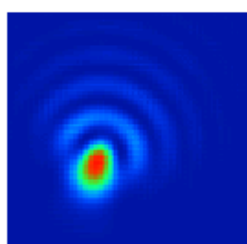


光学设计

Optical Design Version.

袁旭沧



制作整理: **Asustek.OPU.OE.Seo_Wu**

426 Pages

目 录

引言

第一章 共轴球面系统的像差分类和像差计算

§ 1-1	概述	(1)
§ 1-2	介质的色散和折射率插值公式	(1)
§ 1-3	光学系统的色差——轴向色差和垂轴色差	(5)
§ 1-4	轴上点的单色像差——球差	(7)
§ 1-5	轴外点单色像差的分类	(8)
§ 1-6	球面光路计算的向量公式	(11)
§ 1-7	二次曲面光路计算的向量公式	(15)
§ 1-8	高次非球面光路计算的向量公式	(18)
§ 1-9	像差计算的起始和终结公式	(21)
§ 1-10	轴外点细光束子午和弧矢场曲的计算	(30)
§ 1-11	近轴物点宽光束弧矢彗差——正弦差的计算	(35)
§ 1-12	二次和高次曲面的细光束焦点计算公式	(37)
§ 1-13	编制像差计算程序中的几个光学问题	(39)
§ 1-14	像差的曲线表示	(42)

超星阅读器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

第二章 像差理论

§ 2-1	概述	(47)
§ 2-2	轴上点的初级球差公式	(48)
§ 2-3	轴外点的初级像差公式	(52)
§ 2-4	初级像差性质的讨论	(56)
§ 2-5	共轴球面系统的初级像差计算公式	(63)
§ 2-6	单个折射球面像差特性的讨论	(67)
§ 2-7	场曲和光学系统结构关系的讨论	(72)
§ 2-8	像差和光阑位置的关系	(75)
§ 2-9	初级色差公式	(76)
§ 2-10	适合计算机应用的初级像差计算公式	(79)
§ 2-11	玻璃平板的初级像差公式	(86)
§ 2-12	波像差和几何像差的关系	(88)
§ 2-13	非球面的初级像差公式	(93)
§ 2-14	像差的级数表示式	(95)
§ 2-15	像差平衡	(97)
§ 2-16	高级像差的数量估计	(103)
§ 2-17	高级色差和色差的平衡	(106)
§ 2-18	高级像差数量估计的应用举例	(108)

第三章 薄透镜系统的初级像差

§ 3-1	概述	(111)
-------	----	-------

§ 3-2	薄透镜系统的初级单色像差公式	(111)
§ 3-3	像差特性参数 P 、 W 的测量	(114)
§ 3-4	薄透镜系统的初级色差公式	(119)
§ 3-5	双胶合物镜结构参数和 $\bar{P}_{\text{总}}$ 、 $\bar{W}_{\text{总}}$ 、 \bar{C} 的关系	(123)
§ 3-6	选玻璃程序的编制	(125)
§ 3-7	单透镜结构参数和 $\bar{P}_{\text{总}}$ 、 $\bar{W}_{\text{总}}$ 、 \bar{C} 的关系	(127)
§ 3-8	单个薄透镜球差特性的讨论	(129)
§ 3-9	单个薄透镜对无限远物平面成像时的色差和像散特性	(133)
第四章 望远镜物镜设计		
§ 4-1	望远镜物镜的特点	(138)
§ 4-2	望远镜物镜的类型和设计方法	(139)
§ 4-3	双胶合望远镜物镜设计	(141)
§ 4-4	双胶合望远镜物镜的二级光谱色差	(151)
§ 4-5	消色差透镜的选择	(151)
§ 4-6	摄远物镜设计	(157)
§ 4-7	望远镜物镜像差的公差	(171)
第五章 目镜设计		
§ 5-1	目镜的特点	(179)
§ 5-2	常用目镜的类型和像差分析	(181)
§ 5-3	冉斯登、惠更斯和凯涅尔目镜设计	(187)
§ 5-4	对称式目镜和无畸变目镜设计	(198)
§ 5-5	I型广角目镜设计	(204)
§ 5-6	II型广角目镜(艾尔弗广角目镜)设计	(211)
§ 5-7	望远镜系统像差的公差	(221)
第六章 显微镜物镜设计		
§ 6-1	显微镜物镜的光学特性	(224)
§ 6-2	显微镜物镜的类型	(226)
§ 6-3	低倍消色差物镜设计	(229)
§ 6-4	中倍消色差物镜设计	(232)
§ 6-5	显微镜物镜像差的公差	(241)
第七章 聚光照明系统设计		
§ 7-1	聚光照明系统的作用和要求	(244)
§ 7-2	照明系统的类型	(246)
§ 7-3	光线折射的作图法	(248)
§ 7-4	透镜式照明系统的设计方法	(249)
§ 7-5	非球面(二次曲面)照明系统设计	(252)
§ 7-6	照明螺纹透镜设计	(255)
第八章 照相物镜设计		
§ 8-1	照相物镜的光学特性和设计特点	(262)
§ 8-2	照相物镜的基本类型	(264)
§ 8-3	基本类型照相物镜的演变型式	(269)
§ 8-4	变焦距照相物镜	(276)

超星阅读器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

§ 8-5	像差变化量表的计算	(280)
§ 8-6	照相物镜设计例一——根据像差变化量表用逐步修改的方法设计反摄远物镜	(281)
§ 8-7	照相物镜设计例二——从设计半部系统出发设计双高斯物镜	(294)
§ 8-8	照相物镜设计例三——从初始像差求解入手设计三片型照相物镜	(312)
§ 8-9	照相物镜像差的公差	(323)
第九章 折反射系统设计		
§ 9-1	概述	(326)
§ 9-2	光程和等光程条件	(326)
§ 9-3	反射和折反射的望远镜物镜和照相物镜	(329)
§ 9-4	折反射显微镜物镜	(333)
§ 9-5	施密特校正板的设计	(334)
§ 9-6	折反射球面系统设计举例	(337)
第十章 使用像差自动校正程序进行光学设计		
§ 10-1	概述	(343)
§ 10-2	像差自动校正的基本原理及其和人工校正过程的关系	(343)
§ 10-3	像差自动校正程序中的几个问题	(347)
§ 10-4	怎样使用阻尼最小二乘法程序	(350)
§ 10-5	怎样使用适应法程序	(353)
§ 10-6	使用阻尼最小二乘法程序的一个例子	(354)
§ 10-7	使用适应法程序的例子	(352)
第十一章 光学传递函数在光学设计中的应用		
§ 11-1	概述	(373)
§ 11-2	图像的分解和合成——傅里叶级数和傅里叶变换	(373)
§ 11-3	什么是光学传递函数	(377)
§ 11-4	怎样计算光学传递函数	(379)
§ 11-5	几何传递函数的计算	(381)
§ 11-6	波像差和瞳函数的计算	(382)
§ 11-7	用两次傅里叶变换法计算光学传递函数	(384)
§ 11-8	用自相关法计算光学传递函数	(385)
§ 11-9	白光传递函数	(385)
§ 11-10	光学传递函数的应用	(387)
附录一 几何光学的基本公式		(391)
附录二 双胶合参数表		
双胶合薄透镜参数表 (王冕玻璃在前)		(396)
双胶合薄透镜参数表 (火石玻璃在前)		(412)

第一章 共轴球面系统的像差分类和像差计算

提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

§ 1-1 概 述

共轴光学系统一般来说成像并不理想，由同一物点发出的光线经过系统以后，出射光线并不聚交于理想像点，实际光线与理想像面的交点和理想像点之间位置的差就是像差，像差越大，成像质量越差。光路计算就是为了求得像差，从而确定系统成像质量的优劣。本章将首先介绍共轴系统中像差的基本概念和分类，然后介绍像差的计算。

光学设计无论是自动设计还是人工校正，基本上是按如下的过程来进行的。首先给出一个系统的初始结构，按照要求的物平面位置和光学特性（光束口径和视场）在整个物平面上选取若干个物点，从每一物点出发计算几条光线，根据这些光线的像差大小确定系统的成像质量。如果成像质量不能满足要求，则修改结构参数，重新计算像差。这样不断重复直到满足要求为止。所以光路计算或像差计算是光学设计的基础，在使用电子计算机以前，光路计算长期以来是依靠对数表或机械计算机用手工进行计算，而要完成一个设计必须反复地进行大量的光路计算，这是一项繁重的脑力劳动。光学设计所需要的时间，一方面和采用的设计方法有关，同时也与光路计算的速度这一重要因素有关。因此，光路计算一直是光学设计研究的重要课题，研究的主要方向是改变公式的形式，编制不同的表格，以便减轻光路计算的劳动，加快光路计算的速度。但是效果一直并不十分显著，直到光学设计中采用了电子计算机以后，这个问题才从根本上获得了解决。

由于计算工具的改变，所用的数学方法也必须相应地变化。过去手工计算所用的公式都是采用附录一中给出的三角公式（附-2）~（附-5），那时光路计算必须依靠三角函数表或三角函数对数表来进行，因此光路计算也叫做“三角计算”。在使用电子计算机的情况下，三角公式对电子计算机编制程序就很不方便，而采用向量代数的公式就很合适。今天光路计算的研究已经从如何节省时间，减少计算工作量以及从计算结果中如何获得有关成像质量的更多的知识等方面，转变为如何导出更适合于编制程序的公式，如何提高计算精度，以及如何更精确更全面地表示一个光学系统的成像质量，使设计结果更符合实际使用的要求。因此，目前除了计算几何像差之外，还进行波像差和光学传递函数的计算。不过由于几何像差简单，而且直观，仍然是设计过程中采用的主要方法，而波像差和光学传递函数大多作为最后的精确评价使用。

目前光路计算工作已经完全由电子计算机来完成。本章内容主要是介绍适合于电子计算机编制程序的光路计算的向量公式，以及如何应用这些公式计算像差和各种像差的表示方法。

§ 1-2 介质的色散和折射率插值公式

实际使用的共轴光学系统，都是由若干个透镜组成的，每个透镜则是用不同的介质（如光学玻璃、晶体等）和曲面构成的。光线在这些透镜的表面进行折射达到成像的目的。一切透

明介质的折射率都随着光的波长增加而减小，如图1-1所示。因此光学系统的成像性质也随着波长的改变而改变。

自然界中绝大多数发光体发出的光都有一定的波长范围，例如在地面上接收到的太阳光，就是一个波长在290nm以上的连续光谱，因此进入光学系统成像的光线也都有一定的波长范围。由于不同波长光线的折射率不同，光学系统的成像性质也随之改变。

随着光学仪器的用途不同，光线的有效波长范围也不同。例如直接用眼睛观察的光学仪器，有效的波长范围大约为400~800nm，称为“可见光”。不同波长的光线颜色不同，一般把光的颜色分成红、橙、黄、绿、蓝、靛、紫七种。红光的波长最长，紫光的波长最短。白光则是由各种颜色的光线混合而成的一个连续光谱，不同颜色的光线对应的波长范围如图1-2所示。波长小于400nm的光线称为紫外线，大于800nm的光线称为红外线。一般的光学玻

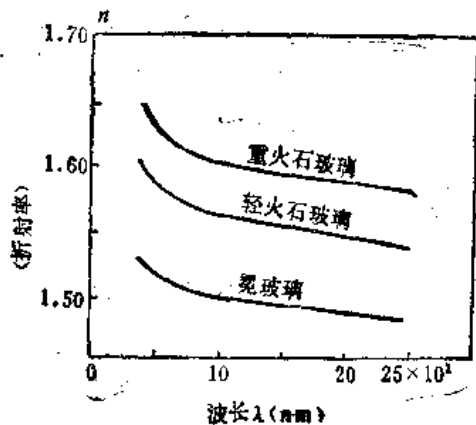


图1-1

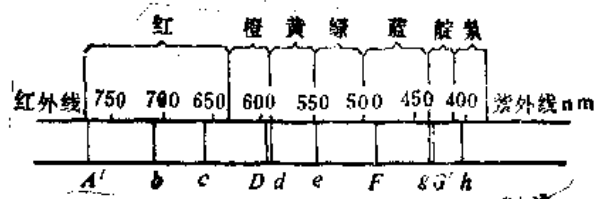


图1-2

璃只对350~2000nm的光透明。水晶、萤石等一些特殊的光学材料则能透过红外线和紫外线。

介质对不同波长光的光学特性，一般用若干特征谱线的折射率表示。获得这些单色光的方法是用不同元素气体放电。这些特征谱线都用一定的字母表示，如表1-1所示。

表1-1

谱线符号	颜色	元素	波长(nm)
A'	红	K	768.20
b	红	He	706.52
C	红	H	656.28
D	黄	Na	589.30
d	黄	He	587.57
e	绿	Hg	546.07
F	蓝	H	486.13
g	靛	Hg	435.83
G	靛	H	434.05
h	紫	Hg	404.66

在光学玻璃的产品目录上，除了直接给出若干谱线的折射率而外，还给出下列一些参数：

色散：它代表不同谱线折射率的差，例如，

$$(n_D - n_C), (n_F - n_C), (n_C - n_{A'}) \dots$$

其中 $(n_F - n_C)$ 称为中部色散，其它称为部分色散。

色散倒数，也称为阿贝数，用 ν 表示，它的表达式为：

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

部分相对色散：用 P 表示，其表达式为：

$$P_{FD} = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}; \quad P_{FC} = \frac{n_F - n_C}{n_F - n_C} \dots$$

在设计光学系统过程中，除了玻璃产品目录上给出的一些常用谱线的折射率而外，随着仪器的用途不同，有效的波长范围随之不同，因此还需要知道其他波长光线的折射率。利用已知的折射率推算其他波长折射率的公式称为折射率插值公式。类似的公式很多，我们这里介绍两种公式。

一、根据 $n_{A'}$, n_C , n_F , n_D 计算任意波长的折射率公式

$$n_\lambda = n_{A'} B_{A'} + n_C B_C + n_F B_F + n_D B_D \quad (1-1)$$

如果已知某一种光学玻璃的四个折射率： $n_{A'}$ 、 n_C 、 n_F 、 n_D ，要求某一波长 λ 的折射率，首先按以下公式计算系数 $B_{A'}$ 、 B_C 、 B_F 和 B_D ：

$$B_{A'} = -9.74802711 + 12.81327634\lambda^2 + \frac{2.005673172}{\lambda^2 - 0.035} + \frac{-0.1314220822}{(\lambda^2 - 0.035)^2}$$

$$B_C = 17.41684396 - 18.92716898\lambda^2 + \frac{-3.958684180}{\lambda^2 - 0.035} + \frac{0.2723451558}{(\lambda^2 - 0.035)^2}$$

$$B_F = -9.051099716 + 8.120605102\lambda^2 + \frac{2.777953720}{\lambda^2 - 0.035} + \frac{-0.2296678872}{(\lambda^2 - 0.035)^2}$$

$$B_D = 2.382282858 - 2.006712462\lambda^2 + \frac{-0.824942713}{\lambda^2 - 0.035} + \frac{0.08874475383}{(\lambda^2 - 0.035)^2}$$

以上公式中 λ 以微米 (μm) 为单位 (可见光为 $0.4 \sim 0.8 \mu\text{m}$)。求出四个系数以后，即可由公式 (1-1) 计算折射率，为了使用方便，我们计算出一个表格，如表 1-2 所示，对表中所列波长的系数可以不必计算，直接由表中查出。利用这种公式进行折射率插值时，在 $0.4 \sim 0.8 \mu\text{m}$ 范围内最大误差不超过 0.00003 ，超出这个范围误差就要加大。表 1-3 中还列出了可见光和近红外范围内目前已有的一些激光的波长和它们对应的系数值。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

表1-2

λ (μm)	B_A'	B_C	B_F	$B_{A'}$
0.400	-0.06353077	0.14911345	-0.22691408	0.14911345
0.410	0.05637012	-0.13381926	0.22100135	0.85644778
0.420	0.12353367	-0.29688925	0.54058054	0.63277004
0.430	0.15244501	-0.37123906	0.76136377	0.45743027
0.440	0.15402653	-0.38050519	0.90603663	0.32044901
0.450	0.13659404	-0.31273134	0.99214378	0.21399351
0.460	0.10648859	-0.25175700	1.03333808	0.13193040
0.470	0.06856203	-0.17823533	1.04030107	0.06937572
0.480	0.02653368	-0.07039029	1.02142818	0.02242841
0.490	-0.01674514	0.04542452	0.98334353	-0.01202292
0.500	-0.05909093	0.16429578	0.93129001	-0.03649486
0.510	-0.09883674	0.28243021	0.86942722	-0.05302069
0.520	-0.13471669	0.39690733	0.80106065	-0.06325129
0.530	-0.16577734	0.50548958	0.72881923	-0.06853148
0.540	-0.19136918	0.60647540	0.65479361	-0.06995984
0.550	-0.21079356	0.6985488	0.58064464	-0.06843597
0.560	-0.22386125	0.78087040	0.50768830	-0.06469795
0.570	-0.23026007	0.85264647	0.43696584	-0.05935225
0.580	-0.22982935	0.91343444	0.36929264	-0.05289773
0.590	-0.22247094	0.96291872	0.30530619	-0.04574497
0.600	-0.20817828	1.00031209	0.24549806	-0.03823188
0.610	-0.18693390	1.02732812	0.19024217	-0.03063639
0.620	-0.15878941	1.04315910	0.13981718	-0.02318687
0.630	-0.12381360	1.04545852	0.09442465	-0.01607036
0.640	-0.08269016	1.03132697	0.05420372	-0.00944055
0.650	-0.03372259	1.01790094	0.01924317	-0.00342152
0.660	0.02117960	0.99734375	-0.01610887	0.00183551
0.670	0.08246925	0.94583837	-0.02473693	0.00633929
0.680	0.15011490	0.86358168	-0.03375162	0.01005592
0.690	0.22390233	0.75077982	-0.04274833	0.01289166
0.700	0.30373858	0.61764467	-0.05198285	0.01459969
0.710	0.38949818	0.46439038	-0.07930773	0.01541915
0.720	0.48105997	0.30123217	-0.07752938	0.01523812
0.730	0.57830082	0.14238341	-0.07072562	0.01401134
0.740	0.68110566	0.00005483	-0.05897973	0.01181913

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

续表1-2

$\lambda(\mu\text{m})$	$B_{A'}$	B_C	B_F	B_h
0.750	0.78985890	0.24445350	-0.04237882	0.00856641
0.760	0.90294919	0.11378137	-0.02101250	0.00428192
0.770	1.02176872	-0.02576450	0.00502819	-0.00103241
0.780	1.14571333	-0.17399288	0.03565165	-0.00717210
0.790	1.27468259	-0.33071849	0.07076641	-0.01473052
0.800	1.40857981	-0.49576219	0.11028172	-0.02305934

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

表1-3

激光器名称	$\lambda(\mu\text{m})$	$B_{A'}$	B_C	B_F	B_h
He-Cd气体激光器	0.4416	0.15232962	-0.37721863	0.92335855	0.20153544
Ar ⁺ 离子气体激光器	0.4880	-0.00810247	0.02187774	0.99222849	-0.00600381
	0.5145	-0.11552452	0.33454532	0.81929592	-0.05831671
Kr ⁺ 离子气体激光器	0.6472	-0.04792910	1.02446969	0.02849843	-0.00593903
	0.4762	0.04278978	-0.11261919	1.03118807	0.03864133
	0.5208	-0.13738969	0.40583645	0.79539213	-0.06383990
He-Ne气体激光器	0.5682	-0.22900869	0.84052618	0.44949202	-0.06040952
	0.6328	-0.11280617	1.04432864	0.08283683	-0.01415930
红宝石固体激光器	0.6929	0.24643808	0.81062496	-0.07048530	0.01342224
	0.6943	0.25749831	0.80058558	-0.07177687	0.01369302
砷化镓半导体激光器	0.8400	1.99164327	-1.23575454	0.31058066	-0.06946939
	0.9020	3.03610407	-2.61746396	0.74487210	-0.16251221
YAG钕玻璃激光器	1.0600	6.38050371	-7.25639673	2.43126684	-0.55537583

二、肖特 (Shott) 光学玻璃折射率插值公式

$$n_{\lambda}^2 = A_0 + A_1\lambda^2 + A_2\lambda^{-2} + A_3\lambda^{-4} + A_4\lambda^{-6} + A_5\lambda^{-8} \quad (1-2)$$

在该厂的光学玻璃产品目录中，对每一种玻璃除了给出若干指定波长的折射率而外，同时给出了它的六个系数 A_0 、 A_1 、 A_2 、 A_3 、 A_4 、 A_5 的数值。对于不同波长可以直接根据公式 (1-2) 计算它的折射率。 λ 同样用微米 (μm) 作单位。使用这个公式进行折射率插值，在 $0.335 \sim 1.014 \mu\text{m}$ 波长范围内误差不超过 0.5×10^{-3} ，但只能用于肖特厂的玻璃。

§ 1-3 光学系统的色差——轴向色差和垂轴色差

由上节知道，构成透镜的介质的折射率随着光的颜色不同而改变。由共轭点方程式 (附-14) 和 (附-15) 可知，对同一物点 (l 和 y 一定) 来说，介质的折射率 n 和 n' 不同，像面位置

l' 和像高 y' 都要发生改变。由同一物点发出的白光经光学系统以后，不同颜色光线不再聚交于一点，因而不能成一白色像点，而出现色彩，这样的现象称为色差。不同颜色光线像面位置之差称为**轴向色差**，不同颜色光线像高之差称为**垂轴色差**。下面分别进行介绍。

超星阅览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

一、轴向色差

如果我们把一个简单的正透镜用来对无限远物体成像，不同颜色光线所成的像面位置不同，红光的像面最远，紫光的像面最近，如图1-3所示。对轴上点来说不同颜色光线的像点依次排列在光轴上。如果在紫光的像点 $F'_紫$ 处用屏幕观察，则屏幕上呈现一个圆形的光斑，光斑中心为一紫色亮点，外边绕有红色边缘，如图中位置I所示；如果在 $F'_黄$ 处观察，则光斑中心为黄色亮点，周围出现红光和紫光合成的紫红色光环，如图中位置II所示；如果在 $F'_红$ 处观察，则光斑中心为红色亮点，周围有紫色边缘，如图中位置III所示。因此像平面在任何位置上都得不到一个清晰的白色像点，而使得整个像面模糊不清。通常用两种指定波长光线的像平面位置之差表示轴向色差，最常用的是波长为486.13nm的F光和波长为656.28nm的C光：

$$\Delta l'_{FC} = l'_F - l'_C \quad (1-3)$$

轴向色差对整个像面上每个像点的质量都要产生影响。

二、垂轴色差

根据无限远轴外物点像高的计算公式(附-21)

$$y' = f \tan \omega$$

透镜的折射率改变，物方焦距 f 也将改变，因此像高 y' 也就发生变化，如图1-4所示。红

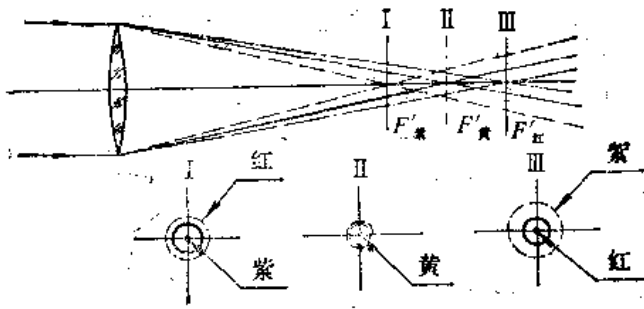


图1-3

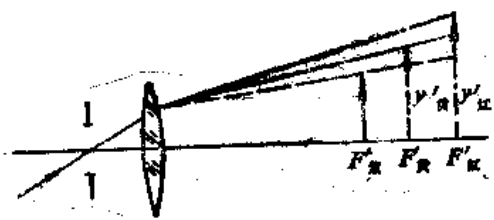


图1-4

光的像高最大，紫光的像高最小，这种不同颜色光线像高的差异称为**垂轴色差**。当光学系统存在垂轴色差时，轴外物体所成的像将出现由红到紫的色边。一般用两种指定波长光线在同一像平面上主光线的投射点高度之差表示垂轴色差，如图1-5所示。

$$\Delta y'_{FC} = y'_F - y'_C \quad (1-4)$$

轴上点显然没有垂轴色差，不同像高的像点垂轴色差各不相同，一般随着像高的增加而加大。

用不同色散的光学玻璃做成的正透镜和负透镜组合在一起，可以消除色差。所以实际光学系统中的透镜组大多数由正透镜和负透镜组合而成。

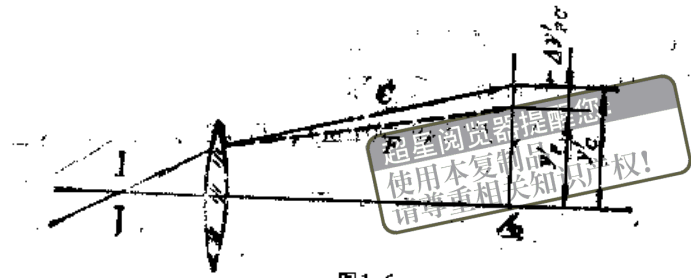


图1-5

§ 1-4 轴上点的单色像差——球差

即使是同一波长的光线通过透镜成像时，出射光线一般也并不聚交于理想像点。这样的像差我们称为单色像差。首先我们来讨论轴上点的情形。如图1-6所示，轴上无限远的物点通过一个平凸透镜成像，由物点发出的一束与光轴平行的光线，与第一个平面垂直不发生折射，进入透镜内部仍为一平行光束。当遇到第二个球面时要产生折射。如果我们用附录一中的光路计算公式（附-2）～（附-5）计算几条不同入射高度的光线，就会发现它们的折射光线和光轴的交点到球面顶点的距离 $L'_1 \dots L'_n$ ，随入射高度 h 的增加而减小。而且 h 越大， L' 减小得越迅速。如图1-6中的曲线所示。

由于共轴系统的对称性， h 相同的光线（这些光线位于一个以光轴为中心线的圆柱面上）经过透镜折射以后，出射光线和光轴的交点显然相同。同时位于通过光轴的任意一个截面内的光束结构都是相同的。因此可以从整个光束中取出一个过光轴的平面光束，用来代表整个光束的结构，如图1-6中所表示的那样。

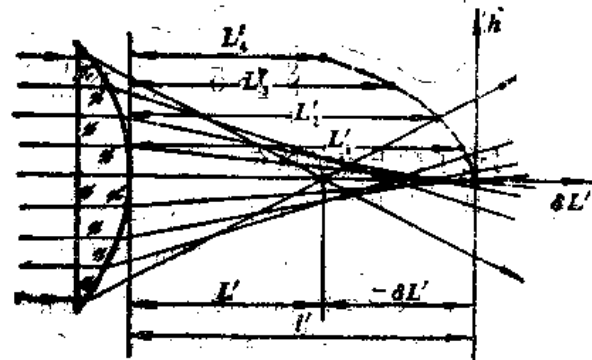


图1-6

通常用不同入射高的光线和光轴的交点到理想像点的距离 $\delta L'$ 来表示轴上

点球差的大小， $\delta L'$ 称为轴向球差或简称为球差。 $\delta L'$ 的符号规则是：

$\delta L' > 0$ ——以理想像点为计算起点到实际光线和光轴的交点，向右为正，向左为负。

由图1-6按符号规则标注了图形以后，根据几何关系可以得到：

$$-\delta L' = l' - L'_1$$

或者

$$\delta L' = L'_1 - l' \quad (1-5)$$

为了说明整个光束的球差情况，可以用球差与入射高 h 之间的关系曲线($\delta L' - h$)来表示。球差为负一般称为球差欠校正，球差为正则称为球差过校正。

利用正负透镜组合可以消除球差，但通常只能使某一个或两个入射高度的光线球差为零，其他光线还有球差，如图1-7(a)所示。

轴上点的单色像差可以用球差表示，或者说轴上点的单色像差只有球差。对包含各色光线的白光来说，轴上点除球差而外，还有轴向色差。为了全面地说明轴上点的成像质量，既

要包括球差，也要包括色差。一般，在系统的有效光谱范围内，选取若干波长的光线（通常取三种）分别计算它们的球差，作出它们的球差曲线，例如对目视光学仪器来说通常取C(656.28nm)、D(589.30nm)、F(486.13nm)这三种波长的光线计算球差，每一种波长的

提醒您：
使用本复制品，
请尊重相关知识产权！

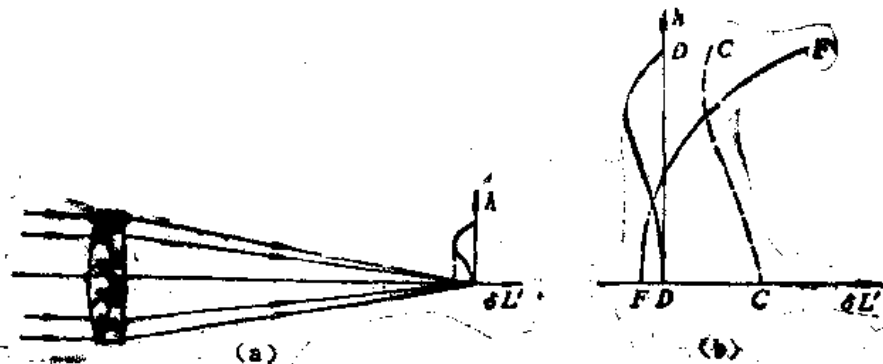


图1-7

光线可以得到一条球差曲线，如图1-7(b)所示。由于存在轴向色差，这三条曲线并不重合，而且曲线的形状也不完全一样，因为不同波长光线的折射率改变以后，它们的球差也就各不相同。这种不同颜色光线的球差曲线，既能表示球差，也能表示色差，因此能够全面地反映出轴上点的成像质量。

§ 1-5 轴外点单色像差的分类

上节讨论了轴上点的单色像差——球差。由于共轴系统对称于光轴，当物点位在光轴上时，光轴就是整个光束的对称轴线，通过光轴的任意截面内光束的结构都是相同的。位于通过光轴的某一个截面内的光束结构可以用球差曲线表示。因此球差曲线能够表示轴上点的光束结构，它就代表了系统轴上物点成像质量的优劣。轴外点的光束结构就要复杂得多。

如图1-8所示，由无限远轴外点发出的一束平行光线，投射在透镜O上，经透镜折射以后出现像差，此时出射光束不再存在对称轴线，而只存在一个对称面，它就是通过光轴和入射光束平行的截面（当物点位于有限距离时，就是通过光轴和物点的截面）。显然，无论是折射前还是折射后，整个光束对该截面是对称的。我们把入射光束的中心光线BP称为主光线。为了了解轴外斜光束的结构，一般在入射光束中，通过主光线取出两个互相垂直的截面，其中一个就是光束的对称面，即主光线和光轴决定的平面，称为子午面，另一个为通过主光线和子午面垂直的截面，称为弧矢面。用这两个截面内的光线，经过系统以后，出射光线的聚焦情况近似地代表整个光束的结构和成像质量。当然要更全面地了解光束结构，仅仅了解这两个截面内光线的情况是不够的，还须研究截面以外的其他光线。

为了表示这两个截面内的光束结构，需要规定若干描述光束结构的几何量，用以度量光束的成像质量，这就是像差分类。下面分别按子午面和弧矢面进行说明。

一、子午光束

由于系统对子午面对称，位于子午面内的光线通过系统后永远位于此同一平面内。

图1-9为子午面内斜光束的光路图。为了描述子午光束的结构，一般取对称于主光线 MP 的成对光线 BM^+ 和 BM^- 称为子午光线对。如果光学系统没有像差，则所有光线对都应交在理想像点上。由于有像差存在， BM^+ 和 BM^- 光线对的交点 B'_T ，可能既不在主光线上，也不在理想像面上。

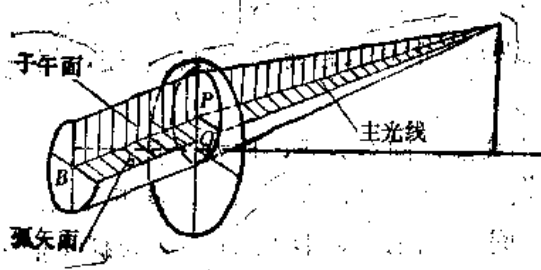


图1-8

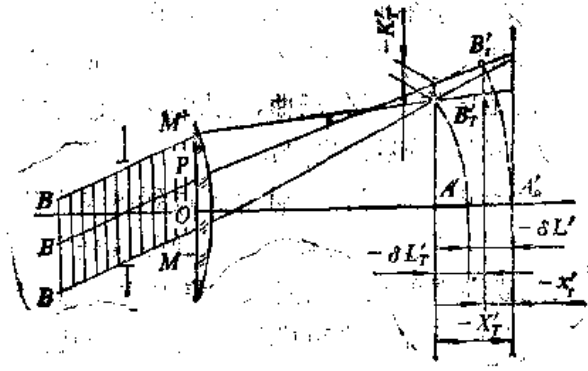


图1-9

理想像面上。我们把 B'_T 离开理想像平面的距离 X'_T 称为子午场曲，而把 B'_T 离开主光线的垂轴距离称为子午彗差，用 K'_T 表示。 X'_T 、 K'_T 这两个量就表示了 BM^+ 和 BM^- 这一对子午光线的交点相对于理想像面和主光线的位置。为了了解整个子午光束的结构，可以在光束中取不同宽度的若干子午光线对，求出它们各自对应的 X'_T 和 K'_T 值。

X'_T 和 K'_T 的符号规则是：

- X'_T ——以理想像面为计算起点，到子午光线对的交点，向右为正，向左为负；
- K'_T ——以主光线为计算起点，到子午光线对交点的垂轴距离，向上为正，向下为负。

如果我们知道了一定数量的子午光线对的 X'_T 和 K'_T 值，也就可以近似地说明子午光束的结构和成像质量。如果全部子午光束都聚交于理想像面上同一点，则所有子午光线对的 X'_T 和 K'_T 都等于零。

靠近主光线的细光束，和轴向光束的近轴光线相当，是整个光束的核心部分，它的聚焦情况对整个光束的成像质量有重要作用。而且它的计算又比较简单，用不着进行实际光线的计算，只需要利用计算主光线所得到的参量，就可以求出当子午光束的宽度趋近于零时， B'_T 的极限位置，我们用 B_i 表示，相应的 X'_T 的极限值用 x_i 表示， x_i 称为细光束子午场曲。有了细光束子午场曲，就可以减少实际子午光线对的计算。

子午光束的成像质量，通常用下面这些几何量来表示。

- (1) x_i ——细光束子午场曲，它代表理想像面到子午细光束焦点的距离，它说明子午细光束在理想像面上的成像质量。
- (2) $\delta L'_T = X'_T - x_i$ ——称为子午球差，它代表子午细光束焦点到宽光束子午光线对交点的轴向距离，同轴上点的近轴像点和实际宽光束与光轴交点的距离相当，所以称为子午球差。
- (3) K'_T ——子午彗差，它代表由主光线到子午光线对交点的垂轴距离，因此它表示了原来对称于主光线的子午光线对，经过系统以后，其出射光线对主光线不对称的程度。

根据 x_i 和若干子午光线对的 $\delta L'_T$ 和 K'_T ，就可以确定子午光束的成像质量，它们统称为子

二、弧矢光差

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

图1-10中代表光束的弧矢截面。处在主光线两侧和主光线距离相等的弧矢光线对 BD^+ 和 BD^- ，对称于子午面。由于系统对子午面也是对称的，它们的出射光线也应该和子午面对称，因此出射弧矢光线对必相交于子午面上的同一点 B'_s 。和子午光线对相似，我们把理想像面到 B'_s 的距离称为**弧矢场曲**，用 X'_s 表示。主光线到 B'_s 点的垂轴距离称为**弧矢彗差**，用 K'_s 表示。 X'_s 和 K'_s 的符号规则是：

X'_s ——以理想像面为计算起点到弧矢光线对的交点，向右为正，向左为负。

K'_s ——以主光线为计算起点到弧矢光线对交点的垂轴距离，向上为正，向下为负。

主光线周围的弧矢细光束的焦点与理想像面之间的轴向距离用 x'_s 表示，称为**细光束弧矢场曲**。用来表示弧矢光束成像质量的三个几何量是：

- 1) x'_s ——细光束弧矢场曲
- 2) $\delta L'_s = X'_s - x'_s$ ——弧矢球差
- 3) K'_s ——弧矢彗差

它们的意义和相应的子午像差相似。根据 x'_s 和若干弧矢光线对的 $\delta L'_s$ 和 K'_s 就可以表示弧矢光束的成像质量，称为**弧矢像差**。

三、畸变

上面的六种子午和弧矢像差，可以用来表示轴外光束的结构和轴外像点的清晰度。对整个像面来说，除每个像点应该清晰而外，还要求物像相似。而上面这六种像差并不能说明物像之间的形状对应关系。如果六种像差都等于零，表示整个光束都聚交在理想像面上的同一点，但是这一点并不一定和由近轴光学公式计算出来的理想像点重合，也就是说物像不一定相似，因此还必须另外规定一个量来说明物像之间的形状对应关系。我们把主光线和理想像面的交点 B'_z 作为实际像点，用它到理想像点的距离来表示像的变形程度，称为**畸变**，用 $\delta y'_z$ 表示，如图1-11所示。

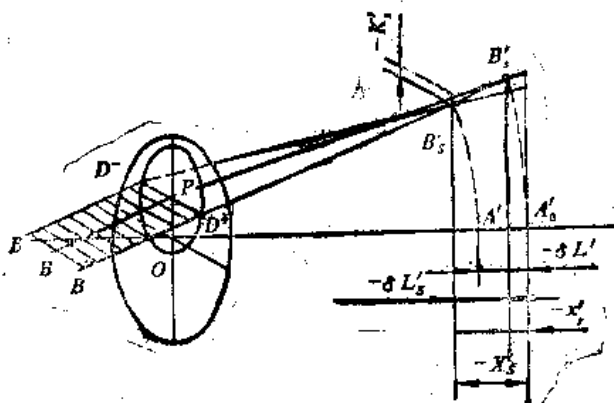


图1-10

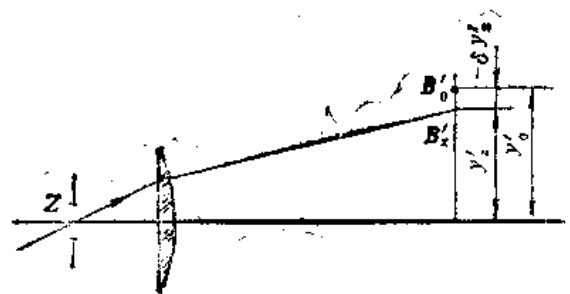


图1-11

$\delta y'_z$ 的符号规则是:

$\delta y'_z$ ——以理想像点为计算起点到实际像点, 向上为正, 向下为负。

$\delta y'_z$ 的计算公式为:

$$\delta y'_z = y'_z - y'_0 \quad (1-6)$$

公式中 y'_z 为实际像高, y'_0 为理想像高。(为了区别, 在以后的章节中, 均用 y'_0 表示理想像高, 而用 y' 表示实际光线和理想像面交点的高度。)

细光束子午和弧矢焦点的位置, 有时也用如下的量来表示:

$x'_s = x'_i - x'_f$ ——称为**细光束像散**, 它表示子午和弧矢细光束焦点之间的距离。

$x' = (x'_i + x'_f)/2$ ——称为**平均场曲**, 它表示细光束子午和弧矢焦点的中点到理想像面的距离。

通常我们把轴外物点的单色像差按性质不同分成五类, 再加上两种色差共七类像差。

- 1) 细光束像散: $x'_s = x'_i - x'_f$
- 2) 平均场曲: $x' = (x'_i + x'_f)/2$
- 3) 球差: 子午球差 $\delta L'_T$; 弧矢球差 $\delta L'_S$
- 4) 彗差: 子午彗差 K'_T ; 弧矢彗差 K'_S
- 5) 畸变: $\delta y'_z$
- 6) 轴向色差: $\Delta l'_{pc}$
- 7) 垂轴色差: $\Delta y'_{pc}$

当系统既有单色像差又有色差时, 我们把中间波长光线的理想像面(在目视光学仪器中通常采用D光)作为系统的理想像面, 并用中间波长光线的像差代表系统的单色像差, 而把C、F光线的主光线和理想像面的交点之间的距离代表垂轴色差, 如图1-12所示。

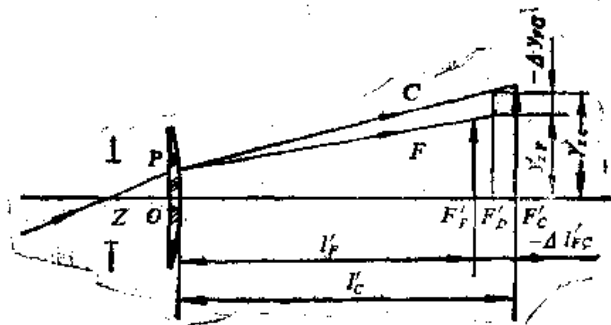


图1-12

$$\Delta y'_{pc} = y'_{zF} - y'_{zC} \quad (1-7)$$

而轴外点的轴向色差 $\Delta l'_{pc}$ 仍然用C、F两种光线的理想像面之间的距离来表示。也就是说认为整个像平面上所有像点的轴向色差都是相等的。

§ 1-6 球面光路计算的向量公式

在附录一中我们已经给出了共轴球面系统过光轴截面内光路计算的三角公式, 这种公式适合于用对数表或机械计算机进行手工计算, 用于电子计算机编制程序则有很多缺点。首先它的通用性比较差, 对球面和平面要求采用不同的公式, 对一些特殊的光线, 如平行光轴入射的光线必须改变公式的形式; 其次, 当物距 L 或半径 r 数值较大时, 会大大降低计算精度; 另外在计算过程中要进行多次三角函数和反三角函数运算, 既增加计算机的运算时间, 又增加计算误差。

关于向量形式的光路计算公式，过去有些应用光学和光学设计书籍中虽然也有介绍，但并没有引起重视，因为这种公式用于手工计算并不方便，特别是用于通过光轴截面内光路的计算更是如此，在使用电子计算机的条件下，向量公式通用性强、不失计算精度、运算简单的优点便突出了，因而迅速获得推广，目前几乎已经完全取代了三角公式，这一节我们就介绍这种公式。

一、坐标的选择

光路计算公式的作用是根据已知的球面半径和介质的折射率，由入射光线的位置计算折射光线的位置。因此在进行公式的具体推导前，必须首先确定采用的坐标，在向量公式中有关的参量都用统一的直角坐标系表示，我们这里用右手坐标系， X 轴和光轴重合，坐标原点和球面顶点重合，如图1-13所示。有关线量和角度的符号，完全采用右手坐标系的一般规定方法，不再象附录一中介绍的三角公式那样，每个参量都分别规定它们的符号规则。

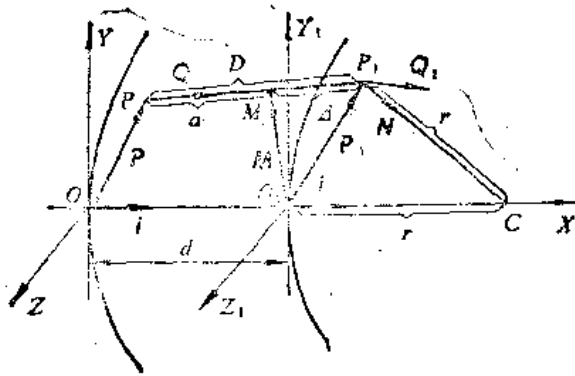


图1-13

在向量公式中，入射光线的几何位置采用两个向量表示：一个是表示光线上某一点 P 的位置向量 P ；另一个是沿光线进行方向的单位向量 Q ， P 点一般为光线在球面上的投射点，每一个向量都用它们在三个坐标轴上的分量来表示：

$$\begin{aligned} \text{入射光线: } P(X, Y, Z) &= Xi + Yj + Zk \\ Q(a, \beta, \gamma) &= ai + \beta j + \gamma k \end{aligned}$$

公式中 i 、 j 、 k 分别为沿 X 、 Y 、 Z 三个坐标轴方向的单位向量，由于 Q 为单位向量，因此它在坐标轴上的分量 a 、 β 、 γ 就是它的三个方向余弦。对折射光线，相应的用 P_1 、 Q_1 两个向量表示：

$$\begin{aligned} \text{折射光线: } P_1(X_1, Y_1, Z_1) &= X_1 i + Y_1 j + Z_1 k \\ Q_1(a_1, \beta_1, \gamma_1) &= a_1 i + \beta_1 j + \gamma_1 k \end{aligned}$$

光路计算的向量公式就是在球面半径 r 、折射率 n 和 n' 、前后两球面间隔 d 已知的条件下，给出入射光线的坐标 P 、 Q 后，求折射光线的坐标 P_1 、 Q_1 。

二、公式的推导

推导光路计算向量公式的过程，大致可以分为三个步骤：第一步，根据入射光线的位置和方向求出光线在折射球面上的投射点 P_1 ；第二步，求出投射点处的法线方向；第三步，根据入射光线的方向和法线方向，利用折射定律求出折射光线的方向。为了推导公式，我们引入以下的中间参量，由球面顶点 O_1 向入射光线作垂线，相交于一点 M ， M 点的位置用向量 M 表示，投射点 P_1 处的法线方向用单位向量 N 表示：

$$M(M_x, M_y, M_z), N(\alpha_N, \beta_N, \gamma_N)$$

并设:

$$PM = a; MP_1 = \Delta; PP_1 = D = a + \Delta$$

如图1-13所示。下面就按照上面所说的步骤,进行公式的推导。

1. 由P、Q求P₁ 为了由P、Q求P₁, 首先由P、Q求M, 然后由M、Q求P₁。

(1) 由P、Q求M 由四边形OPMO₁得到下列向量公式:

$$P + aQ = di + M \quad (1-8)$$

将公式两边点积Q, 考虑到Q·Q=1, Q·M=0 (因为M和Q垂直) 得:

$$P \cdot Q + a = di \cdot Q \quad \text{或者} \quad a = di \cdot Q - P \cdot Q$$

将P和Q的分量表示式代入上式得:

$$a = ad - (\alpha X + \beta Y + \gamma Z) = a(d - X) - \beta Y - \gamma Z \quad (1-9)$$

将a代入(1-8)式即可求得M:

$$M = P + aQ - di = i(X - d + aa) + j(Y + \beta a) + k(Z + \gamma a) \quad (1-10)$$

(2) 由M、Q求P₁ 由△O₁MP₁得到下列向量方程式:

$$M + \Delta Q = P_1 \quad (1-11)$$

另外P₁点位在球面上, 因此P₁(X₁, Y₁, Z₁) 必须满足球面方程:

$$X_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2 - 2rX_1 = 0 \quad (1-12)$$

我们把上述方程式写成向量的形式有:

$$P_1 \cdot P_1 - 2r i \cdot P_1 = 0 \quad (1-13)$$

由直角三角形△O₁MP₁得:

$$P_1 \cdot P_1 = M^2 + \Delta^2$$

另外由公式(1-11)两边点积i得:

$$i \cdot P_1 = i \cdot (M + \Delta Q) = M_x + \Delta a$$

将P₁·P₁和i·P₁代入球面向量方程式(1-13)得:

$$M^2 + \Delta^2 - 2r(M_x + \Delta a) = 0$$

或者

$$\Delta^2 - 2ra\Delta + (M^2 - 2rM_x) = 0$$

对上式求解Δ得:

$$\Delta = ar - \sqrt{(ar)^2 - M^2 + 2rM_x}$$

上述方程式的另一个解 $\Delta = ar + \sqrt{(ar)^2 - M^2 + 2rM_x}$ 代表光线和球面在远离坐标原点方向的另一个交点, 因而没有意义。

另外以上公式不便于计算, 当r较大时, Δ为两个大数之差, 引起较大的计算误差, 同时对平面来说 $r = \infty$, 上式不能应用, 为此, 必须将Δ公式进行变换。将Δ同时乘、除以它的共轭数得到:

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{(ar)^2 - [(ar)^2 - M^2 + 2rM_x]}{ar + \sqrt{(ar)^2 - M^2 + 2rM_x}} \\ &= \frac{M^2 - 2rM_x}{ar + \sqrt{(ar)^2 - M^2 + 2rM_x}} \end{aligned}$$

将上式分子、分母同除以r, 并令 $\frac{1}{r} = c$ 得:

$$\Delta = \frac{M^2 c - 2M_x}{\alpha + \sqrt{\alpha^2 - M^2 c^2 + 2M_x c}} \quad (1-14)$$

如果根号中的数小于零，表示光线和球面没有交点。

将 Δ 代入公式(1-11)即可求得 P_1 ，将公式中的 M 、 Q 用分向量的形式代入，并考虑到 $D = \alpha + \Delta$ ，得到三个方向的分量公式为：

$$X_1 = X - d + \alpha D, \quad Y_1 = Y + \beta D, \quad Z_1 = Z + \gamma D \quad (1-15)$$

这样就由 P 、 Q 求得了 P_1 。

2. 由 P_1 求 N 由 $\triangle O_1 P_1 C$ 得：

$$P_1 + rN = ri \quad \text{或者} \quad N = i - \frac{P_1}{r}$$

上式写成三个方向的分量形式为：

$$\alpha_N = 1 - X_1 c, \quad \beta_N = -Y_1 c, \quad \gamma_N = -Z_1 c \quad (1-16)$$

3. 由 N 、 Q 求 Q_1 根据附录一中给出的折射定律的向量公式(附-1)有

$$nQ \times N = n'Q_1 \times N \quad \text{或者} \quad (n'Q_1 - nQ) \times N = 0 \quad (1-17)$$

说明 $(n'Q_1 - nQ)$ 和 N 平行，则以下公式必然成立：

$$n'Q_1 - nQ = gN \quad (1-18)$$

公式中 g 为一系数，将以上公式点积 N 得：

$$n'Q_1 \cdot N - nQ \cdot N = g$$

两个单位向量的点积等于此二向量夹角的余弦，因此有：

$$g = n' \cos I' - n \cos I \quad (1-19)$$

根据公式(1-16)得：

$$\cos I = Q \cdot N = \alpha \alpha_N + \beta \beta_N + \gamma \gamma_N = \alpha(1 - X_1 c) - \beta Y_1 c - \gamma Z_1 c \quad (1-20)$$

我们假定 Q 与 N 成锐角，所以 $\cos I$ 永远为正，因此：

$$\cos I = |\alpha(1 - X_1 c) - \beta Y_1 c - \gamma Z_1 c| \quad (1-21)$$

由折射定律得：

$$\cos I' = \sqrt{1 - \frac{n^2}{n'^2} (1 - \cos^2 I)} \quad (1-22)$$

上式中 $\cos I'$ 同样取正值，即假定 Q_1 与 N 也成锐角，由公式(1-18)得：

$$Q_1 = \frac{n}{n'} Q + \frac{g}{n'} N \quad (1-23)$$

将以上向量公式写成分向量的形式有：

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{n}{n'} \alpha + \frac{g}{n'} (1 - X_1 c) \\ \beta_1 &= \frac{n}{n'} \beta - \frac{g}{n'} Y_1 c \\ \gamma_1 &= \frac{n}{n'} \gamma - \frac{g}{n'} Z_1 c \end{aligned} \right\} \quad (1-24)$$

上面我们由P、Q逐步的求出了P₁、Q₁，为了便于应用，我们把前面有关的公式按照运算次序，重新整理如下：

$$1) \quad a = a(d - X) - \beta Y - \gamma Z \quad (1-9)$$

$$2) \quad M_x = X - d + aa \quad (1-10a)$$

$$3) \quad M^2 = (X - d + aa)^2 + (Y + \beta a)^2 + (Z + \gamma a)^2 \quad (1-10b)$$

$$4) \quad \Delta = \frac{M^2 c - 2M_x}{a + \sqrt{a^2 - M^2 c^2 + 2M_x c}} \quad (1-14)$$

$$5) \quad D = a + \Delta$$

$$6) \quad \left. \begin{aligned} X_1 &= X - d + aD \\ Y_1 &= Y + \beta D \\ Z_1 &= Z + \gamma D \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

$$7) \quad \cos I = |a(1 - X_1 c) - \beta Y_1 c - \gamma Z_1 c| \quad (1-21)$$

$$\cos I' = \sqrt{1 - \frac{n^2}{n'^2} (1 - \cos^2 I)} \quad (1-22)$$

$$g = n' \cos I' - n \cos I \quad (1-19)$$

$$8) \quad \left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{n}{n'} a + \frac{g}{n'} (1 - X_1 c) \\ \beta_1 &= \frac{n}{n'} \beta - \frac{g}{n'} Y_1 c \\ \gamma_1 &= \frac{n}{n'} \gamma - \frac{g}{n'} Z_1 c \end{aligned} \right\} \quad (1-24)$$

根据以上公式，即可由P(X, Y, Z)、Q(a, β, γ)逐步运算求出P₁(X₁, Y₁, Z₁)和Q₁(a₁, β₁, γ₁)。连续应用上面的公式，即可计算任意共轴球面系统中任意光线的光路。上述公式是一般空间光线的计算公式，对通过光轴截面内的光线，可以看作空间光线的特例。

上述公式和附录一中的三角公式比较的优点是：

- 1) 完全避免了三角函数的运算；
- 2) 既适用于球面和平面（平面对应r = ∞），也适用于各种不同的光线；
- 3) 对于大截距和大半径的情形不丧失精度。

§ 1-7 二次曲面光路计算的向量公式

由于非球面加工困难，长期以来，除了一些要求不高的聚光照明系统中采用非球面而外，在成像系统中很少应用。近来由于工艺技术的迅速发展，已经出现了一些采用非球面的成像光学系统。这些系统中由于采用了非球面，不仅光学性能大大提高，而且结构简化。非球面的应用给光学仪器的发展开辟了新的前景，因此有关非球面系统设计的研究工作也逐步发展起来了。

用手工计算非球面，特别是高次非球面是一件十分麻烦的事，因此，过去这方面的工作进行得很少。采用了电子计算机以后，非球面光学系统的设计工作才有可能大量进行。

向量的光路计算公式不仅对球面和平面可以采用相同的公式，而且对二次甚至高次的非球面和球面，以及平面也可以采用同一的公式。这对非球面光学系统的设计具有重要的意义。这一节就介绍二次非球面光路计算的向量公式。

二次曲面的光路计算公式和前面球面光路计算的向量公式形式十分相似，这里采用的坐标符号也和前面完全相同，系统中每个曲面统一用下列方程式表示：

$$F(X_1, Y_1, Z_1) = KX_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2 - 2rX_1 = 0 \quad (1-25)$$

坐标原点同样和曲面顶点重合。公式中 K 称为二次曲面系数。当 $K = 1$ 时，上式就是一个球面方程式，因此 §1-6 的球面公式可以看作是二次曲面的一个特例，二次曲面也就是球面的推广。不同的 K 值对应不同的曲面形式如下：

$K < 0$	双曲面
$K = 0$	抛物面
$1 > K > 0$	长轴与 X_1 轴重合的椭球面
$K = 1$	球面
$K > 1$	短轴与 X_1 轴重合的扁球面

对平面来说相当于 $r = \infty$ ，因此上述公式可以统一的表示各种不同形式的二次非球面、球面和平面。下面我们开始推导它的光路计算公式，推导的各个步骤和球面完全一样，而且不少地方可以直接引用球面公式的结果。

1. 由 P, Q 求 P_1

(1) 由 P, Q 求 M 这一步和球面的公式完全相同，直接引用前面的结果如下：

$$a = a(d - X) - \beta Y - \gamma Z \quad (1-9)$$

$$M = i(X - d + \alpha a) + j(Y + \beta a) + k(Z + \gamma a) \quad (1-10)$$

(2) 由 M, Q 求 P_1 和球面一样， M, Q, P_1 应满足向量方程式：

$$M + \Delta Q = P_1 \quad (1-11)$$

同时 $P_1(X_1, Y_1, Z_1)$ 应位于曲面上，因此应满足二次曲面的方程式 (1-25)，该式可改写为：

$$X_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2 - 2rX_1 - (1 - K)X_1^2 = 0 \quad (1-26)$$

将上式改写成向量形式：

$$P_1 \cdot P_1 - 2r i \cdot P_1 - (1 - K)(i \cdot P_1)^2 = 0$$

和球面一样，利用公式 (1-11) 将上式中的 P_1 用 M, Q, Δ 表示得到：

$$M^2 + \Delta^2 - 2r(M_x + \Delta a) - (1 - K)(M_x + \Delta a)^2 = 0$$

将上式展开并按 Δ 的降幂序归并得到：

$$\Delta^2 [1 - (1 - K)a^2] - 2\Delta [ar + (1 - K)M_x a] + M^2 - 2rM_x - (1 - K)M_x^2 = 0$$

由上式求解 Δ ：

$$\Delta = \frac{[ar + (1 - K)M_x a] - \sqrt{[ar + (1 - K)M_x a]^2 - [1 - (1 - K)a^2][M^2 - 2rM_x - (1 - K)M_x^2]}}{1 - (1 - K)a^2}$$

和球面一样，根号前面取负号，然后以其共轭数分别乘以分子、分母，并消去公共因子 $[1 - (1 - K)a^2]$ 得：

$$\Delta = \frac{M^2 - 2rM_x - (1 - K)M_x^2}{[ar + (1 - K)M_x a] + \sqrt{[ar + (1 - K)M_x a]^2 - [1 - (1 - K)a^2][M^2 - 2rM_x - (1 - K)M_x^2]}} \quad (1-27)$$

将上式分子、分母除以 r ，并令 $c = \frac{1}{r}$ 得：

$$\Delta = \frac{M^2 c - 2M_x - (1-K)M_x^2 c}{[a + (1-K)M_x c] + \sqrt{[a + (1-K)M_x c]^2 - [1 - (1-K)a^2][M^2 c^2 - 2M_x c - (1-K)M_x^2 c^2]}} \quad (1-28)$$

求出 Δ 后，又和球面的公式完全一样：

$$D = a + \Delta$$

$$X_1 = X - d + Da; \quad Y_1 = Y + D\beta; \quad Z_1 = Z + D\gamma \quad (1-29)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

2. 求投射点法线方向的单位向量 N 曲面 $F(X, Y, Z) = 0$ 上任意一点法线方向上单位向量的方向余弦为：

$$\alpha_N = \frac{-F'_X}{\sqrt{F'_X{}^2 + F'_Y{}^2 + F'_Z{}^2}} \quad \beta_N = \frac{-F'_Y}{\sqrt{F'_X{}^2 + F'_Y{}^2 + F'_Z{}^2}} \quad \gamma_N = \frac{-F'_Z}{\sqrt{F'_X{}^2 + F'_Y{}^2 + F'_Z{}^2}}$$

将 $F(X, Y, Z) = X^2 + Y^2 + Z^2 - 2rX - (1-K)X^2$ 分别对 X, Y, Z 求偏导数以后，将投射点 $P_1(X_1, Y_1, Z_1)$ 的坐标代入上式并进行简化得到：

$$\alpha_N = \frac{1 - X_1 K c}{A}; \quad \beta_N = \frac{-Y_1 c}{A}; \quad \gamma_N = \frac{-Z_1 c}{A} \quad (1-31)$$

$$A = \sqrt{1 + c^2(1-K)(Y_1^2 + Z_1^2)}$$

3. 应用折射定律求 Q_1 求出法线方向单位向量 N 的三个方向余弦以后，下面的推导过程又和球面完全相同了。

$$\cos I = |\alpha\alpha_N + \beta\beta_N + \gamma\gamma_N| = \frac{1}{A} |(X_1 K c - 1)\alpha + Y_1 c\beta + Z_1 c\gamma| \quad (1-32)$$

应用折射定律：

$$\cos I' = \sqrt{1 - \frac{n^2}{n'^2}(1 - \cos^2 I)} \quad (1-22)$$

$$g = n' \cos I' - n \cos I \quad (1-19)$$

$$Q_1 = \frac{n}{n'} Q + \frac{g}{n'} N \quad (1-23)$$

将上式写成三个方向的分量形式，得到 Q_1 的三个方向余弦为：

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{n}{n'} \alpha - \frac{g}{n'} \frac{c K X_1 - 1}{A} \\ \beta_1 &= \frac{n}{n'} \beta - \frac{g}{n'} \frac{c Y_1}{A} \\ \gamma_1 &= \frac{n}{n'} \gamma - \frac{g}{n'} \frac{c Z_1}{A} \end{aligned} \right\} \quad (1-33)$$

这样我们就由 P 、 Q 求出了 P_1 、 Q_1 。这就是二次曲面光路计算的向量公式。为了便于应用，我们同样把上面的公式按运算次序重新排列如下：

$$1) \quad a = a(d - X) - \beta Y - \gamma Z \quad (1-9)$$

$$2) \quad M_x = X - d + aa \quad (1-10)$$

$$3) \quad M^2 = (X - d + aa)^2 + (Y + \beta a)^2 + (Z + \gamma a)^2 \quad (1-10)$$

$$4) \quad \Delta = \frac{M^2 c - 2M_x - (1-K)M_x^2 c}{[a + (1-K)M_x ac] + \sqrt{[a + (1-K)M_x ac]^2 - [1 - (1-K)a^2][M^2 c^2 - 2M_x c + (1-K)M_x^2 c^2]}} \quad (1-28)$$

$$5) \quad D = a + \Delta \quad (1-29)$$

$$6) \quad \left. \begin{aligned} X_1 &= X - d + Da \\ Y_1 &= Y + D\beta \\ Z_1 &= Z + D\gamma \end{aligned} \right\} \quad (1-30)$$

$$7) \quad \cos I = |(X_1 K c - 1)a + Y_1 c \beta + Z_1 c \gamma| / A \quad (1-32)$$

$$A = \sqrt{1 + c^2(1-K)(Y_1^2 + Z_1^2)} \quad (1-31)$$

$$\cos I' = \sqrt{1 - \frac{n^2}{n'^2}(1 - \cos^2 I)} \quad (1-22)$$

$$g = n' \cos I' - n \cos I \quad (1-19)$$

$$8) \quad \left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{n}{n'} a - \frac{g}{n'} \frac{cKX_1 - 1}{A} \\ \beta_1 &= \frac{n}{n'} \beta - \frac{g}{n'} \frac{cY_1}{A} \\ \gamma_1 &= \frac{n}{n'} \gamma - \frac{g}{n'} \frac{cZ_1}{A} \end{aligned} \right\} \quad (1-33)$$

§ 1-8 高次非球面光路计算的向量公式

前面已经介绍了球面和二次曲面的光路计算公式，本节介绍高次迴转非球面的光路计算公式，使用的坐标和符号仍和前面相同，如图1-14所示。

轴对称的高次非球面的方程式用以下的公式表示：

$$X = \frac{cH^2}{1 + \sqrt{1 - Kc^2 H^2}} + a_4 H^4 + a_6 H^6 + a_8 H^8 + a_{10} H^{10} + a_{12} H^{12} \quad (1-34)$$

其中 $H^2 = Y^2 + Z^2$ 。

以上方程式的第一项相当于一个二次曲面，公式中 c 为二次曲面的顶点曲率， K 为二次曲面系数， a_4 、 a_6 、 a_8 、 a_{10} 、 a_{12} 为高次非球面系数。以上方程，既可以表示高次非球面，也能表示二次曲面、球面和平面。它是轴对称曲面的最普遍的表达式。

高次非球面光路计算的基本步骤和球面、二次曲面仍然相同，首先也是求光线在曲面上

的投射点 P_1 的位置, 即由 P 和 Q 向量求向量 P_1 。

1. 由 P 、 Q 求 P_1 高次非球面光路计算与球面和二次曲面最大的不同点是投射点 P_1 不能直接由光线方程和曲面方程求解得来, 而只能用逐次逼近的方法, 求它们的近似数值解。具体步骤是首先求出光线和 $Y_1 Z_1$ 坐标面的交点 P_{01} , 并把 P_{01} 作为 P_1 的第一次近似解, 如图 1-14 所示。然后由 $P_{01}(X_{01}, Y_{01}, Z_{01})$ 作光轴的平行线, 交曲面于一点 $P'(X', Y_{01}, Z_{01})$, 把光线和过 P' 点的切平面的交点 $P_1(X_1, Y_1, Z_1)$ 作为新的近似解。然后重复以上步骤直到满足要求的精度为止。下面进行公式的推导。

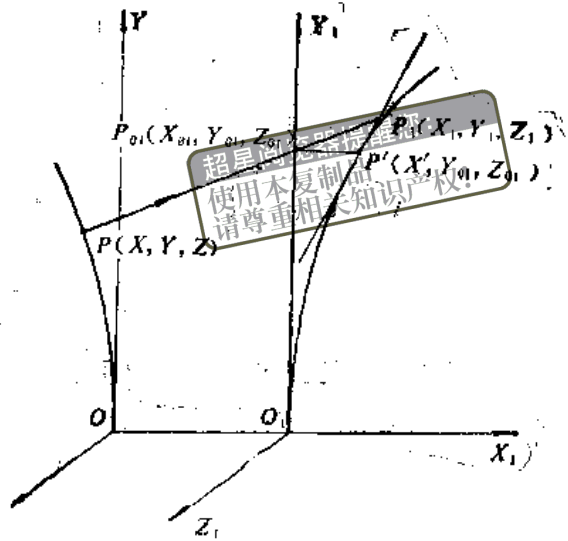


图 1-14

由图 1-14 可直接得到:

$$D = \frac{d-x}{a} \quad (1-35)$$

$$X_{01} = 0; \quad Y_{01} = Y + D\beta; \quad Z_{01} = Z + D\gamma \quad (1-36)$$

由 P_{01} 根据非球面方程式 (1-34) 可以求得 $P'(X', Y_{01}, Z_{01})$ 的坐标 X' ,

$$X' = \frac{cH_{01}^2}{1 + \sqrt{1 - Kc^2H_{01}^2}} + a_4H_{01}^4 + a_6H_{01}^6 + a_8H_{01}^8 + a_{10}H_{01}^{10} + a_{12}H_{01}^{12} \quad (1-37)$$

其中 $H_{01}^2 = Y_{01}^2 + Z_{01}^2$ 。

下面求曲面在 P' 点的切平面方程, 首先把曲面方程 (1-34) 改写为如下的形式:

$$F(X, Y, Z) = \frac{cH^2}{1 + \sqrt{1 - Kc^2H^2}} + a_4H^4 + a_6H^6 + a_8H^8 + a_{10}H^{10} + a_{12}H^{12} - X = 0 \quad (1-38)$$

把 $F(X, Y, Z)$ 分别对 X, Y, Z 求偏导数得:

$$\frac{\partial F}{\partial X} = -1 \quad (1-39)$$

$$\frac{\partial F}{\partial Y} = Y \left(\frac{c}{\sqrt{1 - Kc^2H^2}} + 4a_4H^2 + 6a_6H^4 + 8a_8H^6 + 10a_{10}H^8 + 12a_{12}H^{10} \right) = m \quad (1-40)$$

$$\frac{\partial F}{\partial Z} = Z \left(\frac{c}{\sqrt{1 - Kc^2H^2}} + 4a_4H^2 + 6a_6H^4 + 8a_8H^6 + 10a_{10}H^8 + 12a_{12}H^{10} \right) = n \quad (1-41)$$

过 P' 点的切平面方程式为:

$$\frac{\partial F}{\partial X} (X - X') + \frac{\partial F}{\partial Y} (Y - Y_{01}) + \frac{\partial F}{\partial Z} (Z - Z_{01}) = 0$$

把上面 (1-39)、(1-40)、(1-41) 公式中的代号 m , n 代入上式得:

$$-(X - X') + m(Y - Y_{01}) + n(Z - Z_{01}) = 0$$

如图1-14所示, 假定由 $P_{01}(X_{01}, Y_{01}, Z_{01})$ 到光线和切平面的交点 $P_1(X_1, Y_1, Z_1)$ 之间的距离为 l , 则 P_1 点的坐标应满足以下关系:

$$X_1 = X_{01} + \alpha l; \quad Y_1 = Y_{01} + \beta l; \quad Z_1 = Z_{01} + \gamma l \quad (1-42)$$

由于 P_1 位在切平面上, 所以 X_1, Y_1, Z_1 应满足切平面方程式, 即:

$$-(x_1 - x') + m(y_1 - y_{01}) + n(z_1 - z_{01}) = 0$$

将前面的 X_1, Y_1, Z_1 的关系代入上式, 求解 l 得:

$$l = \frac{X' - X_{01}}{\alpha - \beta m - \gamma n} \quad (1-43)$$

将 l 代入前面的公式 (1-42) 即可求得 X_1, Y_1, Z_1 。求得 X_1, Y_1, Z_1 以后, 把它作为新的近似解, 重新求 X' , 这样继续迭代, 直到 $|X' - X|$ 小于预定的一个小量为止。最后把 (X', Y_1, Z_1) 作为光线和曲面的交点。

2. 求投射点法线的方向余弦 根据已经求出的 $\frac{\partial F}{\partial X}, \frac{\partial F}{\partial Y}, \frac{\partial F}{\partial Z}$ 的公式和前面推导二次曲面时已经用过的曲面法线方向余弦的公式得:

$$\alpha_N = \frac{1}{\sqrt{1+m^2+n^2}}, \quad \beta_N = \frac{-m}{\sqrt{1+m^2+n^2}}, \quad \gamma_N = \frac{-n}{\sqrt{1+m^2+n^2}} \quad (1-44)$$

求出了投射点法线的方向余弦, 其余的计算就和球面、二次曲面相同了。下面我们在全公式重新按计算顺序整理如下:

$$1) \quad D = \frac{d - X}{a} \quad (1-35)$$

$$2) \quad X_1 = 0; \quad Y_1 = Y + D\beta; \quad Z_1 = Z + D\gamma \quad (1-36)$$

$$3) \quad H^2 = Y_1^2 + Z_1^2$$

$$4) \quad X' = \frac{cH^2}{1 + \sqrt{1 - Kc^2H^2}} + a_4H^4 + a_6H^6 + a_8H^8 + a_{10}H^{10} + a_{12}H^{12} \quad (1-37)$$

$$5) \quad q = \frac{c}{\sqrt{1 - Kc^2H^2}} + 4a_4H^3 + 6a_6H^5 + 8a_8H^7 + 10a_{10}H^9 + 12a_{12}H^{11}$$

$$6) \quad m = Yq; \quad n = Zq \quad (1-45)$$

(检查 $|X_1 - X'|$ 是否满足小于预定数值, 如满足则转 9, 不满足顺序往下计算。)

$$7) \quad l = \frac{X' - X_1}{\alpha - \beta m - \gamma n} \quad (1-43)$$

$$8) \quad X_1^* = X_1 + l\alpha; \quad Y_1^* = Y_1 + \beta l; \quad Z_1^* = Z_1 + \gamma l \quad (1-42)$$

(以 X_1^*, Y_1^*, Z_1^* 代替 X_1, Y_1, Z_1 转 3 重新计算)

$$9) \quad \alpha_N = \frac{1}{\sqrt{1+m^2+n^2}}, \quad \beta_N = \frac{-m}{\sqrt{1+m^2+n^2}}, \quad \gamma_N = \frac{-n}{\sqrt{1+m^2+n^2}},$$

$$X_1 = X' \quad (1-44)$$

$$10) \quad \cos I = |\alpha\alpha_N + \beta\beta_N + \gamma\gamma_N| \quad (1-20)$$

$$11) \quad \cos I' = \sqrt{1 - \frac{n^2}{n'^2} (1 - \cos^2 I)}$$

$$12) \quad g = n' \cos I' - n \cos I \quad (1-19)$$

$$13) \quad \alpha_1 = \frac{n}{n'}\alpha + \frac{g}{n'}\alpha_N, \quad \beta_1 = \frac{n}{n'}\beta + \frac{g}{n'}\beta_N, \quad \gamma_1 = \frac{n}{n'}\gamma + \frac{g}{n'}\gamma_N \quad (1-23)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

上面公式中的符号有些和前面推导时用的符号略有出入，这是为了便于写成循环迭代的形式，实质上并无差别。

§ 1-9 像差计算的起始和终结公式

前面各节已经介绍了球面、二次曲面和高次曲面光路计算的向量公式。已知入射光线的坐标，逐面应用这些公式就可以计算出光线在系统内部和通过系统以后的光路坐标。由出射光路的坐标，即可求得像差。本节介绍为求出各种像差所必须计算的光线，以及如何计算这些光线的初始坐标，这就是像差计算的起始公式。有了光线的初始坐标，通过逐面进行光路计算便可求得出射光线的坐标。最后计算出各种像差，这就是像差计算的终结公式，下面分别介绍。

一、起始公式

为了计算某个光学系统的像差，系统的结构参数（包括每个面的曲率半径，非球面的非球面系数，各面之间的距离和介质的折射率）当然应该是已知的，此外还需要给出系统的光学特性，包括物平面位置、入瞳位置、成像范围（视场角或物高）和成像光束大小（光束孔径或光锥角）。这样才能按给定的光学特性对已知系统计算像差。

1. 物平面位在无限远的情形 当物平面位在无限远时，物距 $l = \infty$ ，系统的成像范围用视场角 $2\omega_{max}$ 表示，光束大小用光束最大半径 H_{max} 表示，入瞳位置用 l_e 表示。光路计算的起始坐标取在入瞳面上，坐标原点和入瞳中心重合如图1-15所示。

由无限远同一物点射来的光线是一束平行光线，因此表示同一视场角不同光线的单位向量 \mathbf{Q} 的三个方向余弦都是相同的，为了简单，一般取 XY 坐标面和入射光束平行。由图1-15对应某一视场角 ω 的光线的方向余弦为：

$$\alpha = \cos\omega, \quad \beta = -\sin\omega, \quad \gamma = 0 \quad (1-46)$$

在整个像面上一般对像高按以下比例系数取六个点：

$$\alpha = 1.0, 0.85, 0.7071, 0.5, 0.3, 0.0$$

当物体位于无限远时，由于像高和视场角的正切成比例，所以不同像高对应的视场角 ω 应为：

$$\omega = \text{rc tg} (\text{atg} \omega_{\max}) \quad (1-47)$$

对某一个视场角，需要在整个光束中计算若干条光线，通过入瞳上不同点的光线，对应不同的坐标 Y 、 Z 、 $X \equiv 0$ ，因此

$$X \equiv 0; Y = bh_{\max}; Z = ch_{\max} \quad (1-48)$$

公式中 $+1 \geq b \geq -1$; $+1 \geq c \geq -1$ 。一般和 a 相似， b 和 c 也取作 ± 1.0 ; ± 0.85 ; ± 0.7071 ; ± 0.5 ; ± 0.3 ; 0.0 。对子午光束来说， $c \equiv 0$ ；对垂直子午面的弧矢光束来说， $b \equiv 0$ 。

下面我们看几种常用的情况。

(1) 轴上点 对轴上点来说， $a = 0$ ，由公式 (1-46) 得： $a = 1$ ， $b = c = 0$

由于轴上物点的光束对称于光轴，因此只需要计算某一过光轴的截面即可，一般计算 XY 坐标面内的光线，同时只须要计算光轴上半部分的光线，因此，

$$X \equiv 0; Y = bh_{\max}; Z = 0$$

公式中 $b = 1.0; 0.85; 0.7071; 0.5; 0.3$ 。只取正值，用不着取负值，因为光轴上下两部分光束是完全对称的。

(2) 轴外物点的子午光束 在像平面上一般除轴上点外，取 $a = 1.0; 0.85; 0.7071; 0.5; 0.3$ 五个像点。将公式 (1-47) 求得的不同像点对应的 ω 代入公式 (1-46)，即可求得方向余弦。

对子午光束来说 $c \equiv 0$ ， $b = \pm 1.0; \pm 0.85; \pm 0.7071; \pm 0.5; \pm 0.3; 0.0$ 。

(3) 轴外物点的弧矢光束 为了了解整个光束的成像质量，除了计算子午光束外，一般还计算位在垂直于子午面的平面内的弧矢光束。由于整个光束对称于子午面，因此只须要计算子午面前的一半光束即可。对弧矢光束一般取：

$$b \equiv 0; c = 1.0; 0.85; 0.7071; 0.5; 0.3。$$

2. 物平面位在有限距离的情形 当物平面位在有限距离时，物体位置用物距 l 表示，成像范围用物高 $2y_{\max}$ 表示，光束大小用数值孔径 $\sin U_{\max}$ 表示，入瞳位置用 l_z 表示，光路计算的起始坐标原点同样取在入瞳中心，同时物点位在 XY 坐标面内，如图 1-16 所示。

