

光学系统设计技巧

郑保康

(云南北方光学电子集团有限公司 650114)

(续 2003.NO.1)

3.3 象差平衡方案

由于光学系统象差的校正不能达到绝对无象差的地步(也没有这个必要),因此确定一个既能满足实际使用要求;又能够实现的象差最佳校正方案就是非常必要的。要达到这一点,首先必须有一个正确的象质评价方法。为了计算上的方便,目前我们仍然是采用“能量集中度”的方法来衡量象差(有时也采用“瑞利判断”方法),而且是以单项象差计算为基础的。目前经常计算的有下列几种曲线:球差、色差($LA'_\lambda \sim \sin U'$ 曲线)、正弦条件($osc' \sim \sin U'$ 曲线)、象散($x'_i, x'_s \sim \omega$ 曲线)、畸变($Dist \sim \omega$ 曲线)、倍率色差($H_\lambda - H_D \sim \omega$ 曲线)以及特性曲线($\Delta H'_\lambda \sim \lg U'$ 曲线)。有些是描写细光束的,有些则描述了宽光束的特性;有些是轴上点(或近轴点)的象差情况,有些则是轴外点的象差情况。这些都是为了运算上的方便而分割开来的,而实际上它们都同时成象在一幅画面上,因此就要求我们能综合起来统一加以评价。

3.3.1 球差、色差

球差是由于光束孔径增大而引起的效应,它对整个视场的各点都起作用,没有校正好球差的物镜即使在视场中央也得不到清晰的象。当孔径和视场超出“赛德”区域

时,它们交错地产生高次量,由此还引起了子午球差和弧矢球差的差别,当只考虑它的五级量时可用下列公式表示出来:

$$\left. \begin{aligned} 2n'U_k^2 LA'_r &= [S_1 + (5S_1^{\text{III}} + S_1^{\text{IV}})\eta'^2]Y^2 + S_1^{\text{I}}Y^4 \\ 2n'U_k^2 LA'_s &= [S_1 + (S_1^{\text{III}} + S_1^{\text{IV}})\eta'^2]Z^2 + S_1^{\text{I}}Z^4 \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

其中: $Y = \frac{\bar{Y}}{Y_0}$; $Z = \frac{\bar{Z}}{Z_0}$ 为孔径的规范化值。

Y_0 —— 子午光束的最大孔径;

\bar{Y} —— 子午光束各带孔径;

Z_0 —— 弧矢光束的最大孔径;一般 Z_0

$= Y_0$;

\bar{Z} —— 弧矢光束各带孔径;

首先讨论一下轴上点球差,这时 $\eta' = 0$,从而(3.1)式写成:

$$2n'U_k^2 LA' = S_1 Y^2 + S_1^{\text{I}} Y^4 \quad (3.2)$$

这就是我们常用的球差曲线方程式。如图3.1所示,当边缘光线($Y = 1$)的球差为零时,其它各带的球差可用下式表示:

$$2n'U_k^2 LA' = S_1^{\text{I}} Y^2 (Y^2 - 1) \quad (3.3)$$

它是一抛物线,球差最大的地方在 $Y = 0.707$ 处其值如下:

$$2n'U_k^2 LA' = -0.25 S_1^{\text{I}} \quad \text{或}$$

$$LA'_Z = -\frac{S_1^{\text{I}}}{8n'U_k^2} \quad (3.4)$$

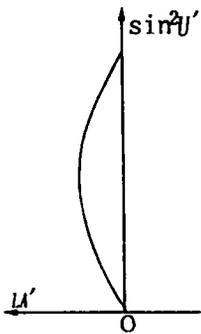


图 3.1

(3.4) 式就是球差的残余量, S'_I 称五级球差系数, 很明显, 要减小它的残余量就必须使 S'_I 减小。在摄影物镜或照相物镜中一般将图 3.1 画成图 3.2 左边的形式, 考虑到用相对孔径都比最大相对孔径小; 同时当物体由无穷远移至近距离时球差常常向正的方向变化, 为此常将球差曲线校正成图 3.2 右边的形式, 使边缘球差与带球差近似相等, 符号相反。为了使球差与轴外点象差有同一评价标准, 也用 $\Delta H' \sim \tan U'$ 曲线来描述球差, 其中:

