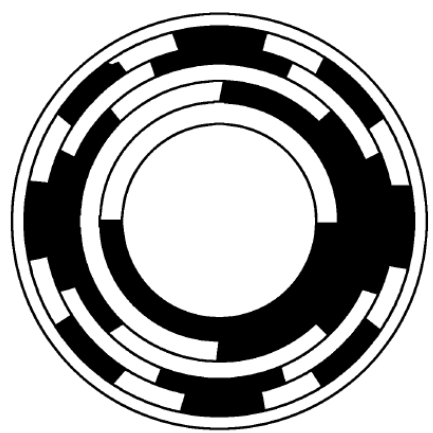


图5-63 格雷码码盘

十进制数	循环码编码表					码道展开
0	0	0	0	0	0	
1	0	0	0	0	1	
2	0	0	0	1	1	
3	0	0	0	1	0	
4	0	0	1	1	0	
5	0	0	1	1	1	
6	0	0	1	0	1	
7	0	0	1	0	0	
8	0	1	1	0	0	
9	0	1	1	0	1	
10	0	1	1	1	1	
11	0	1	1	1	0	
12	0	1	0	1	0	
13	0	1	0	1	1	
14	0	1	0	0	1	
15	0	1	0	0	0	
16	1	1	0	0	0	
17	1	1	0	0	1	
18	1	1	0	1	1	
19	1	1	0	1	0	
20	1	1	1	1	0	
21	1	1	1	1	1	
22	1	1	1	0	1	
23	1	1	1	0	0	
24	1	0	1	0	0	
25	1	0	1	0	1	
26	1	0	1	1	1	
27	1	0	1	1	0	
28	1	0	0	1	0	
29	1	0	0	1	1	
30	1	0	0	0	1	
31	1	0	0	0	0	

图5-64 格雷码盘表和展开图

3. 格雷码的计算

格雷码与普通二进制码的关系如表5-2所示。由表中可以看出：对高位来说两种码的取值相同，而最低三位间的关系是：

$$C_1 = R_1 \oplus R_2 \oplus R_3 \oplus R_4 \quad C_2 = R_2 \oplus R_3 \oplus R_4 \quad C_3 = R_3 \oplus R_4 \quad (5-62)$$

式中 \oplus 号表示不进位的加法，在数字电路中也把它叫做“模=和”。即： $0\oplus0=0$ ； $0\oplus1=1$ ； $1\oplus0=1$ ； $1\oplus1=0$ 。

表 5-2 循环码与二进制、十进制数关系表

十进制数	二进制数	循环码	十进制数	二进制数	循环码
<i>D</i>	<i>C</i> 4321	<i>R</i> 4321	<i>D</i>	<i>C</i> 4321	<i>R</i> 4321
0	0000	0000	8	1000	1100
1	0001	0001	9	1001	1101
2	0010	0011	10	1010	1111
3	0011	0010	11	1011	1110
4	0100	0110	12	1100	1010
5	0101	0111	13	1101	1011
6	0110	0101	14	1110	1001
7	0111	0100	15	1111	1000

4. 码盘参数的选择

码盘的主要参数有：分辨率 α 、码道位数 n 、黑白刻线总数 M 、刻线周期 ϕ 、刻线宽度 b 、最小内圈直径 ϕ_{\min} 、刻线长度 l 和码道间隔 ΔR 等。

由所要求的最小码盘读数来确定码盘的分辨率 α 。按公式(5-63)计算出黑白刻线总数，即编码容量 M ，按公式(5-62)计算出码道位数 n 。

码道的刻线周期 ϕ 是指每对黑白线段所对应的中心角度，各码道 ϕ 值不同，对最低位码道来说，刻线的周期等于分辨率的二倍。

最小内圈直径 ϕ_{\min} 是指最高位码道刻划的内径。该值取的大对精度有利，但仪器体积、重量均增大；反之对体积、重量减小有利，但对精度不利，应视具体要求而定。

划线长度 l 是指刻线在直径方向上的长度。通常取1—1.5mm即可。

码道间隔 ΔR 通常取 $(1—2)l$ ，约1—2mm即可。

刻线宽度 b_i 由码道刻线半径 R_i 和刻线周期 ϕ_i 确定，注意 b_i 对应的是 i 码道一个周期的线宽，可由下式给出

$$b_i = R_i \phi_i \quad (5-63)$$

式中

$$R_i = (l + \Delta R)(i - 1) + \phi_{\min} / 2$$

5. 光学编码器

它是利用光学码盘通过光学读码完成轴角到编码电信号变换的仪器。它主要由光源、光学码盘、狭缝、光电探测器及处理电路、轴系和一整套相应的机械零件所组成。它的核心是光电读码系统，如图5-65所示为一个码道的光电读出系统。