同一物点发出的光线在入瞳坐标内的投射点位置，按数值孔径 $\sin U_{\max}$ 用系数 b 和 c 进行划分，由图得到：

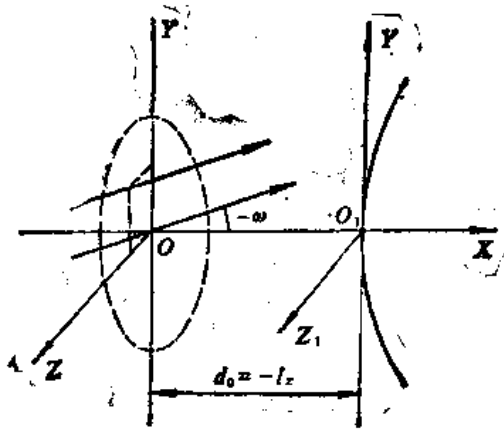


图 1-15

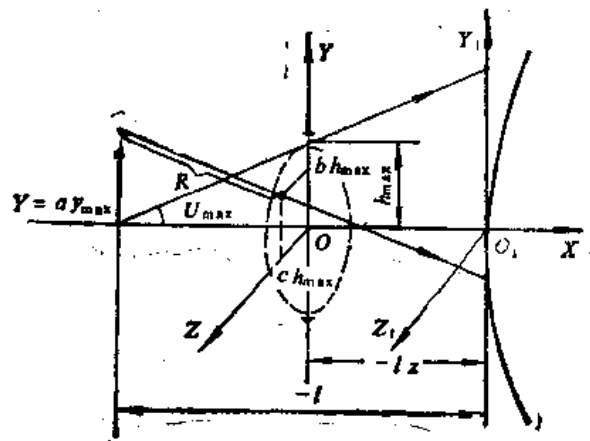


图 1-16

$$\left. \begin{aligned} X &\equiv 0 \\ Y &= |l - l_s| \operatorname{tg}[\operatorname{arcsin}(b \sin U_{m,x})] \\ Z &= |l - l_s| \operatorname{tg}[\operatorname{arcsin}(c \sin U_{m,x})] \end{aligned} \right\} \quad (1-49)$$

对物高 $y = a \sin U_{m,x}$ 的物点，通过入瞳面上 (Y, Z) 点的光线的方向余弦为：

$$R = (l - l_s) \sqrt{1 + \left(\frac{ay_{m,x} - Y}{l - l_s} \right)^2 + \left(\frac{-Z}{l - l_s} \right)^2}$$

$$\alpha = \frac{l - l_s}{R}; \quad \beta = \frac{ay_{m,x} - Y}{R}; \quad \gamma = \frac{-Z}{R} \quad (1-50)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

和物平面位在无限远的情况相似，对几种常用的情况有：

a. 轴上点

$$a = 0; \quad c = 0; \quad b = 1.0; \quad 0.85; \quad 0.7071; \quad 0.5; \quad 0.3$$

b. 轴外物点子午光束

$$a = 1.0; \quad 0.85; \quad 0.7071; \quad 0.5; \quad 0.3$$

$$b = \pm 1.0; \quad \pm 0.85; \quad \pm 0.7071; \quad \pm 0.5; \quad \pm 0.3; \quad 0.0$$

$$c = 0$$

c. 轴外物点弧矢光束

$$a = 1.0; \quad 0.85; \quad 0.7071; \quad 0.5; \quad 0.3$$

$$b = 0$$

$$c = 1.0; \quad 0.85; \quad 0.7071; \quad 0.5; \quad 0.3$$

二、终结公式

用起始公式求出入射光线的坐标以后，利用光路计算公式逐面进行计算，即可求出最后一面折射光线的坐标 $P_s(X_s, Y_s, Z_s)$ 和 $Q_s(\alpha_s, \beta_s, \gamma_s)$ 。然后用下面介绍的终结公式就能计算出各种像差。

1. 轴上点的球差和轴向色差 根据球差的定义公式 (1-5)：

$$\delta L' = L' - l'$$

可知，为了计算球差，必须首先求得代表理想像面位置的像距 l' ，为此由轴上物点出发计算一条近轴光线，当物体位在无限远时，轴向光线的起始坐标为： $h_1, u_1 = 0$ ；当物体位在有限距离时，起始坐标为： $h_1 = l_1 u_1, u_1$ 。然后采用附录一中的公式(附-12)(附-13)逐面进行计算，求得 h_s, u'_s ，并按以下公式求得 l'_s ：

$$l'_s = \frac{h_s}{u'_s}$$

为求得 L' ，需要进行实际光路计算。由轴上点发出的光线对应 $a = 0$ 即物高或视场角等于零。而且只计算 XY 坐标面内的光线即 $c = 0$ ，由于系统的对称性，这些光线始终位在同一坐标面内，因此：

$$Z_s = \gamma_s = 0$$

如图1-17所示。

由图可以求得实际光线的截距 L' 为

$$L' = X_k - \frac{\alpha_k}{\beta_k} Y_k \quad (1-51)$$

有了 L' 和 l' 就可以按公式 (1-5) 求得球差 $\delta L'$ 。分别对 D 、 F 、 C 三种谱线的折射率进行计算即可求得每种色光的球差和轴向色差。

例如我们对图1-18所示的双胶合物镜进行球差和轴向色差的计算，系统的结构参数为：

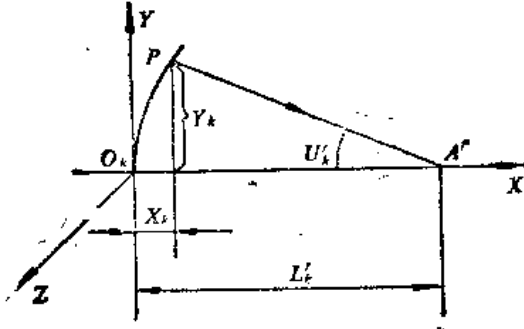


图 1-17

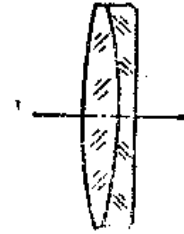


图1-18

超星阅读网
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

r	d	n_D	n_F	n_C
139.62		1.0	1.0	1.0
-121.58	10	1.5688	1.57597	1.56582(B ₁ K ₇)
-535.90	4	1.7172	1.73468	1.71037(ZF ₈)
		1.0	1.0	1.0

光学特性为：

$$D_{max} = 60; \quad 2\omega_{max} = 10^\circ; \quad l = \infty; \quad l_s = 0$$

首先计算一条平行于光轴入射的 $h_1 = 30$, $u_1 = 0$ 近轴光线。求得：

$$l' = 231.44, \quad u'_k = 0.1254, \quad f' = \frac{h_1}{u'_k} = 239.26, \quad y'_0 = -f' \operatorname{tg} \omega_{max} = 20.83$$

由实际光路计算求得的球差和轴向色差如表1-4所示。

表1-4

λ	$\delta L'_D$	$\delta L'_F$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{FC}$
1.0	0.01	0.276	0.066	0.209
0.85	-0.070	0.102	0.020	0.082
0.7071	-0.089	0.014	0.027	-0.013
0.5	-0.065	-0.038	0.078	-0.116
0.3	-0.028	-0.046	0.132	-0.178
0	0.0	-0.043	0.169	-0.212

表中每一行代表不同入射高 h 的光线对应的球差和轴向色差。第一列 h 下面的数 1.0, 0.85, 0.7071, 0.5, 0.3, 0 代表光线的相对入射高, 即公式 (1-48) 中的 b 值。第二列 δL_D 代表 D 光的球差, 第三、四列的意义分别为:

$$\delta L'_F = L'_F - l'_D \quad (1-52)$$

$$\delta L'_C = L'_C - l'_D \quad (1-53)$$

对最后一行 $h = 0$ 的近轴光线为:

$$\delta l'_F = l'_F - l'_D \quad (1-54)$$

$$\delta l'_C = l'_C - l'_D \quad (1-55)$$

其中 l'_F 和 l'_C 分别表示用 F 光和 C 光的折射率计算近轴光路所得到的近轴像距。

轴向色差 $\Delta L'_{FC}$ 为:

$$\Delta L'_{FC} = L'_F - L'_C \quad (1-56)$$

最后一行的 $\Delta l'_{FC}$ 为:

$$\Delta l'_{FC} = l'_F - l'_C \quad (1-57)$$

根据表 1-4 中的球差和轴向色差即能确定轴上点成像质量的优劣。

2. 轴外点子午像差的计算 由轴外物点发出位在子午面内的光线, 相当于在起始公式 (1-48)、(1-49) 或 (1-50) 中 $a \neq 0$ 、 $c = 0$ 的光线, 这些光线通过系统时永远位在同一平面内。

下面介绍如何根据出射光线的坐标计算各种子午像差。

对应 $b = c = 0$ 的光线为轴外光束的主光线, 它的像差就是畸变, 用理想像点 B'_0 到主光线和理想像面交点 B'_s 的距离 $\delta y'_s$ 表示, 如图 1-19 所示。

为了求出 $\delta y'_s$ 必须首先求出理想像高 y'_0 , 当物体位在有限距离时,

$$y'_0 = \beta y_1 = \frac{n_1 u_1}{n'_1 u'_1} y_1$$

当物体位在无限远时,

$$y'_0 = -f' \tan \omega$$

为求得畸变还必须求出 y'_s , 由图 1-19 并根据出射光线的坐标 $P_k (X_k, Y_k)$ 、 $Q_k (\alpha_k, \beta_k)$ 可以得到光线和理想像面交点的高度为

$$y'_k = Y_k + (l' - X_k) \frac{\beta_k}{\alpha_k} \quad (1-58)$$

将主光线的坐标 (Y_{sk}, X_{sk}) 、 $(\alpha_{sk}, \beta_{sk})$ 代入上式即可求得主光线的像高 y'_s , 代入畸变公式:

$$\delta y'_s = y'_k - y'_s \quad (1-6)$$

即可求得畸变。

利用公式 (1-58) 也可求出其余子午光线的像高 y'_k , 用 y'_k 和 y'_s 之差来表示这些光线相对主光线的像差。

$$\delta y'_k = y'_k - y'_s \quad (1-59)$$

这样做的好处是把其他像差和主光线的像差——畸变分离开来。畸变代表像的变形, 而由公式 (1-59) 计算的 $\delta y'_k$ 表示其它光线在主光线周围的弥散范围, 代表了成像的清晰度。这

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

样就把像的变形和像的清晰度这两种不同的像差现象分开了。

上述双胶合物镜的 $\delta y'$ 和 $\delta y'_z$ 如表1-5所示。

表1-5

	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3
$\delta y'$					
+1.0	-0.569	-0.422	-0.308	-0.175	-0.079
+0.85	-0.458	-0.345	-0.252	-0.144	-0.068
+0.7071	-0.355	-0.273	-0.199	-0.113	-0.053
+0.5	-0.241	-0.179	-0.128	-0.079	-0.031
+0.3	-0.136	-0.100	-0.070	-0.037	-0.015
0	0	0	0	0	0
-0.3	0.117	0.083	0.057	0.027	0.009
-0.5	0.185	0.131	0.088	0.042	-0.014
-0.7071	0.243	0.169	0.112	0.051	0.016
-0.85	0.269	0.183	0.117	0.048	0.011
-1.0	0.275	0.179	0.106	0.031	-0.007
$\delta y'_z$	-0.00250	-0.001714	-0.00099	-0.00035	-0.000075

表中最后一行为不同视场的畸变。表的上部 $\delta y'$ 即代表光线的弥散范围，例如全视场全口径最大的弥散范围为：

$$0.275 - (-0.56) = 0.835$$

因此该物镜边缘视场的成像质量是比较差的。轴外光束的成像质量除了用 $\delta y'$ 表示外，为了分析像差的性质，根据§1-6中像差的分类，还要求计算出不同口径子午光线对的子午场曲 X'_z 和子午彗差 K'_z 。前者代表子午光线对的交点离开理想像面的距离，后者代表子午光线对的交点离开主光线的距离，如图1-20所示。下面我们导出 X'_z 和 K'_z 的计算公式。

图1-20中， a 、 b 为一对子午光线， z 为主光线。由图可得到：

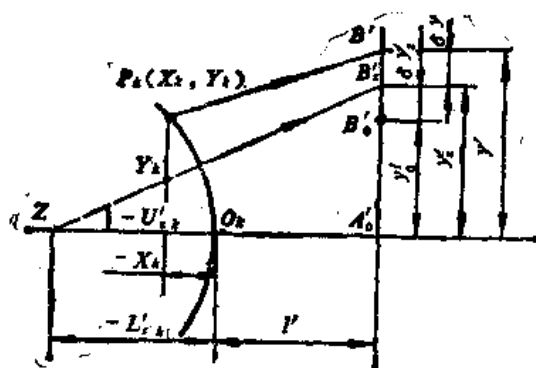


图 1-19

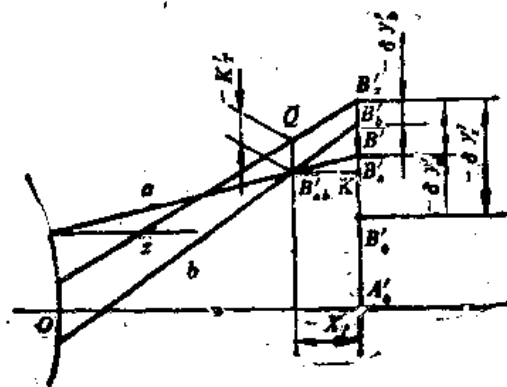


图 1-20

$$B'_1 K = (-X_T') \frac{\beta_s}{a_s}, \quad B'_2 K = (-X_T') \frac{\beta_s}{a_s}$$

$$(-\delta y'_2) - (-\delta y'_1) = B'_1 K - B'_2 K = \left(-X_T' \frac{\beta_s}{a_s}\right) - \left(-X_T' \frac{\beta_s}{a_s}\right)$$

由上式求解 X_T' 得到:

$$X_T' = -\frac{\delta y'_2 - \delta y'_1}{\frac{\beta_s}{a_s} - \frac{\beta_s}{a_s}} \quad (1-60)$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

上式为宽光束子午场曲 X_T' 的计算公式。

下面求子午彗差 K_T' 。由图1-20看到, 子午彗差 $K_T' = B'_1 Q$ 可以近似用 $B'_1 B'_2$ 的中点 B' 到 B'_1 的距离 $B'B'_1$ 来代替, 由此得到:

$$K_T' = \frac{1}{2} (\delta y'_2 + \delta y'_1) \quad (1-61)$$

上述例子中, $\pm 1.0 h_{max}$ 、 $\pm 0.7071 h_{max}$ 和 $\pm 0.5 h_{max}$ 三对子午光线对应的五个视场的子午场曲 X_T' 和子午彗差 K_T' , 如表1-6所示。

表1-6

h	ω		1.0		0.85	
	X_T'	K_T'	X_T'	K_T'	X_T'	K_T'
± 1.0	- 3.248	- 0.143	- 2.348	- 0.122	- 2.348	- 0.122
± 0.7071	- 3.359	- 0.061	- 2.455	- 0.052	- 2.455	- 0.052
± 0.5	- 3.341	- 0.028	- 2.436	- 0.024	- 2.436	- 0.024
0.7071			0.5		0.3	
	X_T'	K_T'	X_T'	K_T'	X_T'	K_T'
	- 1.624	- 0.101	- 0.809	- 0.072	- 0.285	- 0.043
	- 1.729	- 0.044	- 0.910	- 0.031	- 0.385	- 0.019
	- 1.708	- 0.020	- 0.888	- 0.014	- 0.362	- 0.009

由以上结果可以看到, 子午光束的像差主要是子午场曲 X_T' , 子午彗差 K_T' 并不很大。

上述计算, 一般首先对平均波长为 D 的光线进行计算。为了计算垂轴色差, 可以用 F 光线和 C 光线的折射率 n_F 和 n_C 分别计算两条主光线对应的像高 y'_{zF} 和 y'_{zC} 。需要注意的是, 它们同样是对 D 光线的理想像面进行计算的, 代表 F 、 C 二条主光线和 D 光线的理想像面交点的高度。

y'_{zF} 和 y'_{zC} 的计算同样可采用公式(1-58),

$$y' = Y_1 + (l' - X_1) \frac{\beta_1}{\alpha_1}$$

不过其中的光线坐标 (X_1, Y_1) , (α_1, β_1) 是F光和C光出射光线的坐标, 公式中 l' 仍用D光的近轴像距。它们的垂轴像差同样按D光的主光线像点计算, 即:

$$\delta y'_F = y'_F - y'_{ZD}; \quad \delta y'_C = y'_C - y'_{ZD} \quad (1-62)$$

垂轴色差为F光和C光主光线像高之差即:

$$\Delta y'_{FC} = y'_{ZF} - y'_{ZC} = \delta y'_{ZF} - \delta y'_{ZC} \quad (1-63)$$

上述双胶合物镜的计算结果如表1-7和表1-8所示。

F光的子午垂轴像差

表1-7

ω h		1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3
		1.0	-0.540	-0.400	-0.285	-0.148
0.85	-0.449	-0.334	-0.240	-0.130	-0.052	
0.7071	-0.361	-0.269	-0.194	-0.106	-0.045	
0.5	-0.242	-0.179	-0.123	-0.070	-0.030	
0.3	-0.137	-0.100	-0.071	-0.038	-0.016	
0.0	0.001	0.001	0.001	0.001	0.000	
-0.3	0.118	0.084	0.057	0.028	0.010	
-0.5	0.181	0.127	0.085	0.039	0.012	
-0.7071	0.228	0.155	0.099	0.039	0.005	
-0.85	0.241	0.157	0.092	0.025	-0.011	
-1.0	0.227	0.133	0.062	-0.010	-0.045	
$\delta y'_{ZF}$		-0.00140	-0.00054	-0.00002	0.00033	0.00003

C光的子午垂轴像差

表1-8

ω h		1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3
		1.0	-0.547	-0.410	-0.298	-0.165
0.85	-0.446	-0.332	-0.240	-0.132	-0.057	
0.7071	-0.352	-0.261	-0.187	-0.098	-0.042	
0.5	-0.231	-0.169	-0.119	-0.061	-0.022	
0.3	-0.130	-0.093	-0.064	-0.031	-0.009	
0.0	0.0003	-0.0003	-0.0002	-0.0001	-0.000	
-0.3	0.111	0.077	0.051	0.021	0.003	
-0.5	0.176	0.122	0.095	0.033	0.005	
-0.7071	0.234	0.160	0.103	0.041	0.008	
-0.85	0.262	0.176	0.110	0.040	0.002	
-1.0	0.272	0.176	0.102	0.026	-0.013	
$\delta y'_{ZC}$		-0.00308	-0.00095	-0.00118	-0.00048	-0.00016

如果有必要也可以计算 F 光和 C 光的子午场曲和子午彗差 X'_{FP} 、 K'_{FP} 和 X'_{FC} 、 K'_{FC} 。计算方法和 D 光相同。

3. 轴外物点弧矢光束的像差 对轴外物点的弧矢光线来说，它们和理想像平面的交点并不位在子午面内，因此它们的像差一般采用两个分量 $\delta y'$ 和 $\delta z'$ 表示， $\delta y'$ 实际上就是弧矢彗差 K'_s ，而 $\delta z'$ 和弧矢场曲 X'_s 成比例，如图 1-21 所示。为了由 $P_k(X_k, Y_k, Z_k)$ 和 $Q_k(a_k, \beta_k, \gamma_k)$ 求得光线和理想像平面的交点位置 Y 和 Z ，由图 1-21 可以得到：

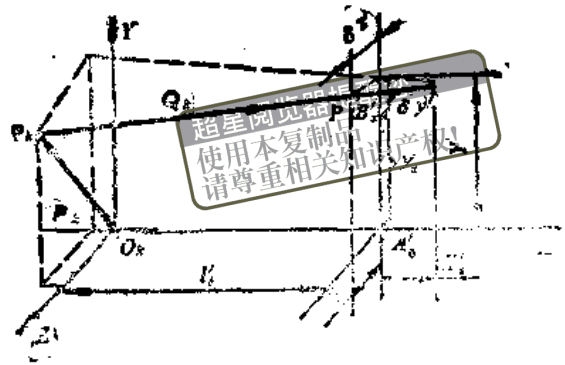


图 1-21

$$Y = Y_k + (l' - X_k) \frac{\beta_k}{a_k} \quad (1-64)$$

$$Z = Z_k + (l' - X_k) \frac{\gamma_k}{a_k} \quad (1-65)$$

由图 1-21 可以直接得到：

$$\delta y' = Y - y'_k, \quad \delta z' = Z \quad (1-66)$$

前面所举双胶合物镜的弧矢像差如表 1-9 所示。

表 1-9

		ω	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3
		h					
$\delta y'$	1.0	1.0	-0.04464	-0.03572	-0.03094	-0.02166	-0.01291
		0.85	-0.03059	-0.02570	-0.02119	-0.01483	-0.00884
		0.7071	-0.02030	-0.01705	-0.01405	-0.00983	-0.00586
		0.5	-0.00969	-0.00814	-0.00670	-0.00469	-0.00279
		0.3	-0.00339	-0.00284	-0.00234	-0.00164	-0.000976
$\delta z'$	1.0	1.0	-0.19353	-0.13933	-0.09596	-0.04732	-0.01624
		0.85	-0.17249	-0.12659	-0.08985	-0.04866	-0.02234
		0.7071	-0.14468	-0.10632	-0.07615	-0.04199	-0.02016
		0.5	-0.10047	-0.07365	-0.05217	-0.02813	-0.01275
		0.3	-0.05873	-0.04268	-0.02984	-0.01543	-0.00627

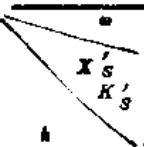
如果要求分别计算宽光束的弧矢场曲 X'_s 和弧矢彗差 K'_s ，则由图得：

$$K'_s = \delta y' \quad (1-67)$$

$$X'_s = \frac{\delta z'}{\gamma} a \quad (1-68)$$

表1-10为上述双胶合物镜的弧矢场曲和弧矢彗差。

表1-10

	1.0		0.85		0.7071		0.5		0.3	
	X_s'	K_s'	X_s'	K_s'	X_s'	K_s'	X_s'	K_s'	X_s'	K_s'
1.0	-1.5071	-0.0446	-1.0952	-0.0375	-0.7548	-0.0309	-0.3731	-0.0216	-0.1820	-0.0129
0.7071	-1.6016	-0.0202	-1.1908	-0.0170	-0.8511	-0.0140	-0.4763	-0.0098	-0.2621	-0.0058

§ 1-10 轴外点细光束子午和弧矢场曲的计算

轴外物点成像光束的主光线是整个光束的核心，了解主光线周围细光束的聚交情况对确定整个光束的成像质量有重要意义。因此除了进行上节宽光束像差的计算外，一般还要进行细光束焦点的计算。利用主光线计算过程中的有关参数，用不着进行实际子午光线和弧矢光线的计算，就可以求得子午细光束焦点和弧矢细光束焦点的位置。从而确定主光线周围细光束的成像质量。另外，计算出细光束子午场曲 x_i' 和弧矢场曲 x_s' 以后，就可以把像散 $(x_i' - x_s')$ 、平均场曲 $(x_i' + x_s')/2$ 以及轴外子午球差 $(X_i' - x_i')$ 、弧矢球差 $(X_s' - x_s')$ 分离出来，这对分析像差性质也是必要的。因此，在设计光学系统时，一般都要进行细光束焦点的计算。下面我们分别导出弧矢和子午细光束焦点位置的计算公式。

一、细光束弧矢焦点位置的计算公式

为了导出公式，我们首先讨论弧矢光线对的成像性质。图1-22中 OP 为折射球面， D^+B_s 和 D^-B_s 为一对弧矢光线，两光线对称于子午面并相交于子午面上一点 B_s ，过 B_s 和球心 C 作一辅助轴。 D^+B_s 光线经过球面折射以后，其折射光线根据折射定律应位于 D^+B_sC 入射面内。同理 D^-B_s 光线经球面折射以后，其折射光线也应该位于 D^-B_sC 平面内。由于 D^+B_s 和 D^-B_s 对子午面对称，其折射光线也必将对称于子午面并相交于子午面上同一点 B_s' 。显然 B_s' 点应在 D^+B_sC 和 D^-B_sC 两平面的交线 CB_s 上。

由此得出结论：折射前后弧矢光线对的交点和折射面的球心位于同一直线上。这种性质无论对宽光束的弧矢光线对或细光束的弧矢光线对都是成立的。下面我们就根据这一性质导出计算弧矢细光束焦点位置的公式。

图1-23中 OP 为折射球面， C 为球心。 PZ 和 PZ' 分别为折射前后的主光线， B_s 和 B_s' 为折射前后细光束的弧矢焦点位置，根据前面的讨论，它们和球心 C 位在同一直线上。由于主光线的位置已经确定，我们采用投射点 P 到 B_s 和 B_s' 的距离 s 与 s' 作为表示弧矢焦点位置的坐标。 s 与 s' 的符号规则为：

s, s' ——由投射点 P 分别到弧矢光线对交点 B_s 和 B_s' ，向右为正，向左为负。

对 $\triangle PB_sC$ 应用正弦定理得：

$$\frac{s}{\sin\theta} = \frac{B_sC}{\sin I} \text{ 或者 } \sin I = \frac{B_sC \sin\theta}{s}$$

由直角 $\triangle B_sCQ$ 得：

$$CQ = B_1C \cos(180^\circ - \theta) = -B_1C \cos \theta$$

另外由图得到:

$$CQ = PQ - PC = s \cos I - r$$

由以上两个公式得到:

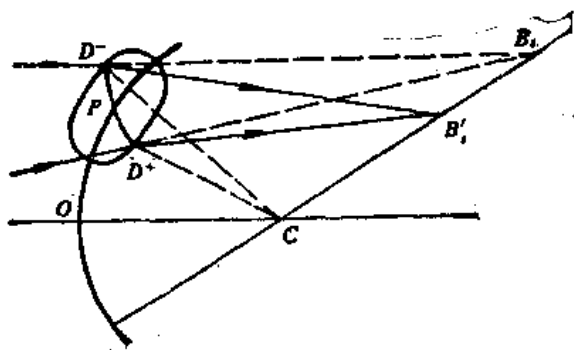
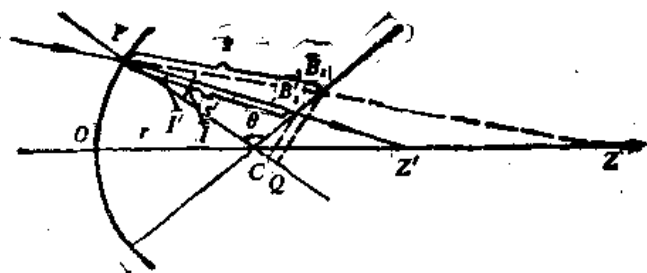


图 1-22



超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

图 1-23

$$B_1C \cos \theta = r - s \cos I \quad \text{或者} \quad B_1C = \frac{r - s \cos I}{\cos \theta}$$

将 B_1C 代入前面 $\sin I$ 的公式得:

$$\sin I = \frac{r - s \cos I}{s} \operatorname{tg} \theta$$

以上是对折射前的关系。对折射以后同样可以得到相似的关系:

$$\sin I' = \frac{r - s' \cos I'}{s'} \operatorname{tg} \theta$$

将 $\sin I$ 和 $\sin I'$ 代入折射定律 $n \sin I = n' \sin I'$ 消去 $\operatorname{tg} \theta$ 得到:

$$\frac{n (r - s \cos I)}{s} = \frac{n' (r - s' \cos I')}{s'}$$

将以上公式展开, 化简以后得:

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{r} \quad (1-69)$$

上式即为细光束弧矢焦点位置的计算公式。

五、细光束子午焦点位置的计算公式

图1-24和前面图1-23相同, OP 为折射球面, PZ 和 PZ' 为折射前后主光线的位置。假定在 PZ 光线附近另取一条光线 QB_1 , 它和主光线交点 B_1 就是入射前子午细光束焦点的位置, 它的折射光线和 PZ' 交于一点 B'_1 , 就是折射以后子午细光束焦点的位置。和弧矢焦点相似, 我们用投射点 P 到 B_1 和 B'_1 的距离 t 和 t' 表示子午细光束焦点位置的坐标。符号规则也和 s 、 s' 相同。由 P 作 QB_1 的垂线交 QB_1 于一点 P' 。由小直角三角形 $\triangle PQP'$ 得

$$PP' = PQ \cos I = r d\varphi \cos I$$

由 $\triangle PP'B_1$ 得:

$$t = \frac{PP'}{dU} = \frac{r d\varphi \cos I}{dU} \quad \text{或者} \quad \frac{\cos I}{t} = \frac{dU}{r d\varphi}$$

由于 $\varphi = U + I$, 将该式微分得:

$$dU = d\varphi - dI$$

代入上面的公式得:

$$\frac{\cos I}{t} = \frac{1}{r} - \frac{dI}{r d\varphi}$$

将等式两端同乘 $n \cos I$ 得:

$$\frac{n \cos^2 I}{t} = \frac{n \cos I}{r} - \frac{n \cos I dI}{r d\varphi}$$

同理, 对折射细光束有:

$$\frac{n' \cos^2 I'}{t'} = \frac{n' \cos I'}{r} - \frac{n' \cos I' dI'}{r d\varphi}$$

将折射定律 $n \sin I = n' \sin I'$ 取微分得:

$$n \cos I dI = n' \cos I' dI'$$

由此可知, 前面两个公式中右边第二项实际上是相等的, 因此, 将两式相减, 消去最后一项得到:

$$\frac{n' \cos^2 I'}{t'} - \frac{n \cos^2 I}{t} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{r} \quad (1-70)$$

上面公式中的 $\cos I$, $\cos I'$ 以及 $(n' \cos I' - n \cos I)$ 在光路计算中已经求得, 根据入射细光束的焦点位置 s 、 t , 利用公式(1-69)、和(1-70)就可以计算出子午和弧矢细光束焦点位置 s' 、 t' 。

三、过渡公式

利用上面子午和弧矢细光束焦点位置的计算公式, 对单个球面来说, 已知折射前的细光

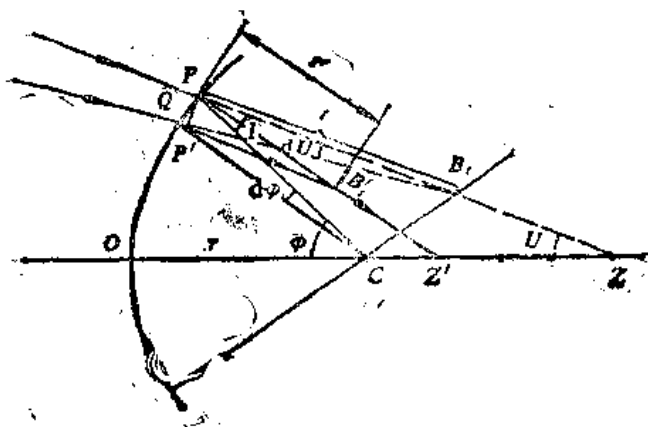


图 1-24

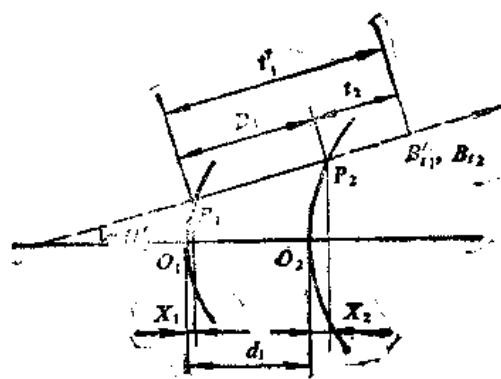


图 1-25

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

束焦点位置可以求出折射后的细光束焦点位置，但是要计算一个光学系统还必须看前一面至后一面的过渡公式。图1-25中， O_1P_1 、 O_2P_2 为两个折射球面。假定第一个面像方的子午细光束焦点为 B'_1 ，它就是第二个面物方的子午细光束焦点 B_{12} ，它们对应的坐标分别为 t_1 和 t_2 。假定主光线在两个球面之间的斜厚度为 D_1 ，则由图显然可以得到：

$$t_2 = t_1 - D_1 \quad (1-71)$$

同理，对弧矢细光束焦点有：

$$s_2 = s'_1 - D_1 \quad (1-72)$$

以上公式中主光线在前后两个折射球面之间的斜距离 D_1 ，在光路计算过程中已经求得。

四、起始和终结公式

在开始进行细光束像散计算之前，还要求出第一面的 t_1 和 s_1 。当物平面位在无限远时，显然 $s_1 = t_1 = \infty$ ，当物体在有限距离时，根据入射主光线的方向余弦 (α, β) ，光线在第一面上的交点坐标 (X_1, Y_1) 和物平面位置 t_1 ，即可求得 s_1 和 t_1 ，如图1-26所示。

$$s_1 = t_1 = \frac{t_1 - X_1}{\alpha} \quad (1-73)$$

求出起始参数之后，利用公式(1-39) ~ (1-72)即可逐面进行细光束焦点位置的计算，直至求出最后一面的 t'_k 、 s'_k 。然后根据 t'_k 、 s'_k 值，就可求出细光束的子午和弧矢场曲 x'_k 和 x''_k 。由图1-27很容易得到：

$$x'_k = t'_k \alpha_k + X_k - t'_k \quad (1-74)$$

同理可得：

$$x''_k = s'_k \alpha_k + X_k - t'_k \quad (1-75)$$

公式中 X_k 和 α_k 为出射主光线的坐标，我们仍以前面的双胶合物镜为例。表1-11为不同视场细光束像散的全部结果。

求出细光束子午场曲 x'_k 以后，即可利用前面已经算出的宽光束子午场曲 X'_k 求出不同视场不同孔径的子午球差 $\delta L'_k = X'_k - x'_k$ 。表1-12为上面例子的全部 $\delta L'_k$ 值，表中最后一行为轴上球差。表1-13为根据前面表1-10中的弧矢场曲 X''_k 和表1-11中的 x''_k 求得的弧矢球差 $\delta L''_k$ ：

$$\delta L''_k = X''_k - x''_k \quad (1-76)$$

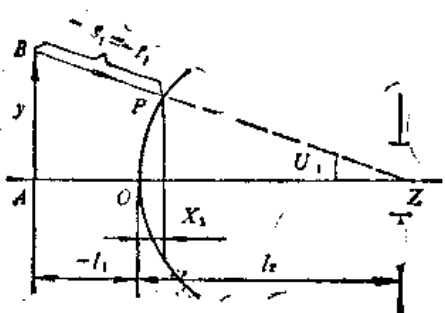


图 1-26

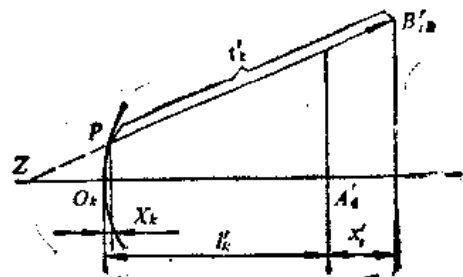


图 1-27

表1-11

ω	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3
x'_i	-3.26	-2.374	-1.645	-0.824	-0.297
x'_s	-1.51	-1.100	-0.761	-0.381	-0.137
x'_{i0}	-1.75	-1.274	-0.884	-0.443	-0.160

超星浏览器提醒您：
使用本复制品，
请尊重相关知识产权！

表1-12

$\delta L'/T$	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3	0.0
1.0	0.032	0.026	0.021	0.015	0.012	0.010
0.7071	-0.079	-0.081	-0.084	-0.086	-0.088	-0.089
0.5	-0.061	-0.062	-0.063	-0.064	-0.065	-0.065

表1-13

$\delta L'/S$	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3	0.0
1.0	0.0029	0.0048	0.0062	0.0079	0.0090	0.014
0.7071	-0.0916	-0.0908	-0.0901	-0.0893	-0.0891	-0.089

对 F 光和 C 光的主光线也可以计算它们的细光束焦点位置，结果如表1-14和表1-15所示。

F 光

表1-14

ω	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3
x'_i	-3.329	-2.421	-1.691	-0.868	-0.341
x'_s	-1.567	-1.145	-0.806	-0.425	-0.181
x'_{i0}	-1.762	-1.276	-0.855	-0.443	-0.160

C 光

表1-15

ω	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3
x'_i	-1.112	-2.206	-1.477	-0.655	-0.128
x'_s	-1.353	-0.931	-0.593	-0.212	-0.032
x'_{i0}	-1.759	-1.275	-0.884	-0.443	-0.160

§ 1-11 近轴物点宽光束弧矢彗差

——正弦差的计算

在 § 1-9 中利用像差计算的方法可以求出子午彗差 K_T ，如果要计算弧矢彗差 K_S ，就必须进行弧矢空间光线的计算，但是位于近轴区域的物点，用不着进行实际弧矢光线的计算，直接利用轴上物点计算球差的结果，就能求出弧矢彗差值。这就大大的减少了计算工作量，它对于设计小视场的光学系统如望远镜物镜和显微镜物镜特别有用，对大视场的光学系统也有重要的参考价值。下面我们就导出这样的公式。

根据前面 § 1-9 中对弧矢光线对成像性质的讨论知道，入射弧矢光线对的交点 B_s 和折射以后的交点 B'_s ，以及球心 C 应位于同一直线上，这一结论对宽光束的弧矢光线对同样是成立的。

如图 1-28 所示，假定对于孔径角为 U 的轴向光线的聚交点为 A ，而 A' 为其折射光线的聚交点， B_s 为孔径角等于 U 的轴外弧矢光线对的交点，且位于过 A 点的垂直平面内，则 B'_s 为弧矢光线对折射以后的交点。假定物高 AB_s 很小，在近轴区域内，因此 B'_s 也应该位在过 A' 点的垂直平面内，它们的高度分别用 y_s 和 y'_s 表示，由附录一中的光路计算公式（附-2）（附-5）可以得到：

$$\sin I = \frac{L-r}{r} \sin U; \quad \sin I' = \frac{L'-r}{r} \sin U'$$

将两式相除得到：

$$\frac{\sin I}{\sin I'} = \frac{(L-r) \sin U}{(L'-r) \sin U'} = \frac{n'}{n}$$

或者

$$\frac{L-r}{L'-r} = \frac{n' \sin U'}{n \sin U}$$

由 $\triangle CAB_s \sim \triangle CA'B'_s$ 得到：

$$\frac{L-r}{L'-r} = \frac{y_s}{y'_s}$$

将以上关系代入上式得到：

$$\frac{y_s}{y'_s} = \frac{n' \sin U'}{n \sin U} \quad \text{或者} \quad n y_s \sin U = n' y'_s \sin U'$$

由于 $n'_k = n_{k+1}$ ， $\sin U'_k = \sin U_{k+1}$ ， $y'_{k+1} = y_{k+2}$ 以上关系可递推到任意折射面：

$$n_1 y_{s1} \sin U_1 = n'_1 y'_{s1} \sin U'_1 = n_2 y_{s2} \sin U_2 = \dots = n'_k y'_{sk} \sin U'_k \quad \text{①}$$

对于任意光学系统，只要成像范围不大，在近轴区域内，无论孔径角 U 等于多大，也不论系统有无像差，上述关系永远成立。

利用以上公式就可以导出弧矢彗差的计算公式。如图 1-29 所示， A' 和 A'_s 分别为轴上物点的边缘光线交点和近轴像点。利用物像关系不变式可以计算出理想像高 y'_s ：

$$y'_s = \frac{n_1 u_1}{n' u'} y_1$$

理想像点 B'_s 为近轴光线的像点，也就是细光束的像点，因此 B'_s 和出瞳中心 Z' 的连线应该是整个成像光束的主光线。

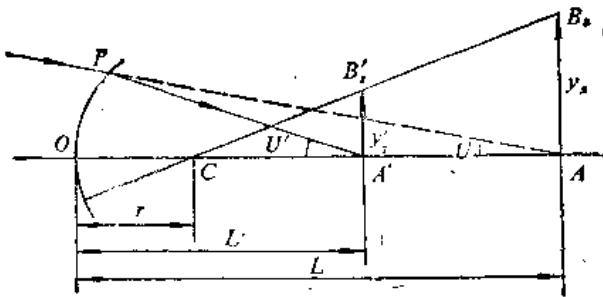


图1-28

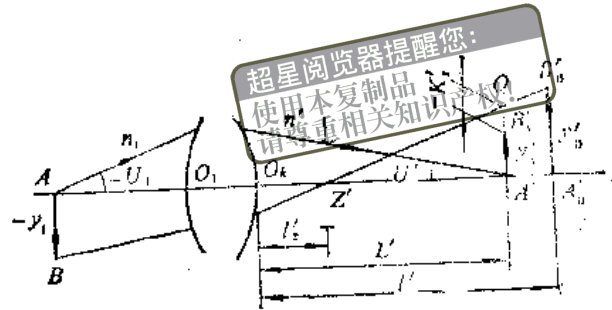


图1-29

B'_s 乃是孔径角为 U' 的弧矢光线对的交点， $A'B'_s = y'_s$ 。按照弧矢彗差的定义， B'_s 点到主光线的距离 $B'_s Q$ 即为弧矢彗差 K'_s 。利用前面的弧矢不变式：

$$n_1 \sin U_1 y_{s1} = n' \sin U' y'_s$$

以上公式中 $y_{s1} = y_1$ 。这是因为物体没有像差，全部光线都是由同一点发出的。由上式得：

$$y'_s = \frac{n_1 \sin U_1}{n' \sin U'} y_1$$

由图1-29得：

$$\frac{y'_s}{A'Q} = \frac{l' - l'_z}{L' - l'_z}$$

或者：

$$A'Q = y'_s \frac{L' - l'_z}{l' - l'_z} = \frac{n_1 u_1}{n' u'} \frac{L' - l'_z}{l' - l'_z} y_1$$

由图：

$$-K'_s = B'_s Q = A'Q - y'_s$$

小视场光学系统的彗差大小通常用相对彗差 SC' 表示，即 $SC' = K'_s / A'Q$ ，由此得到：

$$SC' = \frac{y'_s}{A'Q} - 1$$

将前面得到的 y'_s 和 $A'Q$ 的公式代入上式得：

$$SC' = \frac{\sin U_1 u'}{\sin U' u_1} \frac{l' - l'_z}{L' - l'_z} - 1 \quad (1-77)$$

对于一个已知的光学系统，计算一条轴上点近轴光线和一条边缘光线，一方面可以求出球差，同时利用上述公式也能计算出弧矢彗差。

当物体位置由有限距离趋向无限远时， u_1 和 U_1 同时趋近于零，公式 (1-77) 不能应用。

需要变换一下形式。假定近轴光线的入射高为 h_0 ，边缘光线的入射高为 h_1 ，当物距趋近于无限远时，以下关系成立：

$$u_1 \approx \frac{h_0}{L_1}, \quad \sin U_1 \approx \frac{h_1}{L_1}$$

因此有：

$$\frac{\sin U_1}{u_1} = \frac{h_1}{h_0}$$

代入上式得：

$$SC' = \frac{h_1 u' \frac{l' - l'_z}{L' - l'_z} - 1}{h_0 \sin U' \frac{l' - l'_z}{L' - l'_z}} - 1 \quad (1-78)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

上面的正弦差公式中，出现 $\sin U_1$ 和 $\sin U'$ ，当使用向量公式计算光路时，光线的方向用方向余弦（ α 、 β ）表示，根据 U 、 U' 的符号规则有：

$$\sin U_1 = -\beta_1, \quad \sin U' = -\beta'$$

代入上面公式（1-77）和（1-78）得：

$$SC' = \frac{\beta_1}{\beta'} \frac{u' \frac{l' - l'_z}{L' - l'_z} - 1}{u_1 \frac{l' - l'_z}{L' - l'_z}} - 1 \quad (1-79)$$

$$SC' = \frac{-h_1 u'}{h_0 \beta'} \frac{l' - l'_z}{L' - l'_z} - 1 \quad (1-80)$$

上式为用向量计算光路时的正弦差公式。

表1-16为上述计算例子中不同孔径光线的正弦差。

表1-16

h	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3
SC'	-0.00206	-0.00140	-0.000931	-0.000444	-0.00016

下面我们利用 SC' 来求系统的弧矢彗差，并把它和前面用实际弧矢光线计算求得的弧矢彗差值进行比较。根据正弦差的定义有：

$$K' = SC' \cdot y'_0$$

由§1-9近轴光路计算的结果得到 $y'_0 = 20.93$ ，由表1-16得到 $h = 1.0$ 的全孔径光线的正弦差 $SC' = -0.00206$ ，代入上式得：

$$K' = -0.00206 \times 20.93 = -0.043$$

由表1-10查得全视场全孔径的实际弧矢彗差为 $K' = -0.0446$ 。两者十分接近，它说明在系统视场不大的情形，正弦差 SC' 确实可以用来代表系统的实际弧矢彗差。

§ 1-12 二次和高次曲面的细光束焦点计算公式

在§1-10中我们导出了计算球面系统主光线周围细光束焦点位置的公式

$$\frac{n' \cos^2 I' - n \cos^2 I}{l'} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{r} \quad (1-70)$$

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{r} \quad (1-69)$$

以上公式中 r 为球面的半径。球面上任意一点的曲率半径都是相同的，但是对于非球面来说，不同位置 and 不同方向上的曲率都是不相同的。对共轴系统来说，主光线位在同一子午面内，子午细光束也永远位在此平面内，当光束的宽度很小时，子午光束在非球面上的聚焦性质，应和投射点处非球面子午截线密切圆的聚焦性质相同，该密切圆的曲率半径等于非球面的子午曲率半径。因此只要把上述公式 (1-70) 中的球面曲率半径 r 用非球面在该点的子午曲率半径 r_s 代替，就可以用来计算非球面的细光束子午焦点。同理，对弧矢细光束来说，只要非球面上，用垂直子午面的弧矢方向的曲率半径 r_t 代替，也就可以用来计算非球面的弧矢细光束焦点，由此得到非球面细光束焦点位置的计算公式如下：

$$\frac{n' \cos^2 I' - n \cos^2 I}{t'} - \frac{n \cos^2 I}{t} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{r_t} \quad (1-81)$$

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{r_s} \quad (1-82)$$

公式中其余参数的意义和球面相同。

下面我们不经推导，直接给出二次曲面和高次非球面的子午、弧矢曲率的公式如下：

$$\left. \begin{aligned} A &= \sqrt{1 + c^2(1 - K)(Y^2 + Z^2)} \\ \frac{1}{r_s} = c_s &= \frac{c}{A}, \quad \frac{1}{r_t} = c_t = \frac{c}{A^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad (1-83)$$

公式中 c 为二次曲面顶点的曲率。

高次非球面为：

$$q = \frac{c}{\sqrt{1 - Kc^2H^2}} + 4a_4H^2 + 6a_6H^4 + 8a_8H^6 + 10a_{10}H^8 + 12a_{12}H^{10} \quad (1-84)$$

$$m = Yq \quad (1-85)$$

$$n = Zq \quad (1-86)$$

$$c_s = q \cdot (1 + m^2 + n^2)^{-1/2} \quad (1-87)$$

$$c_t = [c(1 - Kc^2H^2)^{-3/2} + 12a_4H^2 + 30a_6H^4 + 58a_8H^6 + 90a_{10}H^8 + 132a_{12}H^{10}] (1 + m^2 + n^2)^{-3/2} \quad (1-88)$$

在过渡公式 (1-71)、(1-72) 中，对二次曲面来说， D 在主光线光路计算中已经求得，对高次非球面来说，由于投射点坐标是用逐次逼近的方法来计算，因此没有直接计算出 D ，可以用前后两个面的投射点坐标和光线的方向余弦，按下式计算：

$$D = \frac{X_1 - X + d}{\alpha} \quad (1-89)$$

公式中 X 为前一面的投射点坐标， X_1 为最后迭代所得的光线在非球面上投射点的坐标， d 为两面顶点的距离， α 为入射光线的单位向量 \mathbf{Q} 在 X 轴上的方向余弦。

§ 1-13 编制像差计算程序中的几个光学问题

使用电子计算机计算像差,首先必须编制程序,我们这里并不讨论编制程序的具体方法,只是对其中有关的几个光学问题加以说明。

一、关于公式的选择问题

在编制程序以前首先需要确定所用的计算公式,对编制程序来说,判断一种公式好坏的主要标准是:

(1)公式的通用性:在程序编制中对计算公式最重要的要求是通用性好,也就是要求对不同曲面(例如球面、平面、非球面)不同光线(平行光轴的光线、倾斜的光线、空间光线)都能应用同一的公式,这样可以使程序大大地简化。

(2)不丧失计算精度:机器的计算精度是一定的,如果在某些特殊情况下,由于公式的本身的缺陷,使精度大大地下降,则全部计算精度都失去意义,这一点对于精度要求比较高的计算(例如波差的计算)有重要的意义。

在手工计算时期,公式的好坏主要是考虑计算的工作量。为了能减少计算的工作量,不同的情况就采用不同的公式。对电子计算机来说,如果这样做,反而是个缺点,因为它的运算速度很快,适当地增加一些计算工作量是允许的,如果公式不统一,势必要把不同情况下使用的公式都编入程序,造成整个程序十分冗长。

向量形式的光路计算公式正具有上述两个方面的优点,它不但能同时适用于球面和平面,甚至可以使各种非球面(二次或高次的非球面)都采用统一的公式,而且在运算过程中不会在一些特殊情况下丧失准确度,因此目前编制程序几乎完全采用向量公式,并且一般不把过光轴截面内光线的计算公式和空间光线的公式分开,而把前一种看作后一种的特例,采用同一的运算公式。

对近轴光线来说,附录一中的公式(附-2)~(附-6)同样不符合编制程序的要求,它具有前面三角公式同样的缺点,即通用性差。在某些特殊情况下,精度不能保持,而采用公式(附-7)和(附-8),它同样具有向量公式的优点,既适用于球面,又适用于平面或非球面。

总之,为了适应电子计算机编制程序的要求,需要采用与三角计算时不同的公式。

二、光学系统物方焦点和主平面的计算

在手工计算时,为了求出系统的像方、物方焦点和主平面,需要按正反方向计算两条平行于光轴入射的近轴光线。在计算机上编制程序时,如果按照同样的方法进行,则必须首先进行倒换结构参数,这样既烦琐,又占去很多储存单元。根据共轴理想光学系统的成像性质,一个共轴理想光学系统,如果已知任意两对共轭面的位置和放大率,即可求得整个物空间任意物平面在像空间的共轭面的位置和放大率。根据这种性质,我们不必进行倒换数据,只要按正向光路计算两条近轴光线求出两对共轭面的位置和放大率,然后再求物方焦点和主平面的位置。

1. 物平面位于无限远 这时首先按正向光路计算一条平行于光轴入射的近轴光线，即可求出像方焦点和像方主平面的位置，同时也就决定了像平面的距离。由图1-30得：

$$f' = \frac{h_k}{u_k'}, \quad l_F' = \frac{h_k}{u_k'}, \quad l_H' = l_F' - f', \quad f = -\frac{n}{n'} f'$$

然后再通过系统第一面顶点计算一条近轴光线 ($h_1 = 0; n_1 u_1 = 1$)，利用以下的公式，即可求得物方主面的位置：

$$\beta = \frac{n_1 u_1}{n_1' u_1'} = \frac{1}{n_1' u_1'}, \quad x = -\frac{f}{\beta}$$

由图1-30直接得到：

$$l_H = -f - x = f \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) = f (n_1' u_1' - 1)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

这就确定了物方主面的位置。由于物方焦距已经求得，因此也就确定了物方焦点的位置。

2. 物平面位于有限距离 除了和无限远物平面一样计算一条平行于光轴的光线 ($h = 1; n_1 u_1 = 0$) 而外，再由轴上物点出发计算一条近轴光线 ($n_1 u_1 = n_1; h_1 = l$)，如图1-31所示。这样就可求出共轭面的位置和放大率。

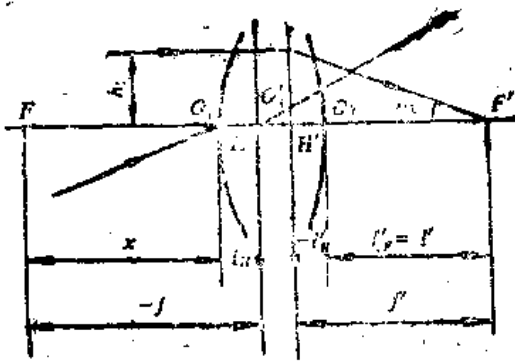


图 1-30

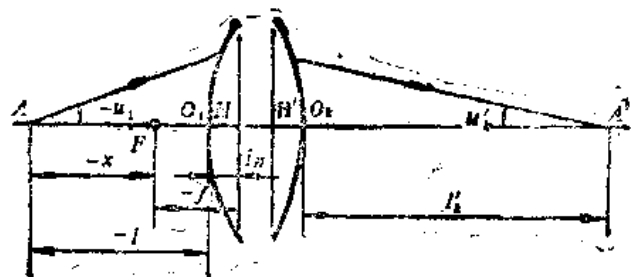


图 1-31

$$\beta = \frac{n_1 u_1}{n_1' u_1'} = \frac{n_1}{n_1' u_1'}, \quad l' = \frac{h_k}{u_k'}$$

同时用不着进行反向光路的计算，也可以求出物方主面和焦点的位置：

$$x = -\frac{f}{\beta}$$

由图可得：

$$l_H = -f - x - (-l)$$

或者

$$l_H = f \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) + l$$

这样就求出了物方主面位置，由于物方焦距已知，因此也就确定了物方焦点的位置。

三、计算入瞳位置和保证主光线通过实际光阑中心的方法

1. 计算入瞳位置的方法 在很多光学系统中往往直接给出实际光阑位置，例如大部分照相物镜。为了计算轴外像差必须首先求出入瞳位置。如图1-32所示，假定系统共有 k 个折射面，其中第 m 面为实际光阑，现在求它的入瞳位置。

在手工计算时，如前面计算物方焦点、物方主面那样，采用由实际光阑中心计算一条反向的近轴光线，直接求出实际光阑在物空间的像，也就是入瞳位置。在编制程序时，为了避免倒换数据，采取由实际光阑中心向像空间计算一条近轴光线，求出系统的出瞳位置 l'_z ，然后根据系统物方和像方主面、焦点位置，利用共轭点方程式，求出入瞳的位置。同时可以求出入瞳和实际光阑之间的放大率 β_{1-m} 。

按正向光路计算一条近轴光线 ($n_m u_m = n_k; h = 0$)

$$l'_z = \frac{h_k}{u'_k}; \quad \beta_{m-k} = \frac{n_m u_m}{n'_k u'_k} = \frac{n_m}{n'_k u'_k}$$

由图1-33得到：

$$-x'_z - (-l'_z) + (-l'_H) = f'$$

或者

$$x'_z = l'_z - l'_H - f'$$

利用牛顿公式得：

$$x_z = \frac{f f'}{x'_z}$$

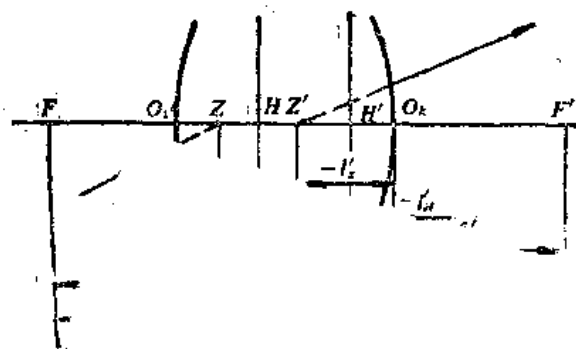
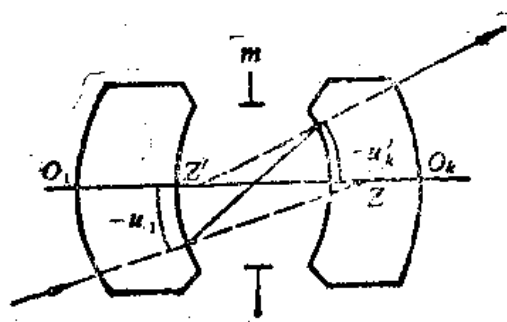


图1-32

同样可得到

$$l_z = l_H + x_z + f =$$

入瞳和出瞳之间的放大率 β_{1-k} 为： β_{1-k}

$$\text{由 } \beta_{1-k} \text{ 和 } \beta_{m-k} \text{ 即可求得 } \beta_{1-m}: \beta_{1-m} = \frac{\beta_1}{\beta}$$

2. 保证主光线通过实际光阑中

超星浏览器提醒
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

由于光阑球差的存在,主光线并不通过实际光阑中心,这样计算的像差和实际成像光束并不符合。为了保证主光线一定通过实际光阑中心,可以采用以下的方法:

如果主光线和实际光阑的交点高度为 Y_1 ,则利用前面求得的放大率 β_{1-2} ,可以求出它在入瞳上的共轭高度:

$$\Delta Y_1 = \frac{Y_1}{\beta_{1-2}}$$

然后改变入射主光线在入瞳上的高度,取

$$Y_1^* = Y_1 - \Delta Y_1$$

用 Y_1^* 代替 Y_1 作为入射主光线的起始坐标,重新计算主光线,这样反复迭代,直到 Y_1 小于给定的值为止。

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

§ 1-14 像差的曲线表示

从上面各种像差的计算结果看到,为了比较全面地了解一个光学系统的像差情况,全部像差数据的数量是很大的,根据这些像差数据不容易马上对整个系统的各种像差有一个全面、明确的认识。为了能够使我们系统的各种像差有一个一目了然的概念,一般把前面的各种像差数据作成像差曲线。下面我们结合前面双胶合物镜像差计算的例子,介绍一般常用的一些像差曲线,并把各种像差曲线图全部集中在图1-34中,以便对各种像差有一个全面的了解。下面分别进行介绍。

一、轴上点的球差和轴向色差曲线

对一个轴上物点来说,它只有两种像差——球差和轴向色差,通常把这两种像差画在一个像差曲线图上,如图1-34(a)所示,它就是根据前面§ 1-9中表1-4的数据作出来的,图中纵坐标代表光束口径 h ,横坐标代表球差和轴向色差。一般为了方便,按相对口径作图,图上的三条曲线分别代表C、D、F三种颜色光线的球差曲线,我们把平均光线D的理想像面作为坐标原点,根据这三条曲线可以看到每一种光线球差的大小,以及球差随着光线颜色不同而改变的情况。同时这三条曲线之间的距离表示了不同颜色光线轴向的位置差别,也就是轴向色差,一般主要看C、F两种颜色光线之间位置的差。根据球差和轴向色差曲线即可对轴上物点的像差有一个清楚的概念。

二、正弦差曲线

正弦差曲线如图1-34(b)所示,它是根据表1-16中的数据作出来的,纵坐标同样代表口径 h ,横坐标代表正弦差 SC' ,它表示近轴物点不同口径光线的相对彗差。对近轴区域的点来说,除了和轴上点一样有球差和轴向色差而外,其次就是彗差。所以前面这两种像差基本上代表了像平面上光轴周围的一个小范围内的成像质量。一般只计算平均光线的正

三、畸变和垂轴色差曲线

理想像面交点高度与理想像高之差。垂轴色差就是不同颜色主光线与理想像面交点高度之差。同样可以把它们作在同一个图上,同时表示这两种像差的大小。

图1-34(c)就是根据表1-5、表1-7和表1-8最后一行的数据作出的这两种像差曲线，图中纵坐标代表视场，横坐标代表畸变和垂轴色差，纵坐标同样用相对值给出。三条曲线代表三种颜色

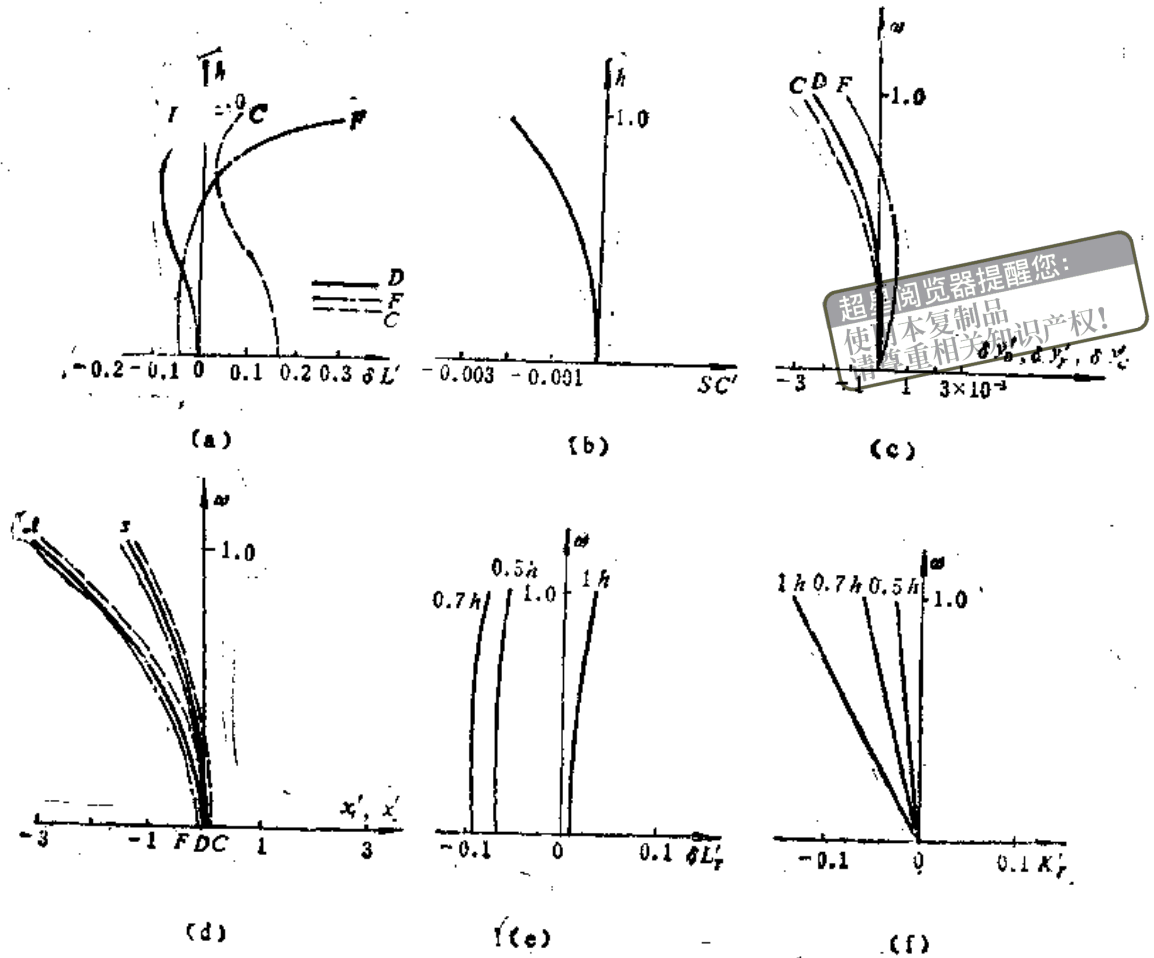


图1-34

- (a) 轴上球差曲线 (b) 正弦差曲线 (c) 畸变和垂轴色差曲线
 (d) 细光束像散曲线 (e) 轴外子午球差曲线 (f) 轴外子午色差曲线

色主光线和 D 光像平面的交点高度与 D 光理想像高之差，而它们之间的差就是垂轴色差。

四、细光束像散曲线

为了表示轴外物点的成像清晰度，一般同时作出两种曲线，一种为细光束像散曲线；另一种为宽光束像差曲线。细光束像散代表光束中心主光线周围细光束的成像质量。图1-34(d)就是根据表1-11、表1-14和表1-15作出来的。图中 t 、 s 分别代表子午和弧矢场曲， t 、 s 之间的位置之差即为像散。图中共有三对曲线，分别代表 C 、 D 、 F 三种不同颜色光线的细光束像散曲线，它同时表示了不同颜色光线的场曲和像散的大小。这三对曲线在横坐标轴上的交点位置，就是这三种光线的近轴像点位置，和球差曲线上的近轴像点是完全一样的。

五、轴外物点子午球差和子午彗差曲线

这种曲线表示轴外物点子午光束的球差和彗差随视场变化的情况，如图1-34(e)、(f)所示。图1-34(e)是根据表1-12的数据作成的，图1-34(f)是根据表1-6中 K_7' 的数据作成的，它们代表宽光束的彗差性质，每一个图中有三条曲线，分别代表1.0, 0.7071, 0.5三个口径对应的子午球差和子午彗差。根据子午球差和子午彗差结合细光束子午场曲，便可确定轴外物点子午光束的成像质量。

六、子午光束的垂轴像差曲线

子午光束的垂轴像差曲线全面地反应了子午光束的成像质量，图1-34(g)即为根据表1-5、表1-7和表1-8的数据作出的子午垂轴像差曲线。一般从轴上点到轴外点在整个视场内

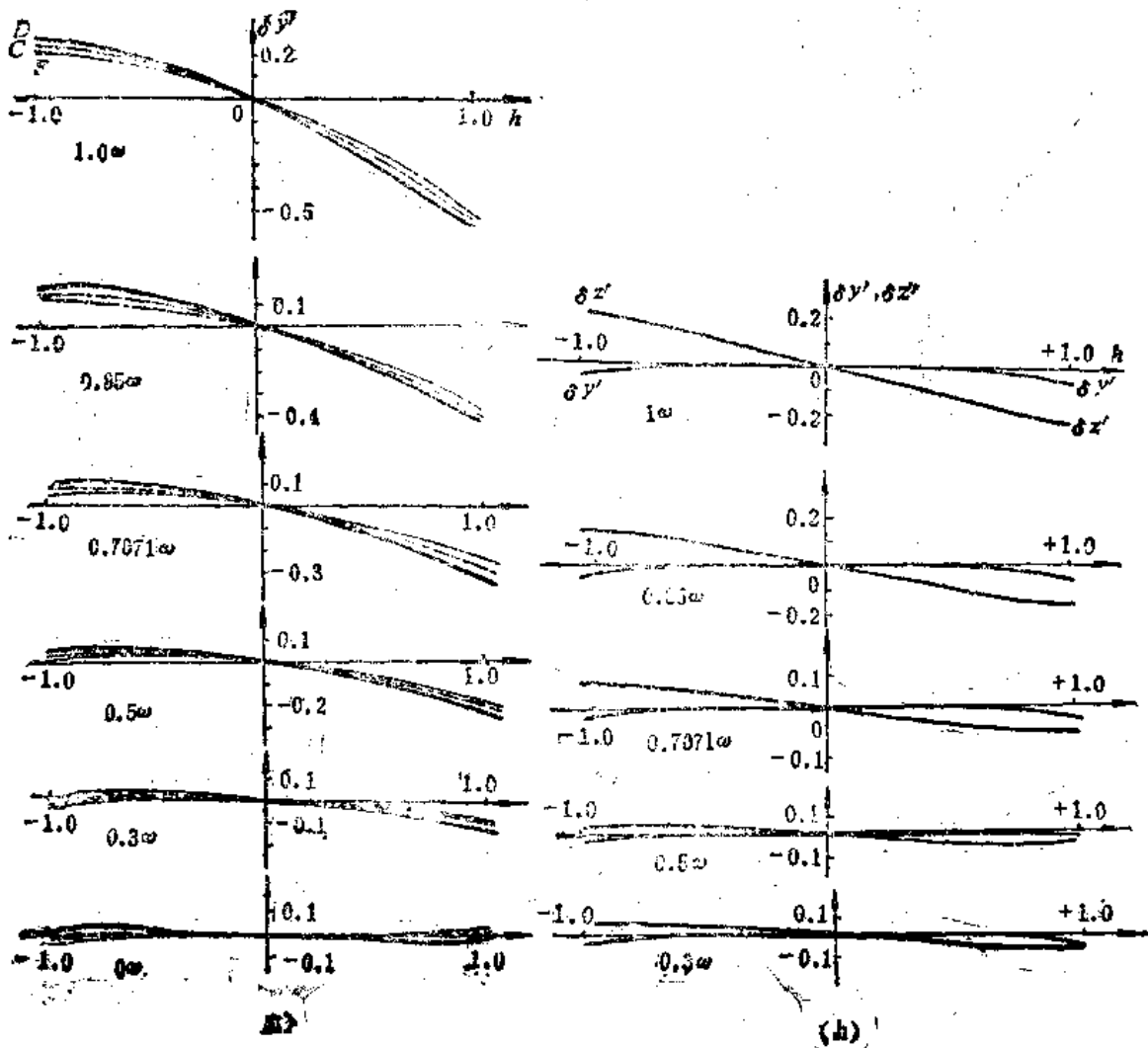


图1-34

(g) 子午垂轴像差曲线

(h) 弧矢垂轴像差曲线

取若干个像点，图1-34(g)中为1.0; 0.85; 0.7071; 0.5; 0.3; 0.不同视场的子午垂轴像差曲线，纵坐标代表像差 $\delta y'$ ，横坐标代表口径 h ，每一条曲线代表一个视场的子午光束在像平面上的聚交情况。最理想的曲线应该是和横坐标相重合的一条直线，这表明所有的光线都聚交于像面上同一点，曲线在纵坐标上对应的区间就是子午光束在理想像平面上的最大弥散范围，例如最大视场(1 ω)子午光束的弥散范围大约为0.8。每个图中的三条曲线分别代表C、D、F三种颜色的光线，因此这个图一方面表示了单色像差，同时也表示出垂轴色差的大小。六个曲线图表示了视场角由小到大时垂轴像差曲线的变化，从中可以看出子午垂轴像差随视场角改变的规律。

子午垂轴像差曲线的形状当然是子午像差——细光束子午场曲、子午球差和子午彗差决定的，因此曲线形状和像差数量的对应关系经常在校正像差过程中用到。根据垂轴像差曲线很容易判断：欲改善系统的成像质量，曲线的位置和形状应该如何变化。要曲线产生一定的位置和形状的变化，就须要改变三种子午像差的数值。只有知道了曲线的位置和形状与像差数量的对应关系，才能够知道如何校正像差。下面我们就讨论曲线形状和像差的关系。

由图1-35得：

$$\frac{\delta y'_a - \delta y'_b}{2h} = \frac{X'_T}{l' - l'_H + X'_T}$$

公式右边分母上的 X'_T 相对于 $(l' - l'_H)$ 是可以忽略的，求解 X'_T 得到：

$$X'_T = \frac{\delta y'_a - \delta y'_b}{2h} (l' - l'_H) \quad (1-90)$$

公式中 $(l' - l'_H)$ 为一个和视场、口径无关的常数。下面我们来分析公式中的 $(\delta y'_a - \delta y'_b)/2h$ 。图1-36为一条子午垂轴像差曲线，将子午光线对 a 、 b 作一连线，则该连线的斜率为 $m = (\delta y'_a - \delta y'_b)/2h$ ，因此宽光束子午场曲和子午垂轴像差曲线图上对应的子午光线对连线的斜率成正比，当口径改变时，连线的斜率的变化表示 X'_T 随口径变化的规律。当口径逐渐减小而趋近于零时，连线便成了过坐标原点(对应主光线)的切线，切线的斜率显然和细光束子午场曲 x'_i 相对应。子午光线对连线的斜率和切线的斜率之差则和子午球差 $X'_T - x'_i$ 成比例，即连线和切线之间的夹角越大，子午球差越大。

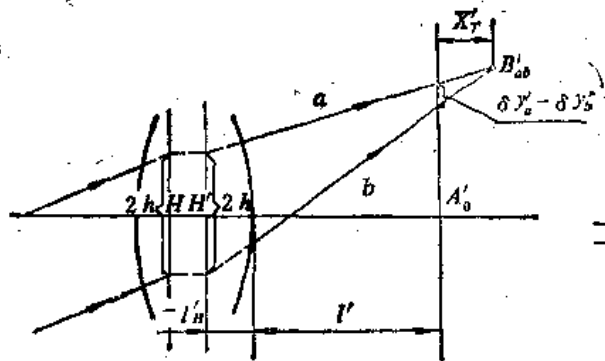


图 1-35

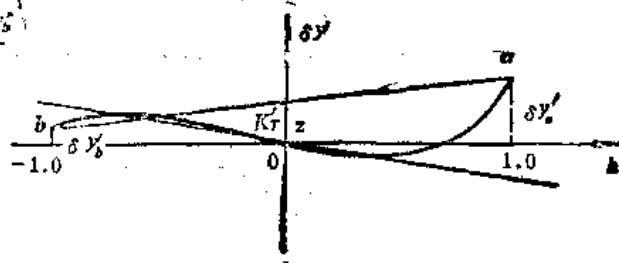


图 1-36

子午光线对的连线和纵坐标交点的高度显然等于 $(\delta y'_1 + \delta y'_2) / 2$ ，它就是子午彗差。所以在子午垂轴像差曲线上，某子午光线对的连线和纵坐标交点的高度就代表它的子午彗差。

根据上面这种对应关系，我们就能够由曲线的位置和形状直接判断出三种子午像差的大小，反之，由三种子午像差的大小，也可以估计出子午垂轴像差曲线的位置和形状。我们仍然看前面的例子，由图1-34(g)中最大视场的垂轴像差曲线看到，造成子午光束弥散范围扩大的主要原因是整个曲线对横坐标轴有一个很大的倾斜角，即曲线顶点的斜率比较大，我们知道这是因为细光束子午场曲太大造成的。如果我们作边缘的子午光线对的连线可以看到，它和切线的夹角不大，因此子午球差不大。连线对应的弧高为 -0.1 ，这就是它的子午彗差，所以要改善系统的成像质量，当然要减小细光束子午场曲，其次是彗差。不同视场曲线的形状基本上相似，只是切线的斜率和弧高随视场减小而逐渐下降，这就是说整个像面上主要是细光束子午场曲和子午彗差这两种像差，它们的数量随视场角的减小而下降，这和像差的数据是一致的。由表1-11和表1-3看到，边缘视场的子午场曲比较大， $K'_1 = -3.26$ ， $K'_2 = -0.143$ ，它们都随视场角的减小而减小，球差在整个视场中变化不大，而且数量也很小。

七、弧矢光束的垂轴像差曲线

弧矢光束的垂轴像差曲线说明弧矢光束在理想像平面上的弥散情况，图1-34(h)就是按照表1-9的数据作出来的弧矢垂轴像差曲线图。该图共有五条曲线，分别代表1.0, 0.85, 0.7071, 0.5, 0.3五个视场，对轴上点没有作图，这是因为轴上点的弧矢光束和子午光束是完全一样的。每一个图上有两条曲线，一条为 $\delta y'$ ，一条为 $\delta z'$ 。横坐标代表口径，纵坐标代表垂轴像差的两个分量 $\delta y'$ 和 $\delta z'$ 。在前面讲弧矢像差计算的时候，已经说明由于弧矢光束对称于子午面，因此只须要计算子午面前的一半光束就可以了，在作像差曲线的时候，一般为了更清楚地看出整个光束的全貌，把 $\pm h$ 的光线都作出来。对 $\delta y'$ 来说 $\pm h$ 的两条光线完全相同，对 $\delta z'$ 则 $\pm h$ 两条光线绝对值相同，而符号相反，如图1-34(h)所示。 $\delta y'$ 代表弧矢彗差，弧矢光束的 $\delta z'$ 和子午光束的 $\delta y'$ 对应，它和弧矢场曲有关，曲线的位置和形状与像差数量的关系和子午垂轴像差曲线相同。

上面就是我们一般遇到的一些像差曲线，当然并不是所有的光学系统都要作这么多像差曲线，实际工作中根据系统要求的不同，只需作出其中的一部分，例如对于望远镜物镜一般只须要作出球差和轴向色差曲线，以及正弦差曲线就可以了，对目镜只要作出细光束像散曲线、垂轴色差曲线和子午彗差曲线就够了。而且在设计过程中并不是每次修改结构参数都要作像差曲线，只是设计到一定阶段才作一次曲线，以便全面地分析一下成像质量。