$$\Delta H' = -LA' \cdot \tan U'_k \quad (3.5)$$

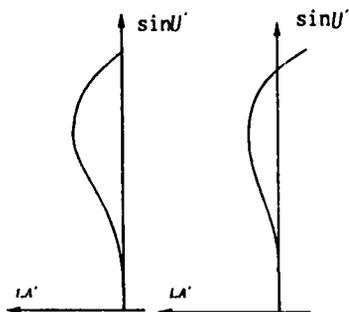


图 3.2

它直接表示出轴上点单色光束能量的会聚情况。图 3.3 所示 $\Delta H'$ 的大小除了与球差

有关外, 还直接与最佳焦面的位置有关。在这里就提出这样一个问题: 球差的最佳校正方案不但要考虑到球差本身的校正状况; 而且还要考虑到轴外点所需最佳焦面的位置来确定。只有五级球差时用图 3.2 的校正状况是合适的。当 S'_I 系数太大势必造成过量的带球差, 我们考虑让系统产生更高次量的球差如七级量, 这时的球差曲线如图 3.4 所示, 使最佳焦面与高斯面的离焦量为 Δl 时, 就可得到最小弥散圆的校正状况。当然, 这时要求轴外点的离焦量能与此相匹配, 只要控制一下 S_{III} 、 S_{IV} 的量是做得到的。

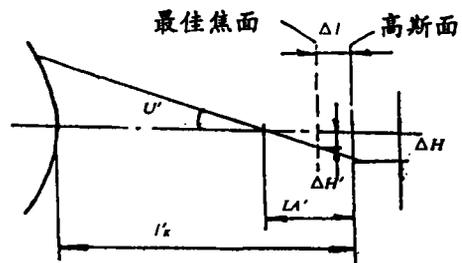


图 3.3

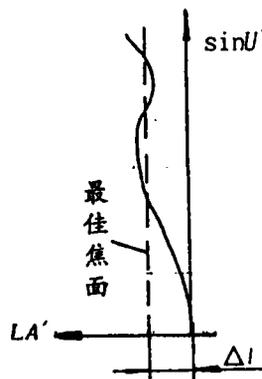


图 3.4

以上只是单色光的球差校正情况, 通常都是白光照明(它包含有各种色光), 只考虑单色光是不够的, 还必须考虑到照明

的灯源、拍摄对象所在介质、底片的光谱特性等因素来确定各种色光的象差校正方案。一般说来,光学系统总是使接收器(可以是感光底片、可以是人眼、也可以是其它光敏元件)最敏感的波段和照明光源中能量最多的部分有最好的象质——有最集中的能量。目前照明用的灯源品种与日俱增,都在向着模拟太阳光谱靠拢,但是都有一定差别。遇到非空气的介质时,它们会对照明的光谱产生剧烈的变化。如空中摄影由于云雾对短波产生散射只有较长的波段能透过,这时摄影物镜就要考虑对 c 光甚至 A 光的象差有较好的校正,而短波部分的 g 光就可以不考虑。反过来,如水下摄影特别是海水能强烈地吸收红光,这时就应该着重对 e 光、 F 光和 g 光的象差校正,而 c 光、 A 光就可以不予考虑。在日光或白炽灯照明下,一般全色底片的光谱特性曲线如图3.5所示。对于可见区域 g 到 c 光,首先保证 $F \sim D$ 光波段有很好的象质,其次再照顾一下 $g \sim F$ 和 $c \sim D$ 光波段,这是摄影物镜、照相物镜与底片的光谱特性相符合的。由光学材料引起的二级光谱情况如图3.6所示,校正 D 、 F 光交在一起时, c 、 g 光也正好交在一起,这样整个波段的弥散都不大。如果考虑 c 、 F 光消色差,固然 c 、 F 与 D 光的分离可以小一些,但这时 g 光却偏离得较远,使 $F \sim g$ 这段光束得不到应有的集中。因此对于色差而言,妥当的校正方案应该是:对于摄影、照相物镜以 D 光校正单色象差; c 、 g 光校正色差,既考虑到黑白片,又照顾到彩色片的实际情况。对于目视光学系统以 D 光校正单色象差; c 、 F 光校正色差。