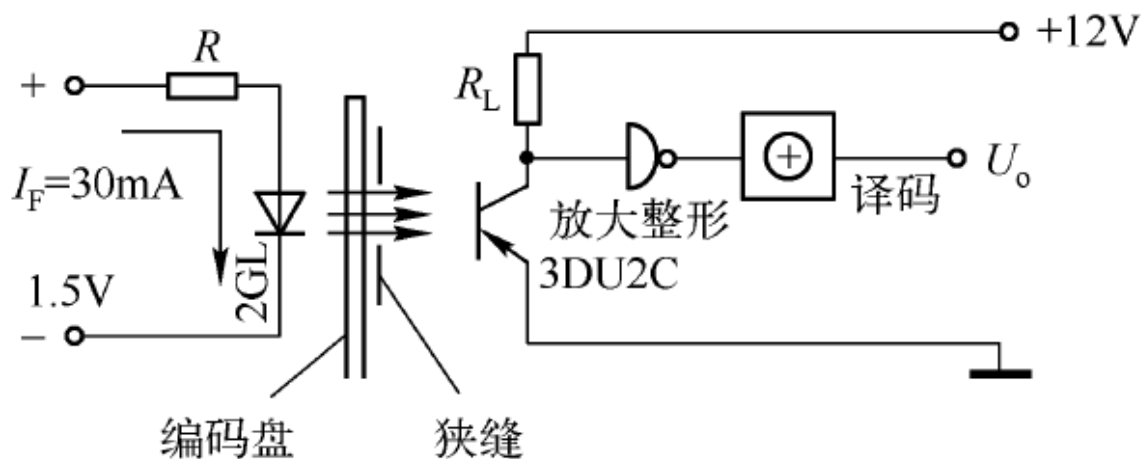


图5-65 单码道光电读出系统

5.5 角反射器与极性分析器

1. 角反射器

带有协作目标的主动光电装置，可大为增加探测目标的作用距离，其中协作目标可用角反射器或列阵充当。角反射器的主要结构有以下几种，如图5-66所示。

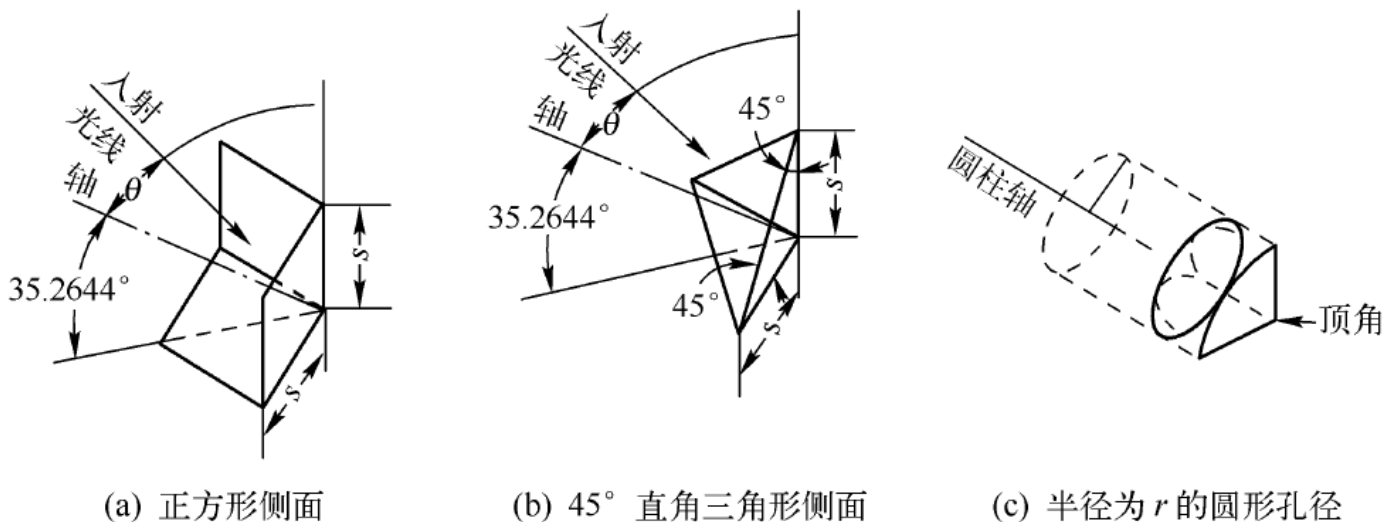


图5-66 三种角反射器的结构

角反射器原向反射回来的总辐射功率为

$$\phi_e = EA_e(\theta) \quad (5-64)$$

式中： E 为角反射器处入射光辐射的照度； $A_e(\theta)$ 为假设在理想反射面条件下，角反射器的有效孔径面积； θ 为相对于角反射器轴线的入射光束的入射角。

图5-67给出了上述角反射器的有效孔径面积 $A_e(\theta)$ 随 θ 变化的曲线,有效孔径面积 $A_e(\theta)$ 实际上表明了观察角对于回反射通量的影响。在长距离上观察角反射器的强度与一些其它因素有关，但对于具有完全对准反射面的单个角反射器，可采用以下近似公式

$$I = \frac{E_e[A_e(\theta)]^2}{2} \text{ (W/sr)} \quad (5-65)$$

式中： I 为长距离上观察光束中心的强度；
 E_e 为在角反射器处的辐照度(W / m²)。

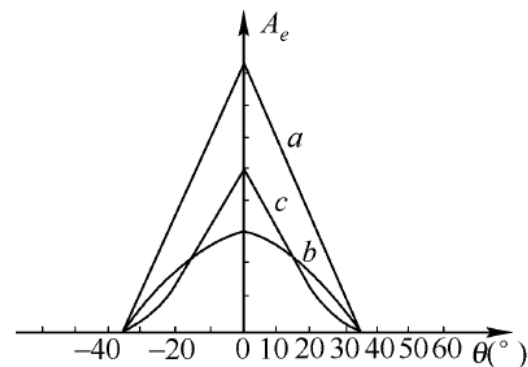


图5-67 有效孔径面积与 θ 角的关系曲线

角反射器的主要参量有：

(1)工作面积(mm²)；

(2)反射光的光束角宽度，简称束宽；

(3)比强度,即长距离处单位立体角中的通量数(I)与角反射器处单位面积中的通量数(E)之比。