第二章 像差理论

§ 2-1 概 述

光学设计的任务简单地说就是根据要求的光学特性和成像质量,确定系统的结构参数(半径、厚度、间隔、玻璃材料等)。当一个系统的结构参数给定以后,利用上一章中光路计算的方法,就可以按照它所要求的光学特性计算像差,确定系统的成像质量。如果像差比较大,不能满足要求,那就必须修改系统的结构,重新计算像差。但是系统的结构应该如何修改才能使像差减小呢?这在计算像差的过程中是无法知道的。解决这个问题的最原始的方法就是把每个结构参数都改变一个小量,分别计算系统的像差,从而确定每个结构参数对各种像差的影响,从中找出如何修改结构参数的方向,这样做对于一些结构比较复杂的光学系统来说计算工作量很大,用手工计算是很难办到的。同时结构参数和像差之间的关系一般来说是复杂的非线性关系,某一个参数修改以后,其它结构参数对像差的影响也要发生改变,因此完全依靠这种原始的方法,一方面计算工作量很大,设计周期很长;另一方面也很难找到比较理想的结构。这就促使人们去进一步探索像差的性质,像差和光学系统结构参数的关系等问题。这些就是像差理论所要研究的内容。

所谓像差,简单地说就是实际光线位置偏离理想像点的误差。在附录一中我们求实际光路计算公式角度趋近于零的极限,这就是说用三角函数级数展开式($\sin\theta = \theta - \theta^3/3! + \theta^5/5! \dots$)的第一项来代替三角函数($\sin\theta = \theta$),这样得到的公式就是近轴公式。利用近轴公式计算出来的像就是理想像。因此像差的存在可以看作是由级数中其余各项所引起的。在像差理论研究的发展过程中,为了由易到难,由浅入深,一般把像差分成为初级像差和高级像差两大类。由级数中第二项引起的像差叫做初级像差,其它各项引起的像差称为高级像差。初级像差乃是用三角函数级数展开式的前两项代替函数本身(即 $\sin\theta = \theta - \theta^3/3!$)所获得的结果,它同样是一种近似公式,因为只有当 θ 比较小时,才能忽略 $\theta^5/5!$ 以上各项,也就是只有孔径角和物高不大的情形,初级像差才能足够近似地表示出光学系统的像差性质。初级像差公式所适用的范围和近轴区一样,没有确定的边界,由允许的误差决定。例如,用级数第一项代替三角函数(以 θ 代替 $\sin\theta$)误差小于千分之一的最大角度为 5° ,所以这时近轴区大约和角度小于 5° 的范围相当,用级数前两项代替三角函数($\theta - \theta^3/3!$ 代替 $\sin\theta$)误差小于千分之一的最大角度为 32° ,对应初级像差公式所适用的范围就和角度小于 32° 的范围相当。

对于一般实际使用的光学系统,光束的孔径角和成像物高往往都比较大,由级数中 $\theta^5/5!$ 以上各项引起的像差,即所谓高级像差相当大,因此初级像差尚不能充分地代表光学系统的成像性质。

尽管初级像差不足以充分代表光学系统的成像质量,但是它正确地反应了光学系统在小孔径和小视场情形下的成像性质。对于一个具有较大孔径和较大视场的实际光学系统来说,如果成像清晰,则在小孔径和小视场范围内成像必然是清晰的。因此对于一个成像质量优良的光学系统,使初级像差校正到一定限度以内,虽然不是一个充分条件,但却是一个必要

条件。因此研究初级像差对设计光学系统仍具有重要的实际意义。目前初级像差理论已经比较完整，它已被广泛地应用于实际设计工作中；高级像差虽也作过不少研究，但是由于问题本身的复杂性和计算量过大，几乎和实际像差计算的工作量相当，因此在实际设计中应用比较少。本章主要讨论共轴球面系统的初级像差，对高级像差只作简单介绍。

对于一个共轴球面系统而言，物体通过各个球面依次成像，最后像空间的像差乃是各个球面综合作用的结果。如图2-1所示，光线通过 j 个面以后，总的像差可以分为两部分，一部分是第一面到第 $(j-1)$ 面所产生的，另一部分是第 j 面产生的。由于第一面到第 $(j-1)$ 面存在像差，因此第 j 面的入射光束已经具有像差。第 j 面产生的像差不仅和它本身的结构参数如曲率半径，折射率以及物体位置有关，同时和入射光束的像差有关，因为入射光束的像差不同，光线在第 j 面上对应的入射位置改变，它所产生的像差也将因此发生变化。所以实际上系统中各个球面对于像差的影响并不是彼此独立的。

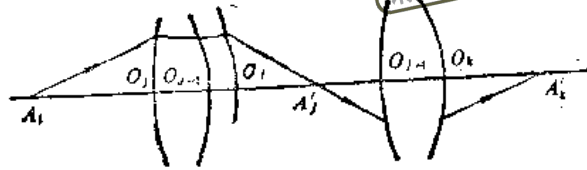


图2-1

但是在初级像差范围内，我们可以认为每一面产生的像差和入射光束的像差无关。因为在初级像差范围内忽略了高级像差。由于入射光束像差而引起该面所产生的像差的变化

量，和入射光束没有像差时该面所产生的像差比较显然是更高阶的小量，因此可以忽略。由此得出结论：在初级像差范围内系统中每个球面产生的像差可以认为是彼此独立的。以上即所谓初级像差的独立性原理。

在假定每个面像差独立的条件下，可以分别求出系统中每个球面的像差，并且认为它们入射光束都是没有像差的。求出每个面的像差以后，并不能直接将它们相加而得到整个系统的像差，因为分别求出的每个球面的像差，都位于各自的像空间内，它们都要经过位于它们后面的一部分光学系统放大，才能到达系统的最后像空间。例如图2-1中第 j 面产生的像差就要被位于它后面的第 $(j+1)$ 面到第 k 面的光学系统所放大，我们称第 j 面产生的像差和第 $(j+1)$ 面到第 k 面的放大率之积为第 j 面对系统总像差的贡献量。整个系统最后像空间的总像差就等于各个球面像差贡献量之和。以上关系可用公式表示如下：

$$\text{系统总像差} = \sum_{j=1}^k [\text{第 } j \text{ 面产生的像差}] \times [\text{第 } (j+1) \text{ 到第 } k \text{ 面的放大率}]$$

根据上述关系，研究一个共轴球面系统的初级像差，只要研究单个折射球面的像差即可，从而使研究大为简化。初级像差独立性原理，是研究初级像差的基本出发点之一，也是初级像差理论较为简单的原因所在。

§ 2-2 轴上点的初级球差公式

共轴系统轴上点的单色像差只有球差，因此比较简单，我们研究像差首先从最简单的情形入手，所以先研究轴上点的情形。

根据球差的定义： $\delta L' = L' - l'$ ，其中 l' 是理想像点的像距，由近轴公式很易求出，

L' 则代表实际光线和光轴交点的位置。现在我们讨论的是初级球差，所以把球面折射光路计算公式中的三角函数用它们的级数展开式的前两项代替，这样求出的 L' 与近轴像点的 l' 之差就是轴上点的初级球差。

下面我们导出轴上点的初级球差公式。为此首先导出用级数展开式前两项代替三角函数后， L' 的近似公式。由公式(附-2)，(附-5)得到：

$$\sin I = \frac{L-r}{r} \sin U;$$

$$\sin I' = \frac{L'-r}{r} \sin U'$$

把第一式乘以 n ，第二式乘以 n' ，根据折射定律 $n \sin I = n' \sin I'$ 可以得到：

$$n \frac{L-r}{r} \sin U = n' \frac{L'-r}{r} \sin U'$$

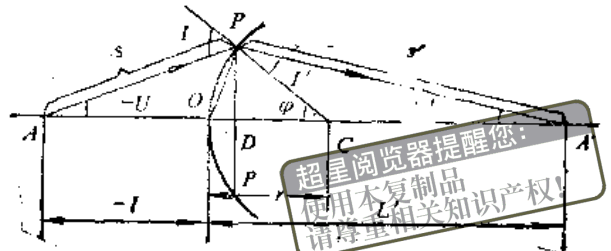


图2-2

或者
$$n \frac{L-r}{r} = n' \frac{L'-r}{r} \frac{\sin U'}{\sin U} \quad (2-1)$$

对图2-2上 $\triangle APA'$ 应用正弦定理得：

$$\frac{\sin(-U)}{S'} = \frac{\sin U'}{-S} \text{ 或者 } \frac{\sin U'}{\sin U} = \frac{S}{S'} \quad (2-2)$$

PD 为从 P 点所作的光轴垂线，由图得知：

$$L' = OD + DA' = PD \operatorname{tg} \angle OPD + PA' \cos U'$$

由于 $\widehat{OP} = \widehat{OP}'$ ， $\varphi = U' + I'$ ， φ 为 \widehat{OP} 的圆心角，而 $\angle OPD$ 为 \widehat{OP}' 的圆周角，因此：

$$\angle OPD = \frac{\varphi}{2} = \frac{1}{2} (U' + I')$$

同时由图可以见到：

$$PA' = S', \quad PD = PA' \sin U' = S' \sin U'$$

将上述关系一并代入 L' 的公式得到：

$$L' = S' \left[\cos U' + \sin U' \operatorname{tg} \frac{1}{2} (U' + I') \right]$$

我们把上式中 $\cos U'$ 用它的级数的前两项 $\left(1 - \frac{U'^2}{2}\right)$ 代替，略去角度的四次方以上的各项；同样对于括弧内的第二项也略去角度的四次方以上的各项，则可用 $\frac{1}{2} (U'^2 + U'I')$ 代替

$\sin U' \operatorname{tg} \frac{1}{2} (U' + I')$ ，这样我们便得到应用于初级像差计算的近似公式如下：

$$L' = S' \left[\left(1 - \frac{U'^2}{2}\right) + \frac{1}{2} (U'^2 + U'I') \right] = S' \left(1 + \frac{1}{2} U'I'\right) \quad (2-3)$$

同理对于入射光线 AP 可以找到相似的公式:

$$L = S \left(1 + \frac{1}{2} UI \right) \quad (2-4)$$

将以上两式相除, 稍加变换即得:

$$\frac{S}{S'} = \frac{L}{L'} \cdot \frac{1 + \frac{1}{2} U'I'}{1 + \frac{1}{2} UI} = \frac{\sin U'}{\sin U} \quad (2-5)$$

式中 U, U', I, I' 为实际光线的倾斜角, 入射角和折射角, 它们可以用近轴公式进行计算, 就是说用 u, u', i, i' 代替 U, U', I, I' 。因为它们的差相当于角度的三次方, 代入公式 (2-5) 以后引起的误差相当于角度的四次方。而公式 (2-5) 已经是略去了角度的四次方以上的各项的近似公式, 因此完全可以作这样的代换。由此得到:

$$\frac{\sin U'}{\sin U} = \frac{L}{L'} \left[\frac{1 + \frac{1}{2} u'i'}{1 + \frac{1}{2} ui} \right]$$

将上式右端括号内的分式展开, 并且同样略去角度的四次方以上的各项得:

$$\frac{\sin U'}{\sin U} = \frac{L}{L'} \left[1 + \frac{1}{2} (u'i' - ui) \right]$$

将上式代入公式 (2-1):

$$n \frac{r-L}{r} = n' \frac{r-L'}{r} \cdot \frac{L}{L'} \left[1 + \frac{1}{2} (u'i' - ui) \right]$$

将公式右端的 L 移至等式左端, 并将分式分离以后得到:

$$n \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{r} \right) = n' \left(\frac{1}{L'} - \frac{1}{r} \right) \left[1 + \frac{1}{2} (u'i' - ui) \right] \quad (2-6)$$

以上即为用级数前两项代替三角函数后所获得的二级近似共轭点方程式。至于近轴公式则是把三角函数用级数展开式的第一项代替后所得到的一级近似结果。由近轴公式的共轭点方程式 (附-14) 有:

$$n \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{r} \right) = n' \left(\frac{1}{l'} - \frac{1}{r} \right)$$

设 $L=l$, 则由公式 (2-6) 和上式所确定的 L' 和 l' 之差即为初级球差。

从 (2-6) 式减去上式得到:

$$0 = n' \frac{-(L' - l')}{L'l'} + n' \left(\frac{1}{L'} - \frac{1}{r} \right) \frac{1}{2} (u'i' - ui)$$

按定义 $L' - l' = \delta L'$, 求解 $\delta L'$ 得:

$$\delta L' = \frac{l'L'}{2} \left(\frac{1}{L'} - \frac{1}{r} \right) (u'i' - ui)$$

将以上公式中 L' 用 l' 代替,由上式可以看出这样替换所引起 $\delta L'$ 的误差和 $\delta L'$ 本身比较属于更高级的小量。由此得到:

$$\delta L' = -\frac{l'^2}{2} \left(\frac{1}{l'} - \frac{1}{r} \right) (u'i' - ui)$$

为了便于计算,我们把上面公式中的因子 $(1/l' - 1/r)$ 用近轴光路计算公式(附-10)进行变换可以得到:

$$-i' = h \left(\frac{1}{l'} - \frac{1}{r} \right) = l'u' \left(\frac{1}{l'} - \frac{1}{r} \right)$$

由此得到:

$$\left(\frac{1}{l'} - \frac{1}{r} \right) = \frac{-i'}{l'u'}$$

代入上面 $\delta L'$ 公式得到:

$$\delta L' = \frac{-l'i'}{2u'} (u'i' - ui) \quad (2-7)$$

以上即为单个折射球面的初级球差公式。由于 u, u', i, i' 都和 h 成比例,上式分子与 h^3 成比例,所以 $\delta L'$ 与 h^2 成比例,因此可以写作:

$$\delta L' = a_1 h^2 \quad (2-8)$$

将公式(2-7)和(2-8)比较得到:

$$a_1 = \frac{-i'}{2l'u'} (u'i' - ui) \quad (2-9)$$

a_1 显然是一个和 h 无关的比例系数,称为初级球差系数,它是球面半径,折射率和物体位置的函数,但在前面的公式中并没有直接把它表示为这些参数的函数,而是用近轴光路计算过程中的参数表示。

球差除了用沿光轴方向的距离 $\delta L'$ 表示而外,还可用实际光线和理想像平面的交点 K 到理想像点 A' 的距离 $\delta y'_{xy}$ 表示,如图2-3所示。为了区别,我们把 $\delta L'$ 称为轴向球差,而把 $\delta y'_{xy}$ 称为垂轴球差,注角 XY 表示该光线位在 XY 座标面内。

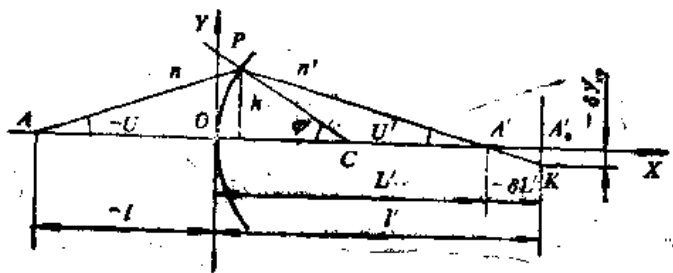


图2-3

$\delta y'_{xy}$ 的符号规则是:

$\delta y'_{xy}$ ——以理想像点 A' 为

起点,到 K 点的距离,向上为正,向下为负。

由图2-3可以看出,垂轴球差 $\delta y'_{xy}$ 和轴向球差 $\delta L'$ 之间存在以下关系:

$$-\delta y'_{xy} = -\delta L' u'$$

$$\therefore \delta y'_{xy} = \delta L' \frac{h}{l'} = \frac{a_1}{l'} h^3 = A_1 h^3 \quad (2-10)$$

A_1 称为初级垂轴球差系数，而把 a_1 称为初级轴向球差系数，由公式(2-9)，(2-10)得：

$$A_1 = \frac{-i'}{2l'^2u'^3} (u'i' - ni) \quad (2-11)$$

因为初级垂轴球差和 h^3 成比例，所以初级像差又叫三级像差。垂轴球差系数 A_1 同样是球面半径 r ，折射率 n ， n' 以及物方截距 l （或者像方截距 l' ）的函数，但和光束口径 h 无关。

公式(2-10)只适用于光线位于 XOY 座标面内的情形，对于不位在 XOY 座标面内的光线，如图2-4所示的 PA' 光线不能应用。为了表示这种光线的像差，我们分别在折射球面顶点和理想像平面上作两个直角座标 (Y, Z) 和 $(\delta y', \delta z')$ ，如图2-4所示。

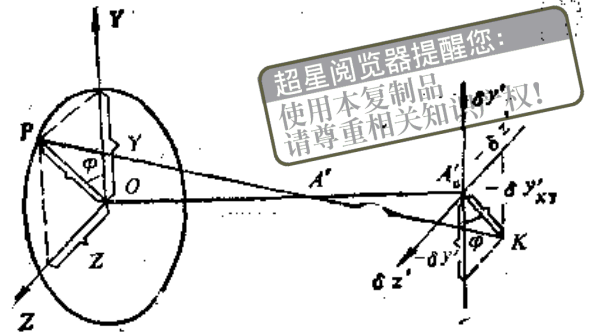


图 2-4

用 Y, Z 表示光线的投射点位置，用 $\delta y', \delta z'$ 表示像差。为了找出空间光线的像差表示式，根据共轴系统的对称性，通过光轴的任意一个截面内光线的成像情况都相同，因此图2-4中的 PA' 的光线，可以看作是图2-3中的 PA' 光线绕光轴旋转 φ 角度后形成的，显然：

$$\left. \begin{aligned} \delta y' &= \delta y'_{XY} \cos \varphi; \quad \delta z' = \delta y'_{XY} \sin \varphi \\ Y &= h \cos \varphi; \quad Z = h \sin \varphi; \quad Y^2 + Z^2 = h^2 \end{aligned} \right\} \quad (2-12)$$

按上述初级像差公式(2-10)： $\delta y'_{XY} = A_1 h^3$ ，利用上面 Y, Z 的关系式进行代换，得到：

$$\delta y' = A_1 (Y^2 + Z^2) Y; \quad \delta z' = A_1 (Y^2 + Z^2) Z \quad (2-13)$$

公式(2-13)为轴上物点初级垂轴球差的直角坐标表示式，下一节我们将要应用这种形式的公式讨论轴外点的像差。

§2-3 轴外点的初级像差公式

上面我们导出了轴上点的初级像差公式，这里进一步利用上面的公式，导出轴外点的初级像差公式。为了讨论方便，

我们假定物点位于图平面，即 XY 座标面内。由于共轴系统的对称性，通过光轴的任意一个截面内的成像性质都相同，了解了这个截面内的物点的成像性质，整个空间的成像性质也就知道了。这样就可以使讨论简化，又不会影响讨论结果的普遍性。

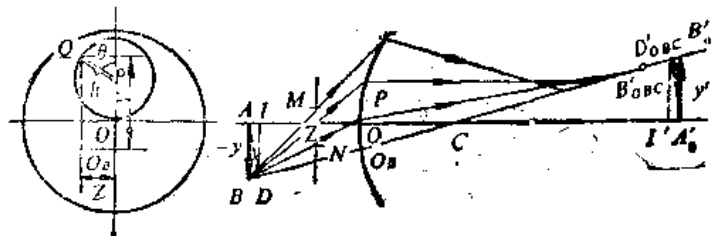


图2-5

在图2-5中， B 点是位在过 A 点的垂直线上的一个轴外物点，下面就研究它的像差。

在图2-5中， B 点是位在过 A 点的垂直线上的一个轴外物点，下面就研究它的像差。

按照像差的定义,它代表实际光线在理想像平面上的交点和理想像点位置之差。为了求得B点的像差,必须首先确定B点的理想像点的位置,显然可以用近轴光学基本公式进行计算。假如A'点为A点的理想像,根据理想光学系统成像性质,B点的理想像点B'_0必然位于过A'点垂直光轴的直线上,同时它也一定位在B点的辅助轴BC上,因此BC辅助轴和过A'点垂直线的交点B'_0就是B点的理想像点。由于球面的对称性,B点对于辅助轴BC来说是一个轴上点,假定B'_{0BC}为B点沿着BC辅助轴的近轴光线的像点。但是B'_{0BC}并不和B点的理想像点B'_0重合,因为B点对于主光轴AC来说已超出近轴区,因此辅助轴的近轴光线所成的像不再是理想像点,而和理想像点B'_0有一定距离。实际光线对于B'_{0BC}的像差,相当于轴上物点的球差,可以对辅助轴应用上节轴上点球差公式进行计算。为求出B点对理想像点B'_0的像差,首先利用上节轴上点球差公式求出B点对B'_{0BC}的像差,此时计算像差的坐标原点为B'_{0BC},再求出坐标原点由B'_{0BC}移动到B'_0的附加像差,二者相加就得到B点对理想像点B'_0的像差,下面我们按此分别进行讨论。

一、B点对辅助轴BC的近轴像点B'_{0BC}的像差

为了找出B点对B'_{0BC}的像差,只须求出光线对辅助轴的投射高代入轴上点球差公式即可。图2-5中MN是限制光束孔径的“光阑”。在初级像差范围内,虽然物点已超出近轴区,但仍可假定物高不太大,因此我们能近似地把光线在球面上的投射高用球面顶点切平面上的投射高代替,这样由不同物高Y的各个物点所发出的光束通过光阑MN以后,它们和折射球面截面的半径都近似认为相等。我们就采取光束截面半径h表示同一物平面上所有物点的成像光束孔径。在光束截面内的任意一条光线,我们用极坐标(h, θ)表示它的位置,如图2-5所示,相应的像高为y',通常用y'表示成像范围。下面我们就找出投射高和光束孔径h以及像高y'之间的关系。

由图2-5看到,当物高Y改变时,整个光束截面在球面上作平移,光线的投射高随之变化,我们首先找出光束截面中心P的位置和物高Y的关系。光线BZP为主光线,它对辅助轴的投射高O_BP可分为两部分:

$$O_B P = O_B O + OP$$

在物平面位置和光阑位置一定的条件下,由于△ABZ~△OPZ,OP和Y成比例,同时由于△ABC~△OO_BC, O_BO同样和Y成比例,所以O_BP和Y成比例,或者说O_BP和y'成比例。由此得到:

$$O_B P = O_B O + OP = q' y'$$

式中q'为比例常数,它是物体位置和光阑位置的函数,我们将在后面找出它的公式。以上即为主光线的投射高和像高y'的关系。

由图2-5看到,假定任意一条光线BQ在光束截面中对应的极坐标为(h, θ),则它对于辅助轴的投射高可以表示为:

$$Y = O_B P + h \cos \theta = q' y' + h \cos \theta; \quad Z = h \sin \theta \quad (2-14)$$

以上就是用光束孔径h和像高y'表示的任意光线对于辅助轴的投射高,代入上节轴上点初级球差公式(2-13)即可求得B点发出的光线对于B'_{0BC}的像差:

$$\begin{aligned} \delta y'_{0BC} &= A_1 (Y^2 + Z^2) Y \\ &= A_1 [h^2 \sin^2 \theta + (q' y' + h \cos \theta)^2] (q' y' + h \cos \theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta z'_{O'BC} &= A_1 (Y^2 + Z^2) Z \\ &= A_1 [h^2 \sin^2 \theta + (q' y' + h \cos \theta)^2] h \sin \theta\end{aligned}$$

将上式展开，并按 h 的降幂序排列得到：

$$\begin{aligned}\delta y'_{O'BC} &= A_1 h^2 \cos \theta + A_1 q' y' h (1 + 2 \cos^2 \theta) + 3 A_1 q'^2 y'^2 h \cos \theta + A_1 q'^3 y'^3 \\ \delta z'_{O'BC} &= A_1 h^3 \sin \theta + A_1 q' y' h^2 (2 \sin \theta \cos \theta) + A_1 q'^2 y'^2 h \sin \theta\end{aligned}\quad (2-15)$$

上式即为物点 B 对于 $B'_{O'BC}$ 的初级像差公式。公式中 A_1 应该是 B 点对于辅助轴 BC 的轴上球差系数。但在物高不大的条件下，轴外物点 B 到 O_B 的距离和轴上物点 A 到 O 的距离近似相等，所以它们的轴上球差系数可近似认为相同。

二、坐标原点由 $B'_{O'BC}$ 移至 B'_0 时的附加像差

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

上面我们已经求出了 B 点对于 $B'_{O'BC}$ 的像差。为了求出 B 点对理想像点 B'_0 的像差，还需要求出坐标原点由 $B'_{O'BC}$ 转移到 B'_0 的像差变化量。因此我们首先导出坐标原点移动时像差的变化量公式。

假定像面移动 Δ ，如图2-6所示，相应的垂轴像差 $\delta y'_{xy}$ 的增量为 $\Delta \delta y'_{xy}$ 。

Δ 的符号规则为：

Δ ——以理想像面为起点，由左向右移动为正。由图得到：

$$-\Delta \delta y'_{xy} = \Delta \frac{h}{l'} \quad \text{或者} \quad \Delta \delta y'_{xy} = -\Delta \frac{h}{l'}$$

相应的空间光线的公式如下：

$$\Delta \delta y' = \Delta \delta y'_{xy} \cos \varphi = -\Delta \frac{Y}{l'}; \quad \Delta \delta z' = \Delta \delta y'_{xy} \sin \varphi = -\Delta \frac{Z}{l'} \quad (2-16)$$

以上即为坐标原点移动时的像差变化量公式。

为了求出坐标原点由 $B'_{O'BC}$ 移至 B'_0 时的附加像差，只要求出像面移动量 $\Delta = B'_{O'BC} B'_0$ ，然后代入公式(2-16)即可。

为求得 $B'_{O'BC} B'_0$ ，我们以 C 为圆心，分别以 AC 和 $A'_0 C$ 为半径作圆弧，交 BC 辅助轴于 D 点和 $D'_{O'BC}$ 点，如图2-5所示。 $D'_{O'BC}$ 点将 $B'_{O'BC} B'_0$ 分为 $B'_{O'BC} D'_{O'BC}$ 和 $D'_{O'BC} B'_0$ 两部份。下面我们分别求出这两部分。

首先求 $B'_{O'BC} D'_{O'BC}$ ，由图： $DO_B = AO$ ； $D'_{O'BC} O_B = A'_0 O$ ； A'_0 为 A 点的近轴像点，由于球面的对称性， $D'_{O'BC}$ 也应该是 D 点对辅助轴的近轴像点，而 $B'_{O'BC}$ 是 B 点对辅助轴的近轴像点，因此线段 $B'_{O'BC} D'_{O'BC}$ 是 BD 的近轴像。 $B'_{O'BC} D'_{O'BC} = BD \cdot a$ ，所以只须求出 BD 即可。当 y 不

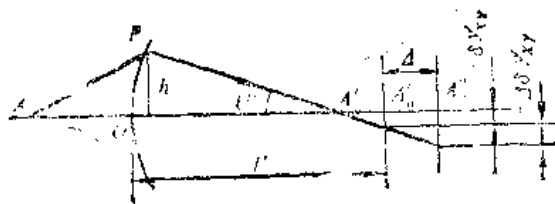


图2-6

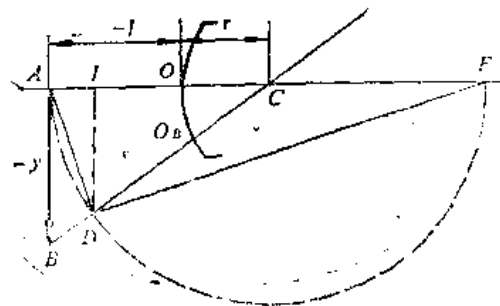


图2-7

大时, BD 可以近似地用它在光轴上的投影 AI 代替。即 $BD \approx AI$ 。为了求得 AI , 我们取出图 2-5 中的一部份, 并延长 AD 圆弧成整个半圆, 如图 2-7 所示。 $\triangle FAD \sim \triangle ADI$ 得:

$$\frac{AD}{AF} = \frac{AI}{AD}, \quad AI = \frac{AD^2}{AF}$$

$AD \approx AB = -y$, $AF = 2AC = 2(r-l)$, 代入上式得,

$$AI = \frac{y^2}{2(r-l)} = BD$$

$$B'_{oBC}D'_{oBC} = BD\alpha = \frac{y^2}{2(r-l)} \frac{n' y'^2}{n y^2} = \frac{1}{2} y'^2 \frac{n'}{n(r-l)}$$

上面求出了 $B'_{oBC}D'_{oBC}$, 下面我们求 $D'_{oBC}B'_{o}$ 。同理可近似地用 $A'_{o}I'$ 代替 $D'_{oBC}B'_{o}$, 按照上述方法可求得:

$$A'_{o}I' = \frac{-y'^2}{2(r-l')} = D'_{oBC}B'_{o}$$

将 $B'_{oBC}D'_{oBC}$ 和 $D'_{oBC}B'_{o}$ 相加, 即求出像面移动量 $B'_{oBC}B'_{o}$ 。

$$B'_{oBC}B'_{o} = B'_{oBC}D'_{oBC} + D'_{oBC}B'_{o} = \frac{1}{2} y'^2 \left[\frac{n'}{n(r-l)} - \frac{1}{r-l'} \right]$$

经化简后得:

$$B'_{oBC}B'_{o} = \frac{1}{2} y'^2 \frac{n' - n}{nr}$$

根据上面规定的移动量 Δ 的符号规则, 在图 2-5 中由 B'_{oBC} 移至 B'_{o} 时从左向右, Δ 为正, 由此得到:

$$\Delta = B'_{oBC}B'_{o} = \frac{1}{2} y'^2 \frac{n' - n}{nr}$$

根据像面移动时像差变化量公式 (2-16):

$$\Delta \delta y' = -\sqrt{\frac{Y}{l'}} \Delta \delta z' = -\Delta \frac{Z}{l'}$$

其中 $Y = q' y' + h \cos \theta$, $Z = h \sin \theta$ 。

将 Y 、 Z 、 Δ 一并代入公式 (2-16) 得:

$$\Delta \delta y' = -\frac{1}{2} y'^2 \frac{n' - n}{nr l'} (q' y' + h \cos \theta)$$

$$\Delta \delta z' = -\frac{1}{2} y'^2 \frac{n' - n}{nr l'} h \sin \theta$$

令 $A_1 = -\frac{1}{2} \frac{n' - n}{nr l'}$, 则得到像面由 B'_{oBC} 移至 B'_{o} 时的附加像差公式如下:

$$\Delta \delta y' = A_1 q' y'^3 + A_1 y'^2 h \cos \theta; \quad \Delta \delta z' = A_1 y'^2 h \sin \theta$$

上面分别求出了B点对于辅助轴的近轴像点 B'_{0BC} 的像差 $\delta y'_{0BC}$ 、 $\delta z'_{0BC}$ 以及坐标原点由 B'_{0BC} 移至 B'_0 时的附加像差 $\Delta\delta y'$ 、 $\Delta\delta z'$ ，将二者相加，即求出B点对于理想像点 B'_0 的像差如下：

$$\begin{aligned}\delta y' &= \delta y'_{0BC} + \Delta\delta y' = A_1 h^3 \cos\theta + A_1 q' y' / h^2 (1 + 2\cos^2\theta) \\ &\quad + (3A_1 q'^2 + A_4) y'^2 h \cos\theta + (A_1 q'^3 + A_4 q') y'^3 \\ \delta z' &= \delta z'_{0BC} + \Delta\delta z' = A_1 h^3 \sin\theta + A_1 q' y' / h^2 (2\sin\theta \cos\theta) + (A_1 q'^2 + A_4) y'^2 h \sin\theta\end{aligned}$$

或者写成下列形式：

$$\begin{aligned}\delta y' &= A_1 h^3 \cos\theta + A_2 y' / h^2 (1 + 2\cos^2\theta) + (3A_3 + A_4) y'^2 h \cos\theta + A_5 y'^3 \\ \delta z' &= A_1 h^3 \sin\theta + A_2 y' / h^2 (2\sin\theta \cos\theta) + (A_3 + A_4) y'^2 h \sin\theta\end{aligned}\quad (2-17)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

公式中：

A_1 ——轴上物点球差系数

$$A_2 = A_1 q' \quad (2-17a)$$

$$A_3 = A_1 q'^3 \quad (2-17b)$$

$$A_4 = -\frac{1}{2} \frac{n' - n}{nr l'} \quad (2-17c)$$

$$A_5 = A_1 q'^3 + A_4 q' \quad (2-17d)$$

上式就是轴外物点的初级像差公式，公式中 h 代表光束口径， y' 代表像高。 A_1 、 A_2 、 A_3 、 A_4 、 A_5 称为初级像差系数，它们是球面半径，介质折射率以及物体位置和光阑位置的函数，当这些参数改变时，系数的大小改变，公式的形式不变。所以我们将上式称为初级像差普遍式。

由于初级像差的独立性，整个系统的像差是各个折射面像差贡献量之和，因此，上式也可以看作是任意共轴球面系统的初级像差普遍式。二者的区别同样也只是系数不同而已，对共轴系统来说各系数之间显然不存在(2-17a)~(2-17d)的关系。

下面我们将根据上述公式来讨论初级像差的性质。在讨论中可以证明公式(2-17)中的第一项和球差对应；第二项和彗差对应；第三项为像散和场曲；第四项为畸变，这些将在下一节进行讨论。

§ 2-4 初级像差性质的讨论

我们已经导出了轴上物点的初级球差公式，接着又利用初级球差公式导出了轴外物点的初级像差普遍式，现在根据上面的公式来讨论共轴球面系统初级像差性质。

一、球 差

由公式(2-17)看到其中第一项：

$$\delta y' = A_1 h^3 \cos\theta, \quad \delta z' = A_1 h^3 \sin\theta$$

上式和轴上点的球差公式(2-13)完全相同。由此可知，在初级像差范围内，轴外点的球差和轴上点的球差完全相同。轴外点和轴上点像差的区别仅是轴上点只有球差，而轴外点除球

轴外点还有其他像差。例如拿第一章中所计算的例子来说，轴上物点全口径的球差为0.01，视场边缘全口径球差为0.032，和轴上点比较变化很小，这和上述初级球差的性质基本相符，这是因为它的视场角并不大 ($\omega = 5^\circ$)，从曲线图1-34 (e) 也可以看出轴外点的初级球差曲线 ($\delta L'_r - \omega$) 基本上是和纵坐标平行的直线，即球差随视场变化很小，特别是0.5口径内更是如此。由此可见对孔径和视场不大的情形，初级像差基本上可以代表系统的像差性质。因此当光学系统存在球差时，对整个像面上每一个像点的质量都有同样的影响，所以它是各像差中对成像质量影响最大的。当设计光学系统时，在单色像差中必须首先校正球差。

由公式(2-8)和(2-10)可以看到，初级轴向球差和 h^2 成比例，而初级垂轴球差则和 h^3 成比例，所以初级轴向球差曲线 ($\delta L'_r - h$) 为二次抛物线，初级垂轴球差曲线 ($\delta y'_x - h$) 则为三次抛物线，如图2-8所示。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

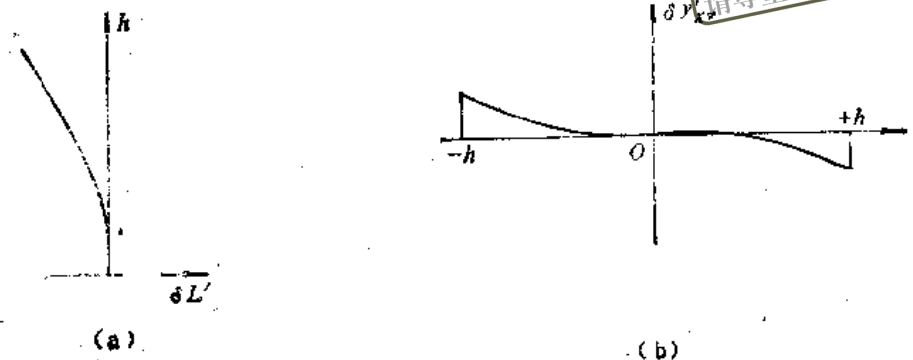


图2-8

二、彗差

现在我们来分析公式(2-17)中的第二项：

$$\delta y' = A_1 y' h^2 (1 - 2\cos^2 \theta) ; \delta z' = A_2 y' h^2 (2\sin\theta \cos\theta)$$

上面的公式用三角函数中的倍角公式变换以后，可以得到：

$$\delta y' = A_1 y' h^2 (2 + \cos 2\theta) ; \delta z' = A_2 y' h^2 \sin 2\theta \tag{2-18}$$

如图2-9所示，位在子午面内的一对光线 M^+ ， M^- 在光束截面内的坐标为 $(h, 0^\circ)$ ， $(h, 180^\circ)$ ，代入公式(2-18)得：

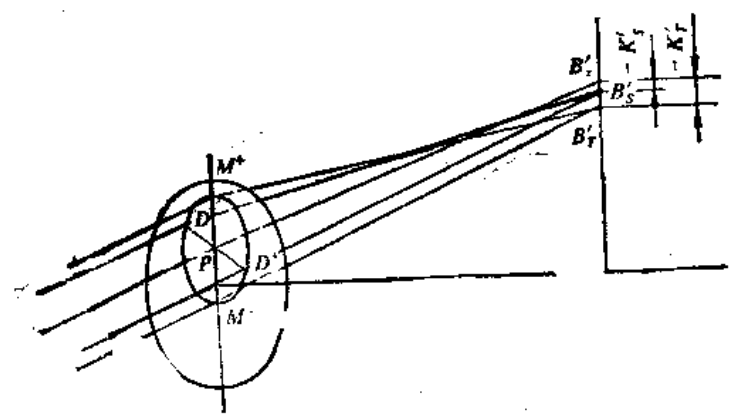


图2-9

$$\delta y' = 3 A_2 y' / h^2, \quad \delta z' = 0$$

这两条光线具有相同的像差, 它们交在理想像面上的同一点, 当 $h = 0$ 时, 相当于主光线, 代入公式 (2-18) 得:

$$\delta y' = 0, \quad \delta z' = 0$$

这时主光线和理想像面的交点就是理想像点。子午光线对 M^+ , M^- 的交点 B'_T 到理想像点距离, 也就是 B'_T 到主光线的距离, 这就是子午彗差 K'_T , 因此有:

$$K'_T = 3 A_2 y' / h^2 \quad (2-19)$$

由此证明公式 (2-17) 中的第二项就是彗差, 因此 A_2 也称为初级彗差系数。

位于和 M^+M^- 相垂直的直径上的两条光线, D^+, D^- 为一对弧矢光线, 它们在光束截面内的坐标为 $(h, 90^\circ)$; $(h, 270^\circ)$, 代入公式 (2-18) 得:

$$\delta y' = A_2 y' / h^2, \quad \delta z' = 0$$

弧矢光线对的交点 B'_S 到理想像点的距离, 在这里也就是到主光线的距离, 称为弧矢彗差, 用 K'_S 表示:

$$K'_S = A_2 y' / h^2 \quad (2-20)$$

由公式 (2-19) 和 (2-20) 可以看到初级子午彗差为初级弧矢彗差的三倍:

$$K'_T = 3 K'_S \quad (2-21)$$

例如在前面像差计算的例子中, 由正弦差可以求出系统的弧矢彗差为:

$$K'_S = SC' \cdot y' = -0.00206 \times 20.93 = -0.043$$

由实际光路计算求得的子午彗差由表 1-6 查得为 $K'_T = -0.143$, 根据 $K'_S = \frac{1}{3} K'_T$ 的关系求得对应的 $K'_S = -0.047$, 这和上述初级彗差的结论是基本符合的。

下面我们将讨论弥散图形的形状, 将公式 (2-18) 中的第一式移项得到:

$$\delta y' - 2A_2 y' / h^2 = A_2 y' / h^2 \cos 2\theta$$

将上式和公式 (2-18) 中的第二式平方相加得:

$$(\delta z')^2 + (\delta y' - 2A_2 y' / h^2)^2 = (A_2 y' / h^2)^2$$

当 h 为定值时, 上式为一个圆方程式, h 为定值的光线, 位在光束截面中以主光线为中心的圆周上, 它们在理想像面上同样形成一个圆, 圆的半径等于 $(A_2 y' / h^2)$, 圆心 O' 与理想像点的距离等于半径的两倍 $(2A_2 y' / h^2)$, 如图 2-10 所示。由理想像点 B'_0 作圆的切线 $B'_0 Q'$, 由于 $B'_0 O' = 2O' Q'$, 即直角三角形的斜边为直角边的两倍, 因此 $\angle O' B'_0 Q' = 30^\circ$ 。当 h 改变时, 截圆的半径和圆心的位置同时改变, 二者之间的关系不变, 因此它们都和 $B'_0 P'$ 、 $B'_0 Q'$ 相切, 全部光线都位于过 B'_0 相交成 60° 的两条直线内, 弥散图形如图 2-10 所示。由于截圆半径和 h^2 成比例, 当光束截面内 h 增加时, 像面上的截圆半径很快增加, 因此光线密度随着与理想像点 B'_0 的距离增加而逐渐减小, 整个弥散图形顶点最亮, 带着一个逐渐变暗的尾巴, 形似彗星, 所以称之为彗差。

由公式 (2-19) 可以看到, 初级彗差和 h^2 成比例, 当光学系统只存在彗差时, 子午面内的垂轴像差曲线 $(\delta y' - h)$ 为一抛物线, 如图 2-11 所示, 彗差和 y' 成比例, 因此 $(K'_T - y')$ 应为一曲线。

图 1-34(f) 中彗差随视场改变的曲线基本上是一条直线, 和图 2-11() 相似, 因此基本上属于初级彗差。在图 1-34(g) 中垂轴像差曲线相对于过主光线的切线来说同样和抛物线近似。

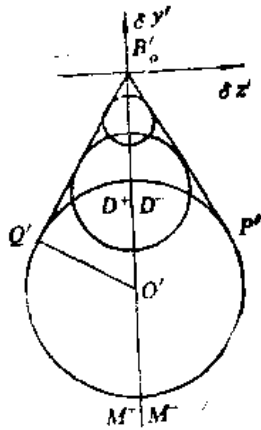
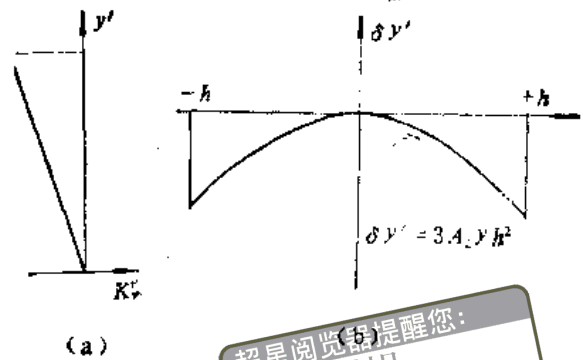


图2-10



超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

如图2-12所示，这说明上面的例子中，除了细光束子午场曲以外，主要是慧差，而且基本上是初级慧差。

由公式(2-17)可以看到，当像高 y' 比较小时，和 y'^2 ， y'^3 成比例的第三项和第四项可以忽略，只剩下和 y' 成比例的慧差，以及和 y' 无关的球差，因此球差和慧差就代表了光轴附近像点的成像质量。在视场较小的光学系统中，只需要校正球差和慧差就可以了。

由上面对像差计算例子的分析知道，在视场不大的情形，球差和慧差随视场变化的规律，以及弧矢和子午慧差的关系基本上和初级像差符合，因此对小视场的光学系统来说，只要计算了球差，并根据球差的计算结果求出正弦差，这样系统整个像面上各点的像差也就基本上知道了。因此了解了初级像差的性质，在设计小视场光学系统时，单色像差只须要计算球差和正弦差就够了。

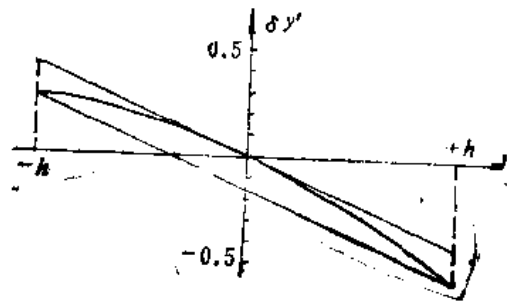


图2-12

三、像散和场曲

从公式(2-17)可以看到，当 $h=0$ 时前面三项都等于零，只剩下与 h 无关的第四项 $A_4 y'^3$ 。 $h=0$ 相当于主光线，主光线的像差就是畸变，所以公式的第四项代表畸变。如果 h 为一阶小量，则与 h^3 ， h^2 成比例的球差和慧差就可以忽略，剩下的只有第三、第四两项，而第四项代表畸变，所以第三项为细光束像差，它就是§1-10中已经提到的细光束像散和场曲，下面我们就来分析它的性质。由公式(2-17)，第三项的公式为：

$$\delta y' = (3A_3 + A_4) y'^2 h \cos \theta \quad (2-22)$$

$$\delta z' = (A_3 + A_4) y'^3 h \sin \theta$$

我们用不同位置的像面来切割光束，看相应的弥散图形的变化。当像面沿着光轴移动一个距离 Δ 时，像差将产生变化，由公式(2-14)及(2-16)得：

$$\Delta \delta y' = -\Delta \frac{Y}{l'} = -\frac{\Delta}{l'} q' y' - \frac{\Delta}{l'} h \cos \theta$$

$$\Delta \delta z' = -\Delta \frac{Z}{l'} = -\frac{\Delta}{l'} h \sin \theta$$

我们用 $\delta y'^*$ 和 $\delta z'^*$ 代表像面移动以后新的像差，它应该等于原来的像差加上像面移动的附加像差，由此得到：

$$\delta y'^* = \delta y' + \Delta \delta y' \quad \delta z'^* = \delta z' + \Delta \delta z'$$

将前面 $\delta y'$ 、 $\delta z'$ 和 $\Delta \delta y'$ 、 $\Delta \delta z'$ 的公式代入上式得：

$$\delta y'^* = -\frac{\Delta}{l'} q' y' + \left[(3A_3 + A_4) y'^2 - \frac{\Delta}{l'} \right] h \cos \theta$$

$$\delta z'^* = \left[(A_3 + A_4) y'^2 - \frac{\Delta}{l'} \right] h \sin \theta$$

当 h 为定值时，上式为一个椭圆方程式，椭圆中心位置和 h 无关，因此像面上弥散图形一般为一个椭圆。但是不同像面对应的 Δ 值不同，椭圆的两个轴的长度 $[(A_3 + A_4) y'^2 - \Delta/l']h$ 和 $[(3A_3 + A_4) y'^2 - \Delta/l']h$ 之比改变，椭圆的形状随之改变。如果使 Δ 满足以下关系：

$$(3A_3 + A_4) y'^2 - \frac{\Delta}{l'} = 0$$

则公式 (2-23) 变为：

$$\delta y'^* = -\frac{\Delta}{l'} q' y', \quad \delta z'^* = -2A_3 y'^2 h \sin \theta$$

对于子午光束来说 $\theta = 0^\circ$ 或 $\theta = 180^\circ$ ，所以

$$\delta y'^* = -\frac{\Delta}{l'} q' y'; \quad \delta z'^* = 0$$

所以全部子午光束都交在像面上同一点，它就是子午细光束焦点。对整个光束来说， (h, θ) 改变时 $\delta y'^*$ 不变，而只有 $\delta z'^*$ 改变，弥散图形为一条垂直于子午面的直线，如图 2-13 中位置 I 所示，称为子午焦线。由前面的方程式求解 Δ ，即可求得理想像面到子午焦点的距离，它就是细光束子午场曲 x'_l ：

$$x'_l = (3A_3 + A_4) l' y'^2 \quad (2-24)$$

如果 Δ 满足以下关系：

$$(A_3 + A_4) y'^2 - \frac{\Delta}{l'} = 0$$

将以上关系代入公式 (2-23) 得：

$$\delta y'^* = -\frac{\Delta}{l'} q' y' + 2A_3 y'^2 h \cos \theta; \quad \delta z'^* = 0$$

当 $\theta = 90^\circ$ 或 $\theta = 270^\circ$ 时，对应弧矢光束，有

$$\delta y'^* = -\frac{\Delta}{l'} q' y'; \quad \delta z'^* = 0$$

$\delta y'^*$, $\delta z'^*$ 与 h 无关,所以全部弧矢光束均交于一点,这就是弧矢细光束焦点。就整个光束来说,当 (h, θ) 改变时, $\delta z'^*$ 恒等于零,只是 $\delta y'^*$ 改变,因此弥散图形为一条位在子午面内的直线,称为弧矢焦线,如图2-13位置II所示。由上面的方程式求解 Δ ,即可求得弧矢焦线到理想像面的距离 x'_i (弧矢场曲)

$$x'_i = (A_3 + A_4) l' y'^2 \quad (2-25)$$

两焦线之间的距离 x'_e 称为像散,由公式(2-24)和(2-25)得:

$$x'_e = x'_i - x'_o = 2A_3 l' y'^2 \quad (2-26)$$

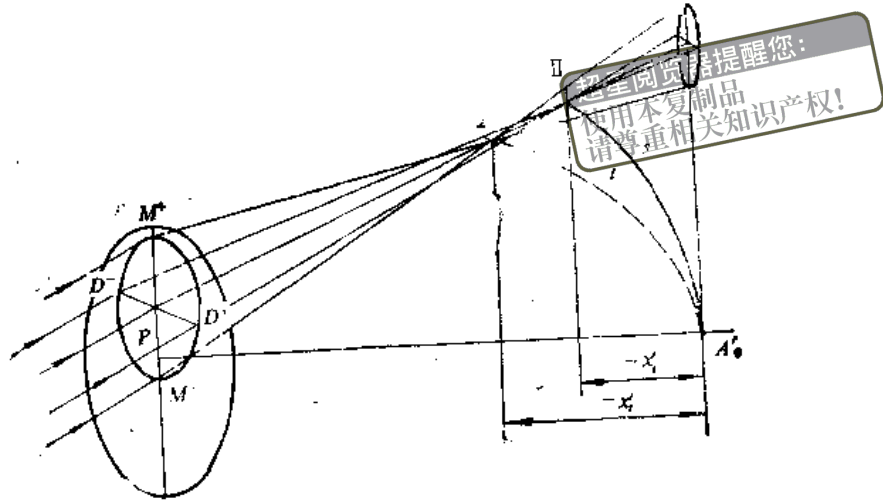


图2-13

由以上公式看到,像散只和系数 A_3 有关,因此我们把 A_3 称为初级像散系数,把 $(x'_i + x'_o)/2$ 称为平均场曲,由公式(2-24)和(2-25)得到平均场曲 x' 为:

$$x' = \frac{x'_i + x'_o}{2} = (2A_3 + A_4) l' y'^2 \quad (2-27)$$

由上式看到,平均场曲 x' 同时与系数 A_3 和 A_4 相关,为了区分系数 A_3 和 A_4 分别产生的作用,我们这里把平均场曲中只和 A_4 有关的部分 $A_4 l' y'^2$ 用 x'_p 表示,称为场曲, A_4 称为初级场曲系数。因此场曲的表示式为:

$$x'_p = A_4 l' y'^2 \quad (2-28)$$

后面将会看到它的某些特殊性质。

当我们求出细光束的子午场曲和弧矢场曲 x'_i 、 x'_o 以后,假定它们属于初级像差,则利用上面的关系就可以求出 x'_p ,

由公式(2-25)求解 $A_4 l' y'^2$ 得:

$$x'_p = A_4 l' y'^2 = x'_i - A_3 l' y'^2$$

由公式(2-26)得到:

$$A_3 l' y'^2 = \frac{1}{2} x'_e$$

将以上关系代入上式得到:

$$x'_p = x'_i - \frac{x'_e}{2} \quad (2-29)$$

以前面的双胶合物镜为例，由表1-11查得其细光束像散和弧矢场曲分别为：

$$x'_1 = -1.52; \quad x'_2 = -1.76$$

代入公式 (2-29) 得：

$$x'_3 = -1.52 - \frac{-1.76}{2} = -0.64$$

由上面的公式(2-24)和(2-25)看到 x'_1 , x'_2 和 y'^2 成比例, $x'_1 - y'$ 和 $x'_2 - y$ 曲线应为抛物线, 如图2-14 (a) 所示。由公式(2-22)看到, 只存在像散时, $\delta y'$, $\delta z'$ 和 h 成比例, 因此子午面内的垂轴像差曲线应为一倾斜的直线, 如图2-14 (b) 所示。

前面双胶合物镜的像散同样基本上属于初级像散, 由表1-11可以看到全视场的子午场曲为 -3.26 ; 0.7071 视场的子午场曲为 -1.645 , 根据 x'_1 和像高的平方成比例, $(0.7071)^2 = 0.5$, 因此全视场的子午场曲应为 0.7071 视场的两倍, 上述例子的计算结果几乎完全符合这种关系。

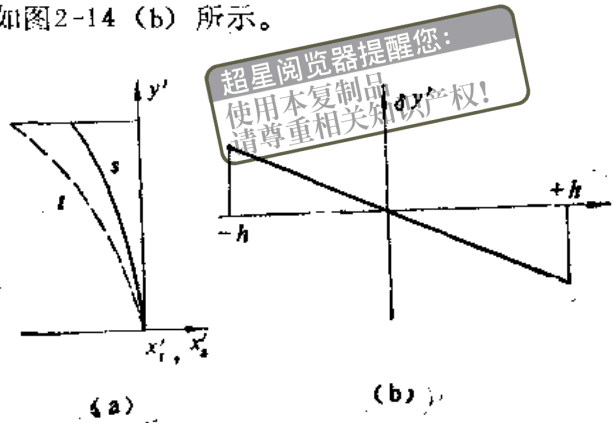


图2-14

由公式 (2-17) 看到, 当光束口径 h 很小时, 公式中和 h^3 、 h^2 成比例的球差和彗差可以忽略, 只剩下 h 和一次方成比例的像散、场曲, 以及和 h 无关的第四项, 所以像散和场曲代表了细光束的成像质量, 因此在小孔径大视场光学系统中, 像散和场曲就成了最主要的像差。

四、畸变

公式 (2-17) 中的最后一项为：

$$\delta y' = A_5 y'^3; \quad \delta z' = 0 \quad (2-30)$$

前面已经讲过, 它就是主光线的像差——畸变。当系统只存在畸变时, 由公式看到 $\delta y'$ 、 $\delta z'$ 与 (h, θ) 无关, 即整个光束截面内所有光线对应相同的 $\delta y'$, 全部光线聚交于一点, 而该点和理想像点离开一个距离 $(A_5 y'^3)$, 因此像点本身是清晰的, 但像有变形, 这就是畸变, A_5 称为初级畸变系数。下面我们来看为什么有了畸变像会发生变形。

假定图2-15中虚线表示一个正方形通过光学系统以后的理想像, 它和物显然是相似的。由于系统存在畸变, 理想像点 B'_0 移到了 B' 点, C'_0 移到 C' 点, 根据公式 (2-30) 得：

$$B'_0 B' = \delta y'_{B'} = A_5 (A'_0 B'_0)^3; \quad C'_0 C' = \delta y'_{C'} = A_5 (A'_0 C'_0)^3$$

由于 $A'_0 C'_0 = \sqrt{2} A'_0 B'_0$, 将以上关系代入 $C'_0 C'$ 得：

$$C'_0 C' = A_5 (\sqrt{2} A'_0 B'_0)^3 = 2\sqrt{2} A_5 (A'_0 B'_0)^3 = 2\sqrt{2} B'_0 B'$$

由于 $C'_0 C' \neq \sqrt{2} B'_0 B'$, 所以 $B' C'$ 不再是一条直线, C' 点向外弯曲, 这样直线变成了曲线。物像不再相似。以上为 $A_5 > 0$ 的情形。如果 $A_5 < 0$, 则 C' 点向内弯曲, 如图2-15 (b) 所示。前者称为正畸变, 又叫做鞍形畸变; 后者称为负畸变, 又叫做桶形畸变。

由于畸变正比于 y'^3 , 因此对视场比较小的光学系统, 畸变一般可以忽略。当只存在畸变,

并规定像点 B'_0 为坐标原点时，子午面内的垂轴像差曲线为一条和横坐标轴重合的直线，如图2-16所示。在同时存在各种像差时，畸变对曲线的形状没有影响。

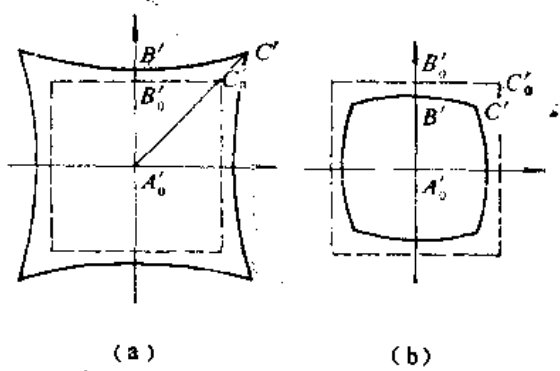


图2-15

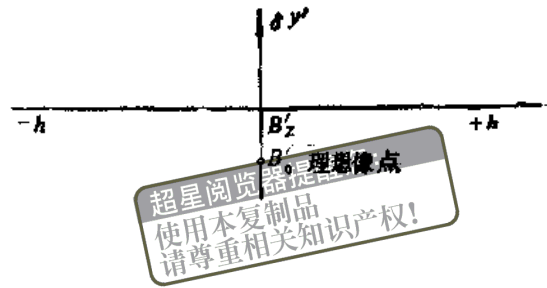


图2-16

上面讨论的初级像差的性质，主要是各种像差随光束口径 h 和像高 y' 变化的规律，以及它们对应的光束结构和弥散图形的形状，这些性质在设计光学系统的过程中经常用到，例如当光学系统像差基本上属于初级像差时，知道了一定视场和一定孔径对应的像差值，就可以根据初级像差的变化规律找出任意视场和任意孔径的像差值，特别是在修改像差过程中，当像差变化量不大时，基本上属于初级像差，这样就可以预计到整个视场和整个孔径范围内像差的变化规律。例如初级轴向球差和 h^2 成比例，如果我们把前面双胶物镜0.7071孔径的球差校正到0，即要求球差变化0.089，则边缘光线的球差将变化它的二倍，等于0.178，加上边缘孔径原来的0.01应等于0.188。其他像差也与此类似。

§ 2-5 共轴球面系统的初级像差计算公式

初级像差理论的内容一般可以分成两个部分，第一部分是讨论像差和视场、孔径的关系，以及像差对成像质量的影响，它不涉及光学系统的具体结构，只要是共轴系统，它的像差就具有这些性质；第二部分讨论像差和光学系统结构参数（半径、厚度、间隔、折射率）的关系，由于这些关系十分复杂，我们并不能把像差直接表示成结构参数的显函数，而是把它们表示成为通过系统的近轴光线的有关参数，如前面初级像差的公式那样。下面我们就进一步讨论其他初级像差的公式。

前面我们已经求出了球差系数 A_1 ，利用单个球面像差系数间的关系式就可求出其他系数，代入像差普遍式便能计算任意光线的像差。因为任意光线的位置都可用它所对应的像高 y' 以及光束截面内的极坐标 (h, θ) 表示。将这三个数代入普遍式，它的像差即可求出。为了保证光学系统对一定像高和光束孔径范围内的光线成像清晰，必须分别校正各种像差，即要求 A_1, A_2, A_3, A_4, A_5 分别等于零或减小到一定限度之内。因此在计算像差时，就必须对各种像差分别进行计算。

每一种像差都是随着像高 y' 和光束孔径 h 而改变，当两个光学系统在像高和光束孔径相同时，可用系统的像差系数值分别代表它们各自像差的大小。但是不同的光学系统所要求的成像范围和光束孔径不同，即使像差系数相同，它们的像差并不一样，所以像差系数并不足

以充分代表系统像差的大小。一般是以最大像高和孔径边缘所对应的最大像差值，作为系统每种像差大小的指标。基于以上理由，我们不再进行每个像差系数的计算，而是直接导出每种像差的公式。

(1) 球差：光学系统的球差一般用轴向球差 $\delta L'$ 表示。根据初级像差独立性原理，系统的总像差等于每个折射面像差贡献量之和。因此只要导出每个折射面像差贡献量公式，即可求得整个系统的像差。每个折射面的像差贡献量等于各个折射面单独产生的像差乘以位于它后面的光学系统的放大率。

如果用 $[\delta L']$ 表示任意一个面的轴向球差贡献量，则有：

$$[\delta L'] = \delta L' \alpha$$

式中 $\delta L'$ 为该面单独产生的轴向球差，而 α 则为由该折射面的像空间到最后像空间的轴向放大率。

假定系统中一共有 k 个折射面，如图2-17所示。

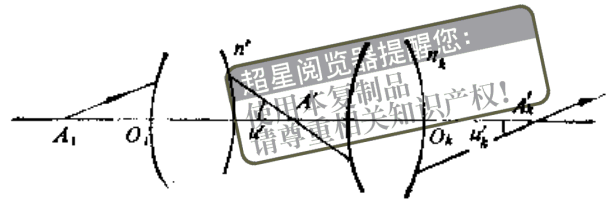


图2-17

由某一个折射面的像空间到系统最后像空间的轴向放大率等于：

$$\alpha = \frac{n' u'^2}{n'_k u'_k{}^2}$$

将 α 值及公式(2-7)代入 $[\delta L']$ 得到：

$$[\delta L'] = \frac{-l'i'}{2u'} (u'i' - ui) \frac{n' u'^2}{n'_k u'_k{}^2}$$

化简上式：

$$[\delta L'] = \frac{-h n' i' (u'i' - ui)}{2 n'_k u'_k{}^2}$$

设 $n' i' (u'i' - ui) = P$ ，代入 $[\delta L']$ 公式得到：

$$[\delta L'] = \frac{-hP}{2 n'_k u'_k{}^2} \quad (2-31)$$

为了计算方便，我们对 P 作一些变换：

$$u'i' - ui = u'i' - ii' + ii' - ui = i'(u' - i) - i(u - i')$$

$$u' + i' = u + i \quad \text{或者} \quad u' - i = u - i'$$

代入上式

$$u'i' - ui = (u - i')(i' - i)$$

将以上关系代入 P 得到：

$$P = n' i' (u - i')(i' - i) \quad (2-32)$$

系统的总球差 $\delta L'_s$ ，即等于各个面的贡献量之和，由此得到：

$$\delta L'_s = \sum_1^k [\delta L'] = \frac{-1}{2 n'_k u'_k{}^2} \sum_1^k hP \quad (2-33)$$

(2) 彗差：光学系统彗差的大小通常用弧矢彗差 K'_s 表示，如果用 $[K'_s]$ 表示各折射面

的彗差贡献量，则有：

$$[K'_s] = K'_s \beta$$

式中 K'_s 为每个折射面单独产生的彗差，由于弧矢彗差是垂轴像差，所以相应地乘以垂轴放大率 β 。根据公式 (2-20) 以及系数 A_2 和系数 A_1 间的关系式有：

$$K'_s = A_2 y' h^2 = A_1 q' y' h^2$$

根据前面的规定 $q' y' = O_B P$ ，乃主光线对于辅助轴的投射高。按照前面用过的近轴光线公式有：

$$h \left(\frac{1}{l'} - \frac{1}{r} \right) = -i'$$

主光线对于辅助轴也同样有相似的关系。如图 2-18 所示。

$$q' y' \left(\frac{1}{l'_B} - \frac{1}{r} \right) = -i'_z$$

式中 l'_B 为 B' 点到 O_B 的距离， i'_z 为主光线的折射角，当像高 y' 不大时，可以认为 l' 近似等于 l'_B ，因此将以上两式相除得到：

$$\frac{q' y'}{h} = \frac{i'_z}{i'} \quad \text{或者} \quad q' y' = \frac{i'_z}{i'} h \quad (2-34)$$

将 $q' y'$ 及系数 A_1 的公式 (2-11) 代入 K'_s 得到：

$$K'_s = \frac{-h i' (u' i' - u i)}{2 u'} \frac{i'_z}{i'}$$

将 K'_s 和 $\beta = \frac{n' u'}{n'_k u'_k}$ 代入 $[K'_s]$ ，则得：

$$[K'_s] = \frac{-h i' (u' i' - u i)}{2 u'} \frac{i'_z}{i'} \frac{n' u'}{n'_k u'_k}$$

化简上式，并注意到公式 (2-31) 得到：

$$[K'_s] = -\frac{1}{2 n'_k u'_k} h P \frac{i'_z}{i'} \quad (2-35)$$

上式乃任意一个折射面的彗差贡献量公式，系统的总彗差 $K'_{s, \Sigma}$ 等于各个面的贡献量之和，因此得到：

$$K'_{s, \Sigma} = \sum_1^k [K'_s] = -\frac{1}{2 n'_k u'_k} \sum_1^k h P \frac{i'_z}{i'} \quad (2-36)$$

以上为弧矢彗差的计算公式，知道了弧矢彗差也就等于知道了子午彗差，因为初级子午彗差为弧矢彗差的三倍。

(3) 像散：光学系统的像散大小用 x'_l 表示。如果用 $[x'_l]$ 表示各个折射面的像散贡献量，则有：

$$[x'_l] = x'_l a$$

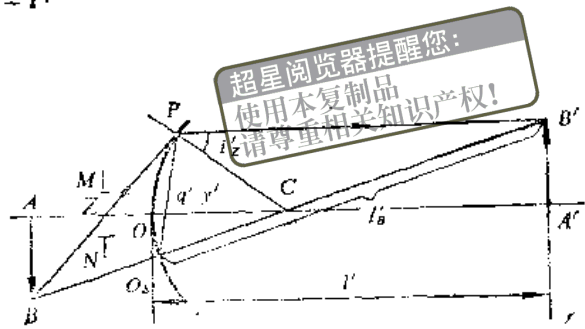


图 2-18

将公式 (2-26) 中 x'_{i_s} 和 $\alpha = \frac{n'u'^2}{n'_k u'_k{}^2}$ 以及系数 A_1 代入上式得:

$$x'_{i_s} = 2 A_1 i' y'^2 \frac{n'u'^2}{n'_k u'_k{}^2} = 2 A_1 q'^2 y'^2 i' \frac{n'u'^2}{n'_k u'_k{}^2}$$

利用公式 (2-34) 替换上式中的 $(q'/y')^2$, 并将公式 (2-11) 中系数 A_1 代入, 化简后得:

$$[x'_{i_s}] = \frac{-1}{n'_k u'_k{}^2} hP \left(\frac{i'_s}{i'} \right)^2 \quad (2-37)$$

系统的总像散为:

$$x'_{i_s k} = \sum_1^k [x'_{i_s}] = \frac{-1}{n'_k u'_k{}^2} \sum_1^k hP \left(\frac{i'_s}{i'} \right)^2 \quad (2-38)$$

(4) 场曲: 光学系统的场曲大小用 x'_p 表示。如果 $[x'_p]$ 表示各个折射面的场曲贡献量, 则有:

$$[x'_p] = x'_p \alpha$$

将公式 (2-28) 中 x'_p 和 α 代入上式, 则得:

$$[x'_p] = A_1 i' y'^2 \frac{n'u'^2}{n'_k u'_k{}^2} \quad \text{将系数 } A_1 = -\frac{1}{2} \frac{n'-n}{nn'r} \quad \text{和物像关系不变式 } nu\gamma = n'u'\gamma' \text{ 代入上式, 同时设 } J = n'u'\gamma', \text{ 经化简后得:}$$

$$[x'_p] = \frac{-1}{2 n'_k u'_k{}^2} - \frac{n'-n}{nn'r} J^2 \quad (2-39)$$

系统总场曲为:

$$x'_{p k} = \sum_1^k [x'_p] = -\frac{1}{2 n'_k u'_k{}^2} \sum_1^k \frac{n'-n}{nn'r} J^2 \quad (2-40)$$

(5) 畸变: 畸变乃主光线的像差, 它的大小用 $\delta y'_s$ 表示。如果用 $[\delta y'_s]$ 表示各个折射面的畸变贡献量, 则有:

$$[\delta y'_s] = \delta y' \beta = A_3 y'^2 \beta$$

将系数 A_3 和 β 代入上式, 并进行变换, 则有:

$$[\delta y'_s] = \frac{-1}{2 n'_k u'_k} \left[hP \left(\frac{i'_s}{i'} \right)^2 + \frac{n'-n}{nn'r} J^2 \right] \frac{i'_s}{i'} \quad (2-41)$$

系统的总畸变为:

$$\delta y'_{s k} = \frac{-1}{2 n'_k u'_k} \sum_1^k \left[hP \left(\frac{i'_s}{i'} \right)^2 + \frac{n'-n}{nn'r} J^2 \right] \frac{i'_s}{i'} \quad (2-42)$$

以上即为共轴球面系统五种初级像差的计算公式。为了求出最大像高和最大孔径所对应的各种像差的最大值, 只要计算一条从轴上物点 A 发出的, 通过孔径边缘的近轴光线 AM 和一条从轴外最高点 B 发出的, 通过光阑中心的主光线 BP , 如图 2-19 所示。把 AM 光线的 u', u, i', i 和 BP 光线的 i'_s 代入以上公

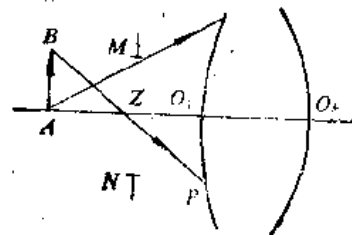


图2-19

式，即求得每个折射面的各种像差贡献量和系统的总像差。通常称 AM 为第一辅助光线， BP 为第二辅助光线。根据计算结果，不仅可以知道系统的每一种像差的数值，而且还可以知道每个折射面对于各种像差的影响大小，为进一步校正像差提供依据。

§ 2-6 单个折射球面像差特性的讨论

共轴球面系统是由若干个球心位于同一直线上的球面所组成。前面说过光学设计的任务，简单地讲，就是用不同折射率的介质，不同的球面半径和间隔组合成共轴球面系统，达到消除像差的目的，因此充分了解单个折射球面的像差性质，对光学设计是十分重要的。利用上节的公式虽然可以计算出已知光学系统的各种初级像差和每一个面上各种像差的贡献量，但是仍然不能看出结构参数和像差的直接关系，这一节我们就是利用上节的公式，讨论各种像差和结构参数之间某些直观的定性关系，这些关系虽然只是粗略的，但是在实际设计工作中十分有用。

(1) 球差：根据球差贡献量公式 (2-31) 可得：

$$[\delta L'] = \frac{-l'u'n'i'(u'i' - ui)}{2n'u_k^2}$$

为了便于讨论球差的性质，我们变换分子中括弧内的各项：

$$(u'i' - ui) = \left(\frac{u'}{n'}n'i' - \frac{u}{n}ni \right) = n'i' \left(\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} \right)$$

将上式代入 $[\delta L']$ 公式得：

$$[\delta L'] = \frac{-l'u'(n'i')^2 \left(\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} \right)}{2n'u_k^2} \quad (2-43)$$

下面就根据公式 (2-43) 讨论球差的性质：

1. 球差为零的物平面位置 在球面折射中，不产生球差的情况当然是我们最感兴趣的。按照公式 (2-43)，欲使球差为零，必须分子为零，从公式很容易看到，能够使分子为零的有下列三种情形：

① $l' = 0$ ，即物平面和像平面均重合于球面顶点。

② $i' = 0$ ，即物平面位于球心，这时第一辅助光线通过球心，因此 i' 为零。像平面和物平面重合。

③ $\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} = 0$ ，现在寻求这对无球差的共轭面位置。根据近轴光线公式：

$$u' = \frac{h}{l'} \quad , \quad u = \frac{h}{l}$$

将 u' 和 u 代入上式，化简后得到：

$$n'l' - nl = 0$$

l' 和 l 显然符合共轭点方程式：

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

由以上二式求解 l' 和 l ，即得出满足 $\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} = 0$ 的共轭面位置：

$$l = \frac{n' + n}{n} r, \quad l' = \frac{n' + n}{n'} r \quad (2-44)$$

符合以上条件的一对共轭面称为等明面，它们和光轴的交点 A_1 称为等明点。图2-20中(a)和(b)分别是 $n > n'$ 和 $n < n'$ 两种情况下等明面的位置和光线折射的情况。

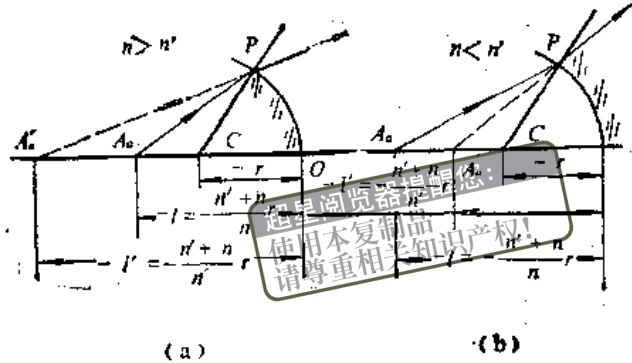


图2-20

图2-20(a)中光线经过球面后折向光轴，称为会聚；

图2-20(b)中光线经过球面后离开光轴，称为发散。

利用以上三种无球差的折射球面，可构成无球差透镜，在光学设计中获得相当广泛的应用。

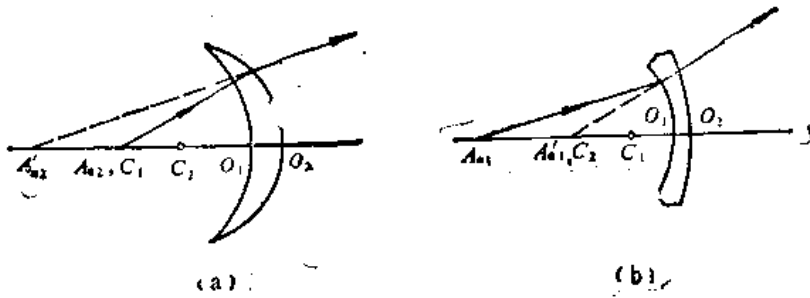


图2-21

第一种：利用①，②两种无球差的情形，构成无球差透镜。在图2-21(a)中，物点位于第一个球面的球心 C_1 ，光线通过第一个球面时不发生折射，第二个球面的等明点 A_{21} 和物点重合，使光线发生会聚。图2-21(b)中，物点位于第一个球面的等明点 A_{11} 上，通过球

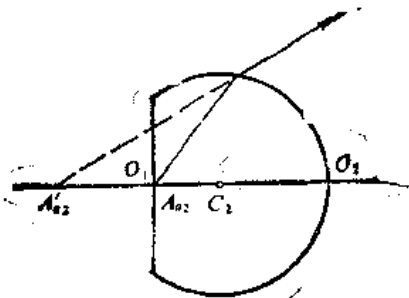


图2-22

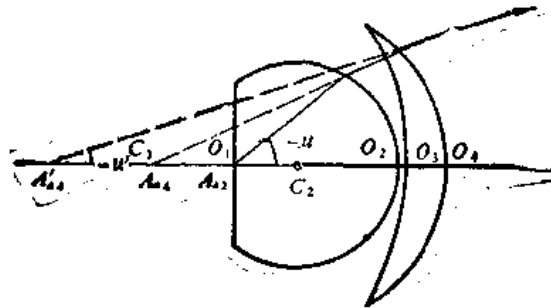


图2-23

面折射以后，使光线发散，成像于 A'_1 ，第二个球面的球心 C_2 和 A'_1 相重合。

第二种：利用①和③两种无球差的情形构成的超半球无球差透镜。如图2-22所示，第一个面为平面，正好位于第二面的等明点 A_{e2} 上，物平面和第一个平面重合，因此两个面都不产生球差。

上面这种无球差透镜和图2-21 (a) 中的透镜都被应用在高倍率的显微镜中，作为它的一个前组，如图2-23所示。光线通过两个透镜连续地发生会聚， $u' < u$ ，按照放大率公式：

$$\beta = \frac{nu}{n'u'} > 1$$

因此获得一个放大的虚像，同时没有球差。然后再用一般的物镜进行放大，从而得到很高的放大率。根据放大率 β 的公式，如果增加物方介质的折射率 n 也能提高前组的放大率，因此在特高倍率的显微镜中，我们把物体浸在液体中，这样的物镜称为浸液物镜，如图2-24所示。

2. 单个折射球面球差的符号 在分析或设计光学系统时，往往希望不通过计算就能直观地判定系统中每个折射面上产生的各种像差的符号，从而能够定性确定系统校正像差的可能性和校正的途径。下面讨论判定球差符号的法则：