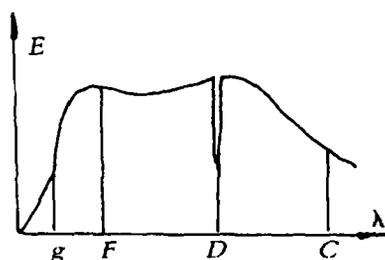


图 3.5

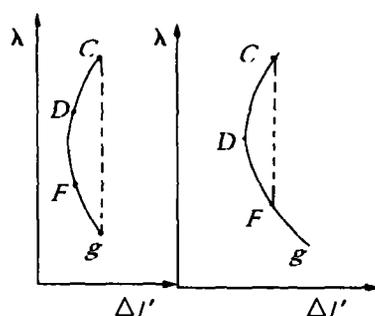


图 3.6

图3.7中左图是只有五级球差,右图出现了七级量,它们的色球差都有一些负值,故而 C_1 稍正一些使 g 光偏在 c 光的左边。它们的色光在边缘带和傍轴带的分离量基本相等,这样既保证了小孔径的象质也照顾了大孔径的象质。

色差校正得理想与否涉及到象点各种色光能量会聚的情况,或者说直接影响着象面的清晰度(由此还将影响着色饱和度)。因此在摄影物镜中色差的校正(当然包括各种象差的色变化)必须给予足够的重视。至于有些镜头的彩色还原不良引起画面的“偏青”或“偏红”现象,其主要的原因在于透镜的镀膜工艺控制不当或光学材料的选择吸收,与象差校正状况没有什么直接关系。

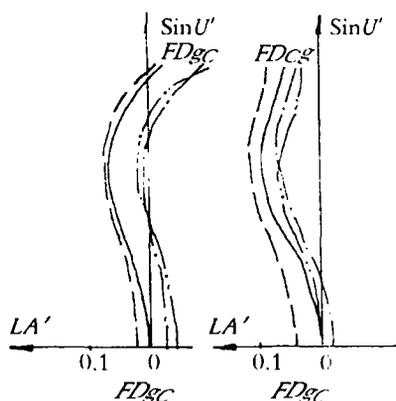


图 3.7

§3.3.2 彗差

彗差是使点列图失对称的象差。由象差理论可用下式表示：

$$\left. \begin{aligned} 2n'U'_k K'_T &= [3S_{II} \eta' + (5S_{II}^{III} + 3S_{II}^{IV}) \eta'^3] Y^2 + 5S_{II} \eta' Y^4 \\ 2n'U'_k K'_S &= [S_{II} \eta' + (S_{II}^{III} + S_{II}^{IV}) \eta'^3] Z^2 + S_{II} \eta' Z^4 \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

式中： $\eta' = \frac{\bar{\eta}'}{\eta'_0}$ —— 为归化象高；

$\bar{\eta}'$ —— 为实际象高；

η'_0 —— 为最大象高。

只考虑近轴点的彗差可略去上式中 η' 的高次项，且仅考虑最大象高的点，上式可写成下式，这时 K 只与孔径有关：

$$\left. \begin{aligned} 2n'U'_k K'_T &= 3S_{II} Y^2 + 5S_{II} Y^4 \\ 2n'U'_k K'_S &= S_{II} Z^2 + S_{II} Z^4 \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