采用辐射度单位时有：

$$\text{比强度} = \frac{I_e (W / sr)}{E_e (W / m^2)} \quad (5-66)$$

$$\text{采用光度单位时有：} \quad \text{比强度} = \frac{I_v (lm / sr)}{E_v (lm / m^2)} = \frac{I_v (cd)}{E_v (lx)} \quad (5-67)$$

(4)比亮度。对于角反射器列阵来说，更为关注的是单位目标面积 A 的性能效果，按如下定义表征

$$\text{比辐亮度} = I_e / (E_e A) \quad (5-68)$$

$$\text{比亮度} = I_v / E_v A \quad (5-69)$$

(5)超出理想漫射表面的增益。

(6)超出理想的各向同性反射面的增益。

表5-3列出了几种角反射器的特性参数。

表 5-3 几种角反射器的特性参数

型号	类型	面积 (mm ²)	束宽	峰值比强度 (cd/lx)	峰值比亮度 (cd/lx · m ²)	超出理想漫 射面增益	超出理想各向 同性面增益
FOS - 21	塑料列阵	2477	0.7°	538.2	0.97	5850	23400
FOS - 3111	塑料列阵	432	0.3°	645.8	6.73	40600	162000
HCC - S	单玻璃角	3168	0.57°	5.49×10^8	7.5×10^5	4.7×10^9	1.9×10^{10}

2. 极性分析器

极性分析器在某些使用场合有时叫做辐射通量分离器，下面介绍两种用于瞄准目标轴线的通丝量分离器。图5-68所示为四面锥体通量分离器。图5-69所示为一种光纤通量分离器。