由公式(2-43)可以看到球差的符号是由 $[-l'u'(u'/n' - u/n)]$ 确定的。假定光线位于光轴上方， $l'u' = h > 0$ ，球差和 $(u'/n' - u/n)$ 异号，此时球差符号应由 $(u'/n' - u/n)$ 的符号决定。

为了讨论 $(u'/n' - u/n)$ 的符号，设 $\Delta u = u' - u$ ，代入括号内得到：

$$\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} = \frac{\Delta u}{n'} + u \left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n} \right)$$

利用近轴光线公式(附-8)和(附-9)有：

$$\Delta u = -(i' - i) = -ni \left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n} \right) \quad \text{或者} \quad \frac{1}{n'} - \frac{1}{n} = \Delta u \frac{-1}{ni}$$

另外 $-i = h(1/l - 1/r)$ 及 $u = h/l$ 。

将这些关系一并代入上式，化简后得：

$$\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} = \frac{\Delta u}{n'} \left[1 - \frac{n'r}{n(l-r)} \right]$$

由于球差和 $\left(\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} \right)$ 异号，因此

$$1 - \frac{n'r}{n(l-r)} > 0, \quad \text{则球差与} \Delta u \text{异号}$$

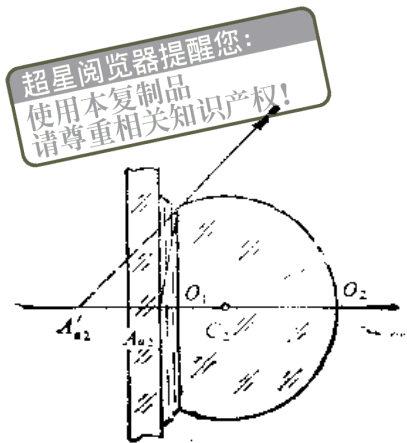


图2-24

$$1 - \frac{n'r}{n(l-r)} < 0, \text{ 则球差与 } \Delta u \text{ 同号}$$

现在寻求同号和异号区域的范围, 首先确定同号区, 球差与 Δu 同号的条件是:

$$1 - \frac{n'r}{n(l-r)} < 0 \text{ 或者 } \frac{n'r}{n(l-r)} > 1$$

假定 $r > 0$, 欲以上不等式成立, 必须满足下列条件: $l-r > 0$, $n'r > n(l-r)$

第一个条件保证分式大于零, 第二个条件保证分式大于1, 由此确定球差与 Δu 同号的区域为:

$$l > r; \quad l < \frac{n'+n}{n} r$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

$l = r$ 时, 物点位于球心, $l = \frac{n'+n}{n} r$ 时, 物点位于等明点 A_0 。所以球差与 Δu 同号的区域位于球心和等明点间。球差不与 Δu 同号, 则必然与 Δu 异号, 因此球心和等明点之外为异号区。上述结论对 $r < 0$ 的情形同样成立。

现在用直观办法表述上面的结果。由图2-25 (a) 得知: $h > 0$, $\Delta u > 0$ 时光线折向光轴, 光束发生会聚, 如果物点位于同号区域内, 则球差为正, 反之 $\Delta u < 0$, 则光线远离光轴, 光束发散, 球差为负, 如图2-25 (b) 所示。由此得出判定球差符号的法则如下:

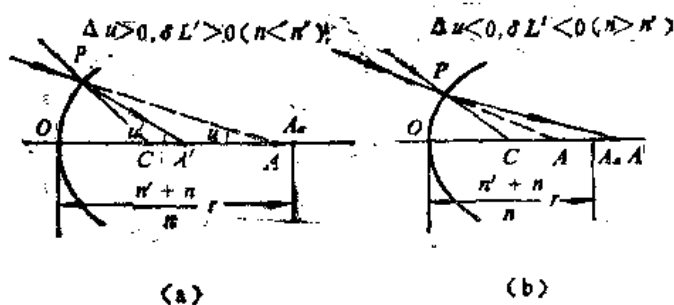


图2-25

设物点位于球心和等明点中间, 则当光束会聚时球差为正, 发散时球差为负; 反之, 如果物点位在球心和等明点之外, 则当光束会聚时球差为负, 发散时球差为正。

利用以上法则, 根据物点位置和光线偏折情况, 即能立刻判断球差的符号。

我们以第一章中的双胶合物镜作为例子, 应用上述法则来判断每一面球差的符号。如图2-26所示, 对第一面来说, 物点位于无限远, 显然在球心和等明点之外, 光线通过该面时产生会聚, 因此球差为负; 第二面它的物点和球心位于球面的两侧, 故物点不可能处在球心和等明点之间, 由于第二面 $n' > n$, 由图看出光线应产生发散, 因此球差为正; 第三面像点和球心位在球面两侧, 物点同样位在球心和等明点之外, 光线会聚, 因此球差为负。综上所述, 该双胶合物镜中第一面和第三面球差为负, 第二面球差为正, 利用第二面的正球差来消除第一、三面的负球差。

(2) 彗差: 根据初级球差和彗差的贡献量公式 (2-31) 和 (2-35) 可以得到:

$$[K_s] = (\delta L') u_k \frac{h}{r} \quad (2-45)$$

将球差贡献量公式 (2-43) 代入上式, 并简化可得:

$$[K_i] = \frac{-l'u'n'^2i'}{2n_k u_k} \left(\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} \right) i'_z$$

1. 慧差为零的情形 由上式得知慧差为零的情形有下列四种:

① $l' = 0$, 即物平面和像平面重合于球面顶点。

② $i' = 0$, 物平面位在球心。

③ $\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} = 0$, 物平面位在等明点。

④ $i'_z = 0$, 主光线通过球心, 也就是说光阑位于球心。

前三种情况也就是没有球差的情形。因此我们知道, 上面无球差折射面所构成的各种无球差透镜同样也没有慧差。

超星浏览器提醒您:
使用本软件时
请尊重相关知识

2. 慧差的符号 根据公式 (2-45), 假定 u_k 为正, 则慧差和球差符号之间存在以下关系:

当 i_z 和 i' 同号时, 慧差和球差同号;

当 i_z 和 i' 异号时, 慧差和球差异号。

利用上述规则和前述的球差符号规则一起就能判断慧差的符号。

同样以前面的双胶物镜为例, 由于主光线通过第一面顶点, 由图 2-26 可以看到, 当 $\omega < 0$ 时 (对应 $y' > 0$), 三个面上 i_z 均为正值, 而第一辅助光线的 i' 角第一面为正, 第二、三面为负, 因此第一面 i_z 和 i' 同号, 前面已经得到球差为负, 根据上面的规则慧差为负; 第二面 i_z 和 i' 异号, 球差为正, 因此慧差仍为负, 第三面 i_z 和 i' 异号, 球差为负, 因此慧差为正。综上所述, 该双胶物镜第一、二面慧差为负; 而第三面慧差为正。

(3) 像散: 根据像散贡献量公式 (2-37) 和球差贡献量公式 (2-31) 可得:

$$[x_{i_s}] = 2(\delta L') \frac{i'_z{}^2}{i'_z} \quad (2-46a)$$

将球差贡献量公式 (2-43) 代入上式化简后得:

$$[x_{i_s}] = \frac{-l'u'n'^2 \left(\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} \right) i'_z{}^2}{2n_k u_k} \quad (2-46b)$$

1. 像散为零的情形 由上式得知像散为零的情形有下列三种:

① $l' = 0$, 物体位于球面顶点, 它同时是无球差和无慧差的。

② $u'/n' - u/n = 0$, 物平面位于等明点。它也同时是无球差和无慧差的。

③ $i'_z = 0$, 光阑位在球心。它也是无慧差的。

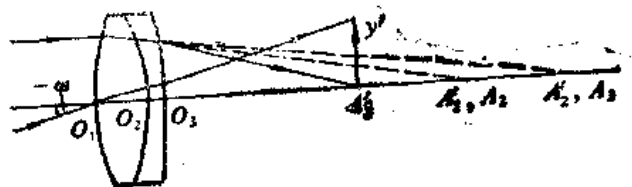


图 2-26

2. 像散的符号 根据公式 (2-46b) 可知: 像散永远与球差同

号, 因此判断球差符号的规则, 也就是判断像散符号的规则。前面所举的双胶物镜根据前面

已经确定的球差符号可知：第一、三面像散为负，第二面像散为正。

(4) 场曲：场曲贡献量公式(2-39)为：

$$[\Delta x'] = -\frac{1}{2n'_k u'_k} \frac{n' - n}{nn'r} J^2$$

由上式可以看到场曲和物体位置及光阑位置都没有关系，而只与球面半径 r 和介质折射率 n 、 n' 有关，它比其它四种像差都要简单，我们在下一节中对场曲和光学系统结构之间的关系将作详尽的讨论。

(5) 畸变：根据畸变贡献量的公式(2-41)：

$$[\Delta y'] = \frac{-1}{2n'_k u'_k} \left[hP \left(\frac{i'_k}{i'} \right)^2 + \frac{n' - n}{nn'r} J^2 \right]$$

超星浏览器提醒您：
 文本复制品
 请尊重相关知识产权！

由上式得知，当 $i'_k = 0$ ，即光阑位在球心时畸变为零，同时根据上面讨论知道，当光阑位在球心时，也没有彗差和像散。利用这种性质可以构成一个成像优良的同轴系统。如图2-27所示，第一个透镜的两个球面和后面的反射面是三个以 C 为球心的同心球面，光阑位在 C 点，因此它们中间任意一个球面都不产生彗差、像散和畸变，只有球差和场曲。而第一个透镜产生的球差和反射面的球差恰好符号相反。适当地选取透镜的半径和厚度，可以使球差得到校正。利用上述简单的结构，就可以校正除了场曲以外的全部像差，因而形成一个良好的像，但是所成的像不是位于一个平面上，而是在一个以 C 点为球心的球面上。

§ 2-7 场曲和光学系统结构关系的讨论

在以上五种初级像差中，场曲和光学系统结构间存在一种特别简单的关系，因此我们作进一步的探讨。

首先把场曲公式(2-40)进行变换。根据公式：

$$x'_{f,k} = -\frac{J^2}{2n'_k u'_k} \sum_1^k \frac{n' - n}{nn'r}$$

和式前面的 n'_k 、 u'_k 、 J 对于系统中每一个折射面都是相同的常数，因此在讨论场曲和光学系统结构之间的关系时，只须对和式进行讨论即可。

任何实际光学系统都是由若干透镜组合而成，因此在讨论场曲和结构间关系之前，首先讨论单个透镜。

假定透镜两个曲率半径分别为 r_1 和 r_2 ，厚度为 d ，介质的折射率为 n ，如图2-28所示。对应和式中的各参数如下：

$$n_1 = n'_1 = 1; \quad n'_1 = n_2 = n$$

将它们代入和式得到：

$$\sum \frac{n' - n}{nn'r} = \frac{n_1 - n_1}{n_1 n'_1 r_1} + \frac{n'_1 - n_2}{n_2 n'_2 r_2} = \frac{n - 1}{nr_1} + \frac{1 - n}{nr_2}$$

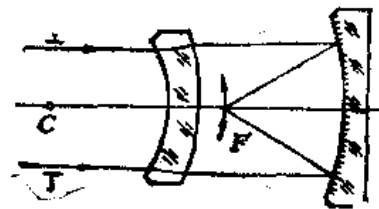


图 2-27

我们用 π 代表和式的数值, 则上式简化后得:

$$\pi = \frac{n-1}{n} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

根据薄透镜公式可以知道, $(n-1)(1/r_1 - 1/r_2)$ 恰好和一个半径为 r_1 、 r_2 , 折射率为 n , 厚度 $d=0$ 的薄透镜的光焦度相等。但是必须特别指出, 它并不等于实际透镜的真实光焦度 φ , 因为实际透镜的厚度 d 总有一定的数值, 不可能等于零, 有时还可能很大, 真实光焦度 φ 须要按厚透镜焦距公式进行计算。我们用 $[\varphi]$ 表示与实际透镜半径和折射率相同的一个理想薄透镜的光焦度, 则有:

$$\pi = \frac{[\varphi]}{n}$$

任何光学系统都是由若干透镜所组成, 对系统中的每一个透镜作为理想薄透镜求和则得:

$$\pi = \sum \frac{n' - n}{nn'r} = \sum \frac{[\varphi]}{n}$$

将以上关系代入公式 (2-40), 并把 $J^2 = n_1'^2 u_1'^2 y_1'^2$ 代入得到:

$$x_{p,k} = \frac{-n_1' y_1'^2}{2} \pi, \quad \pi = \sum \frac{[\varphi]}{n} \quad (2-47)$$

我们利用上式计算前面双胶合物镜的 $x_{p,k}$ 。将

$$n_1' = 1, \quad y_1' = 20.9329$$

$$\frac{[\varphi_1]}{n_1} = \frac{n_1 - 1}{n_1} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1.5688 - 1}{1.5688} \left(\frac{1}{139.62} - \frac{1}{-121.58} \right) = 0.005579$$

$$\frac{[\varphi_2]}{n_2} = \frac{n_2 - 1}{n_2} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} \right) = \frac{1.7172 - 1}{1.7172} \left(\frac{1}{-121.58} - \frac{1}{-535.90} \right) = -0.0026557$$

一并代入 $x_{p,k}$ 公式中得:

$$x_{p,k} = \frac{-20.9329^2}{2} (0.005579 - 0.0026557) = -0.6404$$

这和 § 2-4 中利用公式 (2-29) 计算的结果几乎完全一致, 说明该双胶合物镜的 $x_{p,k}$ 基本上属于初级场曲。

下面我们就根据上式讨论场曲和光学系统结构间的关系。

(1) 由上式可以看到, 场曲只和系统中假定厚度为零的各个薄透镜的光焦度 $[\varphi]$ 以及介质折射率 n 有关, 而和透镜的厚度、形状、相互间隔以及物体和光阑的位置无关。例如对一个透镜来讲, 如果我们保持它的总曲率 $C = 1/r_1 - 1/r_2$ 不变, 而改变它的形状, 如图 2-29 所示, 通常我们把这样的改变称为弯曲透镜。对这些

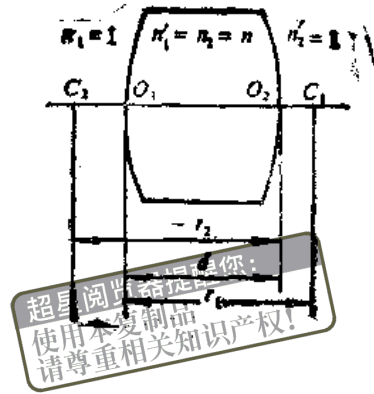


图 2-28

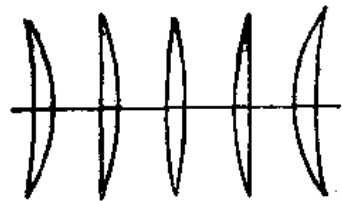


图 2-29

透镜来讲, 无论物体位置和光阑位置如何改变, 在像高相同的条件下它的场曲 x'_f 总维持不变。

(2) 薄透镜组的情形: 所谓薄透镜组就是指若干薄透镜的组合, 它们间的间隔很小, 因而整个透镜组的厚度不大, 可以略去。

由于薄透镜的真实光焦度 φ 近似和 (φ) 相等, 因此对于由薄透镜构成的系统来讲, π 的公式为:

$$\pi = \sum \frac{\varphi}{n} \quad (2-48)$$

一般常用的介质折射率变化范围很小, 在1.5和1.7之间, 因此我们可近似地把它们看作一个常数移到和式以外:

$$\pi \approx \frac{1}{n} \sum \varphi$$

对于一个薄透镜组来说, 由组合系统的焦距公式得知, 薄透镜组总的光焦度 ϕ 等于各个薄透镜光焦度之和, 因此

$$\sum \varphi = \phi$$

将 ϕ 代入上式, 并取 $1/n$ 的平均值为0.7, 则得:

$$\pi \approx 0.7 \phi \quad (2-49)$$

薄透镜组的总光焦度 ϕ , 根据成像的要求往往是一个确定的值。由以上薄透镜组 π 的公式 (2-49) 可知, 光焦度 ϕ 确定后, π 值也随之确定, 因此它无法消除场曲。

下面我们根据薄透镜组公式计算前面双胶合物镜的 x'_f 。根据公式 (2-49), $\pi = 0.7 \times 1/239.21 = 0.0029257$, 代入 x'_f 中得:

$$x'_f = \frac{-(20.9329)^2}{2} \times 0.0029257 = -0.6407$$

由此可见, 用薄透镜组公式计算的结果和前面按厚透镜计算的 x'_f 数值几乎完全一致。这是因为该双胶合物镜的厚度和它的焦距比较起来较小, 可以认为是一个薄透镜组的缘故。

(3) 能够校正场曲的结构形式。根据上面的讨论得知, 薄透镜组无法消除场曲, 能够消除场曲的结构有下列两种:

1. 正负光焦度分离的薄透镜 由公式 (2-48), 薄透镜系统 π 的公式为:

$$\pi = \sum \frac{\varphi}{n} \approx \frac{1}{n} \sum \varphi$$

为了使场曲等于零, 必要的条件是:

$$\sum \varphi = 0$$

所以为了校正场曲, 在薄透镜系统中, 透镜的光焦度必须有正有负。也就是说, 必须同时包含会聚的和发散的透镜, 这样才有可能使 $\sum \varphi = 0$, 而且正负透镜必须分离, 因为正负薄透镜密接的薄透镜组在 $\sum \varphi = 0$ 时, 总光焦度为零。

最简单的情形是由两个薄透镜构成的消场曲结构, 如图2-30所示。一个透镜为会聚透镜, 另一个为发散透镜, 它们的光焦度大小相等符号相反 $\varphi_1 = -\varphi_2$, 因此 $\sum \varphi = 0$, 但是由

于它们中间有一个间隔 d ，其组合光焦度不等于零：

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2 = d\varphi_1^2$$

适当选择透镜间的间隔 d ，可以获得所要求的组合光焦度 φ 。

2. 另一种能够消除场曲的结构是厚透镜

如图2-31所示，一个厚透镜可以看作是由两个薄透镜和一块平板玻璃组成。

平板玻璃显然没有场曲，因为它的两个表面的曲率均为零，所以 $\varphi = 0$ 。可知一个厚透镜的场曲就相当于两个分离薄透镜的场曲，因此它能够校正场曲。但是厚透镜

必须一面凹，另一面凸，这样才能使它和既有会聚透镜又有发散透镜的分离薄透镜等效。



图 2-30

图 2-31

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重知识产权！

§ 2-8 像差和光阑位置的关系

从 § 2-5 的初级像差公式可以看到，在五种初级像差中，除了球差和场曲以外，其余像差都和主光线在各个球面上的折射角 i' 有关，而 i' 是光阑位置的函数，因此这些像差也应该是光阑位置的函数。为什么在光学系统结构参数（半径、折射率、厚度、间隔）不变的情况下改变光阑位置时能够使这些像差发生改变呢？如图2-32所示，同一个透镜和相同的物点 B ，随着光阑位置的改变，通过透镜成像的光束各不相同。虽然对同一条光线来说，像差并没有改变，因为它和理想像面的交点不会由于光阑位置的改变而改变，但是由于成像光束已经改变，例如在图2-32中，当光阑由 M_1N_1 移动到 M_2N_2 时，原来能够通过透镜的 a 光线就不能通过了，而原来不能通过的 d 光线反而能通过了。因此就整个成像光束来讲，由于光阑位置的改变，像差也就改变了。例如拿畸变来说，它是主光线的像差，当光阑位于 M_1N_1 时主光线为 b 光线，当光阑位于 M_2N_2 时主光线为 c 光线，当光阑位于 M_3N_3 时主光线为 d 光线，这三种光线的像差各不相同，因此当光阑位置改变时，对应的畸变也就改变了。一般来说，除球差、场曲和光阑位置无关以外，彗差、像散、畸变这三种像差都和光阑位置有关。

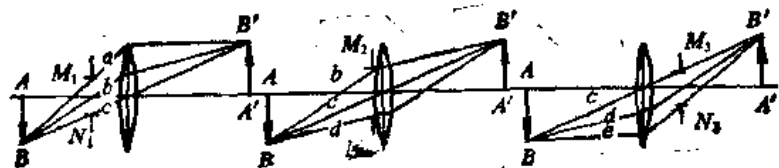


图 2-32

下面我们再来讨论几种特殊情况：

(1) 当光学系统球差为零时，彗差便和光阑位置无关。由公式 (2-17) 将 $\theta = 0^\circ$ 或 $\theta = 180^\circ$ 代入，就得到子午光束的初级像差公式：

$$\delta y' = A_1 h^2 + 3A_2 y' h^2 + (3A_3 + A_4) y'^2 h + A_5 y'^3; \quad \delta z' = 0 \quad (2-50)$$

当系统球差为零时， $A_1 = 0$ ，上式变为：

$$\delta y' = 3A_2 y' h^2 + (3A_3 + A_4) y'^2 h + A_5 y'^3$$

这时子午面内的垂轴像差曲线 $\delta y' - h$ 应为一抛物线，如图2-33所示，抛物线的顶点并不和理想像点重合。当光阑位置改变时，成像的光束改变，相当于在抛物线上取不同部份，如图中 aob 和 $a^*o^*b^*$ 所示。根据抛物线的性质，只要在曲线上所取的宽度相同（即光束口径相同），抛物线对应的弧高不变，因此彗差不变。

(2) 当球差、彗差等于零时，像散和光阑位置无关。当球差、彗差为零时，公式(2-50)变为：

$$\delta y' = (3A_3 + A_4) y'^2 h + A_5 y'^3$$

由上式看到，这时子午面内的垂轴像差曲线为一条倾斜的直线，直线的斜率 $(3A_3 + A_4) y'^2$ 和子午场曲 x' 成比例。当光阑位置改变时，相当于在直线上取不同的部分，它们的斜率显然不变，因此 x' 不变。我们已经知道场曲系数 A_4 是和光阑位置无关的，所以这时的像散系数 A_3 也应该和光阑位置无关。

(3) 当球差、彗差、像散、场曲等于零时，畸变和光阑位置无关。由公式(2-50)可知，当球差、彗差、像散、场曲为零时，只剩下一项

$$\delta y' = A_5 y'^3$$

子午面内的垂轴像差曲线为一条和横坐标重合的直线，当光阑位置改变时，像差显然不会发生变化。

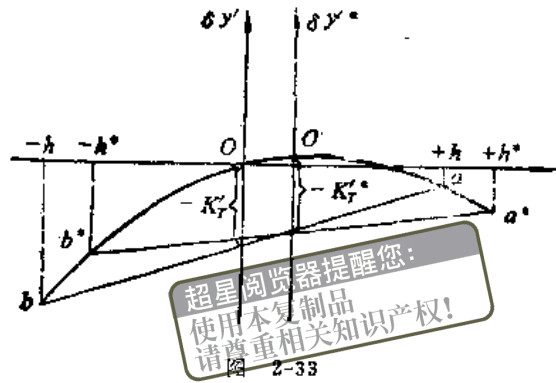
综上所述，像散和光阑位置的关系可以归纳如下：

- 1) 球差、场曲和光阑位置无关。
- 2) 彗差和光阑位置有关，但当球差为零时则与光阑位置无关。
- 3) 像散和光阑位置有关，但当球差、彗差为零时，则与光阑位置无关。
- 4) 畸变和光阑位置有关，但当球差、彗差、像散、场曲为零时，畸变和光阑位置无关。

§ 2-9 初级色差公式

自然界中大部分发光物体发出的光线都是位于一定波长范围内的连续光谱，一般把光的颜色分成红、橙、黄、绿、蓝、靛、紫七种，光的波长不同，颜色也就不同，相应的折射率也不同，因而即使在近轴区域内，不同颜色的光线成像的大小和位置各不相同，各种像差也随波长不同而改变。我们把不同颜色光线像面位置之差，称为轴向色差，把不同颜色光线所成像的大小之差，称为垂轴色差。

本节我们将研究近轴区内的色差，换句话说，就是研究不同颜色的理想像的差异，而不考虑不同颜色光线的像差的差异。前一种叫做初级色差，而后一种则叫做高级色差。下面我们寻求初级色差公式。



一、初级轴向色差公式

和前面寻求各种单色像差计算公式的方法一样，首先找出单个折射面的初级色差公式，然后乘以由该折射面的像空间到最后像空间的相应放大率，找出每个折射面的色差贡献量，最后对各个面的贡献量求和则得共轴系统的总色差。

轴向色差，一般用 C 、 F 两种颜色光线的像面间距离 $\Delta l'_{FC}$ 表示。

$$\Delta l'_{FC} = l'_F - l'_C$$

$\Delta l'_{FC}$ 的符号规则如下：

$\Delta l'_{FC}$ ——以 C 光线像点为起点计算到 F 光线的像点，向右为正，向左为负。

下面推导单个折射球面的轴向色差公式。

对于轴上物点而言，只存在轴向色差。如图 2-34 所示，光轴上某物点 A ，通过球面折射成像，根据共轭点方程式，可求出像距 l' 。

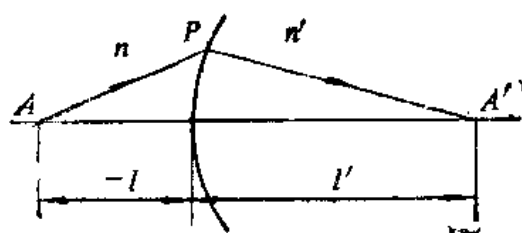


图 2-34

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

对于 C 、 F 光线，折射率 n_F 、 n_C 、 n'_F 、 n'_C 不同，对应的像距 l'_F 、 l'_C 也就不同，将它们分别代入上式得：

$$\frac{n'_F}{l'_F} - \frac{n_F}{l_F} = \frac{n'_F - n_F}{r}, \quad \frac{n'_C}{l'_C} - \frac{n_C}{l_C} = \frac{n'_C - n_C}{r}$$

两式相减并假定 $l_F = l_C = l$ ，即物点没有色差，得到：

$$\frac{n'_F l'_C - n'_C l'_F}{l'_F \times l'_C} - \frac{n_F - n_C}{l} = \frac{(n'_F - n'_C) - (n_F - n_C)}{r}$$

为了简化，设：

$$l'_F - l'_C = \Delta l'_{FC}, \quad n'_F - n'_C = \delta n', \quad n_F - n_C = \delta n$$

代入上式得：

$$\frac{n'_C \Delta l'_{FC}}{l'_F l'_C} = \delta n' \left(\frac{1}{l'_F} - \frac{1}{r} \right) - \delta n \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{r} \right)$$

对以上公式作下列近似：

$$l'_F l'_C = l'^2, \quad n'_C = n', \quad l'_F = l'$$

$$\frac{n' \Delta l'_{FC}}{l'^2} = \delta n' \left(\frac{1}{l'} - \frac{1}{r} \right) - \delta n \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{r} \right)$$

将 h^2 乘上式两端，利用近轴公式：

$$\frac{h}{l'} = u', \quad h\left(\frac{1}{l'} - \frac{1}{r}\right) = -i', \quad h\left(\frac{1}{l} - \frac{1}{r}\right) = -i$$

代入上式得到,

$$n'u'^2 \Delta l'_{FC} = -hn'i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \quad (2-51)$$

上式即为单个球面的初级轴向色差公式。

我们用 $[\Delta l'_{FC}]$ 表示初级轴向色差贡献量

$$\begin{aligned} [\Delta l'_{FC}] &= \Delta l'_{FC} \alpha = \frac{-1}{n'u'^2} hn'i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \frac{n'u'^2}{n_k'u_k^2} \\ &= \frac{-1}{n_k'u_k^2} hn'i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \end{aligned} \quad (2-52)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

系统总的初级轴向色差等于各个面的贡献量之和

$$\Delta l'_{FCk} = \sum_1^k [\Delta l'_{FC}] = \frac{-1}{n_k'u_k^2} \sum_1^k hn'i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \quad (2-53)$$

上式为共轴球面系统初级轴向色差的计算公式。

二、初级垂轴色差公式

在讨论单色像差时, 我们曾经利用辅助轴的概念, 从轴上物点的球差公式导出轴外任意物点的像差普遍式, 这里我们用同样的方法由轴向色差公式导出垂轴色差公式。在图2-35中主光线 ZB 经过球面折射后, 由于轴向色差的存在, C 和 F 两光线分别交辅助轴于 B'_C 、 B'_F 二点。 $A'_C B'_C$ 、 $A'_F B'_F$ 是 C 和 F 光分别所成的像, C 光的像点 B'_C 距 F 光线的主光线的距离 $B'_C F$ 即所谓垂轴色差, 用 $\Delta y'_{FC}$ 表示, 符号规则如下:

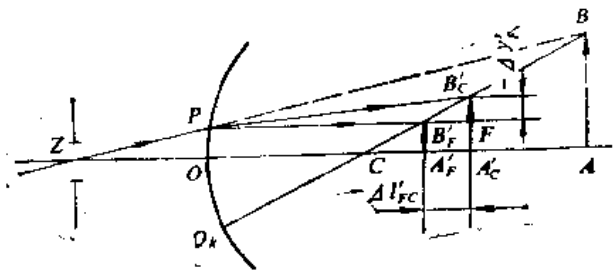


图 2-35

$\Delta y'_{FC}$ ——以 C 光线的像点为起点计算到 F 光的主光线, 向上为正, 向下为负。

在辅助轴和光轴间夹角不很大的情形, 我们可近似地把轴外物点 B 对于辅助轴的轴向色差和轴上物点的轴向色差看作相等, 由此得到:

$$B'_F B'_C = -\Delta l'_{FC}$$

由 $\triangle PO_B B'_F \sim \triangle F B'_C B'_F$

$$-\Delta y'_{FC} = B'_C F = B'_F B'_C \frac{PO_B}{B'_F O_B} = -\Delta l'_{FC} \frac{PO_B}{B'_F O_B}$$

或者

$$\Delta y'_{FC} = \Delta l'_{FC} \frac{PO_B}{B'_F O_B}$$

其中

$$PO_B = q' y' = \frac{i'_z}{i'} h, \quad B'_F O_B \approx l' \quad (2-54)$$

代入上式得:

$$\Delta y'_{FC} = \Delta l'_{FC} \frac{i'_z}{i'} \frac{h}{l'} = \Delta l'_{FC} u' \frac{i'_z}{i'}$$

将 $\Delta l'_{FC}$ 公式代入上式得:

$$\Delta y'_{FC} = \frac{-1}{n' u'} h n' i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \frac{i'_z}{i'} \quad (2-55)$$

以上为单个折射球面的垂轴色差公式, 我们用符号 $[\Delta y'_{FC}]$ 表示垂轴色差贡献量。

$$[\Delta y'_{FC}] = \Delta y'_{FC} \beta = \frac{-1}{n' u'} h n' i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right)$$

$$\frac{i'_z}{i'} \frac{n' u'}{n'_i u'_i} = \frac{-1}{n'_i u'_i} h n' i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \frac{i'_z}{i'} \quad (2-56)$$

系统总垂轴色差用符号 $\Delta y'_{FCk}$ 表示

$$\Delta y'_{FCk} = \Sigma [\Delta y'_{FC}] = \frac{-1}{n'_k u'_k} \sum_1^k h n' i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \frac{i'_z}{i'} \quad (2-57)$$

上式即为共轴球面系统垂轴色差的计算公式。下面我们对初级色差的某些性质作一简要说明。

初级轴向色差表示不同颜色光线理想像面位置的差, 它和光束口径 h 显然没有关系, 同时和光阑位置也没有关系, 由于近轴光线也存在轴向色差, 因此轴向色差是各种像差中最有害的, 必须首先消除。

根据公式(2-55), 初级垂轴色差和 i'_z 成比例, 而 i'_z 正比于像高 y' , 因此垂轴色差和 y' 成比例, 同时它也应该 是光阑位置的函数, 但是如果光学系统的轴向色差等于零, 则垂轴色差和光阑位置无关, 因为当系统轴向色差等于零时如图2-36所示, C和F两种颜色的光线分别会聚在理想像面上两个不同的点, 无论光阑位置如何改变, 两像点之间的距离 $\Delta y'_{FC}$ 显然不发生变化。

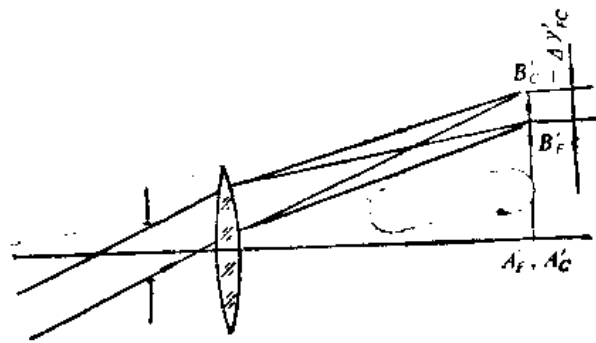


图 2-36

§ 2-10 适合计算机应用的初级像差计算公式

在§2-5和§2-9中已经导出了共轴球面系统的初级单色像差和色差的计算公式, 为了清楚起见, 我们把这些公式集中摘录在下面。

初级单色像差计算公式:

球差:

$$\delta L'_k = \frac{-1}{2n'_k u'_k} \sum_1^k hP \quad (2-35)$$

$$P = n' i' (u - i') (i' - i) \quad (2-32)$$

彗差:

$$K'_{sk} = \frac{-1}{2n'_k u'_k} \sum_1^k hP \frac{i'_z}{i'} \quad (2-36)$$

像散:

$$x'_{i,k} = \frac{-1}{n'_k u'_k} \sum_1^k hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right)^2 \quad (2-38)$$

场曲:

$$x'_{fk} = \frac{-1}{2n'_k u'_k} \sum_1^k \frac{n' - n}{nn'r} J^2 \quad (2-40)$$

$$J = n' u' y'$$

畸变:

$$\delta y'_{zk} = \frac{-1}{2n'_k u'_k} \sum_1^k \left[hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right)^3 + \frac{n' - n}{nn'r} J^2 \right] \frac{i'_z}{i'} \quad (2-42)$$

初级色差计算公式:

轴向色差:

$$\Delta l'_{Pck} = \frac{-1}{n'_k u'_k} \sum_1^k h n' i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \quad (2-53)$$

垂轴色差:

$$\Delta y'_{Pck} = \frac{-1}{n'_k u'_k} \sum_1^k h n' i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \frac{i'_z}{i'} \quad (2-57)$$

在以上公式中, 各个折射面的像差贡献量, 除了和该折射面对应的参数有关而外, 还有一个和最后像空间的折射率 n'_k 、会聚角 u'_k 相关的公共因子, 在分析光学系统的像差时, 我们主要是看各个折射面上产生的像差的相对关系, 即像差的符号是相同还是相反, 数量之间谁大谁小。因此这些公共因子一般可以不考虑。为此我们把各种像差公式中的公共因子都取消, 只剩下和各个折射面直接相关的参数, 并且用新的专门符号 $S_1, \dots, S_V, S_{1s}, S_{1s}$ 来代表, 这些符号表示的公式以及它们和像差的关系如下列所示:

$$S_1 = -2n'_k u'_k \delta L'_k = \Sigma hP \quad (2-58)$$

$$S_I = -2n'_k u'_k K'_{sk} = \Sigma hP \frac{i'_z}{i'} \quad (2-59)$$

$$S_{II} = -n'_k u'_k x'_{i,k} = \Sigma hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right)^2 \quad (2-60)$$

$$S_{IV} = -2n'_k u'_k x'_{fk} = \Sigma \frac{n' - n}{nn'r} J^2 \quad (2-61)$$

$$S_V = -2n'_k u'_k y'_{zk} = \Sigma \left[hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right)^3 + \frac{n' - n}{nn'r} J^2 \right] \frac{i'_z}{i'} \quad (2-62)$$

超星阅读器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

$$S_{1S} = -n'_1 u'_1{}^2 \Delta l'_{PCK} = \Sigma h n' / i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \quad (2-63)$$

$$S_{1S} = -n'_1 u'_1{}^2 \Delta y'_{FCK} = \Sigma h n' / i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \frac{i'_2}{i'} \quad (2-64)$$

今后我们计算初级像差时，不计算像差的实际数值，而直接计算 $S_1, \dots, S_V, S_{1S}, S_{1S}$ ，这些量称为像差和数。

以上这些公式中除了 i'_2 是第二辅助光线的参数而外，其它都是第一辅助光线的参数。为了减少第二辅助光线的计算，我们把 i'_2 用第一辅助光线的参数表示。

如图2-37所示，假定第二辅助光线的投射高为 h_2 ，由图可以得到

$$A'_0 D = \frac{l' - r}{r} h_2$$

应用物像关系不变式，像高 y' 可用下式表示：

$$y' = A'_0 B'_0 = \frac{J}{n' u'}$$

由图对于近轴光线以下关系显然成立：

$$i'_2 = \frac{A'_0 B'_0 + A'_0 D}{l'} = \frac{J}{n' u' l'} + \frac{l' - r}{r l'} h_2$$

利用 $-i' = h(1/l' - 1/r)$ 的关系，上式可简化为：

$$i'_2 = \frac{J}{n' h} + \frac{h_2 i'}{h} \quad (2-65)$$

前面像差公式中的因子 i'_2/i' 可用下式表示：

$$\frac{i'_2}{i'} = \frac{h_2}{h} + \frac{J}{h n' i'} \quad (2-66)$$

下面进一步把第二辅助光线的投射高 h_2 进行变换。由图2-38可以看出

$$\frac{h_{z1} - y'_1}{h_{z2} - y'_1} = \frac{l'_1}{l'_1 - d_1}, \quad \frac{h_1}{h_2} = \frac{l'_1}{l'_1 - d_1}$$

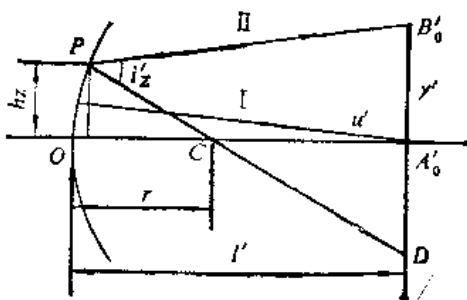


图2-37

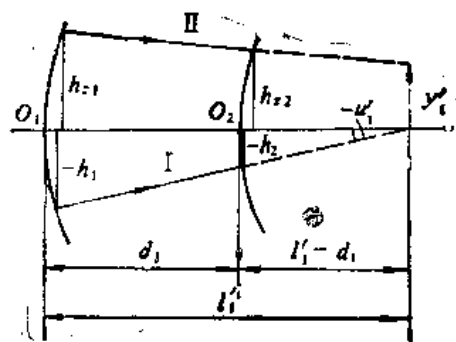


图2-38

两式相等，稍加变换得：

$$\frac{h_{x1} - y'_1}{h_1} = \frac{h_{x2} - y'_1}{h_2}$$

将上式化简得：

$$\frac{h_{x2}}{h_2} = \frac{h_{x1}}{h_1} + J \left(\frac{1}{h_2} - \frac{1}{h_1} \right) = \frac{h_{x1}}{h_1} + \frac{J}{n'_1 u'_1} \frac{h_1 - h_2}{h_1 h_2}$$

由于 $\frac{h_1 - h_2}{u'_1} = d_1$ ，因此 $\frac{h_{x2}}{h_2} = \frac{h_{x1}}{h_1} + J \frac{d_1}{n'_1 h_1 h_2}$ ，以上关系可推广到任意两个球面，则得：

$$\frac{h_{zj+1}}{h_{j+1}} = \frac{h_{zj}}{h_j} + \frac{d_j}{n'_j h_j h_{j+1}} J \quad (2-67)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

利用公式 (2-66) 和 (2-67) 即可由第一辅助光线的计算结果直接求 i'_z/i' ，而不必再进行第二辅助光线的计算。

另外，我们把场曲公式中的 $\Sigma(n' - n)J^2/nn'r$ 也用第一辅助光线的参数来代替，根据近轴光线的折射定律可以求得：

$$\frac{n' - n}{n} = \frac{-(i' - i)}{i'}$$

因此有：

$$S_{\text{II}} = \Sigma \frac{n' - n}{nn'r} J^2 = \Sigma \frac{-(i' - i)}{n'i'r} J^2 \quad (2-68)$$

为了应用方便，我们把每个面的全部初级像差计算公式归纳如下：

$$S_{\text{I}} = hP = hn'i'(u - i')(i' - i) \quad (2-58)$$

$$S_{\text{I}} = hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right) = S_{\text{I}} (i'_z/i') \quad (2-59)$$

$$S_{\text{I}} = hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right)^2 = S_{\text{I}} (i'_z/i')^2 \quad (2-60)$$

$$S_{\text{II}} = -J^2 \frac{i' - i}{n'i'r} \quad (2-61)$$

$$S_{\text{V}} = \left[hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right)^2 + \frac{n' - n}{nn'r} J^2 \right] \frac{i'_z}{i'} = (S_{\text{I}} + S_{\text{II}}) i'_z/i' \quad (2-62)$$

$$S_{\text{IS}} = hn'i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \quad (2-63)$$

$$S_{\text{IS}} = hn'i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \frac{i'_z}{i'} = S_{\text{IS}} i'_z/i' \quad (2-64)$$

$$\frac{h_{zj+1}}{h_{j+1}} = \frac{h_{zj}}{h_j} + J \frac{d_j}{n'_j h_j h_{j+1}} \quad (2-67)$$

$$i'_z/i' = h_z/h + \frac{J}{hn'i'} \quad (2-66)$$

$$P = n'i'(u - i')(i' - i) \quad (2-32)$$

以上公式和附录一中的近轴光路公式(附-7)~(附-11)配合,在手工计算时期用于计算初级像差。但是这些公式用于计算机编制程序并不方便,首先近轴光路计算公式(附-7)~(附-11)本身就不适于编制程序,初级像差公式也有缺点,主要是对若干特殊情况,公式无法使用。例如当物平面位于无限远并且第一面为平面的情形;当物平面位于球心的情形等。本节将介绍和近轴公式(附-12)、(附-13)相适应,便于计算机编制程序使用的初级像差公式和二次曲面的初级像差公式。

前面的公式中,不仅包含 u ,同时还包含有 i 、 i' 。而近轴光路公式(附-12)、(附-13)中只有 u 和 u' ,为此我们把 i 、 i' 改用 u 、 u' 表示,首先变换 P ,根据公式(2-32):

$$P = n'i'(u - i')(i' - i) = (n'i')^2(u - i')\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}\right)$$

这里首先对 $(u - i')(1/n' - 1/n)$ 进行变换,根据公式(附-9):

$$u' - u = -(i' - i) = -ni\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}\right)$$

得到:

$$ni = n'i' = \frac{-\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}}$$

其中: $\Delta u = u' - u$, $\Delta \frac{1}{n} = \frac{1}{n'} - \frac{1}{n}$ 。

由上面公式得:

$$-i' = \frac{1}{n'} \frac{-\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}}$$

代入 $(u - i')(1/n' - 1/n)$ 展开以后得:

$$(u - i')\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}\right) = \frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} = \Delta \frac{u}{n}$$

下面再对 $n'i'$ 进行变换,由近轴公式得到:

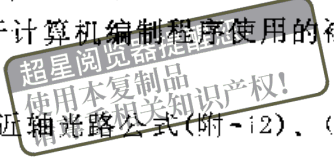
$$n'i' = ni = nh\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l}\right) = n(hc - u)$$

其中 $c = \frac{1}{r}$,将以上二个关系式一并代入 P 得:

$$P = n^2(hc - u)^2 \Delta \frac{u}{n}$$

下面我们继续将 i'_z/i' 进行变换:

根据前面已经用过的公式(2-66),并将 $n'i' = n(hc - u)$ 代入得:



$$\frac{i'_z}{i'} = \frac{h_z}{h} + \frac{J}{hn'i'} = \frac{h_z}{h} + \frac{J}{nh(hc-u)}$$

将以上 P 、 $\frac{i'_z}{i'}$ 、 $n'i'$ 关系式代入前面的初级像差公式 (2-58) ~ (2-64) 并展开简化以后得到:

$$S_I = \Sigma hP \quad (2-69)$$

$$S_{II} = \Sigma h_z P - J \Sigma W \quad (2-70)$$

$$S_{III} = \Sigma \frac{h_z^2}{h} P - 2J \Sigma \frac{h_z}{h} W + J^2 \Sigma \frac{1}{h} \Delta \frac{u}{n} \quad (2-71)$$

$$S_{IV} = J^2 \Sigma \frac{\Delta nc}{nn'} \quad (2-72)$$

$$S_{V} = \Sigma \frac{h_z^3}{h^2} P - 3J \Sigma \frac{h_z^2}{h^2} W + J^2 \Sigma \frac{h_z}{h} \left(3 \frac{1}{h} \Delta \frac{u}{n} + \frac{\Delta nc}{nn'} \right) - J^3 \Sigma \frac{1}{h^2} \Delta \frac{1}{n^2} \quad (2-73)$$

$$S_{IS} = \Sigma nh(hc-u) \Delta \frac{\delta n}{n} \quad (2-74)$$

$$S_{IS} = \Sigma \left[nh_z(hc-u) \Delta \frac{\delta n}{n} + J \Delta \frac{\delta n}{n} \right] \quad (2-75)$$

$$\frac{h_{z_{k+1}}}{h_{k+1}} = \frac{h_{z_k}}{h_k} + J \frac{d_k}{h_{k-1}h_k n'_k} \quad (2-76)$$

$$P = n^2(hc-u)^2 \Delta \frac{u}{n}; \quad W = -n(hc-u) \Delta \frac{u}{n} \quad (2-77)$$

以上公式和近轴公式 (附-12) (附-13) 配合使用, 可以适用于各种不同的情况, 对编制计算机程序比较方便。

利用上面的公式编制成计算机程序后, 对前面双胶合望远物镜计算初级像差, 结果如表 2-1 所示。

表 2-1

和数 面号	S_I	S_{II}	S_{III}	S_{IV}	S_V	S_{IS}	S_{IS}
第一面	0.0688	0.0279	0.0113	0.0078	0.0118	0.0418	0.0169
第二面	-0.1430	0.0237	-0.0638	-0.0631	0.0011	-0.1120	0.0180
第三面	0.0899	-0.0429	0.0295	0.0054	-0.0123	0.0737	-0.0352
系统总和	0.0107	0.0087	0.0280	0.0201	0.0006	0.0035	-0.0003

根据以上结果, 我们不仅求出了整个系统的各种像差和数, 而且同时求出了每个折射球面的各种像差和数。根据像差和数的符号和大小, 就可以了解每个面产生的各种像差的符号和大小。例如, 根据 S_I 的计算结果, 第一和第三面为正, 第二面为负。由于球差与 S_I 异号, 因此第一和第三面球差为负, 第二面球差为正, 这和前面§2-3中用直观的判断方法所得出的结果完全一致。另外, 还可以看到各个面产生的球差之间的数量关系。例如, 第三面的球差大约是第二面的1.3倍, 第二面的球差数量最大, 大约等于第一面和第三面之和, 但符号相反, 因此整个系统球差基本上消除了。

另外, 根据每一个面上各种像差和数的大小, 可以给我们指示进一步校正像差的方向。例如第二面的 S_I , S_{II} 和 S_{IIs} 比较大, 而其它像差和数都很小, 因此当我们改变第二面的半径时, 球差、彗差和轴向色差变化较大, 其中特别是球差变化最大, 而对其它像差影响较小。

由表2-1中系统总的像差和数值可知, 该双胶透镜组的 S_I 、 S_{II} 、 S_{IIIs} 和 S_{III} 都比较小, 因此球差、彗差、畸变、轴向色差和垂轴色差等像差已基本消除, 而 S_{II} 和 S_{IV} 比较大, 因此像散和场曲没有校正。

有时为了把初级像差和实际像差值进行比较, 可以将各个像差和数 $S_I \sim S_{IIs}$ 换算成对应的像差值, 根据公式(2-58) ~ (2-64) 求出上述透镜组对应的初级像差值, 由§1-9中得:

$$n'_k = 1, u'_k = 0.1254$$

$$\delta L'_k = \frac{S_I}{-2n'_k u'_k{}^2} = \frac{0.0107}{-2 \times 1 \times (0.1254)^2} = -0.34$$

$$K'_{s_k} = \frac{S_{II}}{-2n'_k u'_k} = \frac{0.0087}{-2 \times 1 \times 0.1254} = -0.0347$$

$$x'_{s_k} = \frac{S_{III}}{-n'_k u'_k{}^3} = \frac{0.028}{-1 \times (0.1254)^3} = -1.78$$

$$x'_{p_k} = \frac{S_{IV}}{-2n'_k u'_k{}^2} = \frac{0.0201}{-2 \times 1 \times (0.1254)^2} = -0.639$$

$$\delta y'_{z_k} = \frac{S_V}{-2n'_k u'_k} = \frac{0.0003}{-2 \times 1 \times 0.1254} = -0.00239$$

$$\Delta l'_{pck} = \frac{S_{IIs}}{-n'_k u'_k{}^2} = \frac{0.0035}{-1 \times (0.1254)^2} = -0.222$$

$$\Delta y'_{pck} = \frac{S_{IIs}}{-n'_k u'_k} = \frac{-0.0003}{-1 \times 0.1254} = 0.00239$$

把光路计算的像差值和上述初级像差值比较, 就可以知道各种高级像差的大小。例如初级球差为-0.34, 而光路计算的边缘实际球差由表1-4查得为0.01, 因此相应的高级球差为:

$$\delta L'_{k\text{实际}} = \delta L'_{k\text{实际}} - \delta L'_k = 0.01 - (-0.34) = 0.35$$

由表1-10查得实际弧矢彗差为-0.0446, 初级弧矢彗差上面求得为-0.0347, 得到弧矢高级彗差为:

$$K'_{s_k\text{实际}} = K'_{s_k\text{实际}} - K'_{s_k} = -0.0446 - (-0.0347) = -0.0099$$

由表1-11查得 x'_{s_k} 实际 = -1.75和初级像散比较得:

$$x'_{s_k\text{实际}} = x'_{s_k\text{实际}} - x'_{s_k} = -1.75 - (-1.78) = 0.03$$

同样也可以求出其它各种像差对应的高级像差值。由上面的计算可以看到高级球差最大，高级彗差次之，而高级像散接近于零，这是因为系统的光束口径比较大，而视场比较小。

由上面的比较还可以看到，对孔径和视场不大的光学系统，初级像差基本上能反应系统的实际像差情况。

总之，前面的这些分析说明，通过初级像差的计算，可以使我们对整个系统的像差情况有一个比较全面和清楚的概念，初级像差理论是光学设计中的一个有力工具。所以在分析一个已知光学系统的像差性质时，往往首先从计算和分析它的初级像差入手。

§ 2-11 玻璃平板的初级像差公式

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

一个设计正确的反射棱镜，展开后与一块玻璃平板相当，棱镜的像差也和玻璃平板的像差相等。

设计一个包括反射棱镜的光学系统时，须要考虑到棱镜产生的像差，因此，要求预先计算出它所产生的像差。

玻璃平板可视为曲率半径为无限大的两个折射面构成，因此共轴球面系统的初级像差计算公式同样适用于玻璃平板。下面我们根据公式 (2-53) ~ (2-64) 导出玻璃平板的初级像差公式。

(1) 球差：根据公式 (2-53)

$$S_I = -2n_1 u_1^3 \delta L'_k = \Sigma h P \quad (2-58)$$

其中 $P = n' i' (u - i') (i' - i)$ 。

如图2-39所示，玻璃平板的折射率为 n ，厚度为 d ，通过轴上物点 A 的一条边缘光线其倾斜角为 u_1 ，在第一面的投射高为 h_1 。我们可用 u_1, h_1, d 等已知量表示 u', i, i', h_2 等量。

由图可得：

$$-i_1 = -i'_1 = u_1, \quad -i'_2 = -i_2 = u_2 = \frac{u_1}{n}$$

$$h_2 = h_1 - d u'_1 = h_1 - \frac{d}{n} u_1$$

$$n_1 = 1; \quad n'_1 = n_2 = n; \quad n'_2 = 1$$

将以上各量一并代入公式 (2-58)，简化后得：

$$S_I = -\frac{n^2 - 1}{n^3} d u_1^3 \quad (2-78)$$

(2) 彗差：根据公式 (2-59)，有

$$S_{II} = -2n'_1 u'_1 K'_s = \Sigma h P \frac{i'_2}{i'_1}$$

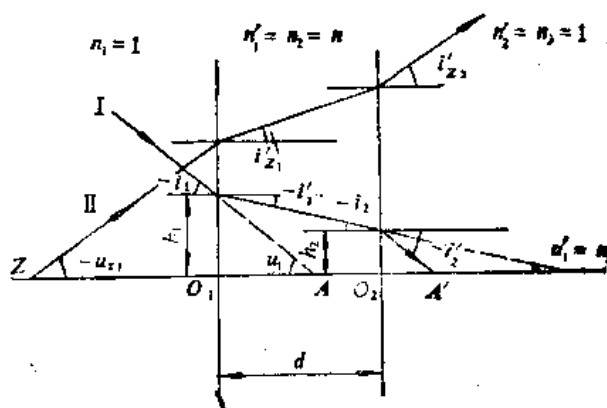


图2-39

我们用 u_{z1} 表示第二辅助光线和光轴的夹角, 由图 2-39 根据 u_2 和 i'_{z2} , u 和 i' 之间的关系可以得到:

$$\frac{i'_{z1}}{i_1} = -\frac{i'_{z2}}{i_2} = \frac{u_{z1}}{u_1} \quad (2-79)$$

代入公式 (2-59) 得

$$S_I = (h_1 P_1 + h_2 P_2) \frac{u_{z1}}{u_1}$$

上式括号中显然等于 S_I , 由此得到:

$$S_I = S_I \left(\frac{u_{z1}}{u_1} \right) \quad (2-80)$$

(3) 像散: 和 S_I 相仿可以得到:

$$S_{II} = S_I \left(\frac{u_{z1}}{u_1} \right)^2 \quad (2-81)$$

玻璃平板相当薄透镜, 光焦度显然等于零, 因此场曲为零, 所以得到:

$$S_{IV} = 0$$

(4) 畸变: 根据公式 (2-82), 有

$$S_{VI} = \sum \left[hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right)^2 + \frac{n' - n}{nn'r} J^2 \right] \frac{i'_z}{i'}$$

式中第二项 $(n' - n) J^2 / nn'r$ 对于玻璃平板来说显然等于零。

所以

$$S_{VI} = \sum hP \left(\frac{i'_z}{i'} \right)^3$$

把前面已经用过的关系式代入上式得:

$$S_{VI} = S_I \left(\frac{u_{z1}}{u_1} \right)^3 \quad (2-82)$$

(5) 轴向色差: 根据公式 (2-83), 有

$$S_{I\lambda} = -n'_k u_1^2 \Delta l'_{Fck} = \sum hn' / i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right)$$

其中: $\delta n_1 = 0$; $\delta n'_1 = \delta n_2 = \delta n$; $\delta n'_2 = 0$

并把前面 h, i' 的关系式一并代入上式得:

$$S_{I\lambda} = -d \frac{\delta n}{n^2} u_1^2$$

在玻璃表中通常用 $\nu = \frac{n-1}{\delta n}$ 来代表玻璃材料的色散性能, 我们把上式改用 ν 表示得:

$$S_{I\lambda} = -\frac{d}{\nu} \frac{n-1}{n^2} u_1^2 \quad (2-83)$$

(6) 垂轴色差: 根据公式 (2-64), 有

$$S_{I_s} = -n'_1 u'_1 \Delta y'_{FCs} = \Sigma h n' i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \frac{i'_x}{i'_r}$$

和前面单色像差相似, 把 $\frac{i'_{x1}}{i'_1} = \frac{i'_{x2}}{i'_2} = \frac{u_{x1}}{u_1}$ 代入得:

$$S_{I_s} = S_{I_s} \frac{u_{x1}}{u_1} \quad (2-84)$$

以上即为玻璃平板的全部初级像差公式, 为使用方便, 我们集中摘录如下:

球差: $S_I = -\frac{n^2-1}{n^3} du_1^2 \quad (2-78)$

彗差: $S_I = S_I \left(\frac{u_{x1}}{u_1} \right) \quad (2-80)$

像散: $S_I = S_I \left(\frac{u_{x1}}{u_1} \right) \quad (2-81)$

场曲: $S_{II} = 0$

畸变: $S_{IV} = S_I \left(\frac{u_{x1}}{u_1} \right) \quad (2-82)$

轴向色差: $S_{I_{sc}} = -\frac{d}{\nu} \frac{n-1}{n^3} u_1^2 \quad (2-83)$

垂轴色差: $S_{I_s} = S_{I_s} \left(\frac{u_{x1}}{u_1} \right) \quad (2-84)$

§ 2-12 波像差和几何像差的关系

按照理想像的定义, 假定光学系统成像符合理想, 则由同一物点发出的全部光线通过光学系统以后, 必须聚交于理想像点。根据光线和波面的关系, 光线为波面的法线, 波面则为与所有光线垂直的曲面, 因此在理想成像的情形对应的波面应该是一个以理想像点为中心的球面——理想波面。如果光学系统不符合理想, 则光线不再聚交于理想像点。它们和理想像点几何位置的差即为像差, 这时对应的波面也不再是一个以理想像点为中心的球面。实际波面和理想波面之间的光程差称为波像差。为了区别, 我们把实际光线和理想像点几何位置之差称为几何像差。显然利用波像差同样能表示光学系统成像质量的优劣。

把光看作光线可以说明绝大部分光的传播现象。由于光实际上是电磁波, 因此在某些情况下用几何像差代表光学系统的成像质量往往不够充分, 而必须由几何像差求出波像差, 然后利用物理光学的方法进行讨论。所以时常需要根据几何像差求波像差, 或者反之由波像差求几何像差, 因此我们导出波像差和几何像差间的关系。

一、波像差和几何像差的关系

在图2-40上 OP_0 和 OP 分别为理想波面和实际波面与 XOY 坐标面的交线， A'_0 为理想像点，理想波面的半径 OA'_0 等于 R ， PK 为通过 P 点的实际光线，它所对应的像差为 $\delta y'$ ， $\delta z'$ 。实际光线 PK 在 XOY 坐标面内的投影为 PM ，它和 OX 轴的夹角为 θ 。假定在实际波面 OP 的增量 $PQ = \Delta S$ 范围内，对应的波像差增量为 ΔW ， W 的符号规则是：

W ——以理想波面为起点，沿着法线计算到实际波面的光程差，由左向右为正。

图2-40中 PQ_1 为经过 P 点所作的理想波面 OP_0 的同心圆弧，假定介质的折射率为 n' ，则和光程差 ΔW 对应的几何增量 Q_1Q 由下式给出：

$$Q_1Q = \frac{\Delta W}{n'}$$

由于 $PM \perp PQ$ ， $PA'_0 \perp PQ_1$ ，因此有：

$$\angle Q_1PQ = \angle A'_0PN = \xi$$

由于 ξ 值很小，所以从直角 $\triangle Q_1PQ$ 和 $\triangle A'_0PN$ 得到：

$$\angle Q_1PQ \approx \frac{Q_1Q}{PQ} = \frac{\Delta W}{n' \Delta S}$$

$$\angle A'_0PN \approx \frac{A'_0N}{PA'_0} = \frac{-\delta y' \cos \theta}{R}$$

将以上关系代入上式：

$$\frac{\Delta W}{n' \Delta S} = \frac{-\delta y' \cos \theta}{R}$$

或者

$$\delta y' = -\frac{R}{n'} \frac{\Delta W}{\Delta S \cos \theta}$$

由 $\triangle PQH$ 得：

$$\Delta Y = QH = PQ \cos \theta = \Delta S \cos \theta$$

代入 $\delta y'$ 公式得：

$$\delta y' = -\frac{R}{n'} \frac{\Delta W}{\Delta Y}$$

上面我们在 XOY 坐标面内讨论波像差的变化，对应的 Z 值不变，因此：

$$\lim_{\Delta Y \rightarrow 0} \frac{\Delta W}{\Delta Y} = \frac{\partial W}{\partial Y}$$

这样我们找到 Y 轴方向上波像差和几何像差间的关系如下：

$$\delta y' = -\frac{R}{n'} \frac{\partial W}{\partial Y} \quad (2-85)$$

由图得知，坐标轴 Z 和 $\delta z'$ 间的关系，与 Y 和 $\delta y'$ 间的关系完全相同，因此在 Z 轴方向应该存在和 Y 轴方向上相似的关系：

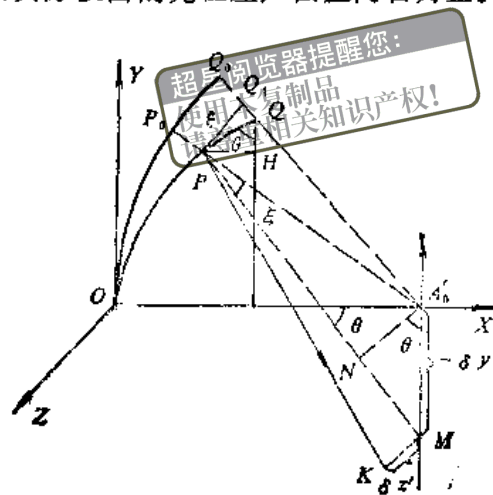


图2-40

$$\delta z' = -\frac{R}{n'} \frac{\partial W}{\partial Z} \quad (2-86)$$

公式(2-85)和(2-86)即为几何像差和波像差间的关系式。如果已经知道波像差函数 $W(Z, Y)$ ，只要对 Y, Z 求偏导数，即可求出对应的几何像差。由以上公式可以得到：

$$\frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{n'}{R} \delta z', \quad \frac{\partial W}{\partial Y} = -\frac{n'}{R} \delta y'$$

根据全微分等于偏微分之和的关系：

$$dW = \frac{\partial W}{\partial Z} dZ + \frac{\partial W}{\partial Y} dY \quad (2-87)$$

将上面 $\frac{\partial W}{\partial Z}$ ， $\frac{\partial W}{\partial Y}$ 的公式代入上式得：

$$dW = -\frac{n'}{R} (\delta z' dZ + \delta y' dY) \quad (2-88)$$

如果我们已经知道了垂轴像差函数 $\delta z'(Y, Z)$ 和 $\delta y'(Y, Z)$ ，只要在 YOZ 坐标面内对公式(2-88)进行积分，即可求得波像差 W 。例如，为了求图2-41上 $P(Y, Z)$ 点的波像差，我们首先沿 Z 轴由 O 点积分至 $P_z(0, Z)$ ，然后由 P_z 沿着 Y 轴方向积分至 $P(Y, Z)$ 。这样求出 $P(Y, Z)$ 的波像差 $W(Y, Z)$ 的公式如下：

$$W(Y, Z) = -\frac{n'}{R} \left[\int_0^Z \delta z'(0, Z) dZ + \int_0^Y \delta y'(Y, Z) dY \right] + W(0, 0) \quad (2-89)$$

上式即为由几何像差求波像差的公式，式中 $W(0, 0)$ 为坐标原点的波像差，通常都是使理想波面和实际波面在 O 点重合，这时 $W(0, 0) = 0$ 。

下面我们导出初级波像差普遍式，并根据它讨论初级波像差对应的波面几何形状。

二、初级波像差普遍式和各种初级波像差对应的几何形状

上面我们导出了波像差和几何像差的关系式：

$$W(Y, Z) = -\frac{n'}{R} \left[\int_0^Z \delta z'(0, Z) dZ + \int_0^Y \delta y'(Y, Z) dY \right] + W(0, 0)$$

由初级几何像差的普遍式(2-7)得：

$$\delta z' = A_1(Y^2 + Z^2)Z + A_2 y'(2YZ) + (A_3 + A_4) y'^2 Z$$

$$\delta y' = A_1(Y^2 + Z^2)Y + A_2 y'(3Y^2 + Z^2) + (3A_3 + A_4) y'^2 Y + A_5 y'^3$$

求得 $\delta z'(0, Z)$ 和 $\delta y'(Y, Z)$ 代入公式(2-89)，并假定 $W(0, 0) = 0$ ，同时由于坐标 Y, Z 位在最后一个折射球面上，所以 $R = l'$ ，得到初级波像差普遍式如下：

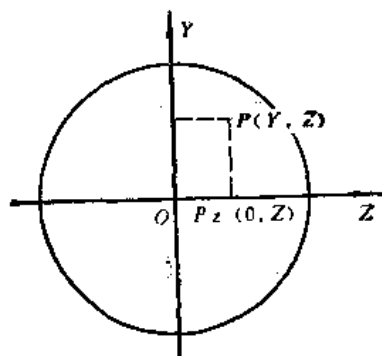


图2-41

$$W(Y, Z) = -\frac{n'}{l'} \left[\frac{1}{4} A_1 (Y^2 + Z^2)^2 + A_2 y' (Y^2 + Z^2) Y + \frac{1}{2} A_3 y'^2 (3Y^2 + Z^2) + \frac{1}{2} A_4 y'^2 (Y^2 + Z^2) + A_5 y'^3 Y \right] \quad (2-90)$$

式内 A_1, \dots, A_5 每个系数对应的波像差和几何像差一样称为球差、慧差、像散、场曲和畸变。下面我们就根据上式分别讨论各种波像差的几何形状。

(1) 球差：根据公式(2-90)球差的波像差公式为

$$W_1 = -\frac{n'}{4l'} A_1 (Y^2 + Z^2)^2 \quad (2-91)$$

图2-42(a)为光学系统存在球差时的波面变形，(b)为子午面内的波像差曲线和光束截面上的等波差线。

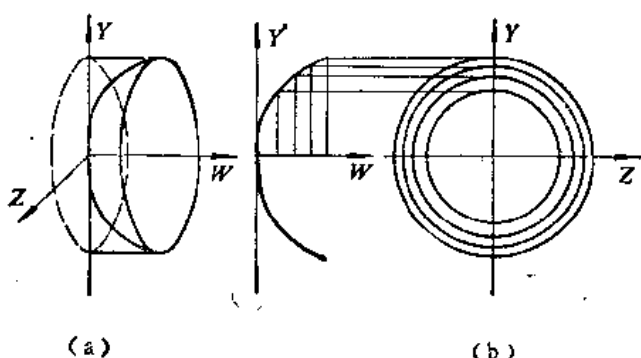


图2-42

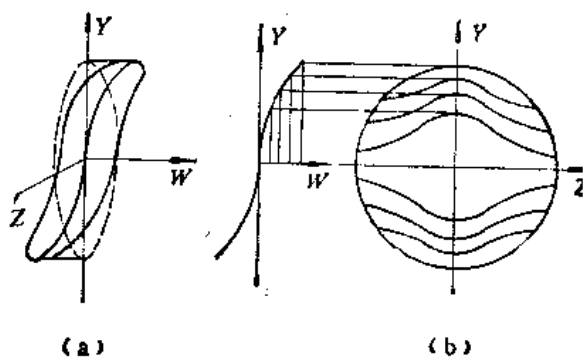


图2-43

(2) 慧差：慧差的波像差公式为

$$W_2 = -\frac{n'}{l'} A_2 y' (Y^2 + Z^2) Y \quad (2-92)$$

图2-43(a)为光学系统存在慧差时的波面变形，(b)为子午面内的波像差曲线和光束截面上的等波差线。

(3) 像散：像散的波像差公式为

$$W_3 = -\frac{n'}{2l'} A_3 y'^2 (3Y^2 + Z^2) \quad (2-93)$$

图2-44(a)为光学系统存在像散时的波面变形，(b)为子午面内的波像差曲线和光束截面上的等波差线。

(4) 场曲：场曲的波像差公式为

$$W_4 = -\frac{n'}{2l'} A_4 y'^2 (Y^2 + Z^2) \quad (2-94)$$

图2-45(a)为光学系统存在场曲时的波面变形，(b)为子午面内的波像差曲线和光束截面上的等波差线。

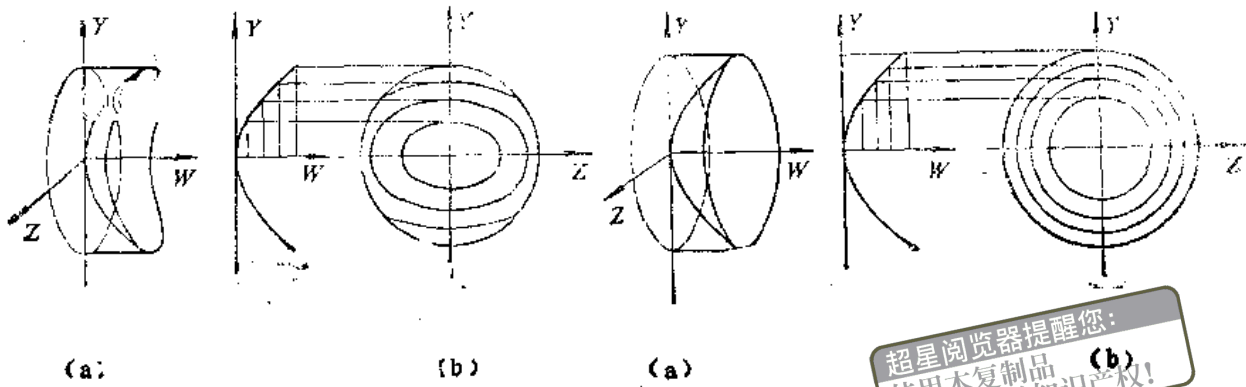


图2-44

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

图2-45

(5) 畸变：畸变的波像差公式为

$$W_s = -\frac{n'}{l'} A_s y'^2 Y \quad (2-95)$$

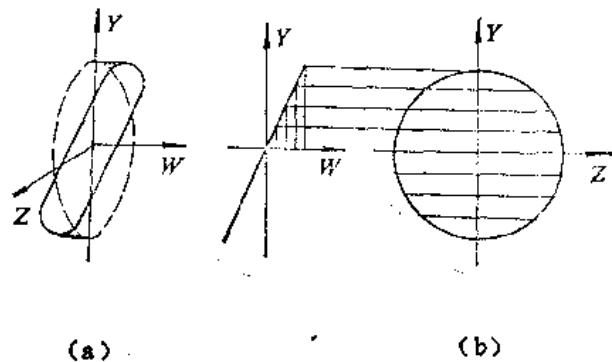


图2-46

图2-46 (a) 为光学系统存在畸变时的波面变形，(b) 为子午面内的波像差曲线和光束截面上的等波差线。

和几何像差相似，我们通常用子午面内最大的波像差数值作为衡量波像差大小的指标。为此下面我们导出初级几何像差和最大波像差之间的直接换算公式。

三、初级几何像差和最大波像差之间的直接换算公式

首先看球差，把 $Z = 0$ ， $Y = h$ 代入 (2-91) 式中，得到球差的子午波像差公式为：

$$W_1 = -\frac{n'}{l'} \frac{1}{4} A_1 h^4$$

根据公式 (2-10) 得： $A_1 = \delta L' / l'^2 h^2$

将 A_1 代入上式并用 u' 代替 $\frac{h}{l'}$ 得：

$$W_1 = -\frac{1}{4} n' u'^2 \delta L'$$

上式即为初级球差的几何像差和波像差之间的换算公式。

另外根据公式 (2-58) 可以得到：

$$W_1 = \frac{1}{8} S_1$$

对其它像差应用同样的方法可以得到类似的公式，我们直接把结果列出如下：

$$W_1 = -\frac{1}{4} n' u'^2 \delta L' = \frac{1}{8} S_I \quad (2-96)$$

$$W_2 = -n' u' K' = \frac{1}{2} S_{II} \quad (2-97)$$

$$W_3 = -\frac{3}{4} n' u'^2 x'_i = \frac{3}{4} S_{III} \quad (2-98)$$

$$W_4 = -\frac{1}{2} n' u'^2 x'_j = \frac{1}{4} S_{IV} \quad (2-99)$$

$$W_5 = -n' u' \Delta y'_s = \frac{1}{2} S_V \quad (2-100)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

由以上公式可以看到像差和数 $S_I \cdots S_V$ 实际上和波像差相当，它们之间只相差一个比例系数。因此前面§2-10中计算的实际上就是波像差。我们根据表2-1计算的结果可以求出该双胶合透镜组最大视场和最大孔径的初级波像差为：

$$W_1 = \frac{1}{8} S_I = \frac{1}{8} \times 0.0107 = 0.00134$$

$$W_2 = \frac{1}{2} S_{II} = \frac{1}{2} \times 0.0087 = 0.0044$$

$$W_3 = \frac{3}{4} S_{III} = \frac{3}{4} \times 0.023 = 0.021$$

$$W_4 = \frac{1}{4} S_{IV} = \frac{1}{4} \times 0.0201 = 0.00503$$

$$W_5 = \frac{1}{2} S_V = \frac{1}{2} \times 0.0006 = 0.0003$$

边缘视场子午波前在孔径边缘的初级波像差为：

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4 + W_5 = 0.03207$$

由各种波像差大小来看主要是像散、场曲和彗差这三种波像差。

§ 2-13 非球面的初级像差公式

在§2-10中我们导出了适合于计算机应用的初级像差公式，但是这些公式只能用于球面系统。这一节介绍非球面的初级像差公式。非球面的普遍方程式为：

$$X = \frac{cH^2}{1 + \sqrt{1 - Kc^2H^2}} + a_4 H^4 + a_6 H^6 + a_8 H^8 + a_{10} H^{10} + a_{12} H^{12}$$

上式右边第一项分子分母同乘 $(1 - \sqrt{1 - Kc^2H^2})$ 得到：

$$X = \frac{1}{Kc} (1 - \sqrt{1 - Kc^2 H^2}) + a_1 H^4 + \dots$$

将 $\sqrt{1 - Kc^2 H^2}$ 用级数展开, 对初级像差来说只须取到 H^4 即可, 简化后得到:

$$X = \frac{c}{2} H^2 + \frac{c^3}{8} K H^4 + a_1 H^4 \quad (2-101)$$

H^4 以上的非球面项同样可略去。对球面来说, $K = 1$, $a_1 = 0$, 代入上式得到:

$$X = \frac{c}{2} H^2 + \frac{c^3}{8} H^4 \quad (2-102)$$

前面我们已经求得球面的初级像差公式, 为求出非球面的初级像差公式, 只要求出非球面和球面初级像差之差即可。

我们首先看球差, 假定非球面和球面之间 X 值的差为 ΔX , 如图 2-47 所示。将球面改成非球面以后相应的光程变化量等于 $(n' - n) \Delta X$, 它也就是波差变化量

$$\Delta W = \Delta n \Delta X$$

由公式 (2-101)、(2-102) 两式相减得:

$$\Delta X = -\frac{c^3 H^4}{8} (1 - K) + a_1 H^4$$

把以上公式中的 H 用近轴公式中的 h 代替得到:

$$\Delta X = -\frac{h^4 c^3}{8} (1 - K) + a_1 h^4$$

将 ΔX 代入 ΔW 的公式得:

$$\Delta W = -\frac{h^4 c^3}{8} \Delta n (1 - K) + a_1 h^4 \Delta n$$

根据波像差和像差和数的关系公式 (2-96)

$$W_1 = \frac{1}{8} S_1; \quad \Delta W = \frac{1}{8} \Delta S_1$$

得到:

$$\Delta S_1 = 8 \Delta W = -h^4 c^3 \Delta n (1 - K) + 8 a_1 h^4 \Delta n$$

如果非球面的像差和数用 S_1^* 表示, 则:

$$\begin{aligned} S_1^* &= S_1 + \Delta S_1 = hP - h[h^3 c^3 \Delta n (1 - K) + 8 a_1 h^3 \Delta n] \\ &= h[P - h^3 c^3 \Delta n (1 - K) + 8 a_1 h^3 \Delta n] \end{aligned}$$

相应的非球面的 P 用 P^* 表示, 得:

$$\begin{aligned} P^* &= P - h^3 c^3 \Delta n (1 - K) + 8 a_1 h^3 \Delta n = n^2 (hc - u)^2 \Delta \frac{u}{n} \\ &\quad - h^3 c^3 \Delta n (1 - K) + 8 a_1 h^3 \Delta n \end{aligned}$$