光线追迹中经常习惯用满足正弦条件的 OSC' 来表示，它与 K'_T 有下列关系：

$$K'_T = 3\bar{\eta}' OSC' \quad (3.8)$$

$$\text{所以 } 2\eta' j OSC' = S_{II} Y^2 + \frac{5}{3} S_{II} Y^4 \quad (3.9)$$

与球差一样它也是一抛物线，当边缘光束的 OSC' 为零时，其它各带的 OSC' 残余量可用下式表示：

$$2\eta' j OSC' = \frac{5}{3} S_{II} Y^2 (Y^2 - \frac{3}{5}) \quad (3.10)$$

当 $Y = 0.707$ 时， OSC' 有最大的残余量：

$$OSC'_Z = -\frac{S_{II}}{24\eta' j} \quad (3.11)$$

对于显微镜、望远镜物镜一般以 $OSC' \leq 0.0025$ 作为衡量彗差波象差的标准，实际使用的好的设计结果比这还要小，由于摄影物镜的画面较大，再用上列标准就不一定合适。例如 $f' = 500$ 毫米的长焦距摄影物镜，在 35 毫米的电影摄影机中其最大象高 $\bar{\eta}' = 13.6$ 毫米，全视场约 3° 左右，用 OSC' 值就可基本上描述了它的彗差情况，这时如 $OSC' = 0.0025$ ：

$$K'_T = 3 \times 13.6 \times 0.0025 = 0.102 \text{ mm}'$$

这样大的 K'_T 值显然是不理想的。因此对于长焦距的摄影物镜（它的彗差量可由 OSC' 来控制）的 OSC' 值就要求小于 0.001。对于如 $f' = 18$ 毫米短焦距摄影物镜，其最大全视场角 $2\omega = 74^\circ$ ，当只有 0.3 带视场时，其视场角已达 $\omega = 13^\circ$ ， S_{II}^{III} 和 S_{II}^{IV} 与象高有关的高次量作用就很显著。单用 OSC' 值已不能全面表述它的彗差情况，它需要用 (3.6) 式来全面描述，其实这时的象高 $\bar{\eta}'$ 只有 4 毫米，也就是说能够用 OSC' 来描述彗差情况的视场比 0.3 视场还要小， $\bar{\eta}'$ 大约为 2 毫米左右甚至还要小一些。如果 $OSC' = 0.0025$ ，这时：

$$K'_T = 3 \times 2 \times 0.0025 = 0.015 \text{ 毫米}$$

这样的 K'_T 值是不大的，也就是说短焦距摄影物镜的 OSC' 值可以比 0.0025 更大一些。

§3.3.3 象散和象面弯曲

象散是细光束的特性,与光束孔径大小无关是象高的多次函数。可用下式表示:

$$\left. \begin{aligned} 2\eta' U'^2 x'_t &= (3S_{III} + S_{IV})\eta'^2 + \left(\frac{5}{2}S_{III} + \frac{1}{2}S_{III}^N\right)\eta'^4 \\ 2\eta' U'^2 x'_s &= (S_{III} + S_{IV})\eta'^2 + \left(\frac{1}{2}S_{III} + \frac{3}{2}S_{III}^N\right)\eta'^4 \end{aligned} \right\} \quad (3.12)$$