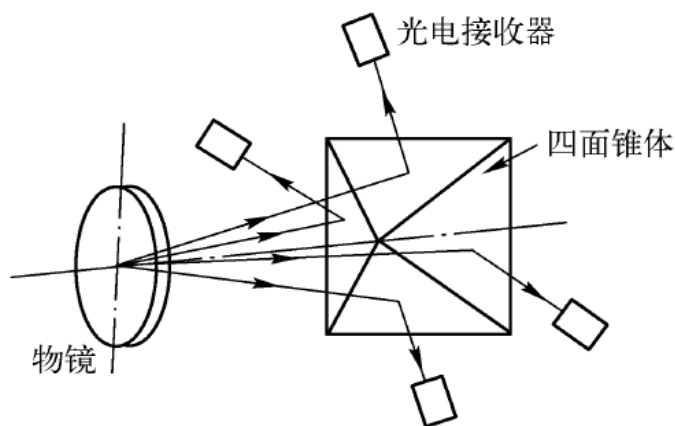


图5-68 四锥面辐射分离器

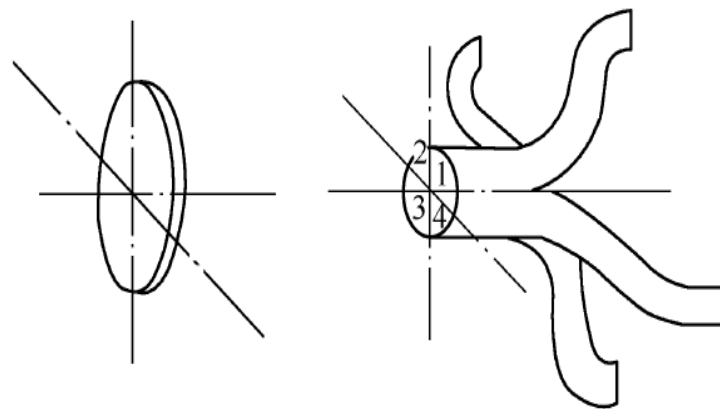


图5-69 光纤辐射分离器

四面锥体在自动光电准直类仪器中得到广泛的应用。图5-70所示是双轴光电自准直仪的原理装置。调制光源中包括光源及调制部分，调制光束经聚光镜将光束会聚并照明四面锥截顶台面，然后通过以台面为焦面的物镜后形成平行光射出，再经与光轴垂直的平面反射镜反射后返回到物镜，由物镜将光束成像在台面附近，该像是四面锥截顶台面的自准直像，由于衍射等影响，其像将扩展，如图5-71所示。