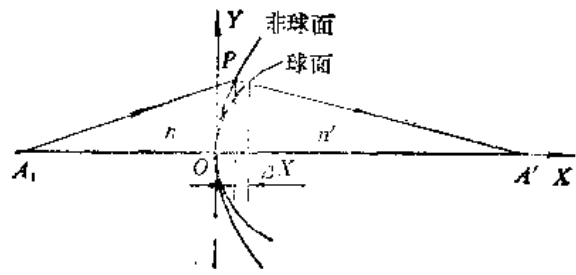


图 2-47

上面我们根据第一像差和数求得了非球面的 P^* 和球面的 P 之间的关系。只要把前面公式(2-69) ~ (2-75) 中的 P 用

$$P = n^2 (hc - u)^2 \Delta \frac{u}{n} - h^2 c^2 \Delta n (1 - K) + 8a_1 h^4 \Delta n \quad (2-103)$$

代替, 则公式(2-69) ~ (2-75) 就变成了非球面的初级像差公式, 公式中的 W 没有变化, 因为 JW 对应 h 的三次方项, 但在展开式中没出现 h^3 项, 因此对球面和非球面来说 W 没有差别。

§ 2-14 像差的级数表示式

上面我们比较全面地讨论了初级像差理论, 下面将简单地讨论一些和实际设计工作密切相关的高级像差问题。和初级像差理论一样, 高级像差理论的内容可以分成两部分: 第一部分讨论高级像差和像高、孔径的关系等问题; 第二部分是高级像差的计算以及它和结构参数的关系。我们这里只准备简略地讨论一下第一部分的问题, 有关高级像差的计算我们不讨论, 这是因为: 一方面高级像差公式本身比较复杂, 计算一个系统的高级像差和计算实际像差所花的时间差不多; 另一方面因为各个折射面上的高级像差并不象初级像差那样是彼此独立的。因此当计算出高级像差在各个面上的分布值以后, 如果发现某一个折射面上高级像差大, 不一定改动这一个折射面就能把高级像差减小, 而可能要改变它前面的折射面才能使它的高级像差减小。另外高级像差和初级像差同是由三角函数级数展开式中的高次幂引起的, 所以一般来说, 初级像差大的折射面高级像差也一定大, 因此通过初级像差的计算也就能在一定程度上了解高级像差的分布情况。基于上述理由, 高级像差的计算没有被广泛采用。下面我们就开始讨论有关高级像差的问题。

前面我们已经得到了初级像差普遍式, 它是光束口径 h 和像高 y' 的三次齐次式, 因此初级像差也称为三级像差。同样对于和 h 、 y' 的五次、七次幂等成比例的像差, 则可相应地称为五级像差和七级像差等等。它们统称为高级像差。这里我们只限于讨论五级像差, 因为在大多数光学系统中三级和五级像差就足以代表系统的像差性质。同时也不象讨论三级像差那样首先导出三级像差的普遍式, 然后根据普遍式来讨论各种像差的性质, 而是按照像差的类别, 个别地讨论每一类像差的高级像差和 h 、 y' 的关系, 而且着重于讨论那些在今后设计工作中经常遇到的高级像差。这一节首先讨论五级像差的一般形式。

(1) 球差: 轴外物点的球差用 $X_T' - x_i'$ 和 $X_S' - x_i'$ 表示, 分别称为子午球差和弧矢球差。对初级球差来说, 整个像面上各点的球差相同, 它和孔径 h 的平方成比例。

$$X_T' - x_i' = X_S' - x_i' = \delta L' = a_1 h^2$$

实际光学系统中, 球差不仅随孔径 h 的改变而改变, 而且整个像面上球差也不相同, 因此球差实际上是 h 和 y' 的函数。如果我们把它表示成 h 和 y' 的幂级数, 根据 X_T' 的定义, $+h$ 和 $-h$ 的子午光线对具有相同的 X_T' , 因此在 $(X_T' - x_i')$ 的级数表示式中只应该出现 h 的偶次项, 即 h^2, h^4, h^6, \dots 等; 由于共轴系统的对称性, $+y'$ 和 $-y'$ 的像点必然具有相同的 X_T' , 因此在 $X_T' - x_i'$ 的幂级数表示式中, 也应该只出现 y' 的偶次项, 即 y'^2, y'^4, \dots 等。

在三级像差中垂轴球差和 h^3 成比例, 而轴向球差和 h^2 成比例, 同理在五级像差中, 轴向球差应该和 h 、 y' 的四次方相对应, 因此三级和五级轴向球差的表示式应为:

$$\delta L_T' = X_T' - x_i' = a_1 h^2 + b_1 h^4 + c_1 y'^4 h^2 \quad (2-104)$$

$$\delta L'_s = X'_s - x'_i = a_1 h^2 + b_1 h^4 + d_1 y'^2 h^2 \quad (2-105)$$

公式中第一项为初级球差，第二项为五级孔径高级球差，由于我们这里只考虑到 h 、 y' 的四次方，因此简称为孔径高级球差；第三项称为视场高级球差，在一般情况下， $c_1 \neq d_1$ ，即子午球差和弧矢球差并不一定相等，对初级球差来说，子午球差和弧矢球差必然是相等的。公式中前两项和 y' 无关，称为轴上球差，用 $\delta L'$ 表示：

$$\delta L' = a_1 h^2 + b_1 h^4 \quad (2-106)$$

公式 (2-104) 中第三项称为子午视场高级球差，用 $\delta L'_{T_y}$ 表示，公式 (2-105) 中的第三项则称为弧矢视场高级球差，用 $\delta L'_{S_y}$ 表示：

$$\delta L'_{T_y} = (X'_T - x'_i) - \delta L' = c_1 y'^2 h^2 \quad (2-107)$$

$$\delta L'_{S_y} = (X'_S - x'_i) - \delta L' = d_1 y'^2 h^2 \quad (2-108)$$

拿第一章中计算的例子来说，它的第二项即孔径高级球差，在前面 §2-10 已经计算过，等于 0.35，它的子午视场高级球差和弧矢视场高级球差，由表 1-12、表 1-13 和表 1-14 分别查出的数据求得：

$$\delta L'_T = X'_T - x'_i = 0.032$$

$$\delta L'_S = X'_S - x'_i = 0.0029$$

$$\delta L' = 0.01$$

$$\delta L'_{T_y} = (X'_T - x'_i) - \delta L' = 0.032 - 0.01 = 0.022$$

$$\delta L'_{S_y} = (X'_S - x'_i) - \delta L' = 0.0029 - 0.01 = -0.0071$$

由上面的结果可以看到子午视场高级球差和弧矢视场高级球差并不相等。但在这个例子中二者都是比较小的，主要是存在孔径高级球差，这是因为上述例子中视场角比较小的缘故。在一些视场角比较大的光学系统中，例如照相物镜，视场高级球差往往成为最主要的高级像差之一。

(2) 彗差：根据彗差 K'_T 和 K'_S 的定义， $+h$ 和 $-h$ 的子午光线对和弧矢光线对各具有相同的彗差，因此，在它们的幂级数表示式中，只能出现 h 的偶次方。另外，根据系统的对称性， $+y'$ 和 $-y'$ 对应的彗差符号相反，因此，它们的三级和五级像差应和 h 、 y' 的三次方和五次方对应。因此， K'_T 和 K'_S 的级数表示式应为：

$$K'_T = 3A_2 y' / h^2 + B_2 y' / h^4 + C_2 y'^3 / h^2 \quad (2-109)$$

$$K'_S = A_2 y' / h^2 + D_2 y' / h^4 + E_2 y'^3 / h^2$$

以上公式中第一项为初级彗差，第二项为孔径高级彗差，第三项称为视场高级彗差。

以双胶合物镜为例，§2-10 已计算出初级弧矢彗差为 -0.0347 ；§2-4 中已经由正弦差所求出的弧矢彗差为 -0.043 ，该值已经包含了初级彗差和孔径高级彗差；实际弧矢光线计算所求得的彗差由表 1-10 查得为 -0.0446 。由以上数据求得：

$$\text{弧矢孔径高级彗差} = -0.043 - (-0.0347) = -0.0083$$

$$\text{弧矢视场高级彗差} = -0.0446 - (-0.043) = -0.0016$$

因此主要是存在孔径高级彗差。

(3) 细光束子午和弧矢场曲：细光束子午和弧矢场曲 x'_i 和 x'_s 表示主光线周围细光束的焦点位置，因此显然和光束孔径无关，而只和像高 y' 有关。由于共轴系统的对称性， $+y'$ 和 $-y'$ 具有相同的 x'_i 和 x'_s ，因此在它们的幂级数表示式中只应出现 y' 的偶次方，这样得到

子午和弧矢场曲的级数表示式如下:

$$x'_1 = a_3 y'^2 + b_3 y'^4 \quad (2-110)$$

$$x'_2 = a_4 y'^2 + b_4 y'^4 \quad (2-111)$$

以上公式中第一项为初级子午场曲和初级弧矢场曲, 根据公式 (2-24) 和 (2-25) 有:

$$a_3 = (3A_3 + A_4)l'; \quad a_4 = (A_3 + A_4)l' \quad (2-112)$$

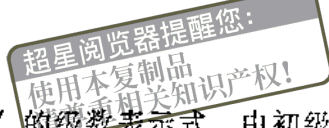
上式中第二项 $b_3 y'^4$ 与 $b_4 y'^4$ 为五级子午场曲和五级弧矢场曲。

(4) 畸变: 畸变只和 y' 有关, 当像高 y' 改变符号时, 畸变的符号也跟着改变, 因此它的级数表示式中只能出现 y' 的奇次项, 由此得到:

$$\delta y'_z = A_5 y'^3 + B_5 y'^5 \quad (2-113)$$

公式中第一项为初级畸变, 第二项为高级畸变。

以上即为五种单色像差的初级和五级像差对 h 、 y' 的级数表示式。由初级像差表示式 (2-17) 可以看到, 对初级像差来说, 各类子午像差等于零时, 弧矢像差也必然等于零, 但对五级像差来说就不再是这样, 子午像差为零时, 弧矢像差不一定等于零。在过去手工计算时期, 由于弧矢光线计算比较困难, 因此在光学系统设计过程中, 一般主要考虑子午像差, 对弧矢光束只计算它的细光束弧矢场曲, 而不计算它的宽光束像差。只是到一定的阶段才进行验算, 对它的校正问题很少考虑。目前由于采用了电子计算机计算像差, 有可能在设计过程中考虑弧矢像差的校正问题, 但是由于长期以来的习惯, 对弧矢像差的校正普遍不够重视。



§ 2-15 像差平衡

对一个理想的光学系统, 像差级数表示式中的每个系数, 应分别等于零, 这样才能保证物平面上的每个物点都对应一个理想像点, 并且物像相似。实际光学系统中, 一般都不可能做到, 通常只能把高级像差降低到一定限度以内, 然后改变初级像差的符号和数量, 把初级像差和高级像差很好的配合, 使系统达到尽可能好的成像质量; 有时甚至五种初级像差中也有某些像差无法校正, 也可以用其它像差进行适当弥补, 所有这些通常称为像差平衡。用那一种初级像差和那一种高级像差配合, 它们数量上应符合什么关系, 即采取什么样的像差平衡方案, 是光学系统设计中十分重要的问题。它是由很多因素决定的, 其中主要的是仪器的使用要求, 系统高级像差的大小, 以及校正像差的可能性等等。如何确定最合理的像差平衡方案是一个比较复杂的问题, 在今后各种类型光学系统的设计中还会谈到。这里我们将讨论一些常见的像差平衡方式。

(1) 球差的平衡: 根据公式 (2-104)、(2-105), 五级球差包括两项, 一项是孔径高级球差, 另一项是视场高级球差, 下面分别讨论它们的平衡方式。

1. 孔径高级球差的平衡 轴上点的球差只包括初级球差和孔径高级球差两项, 因此孔径高级球差的平衡也就是轴上点像差的平衡问题, 根据轴上点的球差公式 (2-105) 得:

$$\delta L' = a_1 h^2 + b_1 h^4$$

公式中包括两项, 第一项是初级球差, 第二项是五级球差。理想的情形是使 $a_1 = b_1 = 0$, 这样整个孔径内的所有光线都没有球差, 大多数光学系统是不可能达到的, 实际上也没有必要, 因为在一定的使用条件下, 只要把像差减小到一定限度, 就不影响使用效果了。通常是将高级像差降低到某种程度, 然后利用初级像差和高级像差进行平衡。最常用的平衡方式是

使边缘球差 $\delta L'_e$ 等于零。即：

$$\delta L'_e = a_1 h_m^2 + b_1 h_m^4 = 0$$

公式中 h_m 表示最大的光束口径，由上式得到：

$$a_1 = -b_1 h_m^2$$

将 a_1 代入 $\delta L'_e$ 公式，得到边缘球差为零时的剩余球差公式如下：

$$\delta L'_{e,0} = -b_1 h^2 h_m^2 + b_1 h^4$$

下面我们求剩余球差的极大值，将上式对 h 求导数并令导数等于零

$$\frac{d\delta L'_{e,0}}{dh} = -2b_1 h^2 h_m^2 + 4b_1 h^3 = 0$$

由上式求解 h ，即为对应剩余球差为极值的光束口径，得到：

$$h^2 = \frac{1}{2} h_m^2 \quad \text{或者} \quad h = \pm 0.7071 h_m$$

由此可知，如果只考虑到五级球差，当边缘球差为零时，在 $0.7071 h_m$ 处剩余球差达到极大值，如图2-48所示。

将 $h^2 = h_m^2/2$ 代入 $\delta L'_{e,0}$ 公式，得到剩余球差的极大值：

$$\delta L'_{e,0} = -\frac{1}{2} b_1 h_m^4 + \frac{1}{4} b_1 h_m^4 = -\frac{1}{4} b_1 h_m^4 \quad (2-114)$$

由此可知最大的剩余球差 $\delta L'_{e,0}$ 的绝对值等于高级球差的 $\frac{1}{4}$ ，剩余球差大小完全由高级球差的大小决定。

在第一章中的双胶物镜基本上就属于上面这种情况，边缘球差为0.01，近似等于零，不同孔径的剩余球差由表1-4可以看到0.7071口径处为最大，等于0.089。根据剩余球差和高级球差的关系公式(2-114)，孔径高级球差为：

$$b_1 h_m^4 = -4\delta L'_{e,0} = -4 \times (-0.089) = 0.356$$

前面§2-10中实际计算的结果为0.35，二者几乎完全一致，因此用五级像差完全能够说明该物镜的高级像差性质了。

把边缘球差校正到零，这是最常见的轴上球差平衡方案。当系统高级球差较小时，也采取边缘球差略有一点负值（欠校正），如图2-49(a)所示。另外在一些大口径的照相物镜

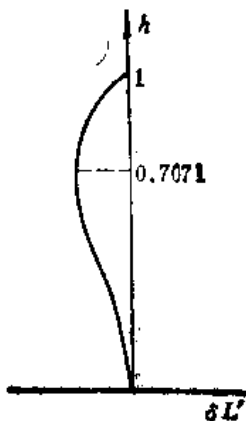


图2-48

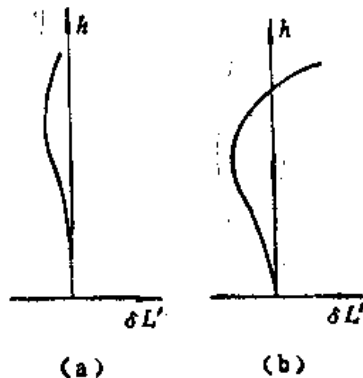


图2-49

中，由于高级球差比较大，同时最大光圈使用较少，所以把球差校正为边缘略有负值（过校正）如图2-49（b）所示，以提高中等光圈的成像质量。总之采取什么样的像差平衡方案须要根据仪器的具体情况来决定。

上面只考虑轴上点本身初级球差和孔径高级球差的平衡问题，这种情况适用于视场角比较小，视场高级球差可以忽略的情形，对于视场高级球差比较大的情形，轴上球差的校正状态还必须考虑整个视场内球差的平衡问题，这将在下面讨论。

2. 视场高级球差的平衡 视场高级球差是很多大视场光学系统中经常出现的一种高级像差，根据公式（2-107）、（2-108），它和像高平方成比例，当存在视场高级球差时，轴上像点球差校正以后，随着像高的增加轴外像点球差出现欠校正或过校正。平衡视场高级球差的方式一般有两种：

第一种方案：用轴上初级球差来平衡视场高级球差。它不校正轴上球差，而使轴上球差和视场边缘球差反号，在某一视场时球差为零，整个像面上球差的分布如图2-50所示。

如果我们使视场中心和边缘的球差大小相等符号相反，这时最大球差为视场高级球差的1/2。由于视场高级球差和像高的平方成比例，因此在 $y' = y'_m / \sqrt{2} = 0.7071 y'_m$ 处球差为零。一般视场中心的质量要求较高，所以通常平衡到轴上球差比视场边缘的球差小一些。

上述这种平衡方案一般很少采用，因为绝大多数光学系统总是要求优先保证视场中心的成像质量，轴上球差必须校正，只是在少数小孔径特广角物镜中球差比较小可以不校正，才采用这种像差平衡方案。

第二种方案：利用细光束子午和弧矢场曲平衡视场高级球差。我们以子午视场高级球差为例说明。如图2-51（a）所示， t 为细光束子午场曲曲线， T 为宽光束子午场曲曲线，二者之间的距离即为轴外球差（ $X'_T - x'_t$ ）。由于轴上点已经校正球差（ $\delta L'_T = 0$ ），因此（ $X'_T - x'_t$ ）就等于子午视场高级球差 $\delta L'_{T_y}$ 。我们使轴外像点宽光束和细光束焦点分别位在理想像面的两侧，而使理想像面恰好处在球差对应的最小弥散圆位置。上述效果从子午垂轴像差曲线上可以看得很明显，图2-51（b）为细光束子午场曲 $x'_t = 0$ 时系统具有正的轴外球差时的子午垂轴像差曲线。如果轴外球差不变，使 x'_t 为负值，如图2-51（a）所示，对应的垂轴像差曲线如图2-51（c）所示，这时理想像面上的弥散范围显然缩小了，因此成像质量比图2-51

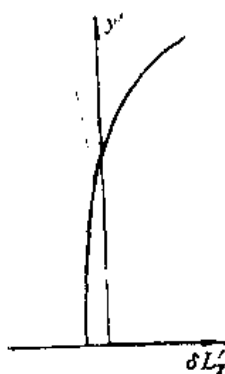


图2-50

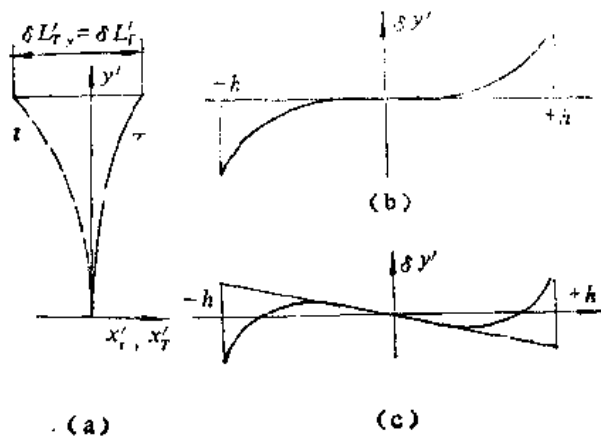


图2-51

(P) 有所提高, 虽然它们的子午视场高级球差是相同的, 只是 x' 不同。从这里可以清楚地看出像差平衡的作用。对弧矢视场高级球差 $\delta L'_s$, 也可以采用细光束弧矢场曲 x' 作类似的平衡。上述这种平衡方式是很多大孔径大视场的光学系统中经常采用的。

(2) 彗差的平衡: 根据公式 (2-109) 子午彗差的级数表示式为:

$$K'_T = 3A_2 y' h^2 + B_2 y' h^4 + C_2 y'^3 h^2 \quad (2-109)$$

$$K'_S = A_2 y' h^2 + D_2 y' h^4 + E_2 y'^3 h^2$$

和球差相似, 彗差的高级像差同样包括孔径高级彗差和视场高级彗差两项, 下面分别讨论它们的平衡方法。

1. 孔径高级彗差的平衡: 以子午彗差为例, 由公式 (2-109) 看到孔径高级彗差及初级彗差和 h 之间的关系, 同轴上球差和 h 的关系完全相似, 因此它们的平衡方式也是相似的, 如果我们使孔径边缘的彗差为零, 则 $0.7071h_m$ 处为剩余彗差的最大值, 如图 2-52 中曲线 a 所示。一般我们不使边缘彗差为零, 而平衡成图 2-52 中曲线 b 的形式, 这时虽然光线的弥散范围增大了, 但由于整个孔径内大部分光线比较集中, 因此成像质量反而比较好, 特别是一些经常在小孔径或中间孔径下使用的照相物镜, 更应该把曲线平衡成曲线 b 的形式。

上面只考虑了初级彗差和孔径高级彗差的平衡问题, 这种情况适用于视场角比较小, 视场高级彗差可以忽略的情形。对于视场高级彗差比较大, 而孔径比较小, 孔径高级彗差可以忽略的情形将在下面讨论。

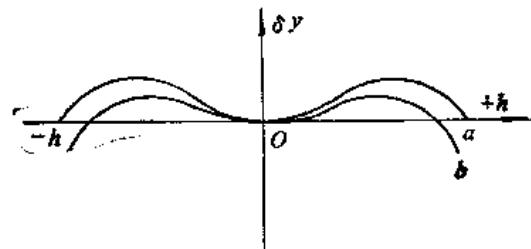


图 2-52

2. 视场高级彗差的平衡 根据公式

(2-109), 当系统视场比较大, 孔径比较小, 只考虑视场高级彗差和初级彗差时, 子午彗差 K'_T 的公式变为:

$$K'_T = 3A_2 y' h^2 + C_2 y'^3 h^2$$

如果我们用初级彗差和视场高级彗差平衡, 使边缘视场彗差等于零, 即

$$K'_{T_m} = 3A_2 y'_m h^2 + C_2 y'^3_m h^2 = 0$$

则得到要求的初级彗差系数 A_2 和视场高级彗差之间的关系如下:

$$3A_2 = -C_2 y'^2_m$$

将以上关系代入前面的 K'_T 公式, 得到边缘彗差为零时的剩余彗差公式如下:

$$K'_{T_{y=0}} = -C_2 y'^2_m y' h^2 + C_2 y'^3 h^2 \quad (2-115)$$

将上式对 y' 求导数, 并求导数等于零的 y' 值, 这就是剩余彗差为极值时所对应的像高。

$$\frac{dK'_{T_{y=0}}}{dy'} = -C_2 y'^2_m h^2 + 3C_2 y'^2 h^2 = 0$$

由上式求得:

$$y'^2 = \frac{1}{3} y'^2_m$$

或者

$$y' = \frac{1}{\sqrt{3}} y'_m \approx 0.58 y'_m \quad (2-116)$$

将以上 y' 代入 $K'_{T,y}$ 公式, 得到剩余彗差的最大值为:

$$K'_{T,y} = -0.4C_3 y'_m{}^3 h^2 \quad (2-117)$$

根据以上结果可以知道, 如果我们用初级彗差来平衡视场高级彗差, 使视场边缘彗差等于零, 则在 $0.58y'_m$ 处剩余彗差为最大, 并且大约等于视场高级彗差的0.4倍, 如图2-53(a)所示。和球差一样, 剩余彗差的大小同样完全由高级彗差决定。

为了减小剩余彗差的数值, 一般我们不把最大视场的彗差校正为零, 而使某一中间视场的彗差为零, 在整个视场内彗差变号, 如图2-53(b)所示。如果使边缘视场彗差和中间视场的最大剩余彗差大小相等符号相反, 则整个视场内的剩余彗差最小, 这时在 $0.806y'_m$ 处彗差为零。为了改善中间视场的成像质量, 一般使边缘视场的彗差大一些, 大约在0.7视场校正彗差, 这样, 可以使中央的大部分像面上的质量提高, 视场边缘的像质相对下降, 一般来说是允许的。

(3) 细光束子午和弧矢场曲的平衡: 根据§2-7场曲和光学系统结构关系的讨论可知, 要校正场曲(A_4), 必然会使系统的结构复杂化。光学系统根据它能否校正初级场曲可分成两大类, 这两类光学系统对细光束像散和场曲的平衡方式有很大差别。另外在前面讨论视场高级球差的平衡时说过, 在子午或弧矢视场高级球差较大而无法校正时, 要求用细光束场曲加以平衡。所以子午和弧矢场曲的平衡问题是比较复杂的。下面我们讨论几种比较常见的情况。

1. 系统不校正初级场曲, 要求用初级像散来平衡初级场曲, 但不考虑和视场高级球差的平衡 例如大部分望远镜、显微镜的物镜和目镜之间总的像差平衡就是这种情况。

根据公式(2-24)和(2-25):

$$x'_i = (3A_3 + A_4) l' y'^2, \quad x'_s = (A_3 + A_4) l' y'^2$$

由于 A_4 不能校正, 因此我们不可能使 x'_i 和 x'_s 同时为零, 如果让系统校正像散($A_3 = 0$), 则:

$$x'_i = x'_s = x' = x'_p = A_4 l' y'^2$$

如图2-54(a)所示。如果 x'_p 比较大, 在理想像平面上并不能得到一个清晰的像面。

如果我们用像散来平衡场曲, 使 $x'_i = 0$, 如图2-54(b)所示, 则有:

$$x'_i = (3A_3 + A_4) l' y'^2 = 0$$

即

$$A_3 = -\frac{1}{3} A_4$$

此时

$$x'_i = 0; \quad x'_s = \frac{2}{3} x'_p; \quad x' = \frac{1}{3} x'_p$$

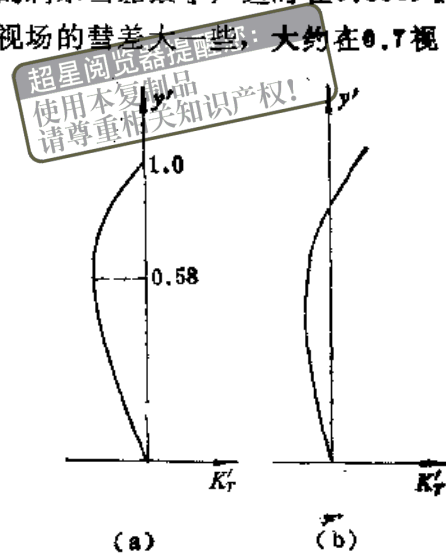


图2-53

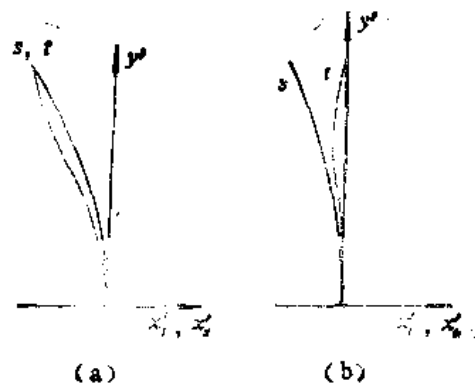


图2-54

和前面校正像散的情形相比较， x'_1 、 x'_2 和 x' 都大大减小了，从而使理想像面上的成像质量得到提高。

2. 系统能校正初级场曲，视场高级球差不大而高级子午和弧矢场曲较大，要求用初级子午和弧矢场曲来平衡对应的高级场曲 根据公式 (2-110) 和 (2-111)：

$$x'_1 = a_3 y'^2 + b_3 y'^4; \quad x'_2 = a_4 y'^2 + b_4 y'^4$$

细光束子午和弧矢场曲与像高 y' 的关系，和轴上球差与 h 的关系相同。由于视场边缘的成像质量允许比中心降低，所以通常不把子午和弧矢场曲平衡到边缘视场为零，如图2-55

(.) 所示，而使边缘和中间视场反号，如图2-55 (b) 所示。

3. 利用细光束子午和弧矢场曲，平衡视场高级球差 这时细光束子午和弧矢场曲在整个视场内的平衡状态，应由视场高级球差的大小和符号来决定，这在前面已经讨论过了，这里不再重复。

(4) 畸变的平衡：由于畸变不影响成像清晰，而只使像发生变形，而人眼对小量变形根本不能发觉，因此在一般光学系统中畸变都不完全校正，更不考虑初级像差和高级像差之间的良好平衡。但是在某些特殊用途的仪器中，例如精密测量用的投影物镜，精密复制照相机的物镜，以及用于测绘地形的舰空照相物镜，在这些仪器中，由于畸变直接引起测量误差，因此要求非常严格，通常要求整个像面上最大的畸变量小于百分之几甚至千分之几毫米。在整个像面上初级和高级的畸变必须很好平衡，才能满足要求。根据公式 (2-113)，畸变的级数表示式为：

$$\delta y'_z = A_6 y'^3 + B_6 y'^5$$

当利用初级畸变来平衡高级畸变时，我们并不是使整个像面上剩余畸变最小，如图2-56 (a) 所示，而是使畸变曲线尽可能和一条直线接近，如图2-56 (b) 所示。它和某一条通过原点的直线的差才是实际的畸变值。欲使整个视场内实际的剩余畸变最小，就要求上下两个极值 $\delta y'_{z1}$ 和 $\delta y'_{z2}$ ，以及边缘的 $\delta y'_{z3}$ 大小相等符号相反。

上述平衡方式如果从畸变的公式来看，相当于在公式 (2-113) 中加入了一个 y' 的一次方项，也就相当于我们计算光学系统的放大率时，比理想的放大率取大一些或者小一些，也就是把某一视场的实际像高和物高之比作为系统的实际放大率进行计算。

前面我们分别地讨论了各种高级像差的平衡问题，对于一些视场和孔径都比较大的系

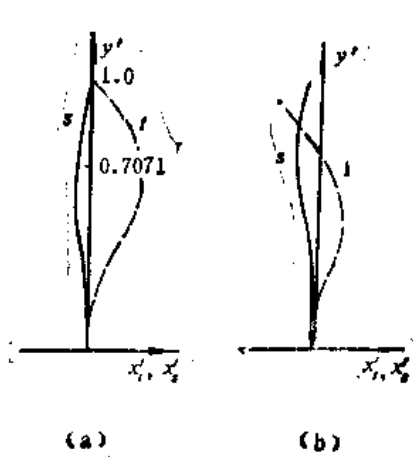


图2-55

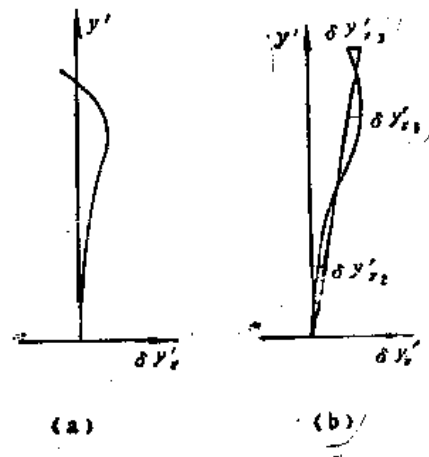


图2-56

统, 几种高级像差同时存在, 须要用初级像差来平衡, 在这样的情况下, 就必须综合考虑各种像差, 确定最合理的像差平衡方案。常用的方法是根据系统的像差曲线进行分析, 因为像差曲线具有全面和直观的特点。

在考虑多种像差的综合平衡时, 主要根据不同视场的垂轴像差曲线, 因为它直接反映了整个像面上不同视场成像光束的弥散情况。从几何像差的角度来说, 像差平衡的目的就是在一定的高级像差条件下, 利用各种初级像差的改变, 使整个视场内各像点的弥散范围最小。在考虑像差平衡问题时, 必须知道各种初级像差随孔径和视场的变化规律, 这样才能知道当改变某一视场一定孔径范围内的某种像差时, 其他视场的像差如何变化, 从而确定对整个视场来说对像质是否有利, 以决定像差平衡的方向。这些问题我们将在后面的设计举例中, 结合具体例子来进一步加以说明。

§ 2-16 高级像差的数量估计

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

从上节的讨论中我们知道, 在能够校正初级像差的条件下, 光学系统最后的剩余像差完全由高级像差的大小决定, 因此需要在校正像差的过程中随时注意高级像差的数量和它的变化规律, 这对设计一个质量优良的光学系统来说是必须的。当我们估计一个光学系统高级像差的大小时, 必须首先使各种初级像差达到初步校正, 如果系统的初级像差数量很大, 这时的高级像差数量不能完全说明该系统平衡以后的高级像差的大小, 因为在校正大量的初级像差过程中, 必然会引起高级像差的变化。所以当我们研究一个光学系统的高级像差特性时, 总是在初步校正初级像差的前提下, 来看高级像差的变化规律。

这里我们将介绍一种根据实际像差计算的结果, 近似地估计高级像差数量的方法, 这种方法虽然只是近似的, 但是它只须要进行少量的计算, 因此在实际设计过程中应用比较方便。

一、球 差

高级球差包括两项, 一项为孔径高级球差, 另一项为视场高级球差, 我们首先以孔径高级球差为例给予说明。

(1) 孔径高级球差: 根据轴上点的球差公式 (2-106):

$$\delta L' = a_1 h^2 + b_1 h^4$$

其中包括两项, 第一项为初级球差, 第二项为孔径高级球差, 如果我们计算出两个不同孔径 h 的球差, 代入以上公式, 得到两个方程式, 就能够求解出三级和五级球差系数 a_1 , b_1 , 有了 a_1 , b_1 , 即可求得相应的高级球差, 但是这样仍然比较麻烦。在上节像差平衡中我们知道当边缘球差等于零时, $0.7071h_m$ 的剩余球差最大, 等于高级球差的四分之一, 因此我们可以直接用它来代表系统的高级球差。但是要把边缘球差完全校正到零也很困难。如果边缘球差数值比较小, 当改变系统的结构产生小量的球差变化时, 我们可以近似地认为小量的球差改变, 不会引起高级球差的变化, 只是改变初级球差, 这样我们就可以按照初级球差的规律, 使球差曲线由 a 位移到 b , 如图 2-57 所示。不同孔径 h 球差的变化量应该符合初级球差与 h^2 成比例的关系, 0.7071 孔径的球差变化量应该等于边缘球差变化量的一半。因此我们得到估计高级球差的公式如下:

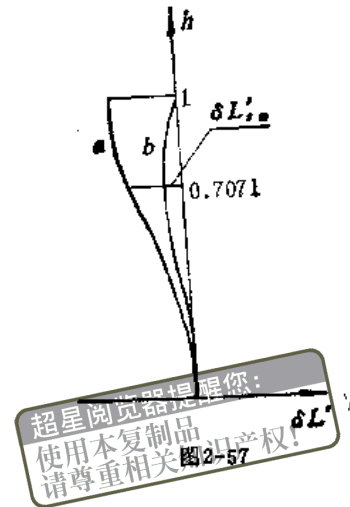
$$\delta L'_{s,a} = \delta L'_{s,0.7071} - \frac{\delta L'_m}{2} \quad (2-118)$$

上述公式只能在边缘球差较小时才能应用。前面说过，这也是估计一个系统高级球差的必要前提。这样，只要计算了边缘和0.7071孔径的球差，并且边缘球差数量不大，就可以用以上公式计算 $\delta L'_{s,a}$ ，作为系统孔径高级球差的指标。

(2) 视场高级球差：视场高级球差为轴外球差和轴上球差的差，根据(2-104)，(2-105)代入公式(2-107)和(2-108)得到：

$$\delta L'_{T,y} = \delta L'_T - \delta L' \quad (2-107)$$

$$\delta L'_{S,y} = \delta L'_S - \delta L' \quad (2-108)$$



二、彗 差

(1) 孔径高级彗差：由公式(2-106)和(2-109)可知，初级彗差、孔径高级彗差与 h 的关系和初级球差、孔径高级球差与 h 的关系完全一样。和孔径高级球差相同，我们也可以用边缘彗差等于零时，0.7071孔径处的最大剩余彗差作为系统孔径高级彗差大小的指标。如果孔径边缘彗差没有完全校正，同样可以采用按初级彗差规律移动像差曲线的办法求出对应边缘彗差等于零时的最大剩余彗差。和球差相似，可以得到以下公式：

$$K'_{T,a,h} = K'_{T,0.7071,h} - \frac{K'_{T,m}}{2} \quad (2-119)$$

(2) 视场高级彗差：根据前面§2-15中彗差平衡的讨论知道，当视场边缘彗差为零时，在0.58视场的剩余彗差最大，等于视场高级彗差的0.4倍，因此可以用它来表示视场高级彗差。但是考虑到尽可能减少光路计算工作量，我们仍然采用0.7071视场的剩余彗差来表示视场高级彗差，下面我们求二者之间的数量关系。根据剩余彗差的公式(2-115)：

$$K'_{T,a,y} = -C_2 y'_m{}^2 y' h^2 + C_1 y' h^3$$

将 $y' = 0.7071 y'_m$ 代入上式得：

$$K'_{T,a,y} = -0.35 C_2 y'_m{}^2 h^2 \quad (2-120)$$

0.7071 y'_m 处的剩余彗差为视场高级彗差的-0.35倍，它和0.58 y'_m 处的最大剩余彗差也很接近。我们就用它来代表视场高级彗差。

当视场边缘彗差不等于零时，同样可以按初级彗差规律，移动曲线使边缘彗差为零，求出对应的0.7071视场的剩余彗差值。由于初级彗差和 y' 成比例，因此得到：

$$K'_{T,a,y} = K'_{T,0.7071,y} - 0.7071 K'_{T,m} \quad (2-121)$$

以上讨论的是子午彗差，至于弧矢彗差，我们可以用0.7071孔径的剩余正弦差 SC'_a 来表示孔径高级彗差：

$$SC'_a = SC'_{0.7071,y} - \frac{1}{2} SC'_m \quad (2-122)$$

而用最大视场的实际弧矢彗差 $K'_{S,m}$ ，和由正弦差确定的最大视场的彗差之差来表示视场

高级彗差 $K'_{s,y}$

$$K'_{s,y} = K'_{s,m} - SC'_{s,y} \cdot y' \quad (2-123)$$

弧矢高级彗差一般比较小，所以在设计过程中用得不多，主要是子午高级彗差。

三、细光束子午和弧矢场曲

初级和高级的细光束场曲与像高 y' 的关系，与轴上点的初级和高级球差与 h 的关系完全一样。和孔径高级球差相似，我们用视场边缘子午或弧矢场曲 x'_i ， x'_s 等于零时，最大的剩余场曲 $x'_{i,m}$ 、 $x'_{s,m}$ 值作为它们高级量的指标。当视场边缘 x'_i 、 x'_s 不为零但数量不大时，按下列公式计算：

$$x'_{i,m} = x'_{i,0.7071} - \frac{1}{2} x'_{i,m} \quad (2-124)$$

$$x'_{s,m} = x'_{s,0.7071} - \frac{1}{2} x'_{s,m} \quad (2-125)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

四、畸 变

为了估计高级畸变的数值，我们用边缘畸变等于零时，0.7071像高的剩余畸变数值作为系统高级畸变大小的指标。当然0.7071像高的剩余畸变并不等于最大的剩余畸变，而且前面已经说过，实际上也不把边缘畸变校正到零，这里不过是把它作为校正像差过程中估计高级畸变大小的中间参数。根据初级畸变和 y'^2 成比例的关系可以得到以下的公式：

$$\delta y'_{z,m} = \delta y'_{z,0.7071} - 0.35 \delta y'_{z,m} \quad (2-126)$$

上面就是根据实际像差来估计各种高级像差数量的公式，为了求得这些高级像差值，须要计算以下几种像差值：

$$\begin{aligned} &\delta L'_m, \delta L'_{0.7071}, SC'_m, SC'_{0.7071}, K'_{T,m}, K'_{T,0.7071}, \\ &K'_{T,0.7071,y}, K'_{S,m}, x'_{i,m}, x'_{i,0.7071}, x'_{s,m}, x'_{s,0.7071}, \delta L'_T, \\ &\delta L'_S, \delta y'_{z,m}, \delta y'_{z,0.7071} \end{aligned}$$

共十六种实际像差值，通过估计它们的高级像差，同时也就可以预计到将来经过像差平衡以后剩余像差的大小，以及系统可能达到的成像质量。

为了使用方便，我们将有关公式摘录如下：

1) 轴上剩余球差：

$$\delta L'_{z,m} = \delta L'_{z,0.7071} - \frac{1}{2} \delta L'_{z,m} \quad (2-118)$$

2) 子午视场高级球差：

$$\delta L'_{T,y} = \delta L'_T - \delta L' \quad (2-107)$$

3) 弧矢视场高级球差：

$$\delta L'_{S,y} = \delta L'_S - \delta L' \quad (2-108)$$

4) 全视场0.7071口径剩余子午彗差：

$$K'_{T,m} = K'_{T,0.7071} - \frac{1}{2} K'_{T,m} \quad (2-119)$$

5) 全口径0.7071视场剩余子午彗差:

$$K'_{T,ny} = K'_{T0.7071y} - 0.7071K'_{Tn} \quad (2-121)$$

6) 剩余正弦差:

$$SC'_{sn} = SC'_{0.7071} - \frac{1}{2}SC'_n \quad (2-122)$$

7) 弧矢视场高级彗差:

$$K'_{sy} = K'_{sn} - SC'_ny' \quad (2-123)$$

8) 剩余子午场曲:

$$x'_{i,0} = x'_{i0.7071} - \frac{1}{2}x'_{in} \quad (2-124)$$

9) 剩余弧矢场曲:

$$x'_{s,0} = x'_{s0.7071} - \frac{1}{2}x'_{sn} \quad (2-125)$$

10) 剩余畸变:

$$\delta y'_{z,0} = \delta y'_{z0.7071} - 0.35\delta y'_{zn} \quad (2-126)$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

§ 2-17 高级色差和色差的平衡

在前面§2-9中我们已经讨论了初级色差,即不同颜色光线对应的近轴像面的位置之差及像的大小之差。实际光学系统的光束口径和成像范围一般都要超出近轴区域,对单色光来说,就要产生像差。像差同样是折射率的函数,不同颜色的光线由于折射率不同,它们的像差也不相同,不同颜色光线像差之差称为**高级色差**。当光学系统校正了初级色差以后,超出近轴区域仍然有色差,在一般光学系统中,只需要考虑初级像差的色差就足够了,不同颜色光线初级像差之差称为**二级色差**。由于我们这里只考虑二级色差,因此有时也就把二级色差简称高级色差。共轴系统的初级单色像差有球差,彗差、像散、场曲、畸变五种,因此二级色差也有五种,相应地称为:色球差,色彗差、色像散、色场曲、色畸变。绝大多数光学系统中只有色球差和色畸变两种对成像质量影响较大,我们这里只讨论这两种高级色差。

一、色球差

通常我们用C、F光线球差之差来表示光学系统色球差的大小:

$$\delta L'_{FC} = (L'_F - l'_F) - (L'_C - l'_C) = \Delta L'_{FC} - \Delta l'_{FC} \quad (2-127)$$

式中 $\delta L'_{FC}$ 为色球差, $(L'_F - l'_F)$ 为F光线的球差, $(L'_C - l'_C)$ 为C光线的球差。前面说过我们这里只考虑不同颜色光线初级球差之差,因此 $(L'_F - l'_F)$ 和 $(L'_C - l'_C)$ 都与 h^2 成比例, $\delta L'_{FC}$ 也应与 h^2 成比例。孔径为 h 光线的总轴向色差应等于近轴色差加色球差,由于近轴色差和 h 无关,因此可以写作:

$$\Delta L'_{FC} = \Delta l'_{FC} + \delta L'_{FC} = \Delta l'_{FC} + a_{FC}h^2 \quad (2-128)$$

公式中 $\Delta l'_{FC}$ 为近轴色差, $a_{FC}h^2$ 为色球差,最理想的当然是使色球差系数 $a_{FC} = 0$,同时使

$\Delta l'_{FC} = 0$ ，这样整个口径内所有光线都没有色差，除了个别特殊情形以外一般无法办到，只能把色球差降低到一定程度以内，然后利用初级色差和色球差进行平衡。常用的平衡方式是使孔径边缘和近轴区域的色差大小相等符号相反，即：

$$\Delta l'_{FC} = -\Delta L'_{FCm} = -(\Delta l'_{FC} + a_{FC}h_m^2)$$

由上式求解得到：

$$\Delta l'_{FC} = -\Delta L'_{FCm} = -\frac{1}{2}a_{FC}h_m^2$$

这时最大的剩余色差等于色球差的1/2，也就是说比校正近轴色差时的最大剩余色差减小了一半。由于近轴和边缘色差大小相等符号相反，因此必然在某一半径时色差为零，我们求它的 h 值。

将 $\Delta l'_{FC} = -a_{FC}h^2/2$ 代入公式 (2-128) 得：

$$\Delta L'_{FC} = -\frac{1}{2}a_{FC}h_m^2 + a_{FC}h^2$$

令 $\Delta L'_{FC} = 0$ 求解上式得到：

$$h^2 = \frac{1}{2}h_m^2 \text{ 或 } h = 0.7071h_m$$

由此可知，当近轴和边缘色差大小相等符号相反时，0.7071孔径的光线色差为零。如果我们在校正轴向色差时，直接对0.7071孔径的光线校正色差，就能达到用初级色差平衡色球差的目的。例如从前面双胶合物镜例子中的色差结果可以得到：

$$\Delta L'_{FC0.7071} = 0.014 - 0.027 = -0.013$$

$$\Delta l'_{FC} = -0.043 - 0.169 = -0.212$$

$$\Delta L'_{FCm} = 0.273 - 0.086 = 0.21$$

由以上结果可以看到，0.7071孔径的光线基本上校正了色差，而近轴色差 $\Delta l'_{FC}$ 和边缘色差 $\Delta L'_{FCm}$ 符号相反大小近似相等，符合色差平衡的要求。

二、色 畸 变

畸变为主光线和理想像面的交点到理想像点的距离。由于不同颜色光线畸变的差异，同样使不同颜色主光线与理想像面交点的高度发生变化，因此色畸变和初级垂轴色差本质上来说是相同的，因此可以用初级垂轴色差来平衡色畸变。初级垂轴色差和 y' 成比例，畸变与 y' 成比例，因此色畸变也应和 y'^2 成比例，系统总的垂轴色差应为：

$$\Delta y'_{FC} = A_{FC}y' + B_{FC}y'^2 \quad (2-129)$$

由上面的公式看到初级垂轴色差与 y' 的关系，与公式 (2-109) 中初级慧差与视场高级慧差的关系完全相似，因此它们的平衡方式也是相似的。如果我们使边缘视场的垂轴色差为零，则在0.58视场处的剩余垂轴色差最大，等于色畸变的0.4倍。和慧差相似，一般我们在0.7071视场处校正垂轴色差，使整个视场内垂轴色差变号，而且边缘视场的垂轴色差略大于中间视场的最大剩余色差。

和前面单色像差相似，在设计光学系统校正像差的过程中需要随时估计色球差和色畸变的大小，下面分别说明如何计算色球差和色畸变。

(1) 色球差：我们直接用 C 、 F 两种颜色光线球差之差来表示色球差的大小。

$$\delta L'_{FC} = \delta L'_F - \delta L'_C = \Delta L'_{FCm} - \Delta l'_{FC} \quad (2-130)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

(2) 色畸变: 和前面视场高级彗差相似, 我们用边缘视场垂轴色差为零时0.7071视场的剩余垂轴色差来表示系统色畸变的大小。

$$\Delta y'_{FC,n} = \Delta y'_{FC,0.7071} - 0.7071 \Delta y'_{FC,0} \quad (2-131)$$

§ 2-18 高级像差数量估计的应用举例

上面我们讨论了有关高级像差的某些基本知识, 这一节我们举例说明它们的应用。

目前光学设计最常用的方法之一, 是根据现有的光学系统进行修改, 最后得到符合预定要求的新的光学系统。这往往首先要从若干种原始结构中挑选比较好的来进行修改。如果这些结构校正初级像差的可能性是相同的, 那么比较它们的好坏不应该单纯看它们的像差数值的大小, 主要应该看它们高级像差的大小。因为即使像差比较大, 只要它的高级像差数量比较小, 将来经过平衡以后仍然可以达到较小的剩余像差。应用前面的公式 (2-107) ~ (2-126) 就可以估计光学系统的高级像差。下面我们举两个目镜作为例子, 说明这些公式的应用。

第一种结构如图2-58所示, 它的结构参数为

$r_1 = 85.5$	$d_1 = 1.9$	ZF3
$r_2 = 28.4$	$d_2 = 9.5$	K9
$r_3 = -24.4$	$d_3 = 0.5$	
$r_4 = 79.9$	$d_4 = 6.7$	K9
$r_5 = -33.4$	$d_5 = 0.5$	
$r_6 = 28.2$	$d_6 = 10$	K9
$r_7 = -28.2$	$d_7 = 1.9$	ZF3
$r_8 = 101$		

$$f' = 19.763; \quad l_{z1} = -15; \quad 2\omega = 60^\circ; \quad D = 2h = 4$$

它的有关像差值为:

$\delta L'_m = -0.1509$	$x'_{i_m} = 0.0480$
$\delta L'_{0.7071} = -0.0753$	$x'_{i_{0.7071}} = -0.0907$
$SC'_m = -0.0026$	$x'_{s_m} = -1.4735$
$SC'_{0.7071} = -0.0013$	$x'_{s_{0.7071}} = -0.7695$
$K'_{T_m} = -0.0822$	$\delta L'_T = -0.1666$
$K'_{T_{0.7071}} = -0.0411$	$\delta L'_S = -0.1615$
$K'_{T_{0.7071, \gamma}} = -0.0670$	$\delta y'_{Z_m} = -0.9589$
$K'_{S_m} = -0.0364$	$\delta y'_{Z_{0.7071}} = -0.3997$

第二种结构如图2-59所示, 其结构参数如下:

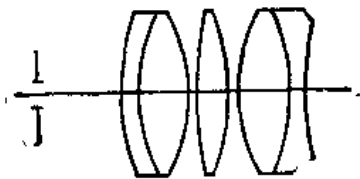


图2-58

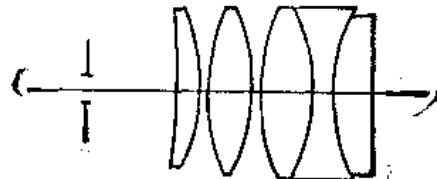


图2-59

$r_1 = -116$	$a_1 = 5.5$	B K3
$r_2 = -21$	$d_2 = 0.5$	
$r_3 = 57.6$	$d_3 = 3.3$	B K3
$r_4 = -37$	$d_4 = 0.5$	
$r_5 = 29.7$	$d_5 = 9.3$	K9
$r_6 = -23.4$	$d_6 = 3$	ZF3
$r_7 = 18.2$	$d_7 = 6.7$	K9
$r_8 = -274$		

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重知识产权！

$f' = 19.653$, $l_s = -15$, $2\omega = 60^\circ$, $D = 2h = 4$

它的有关像差值为：

$\delta L'_m = -0.1755$	$x'_{im} = 0.6946$
$\delta L'_{0.7071} = -0.0875$	$x'_{0.7071} = 0.2916$
$SC'_m = -0.0022$	$x'_{im} = -1.1257$
$SC'_{0.7071} = -0.0011$	$x'_{0.7071} = -0.6013$
$K'_{Tm} = -0.0733$	$\delta L'_T = -0.2403$
$K'_{T0.7071x} = -0.0361$	$\delta L'_S = -0.1825$
$K'_{T0.7071y} = -0.0537$	$\delta y'_{zm} = -0.9700$
$K'_{Sm} = -0.0297$	$\delta y'_{z0.7071} = -0.3922$

上述这两种结构的焦距和光学特性完全相同，透镜的数量和校正像差的可能性也相同，因此它们的优劣完全由高级像差的大小来决定，下面我们根据公式 (2-107) ~ (2-126) 计算它们的高级像差。

	第一种结构	第二种结构
$\delta L'_{sm}$	0.00015	0.00019
$\delta L'_{Ty}$	-0.01572	-0.06488
$\delta L'_{Sy}$	-0.01056	-0.00705
K'_{Tsx}	-0.00005	0.00051
K'_{Tsy}	-0.00885	-0.00187
SC'_{sm}	0.0	0.0
K'_{sy}	-0.0067	-0.0048
x'_{im}	-0.11478	-0.05566
x'_{sm}	-0.03276	-0.03847
$\delta y'_{zsm}$	-0.066	-0.053

由上面的结果可以看到，两种结构的孔径高级球差都很小，它们的球差基本上完全是初级球差。

子午视场高级球差第二种结构稍大一些，为 -0.06488，不过由于在最后的像散和平均场曲的平衡中，目镜的 x'_{im} 一般为正值，根据前面 §2-15 视场高级球差平衡的讨论中知道，这时负的子午视场高级球差对成像质量不仅无害而且有益。

孔径高级彗差两种结构都很小，子午视场高级彗差、高级子午场曲都是第一种结构比第二种结构大。

高级畸变两种结构相差不多。

对一个目镜来说要求校正的主要单色像差是细光束像散和彗差。初级球差、场曲和畸变均无法校正。不过一般球差数量不大，而且可以在物镜中进行补偿。畸变由于不影响成像清晰，一般不作严格校正。场曲则利用像散来和它平衡。从上面的高级像差结果可以看到，两种主要单色像差的高级像差——高级子午场曲和视场高级彗差第一种结构都比第二种结构大，因此从单色像差来说，第二种结构比较优越，尽管它的总像差数值并不比第一种像差小，有的还比第一种结构大。但是这两种结构经过像差平衡以后，第二种结构将比第一种结构有较小的剩余像差，成像质量较好。

下面再来计算这二种结构的高级色差：

第一种结构：

$$\begin{aligned}\Delta L'_{FCm} &= -0.0673; & \Delta l'_{FC} &= -0.0671 \\ \Delta y'_{FCm} &= -0.0299; & \Delta y'_{FC0.7071} &= -0.0398\end{aligned}$$

第二种结构：

$$\begin{aligned}\Delta L'_{FCm} &= -0.1203; & \Delta l'_{FC} &= -0.1185 \\ \Delta y'_{FCm} &= -0.0224; & \Delta y'_{FC0.7071} &= -0.022\end{aligned}$$

由以上像差值根据公式 (2-130)、(2-131) 求得相应的高级像差值如下：

	第一种结构	第二种结构
$\Delta L'_{FC}$	- 0.00077	- 0.00213
$\Delta y'_{FCs}$	- 0.01865	- 0.00595

由上述结果可以看到，第一种结构的色球差比第二种结构小，不过二者数量都非常小，可以忽略不计。而第一种结构的剩余垂轴色差大约为第二种结构的3.5倍。垂轴色差、像散和彗差是目镜需要校正的三种主要像差，从上面的计算结果可以看到，总的来说这三种像差的高级像差第一种结构都比第二种结构大，因此第二种结构比第一种结构优越。

高级像差数量估计的另一个应用，是在设计过程中研究系统的结构参数和高级像差的关系时，用上数量估计方法作为系统高级像差大小的一个定量指标。这方面我们在今后设计例子中再来说明。

第三章 薄透镜系统的初级像差

§ 3-1 概 述

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

在第二章中，我们导出了共轴球面系统的初级像差公式。利用这些公式，只要计算一条近轴光线就可以计算出系统中每个面产生的各种像差贡献量和整个系统的各种像差值。同时，根据这些公式还讨论了初级像差的普遍性质，以及像差和结构参数之间的某些定性关系，这些知识对分析和设计光学系统是十分有用的。但是，由于像差和结构参数之间关系的复杂性，我们仍然不能对这种关系进行定量的解析研究。

对于薄透镜系统来说，初级像差公式还可以进一步简化，使我们对像差和结构参数之间的关系，能够进行直接的解析研究。这里所谓薄透镜系统，就是指整个系统由若干个厚度和间隔可以忽略的薄透镜组构成的，这些薄透镜组之间以一定的空气间隔相互分离。绝大多数实际透镜组的厚度相对于透镜组的焦距来说并不很大，可以近似当作薄透镜组看待，因此薄透镜系统的初级像差理论有重要的实际意义。利用这些公式一方面可以直接由要求的像差值求解光学系统的结构参数，另外可以对系统中每个薄透镜组的像差性质进行全面的解析研究。尽管实际透镜组总有一定的厚度，由薄透镜系统初级像差公式得出的结果仍然是近似的，但和一般初级像差公式只能获得像差和结构参数之间概略的定性关系比较起来，又前进了一大步。因此薄透镜系统的初级像差理论，比起一般的初级像差公式应用的范围更广。特别是在设计的最初阶段往往总是把系统近似当作薄透镜系统来分析的。

本章就是讨论薄透镜系统的初级像差理论。整个内容大致可以分为三个部分：第一部分是初级像差的普遍公式针对薄透镜系统进行简化，导出薄透镜系统的初级像差公式；第二部分是介绍如何由像差求解薄透镜系统的结构参数的方法；第三部分是介绍用薄透镜系统的初级像差公式进行透镜组像差性质的讨论。

§ 3-2 薄透镜系统的初级单色像差公式

这一节首先由初级单色像差普遍公式针对薄透镜系统进行简化，导出薄透镜系统的单色像差公式。推导的出发点是§2-10中的初级像差公式，我们把这些公式重新摘录如下：

$$S_I = \Sigma hP \quad (2-69)$$

$$S_I = \Sigma h_s P - J \Sigma W \quad (2-70)$$

$$S_I = \Sigma \frac{h_s^2}{h} P - 2J \Sigma \frac{h_s}{h} W + J^2 \Sigma \frac{1}{h} \Delta \frac{u}{n} \quad (2-71)$$

$$S_{\text{V}} = J^2 \Sigma \frac{\Delta n c}{n n'} \quad (2-72)$$

$$S_T = \Sigma \frac{h^3}{h^2} P - 3J \Sigma \frac{h^2}{h^2} W + J^2 \Sigma \frac{h}{h} \left(3 \frac{1}{h} \Delta \frac{u}{n} + \frac{nc}{nn'} \right) - J^3 \Sigma \frac{1}{h^2} \Delta \frac{1}{n^2} \quad (2-73)$$

$$P = n^2 (hc - u)^2 \Delta \frac{u}{n}; \quad W = -n (hc - u) \Delta \frac{u}{n} \quad (2-77)$$

以上 P 、 W 公式中的因子 $n (hc - u)$ 用以下形式代换:

$$n (hc - u) = - \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}}$$

上述关系在 §2-10 中已经导出, 代换以后得:

$$P = \left(\frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{u}{n}; \quad W = \left(\frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \right) \Delta \frac{u}{n}$$

下面, 我们把上述公式针对薄透镜系统的情形进行简化:

(1) 如图3-1所示, 由于薄透镜系统是由若干个厚度可以忽略的薄透镜组构成的, 同一个薄透镜组中各个折射面上的 h_i 和 h 都是相等的, 可以提到和式 Σ 的外面, 并将同一透镜组中各个折射面 P 、 W 之和作为该透镜组 P 、 W , 这样, 每一个薄透镜组在各个公式中只对应一项, 而不是象原来的公式那样, 每一个折射面对应一项了。如果其中某一个薄透镜组由 k 个折射面组成, 则该薄透镜组的 P 、 W 如下式所示:

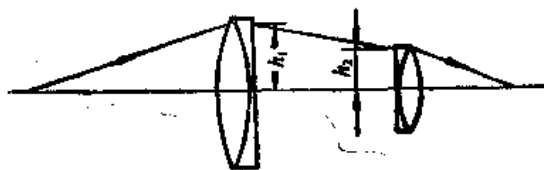


图3-1

$$P = \sum_1^k \left(\frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{u}{n}; \quad W = \sum_1^k \left(\frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \right) \Delta \frac{u}{n}$$

(2) 对 S_T 中最后一项 $\Sigma \frac{1}{h} \Delta \frac{u}{n}$ 进行简化: 根据前面已经说过的理由, 和式中 h 对同一薄透镜组可以提到和式的外面, 因此

$$\Sigma \frac{1}{h} \Delta \frac{u}{n} = \frac{1}{h} \Sigma \Delta \frac{u}{n} = \frac{1}{h} \left[\left(\frac{u'_1}{n_1} - \frac{u_1}{n_1} \right) + \left(\frac{u'_2}{n_2} - \frac{u_2}{n_2} \right) + \dots + \left(\frac{u'_k}{n_k} - \frac{u_k}{n_k} \right) \right]$$

由于 $u'_i/n'_i = u_{i+1}/n_{i+1}$, 上面括号内各项两两相消只剩下 $[u'_k/n_k - u_1/n_1]$ 两项, 同时 $n_1 = n'_k = 1$, 由此得到

$$\Sigma \frac{1}{h} \Delta \frac{u}{n} = \frac{1}{h} (u'_k - u_1) = \varphi$$

上式中 φ 为薄透镜组的总光焦度。

(3) 对 $\frac{\Delta n c}{n n'}$ 进行简化, 根据前面公式 (2-47)

$$\pi = \Sigma \frac{n' - n}{n n' r} = \Sigma \frac{[\varphi]}{n}$$

在薄透镜组的情形, 透镜的相当薄透镜光焦度 $[\varphi]$ 显然和透镜实际的光焦度 φ 相等, 因此, 对薄透镜组来说

$$\pi = \Sigma \frac{\varphi}{n} \doteq \frac{1}{n} \Sigma \varphi = \mu \varphi$$

公式中 μ 为平均折射率 n 的倒数, 大约等于 0.7。

(4) S_V 中的最后一项 $J^2 \Sigma \frac{1}{h^2} \Delta \frac{1}{n^2}$, 将 $1/h^2$ 提到和式外面, 考虑到 $n'_i = n_{i+1}$ 和 $n_1 = n'_1 = 1$, 上式应等于零。

经过以上简化以后, 薄透镜系统的初级像差公式变为以下的形式:

$$-2n'u'^2 \delta L' = S_I = \Sigma h p \quad (3-1)$$

$$-2n'u'K'_S = S_{II} = \Sigma h_s P - J \Sigma W \quad (3-2)$$

$$-n'u'^2 x'_{I'} = S_{III} = \Sigma \frac{h^3}{h} P - 2J \Sigma \frac{h_s}{h} W + J^2 \Sigma \varphi \quad (3-3)$$

$$-2n'u'^2 x'_{II'} = S_{IV} = J^2 \Sigma \mu \varphi \quad (3-4)$$

$$-2n'u' \delta y'_z = S_V = \Sigma \frac{h^3}{h^2} P - 3J \Sigma \frac{h_s^2}{h^2} W + J^2 \Sigma \frac{h_s}{h} \varphi (3 + \mu) \quad (3-5)$$

$$P = \sum_1^k \left(\frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{u}{n}, \quad W = \sum_1^k \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{u}{n} \quad (3-6)$$

以上即为薄透镜系统的初级单色像差公式, 在 §3-1 中我们说过这些公式的应用大体可分为两个方面:

第一、利用上述公式由初级像差求薄透镜系统的结构参数。

通常设计一个薄透镜系统的大致程序是: 首先根据仪器的技术条件, 进行外形尺寸计算, 确定各个薄透镜组的光焦度 φ 和它们之间的相互位置, 这样第一、第二辅助光线在各个透镜组上的投射高 h 、 h_s 也都确定了。这些参数和透镜组的内部结构并无关系, 我们把它统称为薄透镜组的外部参数。由以上公式看到: 每一个薄透镜组的像差特性由 P 、 W 这两个参数确定, 我们把 P 、 W 称为薄透镜组的像差特性参数, 换言之, 每一个薄透镜组不管它的结构如何复杂, 最多只能提供两个校正像差的独立参数, 即只能校正两种初级像差。

在光学系统外形尺寸计算完成以后, 系统的外部参数便确定了, 接着就是根据对系统的像差要求, 确定每一个透镜组的结构参数 (半径、厚度和玻璃材料等), 这就是像差设计。

进行薄透镜系统像差设计的大致步骤是:

1) 根据对整个系统的像差要求 (即 S_I , S_{II} , \dots , S_V), 和已知的 h 、 h_s 、 φ 、 J , 利用上述薄透镜系统初级像差公式, 解出每一个薄透镜组要求的像差特性参数 P 、 W 。

2) 根据要求的 P 、 W 确定各个薄透镜组的结构参数。这是本章以后各节所要解决的问题。

第二、利用上述公式讨论薄透镜组的像差性质。

这方面的工作以后还要详细地介绍，下面举一个例子，讨论光阑和薄透镜组重合时某些初级像差的特殊性质。

由上面的公式可以看到，如果孔径光阑和透镜组重合，则第二辅助光线通过透镜组中心， $h_s = 0$ ，这时像差公式大为简化，将 $h_s = 0$ 代入公式(3-3)得

$$-n'u'^2 x'_{i_s} = J^2 \varphi = n'^2 u'^2 y'^2 \varphi$$

由上式消去公共因子，并将 $n' = 1$ ， $\varphi = \frac{1}{f'}$ 代入得：

$$x'_{i_s} = -\frac{y'^2}{f'} \quad (3-7)$$

由上式可知当光阑和薄透镜组重合时，像散只和透镜组的焦距 f' 以及像高 y' 有关，而与透镜组的结构无关。另外，对要求独立校正球差和彗差的薄透镜组来说，即使光阑和透镜组不重合，上述公式也能适用。因为根据前面光阑位置和像差关系的讨论，球差和彗差为零时，像散和光阑位置无关。

在前面给出的双胶合物镜中，它的孔径光阑和第一面重合，同时透镜组的厚度也不大，基本上符合上述要求，把对应的 y' 和 f' 代入公式(3-7)得：

$$x'_{i_s} = -\frac{y'^2}{f'} = -\frac{(20.93)^2}{239.26} = -1.83$$

该值和前面逐面计算的初级像散以及实际像散值 $x'_{i_s} = -1.78$ 基本相符，两者略有出入，这是因为透镜组的厚度实际上并不等于零。

如果我们再把 $h_s = 0$ 代入公式(3-5)得到：

$$\delta y'_s = 0$$

当光阑和透镜组重合时，畸变恒等于零，这和上面的双胶合透镜的计算结果也是符合的，前面求得透镜组的实际畸变 $\delta y'_s = 0.0025$ 。

§ 3-3 像差特性参数 P 、 W 的规化

如前所述，薄透镜系统像差设计的第二个步骤是根据每个透镜组要求的 P 、 W 值确定薄透镜的结构参数。假定我们要求设计的薄透镜组的焦距为 f' ，第一辅助光线的入射高为 h ，要求的像差特性参数为 P 、 W ，如图3-2所示。

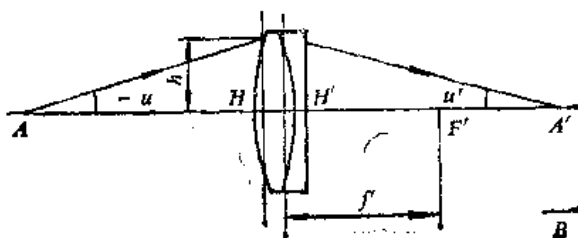


图3-2

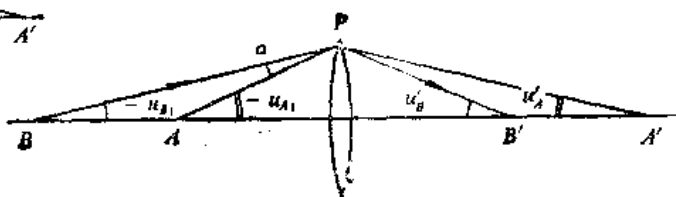


图3-3

如果把以上透镜组的各个半径都除以 f' ，对应的透镜组的焦距便等于 1。因为我们可以看作是将以上图形按比例缩小 f' 倍的结果，透镜组的焦距显然也应按同一比例缩小 f' 倍，因而等于 1。

假定物距、像距也缩小 f' 倍，保持透镜组物像相对位置不变，即放大率不变，并且取入射高 $h = 1$ ，这样的透镜组的像差特性参数，我们用 \bar{P} 、 \bar{W} 表示。现在求 \bar{P} 、 \bar{W} 和 P 、 W 之间的关系。根据 P 、 W 的公式，它们只与第一辅助光线和光轴的夹角 u 、 u' 有关。 P 与 u 、 u' 的三次方成比例， W 与 u 、 u' 的平方成比例。如果我们把入射高也缩小 f' 倍，则光线和光轴的夹角 u 、 u' 显然不变， P 、 W 也不变。这时对应的入射高 $h/f' = h\varphi$ ，当入射高由 $h\varphi$ 增加到 1 时，第一辅助光线和光轴的夹角 u 、 u' 发生变化，全部增加 $1/h\varphi$ 倍。因此， P 、 W 应分别增加 $(1/h\varphi)^3$ 倍和 $(1/h\varphi)^2$ 倍，由此得到

$$\bar{P} = \frac{P}{(h\varphi)^3}; \quad \bar{W} = \frac{W}{(h\varphi)^2}; \quad \bar{u}_1 = \frac{u_1}{h\varphi} \quad (3-8)$$

以上是将 P 、 W 规范化为 $h\varphi = 1$ 时的像差特性参数， \bar{u}_1 是原来的 u_1 角规范化为 $h\varphi = 1$ 时的数值，这时物像的相对位置仍保持不变，即放大率不变。

假定透镜组的结构参数不变，第一辅助光线的入射高也不变，下面我们求物体位置改变时像差特性参数 P 、 W 的变化。

如图 3-3 所示，某一透镜组，当物体位在 A 时，入射光线和光轴夹角为 u_{A1} ，对应的像差特性参数为 P_A 、 W_A ，当物点位置移动到 B 点时，对应的光轴夹角为 u_{B1} ，像差特性参数为 P_B 、 W_B ，我们用 $u_{B1} - u_{A1} = \alpha$ 来代表物体位置的移动量，现在求 P_B 、 W_B 和 P_A 、 W_A 之间的关系。

根据公式 (附-12)

$$n'u' - nu = h \frac{n' - n}{r}$$

分别由 A 、 B 两点发出的光线，他们在同一面上对应的 n' 、 n 、 r 显然是相同的，同时，我们在前面已经说过，这两条光线对应的 h 也是相等的，因此有

$$n'u'_A - nu_A = n'u'_B - nu_B$$

或者

$$n(u_B - u_A) = n'(u'_B - u'_A)$$

由于

$$u'_i = u_{i+1}, \quad n'_i = n_{i+1}$$

因此，对整个薄透镜组的每个折射面以下关系成立：

$$n_1(u_{B1} - u_{A1}) = n'_1(u'_{B1} - u'_{A1}) = n_2(u_{B2} - u_{A2}) = \dots = n'_k(u'_{Bk} - u'_{Ak})$$

根据前面假设 $u_{B1} - u_{A1} = \alpha$ ，同时 $n_1 = 1$ ，所以对于任意一个折射面以下关系成立：

$$u_B - u_A = \frac{\alpha}{n}; \quad u'_B - u'_A = \frac{\alpha}{n'}$$

或者

$$u_B = u_A + \frac{\alpha}{n}; \quad u'_B = u'_A + \frac{\alpha}{n'}$$

将以上关系代入 P_B 的表示式得

$$\begin{aligned}
 P_B &= \Sigma \left(\frac{u'_B - u_B}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \right)^2 \left(\frac{u'_B - u_B}{n'} - \frac{u_B}{n} \right) \\
 &= \Sigma \left(\frac{u'_A - u_A}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} + \alpha \right)^2 \left[\frac{u'_A}{n'} - \frac{u_A}{n} + \alpha \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \right] \\
 &= \Sigma \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} + \alpha \right)^2 \left[\Delta \frac{u_A}{n} + \alpha \Delta \frac{1}{n^2} \right]
 \end{aligned}$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

将该式展开得到：

$$\begin{aligned}
 P_B &= \Sigma \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{u_A}{n} + 2\alpha \Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{u_A}{n} + \alpha^2 \Sigma \Delta \frac{u_A}{n} \\
 &\quad + \alpha \Sigma \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{1}{n^2} + 2\alpha^2 \Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{1}{n^2} + \alpha^2 \Sigma \Delta \frac{1}{n^2}
 \end{aligned}$$

以上公式中显然有

$$\Sigma \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{u_A}{n} = P_A, \quad \Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{u_A}{n} = W_A$$

同时由于 $n_1 = n'_1 = 1$ ，因此

$$\Sigma \Delta \frac{1}{n^2} = 0, \quad \Sigma \Delta \frac{u_A}{n} = u'_{A1} - u_{A1} = h\varphi$$

下面我们再对其它两项进行简化：

$$\begin{aligned}
 \Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{1}{n^2} &= \Sigma \Delta u_A \left(\frac{1}{n'} + \frac{1}{n} \right) = \Sigma \frac{(u'_A - u_A)(n' + n)}{nn'} \\
 &= \Sigma \frac{(n'u'_A - nu_A) + (nu'_A - n'u_A)}{nn'} = \Sigma \frac{\Delta nu_A}{n'} + \Sigma \Delta \frac{u_A}{n} = h(\pi + \varphi) \\
 \Sigma \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{1}{n^2} &= \Sigma \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \right) \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{1}{n^2} \\
 &= \Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \left[(u'_A - u_A) \left(\frac{1}{n'} + \frac{1}{n} \right) \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \left(\frac{u'_A}{n'} - \frac{u_A}{n} + \frac{u'_A}{n} - \frac{u_A}{n'} \right) \\
&= \Sigma \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \right) \left[2\Delta \frac{u_A}{n} - \Delta \frac{1}{n} (u'_A + u_A) \right] \\
&= 2\Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{u_A}{n} - \Sigma \Delta (u_A^2) \\
&= 2W_A - (u_{A2}^2 - u_{A1}^2)
\end{aligned}$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

将以上关系代入 P_B 表示式得

$$\begin{aligned}
P_B &= P_A + 2\alpha W_A + \alpha^2 h\varphi + 2\alpha W_A + \alpha (u_{A2}^2 - u_{A1}^2) + 2\alpha^2 h(\pi + \varphi) \\
&= P_A + \alpha [4W_A - h\varphi(u'_{A2} + u_{A1})] + \alpha^2 h\varphi(3 + 2\mu)
\end{aligned}$$

以上即为 P_B 和 P_A 、 W_A 之间的关系式，下面我们再求 W_B 和 W_A 之间的关系式：

$$\begin{aligned}
W_B &= \Sigma \frac{\Delta u_B}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{u_B}{n} = \Sigma \left(\frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} + \alpha \right) \left(\Delta \frac{u_A}{n} + \alpha \Delta \frac{1}{n^2} \right) \\
&= \Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{u_A}{n} + \alpha \Sigma \Delta \frac{u_A}{n} + \alpha \Sigma \frac{\Delta u_A}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{1}{n^2} + \alpha^2 \Sigma \Delta \frac{1}{n^2}
\end{aligned}$$

利用前面在简化 P 时已得到的关系，于是有

$$W_B = W_A + \alpha h\varphi + \alpha h(\pi + \varphi) = W_A + \alpha h\varphi(2 + \mu)$$

这就是 W_A 和 W_B 之间的关系式，我们将 P_B 、 W_B 和 P_A 、 W_A 之间的关系式一并摘录如下。

$$P_B = P_A + \alpha [4W_A - h\varphi(u'_{A2} + u_{A1})] + \alpha^2 h\varphi(3 + 2\mu)$$

$$W_B = W_A + \alpha h\varphi(2 + \mu) \quad (3-9)$$

其中

$$\alpha = u_{B1} - u_{A1}$$

利用以上公式，如果已知薄透镜组对某一物平面位置 A 的像差特性参数 P_A 、 W_A ，即可求得它对于任意其它物平面位置 B 的像差特性参数 P_B 、 W_B 。假定 B 点位在无限远，则对应：

$$u_{B1} = 0; \quad \alpha = -u_{A1}$$

将此关系代入上式得无限远物平面的特性参数 P_∞ 、 W_∞ 的表示式如下：

$$P_\infty = P_A - u_{A1} [4W_A - h\varphi(u'_{A2} + u_{A1})] + u_{A1}^2 h\varphi(3 + 2\mu)$$

$$W_\infty = W_A - u_{A1} h\varphi(2 + \mu) \quad (3-10)$$

以上公式可用于由任意物平面位置的像差特性参数求无限远物平面的像差特性参数。

有时我们也需要由 P_∞ 、 W_∞ 求任意物平面位置 B 的特性参数 P_B 、 W_B ，即对应 $u_{A1} = 0$ ， $u'_{A2} = h\varphi$ ， $\alpha = u_{B1}$ ，代入前式 (3-9) 得：

$$P_B = P_\infty + u_{B1} [4W_\infty - (h\varphi)^2] + u_{B1}^2 h\varphi(3 + 2\mu)$$

$$W_B = W_\infty + u_{B1} h\varphi (2 + \mu) \quad (3-11)$$

这就是由无限远物平面的特性参数求任意物平面位置的特性参数公式。

如前所述，我们的目的是根据薄透镜组要求的焦距 f' 和光线的人射高 h 以及对指定物平面位置的 P 、 W 值求薄透镜组的结构参数。为了使问题简化，首先利用前面导出的关系式求出规范化条件下（即 $f' = 1$ ， $h = 1$ ），同时物体位在无限远的像差特性参数 \bar{P}_∞ 和 \bar{W}_∞ 值，这样我们只要找出 \bar{P}_∞ 和 \bar{W}_∞ 和结构参数的关系，也就能够解决由任意焦距 f' 、任意入射高 h 和任意物平面位置的特性参数 P 、 W 值求薄透镜组结构参数的问题了。由 P 、 W 求出 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ ，我们称为 P 、 W 的规范化，一般规范化的步骤是：