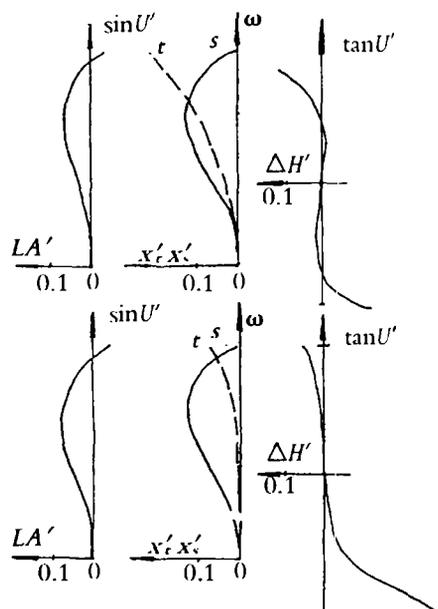


图 3.8

它表示轴外光束邻主光线焦点离高斯象面的轴向距离。由于 S_{III}^N 和 S_{III}^N 对于 x_t 和 x_s 影响的数量不等,因此邻主光线有两个焦点——子午焦点和弧矢焦点。从物理的能量观点出发,就其本身来说,因为它只是描述“无限细”光束的子午和弧矢焦点离开高斯面的情况,无所谓弥散的大小,当然也就谈不上能量的会聚与发散。不过,实际上轴外宽光束最佳焦点的位置是与 x_t, x_s 有关的。正因为如此,往往利用校正 x_t, x_s 的量,作为确定光束最佳焦点位置的有效手段,使它成为象差计算中一项重要指标。因此 x_t, x_s 的校正状态要紧与轴外光束(即特

性曲线)的校正状态结合起来考虑。除非是大视场,边缘象点有特别高级的轴外球差和轴外彗差出现,一般 $x_t - x_s = \Delta x$ 象散的量与子午光束、弧矢光束最佳焦点的分离是近似相等的。为此在 0.707 带视场以内,可用 $x_t - x_s = \Delta x$ 的量来衡量轴外宽光束子午与弧矢的分离情况。 Δx 的量以 $\Delta x \tan U'_K \leq 0.01 \sim 0.02$ 毫米较为理想。

图 3.8 上图是摄影镜头的一组象差曲线,特性曲线是轴外负球差,这时使 x_t 校正过正,最大达到 0.2 毫米与之相匹配。它与球差曲线的离焦量也有很好的配合,离焦后特性曲线的弥散并不大,且 0.85 视场以内的象散值都很小,只有 0.03 毫米,这样的校正是合理的。图 3.8 下图的一组曲线看起来 x_t 值较小只有上图的三分之一,但由于没有与特性曲线的轴外负球差相匹配,因此不但特性曲线的弥散较大,而且最佳焦点为负离焦量,与轴上球差也匹配不起来,同时象散值在整个视场范围内也较大。

§3.3.4 畸变

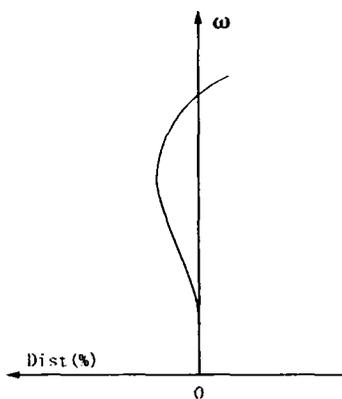


图 3.9

畸变也是细光束的特性,以主光线与高斯象面交点的高度—理想象高与主光线实际象高之差的大小来衡量。有畸变的物镜使象失真与原物不相似。可用下式表示:

$$2n'U'_K TA'_Y = S_V \eta'^3 + S_V^{\vee} \eta'^5 \quad (3.13)$$

为了保证整个象面的畸变都不大,应使 S_V 与 S_V^{\vee} 相匹配将曲线校正成图 3.9 所示的形式。

畸变的存在并不影响成像的清晰度。一般畸变值控制在什么范围内呢?3% 的畸变量人眼是不容易察觉有变形的,照顾到电影的艺术效果希望摄影物镜的畸变值能小于 2%,这样的要求一般都能达到,因此在系统设计中对于畸变的校正都不十分在意。不过对于严重失对称的广角物镜、变焦距物镜要校正到 2% 的程度并不容易,有时超过这个指标也在用。