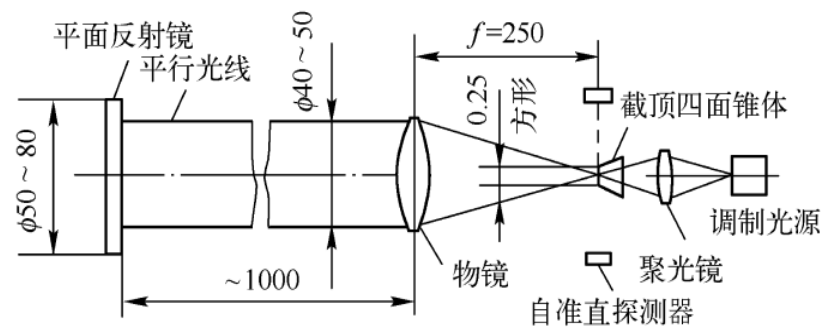


图5-70 双轴光电自准直仪的原理

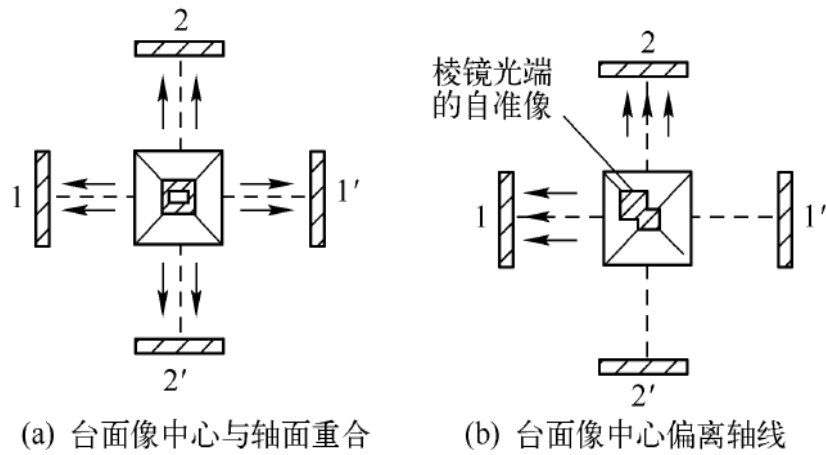


图5-71 自准直原理

控制信号的形成原理如图5-72所示。

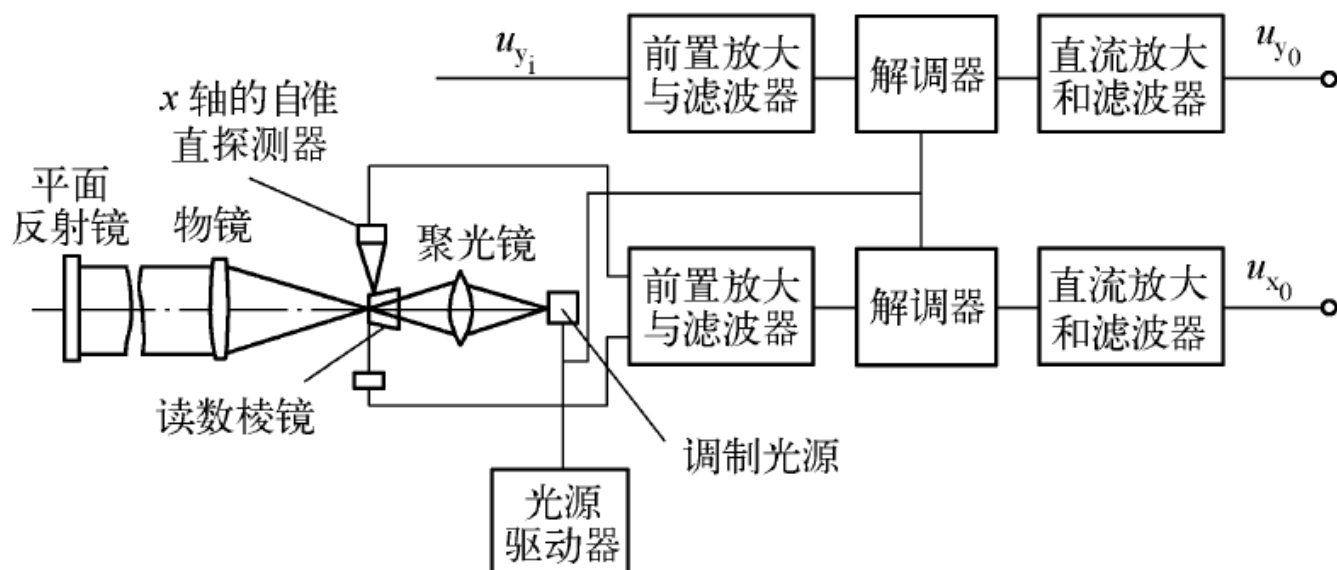


图5-72 控制信号形成原理

在其它的自动光电测量仪器中，还用到与前述有所不同的通量分离器。如图5-73(a)所示的缝形棱镜，就是用于自动回转自准直仪中的核心部件，反射回的缝像为矩形。当像产生旋转时，如图中(b)所示为逆时针旋转时，则在反时针探测器对上增加了通量。