第一，由 P 、 W 规范化为 \bar{P} 、 \bar{W} ，根据前面公式（3-8），

$$\bar{P} = P / (h\varphi)^2, \quad \bar{W} = W / (h\varphi)^2, \quad \bar{u}_1 = u_1 / h\varphi.$$

第二，由 \bar{P} 、 \bar{W} 规范化为 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ ，根据前面 P 、 W 求 P_∞ 、 W_∞ 的公式（3-10），考虑到 \bar{P} 、 \bar{W} 对应的 $h\varphi = 1$ ，同时注意到下列关系：

$$\bar{u}_1' + \bar{u}_1 = u_1' - u_1 + 2u_1 = 1 + 2\bar{u}_1$$

则 \bar{P}_∞ 和 \bar{W}_∞ 的公式变为：

$$\begin{aligned} \bar{P}_\infty &= \bar{P} - \bar{u}_1 (4\bar{W} - 1) + \bar{u}_1^2 (5 + 2\mu) \\ \bar{W}_\infty &= \bar{W} - \bar{u}_1 (2 + \mu) \end{aligned} \quad (3-12)$$

利用公式（3-8）和（3-12）就能够由任意的 P 、 W 值规范化为 \bar{P}_∞ 和 \bar{W}_∞ 。剩下需要解决的问题就是找出 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 和结构参数之间的关系了。

如果在规范化条件下由 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 求 \bar{P} 、 \bar{W} ，则由公式（3-11）将 $h\varphi = 1$ 代入得：

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \bar{P}_\infty + \bar{u}_1 [4\bar{W}_\infty - 1] + \bar{u}_1^2 (3 + 2\mu) \\ \bar{W} &= \bar{W}_\infty + \bar{u}_1 (2 + \mu) \end{aligned} \quad (3-13)$$

计算举例：

假定有一个双胶合望远物镜， $f' = 50$ ， $D = 2h = 15$ ，校正了球差和彗差。如果将此透镜用作 $3\times$ 的显微镜物镜，求它的球差和彗差（ SC' ）。

（1）求出作显微镜物镜使用时的 u 和 u' ：当作显微镜物镜时的光路如图 3-4 所示。

根据物像关系不变式

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{nu}{n'u'} = \frac{u}{u'} = -\frac{1}{3}$$

（实际工作时，物在 A' 点，像在 A 点，

对应 $\beta = -3$ ）

另外，根据公式：

$$u' - u = h\varphi$$

由以上两式求 u 、 u' 得：

$$u = -\frac{h\varphi}{4}, \quad u' = \frac{3}{4}h\varphi = \frac{3}{4} \frac{7.5}{50} = 0.1125$$

根据公式（3-8）得：

$$\bar{u}_1 = \frac{u_1}{h\varphi} = -\frac{1}{4}$$

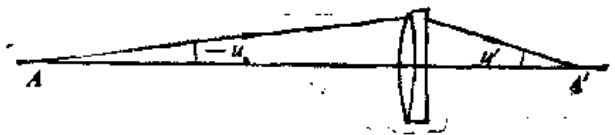


图3-4

(2) 求 \bar{P} 、 \bar{W} ：由于该透镜用作望远物镜时校正了球差、彗差，因此由公式 (3-1) 和 (3-2) 得：

$$\bar{P}_\infty = \bar{W}_\infty = 0$$

同时将 $\bar{u}_1 = -\frac{1}{4}$ ， $\mu = 0.7$ 一并代入公式 (3-13) 得：

$$\begin{aligned}\bar{P} &= \bar{P}_\infty + \bar{u}_1 [4\bar{W}_\infty - 1] + \bar{u}_1^2 (3 + 2\mu) \\ &= -\frac{1}{4}[-1] + \frac{1}{16}(3 + 1.4) = \frac{2.1}{4} = 0.52\end{aligned}$$

$$\bar{W} = \bar{W}_\infty + \bar{u}_1 (2 + \mu) = -\frac{1}{4}(2 + 0.7) = -\frac{2.7}{4} = -0.68$$

(3) 求 P 、 W ：

$$h\varphi = \frac{h}{f'} = \frac{7.5}{50} = 0.15$$

将 $h\varphi$ 和 \bar{P} 、 \bar{W} 代入公式 (3-8) 得：

$$P = \bar{P}(h\varphi)^3 = 0.52(0.15)^3 = 1.755 \times 10^{-3}$$

$$W = \bar{W}(h\varphi)^2 = -0.68(0.15)^2 = -1.53 \times 10^{-3}$$

(4) 求像差：将上面求得的 P 、 u' 代入公式 (3-1) 得：

$$\delta L' = \frac{hP}{-2n'u'^2} = \frac{-7.5 \times 1.755 \times 10^{-3}}{2 \times (0.1125)^2} = -0.52$$

假定孔径光阑和透镜重合，则 $h_x = 0$ ，代入公式 (3-2) 得：

$$-2n'u'K'_s = -JW$$

将 $J = n'u'y'$ ， $SC' = \frac{K'_s}{y'}$ 代入上式得：

$$SC' = \frac{W}{2} = \frac{-1.53 \times 10^{-3}}{2} = -0.0077$$

以上即为该望远镜物镜作 3 \times 显微镜物镜使用的球差和彗差。

由以上结果可以看到无论球差还是彗差都已经相当大了，因此成像质量不可能很好。

§ 3-4 薄透镜系统的初级色差公式

在前面 §3-2 中我们由初级单色像差的一般公式导出了薄透镜系统的初级像差公式。对于色差同样需要将初级色差公式对薄透镜系统的情形进行简化，简化的方式和单色像差完全相似，把 §2-10 中两种初级色差公式 (2-74) (2-75) 用以下关系代换：

$$n(hc - u) = -\frac{\Delta n}{\Delta \frac{1}{n}}$$

代换以后得到:

$$S_{I\sigma} = -\Sigma h \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\delta n}{n} \quad (3-14)$$

$$S_{IS} = -\Sigma h_s \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\delta n}{n} + J \Sigma \Delta \frac{\delta n}{n} \quad (3-15)$$

对同一薄透镜组中的各个折射面来说, h 和 h_s 等于常数, 因而可以提到和式外面, 而把和式中其它部分 $\Sigma \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\delta n}{n}$ 进行简化。

首先看一个薄透镜的情形。假定透镜玻璃的折射率为 n , 色散为 δn , 则有:

$$\begin{aligned} n_1 &= 1, & \delta n_1 &= 0 \\ n'_1 &= n_2 = n, & \delta n'_1 &= \delta n_2 = \delta n \\ n'_2 &= 1, & \delta n'_2 &= 0 \end{aligned}$$

将和式对透镜两个面展开, 并代入以上关系式得:

$$\Sigma \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\delta n}{n} = \frac{u'_1 - u_1}{\frac{1}{n} - 1} \frac{\delta n}{n} + \frac{u'_2 - u_2}{1 - \frac{1}{n}} \left(\frac{-\delta n}{n} \right)$$

将上式归并并考虑到 $u'_1 = u_2$ 得:

$$\Sigma \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\delta n}{n} = - (u'_2 - u_1) \frac{\delta n}{n - 1} = - h \varphi \frac{\delta n}{n - 1}$$

式中 φ 为透镜的光焦度, $\frac{\delta n}{n - 1}$ 在光学设计中经常用到, 因此把它的倒数用符号 ν 表示

称为色散倒数:

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

将 ν 代入前式得到:

$$\Sigma \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\delta n}{n} = - \frac{h \varphi}{\nu}$$

以上为单个薄透镜的情形, 对若干个透镜组成的薄透镜组来说, 有:

$$\Sigma \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\delta n}{n} = - h \Sigma \frac{\varphi}{\nu}$$

$$\text{令 } C = \Sigma \frac{\varphi}{\nu}$$

将以上关系代入 S_{I_s} 和 S_{II_s} 的公式(3-14)、(3-15)。当系统位于空气中的情形, S_{I_s} 中的第二项显然等于零,由此得到薄透镜的初级色差公式如下:

$$-n'u'^2\Delta l'_{FC} = S_{I_s} = \Sigma h^2 C \quad (3-16)$$

$$-n'u'\Delta y'_{FC} = S_{II_s} = \Sigma hh_c C \quad (3-17)$$

式中

$$C = \Sigma \frac{\varphi}{\nu} \quad (3-18)$$

由以上公式可以看到,对于一个薄透镜组来说,消色差的条件是 $C = 0$,即

$$\Sigma \frac{\varphi}{\nu} = 0$$

当满足以上条件时,由 S_{I_s} 和 S_{II_s} 公式可以看到透镜组同时消除了轴向色差和垂轴色差。上述消色差条件和物体位置没有关系,因此薄透镜组对任一物平面位置校正了色差,则所有物平面的色差也就没有了。由于薄透镜组的色差具有以上性质,因此一般由若干个薄透镜组构成的薄透镜系统中,大多数采取每一个薄透镜组分别消色差,由公式(3-16)、(3-17)可以看到,这时整个系统也就同时消除轴向色差和垂轴色差。

另外由消色差条件 $\Sigma \varphi/\nu = 0$ 可以看到,欲使薄透镜组消色差,必须采用两种或两种以上不同色散的玻璃,因为如果薄透镜组采用同一种玻璃,则 ν 值相等,于是:

$$\Sigma \frac{\varphi}{\nu} = \frac{1}{\nu} \Sigma \varphi = 0 \quad \text{或} \quad \Sigma \varphi = 0$$

薄透镜组的总光焦度 φ 等于各个薄透镜光焦度之和,因此在满足消色差条件时,透镜组的总光焦度必须为零。但是光焦度为零的透镜组不能成像,所以没有实际意义。因此具有一定光焦度的消色差薄透镜组至少需要采用两种 ν 数不同的玻璃。

上述条件虽由薄透镜组的消色差条件导出,但对大多数厚度、间隔不很大的透镜组,实际上也是必要的。

上面的初级色差公式,连同前面的初级单色像差公式,是我们今后求解薄透镜系统结构参数的基础。

为了使问题简化,我们同样把 C 值对 $f' = 1$ 进行规化,至于物体位置和入射高 h ,由于 C 和它们无关,所以无须规化。对应 $f' = 1$ 的 C 值用 \bar{C} 表示。

根据前面公式(3-18)有:

$$C = \Sigma \frac{\varphi}{\nu}$$

假定透镜组的总焦距为 f' ,如果将整个透镜组按比例缩小 f' 倍,透镜组的总焦距就等于1,薄透镜组中每一个透镜的焦距也要缩小 f' 倍, \bar{C} 比原来的 C 值增加 f' 倍,由此得到:

$$\bar{C} = Cf' = \frac{C}{\varphi} \quad (3-19)$$

以上为 C 和 \bar{C} 之间的规范化公式。

§ 3-5 双胶合物镜结构参数和 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、 \bar{C} 的关系

超星浏览器提醒您：
 禁止复制
 请尊重相关知识产权！

在薄透镜组中应用得最多的是双胶合透镜组。因为双胶合透镜组是能够满足一定的 P 、 W 、 C 要求的最简单的结构形式。当要求设计一个具有给定的 f' 、 h 和 P 、 W 、 C 的透镜组时，我们首先利用前面的规范化公式求出对应的 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、 \bar{C} ，只要解决了 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、 \bar{C} 和透镜结构参数的关系问题，也就解决了由任意 P 、 W 、 C 求解双胶合透镜结构参数的问题。在解决这一问题之前，必须首先选定表示双胶合透镜的结构参数。一个双胶合透镜的结构参数包括三个半径和两种玻璃材料。玻璃材料的光学性能由它的折射率 n 和色散倒数 ν 确定。假定第一个透镜的玻璃折射率和色散倒数为 n_1 、 ν_1 ，第二个透镜为 n_2 、 ν_2 ，三个半径为 r_1 、 r_2 、 r_3 。根据规范化条件，透镜组的总焦距 f' 等于 1，总光焦度 φ 也等于 1。由公式

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = 1 \text{ 或者 } \varphi_2 = 1 - \varphi_1 \quad (3-20)$$

两个透镜的光焦度 φ_1 、 φ_2 只要任意确定一个，其它一个即完全确定。我们取 φ_1 作为表示透镜结构的一个参数。

当玻璃材料一定，光焦度也确定的条件下，只要确定了任意一个半径，其余的两个半径也就被确定了，因为：

$$\varphi_1 = (n_1 - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

$$\varphi_2 = 1 - \varphi_1 = (n_2 - 1) \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} \right)$$

当 n_1 、 n_2 、 φ_1 和 φ_2 确定时，如果给定 r_2 ，由第一式可以确定 r_1 ，由第二式即可确定 r_3 。因此实际上在玻璃材料和光焦度确定以后，只剩下了一个结构参数，我们采用以下的参数表示：

$$Q = \frac{1}{r_2} - \varphi_1 = c_2 - \varphi_1 \quad (3-21)$$

公式中 c_2 为第二面的曲率。

因此，我们用 n_1 、 ν_1 、 n_2 、 ν_2 、 φ_1 、 Q 表示双胶合透镜组结构的全部结构参数如下：

$$n_1, \nu_1, n_2, \nu_2, \varphi_1, Q$$

由于我们最后的目的是求出透镜的各个半径值，为此我们首先将 r_1 、 r_2 、 r_3 表示为以上结构参数的函数。根据公式 (3-21)，有：

$$\frac{1}{r_2} = c_2 = \varphi_1 + Q \quad (3-22)$$

将 c_2 表示式代入公式 $c_1 - c_2 = \frac{\varphi_1}{n_1 - 1}$ 得：

$$\frac{1}{r_1} = c_1 = \frac{n_1 \varphi_1}{n_1 - 1} + Q \quad (3-23)$$

同理可以得到:

$$\frac{1}{r_2} = c_2 = Q + \frac{n_2}{n_2 - 1} \varphi_1 - \frac{1}{n_2 - 1} \quad (3-24)$$

下面我们再把 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、 \bar{C} 表示为结构参数的函数。首先把 \bar{C} 表示为结构参数的函数, 根据公式 (3-18), 由于此时透镜的总光焦度 $\varphi = 1$, 故有 $C = \bar{C}$, 即:

$$\bar{C} = \Sigma \frac{\varphi}{v} = \left(\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} \right)$$

将 $\varphi_2 = 1 - \varphi_1$ 代入上式得:

$$\bar{C} = \varphi_1 \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) + \frac{1}{v_2} \quad (3-25)$$

下面再把 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 表示为结构参数的函数。在 \bar{P}_∞ 和 \bar{W}_∞ 的公式中, 除了和玻璃的折射率 n_1 、 n_2 有关以外, 还和第一辅助光线与光轴的夹角 u 、 u' 有关, 为此我们首先将 u 、 u' 表示为结构参数的函数。

由公式 (附-12)

$$n'u' - nu = \frac{n' - n}{r} h$$

根据归化条件, 对第一个折射面 $u = 0$, $n = 1$, $n' = n$, $h = 1$; 同时将 $\frac{1}{r_1}$ 用公式 (3-23) 代入上式得:

$$u'_1 = u_2 = Q \left(1 - \frac{1}{n_1} \right) + \varphi_1$$

对第二个折射面 $u = u'_1$, $n = n_1$, $n' = n_2$, $h = 1$, $\frac{1}{r_2} = \varphi_1 + Q$, 代入公式 (附-12) 得:

$$u'_2 = u_3 = \left(1 - \frac{1}{n_2} \right) Q + \varphi_1$$

根据归化条件 $u'_3 = 1$, 将上面所得到的公式 $u_1 = 0$, $u'_1 = u_2$, $u'_2 = u_3$, $u'_3 = 1$ 代入 \bar{P}_∞ 公式 (3-6) 得:

$$\bar{P}_\infty = \sum_1^3 \left(\frac{u' - u}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \right)^2 \left(\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n} \right)$$

将以上和式对三个折射面展开归并, 最后得到:

$$\bar{P}_\infty = aQ^2 + bQ + c \quad (3-26)$$

$$\bar{W}_\infty = -\frac{a+1}{2}Q + \frac{1-\varphi_1-b}{3} \quad (3-27)$$

$$c = 1 + 2\frac{\varphi_1}{n_1} + 2\frac{1-\varphi_1}{n_2} \quad (3-28)$$

$$b = \frac{3}{n_1 - 1} \varphi_1^2 - \frac{3}{n_2 - 1} (1 - \varphi_1)^2 - 2(1 - \varphi_1) \quad (3-29)$$

$$c = \frac{n_1}{(n_1 - 1)^2} \varphi_1^3 + \frac{n_2}{(n_2 - 1)^2} (1 - \varphi_1)^3 + \frac{n_2}{n_2 - 1} (1 - \varphi_1) \quad (3-30)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权。

如果我们将 \bar{P}_∞ 配成 Q 的平方得：

$$\bar{P}_\infty = a(Q - Q_0)^2 + P_0 \quad (3-31)$$

$$\bar{W}_\infty = -\frac{a+1}{2}(Q - Q_0) + W_0 \quad (3-32)$$

$$P_0 = c - \frac{b^2}{4a} \quad (3-33)$$

$$Q_0 = -\frac{b}{2a} \quad (3-34)$$

$$W_0 = \frac{1 - \varphi_1}{3} - \frac{3 - a}{6} Q_0 \quad (3-35)$$

以上即为透镜结构参数和 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 的关系式。

在以上公式中， P_0 、 Q_0 、 W_0 、 a 是 n_1 、 n_2 、 φ_1 的函数，而 φ_1 实际上可以看作是 \bar{C} 和 ν_1 、 ν_2 的函数，所以它们只和玻璃材料及色差大小有关。

为讨论像差特性参数 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 和玻璃材料的关系，从上面公式中消去与透镜形状有关的因子 $(Q - Q_0)$ 得到：

$$\bar{P}_\infty = P_0 + \frac{4a}{(a+1)^2} (\bar{W}_\infty - W_0)^2 \quad (3-36)$$

如果把现有的玻璃进行组合，并按不同的 \bar{C} 值来计算它们对应的 a 值，发现 a 的变化不大，在 2.3~2.45 之间，我们取平均值 $a = 2.35$ ，对应 $4a/(a+1)^2 = 0.85$ ， $(a+1)/2 = 1.67$ 。当冕牌玻璃在前面时， W_0 近似等于 0.1，当火石玻璃在前面时， \bar{W}_0 近似等于 0.2。将这些近似值代入以上公式得到：

$$\text{冕玻璃在前时：} \bar{P}_\infty = P_0 + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.1)^2 \quad (3-37)$$

$$\text{火石玻璃在前时：} \bar{P}_\infty = P_0 + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.2)^2 \quad (3-38)$$

由以上公式可以看到，不同玻璃的组合和不同的 \bar{C} 值唯一不同的是 P_0 ，同时可以看到双胶合物镜 \bar{P}_∞ 和 \bar{W}_∞ 的关系是抛物线关系，如图 3-5 所示。当玻璃材料和 \bar{C} 改变时，抛物线的形状不变，只是位置上下移动，其中 P_0 值即为 \bar{P}_∞ 的极小值。

为了便于根据不同的 P_0 值和 \bar{C} 值找到要求的玻璃，在本书的附录中，对常用的玻璃按冕玻璃在前和火

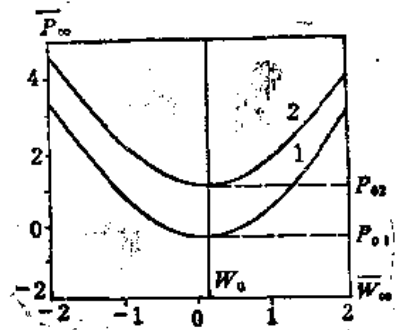


图3-5

石玻璃在前进行组合，并对每一对玻璃按下列不同的 \bar{C} 值：

0.015, 0.005, 0.002, 0.001, 0.000, -0.001, -0.0025, -0.005, -0.01,
-0.025, -0.05

计算出它们对应的 P_0 、 Q_0 和 φ_1 值并且列成表格。

将前面 a 和 $(a+1)/2$ 的近似值代入公式(3-31)和(3-32)

$$\bar{P}_\infty = 2.35(Q - Q_0)^2 + P_0 \quad (3-39)$$

$$\bar{W}_\infty = -1.67(Q - Q_0) + W_0 \quad (3-40)$$

利用前面这些公式和表格即可由已知的 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、 \bar{C} 求解双胶合物镜的结构参数。为了便于今后使用，我们将这些公式重新按实际计算步骤整理如下：

已知： \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、 \bar{C} 求玻璃材料和结构参数：

1) 由 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、求 P_0 ：

$$\bar{P}_\infty = P_0 + 0.85(\bar{W}_\infty - W_0)^2$$

式中 W_0 ，当冕玻璃在前时取0.1，火石玻璃在前时取0.2。

2) 根据 P_0 和 \bar{C} 查表找出需要的玻璃组合，并同时查出 φ_1 和 Q_0 值。

3) 根据 Q_0 和 \bar{P}_∞ 或 \bar{W}_∞ 求 Q ：由公式(3-39)和(3-40)解得：

$$Q = Q_0 \pm \sqrt{\frac{\bar{P}_\infty - P_0}{2.35}}; \quad Q = Q_0 - \frac{\bar{W}_\infty - W_0}{1.67} \quad (3-41)$$

由前一个公式可以求出两个 Q 值，选取和下一个公式相近的一个解，然后求它们的平均值作为要求的 Q 值。

4) 根据 Q 值求 r_1 、 r_2 、 r_3 ：

$$\frac{1}{r_2} = \varphi_1 + Q \quad (3-42)$$

$$\frac{1}{r_1} = \frac{\varphi_1}{n_1 - 1} + \frac{1}{r_2} \quad (3-43)$$

$$\frac{1}{r_3} = \frac{1}{r_2} - \frac{1 - \varphi_1}{n_2 - 1} \quad (3-44)$$

由以上公式求出的半径，对应透镜组的焦距 $f' = 1$ ，如果我们要设计的透镜组在没有规化以前要求的焦距为 f' ，则需要把所有半径乘以焦距 f' ，才能得到实际要求的结构参数。

§ 3-6 选玻璃程序的编制

在§3-5中我们介绍了用查表的方法，解决双胶合物镜选玻璃的问题。这种方法在实际使用中有很大的局限性，首先因为表中的 \bar{C} 值范围十分有限(0.015~ -0.05)，其次是表中列出的玻璃种类有限，因此在求一些比较复杂的薄透镜组和薄透镜系统的结构时，往往不能符合实际的需要。在目前使用电子计算机的条件下，最好是编制一个选玻璃的程序。这种程序主要包括两部分：

第一部分：把现有的全部玻璃分成冕玻璃、火石玻璃两大类，把每一种玻璃的 n_D 、 ν_D 都储存在计算机的存储器内。

第二部分：按要求的 P_0 和 \bar{C} 选玻璃。在选玻璃时，除了给出要求的 P_0 和 \bar{C} 外，还要给出 P_0 的一个公差范围 ΔP_0 。

程序工作的大致顺序如下：

依次取出一种冕玻璃，然后把它和每一种火石玻璃组合，对每一组合采取冕玻璃在前，按要求的 \bar{C} 值计算它的 P_0 值，然后和要求的 P_0 值进行比较，如果在公差范围之内，则按该玻璃对的 n_1 、 ν_1 、 n_2 、 ν_2 、 φ_1 、 φ_2 、 P_0 、 W_0 、 Q_0 打印输出。把全部冕玻璃计算完毕以后，再依次取出一种火石玻璃和每一种冕玻璃组合，采用火石玻璃在前，重复进行上面的计算，计算所用的公式按运算顺序排列如下：

$$1) \quad \varphi_1 = \left(\bar{C} - \frac{1}{\nu_2} \right) / \left(\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} \right) \quad (3-25)$$

$$2) \quad a = 1 + 2 \frac{\varphi_1}{n_1} + 2 \frac{1 - \varphi_1}{n_2} \quad (3-26)$$

$$b = \frac{3}{n_1 - 1} \varphi_1^2 - \frac{3}{n_2 - 1} (1 - \varphi_1)^2 - 2(1 - \varphi_1) \quad (3-27)$$

$$c = \frac{n_1}{(n_1 - 1)^2} \varphi_1^3 + \frac{n_2}{(n_2 - 1)^2} (1 - \varphi_1)^3 + \frac{n_2}{n_2 - 1} (1 - \varphi_1)^2 \quad (3-28)$$

$$3) \quad P_0 = c - \frac{b^2}{4a} \quad (3-29)$$

$$4) \quad Q_0 = -\frac{b}{2a} \quad (3-30)$$

$$5) \quad W_0 = \frac{1 - \varphi_1}{3} - \frac{3 - a}{6} Q_0 \quad (3-31)$$

程序运算1)~3)项求出 P_0 以后，即和要求的 P_0 值进行比较，如果 P_0 符合要求，则继续运算4)~5)项，并将该组玻璃对应的光学常数和有关量输出。

如果 P_0 不符合要求，则放弃这对玻璃，重新计算另一对玻璃。

使用计算机选择玻璃的好处是可以在短时间内将全部符合 P_0 和 \bar{C} 的玻璃对都挑选出来，而且不受 \bar{C} 值范围的限制，如果选出的玻璃组合太少或太多，可以用增大或减小公差 ΔP_0 来控制。

在实际设计工作中，计算机选出来的玻璃首先要进行挑选，挑选的原则（这些原则也适用于查表法选玻璃）一般从下面两个方面考虑：

①根据高级像差的要求挑选。由程序选出的全部玻璃从初级像差来说，都是符合要求的，但不同玻璃对的高级像差性质不同，根据整个系统校正像差的要求，如果希望透镜组多产生高级像差则挑选 φ_1 、 φ_2 、 Q_0 绝对值大的玻璃对，反之要求高级像差小则要求选用 φ_1 、 φ_2 、 Q_0 绝对值小的玻璃对。

②根据玻璃的物理化学性能和透镜结构的工艺性挑选玻璃对。在一些孔径和视场比较小的光学系统中，如一般望远镜物镜，它们的高级像差一般很小，用不着特别注意，所以挑选玻璃主要根据玻璃的物理化学性能，如硬度、化学稳定性等，选取最常用的玻璃对，并且尽可能使透镜的曲率半径大一些，便于成盘加工提高生产效率。一般 φ_1 、 φ_2 、 Q_0 绝对值比较小的玻璃，半径就大。

关于如何挑选玻璃的问题，以后在各种光学系统的设计举例中还会具体说明。

§ 3-7 单透镜结构参数和 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、 \bar{C} 的关系

扫描器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

单透镜是光学系统中除了双胶合透镜以外经常使用的透镜，同时任意透镜组都可以看作是由单透镜组合成的，因此如何由 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 、 \bar{C} 求解单透镜的结构参数，也是我们实际工作中经常遇到的。

我们可以把单透镜看作是双胶合透镜的一个特殊情况，对应 $\varphi_1 = 1$ 、 $\varphi_2 = 0$ 。将以上关系代入前面双胶合透镜公式 (3-21)、(3-25)，并取消不必要的注角“1”，即可直接得到单透镜的公式：

$$Q = C_2 - 1 \quad (3-45)$$

$$\bar{C} = \frac{1}{\nu} \quad (3-46)$$

同理由公式 (3-28)、(3-29) 和 (3-30) 得：

$$a = 1 + \frac{2}{n} \quad (3-47)$$

$$b = \frac{3}{n-1} \quad (3-48)$$

$$c = \frac{n}{(n-1)^2} \quad (3-49)$$

由公式 (3-33)、(3-34) 和 (3-35) 得：

$$P_s = c - \frac{b^2}{4a} = \frac{n}{(n-1)^2} \left[1 - \frac{9}{4(n+2)} \right] \quad (3-50)$$

$$Q_s = -\frac{b}{2a} = \frac{-3n}{2(n-1)(n+2)} \quad (3-51)$$

$$W_s = -\frac{3-a}{6} Q_s = \frac{1}{2(n+2)} \quad (3-52)$$

在单透镜的情形，我们取 W_s 为冕牌玻璃在前和火石玻璃在前的平均值 0.15，得到和双胶合透镜相似的公式：

$$\bar{P}_\infty = P_s + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2 \quad (3-53)$$

$$P_\infty = P_s + 2.35(Q - Q_s)^2 \quad (3-54)$$

$$\bar{W}_\infty = -1.67(Q - Q_s) + 0.15 \quad (3-55)$$

如果要求由 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 求 Q ，由上式求 Q 得到：

$$Q = Q_s \pm \sqrt{\frac{\bar{P}_\infty - P_s}{2.35}} \quad (3-56)$$

$$Q = Q_s - \frac{\bar{W}_\infty - 0.15}{1.67} \quad (3-57)$$

为了应用方便,我们把不同折射率 n 对应的 P_0 、 Q_0 列在表3-1中。利用表中数据根据玻璃的折射率立即可以求得对应的 P_0 和 Q_0 。

计算举例:

假定有一个平凸透镜,焦距为 $f' = 4000\text{mm}$,玻璃材料为 K_0 ($n = 1.5163$, $\nu = 64.1$)。用作平行光管物镜,如图3-6所示。通光口径 $D = 160\text{mm}$,求透镜的初级球差、彗差(SC')和色差。

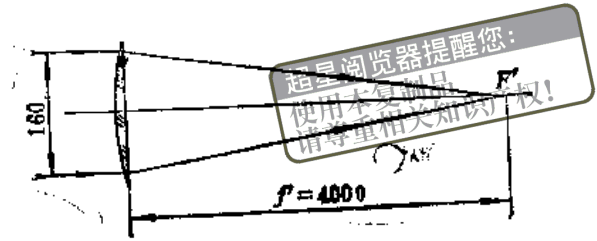


图3-6

表 3-1

n	P_0	Q_0
1.44	2.57	-1.43
1.46	2.41	-1.38
1.48	2.27	-1.33
1.50	2.14	-1.29
1.52	2.03	-1.25
1.54	1.92	-1.21
1.56	1.83	-1.17
1.58	1.74	-1.14
1.60	1.67	-1.11
1.62	1.59	-1.08
1.64	1.53	-1.06
1.66	1.47	-1.03
1.68	1.41	-1.01
1.70	1.36	-0.98
1.72	1.31	-0.96
1.74	1.27	-0.94
1.76	1.22	-0.92
1.78	1.18	-0.91
1.80	1.15	-0.89
1.82	1.11	-0.87

由表3-1用插值法得到当 $n = 1.5163$ 时的 P_0 、 Q_0 值为

$$P_0 = 2.05; Q_0 = -1.26$$

由于透镜为平凸形,并且凸面向前,所以 $C_2 = 0$ 代入公式(3-45)得:

$$Q = C_2 - 1 = -1$$

将 P_0 、 Q_0 、 Q 代入公式(3-54)、(3-55)求 \bar{P}_0 、 \bar{W}_0 得:

$$\bar{P}_0 = 2.35(Q - Q_0)^2 + P_0 = 2.35(-1 + 1.26)^2 + 2.05 = 2.21$$

$$\bar{W}_0 = -1.67(Q - Q_0) + 0.15 = -1.67(-1 + 1.26) + 0.15 = -0.284$$

由公式(3-8)求 P 、 W

$$P = P_- = \bar{P}_-(h\varphi)^2 = 2.21 \times \left(\frac{80}{4000}\right)^2 = 1.77 \times 10^{-6}$$

$$W = W_- = \bar{W}_-(h\varphi)^2 = -0.284 \times \left(\frac{80}{4000}\right)^2 = -1.14 \times 10^{-6}$$

将 P 、 W 代入公式(3-1)得:

$$\delta L' = \frac{hP}{-2n'_1 u'_1{}^2} = \frac{80 \times 1.77 \times 10^{-6}}{-2 \times \left(\frac{80}{4000}\right)^2} = -1.77$$

根据公式(3-2), 当光阑和透镜重合时可以导出:

$$SC' = \frac{W}{2} = \frac{-1.14}{2} \times 10^{-6} = -0.000057$$

以上即为球差和彗差值。

下面求色差, 由公式(3-46)得:

$$\bar{C} = \frac{1}{v} = \frac{1}{64.1} = 0.0156$$

由公式(3-19)得:

$$C = \bar{C}\varphi = 0.0156 \times \frac{1}{4000} = 3.9 \times 10^{-6}$$

代入公式(3-16)得:

$$\Delta l'_{FC} = \frac{h^2 C}{-n'_1 u'_1{}^2} = \frac{80^2 \times 3.9 \times 10^{-6}}{-\left(\frac{80}{4000}\right)^2} = -62.5$$

上面两节中, 我们导出了如何根据像差特性参数 P 、 W 求双胶合透镜组和单透镜结构参数的方法。至于更复杂的薄透镜组一般由单透镜和双胶合透镜组成, 从原则上来说这类薄透镜组的求解问题, 用前述双胶合组和单透镜的公式也可以解决, 因此利用薄透镜系统的初级像差公式, 加上由像差特性参数求解透镜组结构参数的公式, 就可以解决一般薄透镜系统和薄透镜组根据初级像差求结构参数的问题。此种方法的应用将在今后各类光学系统设计中具体介绍。

§ 3-8 单个薄透镜球差特性的讨论

前面我们已经解决了由初级像差求薄透镜结构参数的问题, 下面我们来讨论薄透镜系统初级像差理论的另一个重要应用, 即利用初级像差公式, 用解析的方法讨论薄透镜系统或薄透镜组的初级像差特性。这是分析光学系统像差性质的重要方法。在后面两节中, 我们将用

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

它来讨论单个薄透镜的像差性质。实际光学系统总可以看作是由若干个单透镜组成的，因此单透镜的像差性质在设计过程中经常会遇到，而且大多数透镜可以近似当作薄透镜看待。对于厚透镜，前面已经讲过，可以把它看作由薄透镜和玻璃平板组合而成，玻璃平板的像差公式在§2-11中已经导出，如果再了解薄透镜的像差性质，也就能大体上了解厚透镜的像差性质。

在设计过程中分析光学系统的像差性质时，可以把每个折射面看作系统的基本组成单元，也可以把每个透镜看作系统的基本组成单元，究竟使用哪一种，要根据具体情况而定，一般在设计的最初阶段，把系统看作由透镜组构成较好，在校正像差过程中，则把系统看作由折射面组成较多些。把系统看作由单透镜或双胶合组构成的好处是能够比较方便地对它们的像差性质进行解析研究。在这里，通过对单透镜像差性质的讨论，一方面了解单透镜的具体像差性质，同时通过它介绍利用薄透镜系统的初级像差公式讨论像差性质的方法。本节先讨论单透镜的球差性质。

单透镜的球差是由 h 、 f' 、物平面位置以及透镜形状和玻璃折射率决定的。其中球差和 h 、 f' 的关系比较简单，前面已经讲过。这里只需讨论球差和物平面位置，透镜形状以及玻璃折射率的关系。其中玻璃折射率变化不大，一般在 1.5~1.7 左右，因此对像差影响也较小，所以主要是物距和透镜形状的作用。由于不需要讨论 h 、 f' 和球差的关系，因此假定 $h = f' = 1$ ，这可以使讨论大大简化。根据薄透镜系统的初级像差公式，球差和数为：

$$S_1 = -2n'u'^2\delta L' = hP$$

在 $h = f' = 1$ 的规化条件下 $P = \bar{P}$ ，由此得到：

$$S_1 = \bar{P}$$

在讨论透镜球差性质时，一般直接讨论 S_1 ，而现在也就是讨论 \bar{P} ，根据公式 (3-13)：

$$\bar{P} = \bar{P}_\infty + \bar{u}_1(4\bar{W}_\infty - 1) + \bar{u}_1^2(3 + 2\mu)$$

将 $\bar{P}_\infty = P_\infty + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2$ 和 $\mu = 0.65(n = 1.54)$ 代入上式，展开整理以后得到：

$$S_1 = \bar{P} = 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2 + 4\bar{u}_1\bar{W}_\infty + P_\infty - \bar{u}_1 + 4.3\bar{u}_1^2 \quad (3-58)$$

以上公式中 $\bar{u}_1 = u_1/h\varphi = 1/l_1$ 代表物平面位置， \bar{W}_∞ 决定透镜的形状， P_∞ 决定于折射率 n ，因此讨论球差和物平面位置以及透镜形状的关系，也就是讨论 S_1 和 \bar{W}_∞ 、 \bar{u}_1 的关系。下面首先讨论 \bar{u}_1 和 S_1 的关系。

一、 S_1 和物平面位置的关系

由公式 (3-58) 可以看到 S_1 和 \bar{W}_∞ 之间是一条抛物线的关系。而且抛物线的形状和物体位置 \bar{u}_1 无关，不同的 \bar{u}_1 只改变抛物线的位置，因为 \bar{u}_1 和 \bar{W}_∞ 的平方项无关，只和 \bar{W}_∞ 的一次项和常数项有关。讨论物距 \bar{u}_1 对 S_1 的影响，也就是讨论 \bar{u}_1 和抛物线顶点位置的关系。抛物线的顶点也就是 S_1 的极值点，因此首先求出极值点位置的公式。将 S_1 对 \bar{W}_∞ 取导数，并令 $\frac{\partial S_1}{\partial \bar{W}_\infty} = 0$ 求解，就可以找到 S_1 的极值点，由公式 (3-58) 有：

$$\frac{\partial S_1}{\partial \bar{W}_\infty} = 1.7(\bar{W}_\infty - 0.15) + 4\bar{u}_1 = 0$$

对上式求解 \bar{W}_∞ 得到：

$$\bar{W}_\infty = -2.35\bar{u}_1 + 0.15 \quad [(3-59)]$$

以上即为在不同 \bar{u}_1 时 S_I 为极值所对应的 \bar{P}_{min} 值, 由于 $\partial^2 S_I / \partial \bar{P}_{min}^2 = 1.7 > 0$, 所以 S_I 为极小值。我们把公式(3-59)代入 S_I 的公式(3-58)中, 由于 $S_I = \bar{P}$, 这时的 \bar{P} 用 \bar{P}_{min} 代表, 将公式展开归并以后得到:

$$S_{I_{min}} = \bar{P}_{min} = P_0 - 0.4(\bar{u}_1^2 + \bar{u}_1) = (P_0 + 0.1) - 0.4(\bar{u}_1 + 0.5)^2$$

上式表示不同 \bar{u}_1 时对应的球差和数极小值。为了使 \bar{u}_1 和 $S_{I_{min}}$ 的关系更加清楚, 把上面公式用曲线表示, 如图3-7所示。图中横坐标代表 \bar{u}_1 , 纵坐标代表 \bar{P}_{min} 。 $\bar{u}_1 = 0$ 代表物平面位于无限远, 当 \bar{u}_1 由零向正方向增大时, 代表虚物平面由右方无限远逐渐向透镜靠拢; 当 \bar{u}_1 由零向负方向变化时, 代表实物平面由左方无限远逐渐向透镜靠拢。由图可以看到, 当实物平面由无限远逐渐向透镜移动时, \bar{P}_{min} 开始由 P_0 逐渐增加, 达到 $\bar{u}_1 = -0.5$ 即 $l = 1/\bar{u}_1 = -2$ 时, \bar{P}_{min} 达到极大值, 这时相当于物平面位于透镜两倍焦距的地方, 即 $\beta = 1$, 物像处于对称位置的情形, 这时 $\bar{P}_{min} = P_0 + 0.1$; 当物平面继续向透镜靠拢时, \bar{P}_{min} 开始下降, 当 $\bar{u}_1 = -1$, 即物平面位于物方焦点时 \bar{P}_{min} 又回到 P_0 ; 如果物平面继续向透镜靠拢, 则 \bar{P}_{min} 继续下降, 以上对应曲线的左半部分。曲线的右半部分, 表示虚物平面由右方无限远向透镜靠拢时, \bar{P}_{min} 由 P_0 继续下降。由图3-7看到每一个 \bar{P}_{min} 对应两个 \bar{u}_1 , 由光路可逆定理很容易理解。

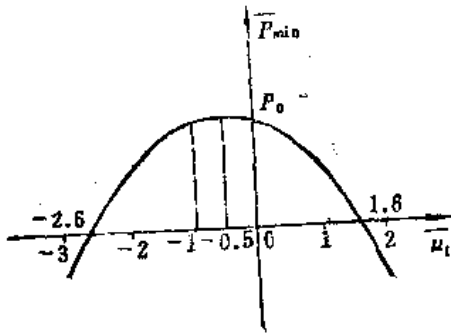


图3-7

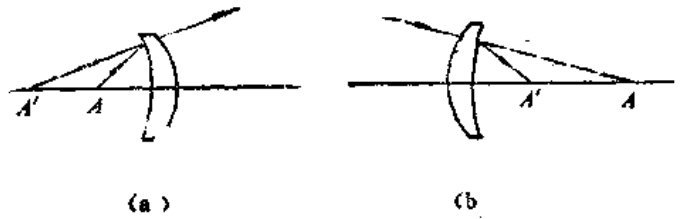


图3-8

图3-8(b)可以看作是图3-8(a)把物像平面和透镜同时翻转到 180° 的结果, 它们显然具有相同的 S_I 值。由图3-7还可以看到, 除了实物平面由 $-\infty$ 至物方焦点这个范围内 \bar{P}_{min} 比 P_0 略有增加外, 其它物平面位置的 \bar{P}_{min} 都小于 P_0 。

大家知道, 单正透镜在大多数情况下产生负球差, 但是当物平面位于某一定区间内有可能产生正球差。要使单正透镜有可能产生正球差, 则必须使 $\bar{P}_{min} < 0$, 因为球差与 \bar{P} 异号。下面来找这个区间。

由 $\bar{P}_{min} = 0$ 求解 \bar{u}_1 得:

$$\bar{u}_1 = -0.5 \pm \sqrt{2.5(P_0 + 0.1)}$$

P_0 随着折射率 n 的改变而变化, 如表3-1所示。把 n 的平均值取为1.6, 则 $P_0 = 1.67$, 代入上式得:

$$\bar{u}_1 = 1.6; \quad -2.6$$

$$l = \frac{1}{\bar{u}_1} = 0.625; \quad -0.385$$

当 $-2.6 > \bar{u}_1 > 1.6$ 时, \bar{P}_{min} 为负值, 由此可知实物平面位于透镜前方 $0.385 (\approx 0.4)$ 焦距

以内，以及虚物平面位在 $0.625(\approx 0.6)$ 焦距之内，正透镜才有可能产生正球差，如图3-9所示。

上述结论是在假定 $n = 1.6$ 导出的，当 n 增加时， P_0 减小，可能产生正球差的区间稍有扩大，反之，当 $n < 1.6$ 时， P_0 值增加，可能产生正球差的区间就稍微减小。显然上述区间只是有产生正球差的可能性，实际上球差是否为正还要看透镜形状而定。下面讨论透镜形状和球差的关系。

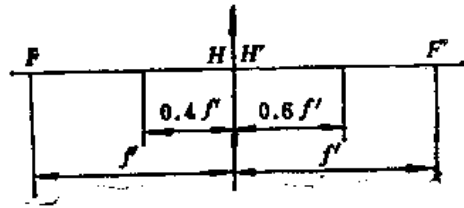


图3-9

二、球差和透镜形状的关系

在前面初级像差公式中，采用 Q 代表透镜的形状，由于 Q 和透镜表面的曲率成线性关系，因此也可以用透镜某一面的曲率，例如第二面的曲率 C_2 来代表透镜的形状；另外 \bar{W}_0 和 Q 同样是线性关系，也可以直接用 \bar{W}_0 来代表透镜的形状。为了得到透镜形状和 \bar{W}_0 、 Q 、 C_2 之间对应关系的直观概念，我们把不同形状透镜的 \bar{W}_0 、 Q 、 C_2 值列表3-2。表3-2是根据 $n = 1.6$ 计算出来的结果，当 n 改变时， \bar{W}_0 、 Q 值可能略有变化。为了便于记忆我们把数据进行了适当归整。这个表格很容易记忆。因为透镜弯曲的曲率变化是和 \bar{W}_0 、 Q 、 C_2 成线性关系，因此只要记住两个特殊形状透镜的 \bar{W}_0 、 Q 、 C_2 值，其它形状就可以很快推算出来。一般可以记住两个平凸透镜的数值：

当凸面在前时： $\bar{W}_0 = 0$ ； $Q = -1$ ； $C_2 = 0$

当平面在前时： $\bar{W}_0 = 3$ ； $Q = -2.8$ ； $C_2 = -1.8$

对于两个半径绝对值相等的双凸透镜，因为它的弯曲是处于两个平凸透镜之间，因此它的 \bar{W}_0 、 Q 、 C_2 应该等于二者的平均数值，即

$$\bar{W}_0 = 1.5; Q = -1.9; C_2 = -0.9$$

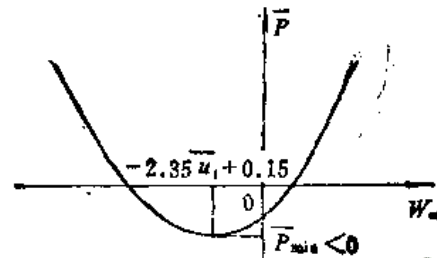
表3-2

\bar{W}_0	6	4.5	3	1.5	0	-1.5	-3
Q	-4.6	-3.7	-2.8	-1.9	-1	-0.1	0.8
C_2	-3.6	-2.7	-1.8	-0.9	0	0.9	1.8
C_1	-1.8	-0.9	0	0.9	1.8	2.7	3.6

其它形状的透镜也可以依此类推。这样只要知道了 \bar{W}_0 或 Q 值，就可以马上知道透镜的大致形状。这对于今后如何根据透镜形状的要求来选择初级像差的解是十分必要的。下面开始讨论球差和透镜形状的关系。

(1) 前面已经说过, 球差与 \bar{P}_{∞} 之间是抛物线关系, 而且不同物平面位置并不影响抛物线的形状, 而只是改变抛物线的上下、左右位置, 如图3-10所示。

当物平面位置对应 $\bar{P}_{\infty} < 0$ 时, 抛物线顶点在横坐标以下, 正透镜可能产生正球差, 但是当透镜 \bar{P}_{∞} 值超出一定范围时, \bar{P} 仍然大于零, 球差仍为负值, 所以究竟球差是正是负, 还需要看透镜的形状。



超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

(2) 下面来讨论, 不同物平面位置时, S_1 为极小值时对应的透镜形状。由公式(3-59)知道 S_1 为极小值时的 \bar{P}_{∞} 为:

$$\bar{P}_{\infty} = -2.35\bar{u}_1 + 0.15 \quad (3-59)$$

下面我们实际计算几个物平面位置对应 S_1 为极值的透镜形状, 如表3-3所示。

表3-3

\bar{u}_1	0	-0.5	-1	-2	2	+1	+0.5
l	∞	$-2f'$	$-f'$	$-f'/2$	$f'/2$	f'	$2f'$
$\beta = \frac{l'}{l}$	0	-1	-	2	2/3	1/2	1/3
\bar{P}_{∞}	0.15	1.3	-	4.9	-4.6	-2.2	-1
r_1/r_2	0.06	-1	-	2.4	2/3.2	1/2.3	1/3.8

表中 $\bar{u}_1 = -1$ 时的数字没有列出, 因为 $\bar{u}_1 = -1$ 实际上就是 $\bar{u}_1 = 0$ 的反向光路, 二者的情形是完全对应的。

从表中可以看到, 物平面的垂轴放大率 β 和透镜两半径之比近似相等, 因此

$$\beta = \frac{l'}{l} \approx \frac{r_1}{r_2}$$

这样对于不同的物平面位置, 我们得到确定球差为极值的透镜形状的简单直观的方法, 即只要看透镜第一和第二两个半径之比是否等于像距和物距之比。今后在实际设计过程中分析光学系统的某一个透镜的球差时, 可以首先根据物距和像距确定球差为极值时的透镜形状, 同时根据物距的大小可以大致确定球差极值的符号和数量, 然后根据实际透镜的形状, 确定它对应的 \bar{P}_{∞} 值在极值的左边还是右边, 这样既可粗略估计它的球差大小, 也可以知道不同方向弯曲透镜时球差的变化趋势。

§ 3-9 单个薄透镜对无限远物平面

成像时的彗差和像散特性

上节利用薄透镜的初级球差公式讨论了单透镜的球差性质, 这一节讨论彗差和像散。由于彗差和像散不仅和物平面位置, 透镜形状有关, 而且和光阑位置有关, 因此要普遍讨论彗差

和像散的性质比较困难,它们之间的规律也比较复杂。但是如果三个因素中任意确定一个后,讨论其它两个因素就较方便了。在实际设计工作中,往往有一个或者两个因素是确定的,例如当进行弯曲透镜时,物平面和光阑位置基本上确定的;当改变透镜之间的间隔时,透镜形状便是确定的。在这些情况下,利用薄透镜初级像差公式来讨论它们的彗差和像散是比较容易的。这一节中讨论单透镜对无限远物平面成像时的彗差和像散特性。这是因为一方面大多数情况下物平面位在有限距离时的像差性质和物平面在无限远时的像差性质相似,只有当物平面离透镜很近时,二者才有较大差别,这一点可以从球差性质的讨论中看出来;另一方面通过这一讨论使我们掌握如何利用薄透镜像差公式讨论彗差和像散特性的方法。将来在实际工作中可以针对不同的具体情况再进行分析。下面首先讨论彗差。

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

一、彗 差

根据公式 (3-2) 单个薄透镜的初级彗差公式为:

$$-2n'u'K'_S = S_I = h_z P - JW$$

为了使讨论简化,和上节一样,我们假定 $h = f' = 1$, 同时我们还假定像高 $y' = 1$ 。由于彗差和像高 y' 的一次方成比例,因此用不着再讨论。考虑到这里只讨论物平面位于无限远的情形,这样:

$$P = \bar{P}_\infty, W = \bar{W}_\infty, n'u' = 1, J = n'u'y' = 1$$

代入以上公式得:

$$-2K'_S = S_I = h_z \bar{P}_\infty - \bar{W}_\infty \quad (3-60)$$

将 $\bar{P}_\infty = P_0 + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2$ 代入上式得:

$$-2K'_S = S_I = h_z [P_0 + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2] - \bar{W}_\infty \quad (3-61)$$

以上公式中 \bar{W}_∞ 代表透镜形状, h_z 代表入瞳位置。由于假定 $f' = y' = 1$, 根据 $y' = -f'u_z$ 可知 $u_z = -1$, 从而得 $h_z = l_z \cdot u_z = -l_z$, 因此 h_z 实际上就代表入瞳位置, 也就是代表光阑位置。下面分别讨论物平面位在无限远时入瞳位置和透镜形状与彗差的关系。

1. 彗差和入瞳位置的关系 由公式 (3-60) 看到 S_I 和 h_z 成线性关系, 也就是和入瞳位置 l_z 成线性关系。

令 $S_I = 0$, 求 h_z 得:

$$h_z = \frac{\bar{W}_\infty}{\bar{P}_\infty} = \frac{\bar{W}_\infty}{P_0 + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2} \quad (3-62)$$

上式表示不同形状的透镜对应彗差为零的入瞳位置的公式。

由于单个薄透镜对无限远物平面成像时, \bar{P}_∞ 永远大于零, 因此 h_z 永远与 \bar{W}_∞ 同号。当 $\bar{W}_\infty = 0$ 时, 则有 $h_z = 0$, 所以凸面向前的平凸透镜, 当光阑和透镜重合时, 彗差为零, 如图 3-11 (b) 所示; 当透镜向前弯曲时, 彗差为零的光阑位置在透镜前方, 如图 3-11 (a) 所示; 当透镜向后弯曲时, 对应的光阑位置在透镜的后方, 如图 3-11 (c) 所示。

在透镜形状一定的情况下, 当光阑由彗差为零的位置向后移动时, h_z 减小, S_I 也减小, 而 K'_S 增加, 因为 K'_S 和 S_I 反号; 反之当光阑向前移动时则 K'_S 减小; 这种关系如图 3-11 的下半部分所示, 直线的斜率和 \bar{P}_∞ (代表球差) 成比例。由公式 (3-62) 看到, 当 \bar{W}_∞ 的绝对值由零逐渐增加时, 开始 h_z (绝对值) 也随着增加, 当 \bar{W}_∞ 到达一定数值后如果继续增大, 这时分

超星浏览器提醒您：
使用超星浏览器
使用超星浏览器

母增加比分子快， h_z 反而减小，所以不同形状的透镜可能使慧差为零的入瞳位置必然在透镜两侧的一定范围内，如果超出了这个范围，无论透镜形状如何改变，慧差都不可能等于零。下面寻找这个范围。

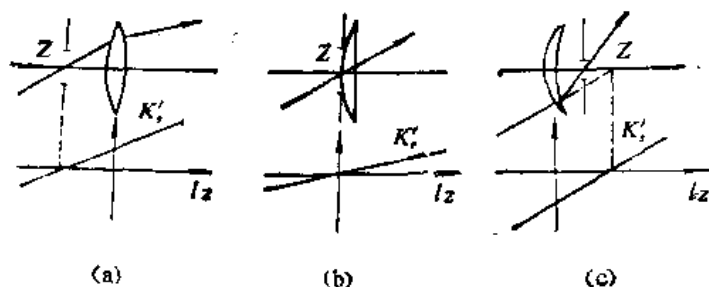


图3-11

	H H'		
慧差永为负的 入瞳区间	慧差可能 为零的 入瞳区间	慧差永为正的 入瞳区间	
	0.5 f'	0.4 f'	

图3-12

将 h_z 对 \overline{W}_∞ 求导数

$$\frac{\partial h_z}{\partial \overline{W}_\infty} = \frac{P_0 - 0.85\overline{W}_\infty^2 + 0.019}{(P_0 + 0.85(\overline{W}_\infty - 0.15)^2)^2}$$

令 $\frac{\partial h_z}{\partial \overline{W}_\infty} = 0$ ，求解 \overline{W}_∞ 并且取近似：

$$P_0 - 0.85\overline{W}_\infty^2 = 0$$

或者 $\overline{W}_\infty^2 = \frac{P_0}{0.85}$; $\overline{W}_\infty = \pm \sqrt{\frac{P_0}{0.85}}$

如果取 P_0 的平均值为1.67 ($n = 1.6$)，代入上式得

$$\overline{W}_\infty = \pm 1.4$$

将 $\overline{W}_\infty = \pm 1.4$ 代入公式 (3-62) 得到 h_z 的两个极值：

$$h_z = (-0.38, 0.47) \approx (-0.4, 0.5); \quad [1]$$

即 $l_z = (0.4, -0.5)$

由此可知当入瞳位于透镜前方0.5焦距之外，或者入瞳位于透镜后方0.4焦距之外，对无限远物平面成像的单个透镜慧差不可能等于零，当入瞳位在 $-0.5f'$ 之外，慧差永远为负值，当入瞳位在 $0.4f'$ 之外，慧差永远为正值，如图3-12所示。

2. 慧差和透镜形状的关系 由公式 (3-31) 看到慧差和 \overline{W}_∞ 成抛物线关系，抛物线顶点曲率的大小与 h_z 有关， h_z 越小曲率越小，抛物线越平直。当 $h_z = 0$ 时，慧差和 \overline{W}_∞ 之间成直线关系。下面求慧差为极值时的透镜形状，将 S_I 对 \overline{W}_∞ 求导数得：

$$\frac{\partial S_I}{\partial \overline{W}_\infty} = 1.7h_z(\overline{W}_\infty - 0.15) - 1$$

令 $\frac{\partial S_I}{\partial \overline{W}_\infty} = 0$ ，求解 \overline{W}_∞ 就得到慧差为极值时的透镜形状。

$$\overline{W}_\infty = \frac{1}{1.7h_z} + 0.15 \quad (3-63)$$

上式即为慧差为极值时，透镜形状对应的 \overline{W}_∞ 值。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

以上就是单个薄透镜对无限远物平面成像时慧差的特性。

二、像 散

根据公式 (3-3) 单透镜的像散为：

$$-n'u'^2 x'_{iS} = S_I = \frac{h_s^2}{h} P - 2J \frac{h_s}{h} W + J^2 \bar{\rho}$$

在前面同样规范化条件下，公式变为：

$$-x'_{iS} = S_I = h_s^2 \bar{P}_\infty - 2h_s \bar{W}_\infty + 1 \quad (3-64)$$

下面首先讨论像散和入瞳位置的关系。由公式 (3-64) 可以看到 S_I 是 h_s 的二次方程式，因此像散和入瞳距成抛物线关系，抛物线的顶点就是像散极值对应的入瞳位置，取 $\partial S_I / \partial h_s = 0$ 求解 h_s 得：

$$h_s = \frac{\bar{W}_\infty}{\bar{P}_\infty}$$

这就是像散为极值时对应的入瞳位置，根据公式 (3-62) 知道，上述入瞳位置也就是慧差为零的入瞳位置，所以慧差为零的入瞳位置，正好是像散的极值位置，这种关系如图 3-13 所示。

上述关系不仅对无限远物平面成立。对任意物平面位置同样成立。由图 3-13 看到，一般来说单透镜可能存在两个像散为零的入瞳位置，下面求这两个对应位置，令 $S_I = 0$ 求解 h_s 得：

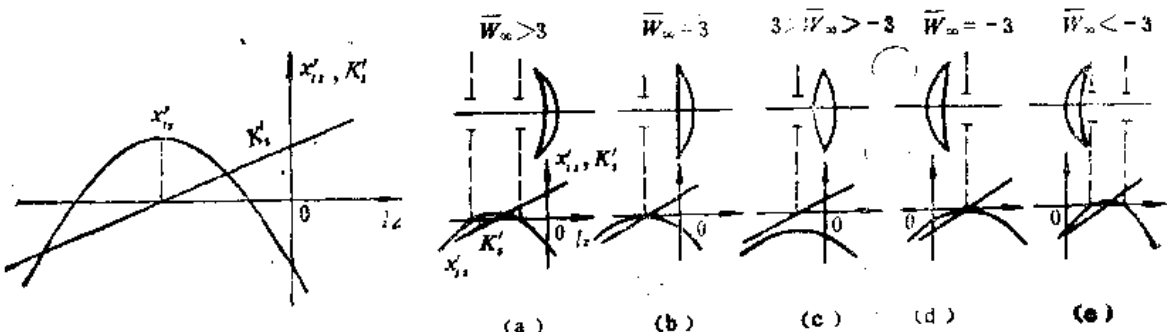


图 3-13

图 3-14

$$h_s = \frac{\bar{W}_\infty \pm \sqrt{\bar{W}_\infty^2 - \bar{P}_\infty}}{\bar{P}_\infty}$$

由以上公式看到，

$\bar{W}_\infty^2 - \bar{P}_\infty > 0$ ，存在两个解，对应抛物线的顶点位在横坐标的上方。

$\bar{W}_\infty^2 - \bar{P}_\infty = 0$ ，只有一个解，即抛物线顶点和横坐标相切，这时像散和慧差同时为零。

$\bar{W}_\infty^2 - \bar{P}_\infty < 0$ ，不存在像散为零的入瞳位置。

下面求这三种不同情况对应的透镜形状。先求存在一个解的情形：

$$\bar{W}_\infty^2 - \bar{P}_\infty = \bar{W}_\infty^2 - P_0 - 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2 = 0$$

为了简化取以下近似公式：

$$\bar{W}_\infty^2 - P_0 - 0.85\bar{W}_\infty^2 = 0.15\bar{W}_\infty^2 - P_0 = 0$$

求解得：

$$\bar{W}_\infty = \pm \sqrt{\frac{P_0}{0.15}} = \pm 2.6 \sqrt{P_0}$$

如果将 $P_0 = 1.67$ 代入上式得：

$$\bar{W}_\infty = \pm 3$$

由表3-2查得 $\bar{W}_\infty = +3$ 为平面向前的平凸透镜， $\bar{W}_\infty = -3$ 为 $\frac{r_2}{r_1} = 2$ 的弯月透镜，如图3-14 (b) 和 (d) 所示。

$|\bar{W}_\infty| > 3$ ，则 $\bar{W}_\infty^2 - \bar{P}_\infty > 0$ ，存在两个消像散的入瞳位置，在这两个入瞳位置之间像散为正； $|\bar{W}_\infty| < 3$ ，则 $\bar{W}_\infty^2 - \bar{P}_\infty < 0$ ，不存在消像散的入瞳位置，并且像散永远为负值，这种关系如图3-14所示。

当 $\bar{W}_\infty = \pm 3$ ，恰好有可能使慧差和像散同时为零，对应的入瞳位置由公式 (3-62)：

$$h_s = \frac{\bar{W}_\infty}{\bar{P}_\infty} = \frac{\bar{W}_\infty}{P_0 + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2}$$

将 P_0 用平均值 1.67 代入，得：

$$\bar{W}_\infty = 3, h_s = 1/3, l_s = -1/3$$

$$\bar{W}_\infty = -3, h_s = -1/3.5, l_s = 1/3.5$$

第一种情况对应光阑位于透镜前 $1/3$ 焦距处，第二种情况对应入瞳位于透镜后方 $1/3.5$ 焦距处，这时单透镜的慧差和像散同时为零，如图3-14中 (b) 和 (d) 所示。

以上为单透镜的慧差和像散特性，这些性质虽然由物平面位于无限远导出，但对物距不太小的一个较大范围内，这些性质基本上是相似的。如果要更确切地了解不同物距时的像差性质，可以针对设计中实际的物平面位置进行讨论，讨论的方法和上面相同。

上面只讨论了单个正透镜，对于单个负透镜可以把它规化为单个正透镜，利用前面单个正透镜的像差性质，可以直接推论出对应的负透镜的像差性质。它们之间的关系十分简单，只要将正透镜的半径、物距和物高改变一个符号，则正透镜就变成负透镜，如图3-15(a)、(b)所示。

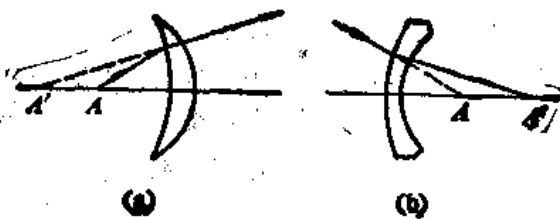


图 3-15

二者之间像差的关系也是改变一个符号，因此讨论了正透镜实际上也就包括了负透镜。

第四章 望远镜物镜设计

§ 4-1 望远镜物镜的特点

前面已经介绍了光学设计的基本方法和基本理论——像差计算和像差理论。从本章开始，分别介绍各种类型光学系统的设计方法。这一章介绍望远镜物镜设计。引言中已经说过，由于光学设计的理论还不可能按统一的方法根据像差要求直接求出系统的结构参数，不同类型光学系统的设计方法和步骤差别很大，因此我们还必须逐类地研究它们的具体设计方法。不同类别的光学系统其结构型式和设计方法的特点主要是由它们的光学特性决定的，因此下面首先介绍望远镜物镜光学特性的特点。

望远系统一般由物镜、目镜和棱镜式或透镜式转像系统构成。望远物镜是望远系统的一个组成部分。它的光学特性具有以下特点：

(1) 相对孔径不大：在望远系统中，入射的平行光束经过系统以后仍为平行光束，因此物镜的相对孔径 $\left(\frac{D}{f'_0}\right)$ 和目镜的相对孔径 $\left(\frac{D'}{f'_1}\right)$ 是相等的。目镜的相对孔径主要由出瞳直径 D' 和出瞳距离 l'_2 决定。目前军用望远系统的出瞳直径 D' 一般为4mm左右，出瞳距离 l'_2 一般要求20mm左右。为了保证出瞳距离，目镜的焦距 f'_1 一般大于或等于25mm。这样，目镜的相对孔径约为：

$$\frac{D'}{f'_1} = \frac{4}{25} \approx \frac{1}{6}$$

所以望远物镜的相对孔径一般小于1/5。

(2) 视场较小：望远物镜的视场角 ω 和目镜的视场角 ω' 以及系统的视放大率 Γ 之间存在以下关系：

$$\text{tg } \omega = \frac{\text{tg } \omega'}{\Gamma}$$

目前常用目镜的视场 $2\omega'$ 大多在 70° 以下。这就限制了物镜的视场不可能太大。例如，对于一个 $8\times$ 的望远镜，由上式可求得物镜视场 $2\omega \approx 10^\circ$ 。通常望远物镜的视场不大于 10° 。

由于望远物镜视场较小，同时视场边缘的成像质量一般允许适当降低，因此望远物镜中都不校正对应像高 y' 的二次方以上的各种单色像差（像散、场曲、畸变）和垂轴色差，只校正球差、彗差和轴向色差。

由于望远物镜要和目镜、棱镜或透镜式转像系统配合使用，所以在设计物镜时应当考虑到它和其它部分的像差补偿。在物镜光路中有棱镜的情况下，物镜的像差应当和棱镜的像差互相补偿。棱镜中的反射面不产生像差，棱镜的像差等于展开以后的玻璃平板的像差。由于玻璃平板的像差和它的位置无关，所以不论物镜光路中有几块棱镜，也不论它们的相对位置如何，只要它们所用的材料相同，都可以合成一块玻璃平板来计算像差。另外，目镜中通

常有少量剩余球差和轴向色差，需要物镜给以补偿，所以物镜的像差常常不是真正校正到零，而是要求它等于指定的数值。在系统装有分划镜的情况下，由于要求通过系统能够同时看清目标和分划镜上的分划线，因此分划镜前后两部分系统应当尽可能分别消像差。

§ 4-2 望远镜物镜的类型和设计方法

上节已经介绍过：望远物镜的相对孔径和视场都不大，要求校正的像差也比较少，所以它们的结构一般比较简单，多数采用薄透镜组或薄透镜系统；它们的设计方法大多建立在薄透镜系统初级像差理论的基础上，因此比较完整，这一节介绍常用的望远镜物镜的类型和它们的设计特点：

(1) 双胶合物镜：望远镜物镜要求校正的像差主要是轴向色差、球差和彗差。由薄透镜系统的初级像差理论知道，一个薄透镜组除了校正色差而外，还能校正两种单色像差，正好符合望远镜物镜校正像差的需要，因此望远镜物镜一般由薄透镜组构成。最简单的薄透镜组就是双胶合透镜组。根据§3-5对双胶合物镜的分析知道，恰当地选择玻璃组合可以达到校正三种像差的目的，所以双胶合物镜是最常用的望远镜物镜。

由于双胶合物镜无法校正像散，场曲，因此它的可用视场受到限制，一般不超过 10° ，如果物镜后面有较长光路的棱镜，由于棱镜的像散和物镜的像散符号相反，可以抵消一部分物镜的像散，视场可达 $15 \sim 20^\circ$ 。双胶合物镜无法控制孔径高级球差，因此它的可用相对孔径也受到限制，不同焦距时，双胶合物镜可能得到满意成像质量的相对孔径如表4-1所示，

表4-1

f'	50	100	150	200	300	400	1000
$\frac{D}{f'}$	1:3	1:3.5	4	1:5	1:6	1:8	1:10

一般双胶合物镜的最大口径不能超过100mm，这是因为当直径过大时，透镜的重量过大，胶合不牢固，同时当温度改变时，胶合面上容易产生应力，使成像质量变坏，严重时可能脱胶，所以对于直径过大的双胶透镜组，往往不进行胶合，中间用很薄的空气层隔开，空气层两边的曲率半径仍然相等。这种物镜从像差性质来说实际上和双胶合物镜完全相同。

(2) 双分离物镜：双胶合物镜由于孔径高级球差的限制，它的相对孔径只能达到1/4左右，如果使双胶合物镜正负透镜之间有一定的间隙，有可能减小孔径高级球差，使相对孔径可以增加1/3左右。双分离物镜对玻璃组合的要求不象双胶合物镜那样严格，一般采用折射率差和色散差都较大的玻璃对，这样有利于增大半径，减小孔径高级球差，但是这种物镜的色球差并不比双胶合物镜小，另外空气间隙的大小和两个透镜的同心度对成像质量影响很大，所以装配调整比较困难，由于上述原因，目前使用不很多。

(3) 双单和单双物镜：如果物镜的相对孔径大于1/3时，一般采用一个双胶合和一个单透镜组合而成。随着它们前后位置不同，分双单和单双两种，如图4-1(a)(b)所示。

这种型式的物镜，如果双胶合组和单透镜之间的光焦度分配合适，胶合组的玻璃选择恰当，孔径高级球差和色球差都比较小，相对孔径最大可达1/2左右，这是目前采用较多的大相对孔径的望远镜物镜。

(4) 三分离物镜：这种物镜的结构如图4-1所示。它能够很好地控制孔径高级球差和色球差，相对孔径可达1/2。这种物镜的缺点是装配调整困难，光能损失和杂光都比较大。

(5) 摄远物镜：一般物镜的长度（物镜第一面顶点到像面的距离）都大于物镜的焦距，在某些高倍率的望远镜中由于物镜的焦距比较长，为了减小仪器的体积和重量，希望减小物镜系统的长度，这种物镜一般由一个正透镜组和一个负透镜组构成，称为摄远物镜，如图4-3所示。

它的优点是：

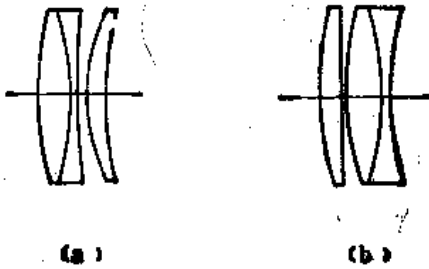


图4-1

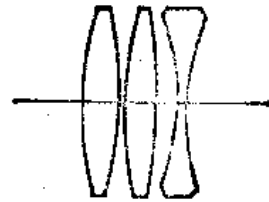


图4-2

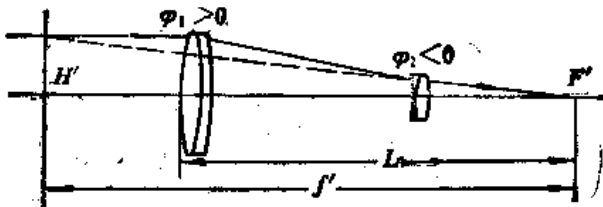


图4-3

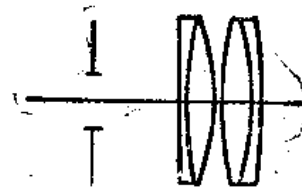


图4-4

①系统的长度 L 小于物镜的焦距 f' ，一般可达焦距的 $2/3-3/4$ 。

②由于整个系统有两个薄透镜组，因此有可能校正四种单色像差，除了球差、慧差面外，还可能校正场曲和像散，因此它的视场角比较大，同时可以充分利用它的校正像差的能力来补偿目镜的像差，使目镜的结构简化或提高整个系统的成像质量。这种物镜的缺点是系统的相对孔径比较小，因为前组的相对孔径一般都要比整个系统的相对孔径大一倍以上。如果前组采用双胶合，相对孔径大约为 $1/4$ ，则整个系统的相对孔径一般在 $1/8$ 左右。要增大整个系统的相对孔径，就必须使前组复杂化，提高它的相对孔径，例如采用双分离或者双单、单双的结构。

(6) 对称式物镜：对于焦距比较短而视场角比较大的望远镜物镜($2\omega > 20^\circ$)，一般采用两个双胶合组构成，如图4-4所示。

这种物镜实际上和下一章中要介绍的对称式目镜相似。它的视场可以达到 30° 左右。

上面介绍了常用类型的望远镜物镜，可以看到，它们基本上都是由薄透镜组或薄透镜系统构成，而且望远镜物镜的相对孔径和视场都不大，高级像差比较小，因此多数望远镜物镜的设计方法都可以建立在薄透镜初级像差理论的基础上，所以比较简单，也比较系统。一般整个设计过程可以大致分为三个步骤：

①根据外形尺寸计算对物镜的焦距，相对孔径和视场以及成像质量提出的要求，选定物镜的结构型式；

②应用薄透镜系统初级像差公式求透镜组的初始结构参数；

③通过光路计算求出实际像差，然后进行微量校正，得到最后结果。
下面将结合实际例子详细地介绍设计过程。

§ 4-3 双胶合望远镜物镜设计

提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

双胶合物镜是最简单最常用的望远镜物镜。这一节介绍它的设计方法。
假定根据仪器外形尺寸计算对物镜提出的光学特性要求是：

焦距 $f' = 300$
 通光口径 $D = 40$
 视场 $2\omega = 6^\circ$
 入瞳位置与物镜重合： $l_x = 0$

物镜后面有一棱镜系统，展开成玻璃板后的总厚度为160，棱镜的材料为K9，假定物镜不考虑与目镜的像差补偿，只和棱镜一起校正像差。整个系统如图4-5所示。

(1) 确定物镜型式：由于物镜的相对孔径较小：

$$\frac{D}{f'} = \frac{40}{300} = \frac{1}{7.5}$$

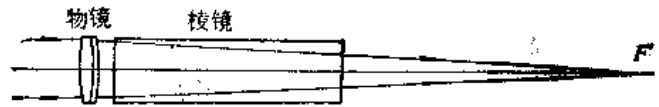


图4-5

视场也不大，物镜系统的长度又没有特殊要求，故可以采用简单的双胶合物镜。

(2) 求初始结构：物镜的型式选定以后，即可根据上述要求，应用薄透镜系统的初级像差公式求解物镜的结构参数，这实际上就是第三章薄透镜系统像差理论的具体应用。下面就按实际设计的顺序介绍求解的过程。

1. 求 h, h_x, J

根据要求： $h = D/2 = 40/2 = 20$

由于入瞳与物镜重合，所以 $h_x = 0$

有些系统中要求入瞳位在透镜前方或后方一定距离上，在这样的情况下，如果物镜要求球差和彗差都等于零，则可以假定光阑位在任意位置而不会影响求解结果。因为球差和光阑位置无关，而彗差一般来说和光阑位置有关，但是根据§2-8中的讨论知道，当球差为零时，彗差即和光阑位置无关，所以在这种情况下求初始结构时，光阑可以根据简化求解过程的要求假定在任意位置，通常都假定和某一个透镜组重合。

根据光学特性的要求有：

$$u' = \frac{h}{f'} = \frac{20}{300} = 0.0667$$

$$y' = -f' \lg \omega = -300 \times \lg (-3^\circ) = 15.7$$

$$J = n'u'y' = 0.0667 \times 15.72 = 1.053$$

2. 计算玻璃平板的像差 为了使物镜能补偿棱镜的像差，首先必须计算出棱镜对应的玻璃平板的像差。

根据上面计算的结果，对于玻璃平板有：

$$u = 0.0667, \quad u_x = -3^\circ = -0.0524, \quad \frac{u_x}{u} = \frac{-0.0524}{0.0667} = -0.7857$$

由已知条件:

$$d = 160, \quad n = 1.5163, \quad \nu = 64.1$$

将上列数值代入玻璃平板的初级像差公式 (2-78), (2-80), (2-83) 得到:

$$S_I = -d \frac{n^2 - 1}{n^3} u^4 = -160 \frac{(1.5163)^2 - 1}{(1.5163)^3} (0.0667)^4 = -0.00118$$

$$S_{I'} = S_I \left(\frac{u_x}{u} \right) = -0.00118 \times (-0.7857) = 0.000927$$

$$S_{IIS} = -\frac{d(n-1)}{12n^2} u^2 = -\frac{160 \times (1.5163 - 1)}{12 \times (1.5163)^2} \times (0.0667)^2 = -0.002494$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