3.3.5 特性曲线

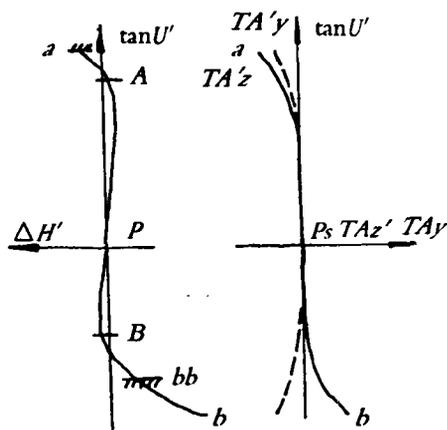


图 3.10

特性曲线是描述轴外象点宽光束弥散的象差曲线。它能将轴外象点的球差、彗差、象散、象面弯曲表示出来;追迹不同色

光的特性曲线,还可以表示轴外点的色球差、色彗差、色象散、倍率色差。因此它是作为轴外象点成象质量评价的主要依据。

图 3.10 左图为子午光束的 $\Delta H' \sim \tan U'$ 曲线,右图为弧矢光束的 $TA'_z' \sim \tan U'$ (弧矢轴外球差曲线) 和 $TA'_y \sim \tan U'$ (弧矢彗差曲线) 曲线。 P 点的斜率 x_i 和 P_s 点的斜率 x_s 表示邻主光线的子午和弧矢焦点离开高斯面的轴向距离;子午宽光束边缘光线的交点和弧矢宽光束边缘光线的交点离开高斯象面的轴向距离 X_T 和 X_S :

$$\left. \begin{aligned} X'_T &= \frac{H'_a - H'_b}{\tan U'_a - \tan U'_b} \\ X'_S &= \frac{TA'_{Za} - TA'_{Zb}}{\tan U'_{Za} - \tan U'_{Zb}} \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

轴外象点宽光束边缘带的子午轴外球差和弧矢轴外球差为:

$$\left. \begin{aligned} X'_T - x'_i \\ X'_S - x'_s \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

轴外象点宽光束边缘带的子午彗差 K'_T 和弧矢彗差 K'_s :

$$\left. \begin{aligned} K'_T &= H'_P - \frac{H'_a + H'_b}{2} \\ K'_s &= TA'_y \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

对于特性曲线的校正,与轴上点宽光束的原则一样,也应是保证它的能量集中——弥散愈小愈好。大视场、大孔径的轴外光束往往会出现特别高次量的彗差和轴外球差,使边缘带光束的焦点急剧地偏离最佳焦面,如图 3.10 左图中的 b 点。尽管它的弥散较大,但由于很陡, $bb \sim b$ 段所包含的能量与整个光束比较并不占太大的份量,因此它对成象的影响是很微弱的。实际

的鉴别率并不完全由这段偏离来决定。再说还可以通过限制透镜通光口径的办法拦去这部分光线,因此轴外光束能量集中度并不能单以最大的弥散量来衡量,而还应看它所占整个光束能量的比例情况。图 3.10 左图中整个光束是 $a \sim b$, 实际通光光束是 $a \sim bb$, 如果能量较集中的 AB 段(它占 $a \sim bb$ 段的 70 ~ 80% 左右)弥散范围为 0.01 ~ 0.02 毫米就较理想,虽然这时 aA 段和 Bbb 段的弥散还较大,但对成象有决定影响的还是 AB 段,因此设法来校正这一段曲线有较小的弥散范围是非常有意义的。

用来限制那些弥散较大,使光束不进入象面成象的有效办法。但也必须认识到这毕竟是被动的,不能无限制来使用它,如果拦光太厉害,它减小了轴外光束的有效通光口径,不但将加剧渐晕现象,有时还会降低它的鉴别本领。