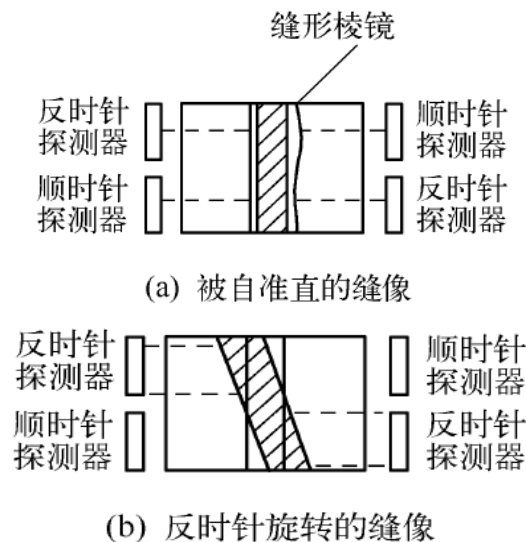


图5-74 缝形棱镜自准直原理

图5-74所示用于三轴自动光电准直偏振仪中的十字缝形棱镜，对应分成的八个反射面各自配有一套光电接收系统，以产生所需要的控制信号。

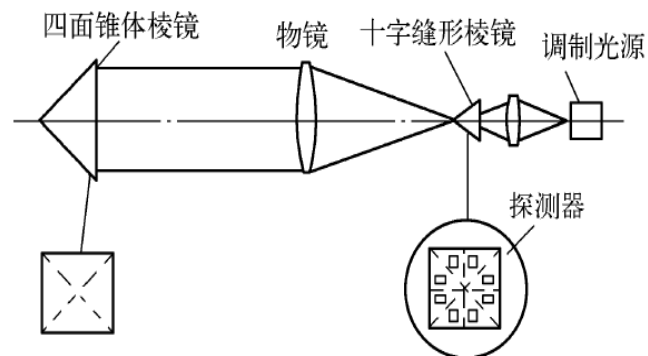


图5-75 三轴自动光电准直偏振仪

截顶四面锥体还应用于光电自动探针仪中，它是一种非接触式的光电表面传感器，用以测量物体表面微小的变化。其原理如图5-75所示。光电自动探针的电路原理如图5-76所示。

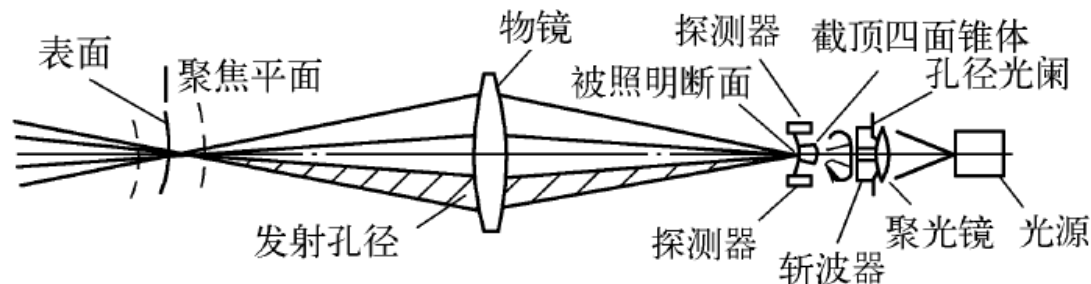


图5-75 光电自动探针的工作原理

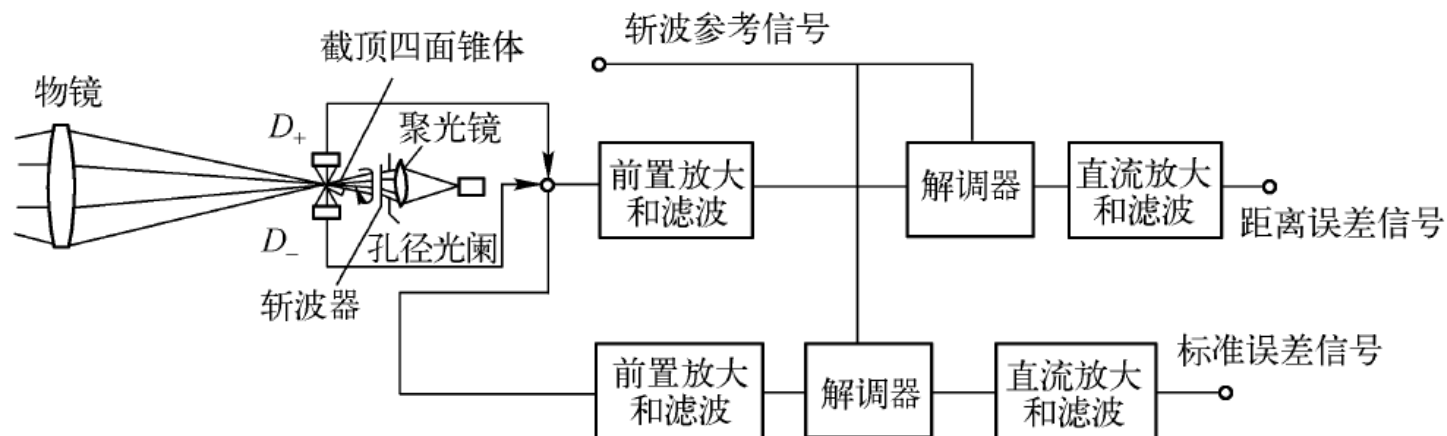


图5-76 光电自动探针的电路原理