3. 列出初级像差方程式并求解 由于要求物镜补偿棱镜的像差, 因此物镜的像差和数 $S_I, S_{I'}, S_{IIS}$ 和棱镜的像差和数大小相等符号相反, 从而得到对物镜的像差和数要求如下:

$$S_I = 0.00118; \quad S_{I'} = -0.000927; \quad S_{IIS} = 0.002494$$

① 根据 S_{IIS} 求 C 并规化成 \bar{C} : 根据公式 (3-16)

$$S_{IIS} = \Sigma h^2 C = h^2 C$$

将 S_{IIS}, h 的数值代入上式, 得到:

$$0.002494 = 20^2 \times C$$

所以

$$C = 0.000006235$$

求规化的 \bar{C} : 根据规化公式 (3-19):

$$\bar{C} = C f' = 0.000006235 \times 300 = 0.00187$$

② 根据 $S_I, S_{I'}$ 求 P, W : 由初级像差和数公式 (3-1) 有:

$$S_I = \Sigma h P = h P$$

将已知的 S_I, h 代入上式得到:

$$P = \frac{S_I}{h} = \frac{0.00118}{20} = 0.000059$$

下面根据 $S_{I'}$ 求 W . 由公式 (3-2) 有

$$S_{I'} = \Sigma h_x P - J \Sigma W = h_x P - J W$$

由于 $h_x = 0$, 所以 $S_{I'} = -J W$, 将 $S_{I'}, J$ 代入上式得:

$$W = -\frac{(-0.000927)}{1.053} = 0.00088$$

③ 将 P, W 规化成 \bar{P}, \bar{W} : 首先对 hP 进行规化, 求出 \bar{P}, \bar{W} . 由于 $h = 20, f' = 300$, 所以

$$hP = 0.00118, \quad (hP)^2 = 0.00139, \quad (hP)^3 = 0.000297$$

根据公式 (3-8) 可以得到:

$$\bar{P} = \frac{P}{(h\varphi)^2} = \frac{0.000059}{0.000297} = 0.1988$$

$$\bar{W} = -\frac{W}{(h\varphi)^2} = -\frac{0.00088}{0.00445} = 0.1978$$

如果物体位于有限距离，还需要再对物体位置进行规化求出 \bar{P}_∞ 与 \bar{W}_∞ ，这里，物平面本来就位于无限远，所以无需再进行对物体位置的规化直接得到：

$$\bar{P}_\infty = P = 0.1988$$

$$\bar{W}_\infty = \bar{W} = 0.1978$$

④求 P_0 ：在求 P 时，首先要确定冕玻璃在前还是火石玻璃在前。一般在只要求校正球差和彗差的简单望远镜物镜中，多数取冕玻璃在前，因为它对应的胶合面半径比较大，便于加工。在一些复杂的薄透镜系统中，有时根据高级像差的要求来确定冕玻璃在前还是火石玻璃在前。这里采取冕玻璃在前， $W_0 = 0.1$ ，由公式(3-37)得到：

$$\begin{aligned} P_0 &= \bar{P}_\infty - 0.85 (\bar{W}_\infty - 0.1)^2 \\ &= 0.1988 - 0.85 (0.1978 - 0.1)^2 \\ &= 0.1907 \end{aligned}$$

4. 根据 \bar{C} 和 P_0 选玻璃 对一般双胶合望远镜物镜 \bar{C} 和 P_0 的数值都不大，可以根据本书附录中的双胶合物镜 P_0 表用查表的方法选玻璃，对一些比较复杂的薄透镜系统或薄透镜组，如果 \bar{C} 和 P_0 的数值超出了表格的范围，则必须使用§3-6中介绍的选玻璃程序来挑选玻璃。这里要求的 \bar{C} 和 P_0 都比较小，可以用查表的方法来选玻璃。查表的步骤一般是根据要求的 \bar{C} 值用插值法求出不同玻璃对的 P_0 ，如果和要求的 P_0 之差在一定公差范围内，这样的玻璃就能符合要求。对一般的双胶合望远物镜， P_0 的公差大约为 ± 0.1 左右。相对孔径越小， P_0 允许误差越大，因为它对 P 的影响就越小。通常可以在表中查到若干对玻璃都能满足 P_0 和 \bar{C} 的要求，然后再在这些玻璃对中进行挑选，挑选的原则是要求玻璃的物理化学性能要好，球面的半径要大，以便于加工。一般 φ_1 和 Q_0 绝对值比较小的玻璃胶合面的半径比较大。

根据前面要求的 \bar{C} 和 P_0 值，从附录的双胶合薄透镜参数表查得一对比较常用的玻璃为：

$$K9 \quad n_D = 1.5163; \quad \nu = 64.1$$

$$F5 \quad n_D = 1.6242; \quad \nu = 35.9$$

$$\bar{C} = 0.00187; \quad P_0 = 0.047$$

$$\varphi_1 = 2.1203; \quad Q_0 = -4.6174$$

由于相对孔径较小，因此允许 P_0 的公差大一些。

5. 求透镜组的半径

①求 Q ：根据公式(3-41) $Q = Q_0 - \frac{\bar{W}_\infty - W_0}{1.67}$ ，有：

$$Q = -4.6174 - \frac{0.1978 - 0.1}{1.67} = -4.6759$$

②求半径：根据公式(3-42) ~ (3-44) 有：

$$\frac{1}{r_2} = \varphi_1 + Q = 2.1203 - 4.6759 = -2.5556$$

$$r_2 = -0.3917$$

$$\frac{1}{r_1} = \frac{\varphi}{n_1 - 1} + \frac{1}{r_2} = \frac{2.1205}{1.5163 - 1} + (-2.5558) = 1.5544$$

$$r_1 = 0.6427$$

$$\frac{1}{r_3} = \frac{1}{r_2} - \frac{1 - \varphi_1}{n_2 - 1} = -2.5558 - \frac{1 - 2.1205}{1.6242 - 1} = -0.7596$$

$$r_3 = -1.3167$$

③半径缩放：以上求得的半径为对应焦距 $f' = 1$ 的情况，为了求出要求焦距 $f' = 300$ 时的实际半径，将以上结果乘以 f' 得：

$$r_1 = 0.6427 \times 300 = 192.80$$

$$r_2 = -0.3917 \times 300 = -117.50$$

$$r_3 = -1.3167 \times 300 = -395.00$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

6. 确定厚度 透镜厚度除了和半径大小以及透镜直径有关外，同时要考虑透镜的固定方法、质量要求和加工难易等方面的因素。参考《光学仪器设计手册》有关光学零件中心厚度和边缘厚度的规定，用实际半径作图，可得：

$$d_1 = 5, \quad d_2 = 3$$

整个物镜的参数为：

r	d	玻璃
192.80	5	K9
-117.50	3	F5
-395.00		

由于物镜的设计是考虑与棱镜的像差补偿，所以计算像差时，要把物镜与棱镜连在一起计算。物镜加棱镜以后的全部结构参数如下：

r	d	n_b	n_p	n_c	
		1.0	1.0	1.0	
192.80	5	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
-117.50	3	1.6242	1.63333	1.61925	(F5)
-395.00	10	1.0	1.0	1.0	
∞	160	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
∞		1.0	1.0	1.0	
$D = 40$	$2\alpha = 6^\circ$	$l = \infty$	$l_2 = 0$		

按以上结构参数和光学特性计算像差结果如表4-2所示。

表4-2 (a)

像 差	$\delta L'$	$\delta L'_P$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{PC}$	SC'
1	0.133	0.346	0.234	0.116	-0.00013
0.7071	0.051	0.209	0.173	0.036	-0.00005
0	0	0.103	0.142	-0.039	0

表4-2 (b)

像 差	x'_i	x'_s	x'_{1s}	$\delta L'_T$	R'_T	$\Delta y'_{FC}$	$\delta y'_s$
1	-1.252	-0.613	-0.639	-0.133	0.017	0.030	-0.032
0.7071	-0.627	-0.307	-0.320	-0.133	0.005	-0.021	-0.013

$$f' = 300.404, f'' = 181.250, \gamma'_0 = 15.743$$

由像差结果看到, 球差、色差和正弦差都已经比较小, 这是因为物镜的相对孔径比较小, 高级像差不大, 因此初级像差求解的结果和实际像差比较接近, 在相对孔径比较大的情况下, 则可能差别较大。一般来说, 初级像差求解的结构还需要进行微量校正。下面介绍微量校正的方法。

在望远镜物镜中, 只要求校正色差、球差、慧差三种像差。在这三种像差中通常首先校正色差, 因为初级色差和透镜形状无关, 校正了色差以后, 保持透镜的光焦度不变, 再用弯曲透镜的方法校正球差和慧差, 对已经校正的色差影响很小。

(1) 色差的微量校正: 前面求结构参数所用的初级色差公式, 只是消除了近轴色差。根据§2-17对高级色差和色差平衡的讨论, 在系统存在色球差的情况下, 为了减小剩余色差, 应该使系统对0.7071 λ 消除轴向色差。

上述物镜对0.7071口径的光线并没有消色差, 该环带的色差值为0.036。边缘色差等于0.116, 近轴色差等于-0.039, 二者虽然符号相反, 但数值并不相等。下面进一步校正。

微量校正色差, 可以改变系统中某一个表面的半径。在手工计算时期, 一般采用改变透镜最后一面半径, 因为只需要重新计算最后一面的光路, 计算工作量最小, 但是它的缺点是对透镜组的焦距影响较大。在使用电子计算机计算像差的情形, 计算工作量的问题已不存在, 而采用改变中间胶合面的半径比较合理, 因为胶合面两边的折射率差比较小, 所以改变胶合面半径对透镜组的焦距影响较小。

下面导出色差改变量和曲率变化量之间的关系式。根据初级色差公式(2-52)有:

$$[\Delta L'_{FC}] = \frac{-1}{n'_i u'^2} h n' i' \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right)$$

将上式进行变换, 根据近轴公式有:

$$n' i' \approx n i = n h \left(c - \frac{1}{f} \right)$$

将 $n' i'$ 代入上式得到,

$$(\Delta L'_{pc}) = \frac{-1}{n'_k u'_k{}^2} h^2 n \left(c - \frac{1}{l} \right) \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right)$$

把上式对 c 求微分, 找出曲率变化量和色差变化量的关系:

$$\Delta(\Delta L'_{pc}) = -\frac{h^2 n}{n'_k u'_k{}^2} \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right) \Delta c$$

由上式解 Δc 得到:

$$\Delta c = \frac{-n'_k u'_k{}^2 \Delta(\Delta L'_{pc})}{h^2 n \left(\frac{\delta n'}{n'} - \frac{\delta n}{n} \right)} \quad (4-1)$$

以上公式中, Δc 为要求的曲率改变量, n 、 δn 、 n' 、 $\delta n'$ 为该折射面前后介质的折射率和色散差, h 为第一辅助光线在该面上的投射高, $\Delta(\Delta L'_{pc})$ 为要求的色差改变量, n'_k 、 u'_k 为计算色差的最后像空间介质的折射率和光线的倾斜角。

下面利用上述公式进行色差校正, 并且采取改变胶合面的半径 r_2 的方法。公式中有关的参数如下:

$$n = 1.5163, \delta n = 0.00806, n' = 1.6242, \delta n' = 0.01738$$

$$h = 10, n'_k = 1, u'_k = \frac{h}{f'} = 0.00667, \Delta(\Delta L'_{pc}) = -0.036$$

将以上参数一并代入公式 (4-1) 得:

$$\Delta c = 5 \times 10^{-8}$$

新的胶合面半径 r_2^* 为:

$$\frac{1}{r_2^*} = \frac{1}{r_2} + \Delta c = -\frac{1}{117.5} + 5 \times 10^{-8}$$

得到

$$r_2^* = -118.2$$

把前面的结构参数中的 r_2 换成 $r_2^* = -118.2$, 重新计算像差得到结果如表 4-3 所示:

表 4-3 (a)

像差	$\delta L'$	$\delta L'_F$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{pc}$	SC'
h					
1	0.097	0.283	0.210	0.073	-0.00011
0.7071	0.034	0.162	0.167	-0.005	-0.00005
0	0	0.071	0.153	-0.079	0

表 4-3 (b)

像差	x'_t	x'_s	$x'_{t,s}$	δL_T	K_T	$\Delta y'_{pc}$	$\delta y'_t$
θ							
1	-1.249	-0.611	-0.638	-0.097	-0.006	-0.030	-0.032
0.7071	-0.625	-0.306	-0.319	-0.097	-0.004	-0.021	-0.013

$$f' = 299.919, l' = 180.769, y'_0 = 15.718$$

从表中看到, 0.7071h处的色差为-0.005, 已经很小了, 这时近轴和边缘色差也接近大小相等符号相反。下面再讨论球差和彗差的微量校正。

2) 球差和彗差的微量校正: 由薄透镜的初级色差公式可以看到, 薄透镜的色差只与透镜的光焦度有关, 而与透镜的形状无关。因此, 当改变透镜的形状时, 不会影响已经校正好的色差。保持透镜光焦度不变只改变透镜的形状, 通常称为**弯曲透镜**, 实际上就是使透镜每一面的曲率改变一个相同的 Δc , 即:

$$\Delta c = \Delta c_1 = \Delta c_2 = \Delta c_3 = \dots$$

下面首先导出曲率变化量 Δc 和球差变化量之间的关系式。根据初级球差公式 (3-1)

$$-2n'u'^2\delta L' = S_I = hP$$

由于望远物镜对应物平面位在无限远, 因此 $\bar{P}_\infty = \bar{P}$, 同时根据 P 的规化公式, $P = \bar{P} \times (h\varphi)^3$, 所以 $P = \bar{P}_\infty (h\varphi)^3$, 将以上关系代入 S_I 公式得:

$$S_I = \bar{P}_\infty h^3 \varphi^3$$

将上式微分得:

$$\Delta S_I = h^3 \varphi^3 \Delta \bar{P}_\infty$$

(4-2)

根据 \bar{P} 和 Q 的关系式:

$$\bar{P}_\infty = P_1 + a(Q - Q_0)^2$$

上式取微分得:

$$\Delta \bar{P}_\infty = 2a(Q - Q_0) \Delta Q$$

由于 $Q = c_2 - \varphi_1$, 在光焦度 φ_1 不变的情况下, $\Delta Q = \Delta c$, 所以

$$\Delta \bar{P}_\infty = 2a(Q - Q_0) \Delta c$$

将 $\Delta \bar{P}_\infty$ 代入上面 ΔS_I 的公式, 求得:

$$\Delta c = \frac{\Delta S_I}{2ah^3\varphi^3(Q - Q_0)}$$

公式中 Δc 对应 $f' = 1$ 时的曲率变化量。实际曲率变化量还应除以 f' , 并把 a 的近似值2.35代入得:

$$\Delta c = \frac{\Delta S_I}{2ah^3\varphi^3(Q - Q_0)} = \frac{\Delta S_I}{4.7h^3\varphi^3(Q - Q_0)} \quad (4-3)$$

上即为球差微量校正公式。公式中 $\Delta S_I = -2n'u'^2\Delta(\delta L')$, 其中 $\Delta(\delta L')$ 为要求的球差变化量。

以上公式在 $Q \approx Q_0$ 的情形误差增大, 不能应用。

下面再导出彗差微量校正公式。在一般情形彗差和透镜形状的关系比较复杂。当光阑和透镜组重合($h_s = 0$)或者光阑不和透镜重合但球差为零时, 关系比较简单。对于大多数望远镜物镜, 一般都符合上述条件, 这时, 初级彗差公式 (3-2) 变为:

$$-2n'u'K'_s = S_I = -JW$$

将 $J = n'u'y'$ 和 $\frac{y'}{y} = SC'$ 代入上式得:

$$SC' = \frac{W}{2}$$

将上式微分得:

$$\Delta SC' = \frac{\Delta W}{2}$$

由于物平面位于无限远，所以 $\Delta W = \Delta W_{\infty} (h\varphi)^2$ ，

$$\Delta SC' = \frac{1}{2} \Delta W_{\infty} (h\varphi)^2$$

根据公式 (3-40) 有： $\bar{W}_{\infty} = W_0 - 1.67 (Q - Q_0)$

将上式微分得到： $\Delta \bar{W}_{\infty} = -1.67 \Delta Q = -1.67 \Delta c$

将 $\Delta \bar{W}_{\infty}$ 代入 $\Delta SC'$ 并求解 Δc 得：

$$\Delta c = -1.2 \frac{\Delta SC'}{(h\varphi)^2}$$

上式中 Δc 对应于 $f' = 1$ ，对实际系统的曲率，还应除以 f' ，得到，

$$\Delta c = -1.2 \frac{\Delta SC'}{h^2} \cdot f' \quad (4-4)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

以上即为相对慧差变化量与曲率变化量的关系式。该公式的应用条件是光阑和透镜组重合或球差近似等于零。

若利用上面的公式进行像差微量校正。双胶合透镜中，在玻璃材料一定的情况下，球差和彗差这两种单色像差中只能校正一种，当其中某一个校正到指定的数值时，另一个也随之确定。因为在校正色差之后，两个透镜的光焦度便固定，这时只剩下一个弯曲透镜的弯曲。一般很难不可能使两种像差都达到指定的数值，如果其中一个校正以后，另一个不符合要求，可以在两种像差中取一个方案，使它们都能满足一定的像差公差。如果这样做仍然不可能使这两种像差都符合公差要求，那只能更换玻璃。由于玻璃是预先根据初级像差作出的结论来选择的，出现这种情况的可能性不大，在某些相对孔径较大的物镜中，由于高级像差较大，有可能出现这种情况。遇到这种情况通常首先校正慧差，因为慧差和透镜曲率成直线关系，总可以用弯曲透镜的方法使它达到校正，然后根据物镜球差能确定要求的球差和数变化量 ΔS_1 ，利用公式 (4-2) 求出 $\Delta \bar{P}_{\infty}$ 。由于慧差与 Q 有关，为了保持慧差不变我们保持 Q 不变，而只改变 P_0 ，因此

$$\Delta \bar{P}_{\infty} = \Delta P_0$$

根据 ΔP_0 得到新的 P_0^* ：

$$P_0^* = P_0 + \Delta P_0 \quad (4-5)$$

按新的 P_0 重新选择玻璃，一般就能满足球差、彗差同时达到校正的要求。

现在来看表4-3的计算结果。由表中看到，在色差校正以后， $\delta L'$ 和 SC' 都已经不大。实际上，上述结果不加校正也已经可以使用，为了使像差校正尽可能好些，并说明上述微量校正公式的应用，下面作进一步校正。

由于 Q 和 Q_0 很接近 ($Q = -4.676$, $Q_0 = -4.617$)，因此球差微量校正公式不适用。我们仍用微量校正公式校正慧差。物镜的相对慧差 $SC' = -0.00011$ ，则要求相对慧差变化量为 $\Delta SC' = 0.00011$ 。将 $h = 20$, $f' = 300$ 代入公式 (4-4)，得到：

$$\Delta c = -1.2 \times 300 \times \frac{0.00011}{20^2} = -0.0001$$

将透镜组原来的曲率加上 Δc 即可得到新的曲率：

$$c_1^* = c_1 + \Delta c = 0.00518 - 0.0001 = 0.00508$$

$$c_2^* = c_2 + \Delta c = -0.00845 - 0.0001 = -0.00855$$

$$c_3^* = c_3 + \Delta c = -0.00253 - 0.0001 = -0.00263$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

新的半径为：

$$r_1^* = \frac{1}{c_1^*} = 196.50; \quad r_2^* = \frac{1}{c_2^*} = -117.00; \quad r_3^* = \frac{1}{c_3^*} = -380.20$$

计算像差如表4-4所示：

表4-4 (a)

像差	$\delta L'$	$\delta L'_P$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{PC}$	SC'
1	0.84	0.264	0.199	0.065	0.000004
0.7071	0.027	0.150	0.162	-0.012	0.000001
0	0	0.068	0.153	-0.087	0

表4-4 (b)

像差	x'_i	x'_e	x'_{i_0}	$\delta L'_T$	K'_T	$\Delta y'_{PC}$	$\delta y'_s$
1	-1.247	-0.611	-0.636	0.084	-0.0006	-0.030	-0.032
0.7071	-0.624	-0.306	-0.318	0.084	-0.0005	-0.021	-0.013

$$f' = 299.796 \quad l' = 180.730 \quad y' = 15.712$$

从以上结果看到， SC' 由原来的 -0.00011 变为 0.000004 ，子午彗差 K'_T 由原来的 -0.0006 变为 -0.0005 ，几乎完全校正了；球差 $\delta L'$ 稍有减小，虽然未完全消除，但数量很小；轴向色差也基本平衡好，在弯曲透镜的过程中变化很小。其它轴外像差除了 x'_i 、 x'_e 较大而外， $\Delta y'_{PC}$ 和 $\delta y'_s$ 也都不大，而且在改变第二面校正轴向色差和弯曲透镜校正彗差过程中，这些像差基本不变。根据薄透镜初级像差理论知道，当光阑和透镜重合时，薄透镜组的垂轴色差 $\Delta y'_{PC}$ 和畸变 $\delta y'_s$ 都等于零，整个物镜系统的 $\Delta y'_{PC}$ 和 $\delta y'_s$ 主要是棱镜产生的，因此当改变前面透镜组时，它们不会发生改变。轴外球差 $\delta L'_T$ 和轴上球差 $\delta L'$ 几乎完全相等，因为视场比较小，视场高级球差很小。至于像散，从表4-2、表4-3、表4-4中同样可以看到，在校正像差的过程中也是基本不变的。在§3-2中曾经证明过，当光阑和薄透镜组重合时，像散只与透镜组的焦距 f' 和像高 y' 有关，而与透镜组的结构无关。因此在焦距和视场一定的情况下，像散为一常数。如果把上例中的 $y'_s = 15.703$ ， $f' = 299.84$ 代入公式(3-7)，便可得到像散的数值：

$$x'_{i_0} = -\frac{y'^2_s}{f'} = -\frac{(15.703)^2}{299.84} = -0.828$$

以上结果和实际计算结果不符，这是因为前面表中所列出的实际像散值是物镜和棱镜组合的结果。为了便于比较，把棱镜的像散单独计算出来。棱镜的像散可以根据玻璃平板的初级像散公式(2-84)并引用本节中已经求得的其他数据进行计算，得到：

$$x'_{i_1} = \frac{S_{II}}{-n'_4 u'_1} = \frac{S_{II} \left(\frac{u_{i_1}}{u_1} \right)^2}{-n'_4 u'_1} = \frac{-0.00118 \times (-0.7857)^2}{(0.0667) \times (-0.0667)} \approx 0.164$$

这样，就可以得到物镜和棱镜合成后的初级像散为：

$$x'_{i_2} = -0.828 + 0.164 = -0.664$$

将这个数值和表4-4中像散的实际计算值 $x'_{i_2} = -0.636$ 比较，可以看出，二者基本上是相符的。由于双胶合物镜的像散一般不能校正，所以通常只能用目镜的像散进行补偿，使整个望远系统的像散得到较好的校正。至此，物镜设计就完成了。如果焦距不符合要求，还必须进行缩放。缩放的方法是将系统中所有的半径、厚度和间隔乘一个比例因子 K ， K 为要求的焦距与实际焦距之比。这里 $f'_0 = 299.796$ ，与要求的焦距 $f' = 300$ 基本符合，不必缩放。最后，还需要按照《光学零件球面半径数值系列》的规定把半径标准化。这样，得到物镜系统最后的结构参数如下。它的像差如表4-5所示。图4-6为它的球差，色差和正弦差曲线。

r	d	n_D	
		1.0	
196.34			
	5	1.5163	(K9)
-116.95			
	3	1.6242	(F5)
-380.95			
	10	1.0	
∞			
	160	1.5163	(K9)
∞			
		1.0	

表4-5(a)

像差	$\delta L'$	$\delta L'_P$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{FC}$	SC'
1	0.085	0.265	0.199	0.066	0.000002
0.7071	0.027	0.150	0.162	-0.012	0.000001
0	0	0.068	0.154	-0.086	0

表4-5(b)

像差	x'_i	x'	x'_{i_2}	$\delta L'_T$	K'_T	$\Delta y'_{FC}$	$\delta y'_z$
1	-1.246	-0.610	-0.636	0.084	-0.0007	-0.030	-0.032
0.7071	-0.624	-0.305	-0.319	0.085	-0.0006	-0.021	-0.013

$$h = 20, \omega = -3^\circ, l = \infty, l_2 = 0$$

$$f' = 299.640, l' = 180.572, y'_0 = 15.703$$

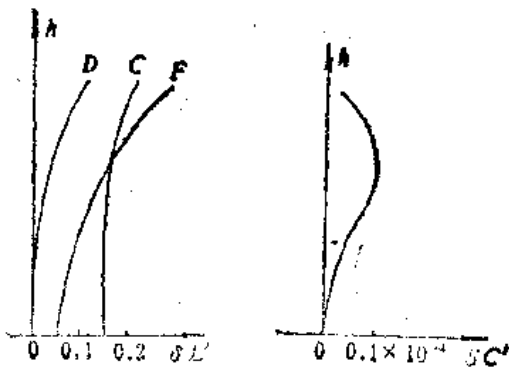


图4-6

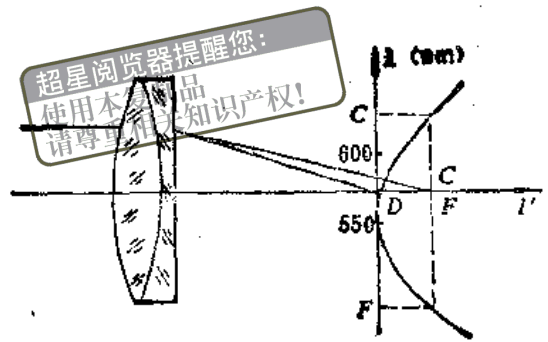


图4-7

§ 4-4 双胶合望远镜物镜的二级光谱色差

前面我们采用了两种指定颜色的光线，例如C、F光线像点位置之差表示光学系统的色差。并且按这两种光线来校正色差。当C、F光线校正了色差之后，C、F光线便聚交于一点，但是其它颜色的光线并不随C、F两光线的重合而全部重合在一点，因此仍有色差存在，我们把这样的色差叫做二级光谱色差。图4-7就是当透镜组对C、F光线校正色差之后，像点位置随着光线波长而变化的曲线。在图上C、F两光线的像点重合，其它颜色的光线也成对地聚交在一起，但是它们聚交点的位置并不相同。通常用两消色差光线像点位置和平均光线像点位置之差来表示光学系统的二级光谱色差的大小。如果系统没有完全校正色差，则用两消色差谱线的平均像点位置和平均光线像点位置之差表示。在采用C、F光线校正色差时，就用C、F光线聚交点和D光线像点位置之差 $\Delta L'_{CFD}$ 表示二级光谱色差。例如在前面的设计结果中，对0.7071 μ 的光线基本上消除了色差，但尚未完全校正，由表4-5看到 $\delta L'_F = 0.150$ ， $\delta L'_C = 0.162$ ，而0.7071 μ 的D光线 $\delta L'_D = 0.027$ 。系统二级光谱色差应该等于 $\delta L'_F$ 和 $\delta L'_C$ 的平均值和 $\delta L'_D$ 之差，即

$$\Delta L'_{CFD} = 0.156 - 0.027 = 0.129$$

二级光谱色差对大多数光学系统来说不会很大，不致显著影响成像质量，因此在一般光学系统中都不进行校正。但对于一些高倍率的望远镜或显微镜，可能成为影响成像质量的主要像差，应该设法使之减少。另外，在一些质量要求特别高的光学仪器中，也需要校正二级光谱色差。例如实验室用的高质量平行光管物镜往往都是校正二级光谱色差的，这样的物镜通常称为复消色差物镜。

下面我们具体讨论双胶合望远镜物镜二级光谱色差的性质和大小。根据公式(3-16)，对于双胶合透镜组有：

$$\Delta L'_{FC} = -\frac{h^2}{u'^2} \left(\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} \right) \quad (3-16)$$

其中 $\varphi = (n_D - 1) c$ ； $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ ，将二者相除得：

$$\frac{\varphi}{v} = (n_F - n_C) c$$

将上式代入 $\Delta L'_{FC}$ 中得:

$$\Delta L'_{FC} = -\frac{n}{u'^2} [(n_F - n_C)_1 c_1 + (n_F - n_C)_2 c_2]$$

超星浏览器提醒您:
使用本浏览器
请尊重相关知识产权!

假定透镜组对 C、F 光线校正色差, 即 $\Delta L'_{FC} = 0$, 则有:

$$(n_F - n_C)_1 c_1 + (n_F - n_C)_2 c_2 = 0$$

$$c_1 = -\frac{(n_F - n_C)_2}{(n_F - n_C)_1} c_2$$

对于 F、D 光线同样得到相似的色差公式如下:

$$\Delta L'_{FD} = -\frac{h^2}{u'^2} [(n_F - n_D)_1 c_1 + (n_F - n_D)_2 c_2]$$

将校正 C、F 光线色差时两透镜曲率间应满足的关系式代入 $\Delta L'_{FD}$ 公式, 所得色差 $\Delta L'_{FD}$ 就是我们所要求的二级光谱色差 $\Delta L'_{FPD}$, 由此得到:

$$\Delta L'_{FPD} = -l'^2 c_2 (n_F - n_C)_2 \left[\frac{-(n_F - n_D)_1}{(n_F - n_C)_1} + \frac{(n_F - n_D)_2}{(n_F - n_C)_2} \right]$$

根据公式 (3-16), 当透镜组对 C、F 光线校正色差时有:

$$\frac{\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\varphi_2}{\nu_2} = 0$$

又根据光焦度之间的关系式: $\varphi_1 + \varphi_2 = \varphi$

由以上两式求得: $\frac{\varphi_2}{\nu_2} = -\frac{\varphi}{\nu_1 - \nu_2} = c_2 (n_F - n_C)_2^{-1}$

我们令 $\Delta L'_{FPD}$ 公式中的 $\frac{(n_F - n_D)}{(n_F - n_C)} = P$, P 称为部分相对色散。将上面所得到的 $c_2 (n_F - n_C)$ 公式以及 P 一并代入 $\Delta L'_{FPD}$ 公式中得到:

$$\Delta L'_{FPD} = -\frac{l'^2}{f'} \frac{P_2 - P_1}{\nu_2 - \nu_1} \quad (4-6)$$

由上式得知, 欲使二级光谱色差为零, 必须满足 $P_1 = P_2$, 也就是说双胶合透镜组必须采用部分相对色散相同的两种玻璃。如果建立一个 $P-\nu$ 直角坐标系, 每一种玻璃对应一定的 ν 值和 P 值, 在 $P-\nu$ 直角坐标系中对应着一个点, 我们把各类玻璃均画在此图上, 如图 4-8 所示。

如果采用某两种玻璃构成一个消色

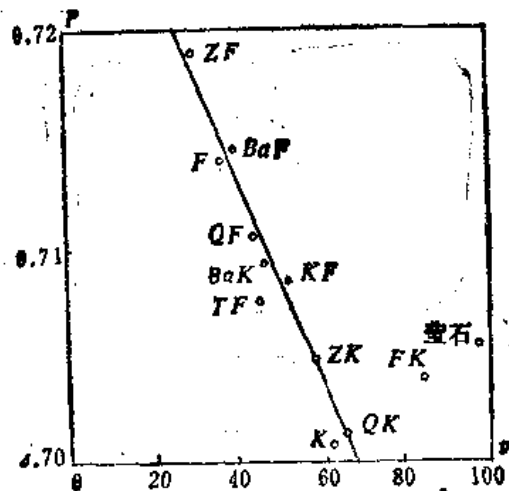


图4-8

差透镜组，则在 $P-\nu$ 图上可找到对应的两点，两点间连线的斜率就等于

$$\frac{P_2 - P_1}{\nu_2 - \nu_1}$$

从图上看，所有玻璃近似地位在一条直线上，该直线称为玻璃正常线。在 ν 值相差较大的情形，它们的连线的斜率近似地是一常数，我们采用平均值

$$\frac{P_2 - P_1}{\nu_2 - \nu_1} = -\frac{1}{2500}$$

代入公式(4-6)即得。

$$\Delta L'_{CFD} = \frac{l''}{f'} \frac{1}{2500} \quad (4-7)$$

上式为一般双胶合透镜组二级光谱色差的公式。对于望远物镜来说，物体位于无限远，所以 $l'' = f'$ ，得到：

$$\Delta L'_{CFD} = \frac{f'}{2500} \quad (4-8)$$

将前面设计的双胶合物镜焦距 $f' = 299.64$ 代入公

式得：

$$\Delta L'_{CFD} = \frac{299.64}{2500} = 0.12$$

和前面实际计算的二级光谱色差0.129基本一致。

由以上讨论可知，用一般光学玻璃构成的消色差透镜组的二级光谱色差近似地是一常数。欲消除二级光谱色差，必须采用特殊的光学材料，例如萤石(CaF_2)，它的光学常数如下： $n = 1.433$ ， $\nu = 95.5$ ， $P = 0.703$ 由图4-8上可以看到，它和一般的重冕玻璃具有相同的 P 值，但重冕玻璃的 ν 数小于60，因此二者的 ν 值具有足够大的差值，所以用它们组合起来可以构成消除二级光谱色差的双胶合透镜组。当消除了二级光谱色差以后，波长和像点位置间的关系曲线如图4-9中曲线II所示，这时C、D、F三种波长的光线重合在一起，但仍不能使所有光线重合在一起，不过这时的剩余色差与C、F光线消色差曲线I相比较小得多了。

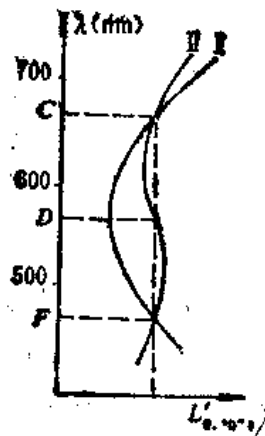


图4-9

使用萤石虽然可以校正二级光谱色差，但是大尺寸的晶体材料不易制备，而且萤石的工艺性和化学稳定性都比较差，同时晶体内部不可能完全没有内应力，因此它的使用受到很大限制。为了满足设计生产高质量复消色差系统的要求，近年来发展了一类新的光学玻璃——氟冕玻璃(FK)，它的 P 值大致为：

$$n = 1.49; \nu = 81 \sim 84; P = 0.704 \sim 0.76$$

它在 $P-\nu$ 图上大大偏离了玻璃正常线，如图4-8所示。和某些偏离正常线的特种火石玻璃(TF)组合，同样可以达到校正二级光谱色差的目的。目前生产的复消色差系统大多采用这些特殊的光学玻璃制成，而不再使用萤石。

§ 4-5 消色差谱线的选择

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

由于光学系统存在着二级光谱色差，当两种指定波长的光线校正色差后，并不能使一切波长光线的像点全部重合。当光学系统没有校正色差时，像点位置随着波长近似地按直线变化，如图4-10中曲线I所示；如果光学系统对某两种波长的光线校正了色差，例如对C、F光线，则波长与像点间的关系近似地按抛物线变化，如曲线II所示，各种波长的光线所成的像仍然分布在一定的范围内。由于曲线上不同位置对应的斜率 $\frac{dL'}{d\lambda}$ 不同，也就是随着波长的改变像面位置变化有快有慢，在抛物线顶点 $\frac{dL'}{d\lambda} = 0$ ，像面位置变化最慢，因而在抛物线顶点附近光能最集中。如果采用不同波长的光线校正色差，则抛物线顶点所对应的波长将随之改变。这样就有可能使光线最集中的像面位置所对应的波长正好与对仪器最起作用的波长一致。对仪器最起作用的光线波长随着仪器的用途不同而改变，所以根据不同的仪器选取不同的波长进行消色差。

下面对几种常遇到的情形加以讨论。

一、目视光学仪器的消色差

用人眼直接进行观察的仪器叫做目视光学仪器。只有可见光(400~760nm)才能对人眼引起视觉，而且在可见光的范围内，人眼对各种波长光线的视感度也不相同，人眼的视感度曲线如图4-11所示。对人眼最敏感的波长大约为555nm，恰好位于C、F光线中间，如果对C、F光线校正了色差，从图4-10中曲线II可以看到，抛物线顶点所对应的就是555nm的光线。所以对目视光学仪器采取C、F光线消除色差，这样的消色差称为目视消色差。

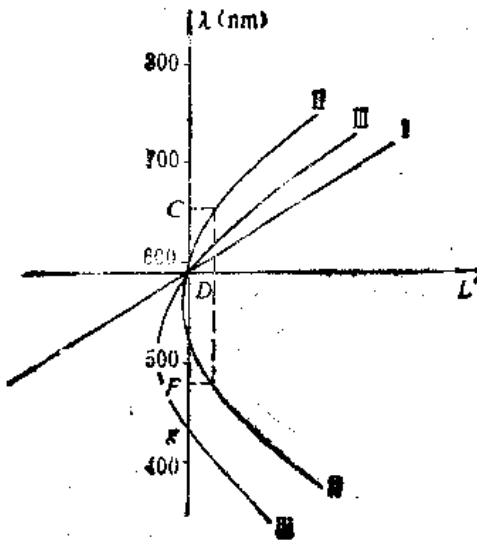


图4-10



图4-11

二、照相物镜的消色差

在照相机中接收光能的是感光底片，最初的感光底片的灵敏度曲线如图4-12所示。最敏感的波长大约为480nm。按照以前的讨论应在480nm的两侧选取两种波长进行消色差，使抛物线顶点对应的波长恰好为480nm。但是照相底片一般是安装在人眼观察毛玻璃时最清晰的位置，这时底片实际上安在人眼最灵敏的555nm光线的像平面上而不位于抛物线顶点，因而所得的照片质量并不理想，后来改用D和g光线消色差，如图4-10中曲线Ⅲ所示，这时人眼最敏感的555nm光线恰好和对底片最敏感的480nm的光线相重合，这样的消色差称为照相消色差。这时底片位置虽然和最敏感波长的像平面重合，但是最敏感波长的像面位置并不是光线最集中的地方。欲改进这一缺点，须使底片的敏感度尽可能和人眼一致，这样的底片称为全色底片，它的敏感度曲线如图4-13所示。这种底片目前一般采取对C—g或D—g消色差，因为最敏感的波长大约位在这两种波长中间。至于使用滤色镜的光学仪器，则除了考虑光线的敏感度而外，还需要考虑到滤色镜的透过率，例如对远距离物体照相的情形，由于物体发出的光线在通过大气层时，被空气

分子或尘埃散射使物体模糊不清，光线的波长越短散射越严重，为了改善物体的能见度，往往采用黄色或者红色滤色镜，把短波滤掉，例如一种淡黄色滤色镜的透过率曲线如图4-14所示。波长小于510nm的光线几乎完全不能透过。因此采取C—g或D—g光线消色差显然不合适，应该采取C和e光线消色差，而对D光线校正单色像差。如果采用对于近红外的光线也能感光的底片，则可采取D和A'光线校正色差，而对C光线校正单色像差。

总之，消色差谱线的选择必须根据仪器的实际使用情况确定，总的原则是尽可能地使光能最集中的波长和仪器最敏感的波长一致。

§ 4-6 摄远物镜设计

在§4-3中已经介绍了最常用的双胶合望远镜物镜的设计方法，由于它的结构简单，校正像差的能力有限，基本上只考虑初级像差，因此它的初级像差求解过程和像差微量校正过程都比较简单，对于一些光学结构比较复杂的望远镜物镜，它们的初级像差求解过程就不象双胶合物镜那样容易了。另外，由于结构比较复杂，满足初级像差的解往往不是唯一的，因此又产生了一个如何选择解的问题，这就需要考虑到高级像差，为了说明解决这些问题的方法，这一节再举一个相对孔径比较大，结构比较复杂的摄远物镜的例子。

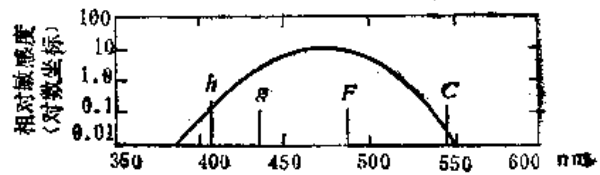


图4-12

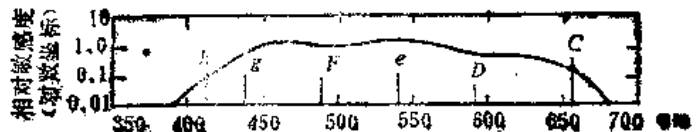


图4-13

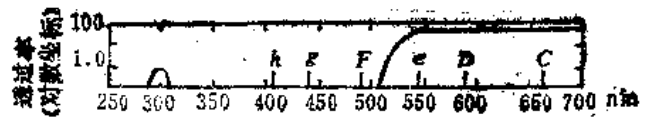


图4-14

假定对物镜光学特性的要求为，

焦距	$f' = 320$
通光口径	$D = 60$
视场	$2\omega = 1^\circ$

这是一个用于大地测量仪器中的高倍率望远镜的物镜，为了减小仪器的体积和重量，同时达到内调焦的要求，系统采用摄远型式，要求系统的相对长度大约为0.5。按照上述要求，要设计这样一个内调焦望远镜的物镜，首先必须确定前后组的焦距，和两透镜组之间的间隔，也就是进行外形尺寸计算，关于测量仪器内调焦望远镜物镜外形尺寸计算的问题可参考有关测量仪器光学系统专著，这里不作详细讨论，直接引出系统的有关参数如下：

前组焦距： $f'_1 = 128$

后组焦距： $f'_2 = -35.6$

两组之间的间隔： $d = 106.7$

对应的组合焦距和系统长度为：

$$f' = 320, L = 160$$

符合技术要求，下面首先确定透镜组的结构型式。

一、结构型式的选择

透镜组的结构型式，是由它的光学特性确定的。首先看前组，前组透镜的光束口径就等于系统要求的通光口径，因此它的相对孔径为：

$$\frac{D}{f'_1} = \frac{60}{128} = \frac{1}{2.1}$$

相对孔径接近1/2，因此不可能采用简单的双胶合物镜，根据前面§4-2介绍的物镜型式，这里选用双单型物镜作为系统的前组。

下面再看后组，首先求出后组的通光口径 D_2 ，由图4-15很容易看到：

$$D_2 = D \frac{f'_1 - d}{f'_1} = 60 \frac{21.3}{128} = 10$$

后组相对孔径为：

$$\frac{D_2}{f'_2} = \frac{10}{35.6} = \frac{1}{3.56}$$

根据上述相对孔径的要求，完全可以采用简单的双胶合组。整个系统的结构型式如图4-16所示。

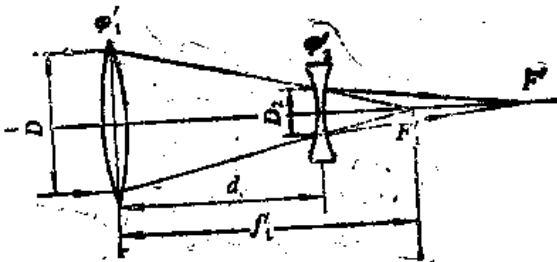


图4-15

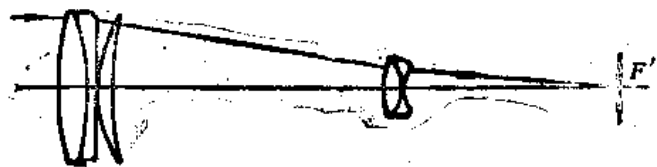


图4-16

由于物镜要求的视场角很小 ($2\omega = 1^\circ$), 所以用不着考虑校正轴外像差, 只需要校正球差、彗差和轴向色差, 因此前后两组有可能各自独立校正上述三种像差。一般说来, 在一个比较复杂的组合系统中, 各组透镜应尽可能独立校正像差, 这样系统的装配误差对成像质量影响较小, 特别在内调焦望远镜物镜中, 后组需要移动, 独立校正像差比较有利, 因此我们采取前后组分别校正像差的方案进行设计。

超星阅览室提醒
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

二、求初始结构

在系统的结构型式确定以后, 就可以利用薄透镜的初级像差公式求解系统的初始结构, 首先求前组, 然后求后组。

1. 前组透镜的初级像差求解 前组透镜由一个双胶合透镜和一个单透镜组成, 首先遇到的问题就是如何分配两个透镜组的光焦度。

1) 光焦度分配: 前组物镜要求的相对孔径接近 $1/2$, 要求尽可能减小孔径高级球差和色球差, 求这样一个透镜组的初始结构, 应该怎样分配这两个透镜的光焦度呢? 对初级像差来说, 不论光焦度如何分配, 都有可能找到相应的解, 但是光焦度分配的比例不同, 高级像差也就不同。显然应该选择高级像差最小的分配比例, 为了解决这个问题, 可以采取几个不同的分配比例进行设计, 最后比较它们高级像差的大小, 从中找出高级像差最小的结果, 这样做当然比较全面, 但工作量很大。根据经验, 这种物镜中光焦度主要应由单透镜来负担, 而所以要采用双单型式, 就是因为单个双胶合物镜高级像差太大, 利用增加一个单透镜的方法以减小双胶合物镜的高级像差, 如果加入的单透镜光焦度过小, 整个物镜组便和单个双胶合物镜差别不大, 不能达到大量减小孔径高级球差和色球差的目的。这里取双胶合组和单透镜的光焦度比例为 $1:3$ 。如果透镜组的总光焦度等于 1 , 则双胶合组和单透镜的光焦度分配为:

$$\varphi_1 = 1/4; \quad \varphi_2 = 3/4; \quad \varphi = 1$$

它们的焦距分别为,

$$f'_1 = 4; \quad f'_2 = 4/3; \quad f' = 1$$

透镜组的实际焦距要求为 128 , 对应双胶合组和单透镜的焦距分别为,

$$f'_1 = 512; \quad f'_2 = 170.7; \quad f' = 128$$

2) 单透镜结构参数的求解: 整个透镜组要求校正球差、彗差和轴向色差, 在光焦度分配确定以后, 对单透镜来说, 只需要选定玻璃材料和决定透镜形状, 从满足初级像差的要求考虑, 它们是可以任意确定的, 因为总可以用双胶合物镜的球差、彗差和轴向色差来进行补偿, 达到整个透镜组校正球差, 彗差和轴向色差的目的。这里同样要根据尽量减小高级像差的原则来确定。为了减小整个透镜组的孔径高级球差和色球差, 希望单透镜尽量少产生球差和色差, 这样要求双胶合组补偿的球差和色差就小, 一般说来, 当初级像差在数量比较小的情况下互相抵消时, 剩余的高级像差也就小。下面就根据这个原则来确定单透镜的玻璃材料和透镜形状。

在透镜焦距一定的情况下玻璃的折射率越高, 透镜的球差越小, 色散越小, 则色差也就越小, 因此选择ZK7 ($n_D = 1.6130, \nu = 60.6$) 作为单透镜的材料, 它是重冕玻璃中折射率比较高、色散比较小而工艺性又比较好的一种玻璃。

至于透镜的形状, 我们让它处于球差极小值, 根据公式 (3-50) 物体位于有限距离时,

球差为极值的 \overline{W}_∞ 为:

$$\overline{W}_\infty = -2.35\bar{u}_1 + 0.15$$

单透镜对应的物平面位置为:

$$l = f'_1$$

因此:

$$\bar{u}_1 = \frac{f'}{l} = \frac{f'_1}{f'_1} = \frac{1}{3}$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

代入公式 (3-58) 得到:

$$\overline{W}_\infty = -0.78 + W_\infty = -0.78 + 0.15 = -0.63$$

由表3-1查得:

$$n = 1.6130, P_0 = 1.62, Q_0 = -1.09$$

根据公式 (3-57), 有

$$Q = Q_0 - \frac{\overline{W}_\infty - 0.15}{1.67} = -1.09 - \frac{-0.78}{1.67} = -0.62$$

利用公式 (3-42) ~ (3-43), 使 $r_1 = 1$ 即可求出单透镜的两个半径

$$\frac{1}{r_2} = 1 + Q = 1 - 0.62 = 0.38$$

$$\frac{1}{r_1} = \frac{1}{n-1} + \frac{1}{r_2} = \frac{1}{0.6130} + 0.38 = 2.07$$

再按要求的焦距 $f' = 170.7$ 求出实际半径为:

$$r_1 = 84.8, r_2 = 450$$

根据要求的通光口径和透镜的边缘厚度取 $d = 8$, 这样得到单透镜的全部初始结构参数如下:

r	d	n_D	n_P	u_C	
		1.0	1.0	1.0	
84.8					
	8	1.6130	1.62012	1.6100	(ZK7)
450					
		1.0	1.0	1.0	

单透镜结构参数确定以后, 就可以用薄透镜的初级像差公式求出单透镜的像差特性参数 P 、 W 、 C 。

据上面已经求得的结果:

$$\overline{W}_\infty = -0.63, P_0 = 1.62$$

根据公式 (3-59):

$$\overline{P}_\infty = P_0 + 0.85(\overline{W}_\infty - 0.15)^2 = 1.62 + 0.85(-0.63 - 0.15)^2 = 2.14$$

由于它的物平面位置不在无限远, 因此必须由 \overline{P}_∞ 求出 \overline{P} , 根据公式 (3-13):

$$\overline{P} = \overline{P}_\infty + \bar{u}_1 (\overline{W}_\infty - 1) + \bar{u}_1^2 (\overline{W}_\infty + \mu)$$

将 $\overline{P}_\infty = 2.14$, $\bar{u}_1 = 1/3$, $\overline{W}_\infty = -0.63$, $\mu = 1/1.6130 = 0.62$ 一并代入上式得到:

$$\overline{P} = 1.44$$

根据上面已知的结果, $f' = 170.7$, $h = D/2 = 30$, 因此

$$h\varphi = \frac{30}{170.7} = 0.176$$

所以

$$P = \bar{P} (h\varphi)^2 = 1.44 (0.176)^2 = 0.00787$$

上面求出了 P , 下面再根据 \bar{W}_0 求 W , 根据公式 (3-13) 和 (3-14)

$$\bar{W} = \bar{W}_0 + \bar{u}, (2 + \mu) = -0.63 + \frac{1}{4} \times 2.62 = 0.25$$

$$W = \bar{W} (h\varphi)^2 = 0.25 (0.176)^2 = 0.0081$$

下面再求 C , 根据公式 (3-46) 和 (3-19) 得:

$$\bar{C} = \frac{1}{v} = \frac{1}{60.6}$$

$$C = \frac{\bar{C}}{f'} = 0.000097$$

这样我们得出单透镜的三个像差特性参数为:

$$P = 0.00787, W = 0.0081, C = 0.000097$$

3) 双胶合组结构参数的求解: 根据前组透镜校正球差、彗差、色差的要求, 应使整个透镜组满足:

$$S_{I1} = S_{I2} = S_{I3} = 0$$

由 S_{I1} 、 S_{I2} 、 S_{I3} 的公式很容易看出, 欲使透镜组满足以上条件, 必须使该透镜组的像差特性参数:

$$P = W = C = 0$$

整个透镜组的 P 、 W 、 C , 等于双胶合组和单透镜之和, 因此双胶合组的 P 、 W 、 C 应和单透镜的 P 、 W 、 C , 大小相等符号相反, 根据前面单透镜像差特性参数的计算结果, 直接得到双胶合组要求的 P 、 W 、 C 为:

$$P = -0.00787, W = -0.0081, C = -0.000097$$

根据 P 、 W 、 C 值即可求解双胶合组的结构参数, 这和一般双胶合物镜的求解方法完全一样。由于双胶合组对应物平面位于无限远, 因此:

$$\bar{P}_0 = \bar{P} = \frac{P}{(h\varphi)^2} = \frac{-0.00787}{\left(\frac{30}{512}\right)^2} = -39.12$$

$$\bar{W}_0 = \bar{W} = \frac{W}{(h\varphi)^2} = -2.38$$

$$\bar{C} = Cf' = -0.0495$$

由 \bar{P}_0 、 \bar{W}_0 利用公式 (3-37) 即可求出 P_0 :

$$P_0 = \bar{P}_0 - 0.85 (\bar{W}_0 - 0.1)^2 = -44.37$$

公式中 W_0 取 0.1, 我们采取冕玻璃在前。

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

根据 \bar{C} 和 P , 即可进行选玻璃。利用本书附录中的双胶合物镜 P, C 表, 找出一对 P, C 符合要求, 而且比较常用的玻璃组合如下:

BaK3-ZF6:

$$\begin{array}{lll} n_1 = 1.5467 & n_2 = 1.7550 & C = -0.0495 \\ \nu_1 = 62.8 & \nu_2 = 27.5 & P_0 = -44.83 \\ \varphi_1 = 4.201 & \varphi_2 = -3.201 & Q_0 = -11.23 \end{array}$$

浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

要求 $\bar{P}_0 = -39.12$; $\bar{W}_0 = -2.38$, 根据这些参数就可以应用公式 (3-41) ~ (3-44) 求出透镜组的三个半径, 这和前面 §4-3 的双胶物镜设计过程完全一样, 仔细的过程从略, 直接给出双胶合组的三个半径如下:

$$r_1 = 239.22 \quad r_2 = -92.35 \quad r_3 = -392.56$$

根据半径数值和通光口径的要求, 确定透镜的厚度, 得到前组的全部结构参数如下:

r	d	n_p	n_p	n_g	
		1.0	1.0	1.0	
239.22					
	13	1.5467	1.55282	1.54411	(BaK3)
-92.35					
	5	1.7550	1.77475	1.74732	(ZF6)
-392.56					
	0.5	1.0	1.0	1.0	
84.8					
	8	1.6130	1.62012	1.61000	(ZK7)
450					
		1.0	1.0	1.0	

前组物镜初始结构的求解, 到此便全部完成了。从以上求解过程可以看到, 对于一些结构比较复杂的薄透镜组, 同样可以利用前面双胶合透镜组和单透镜的初级像差公式进行求解。但是能够满足初级像差的解是很多的, 因此在求解过程中会遇到一些新问题, 例如: 光焦度的分配问题; 如何预先确定其中某些透镜的材料和形状问题等等。这些问题一般都要根据尽量减小高级像差的要求来确定, 在过去手工计算时期, 主要依靠设计者的经验, 或者参考一些现有的结构, 使用了电子计算机以后, 有可能在较短时间内, 有系统地按不同方案做出若干种结构, 从中找出高级像差的变化规律, 最后选出高级像差最小的方案, 这样做往往有可能达到提高现有结构型式的光学特性和成像质量的目的, 而在手工计算时期这样的工作是很难完成的。

2. 后组透镜的初级像差求解 根据已经选定的结构型式, 后组为一个双胶合透镜组, 它的物平面位在有限距离, 求解的方法和一般双胶合物镜完全相同。根据前面确定的像差校正方案, 要求前后组独立校正球差、彗差和轴向色差, 因此后组的三个像差特性参数必须等于零, 即

$$P = W = C = 0$$

首先对 $h\varphi$ 进行规化, 根据 $h\varphi$ 的规化公式, 显然有:

$$\bar{P} = \bar{W} = \bar{C} = 0$$

为了求出透镜的结构参数还必须将 \bar{P} 、 \bar{W} 对物体位置进行规化, 根据公式 (3-12):

$$P_{\infty} = \bar{P} - \bar{u}_1 (4\bar{W}_{\infty} - 1) + \bar{u}_1^2 (5 + 2\bar{P})$$

$$\bar{W}_{\infty} = \bar{W} - \bar{u}_1 (2 + \bar{P})$$

对后组来说:

$$f' = -35.6, \quad l = f'_1 - d = 128 - 106.7 = 21.3$$

$$\bar{u}_1 = \frac{f'}{l} = \frac{-35.6}{21.3} = -1.67$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

将 $\bar{P} = \bar{W} = 0$, $\bar{u}_1 = -1.67$ 代入 \bar{P}_{∞} 、 \bar{W}_{∞} 的公式得到:

$$P_{\infty} = 16.17, \quad \bar{W}_{\infty} = 4.51$$

有了 \bar{P}_{∞} 和 \bar{W}_{∞} 以后就可以计算 P_0 。这里首先要确定采取冕玻璃在前还是火石玻璃在前, 因为它们对应的 W_0 值不同, 我们同样根据减小整个系统高级像差的要求来决定。由于后组透镜焦距为负, 因此它的孔径高级球差和色球差的符号和前组正透镜相反, 但是后组透镜的相对孔径和焦距都比前组小得多, 它的高级像差一般也要比前组小很多, 虽然可以部分地抵消前组的高级像差, 但效果不大, 整个系统的高级像差总是和前组的高级像差符号相同。为了减小整个系统的高级像差, 需要尽量增大后组的高级像差。现在后组的 $\bar{W}_{\infty} = 4.51$ 对应的透镜形状大约如图 4-17 (a) 所示, 对应的负透镜形状如图 4-17 (b) 所示。在消色差的负透镜组中, 火石玻璃的光焦度为正, 冕玻璃的光焦度为负, 如果采取冕玻璃在前, 整个胶合组的形状如图 4-18 (a) 所示, 如果采取火石玻璃在前, 则如图 4-18 (b) 所示。由图很容易看到,

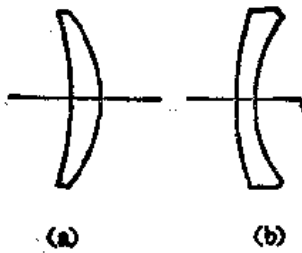


图4-17

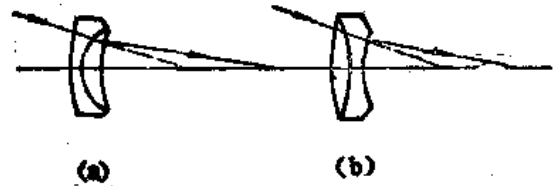


图4-18

后一种情形, 胶合面向前弯, 轴向光束在胶合面上的入射角比较大, 如果采取冕玻璃在前, 则胶合面向后弯, 光线的入射角比较小, 而且对应的物平面位置比较靠近等明点, 因此高级像差必然比较小, 所以采取火石玻璃在前。此时对应的 $W_0 = 0.2$, 连同 $\bar{P}_{\infty} = 16.17$, $\bar{W}_{\infty} = 4.51$ 一并代入公式 (3-37), 求得 P_0 值为:

$$P_0 = \bar{P}_{\infty} - 0.85 (\bar{W}_{\infty} - W_0)^2 = 0.37$$

根据 $\bar{C} = 0$, $P_0 = 0.37$ 即可查表选玻璃, 由附录中双胶合透镜参数表可以查得符合上述要求的玻璃有三对:

BaF7-ZK3,	$P_0 = 0.43,$	$\varphi_1 = -1.8867,$	$Q_0 = 6.71$
ZF1-BaK3,	$P_0 = 0.35,$	$\varphi_1 = -1.1730,$	$Q_0 = 5.0$
ZF2-K9,	$P_0 = 0.39,$	$\varphi_1 = -1.0094,$	$Q_0 = 4.69$

上面已经说过, 我们希望尽可能增大后组的高级像差 (绝对值), 应该选取 Q_0 和 Q_1 尽量大的玻璃对, 所以我们取 BaF7-ZK3, 有关的参数如下:

BaF7	ZK3	
$n_1 = 1.6146$	$n_2 = 1.5891$	$\bar{C} = 0$
$\nu_1 = 40$	$\nu_2 = 61.2$	$P_0 = 0.43$
$\varphi_1 = -1.9867$	$\varphi_2 = 2.9867$	$Q_0 = 6.71$

要求的 $\bar{P}_0 = 16.17$, $\bar{W}_0 = 4.51$, 根据以上数据即可应用公式 (3-41) ~ (3-44) 求出后组透镜的半径, 其过程和一般双胶物镜完全相同, 这里不再重复, 由此得到后组透镜的全部初始结构参数为:

r	d	n_D	n_F	n_C	
		1.0	1.0	1.0	
42					
	4	1.6140	1.62494	1.60960	(BaF7)
-15.986					
	1.5	1.5891	1.59586	1.58624	(ZK3)
13.27					
		1.0	1.0	1.0	

这样整个系统的全部初始结构已经求解完成, 下面接着就可以计算像差和进行像差微量校正。

三、像差的微量校正

由于我们希望前、后组尽可能独立校正像差, 因此首先对它们分别进行像差微量校正, 然后再合成整个系统校正像差。

1. 前组透镜的像差微量校正 首先按初级像差求解得到的前组结构参数和要求的光学特性对前组计算像差, 前组的初始结构参数如下:

r	d	n_D	n_F	n_C	
		1.0	1.0	1.0	
239.22					
	13	1.5467	1.55282	1.54411	(BaK3)
-92.35					
	5	1.7550	1.77475	1.74732	(ZF6)
-392.56					
	0.5	1.0	1.0	1.0	
84.8					
	8	1.6130	1.62012	1.6100	(ZK7)
450					
		1.0	1.0	1.0	

光学特性和有关参数为:

$$h = 30; \omega = -0.5^\circ; l = \infty; l_s = 0$$

计算有关像差数据如表4-6所示:

表4-6

像差 h	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
1.0	0.0692	-0.0035	0.1101
0.7071	0.0154	-0.0013	0.0497
0	0	0	0.0120

$$f' = 128.749; l' = 120.355; y'_0 = 1.123$$

由以上像差结果可以看到，球差、彗差和轴向色差虽然数量并不大，但是都没有完全消除，这是因为透镜组的相对孔径比较大，有一定量的高级像差，而且透镜组的总厚度也不很小，所以实际像差和薄透镜的初级像差就有一定的差别，需要进一步校正。

对上述透镜组进行像差微量校正比较方便，按照下面的步骤进行，可以很快达到校正。

第一步：用改变双胶合组的胶合面半径校正色差。当胶合面半径 r_2 由-92.35变到-93.72时，轴向色差就达到了很好的平衡。这时的像差数据如下：

表4-7

像差 h	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
1.0	-0.0293	-0.0029	0.0574
0.7071	-0.0312	-0.0011	0.0002
0	0	0	-0.0582

$$f' = 128.223; l' = 119.825; y'_0 = 1.118$$

第二步：用弯曲双胶合组校正球差，由于保持透镜的光焦度不变，因此对已经校正好的色差可以基本不变。

当双胶合组的三个半径分别变为 $r_1 = 246.55$ ， $r_2 = -92.65$ ， $r_3 = -374.29$ 时，球差已校正得很好，轴向色差也变化很小，这时的像差结果为：

表4-8

像差 h	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
1.0	-0.0003	-0.0028	0.0600
0.7071	-0.0185	-0.0010	0.0013
0	0	0	-0.0586

$$f' = 128.157; l' = 119.867; y'_0 = 1.118$$

第三步：用弯曲单透镜校正彗差，因为单透镜的初始结构是按球差为极小值的条件求解的，因此当弯曲单透镜校正彗差时，球差必然变化很小，由于透镜的光焦度没有改变，色差也应基本保持不变。当然它们都不是绝对不变的，因此有可能要按上述步骤重复多次。

这里，经过弯曲透镜校正彗差以后得到结构参数和像差结果如下：

r	d	玻璃
246.55		
-92.65	13	BaK3
-374.29	5	ZF6
89.03	0.5	
601.60	8	ZK7

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

表4-9

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
1.0	-0.0041	-0.0008	0.0742
0.7671	-0.0262	0	0.0104
0	0	0	-0.0530

$$f' = 128.439; f'' = 120.346; \gamma'_1 = 1.120$$

从以上结果看到，球差、色差变化不大，三种像差已同时达到校正。下面应用 §2-16 中的公式 (2-118) 和 §2-17 中的公式 (2-127) 来计算两种主要的高级像差——孔径高级球差和色球差。

$$\delta L'_{sa} = \delta L'_{s, \gamma'_1} - \delta L'_s / 2 = -0.0262 - 0.0041 / 2 = -0.024$$

$$\delta L'_{FC} = \Delta L'_{FC} - \Delta L'_{FC} = 0.0742 - (-0.053) = 0.127$$

这两种高级像差都有相当数量，其中特别是色球差，数量还相当大，必须依靠后组透镜进行补偿。

2. 后组透镜的像差微量校正 单独计算后组透镜的像差，可以按实际系统中光线进行的方向计算，如图4-19 (a) 所示；也可以把透镜组颠倒过来，把实际系统的像作为物，按反向光路进行计算，如图4-19 (b) 所示。现在我们按反向光路计算后组的像差。这样做的好处是：第一，由于反向光路对应的物距比较大，因此在修改结构参数过程中，当透镜组的焦距发生少量改变时，对物像之间的放大率影响比较小；第二，这样前后组分别计算得到的像

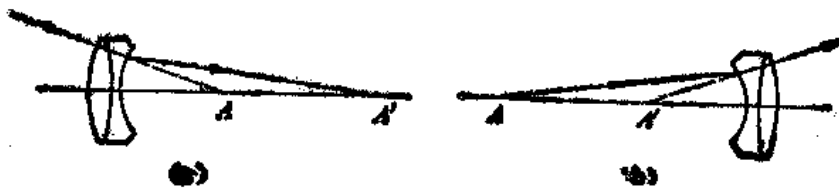


图4-19

差在同一空间内，便于了解它们之间的像差补偿情况。如果后组按实际系统中光线进行的方向计算，则前组的像差还需要经过后组放大，求出放大以后前组对应的像差值，才能看出前后组之间的像差补偿情况。当后组按反向光路计算像差时，前后两组透镜的像差和整个系统的组合像差之间的关系十分简单：轴向像差为前后两组透镜像差之和，垂轴像差为前后两组透镜像差之差。下面做简单的证明。

以球差为例，假定前后两组透镜都存在球差，但组合以后没有球差，如图4-20 (c) 所

示。由图看到第一个透镜的球差 $\delta L'_1 > 0$ ，而第二个透镜如果按反向光路计算像差，如图4-20 (b)所示，根据光路可逆定理很容易看到 $\delta L'_2 < 0$ ，两透镜组合以后球差为零。



图4-20

由此可知：当前组透镜按正向光路计算，后组按反向光路计算时，二者球差的符号相反则互相抵消，符号相同则互相叠加。整个系统的组合像差在两组透镜之间的空间衡量时，有：

$$\delta L' = \delta L'_{前} (\text{正向光路计算}) + \delta L'_{后} (\text{反向光路计算}) \quad (4-9)$$

以上结论不仅对球差成立，对于其他轴向像差如 $x'_1, x'_2, x'_{i,}, \Delta L'_{FC}, \delta L'_T, \delta L'_S$ 等同样成立。

下面再看垂轴像差。以慧差为例，假定前后两组透镜都有慧差，而组合系统没有慧差，如图4-21 (a)所示。由图看到前组透镜的慧差为正 $K'_{T前} > 0$ ，如果把后组透镜按反向光路计算像差，如图4-21 (b)所示，显然慧差同样为正， $K'_{T后} > 0$ 。组合起来整个系统没有慧差。

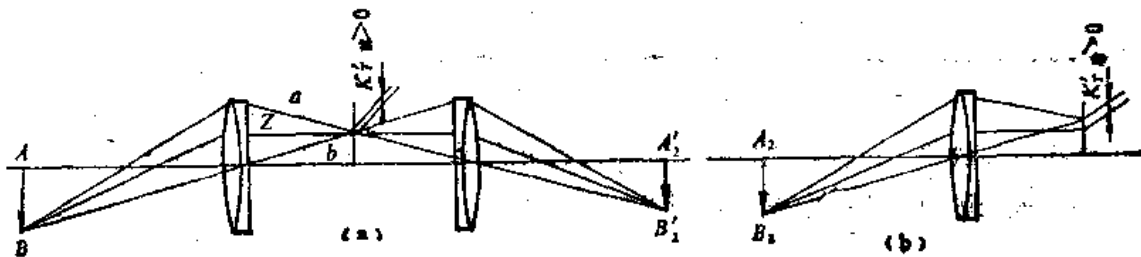


图4-21

即前、后两组的慧差相互抵消。由此可知：当前组按正向光路计算，后组按反向光路计算，慧差同号则相互抵消，异号则相互叠加。整个系统的组合慧差在前后两组透镜共同的空间内衡量有：

$$K'_T = K'_{T前} (\text{正向光路计算}) - K'_{T后} (\text{反向光路计算}) \quad (4-10)$$

以上结论对其它垂轴像差 $\Delta y'_{FC}, \delta y'_2$ 等也同样成立，利用公式(4-9)和(4-10)很容易由前后组的像差求出系统的组合像差。如果前后组都按正向光路计算像差，则必须将前组的像差按后组的放大率求出它在最后像空间的贡献量，才能和后组的像差进行组合，这就比较麻烦。因此设计一些组合系统时，往往把后组透镜颠倒以后按反向光路计算像差。

把后组透镜颠倒以后的结构参数为：

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0

15.986	1.5	1.5891	1.59586	1.58624 (ZK3)
-42	4	1.6140	1.62494	1.60960 (B F7)
		1.0	1.0	

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

实际系统的像距和像高就成了它的物距和物高，由前面要求的光学特性知道：

$$l = -(L - d) = -(160 - 106.7) = -53.3$$

$$y = -f' \operatorname{tg} \omega = -320 \operatorname{tg} (-0.5)^\circ = 2.79$$

$$\sin U = \frac{h}{f'} = \frac{30}{320} = 0.0937$$

实际光阑位在后组透镜后方106.7的地方，按照以上结构参数和光学特性计算像差，结果如表4-10所示。

表4-10

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
1.0	-0.139	0.00132	-0.139
0.7071	-0.071	0.00023	-0.09
0	0	0	-0.053

$$f' = -38.17; l' = 27.7; \gamma'_0 = 1.19$$

由以上结果看到球差和色差都比较大，我们首先用改变胶合面半径校正色差，将 r_2 由15.986变为24，色差达到校正，像差结果如表4-11所示。

表4-11

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
1.0	0.00186	-0.0030	-0.0224
0.7071	0.00661	-0.0016	-0.00106
0	0	0	0.0168

$$f' = -37.72; l' = 27.4; \gamma'_0 = 1.18$$

下面我们计算一下它的孔径高级球差和色球差：

$$\delta L'_{s_n} = 0.00661 - 0.00186/2 = 0.0028$$

$$\delta L'_{FC} = -0.0224 - 0.0168 = -0.0392$$

把后组的高级像差和前组的高级像差进行比较，前组的高级像差为：

$$\delta L'_{s_n} = -0.024$$

$$\Delta L'_{FCn} - \Delta L'_{FC} = 0.127$$

由此看到，虽然后组的两种轴向高级像差都和前组符号相反，可以部分地抵消前组的高级像差，但是前组的数量比后组大得多，效果不大。为了进一步改善系统的成像质量，希望进

一步加大后组的高级像差。后组的高级像差不够大，主要是因为它的胶合面半径在校正色差过程中由原来的15.986变成了24，由于胶合面半径过大，高级像差就小，如果我们能设法减小胶合面的半径就有可能增加后组的高级像差，这两种可能的途径：

第一，将后组胶合面变小以后，后组的色差由前组进行补偿，由于前组的入射口径比较大，为了补偿少量的色差，胶合面半径变化很小，不致严重影响高级像差。这样做的缺点是破坏了我们希望前后组尽可能独立校正像差的要求。

第二，更换后组透镜的玻璃对，即采取 φ_1 和 Q_0 比前面更大的玻璃对。从双胶合透镜组P表中找出如下的一对玻璃。

BaF8	ZK8	
$n_1 = 1.6259$	$n_2 = 1.6140$	$P_0 = 0.509$
$\nu_1 = 39.1$	$\nu_2 = 55.1$	$Q_0 = 8.006$
$\varphi_1 = -2.44$	$\varphi_2 = 3.44$	

根据 $\bar{P}_\infty = 16.17$, $\bar{W}_\infty = 4.51$, $W_0 = 0.2$ 重新求得透镜组的结构参数如下。

r	d	玻璃
38.2		
	4	BaF8
-11.95		
	1.5	ZK8
13.5		

由以上参数可以看到，胶合面半径和第一次求得的结果比较又小了很多，和前面一样我们把透镜组颠倒以后按反向光路计算像差

r	d	n_D	n_F	n_C	
		1.0	1.0	1.0	
-13.5					
	1.5	1.6140	1.62187	1.61073	(ZK8)
11.95					
	4	1.6259	1.63733	1.62132	(BaF8)
-38.2					
		1.0	1.0	1.0	
$l = -53.3$	$y = 2.79$	$\sin U = 0.0937$	$l'_0 = 106.7$		

按上述结构参数和光学特性计算像差结果如表4-12所示。

表4-12

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
A			
1.0	-0.200	0.00205	-0.2098
0.7071	-0.065	0.00027	-0.01293
0	0	0	-0.0629

$$f' = -38.676; f'' = 27.6; y'_0 = 1.20$$

由以上结果看到，球差和色差都比较大，需要进一步校正，我们仍然用改变胶合面半径校正色差，然后用弯曲透镜校正球差，达到最后结果如下：

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
-15				
	1.5	1.6140	1.62187	1.61073
15.88				
	4	1.6259	1.63733	1.62132 (B-F8)
-54.41				
		1.0	1.0	1.0
$l = -60$		$\gamma = 2.79$	$\sin U = 0.0957$	$l'_2 = 106.7$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！
(2/8)

像差结果如表4-13所示。

表4-13

像 差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
A			
1.0	0.012	0.000454	-0.0412
0.7071	0.021	-0.000078	0.009
0	0	0	0.0446

$$f' = -36.9, f'' = 27.7, \gamma'_0 = 1.08$$

各种像差都已经达到较好的校正，下面计算一下它的高级像差。

$$\delta L_{S'_1} = 0.021 - 0.012/2 = 0.015$$

$$\delta L'_{FC} = \Delta L'_{FC} - \Delta l'_{FC}$$

$$= -0.0412 - 0.0446$$

$$= -0.086$$

它和原来的后组比较，孔径高级球差增加了五倍，色球差增加了一倍多。它和前组的高级像差比较，虽然还不能完全抵消，但已能补偿它的大部分，利用公式(4-9)和(4-10)求出组合以后的高级像差值为：

$$\delta L'_{S'_2} = -0.024 + 0.015 = -0.009$$

$$\Delta L'_{FC} - \Delta l'_{FC} = 0.127 - 0.086 = 0.041$$

从上面更换玻璃前后的结果可以看到，在一些比较复杂的薄透镜系统中，玻璃材料的选择对系统的质量有重要的作用，同样，解的选择是否恰当也会严重影响系统的质量。

3. 整个系统的最后校正 上面已经把前后两组分别进行了像差校正，在此基础上，就可以把它们组合起来计算像差，并进行最后校正，使整个系统的像差达到最好的平衡。在前后两组合成整个系统以前，必须首先把它们的焦距缩放成外形尺寸计算时确定的数值。由前面的结果看到，前组经过像差微量校正，最后的焦距为 $f'_1 = 128.44$ ，要求的数值为 $f' = 128$ ，二者相差甚小，不必再进行缩放，后组的实际焦距 $f'_2 = -36.9$ 和要求的焦距 $f'_2 = -35.6$ 有相当的差别，为此将后组缩放，当焦距符合要求的数值时，后组透镜的半径为：

$$r_4 = 52.4; r_7 = -15.3; r_8 = 14.46$$

由于焦距变化不大，因此透镜厚度不再缩放，然后根据前后两组透镜的主要位置，使由前组的像方主面到后组的物方主面之间的距离 $H_1'H_2 = d = 106.7$ ，这样把系统组合以后，得到系统的全部结构参数如下：

r	d	n_D	n_F	n_C	
246.55		1.0	1.0	1.0	
	13	1.5467	1.55282	1.54411	(B ₂ K3)
-92.65					
	5	1.7550	1.77475	1.74732	(ZF6)
-374.29					
	0.5	1.0	1.0	1.0	
89.03					
	8	1.6130	1.62012	1.6100	(ZK7)
601.60					
	93.53	1.0	1.0	1.0	
52.40					
	4	1.6259	1.63733	1.62132	(B F8)
-15.30					
	1.5	1.6140	1.62187	1.61073	(ZK8)
14.46					
		1.0	1.0	1.0	
		$h = 30$	$\omega = -0.5^\circ$	$l_1 = \infty$	$l_2 = 0$