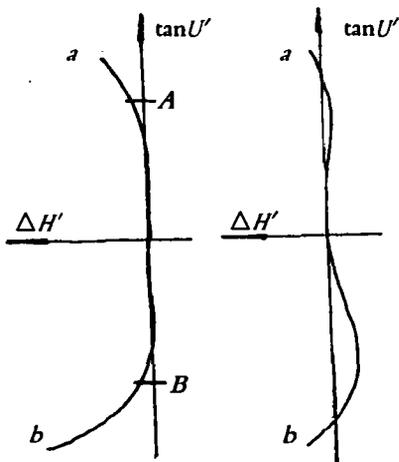


图 3.11

比较一下图 3.11 左、右两个图是很有意思的,左图 $a \sim b$ 段的最大弥散比右图大,但是 AB 段的能量特别集中而 aA 和 bB 也只占较小的一部分能量,而右图虽然它整个光束的最大弥散比左图小,但它整个光束的能量都较分散,故左图的校正状况比右图理想。

上述提到光束的拦光问题,是经常被

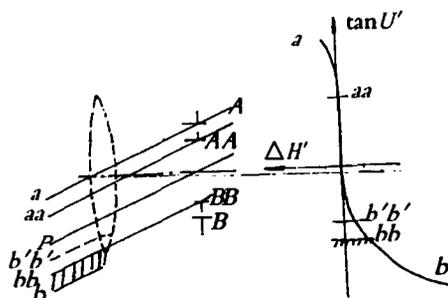


图 3.12

经常都会遇到图 3.12 中右图的情况,将 $b \sim bb$ 段弥散较大的这一段曲线拦去,这只要如左图所示将透镜的通光口径取得小一些就能实现。对于全口径来说象差也还是可以的,但如果缩小光圈使用(这是摄影物镜经常需要的),比如缩到原来的一半,上光束只剩下 aa 以下的光线通过,而下光束 bb 以上的光线仍能通过,这时通过系统的光束就成为 $aa \sim bb$ 段,使能量不集中的 bb 段所占的比例就较大,呈现出彗差,而降低了它的成象质量。出现小孔径的象差还不如大孔径,这就是所谓不对称拦光出现的情况。为此拦光时不但要考虑到大孔径的情况,而且还要注意缩小光圈时能量对比发生变化后的情况。在上例中只要将光束由 bb 改拦到 $b'b'$ 就能改善小孔径的状态。在这里提出了一个特性曲线的拦光问题,在特性曲线象差的校正中,就要考虑到拦光后的情况,而不是盲目追求特

性曲线全孔径的能量集中。要知道大视场全孔径的光束往往是被遮拦的,既然如此就可让这部分光束弥散稍大,使光束中心处的能量更集中一些,这是合理的。

从上述所列的象差表示式中可以看出,轴外象差的弧矢分量都比子午的要小 3 ~ 5 倍,因此往往是忽略了弧矢象差的校正,以为子午光束的象差校正适当弧矢象差就不成什么问题,这种看法有时是会发生问题的。所谓子午象差校正适当常常是指拦光后的特性曲线而言,如图 3.13 所示,对于弧矢光束是不拦光的,都是全孔径的象差,而子午光束则是在比弧矢光束小 $1/3 \sim 1/2$ 情况下的象差,完全有可能比子

午象差大,原因还不仅如此,为了校正子午光束的特性曲线特别是高级量较大的那些曲线,而利用边沿光束在某一面(通常都是折射率差不大的胶合面)有特别大的入射角,让它与产生更高次量的象差相平衡。如图 3.14 左图的 $\Delta H' \sim \tan U'$ 曲线校正后成为右图的曲线,这时子午光束显然有了很大的改善,不过这种面由于弧矢光束在其上的入射角并不象子午光束那么大,因此对弧矢光束的作用是不大的,并没有得到相应的改善——弧矢光束的特性曲线不如子午光束好。对于大孔径大视场的系统为什么一定要追迹弧矢光束的象差理由也就在于此。

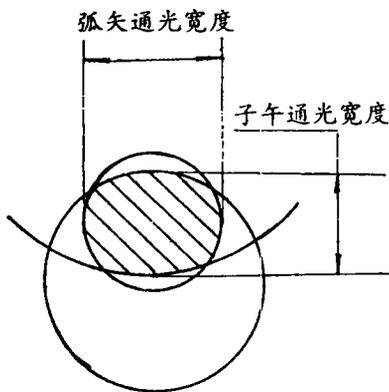


图 3.13

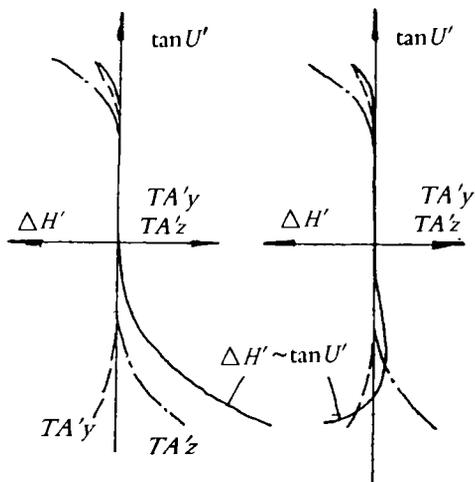


图 3.14

特性曲线中“色差”也是一个重要的问题。 D 光象差不好,固然象质不佳,但是如果 D 光有很好的象差而其它色光的特性曲线不好(表现为轴外色球差、色彗差、色象散)象质同样是不高的,即使是各种色光单独的特性曲线都很好,如果它们之

间的倍率色差没有校正好,而是处于分离状况的话,其象质也是不高的。系统中的胶合面如果没有特别大的入射角,一般 D 光的特性曲线校正好后,其它色光的特性曲线也是不会太坏的,这时只要注意倍率色差的校正即可。

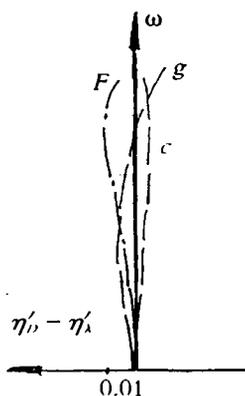


图 3.15

倍率色差是表示各种色光在同一视场中主光线实际高度的差别。画出各色光束的特性曲线后就能看出倍率色差的量。为了更便于直观附加一倍率色差曲线如图 3.15, 其分量的情况就表示了各色光的主光线在不同视场的分散量, 一般控制 C_{II}

值(初级倍率色差系数)就可改变各视场倍率色差的量。当色光有残存的轴外色差、色彗差、色象散时, C_{II} 的校正就不仅要使得各色光的主光线靠拢, 而是还要考虑到各种色光的特性曲线更靠拢一些。

在特性曲线象差的校正中, 还必须注意是针对同一画面, 这就是说所有特性曲线的最佳焦点应在一个平面上, 或者说所有视场(包括轴上点在内)的特性曲线其能量最集中的那一段斜率是一样的。利用 x_t, x_s 来改变它们的状态有较显著的效果, 但有时也利用校正特性曲线的轴外球差、轴外彗差来达到这个目的。当然要使得所有视场的象质均衡有时并不容易, 这时宁肯牺牲一些视场边缘的象质, 而要求必须保证 70% 视场内有较好的成象质量。

(未完待续)

消 息

超塑陶瓷可快速模铸成形

日本国家研究所开发出一种可以比其原长度延伸 10 倍的陶瓷。这种材料是由氧化锆、铝化镁尖晶石和氧化铝组成的混合物, 据报道, 这种陶瓷能以比现有超塑陶瓷快 1000 倍的速度变形, 如果弯曲或拉伸得太快会突然折断。这将使其不能像传统超塑陶瓷一样用来模铸成形。

当陶瓷的晶粒尺寸达到微米级时就可以产生超塑性。然而, 晶粒滑移会留下空隙, 并可能伴随晶粒加大。变形越快, 似乎空隙形成的可能性越大。但此新的成形方法消除了这个问题, 能够使材料在 1650℃ 的高温下快速成形而不发生断裂。

摘自《军民两用技术与产品》