像差结果如表4-14所示。

表4-14

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
1.0	0.0366	-0.0011	0.2638
0.7071	-0.0607	0	0.1320
0	0	0	-0.0785

$$f' = 328.729; f'' = 27.136; y_0 = 2.868$$

首先我们看到系统组合焦距 $f' = 328.729$ 和要求的数值320不符合，可以小量调整前后二组透镜之间的间隔 ($d_1 = 93.53$)。

从像差结果来看，球差和正弦差都已经达到校正，这里因为前后两组的球差和正弦差都分别校正得很好，色差没有达到边缘和近轴大小相等符号相反的很好平衡状态，这是因为前组的色差在单独校正时并没有完全平衡好，根据表4-9查得，它的色差为，

$$\Delta F'_{FC} = 0.074; \Delta l'_{FC} = -0.053$$

二者虽然已经反号，但边缘色差过正。至于后组，由表4-13查得，

$$\Delta L'_{FC} = -0.041; \Delta l'_{FC} = 0.0446$$

基本上是平衡好的，所以整个系统的色差过正主要是前组的色差引起的，因此采用改变前组的胶合面来校正色差。在校正色差过程中，球差和正弦差也会发生变化，再用弯曲透镜校正。这和前面前组的微量校正方法是完全相同的，详细过程不再重复，得到最后结果如下。

r	d	n_D	n_F	n_C	
263.79		1.0	1.0	1.0	
	13	1.5467	1.55282	1.5441	(B K3)
-91.21					
	5	1.7550	1.77475	1.74732	(ZF6)
-342.94					
	0.5	1.0	1.0	1.0	
89.03					
	8	1.6130	1.62012	1.6100	(ZK7)
601.60					
	93.91	1.0	1.0	1.0	
52.40					
	4	1.6259	1.63733	1.62132	(BaF8)
-15.30					
	1.5	1.6140	1.62187	1.61073	(ZK8)
14.46					
		1.0	1.0	1.0	
	$h = 30;$	$\omega = -0.5^\circ;$	$l = \infty;$	$l_z = 0$	

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

像差结果如表4-15所示。

表4-15 (a)

像差	$\delta L'$	$\delta L'_P$	$\delta L'_G$	$\Delta L'_{FC}$	$\delta SC'$
1.0	0.0152	0.4772	0.3206	0.1565	-0.0016
0.7071	-0.0545	0.2686	0.2580	0.0105	-0.0002
0	0	0.1928	0.3969	-0.2041	0

表4-15 (b)

像差	x'_i	x'_o	x'_{is}	$\delta L'_T$	K'_T	$\Delta y'_{FC}$	$\delta y'_s$
1.0	0.231	0.111	0.120	-0.018	-0.028	0.0018	0.0059
0.7071	0.114	0.055	0.059	-0.001	-0.020	0.0011	0.0020

$$f' = 319.989; f'' = 54.849; y'_0 = 2.792$$

图4-22为上述物镜的球差、色差和正弦差曲线。

上述结果的剩余球差和色球差数值和前面估算的高级像差值大很多倍，这是因为前面估

算的高级像差值是在前组的像空间计算的,表中的像差值是在整个系统的像空间,因此二者之间还相差一个后组的轴向放大率,表面上二者的数值相差很大,实际上是基本一致的。

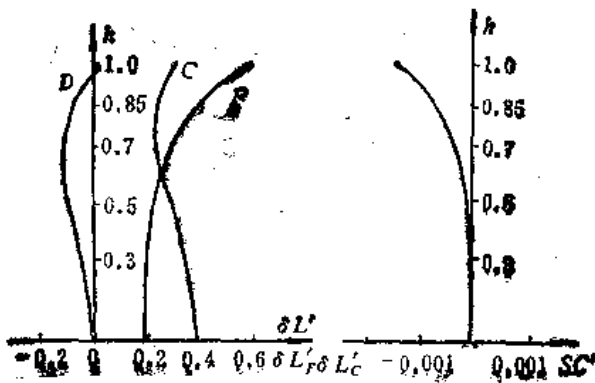


图4-22

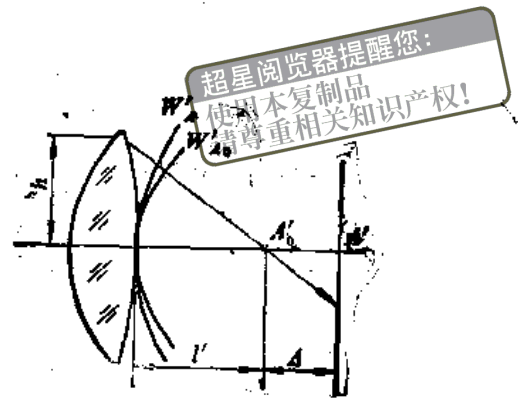


图4-23

§ 4-7 望远镜物镜像差的公差

从上面两个设计例子可以看到,一般来说我们不可能把光学系统的像差完全消除,总有一定的剩余像差存在。确定剩余像差的公差,无论对设计和生产都有重要的意义。有了像差的公差,设计者才能确定设计质量的优劣,也才能够制定出合理的加工装配公差。因此光学系统像差的公差一直是光学设计研究的重要课题。

显然光学系统的像差公差随着系统使用要求不同而改变,最好是能够建立像差和系统性能指标之间的直接数量关系,根据一定的性能要求即可求出允许的像差公差。例如在实际生产中目前多数采用分辨率作为系统的质量指标,如果能找出分辨率和像差之间的直接数量关系这当然是我们所希望的,但是这样的问题至今尚未完全解决。

在这里我们准备讨论那些有关像差公差的理论问题,主要介绍一些在长期生产实践中证明是切实可行的制定像差公差的经验标准,并且在分别介绍各类光学系统设计时一起介绍。本节只说明如何制定望远物镜像差的公差。

望远镜物镜像差的公差一般用波像差来衡量,实验证明当光学系统的波像差小于 $1/4$ 波长时,所成的像和没有像差的理想像几乎没有差别。长期以来,把波像差小于 $1/4$ 波长,做为望远镜物镜制定像差公差的标准。为了使用方便,下面我们找出波像差为四分之一波长的各种几何像差的公差,在设计过程中就可以直接把系统的实际像差和对应的几何像差公差进行比较,而不必每次都根据实际像差求波像差。

一、像面位移的公差——焦深

在讨论各种几何像差公差以前,首先讨论一种最简单的情形,假定光学系统没有像差,出射波面 W_0 是一个以理想像点 A'_0 为球心的球面,如图4-23所示,如果实际像面不和理想像面重合,而是位于 A' ,则由出射波面 W_0 上各点到 A' 的光程就不再相等,相应的波差就是波面 W_0 和以 A' 为球心的球面 W_1 之间的光程差,随着 A' 点离 A'_0 点距离 Δ 的增加,波差加大,成像质量下降。根据前面 $\lambda/4$ 的标准,波差小于 $\lambda/4$,则成像质量几乎不变,波差小于 $\lambda/4$ 的

Δ 值即为允许的像面位移的公差，一般又称为光学系统的焦深。对轴上点来说，波面和光轴对称，因此过光轴的任意一个截面内波像差相等，根据几何像差和波像差之间的关系式(2-85)，在XY坐标面内有：

$$\delta y' = -\frac{R}{n'} \frac{dW}{dY}$$

公式中 $Y=h$ ， $R=l'$ ， $\delta y' = \delta L' \frac{h}{l'}$ 代入上式求解 dW 得到：

$$dW = -\frac{n'}{2l'^3} \delta L' h dh$$

对上式进行积分得：

$$W = -\frac{n'}{2l'^3} \int_0^{h_m} \delta L' dh^2 \quad (4-11)$$

上式为轴上点轴向像差和波像差之间的关系式，当像面移动 Δ 时，所有光线的像差都等于 $(-\Delta)$ ，代入上式得：

$$W = -\frac{n'}{2l'^3} \int_0^{h_m} -\Delta dh^2 = \frac{n' \Delta}{2l'^3} h_m^2 \quad (4-12)$$

按照 $\lambda/4$ 的标准，将 $W \leq \lambda/4$ 代入公式(4-12)求解 Δ 得到：

$$\Delta \leq \frac{\lambda}{2n'} \frac{l'^3}{h_m^2}$$

考虑到像面位移不仅可以向后移而且可以向前移，因此总的像面位移公差应等于上式的两倍，由此得到：

$$\Delta = \frac{\lambda}{n' u_m'^2} \quad (4-13)$$

公式 $u_m' = h_m/l'$ 为光束的最大倾斜角， λ 为波长， n' 为像空间介质的折射率。

二、球差的公差

根据公式(4-11)波像差为轴向像差 $\delta L'$ 对 dh^2 的积分，因此波像差 W 不仅和球差的最大数值有关，同时还取决于球差曲线 $(\delta L' - h)$ 的形状，两条不同形状的球差曲线，即使它们的最大球差值是相同的，对应的波像差也并不相同。根据公式(2-106)轴上球差的级数表示式为：

$$\delta L' = a_1 h^2 + b_1 h^4$$

随着公式中系数 a_1 和 b_1 的大小不同，球差曲线的形状也就不同，下面我们讨论两种比较常见的典型情况。

1. 初级球差 假定系统的球差没有校正，而且高级球差数量很小，基本上属于初级球差，例如§2-18中计算的两种目镜的球差就属于这种情况。另外在一些相对孔径较小，球差没有得到校正的透镜组中也类似如此。这时球差公式(2-106)变为：

超星浏览器提醒您：
使用本复制品 (2-85)
请尊重相关知识产权!

$$\delta L' = a_1 h^2$$

超星浏览器提醒您：
请尊重知识产权

当光学系统存在球差，实际波面 W 不再是球面，而是一个以光轴为对称轴线的非球曲面，如图4-24所示。

波面 W 对理想像点 A'_0 的波差，就是波面 W 和以 A'_0 为球心的球面 $W_{A'_0}$ 之间的光程差。同理对任意一点 A' 的波像差就是波面 W 和以 A' 为球心的球面 $W_{A'}$ 之间的光程差。显然当 A' 点的位置改变时，相应的波像差也发生改变，为了确定球差的公差，首先要找出波像差最小的像点位置，然后再看它的波像差是否超出 $\lambda/4$ 。

下面采用图解法进行讨论，假定按 h^2 作出 $\delta L' - h^2$ 曲线，在只有初级球差的情形，曲线是一直线，如图4-25 (a) 所示。球差曲线和纵坐标之间的面积等于 $\int \delta L' dh^2$ (面积可能有正有

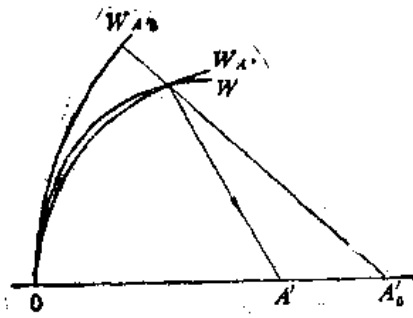


图4-24

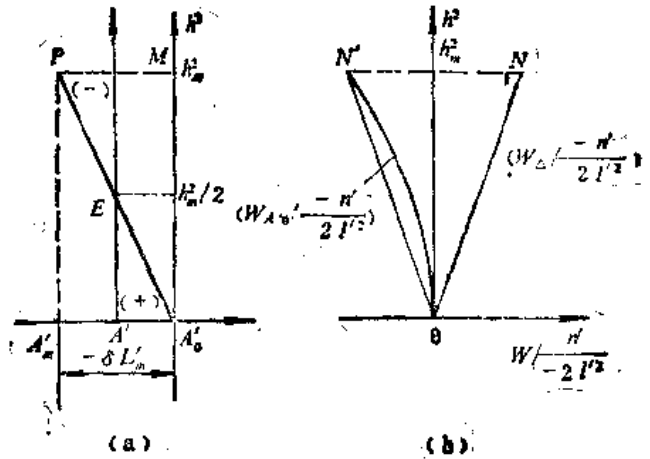


图4-25

负，由 $\delta L'$ 的符号决定)。由公式 (4-11) 可以看到，以上面积乘以常数 $-n'/2l'^2$ 就得到波像差 W 。在初级球差的情况下， $\delta L' = a_1 h^2$ ，代入公式 (4-11) 得到理想像点 A'_0 的波像差 $W_{A'_0}$ 为：

$$W_{A'_0} / \frac{-n'}{2l'^2} = \int_0^{h_m} a_1 h^2 dh^2 = \frac{1}{2} a_1 h_m^2 = [\Delta A'_0 P M]$$

公式中 $[\Delta A'_0 P M]$ 代表 $\Delta A'_0 P M$ 的面积，如果我们按 h^2 作 $(W_{A'_0} / \frac{-n'}{2l'^2})$ 的曲线，则得到一条抛物线，如图4-25 (b) 所示。因为 $(W_{A'_0} / \frac{-n'}{2l'^2})$ 和 h^2 成比例。

像面位移 Δ 以后的波像差，应等于原有波像差加上像面位移以后的附加波像差，根据公式 (4-12)

$$\left(W_{\Delta} / \frac{-n'}{2l'^2} \right) = -\Delta h^2$$

因此 $(W_{\Delta} / \frac{-n'}{2l'^2})$ 和 h^2 之间的关系是一条直线，如图4-25 (b) 中直线 ON 所示。当像面由 O 移动到 A' 以后的总波像差 $W_{A'}$ ，可由 $W_{A'_0}$ 和直线 W_{Δ} 叠加得到。如果我们对称于纵坐标取直

线 ON' ，则直线 ON' 和曲线 W_{A_0} 之差即为 $W_{A'}$ 。当像面位置变化时，相当于采取不同斜率的直线 ON' 。如果从图4-25(a)上来看，当像面由 A_0 移动到 A' 时，则 A' 点的波像差相当于球差曲线 $(\delta L' - h^2)$ 和过 A' 点的纵坐标轴之间的面积。

现在我们来确定波像差最小的 A' 点位置，由图4-25(b)很容易看到，当边缘波像差为零时，对应的波像差最小，在图4-25(a)上对应的 A' 点在理想像点 A_0 和边缘光线和光轴的交点 A'_1 的中点，这时左右两部分面积相等，符号相反，所以边缘波像差为零。在纵坐标为 $h_m^2/2$ 的地方波像差最大。

$$\begin{aligned} W_{A'_{max}} / \frac{-n'}{2l'^2} &= (\Delta A_0 A' E) = \frac{1}{2} \left(-\frac{\delta L'_m}{2} \right) \left(\frac{1}{2} h_m^2 \right) \\ &= -\frac{1}{8} \delta L'_m h_m^2 \end{aligned}$$

由上式求解 $W_{A'_{max}}$ 并令小于或等于 $\lambda/4$ 则：

$$W_{A'_{max}} = \frac{n'}{16 l'^2} \delta L'_m \leq \frac{\lambda}{4}$$

由以上公式求解 $\delta L'_m$ 得到：

$$\delta L'_m \leq \frac{4\lambda}{n' u'^2} \quad (4-14)$$

上式即为系统只存在初级球差时，和 $\lambda/4$ 对应的球差公差公式。

2. 当边缘球差为零时剩余球差的公差 根据前面§2-15中像差平衡的讨论，多数光学系统总是同时具有初级像差和高级像差，在校正像差的时候，不可能完全消除高级像差，而只能将高级像差降低到一定限度以内，用初级像差和高级像差平衡。对轴上球差来说最常用的平衡方式是将边缘球差校正为零。如果只考虑五级球差，则当边缘球差为零时，0.7071口径的剩余球差最大，等于五级球差的1/4。下面讨论在这种情况下，当波像差小于 $\lambda/4$ 时剩余球差的公差。根据§2-15对孔径高级球差平衡的讨论，当边缘球差为零时，剩余球差的公式为

$$\delta L'_{rs} = -b_1 (h_m^2 h^2 - h^4) \quad (4-15)$$

我们同样把 $\delta L'_{rs}$ 按 h^2 作曲线，如图4-26(a)所示。该曲线是一条顶点不位于坐标原点的抛物线，和前面同样的道理，球差曲线和纵坐标 h^2 之间的面积等于 $W_{A'}$ ， $/(-n'/2l'^2)$ ，如图4-26(b)中 $W_{A'}/(-n'/2l'^2)$ 曲线所示。不同像面位置的波像差，相当于按不同斜率的直线对曲线计算波像差，由图可以看到，经过O点和曲线相切的直线 ON' 对应的波像差最小。这时的波像差曲线如 $W_{A'}/(-n'/2l'^2)$ 所示。下面就寻求与该直线对应的像面位置

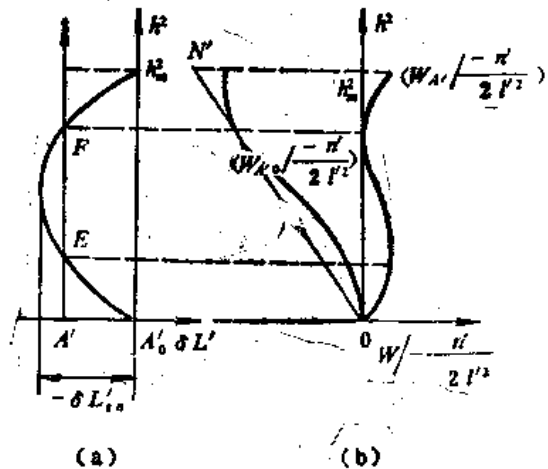


图4-26

A' ，由图4-26(a)可以看到，当 $A_0A'E$ 的面积和 EF 弓形的面积相等时，波像差曲线正好和波像差最小时的曲线 $W_{A'}/(-n/2l'^2)$ 相同。当 h^2 由零逐渐增加时，波像差随之增加，在 E 点波像差达到极大值。如果沿纵坐标继续增加，由于弓形面积为负，波像差反而减小，在 F 点波像差为零，此后波像差又开始上升，边缘波像差和 E 点的波像差极大值相等。所以满足 EF 弓形面积和 $A_0A'E$ 面积相等的像面位置，就是波像差最小的像面位置。为了简单，设 $a = -\delta L'_{.n}$ ， $b = h_n^2/2$ ，将球差曲线改用图4-27表示。假定 A' 距 D 的距离为 K^2a ，根据抛物线方程式 $Y^2 = pX$ ，将 A_0 点和 E 点的坐标代入方程式则有：

$$\frac{b^2}{a} = p = \frac{\overline{O_1E^2}}{K^2a} \quad \text{或者} \quad \overline{O_1E} = Kb$$

根据抛物线的性质， EF 弓形的面积等于 $EFGH$ 长方形面积的 $2/3$ ，由此得到：

$$[O_1EF] = \frac{2}{3}[K^2a \cdot 2Kb] = \frac{4}{3}K^3ab = 2[O_1O_2E]$$

另外可以求得 $A_0A'E$ 的面积如下：

$$\begin{aligned} [A_0A'E] &= [O_2O_3A_0A'] + [O_1O_2E] - [O_1O_3A_0] \\ &= (1-K^2)ab + \frac{2}{3}K^3ab - \frac{2}{3}ab \end{aligned}$$

如前所述，最小波像差的像面位置满足：

$$[O_1EF] = [A_0A'E]$$

由此得到：

$$\frac{4}{3}K^3ab = (1-K^2)ab + \frac{2}{3}K^3ab - \frac{2}{3}ab$$

将上式简化以后得到：

$$2K^3 + 3K^2 - 1 = 0$$

以上方程式中的 K 取正值， $K = 1/2$ ，由此得到：

$$A'D = K^2a = a/4$$

因此波像差最小的像面离开理想像面的距离等于最大剩余球差的 $3/4$ ，如图4-26(a)所示。这时最大波像差和面积 $[O_1EF]$ 相当，将 $K = 1/2$ ， $a = -\delta L'_{.n}$ ， $b = h_n^2/2$ 代入 $[O_1EF]$ 得：

$$W_{A'_{max}} / -\frac{n'}{2l'^2} = [O_1EF] = -\frac{1}{12}\delta L'_{.n}h_n^2$$

由上式解 $W_{A'_{max}}$ ，并使其小于 $\lambda/4$ ，得：

$$W_{A'_{max}} = \frac{n'}{24l'^2}h_n^2\delta L'_{.n} \leq \frac{\lambda}{4}$$

最后求解 $\delta L'_{.n}$ 得到：

$$\delta L'_{.n} \leq \frac{6\lambda}{n'u'^2} \quad (4-16)$$

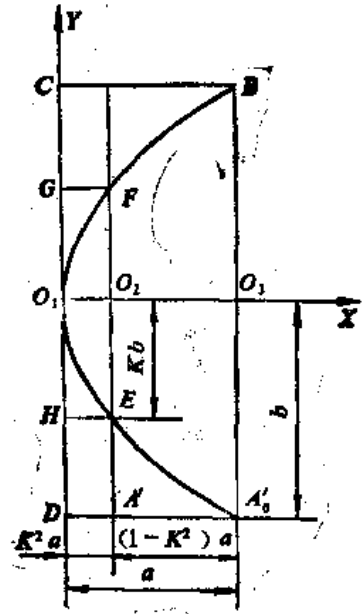


图4-27

上式即为边缘球差为零时，最大剩余球差的公差。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

三、轴向色差的公差

1. 初级色差的公差 初级轴向色差相当于不同颜色光线的像面位移，如果C、F光线的像面在像面位移的公差以内，则C、F光线的像对平均像面的波像差都小于 $\lambda/4$ ，所以初级轴向色差的公差和像面位移的公差相等。

$$\Delta L'_{pc} \leq \frac{\lambda}{n'u'^2} \quad (4-17)$$

2. 色球差的公差 色球差为不同颜色光线球差之差，它的性质和初级球差相似。对初级球差来说，当像面位于边缘光线和近轴光线像点的中点，即位在0.7071口径光线的像面位置处，对应的波像差最小。同理当0.7071口径校正了色差，边缘光线和近轴光线色差相等，对应的波色差最小，它的公差也应和初级球差相等，对边缘光线和近轴光线的剩余色差来说，显然应等于初级球差公差的一半。

$$\Delta L'_{pc} = -\Delta l'_{pc} \leq \frac{2\lambda}{n'u'^2} \quad (4-18)$$

3. 二级光谱色差的公差 二级光谱色差同样相当于不同颜色光线的像面位移，它的公差应和初级色差相同。

四、正弦差的经验公差

由于彗差和像高成比例，因此它对视场中央部分成像质量影响较小，对视场边缘部分影响最大，而一般望远系统对视场边缘的像质要求不严，因此通常不按整个视场内最大彗差小于 $\lambda/4$ 来要求。实践证明，当 SC' 小于0.0025时即可满足一般使用要求，即：

$$SC' \leq 0.0025$$

以上即为望远物镜的三种主要像差（球差、轴向色差和彗差）的公差。在一般设计工作中，考虑到加工装配的误差，最好能把这些像差控制在公差的一半左右，这样，系统的成像质量就更有保证。至于其它像差，如像散，场曲，垂轴色差等，一方面由于望远物镜的视场比较小，这些像差一般不会特别大，另一方面，由于望远物镜结构比较简单，通常无法校正这些像差，而只能依靠目镜来补偿。所以在望远物镜设计中，一般不对这些像差单独提出公差要求，而只对整个望远系统提出要求。关于望远镜系统的像差公差，将在下一章目镜设计中说明。

下面根据以上的像差公差，来评价一下前面§4-3和§4-6中两个设计例子的质量。

例一，§4-3双胶合望远物镜的像质评价。根据物镜的光学特性： $f' = 300$ ， $h_n = 20$ ， $u'_n =$

$$\frac{h_n}{f'} = \frac{20}{300} = 0.067$$

根据焦深公差的公式（4-13）：

$$\Delta = \frac{\lambda}{n'u'^2}$$

对目视光学仪器， λ 取平均波长 0.00055mm 代入公式得：

$$\Delta = \frac{0.00055}{1 \times (0.067)^2} = 0.12$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

1) 球差：根据表4-5 (a) 的像差结果：

$$\delta L'_s = 0.085, \delta L'_{0.7071} = 0.027$$

由以上结果看到，球差没有完全校正，主要为初级球差，根据初级球差公差公式 (4-14)

$$\delta L'_s \leq 4\Delta = 0.48$$

实际的边缘球差只有公差的1/5，所以这个透镜组球差校正得相当好。

2) 色差：根据表4-5 (a) 有：

$$\Delta L'_{FCs} = 0.068, \Delta L'_{C0.7071} = -0.012, \Delta L'_{FC} = -0.086$$

以上色差在 0.7071 口径基本上已校正，边缘和近轴色差属于色球差。由公式 (4-18) 可知，对应色差的公差为两倍焦深，等于 0.24 ，而实际色差仅约为公差 $1/4 \sim 1/3$ 。下面对 0.7071 口径计算二级光谱色差得：

$$\Delta L'_{CPD} = \frac{\delta L'_F + \delta L'_C}{2} - \delta L' = \frac{0.15 + 0.162}{2} - 0.027 = 0.129$$

以上数值基本上和一个焦深相当。

3) 正弦差：设计结果 $SC' = 0.000002$ ，基本上等于零。

总的来看，以上设计结果中，球差和彗差都校正得很好。 0.7071 口径的色差也校正得很好，但是由于存在色球差，因此边缘和近轴色差略大一些，但也只相当于公差的 $1/4 \sim 1/3$ ，也还比较好，但是二级光谱色差稍稍超出公差。在§4-4中，关于二级光谱色差的分析知道，使用一般光学玻璃根本无法校正二级光谱色差，所以在一些焦距比较长、相对孔径比较大的望远物镜中允许适当超出公差，总的来说上述例子的像差质量还是比较好的。

例二，§4-6 摄远物镜的像质评价。根据系统的光学特性：

$$f' = 320, h_n = 30, u'_n = \frac{h_n}{f'} = \frac{30}{320} = 0.094$$

焦深为：

$$\Delta = \frac{\lambda}{n' u'^2_n} = \frac{0.00055}{1 \times (0.094)^2} = 0.062$$

1) 球差：根据表4-15 (a) 的像差结果：

$$\delta L'_s = 0.0152, \delta L'_{0.7071} = -0.0845$$

由以上结果看到，边缘光线的球差近似为零， 0.7071 口径球差最大，因此可以采用公式 (4-16) 作为剩余球差的公差。

$$\delta L'_s \leq 6\Delta = 0.37$$

实际最大的剩余球差 $\delta L'_{0.7071} = -0.0845$ 不到公差的 $1/4$ 。

2) 正弦差：实际的正弦差 $SC' = -0.0016$ ，大约为经验公差 0.0025 的 $2/3$ 。

从上面的结果来看，上述摄远物镜的单色像差——球差和正弦差都是校正得比较好的。

3) 色差: 由表4-15 (a) 看到:

$$\Delta L'_{pcm} = 0.1565; \Delta L'_{pc} = -0.2041$$

二者大小相差不大, 符号相反, 对应的公差为两倍焦深, 等于0.124。实际色差大约为公差的1.6倍, 已经超出公差, 对应的波色差大约等于0.4波长。

下面再看二级光谱色差:

$$\Delta L'_{CFD} = \frac{\delta L'_p + \delta L'_c}{2} - \delta L' = \frac{0.2686 + 0.2580}{2} - (-0.0845) = 0.3478$$

以上数值大约为色差公差的六倍, 对应的波色差为1.5 λ , 所以上述系统的二级光谱色差很大。

根据上面的分析, 二级光谱色差已成为系统主要的剩余像差, 单色像差的剩余像差(球差, 彗差)是很小的。色球差虽然也比较大, 但剩余色差大约只有二级光谱色差的1/2, 由此可见在焦距和相对孔径比较大的系统中, 二级光谱色差已成为影响成像质量的主要像差。

由于二级光谱色差难于校正, 需要采用特殊的光学材料, 同时透镜组的结构必须复杂化。所以在一些高倍率的望远物镜中, 尽管二级光谱色差很大, 仍不加校正。在一些大地测量仪器上用的内调焦望远镜中, 二级光谱色差达到一个多波长的情况仍然是不少的。

根据前面双胶合望远物镜二级光谱色差的公式(4-8)

$$\Delta L'_{CFD} = \frac{f'}{2500} = \frac{320}{2500} = 0.128$$

上述望远物镜实际的二级光谱色差为0.3478, 约为同样焦距的双胶合透镜的二级光谱色差的2.7倍。所以望远物镜的一个缺点是二级光谱色差大。这是前组的二级光谱色差被后组放大的结果。

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
重相关知识产权！

第五章 目镜设计

§ 5-1 目镜的特点

目镜的作用是把物镜所成的像，通过它以后成像在无限远，供人眼观察。它是整个目视光学系统的一个组成部分，从目镜的光学特性来说，具有以下特点：

(1) 焦距短：根据望远系统中物镜和目镜焦距之间关系的公式：

$$f'_0 = -\Gamma f'_e$$

当目镜的焦距 f'_e 增加时， f'_0 很快增加（因为 $|\Gamma| \gg 1$ ）。因此为了减小仪器的体积和重量，必须尽可能减小目镜的焦距。另一方面，仪器又要求一定的出瞳距离，这就限制了目镜的焦距不能过小。一般目镜的焦距在 15~30mm 左右，和一般望远物镜比较起来，焦距短是它的一个特点。

(2) 相对孔径比较小：由于目镜的出射光束直接进入人眼的瞳孔，人眼瞳孔的直径一般在 2~4mm 左右变化，因此大多数实验室仪器出瞳直径一般在 2mm 左右，军用光学仪器一般在 4mm 左右，而目镜焦距常用的范围为 15~30mm，故目镜的相对孔径一般小于 1/5。

(3) 视场角大：根据望远镜系统的视场 ω 和视放大率 Γ 与目镜视场 ω' 的关系公式：

$$\text{tg } \omega' = \Gamma \text{tg } \omega$$

无论是增大望远镜的视放大率还是增大视场，都要求增大目镜的视场，因此一般目镜的视场都比较大，通常在 40° 左右，广角目镜的视场在 60° 左右，有些特广角目镜甚至达 100°。视场角大是目镜的一个最突出的特点。

(4) 入瞳和出瞳远离透镜组：目镜的入瞳一般位于前方的物镜上，而出瞳则位于后方的一定距离上，如图 5-1 所示。

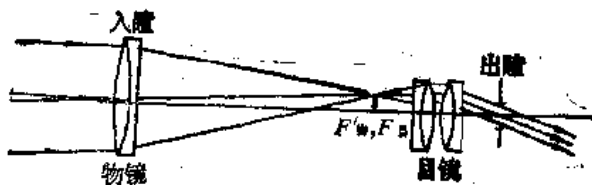


图 5-1

因此目镜的成像光束必然随着视场角的增加而远离光轴，这样目镜的透镜直径和它的焦距比较起来相当大，使像差校正比较困难。

由于目镜光学特性方面的上述特点，就决定了它的结构型式、像差性质和设计方法上的一系列特殊性，下面首先介绍目镜像差性质的特点：

1) 由于目镜的视场比较大，出瞳又远离透镜组，轴外光束在透镜组上的投射高比较大，在透镜表面上的入射角自然也就增大，因此轴外的斜光束像差如彗差、像散、场曲、畸变、垂轴色差都很大。由于要校正这些像差，所以目镜的结构一般要比物镜复杂。

2) 由于目镜的焦距比较短，相对孔径一般又不大，同时由于校正轴外像差的需要，系统中的透镜组比较多。因此目镜的球差和轴向色差一般比较小，用不着特别注意校正就能满足要求。所以目镜的像差校正以轴外像差为主，其中尤其是影响成像清晰的几种像差，如彗

差、像散、垂轴色差最重要。畸变由于不影响成像清晰，一般不作完全校正。通常在目镜中都有较大的畸变，随视场角的大小而不同，大致数值如下列所示。

2ω	$\delta y'_2$ (%)
40°	5%
$60^\circ \sim 70'$	5~10%
$>70^\circ$	$>10\%$

3) 目镜中场曲一般不进行校正。根据§2-7中关于场曲的讨论，光学系统要校正场曲，必须在系统中具有互相远离的正透镜组和负透镜组，二者的光焦度符号相反，数值近似相等，如图5-2所示。

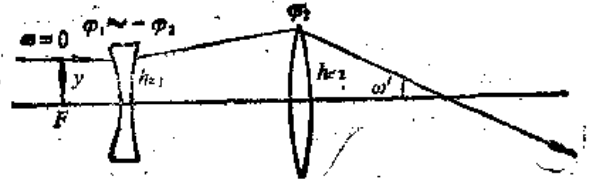


图 5-2

根据理想薄透镜系统中的光路计算公式

$$\operatorname{tg} \omega' - \operatorname{tg} \omega = h_{21} \varphi_1 + h_{22} \varphi_2$$

目镜的物方视场角一般很小，我们假定 $\omega = 0$ ，将 $\varphi_1 = -\varphi_2$ 代入上式得：

$$\operatorname{tg} \omega' = (h_{22} - h_{21}) \varphi_2$$

由于 ω' 较大，目镜对应的物高 $y = h_{21}$ 也较大，由上式可知，这就势必要求大大地增加 h_{22} 和 φ_2 ，这样就使校正其他像差如彗差、像散、畸变等变得十分困难，或者透镜组的结构将变得过于复杂。为了更具体地说明这一点，下面我们举一个数字例子。

假定目镜的焦距 $f' = 20$ ，视场角 $\omega' = 30^\circ$ ，则根据公式：

$$h_{21} = y = f' \operatorname{tg} \omega' = 20 \times \operatorname{tg} 30^\circ = 11.5$$

并且假定 $f'_2 = f' = 20$ ，代入前面公式

$$\operatorname{tg} \omega' = (h_{22} - h_{21}) \varphi_2 = (h_{22} - 11.5) 0.05 = \operatorname{tg} 30^\circ$$

得：

$$h_{22} = 23$$

这使正透镜组上主光线的投射高 h_{22} 达到焦距的 1.15 倍，透镜组的口径大约等于焦距的 2.5 倍，轴外像差特别是高级像差将大大增加，即使采用若干透镜组组合，也难使像差校正得很好。因此在目镜中一般不校正场曲，只是用像散和它进行补偿，如§2-15中所说的那样。在大角目镜中则使场曲稍微减小一些。

因此在目镜中实际上主要只校正像散、垂轴色差和彗差这三种像差。彗差和光束口径的平方成比例，由于目镜的光束口径较小，彗差也不会很大，在这三种像差中它居于次要地位，在目镜中最重要的是像散和垂轴色差。即使这三种像差，一般在目镜中也不能完全校正。

4) 目镜是整个目视光学仪器的一个组成部分，因此在校正像差时，还必须考虑到它和物镜之间的像差补偿关系。前面说：一般物镜的结构比较简单，只校正球差、彗差和轴向色差，而无法校正像散和垂轴色差，虽然由于物镜的视场不大，这些像差不致会太大。但是为了使整个系统获得尽可能好的成像质量，物镜残留的像散和垂轴色差，要求由目镜进行补偿，而在目镜中控制这两种像差的大小是比较容易的。另外上面说过目镜的球差和轴向色差

一般也无法完全校正，可以用物镜来补偿。彗差则尽可能独立校正，如果在目镜中在优先考虑像散和垂轴色差的校正以后，有少量彗差无法完全校正，也可以利用物镜的彗差进行补偿，这样虽然物镜和目镜都分别残留一定的像差，但整个系统的像差得到了很好的校正，有利于提高整个系统的成像质量。

上面所说的，是在目镜和物镜尽可能独立地校正像差以后，在此基础上进一步考虑它们之间像差的补偿问题，这是对于大多数要求在物镜焦面上安装分划镜的系统来说的。如果系统中不要求安装分划镜，则物镜和目镜的像差校正可以按整个系统总起来考虑，使整个系统的结构尽可能简化，例如图5-3的一个望远系统，不需要安装分划镜，由于物镜的结构比较复杂，它除了校正球差、彗差、轴向色差而外，尚有可能校正某些轴外像差，如像散、垂轴色差等。利用物镜校正像差的可能性，就可以使目镜的结构简化，系统中的目镜只有四片透镜，视场能达到 60° ，如果没有物镜的补偿作用，要独立校正像差是不可能的。

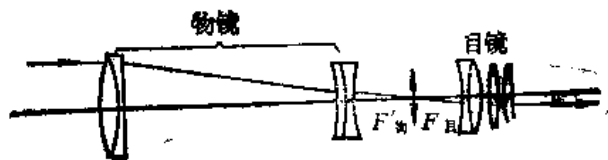


图 5-3

图5-3的一个望远系统，不需要安装分划镜，由于物镜的结构比较复杂，它除了校正球差、彗差、轴向色差而外，尚有可能校正某些轴外像差，如像散、垂轴色差等。利用物镜校正像差的可能性，就可以使目镜的结构简化，系统中的目镜只有四片透镜，视场能达到 60° ，如果没有物镜的补偿作用，要独立校正像差是不可能的。

§ 5-2 常用目镜的类型和像差分析

上节介绍了目镜在光学特性和像差特性方面的特点，这一节根据这些特点来分析常用目镜的结构和像差性质。

一、简单目镜——冉斯登、惠更斯目镜

前面说过在目镜中主要校正的单色像差是像散和彗差，在满足像差校正要求的情况下，光学系统的结构当然希望尽量简单，单个透镜是最简单的光学系统。根据§3-9对物平面位于无限远的单透镜的彗差、像散性质的讨论，单透镜能同时校正像散和彗差的情况有两种，第一种情况是透镜为平凸形 ($\bar{w}_c = 3$)，光阑位于透镜前方 $1/3.5$ 焦距处，如图5-4(a)所示，第二种情况是弯月形透镜 ($\bar{w}_c = -3$)，入瞳位于透镜后方 $1/3.5$ 焦距处，如图5-4(b)所示。

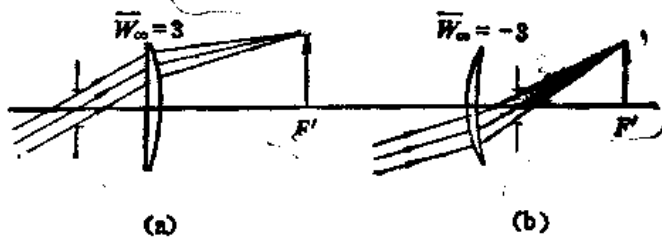


图 5-4

目镜的成像要求是把物方焦面上的物体成像在无限远，按照光路可逆定理，也可以看作是把无限远物体成像在像方焦面上。同时要求光瞳位在平行光束中，并且远离透镜组。

显然只有图5-4(a)的情况才能符合这一要求，因此单个平凸透镜就是可能的最简单的目镜结构。

但是从整个系统来看，如图5-5(a)所示，单个平凸透镜还不能工作，因为由物镜进入系统的光束，如果直接投射到平凸透镜上，这时对应的出瞳距离不等于 $1/3$ 焦距，不符合单个平凸透镜使像散和彗差同时为零的要求。为了满足这个要求，必须在焦面上加入一个场镜，

如图5-5(b)所示。场镜除了产生场曲而外，不产生其他像差，一般为了加工简单也做成平凸形的。通常把场镜和成像透镜装在一起，把场镜也看作是目镜的一部分。这样，一个场镜加一个接眼透镜，并且都做成平凸形，就构成了一个能校正像散和彗差的最简单的目镜。

如果仪器中要求在目镜物方焦面上安装分划镜，并保证目镜的视度调节要求，场镜和物方焦面之间，必须有一定的工作距离 l_F ，如图5-6所示。

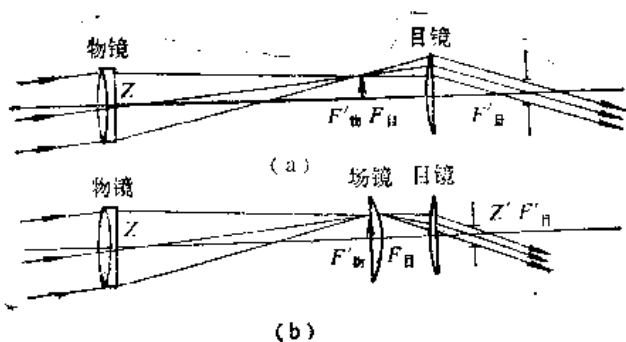


图 5-5

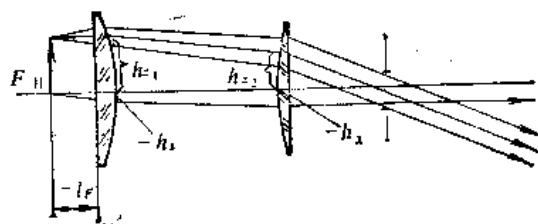


图 5-6

这样的目镜一般称为冉斯登目镜，场镜的安装方向采取平面对着物方焦面，如图5-6所示。所以采取这样安置的理由是因为入射主光线和光轴的夹角很小，因此在平面上近似垂直入射， i_1 近似等于零，没有像散和彗差，而对第二面来说，物平面位在球面的球心和顶点之间，根据单个折射球面像差的符号可以知道，它产生正球差和正像散，它所产生的正像散可以部分地补偿目镜的负场曲，这对改善整个视场内目镜的像质是有利的。

这种目镜的主要缺点是垂轴色差无法校正，根据第二色差和数的公式(3-17)：

$$S_{I_s} = \sum h h_z C = h_1 h_{z1} \frac{\varphi_1}{\nu_1} + h_2 h_{z2} \frac{\varphi_2}{\nu_2}$$

由图5-6可以看到， h_1 与 h_2 同号， h_{z1} 、 h_{z2} 、 φ_1 、 φ_2 均大于零，因此 S_{I_s} 不可能等于零，不过由于 h_1 和 h_{z1} 比较小，所以 S_{I_s} 公式中的两项都不大，因此垂轴色差不致十分严重。

为了尽可能减小垂轴色差，玻璃的色散应尽量小一些（即 ν 值尽量大一些）。一般都采用色散较小而又最常用的K9玻璃。

另外由于系统中全部都是正透镜，这种目镜的球差和轴向色差比其他目镜大。这种目镜通常用于出瞳直径和出瞳距离都不大的实验室仪器和检校仪器中，它的光学特性为：

$$2\omega' = 30^\circ \sim 40^\circ; \quad \frac{l'_z}{f'} \approx \frac{1}{3}$$

上述目镜的设计十分简单，由于场镜比较靠近像面，对整个目镜的总焦距影响不大，因此接眼透镜的焦距应和目镜的总焦距近似相等而稍大一些，一般大约等于总焦距的1.2倍左右。即：

$$f'_m = 1.2 f'_m$$

提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

两透镜之间的间隔，在接眼镜的焦距 f'_1 确定以后，可以根据目镜视度调节所要求的工作距离 l_p 来确定。

场镜的焦距 f'_2 则在 f'_1 和间隔确定以后，可根据要求的入瞳和出瞳位置来确定。

冉斯登目镜的结构虽然很简单，但能够满足校正像散和彗差的要求，它的最大缺点是垂轴色差无法校正，因而限制了它的可用视场。能否在这种简单结构的基础上而又能达到校正垂轴色差呢？我们看上面 S_{IS} 的公式：

$$S_{IS} = h_1 h_{z1} \frac{\varphi_1}{v_1} + h_2 h_{z2} \frac{\varphi_2}{v_2}$$

如果要使 $S_{IS} = 0$ ，必须使上述公式中的两项异号才有可能，在目镜中由于入瞳和出瞳均远离透镜组，因此 h_{z1} 和 h_{z2} 总是同号的，而接眼镜和场镜的光焦度 φ_1 和 φ_2 均为正，因此要使 S_{IS} 公式中的两项异号必须使 h_1 和 h_2 异号，也就是要求接眼镜和场镜分别位于实际像面的两侧，如图5-7所示，这就是一般所说的惠更斯目镜。

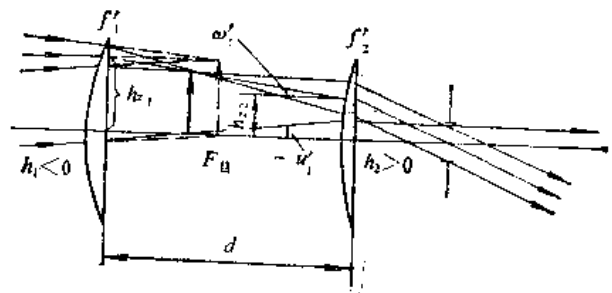


图 5-7

下面我们来看如果要求 $S_{IS} = 0$ 时， f'_1 、 f'_2 、 d 之间应满足什么条件。

假定两个透镜采用相同的玻璃材料 $v_1 = v_2 = v$ ，同时假定入射主光线和光轴平行，因为大多数仪器中目镜的入射主光线和光轴的夹角都是比较小的。

根据薄透镜系统中光路计算的公式：

$$h_1 = h_2 + d \operatorname{tg} u'_1 = h_2 + d \left(\frac{h_2}{-f'_2} \right) = h_2 \left(1 - \frac{d}{f'_2} \right)$$

$$h_{z2} = h_{z1} - d \operatorname{tg} \omega'_1 = h_{z1} - d \frac{h_{z1}}{f'_1} = h_{z1} \left(1 - \frac{d}{f'_1} \right)$$

将以上关系代入 $S_{IS} = 0$ 的公式得：

$$S_{IS} = h_2 \left(1 - \frac{d}{f'_2} \right) h_{z1} \frac{\varphi_1}{v} + h_2 h_{z1} \left(1 - \frac{d}{f'_1} \right) \frac{\varphi_2}{v} = 0$$

化简后，解上式得：

$$d = \frac{f'_1 + f'_2}{2} \quad (5-1)$$

这就是两个正透镜构成的目镜，校正垂轴色差所必须满足的条件。

场镜的放置方向，同样采取平面对实际像面，如图5-7所示，和冉斯登目镜一样也是为了使场镜产生正像散。

由于这种目镜能同时校正像散、彗差和垂轴色差，它的视场可以达到 $40^\circ \sim 50^\circ$ ，相对出瞳距离 $l_e/f' \approx 1/4$ 。这种目镜的缺点是不能安装分划镜。它被广泛地应用于观察显微镜中。

二、凯涅尔目镜

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重知识产权！

冉斯登目镜可以安装分划镜，能够校正像散和彗差，但不能校正垂轴色差。很容易想到如果把冉斯登目镜中的接眼透镜换成胶合组，如图5-8所示，就有可能校正垂轴色差，这就是一般所说的凯涅尔目镜。

§3-9中讨论对无限远物平面成像的单透镜的彗差、像散性质时，曾经得到满足像散和彗差同时为零的两个条件是：

$$h_s = \frac{\overline{W}_\infty}{\overline{P}_\infty} \quad (3-62)$$

$$\overline{W}_\infty = \pm \sqrt{\frac{P_0}{0.15}} = \pm 2.6 \sqrt{P_0} \quad (3-65)$$

只要注意一下上述结果的推导过程，就会看到，实际上它对任意薄透镜组都是成立的。如图5-8所示，在目镜中必须 $h_s > 0$ ，即要求光阑位于目镜的前方。

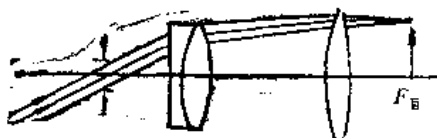


图 5-8

由 \overline{W}_∞ 的公式 (3-65) 可知， P_0 必须为正值，显然 \overline{P}_∞ 也必然为正值。又因为 $h_s > 0$ ，根据 h_s 的公式， \overline{W}_∞ 也只能取正值。将 \overline{P}_∞ 近似用 $\overline{P}_\infty = P_0 + 0.85 \overline{W}_\infty^2$ 代入，并将 $\overline{W}_\infty = 2.6 \sqrt{P_0}$ 一并代入 h_s 的公式得：

$$h_s = \frac{0.4}{\sqrt{P_0}}, \quad \overline{W}_\infty = 2.6 \sqrt{P_0} \quad (5-2)$$

由以上公式看到，当 P_0 减小时 h_s 增大，相当于增大目镜的出瞳距离 l'_2 ，由于胶合透镜组有可能采取比单透镜小一些的 P_0 值，因此凯涅尔目镜的相对出瞳距离 l'_2 可以达到 $1/2$ 。同时由于能够校正垂轴色差，视场可以达到 $45^\circ \sim 50^\circ$ 。

三、对称式目镜

对称式目镜是目前应用很广的一种中等视场的目镜，它的结构如图5-9所示。它由两个双胶合透镜构成，虽然目镜组的总厚度比较大，仍可把它看作是一个薄透镜组来近似地分析它的像差性质。由薄透镜系统的消色差条件知道，如果这两个双胶合透镜组分别消色差，则整个透镜组同时消除了轴向色差和垂轴色差。根据薄透镜组单色像差的性质，一个薄透镜组可以校正两种像差，因此是能够校正目镜中需要校正的像散和彗差的。

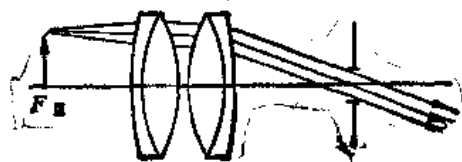


图 5-9

大多数对称式目镜采取两个透镜组完全相同，这样加工比较方便，这种型式的目镜在像差性质方面还有一些特点，以后将详细讨论。

对称式目镜的特点是垂轴色差和轴向色差都能校正得比较好，像散和彗差也可以达到较

好的校正，出瞳距离较大，可以达到 $l'_2/f' \approx 3/4$ ，视场大约为 40° 。

它和前面的三种目镜比较起来还有另一个优点，即场曲比较小。前面§5-1中说过，在目镜中场曲一般不进行校正，而只是用像散进行补偿，目镜的场曲越小，经过补偿以后可能达到的成像质量越好，为了衡量一个光学系统场曲的大小，一般采用该系统的场曲和数 π 与系统总光焦度 φ 之比来表示。如图5-10所示，对于由两个分离薄透镜组构成的光学系统，它的总光焦度为：

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2$$

$$\pi = \frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} \approx 0.7(\varphi_1 + \varphi_2) = 0.7(\varphi + d\varphi_1\varphi_2)$$

两者之比为：

$$\frac{\pi}{\varphi} = 0.7 \left(1 + \frac{d\varphi_1\varphi_2}{\varphi} \right)$$

由以上公式可以看到，当 φ_1, φ_2 均为正时，两透镜之间的间隔 d 增加，则场曲随之增大。当 φ_1 和 φ_2 一个为正另一个为负时，则 d 增加，场曲减小，因此为了减小一个光学系统的场曲，应该使系统中的正透镜尽量密接，而负透镜则和正透镜尽量远离。在对称式目镜中，

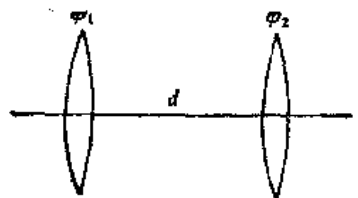


图5-10

两个正透镜密接在中间，两个负透镜在两侧，因此场曲比较小。前面所述的三种目镜也全部是由正透镜组构成的，两个正透镜之间有较大的间隔，因此场曲比较大，它们对应的 π/φ 值如下列所示：

对称式目镜	$\pi/\varphi = 0.6$
凯涅尔目镜	0.8
冉斯登目镜	1.0
惠更斯目镜	1.3

对称式目镜是中等视场的目镜中像质比较好的一种，出瞳距离也比较大，有利于缩小整个仪器的体积和重量，因此在一些中等倍率和出瞳距离要求较大的望远系统中使用的很多。

四、无畸变目镜

无畸变目镜是另一种具有较大出瞳距离的中等视场的目镜，它的结构如图5-11所示。它能达到的光学特性为：

$$2\omega' = 40^\circ, \quad \frac{l'_2}{f'_n} = 0.8$$

这种目镜的接眼透镜通常也是一个平凸透镜，它的焦距一般为：

$$f'_n = 1.6f'_n \approx 2l'_2$$

也就是说接眼透镜的入瞳位于平凸透镜前方 $1/2$ 焦距处，根据前面对单透镜像差性质的讨论可知，将产生像散和彗差，它的像差依靠后面的三胶合组进行校正。为了减少接眼透镜产

生的像差，一般接眼透镜采用折射率较高而色散较小的ZK类玻璃做成。三胶合组的第一个半径产生的光焦度和接眼透镜组合起来大约和目镜的总光焦度相等，相当于整个目镜的光焦度由前面的两个密接正薄透镜负担，这样有利于减小场曲和增大出瞳距离；后面的两个胶合面主要是用来校正像差，最后一个半径相当于一个场镜，用来调整目镜的光瞳位置。

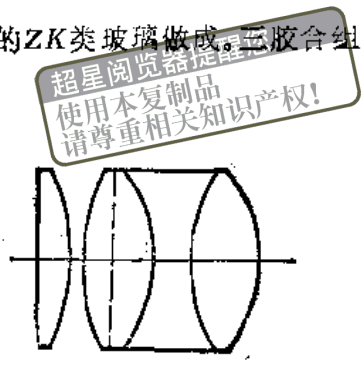


图5-11

接眼透镜所成的像恰好落在三胶合透镜组第一个面的球心和等明点之间，它所产生的像散为正；同时 σ 和 σ' 同号，普差也为正，因此它和接眼透镜产生的像散和彗差恰好全部反号，有利于整个系统像差的校正。

利用改变两个胶合面的半径和它们之间玻璃的折射率差和色散差，很容易校正像散、彗差和垂轴色差。

这种目镜多用于要求体积比较小，倍率较高的望远镜中，例如大地测量用的经纬仪、水平仪中。这种目镜的畸变比一般目镜小一些，在 40° 视场内大约为3~4%

五、广角目镜

上面这几种目镜的视场都在 40° 左右，为了满足提高望远镜光学特性的要求，需要设计具有更大视场角同时具有较大出瞳距离的目镜。

下面分析一下增大目镜视场的主要障碍。首先由于视场角的增大，在一定的出瞳距离要求下，斜光束的倾斜角和在透镜表面的投射高随之增加，各种高级像差很快增大，即使采用系统的初级像差和它进行平衡以后，剩余的像差仍然很大，其次由于视场角增大，场曲量 \times 增加，即使用像散补偿以后剩余的像散和平均场曲仍然较大。

为了克服以上障碍，在广角目镜中通常采用以下的一些措施。

1) 为了减小场曲，必须在系统中加入负透镜组，并且要求和正透镜组远离，合理的位置是在靠近像面一边，如图5-12所示。

这样一方面能减小场曲，同时还能增大出瞳距离，前面说过，加入负透镜以后，为了减小高级像差，以增加视场，必然要使正透镜组复杂化，因而透镜组的总厚度增加，为了达到较大的出瞳距离，也必须使负透镜位于靠近像面的方向。

2) 增加正透镜组的数量。为了在投射高和视场角都比较大的情况下，不致产生过大的高级像差，必须把简单目镜中由单个正透镜组构成的接眼透镜组用两个透镜组来代替。它们之间应尽量密接，这样一方面有利于减小场曲，同时也使斜光束在第二个透镜组上的投射高尽可能小。

3) 为了保证整个目镜像差的校正，还必须加入一些用于校正像差的胶合透镜组。

目前应用得最多的视场角达到 60° 以上的两种广角目镜，就是按照上面所说的方式构成的，如图5-13 (a) 和 (b) 所示。

在I型广角目镜中，用两个单正透镜构成一个接眼透镜组，代替简单目镜中的一个单正透镜，后面的三胶合组是用来校正像差的，其中加入了负光焦度是为了减少场曲和增加出瞳距。

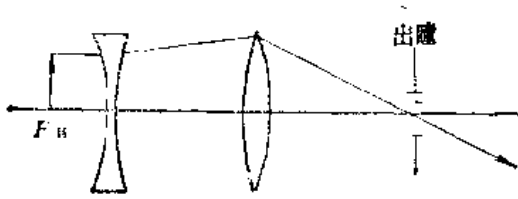


图5-12

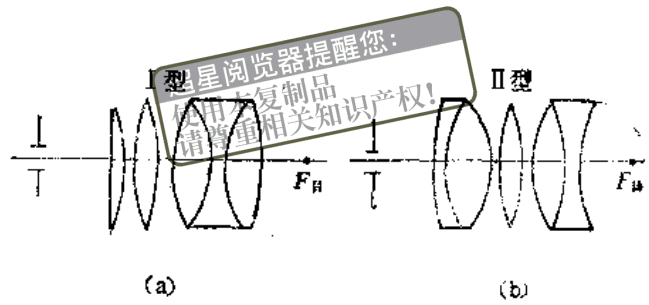


图5-13

离。负光焦度的产生是靠中间的两个胶合面，中间的负透镜的折射率一般比两边正透镜的折射率高得多，通常在1.7以上，负透镜的色散也要求比较高，因为整个目镜中的四个正透镜的色差，全要由这一个负透镜来校正。通常把主要用于校正像差的三胶合组称为**校正结构**，而把前面的两个正透镜称为**基本结构**。

在II型目镜中，基本结构是由一个胶合组和一个正透镜构成的，校正结构是一个双胶合组，负光焦度则是由校正结构的最后一个凹面和胶合面上产生的。由于在整个系统中共有两个负透镜，因此胶合面两边的折射率差和色散差就用不着象I型目镜中那样大，它们的场曲和光焦度之比 $\frac{\pi}{\varphi}$ 都在0.5以下，光学特性为：

$$\text{I型} \quad 2\omega' = 60^\circ \sim 70^\circ; \quad l_1/f' = 2/3 \sim 3/4$$

$$\text{II型} \quad 2\omega' = 60^\circ \sim 65^\circ; \quad l_1/f' = 2/3$$

上面扼要地分析了目前常用的一些目镜的结构特点、像差性质和可能达到的光学特性，这是我们进一步掌握不同类型目镜的设计方法和特点的基础，下面将分别举例介绍这些目镜的设计方法。

§ 5-3 冉斯登、惠更斯和凯涅尔目镜设计

上节已经分析了这三种目镜的像差性质，在此基础上进行这些简单目镜的设计是比较容易的。这一节我们结合具体例子介绍这些目镜的设计方法。

一、冉斯登目镜设计

要求设计一个10×自准直望远镜的目镜，物镜的焦距为250，口径25，视场角 3.5° 。要求目镜视度调节 ± 5 视度。

目镜的焦距为：

$$f'_H = \frac{f'_0}{\Gamma} = \frac{250}{10} = 25$$

$$\text{tg } \omega' = \Gamma \text{tg } \omega = 10 \text{tg } 1.75^\circ = 0.306$$

假定目镜具有4%的畸变，则 $\text{tg } \omega'$ 实际为：

$$\text{tg } \omega'_{\text{实际}} = (1 + 0.04) \text{tg } \omega' = 0.318$$

目镜要求的实际视场为：

$$2\omega'_{\text{实际}} = 35^\circ$$

目镜的出瞳直径：

$$D' = \frac{D}{\Gamma} = \frac{25}{10} = 2.5$$

自准直望远镜为实验室和车间检验仪器,出瞳距离要求不大,我们取出瞳距离 $l'_e = 8\text{mm}$ 。
下面根据上述要求确定目镜的初步结构参数。

1) 确定接眼透镜的结构参数: 接眼透镜的焦距应近似等于目镜的总焦距, 前面说过考虑到场镜不能完全和焦面重合, 它和接眼透镜组合以后, 将使组合焦距缩短, 因此一般取接眼透镜的焦距为目镜焦距的1.2倍。

$$f'_e = 1.2f'_m = 1.2 \times 25 = 30$$

透镜用K9玻璃做成, 形状为平凸形, 如图5-14所示。这样就可以求出透镜的两个半径。

$$r_1 = \infty$$

$$r_2 = f'(n-1) = 30(1.5163 - 1) = 15.5$$

考虑到透镜通光直径的需要取厚度:

$$d_1 = 2.5$$

2) 确定两透镜之间的间隔 d_2 : 确定两透镜之间的间隔时, 应保证目镜调节视度所必须的工作距离 l_p , 为此首先求出视度调节量:

$$x = \frac{Nf'_m}{1000} = \frac{5 \times 25^2}{1000} = 3.1$$

要求目镜的工作距离 $l_p > x$, 我们这里要求工作距离大约等于5mm。根据前面已确定的 $f'_m = 30\text{mm}$ 并考虑到工作距离的要求和场镜的厚度, 取 $d_2 = 22\text{mm}$ 。

3) 确定场镜的结构参数: 场镜的作用是保证目镜的入瞳和出瞳位置, 为此首先求出接眼透镜的出瞳位置。

前面已求出接眼透镜的结构参数 $r_1 = \infty, r_2 = -15.5, d_1 = 2.5$, 因此它的物方主面位置为

$$l_H = \frac{d}{n} = -\frac{2.5}{1.5163} = 1.65$$

由图5-14得:

$$l_{eH} = -(1.65 + 8) = -9.65$$

将 l_{eH} 和 f'_e 代入共轭点方程式

$$\frac{1}{l'_{eH}} - \frac{1}{l_{eH}} = \frac{1}{f'_e}$$

得:

$$l'_{eH} = -14.2$$

$$l_{eB} = l'_{eH} - d = -14.2 - 22 = -36.2$$

根据整个系统对目镜光瞳位置的要求:

$$l'_{eB} = l'_p + f'_m = 5 + 250 = 255$$

将 l_{eB} 、 l'_{eB} 代入共轭点方程式即可求出 f'_m :

$$\frac{1}{f'_m} = \frac{1}{l'_{eB}} - \frac{1}{l_{eB}}, \quad f'_m = 31.7$$

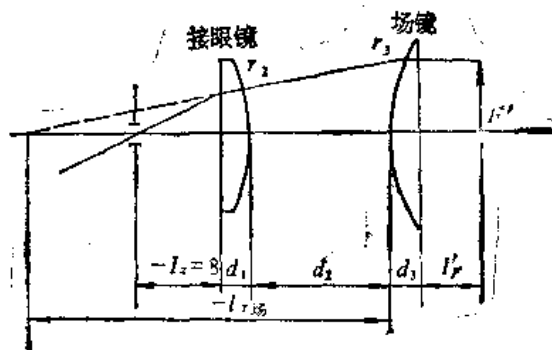


图5-14

根据薄透镜焦距公式，对平凸透镜有：

$$r_1 = \infty; r_2 = f'_d(n-1) = 31.7(1.5163-1) = 16.4$$

求像高：

$$y' = -f'_d \tan \omega = -250 \tan(-1.75^\circ) = 7.64$$

将场镜的直径取为18mm，厚度取为 $d_3 = 4\text{mm}$ ，这样目镜的全部结构参数为：

r	d	n_o	n_p	n_c
∞		1.0	1.0	1.0
	2.5	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-15.6		1.0	1.0	1.0
	22	1.0	1.0	1.0
16.4		1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
∞		1.0	1.0	1.0

在设计目镜时，通常按反向光路计算像差，即假定物平面位于无限远，目镜对无限远目标成像，如图5-15所示，在目镜的焦面上衡量系统的像差。至于目镜的光瞳位置，可以按两种方式给出。第一种方式是把实际系统的出瞳，作为反向光路时目镜的入瞳，给出入瞳距离 l'_z ，入瞳的直径 D 等于系统要求的出瞳直径。在目镜像差校正过程中，要求保证

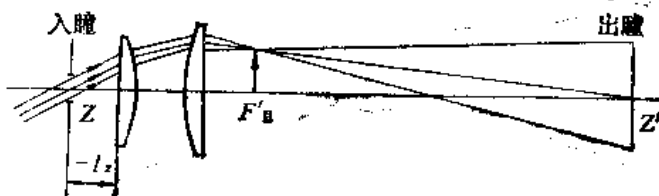


图5-15

边缘视场的主光线通过正向光路时物镜的出瞳中心(即正向光路目镜的入瞳中心)。其它视场的主光线，由于存在光阑球差，而并不通过同一点，这样计算出来的像差和实际成像光束的像差虽不完全相同，但一般差别较小，可以忽略。第二种方式是如果像差计算程序能够在给出实际光阑后，自动求出入瞳位置，并用调整主光线位置的方法，保证不同视场的主光线通过实际光阑中心。这样可以把正向光路时物镜的出瞳作为目镜的实际光阑给出，计算出来的像差和实际成像光束的情况符合。下面按第一种方式给出目镜的入瞳位置。对上面的初始结构按照要求的光学特性计算像差，结果如表5-1所示：

$$2\omega = 35^\circ; D = 2.5; l'_z = -8$$

表5-1

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_t	x'_s	x'_{te}	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.146	-0.305	0.396	-0.734	1.13	-0.0021	-0.053	-0.064
0.7071	-0.073	-0.304	0.203	-0.336	0.54	-0.0006	-0.033	-0.043

$$f' = 23.97; l'_F = 3.76; y'_0 = 7.56; L'_z = 81.56$$

由以上结果可以看到，除了垂轴色差较大而外，其它像差都不大，像散和场曲也处于较好的补偿状态。垂轴色差在冉斯登目镜中无法校正，因此从像差来说，上述结果已符合要求。但是它的出瞳距 $L'_z = 81.56\text{mm}$ 和要求的数值 $L'_z = 255\text{mm}$ 相差很大，这是由于目镜的光阑球差引起的，采用调整场镜焦距的方法使边缘视场的 $L'_z = 255\text{mm}$ ，因而可以改变 r_3 。另外目镜的工作距离 $l'_p = 3.78\text{mm}$ ，小于要求的 5mm ，可以用减小两个透镜之间的间隔 d_2 来解决，把 d_2 由 22mm 改为 20mm ，最后得到目镜的结构参数和像差结果如下：

r	d	n_D	n_L	n_C
∞		1.0	1.0	1.0
	2.5	1.5133	1.52195	1.51389 (K9)
-15.5				
	20	1.0	1.0	1.0
19.0				
	4	1.5133	1.52195	1.51389 (K9)
∞				
		1.0	1.0	1.0

$$2\omega = 35^\circ, D = 2.5, l'_z = -8$$

表5-2

像差	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_1	x'_2	x'_{12}	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
h, ω								
1.0	-0.143	-0.301	0.411	-0.613	1.024	-0.0015	-0.164	-0.063
0.7071	-0.071	-0.301	0.192	-0.294	0.487	-0.0002	-0.063	-0.043

$$f' = 23.50; l'_p = 5.24; y'_0 = 7.44; L'_z = 269$$

从以上结果来看，除了垂轴色差较大而外，其它像差都校正的比较好，工作距离 l'_p 和出瞳位置 L'_z 也已符合要求，但焦距比要求的数值小，可以进行缩放，这里不再详述。

二、惠更斯目镜

根据前面的讨论，如果要求惠更斯目镜满足校正垂轴色差的条件，则 f'_m 、 f'_f 、 d 必须满足以下的条件：

$$d = \frac{f'_m + f'_f}{2} \quad (5-1)$$

目镜除了校正垂轴色差而外，还应满足校正像散和彗差的要求。下面导出同时满足校正垂轴色差、像散和彗差时， f'_m 、 f'_f 、 d 三者之间应满足的条件。

假定接眼透镜的焦距 $f'_m = 1\text{mm}$ ，当满足消像散和彗差的条件时， $l'_{zm} =$

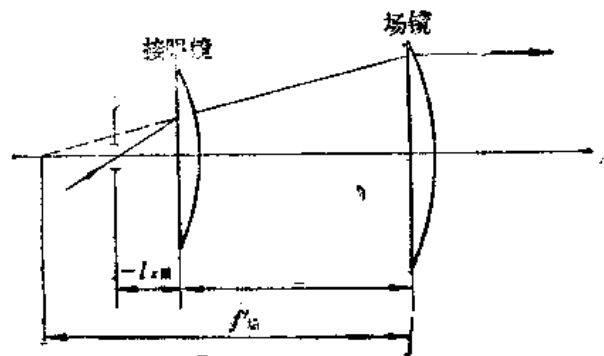


图5-18

$-\frac{1}{3}$ mm, 如图5-16所示。

由共轭点方程式:

$$\frac{1}{l'_{s\text{目}}} - \frac{1}{l_{s\text{目}}} = \frac{1}{f'_{\text{目}}}$$

将 $l_{s\text{目}} = -1/3$, $f'_{\text{目}} = 1$ 代入得: $l'_{s\text{目}} = -1/2$

和前面讨论垂轴色差时一样, 令 $l'_{s\text{目}} = \infty$, 由图5-16得:

$$f'_{\text{目}} = -l'_{s\text{目}} + d = \frac{1}{2} + d$$

同时根据校正垂轴色差的条件:

$$d = \frac{f'_{\text{目}} + f'_{\text{目}}}{2} = \frac{1 + f'_{\text{目}}}{2}$$

由以上两式联立解得 d 和 $f'_{\text{目}}$ 为:

$$f'_{\text{目}} = 1, \quad d = 3/2, \quad f'_{\text{目}} = 2$$

以上就是惠更斯目镜同时满足校正像散、彗差和垂轴色差的条件。根据组合系统总焦距的公式:

$$\frac{1}{f'_{\text{目}}} = \frac{1}{f'_{\text{目}}} + \frac{1}{f'_{\text{目}}} - \frac{d}{f'_{\text{目}}f'_{\text{目}}}$$

将 $f'_{\text{目}} = 1$, $d = 3/2$, $f'_{\text{目}} = 2$ 代入上式得: $f'_{\text{目}} = 4/3$ 。

这样就可以得到三者 and 目镜总焦距的直接关系式:

$$f'_{\text{目}} = \frac{3}{4} f'_{\text{目}}, \quad d = \frac{9}{8} f'_{\text{目}}, \quad f'_{\text{目}} = \frac{3}{2} f'_{\text{目}} \quad (5-3)$$

根据以上关系, 设计一个惠更斯目镜便十分简单, 下面就以一个 $12\times$ 的观察显微镜目镜的设计举例说明。

根据目镜焦距和倍率的关系:

$$f'_{\text{目}} = \frac{250}{\Gamma} = \frac{250}{12} = 20.8$$

根据公式 (5-3) 直接求出惠更斯目镜两透镜的焦距和间隔:

$$f'_{\text{目}} = \frac{3}{4} f'_{\text{目}} = \frac{3}{4} \times 20.8 = 15.6$$

$$d = \frac{9}{8} f'_{\text{目}} = \frac{9}{8} \times 20.8 = 23.4$$

$$f'_{\text{目}} = \frac{3}{2} f'_{\text{目}} = \frac{3}{2} \times 20.8 = 31.2$$

求出接眼透镜和场镜的焦距以后, 根据玻璃材料 (取K9) 和透镜形状 (平凸), 即可求出目镜的全部结构参数如下:

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

超星浏览器提醒您：
1.0
使用本复制品
请尊重相关知识版权！

r	d	n_D	n_P	n_C
∞		1.0		
-8.06	2	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
∞	22	1.0	1.0	1.0
-16.1	4	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
		1.0	1.0	1.0

由于考虑到场镜的主面位在透镜内，所以将两透镜的间隔由23.4减小为22。按上述结构计算像差如下：

$2\omega = 40^\circ$; $D = 1.5$; $l_s = -6$ 表5-3

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	x'_{ls}	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.326	-0.56	-1.37	-1.75	0.38	-0.028	-0.41	-0.015
0.7071	-0.162	-0.56	-0.66	-0.86	0.19	-0.019	-0.14	-0.01

$f' = 22.17$; $l'_P = -13.10$; $y'_0 = 8.07$; $L'_z = 106$

由以上结果看到惠更斯目镜的垂轴色差比冉斯登目镜要小得多，基本上已校正。像散和场曲还补偿得不够，但作为显微镜的目镜可以对视场不同部位分别进行调焦观察，对使用影响不大。彗差也比较小。因此上述结果从像差来说已符合要求，但是显微镜对应的 L'_z 应大约等于160，这和上述计算结果相差很大，和前面冉斯登目镜一样可以改变场镜的焦距，即增大 r_s ，得到最后结果如下：

r	d	n_D	n_P	n_C
∞		1.0	1.0	1.0
-8.06	2	1.5163	1.52195	1.51389
∞	22	1.0	1.0	1.0
-17.5	4	1.5163	1.52195	1.51389
		1.0	1.0	1.0

$2\omega = 40^\circ$; $D = 1.5$; $l_s = -6$ 表5-4

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	x'_{ls}	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.305	-0.517	-1.49	-1.66	0.17	-0.027	-0.41	-0.019
0.7071	-0.151	-0.512	-0.72	-0.82	0.10	-0.018	-0.14	-0.013

$f' = 21.45$; $l'_P = -12.68$; $y'_0 = 7.8$; $L'_z = 167$

出瞳位置已符合要求，各种像差基本上没有变化。焦距比要求的大一些，可以按比例缩放，这里不再详述。

提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

三、凯涅尔目镜设计

设计一个 6 × 望远镜的目镜，目镜焦距 $f'_m = 20$ ，出瞳距离 $l'_2 = 10$ ， $2\omega' = 45^\circ$ ， $D' = 4$ 。和冉斯登目镜一样考虑到场镜对整个目镜焦距的影响，取：

$$f'_m = 1.2f'_m = 1.2 \times 20 = 24$$

根据出瞳距离的要求 $l'_2 = 10$ ，对接眼镜组来说：

$$\frac{l_2}{f'_m} = \frac{-10}{24} = -0.415$$

由此得到接眼镜在规化条件下 $h_s = -l_2/f'_m = 0.415$

根据前面提到的单个透镜组对无限远目标成像时像散和慧差同时为零的条件：

$$h_s = \frac{0.4}{\sqrt{P_0}}; \quad \overline{W}_\infty = 2.6\sqrt{P_0} \quad (5-2)$$

将 h_s 代入以上公式，得到要求的 P_0 值：

$$\sqrt{P_0} = \frac{0.4}{0.415}; \quad P_0 = 0.93$$

为了校正垂轴色差，取接眼镜组的 $\overline{C} = 0$ ，如果要求目镜产生一定的垂轴色差，以便和物镜补偿， \overline{C} 可以取一个大于零或小于零的数值。这里不考虑色差的补偿，所以取：

$$\overline{C} = 0; \quad P_0 = 0.93$$

利用双胶合透镜组 P_0 表查表选玻璃，为了减小高级像差，应尽量采取 φ_1 和 Q_0 绝对值小的玻璃。使胶合面的半径尽量大些，我们选用 ZF3-ZK3，有关的参数如下：

ZF3	ZK3	
$n_1 = 1.7172$	$n_2 = 1.5891$	$\overline{C} = 0$
$\nu_1 = 29.5$	$\nu_2 = 61.2$	$P_0 = 0.948$
$\varphi_1 = -0.93$	$\varphi_2 = 1.93$	$Q_0 = 4.1$

将 P_0 代入公式 (5-2) 中的 \overline{W}_∞ 表示式得：

$$\overline{W}_\infty = 2.6\sqrt{P_0} = 2.6\sqrt{0.948} = 2.5$$

根据 \overline{W}_∞ 利用公式 (3-41) ~ (3-44) 即可求出透镜组的半径

$$Q = Q_0 - \frac{\overline{W}_\infty - W_0}{1.67} = 4.1 - \frac{2.5 - 0.2}{1.67} = 2.72$$

$$c_2 = \varphi_1 + Q = -0.93 + 2.72 = 1.79$$

$$c_1 = \frac{\varphi_1}{n_1 - 1} + c_2 = \frac{-0.93}{0.7172} + 1.79 = 0.5$$

$$c_3 = c_1 - \frac{\varphi_2}{n_2 - 1} = 1.79 - \frac{1.93}{0.5891} = -1.49$$

根据接眼透镜的焦距 $f'_e = 24\text{mm}$ ，求出相应的半径

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

$$r_1 = \frac{f'}{c_1} = \frac{24}{0.5} = 48; \quad r_2 = \frac{f'}{c_2} = \frac{24}{1.79} = 13.36; \quad r_3 = \frac{f'}{c_3} = \frac{24}{-1.49} = -16.14$$

下面再根据光瞳位置的要求，求场镜的焦距。首先求接眼透镜的出瞳位置，如图 5-17 所示，对接眼透镜有：

$$l_{x1} = -10, \quad f'_1 = 24$$

代入共轭点方程式得：

$$l'_{x1} = -17.2$$

取接眼透镜和场镜之间的间隔 $d = 18$ ，由图 5-17 得：

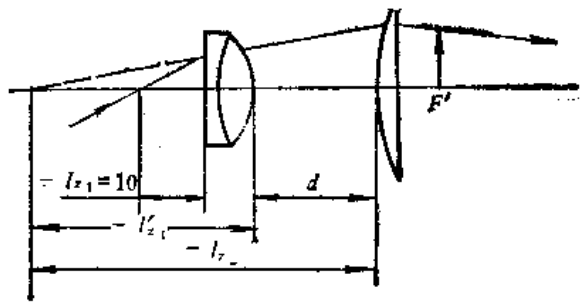


图 5-17

$$l_{x2} = l'_{x1} - d = -17.2 - 18 = -35.2$$

考虑到两个透镜组的主平面位置取 $l_{x2} = -42$ 。根据望远系统倍率 $6\times$ ，要求：

$$l'_{x2} = l'_p + f'_e = 5 + 6 \times 20 = 125$$

将 l_{x2} 、 l'_{x2} 的值代入共轭点方程式得：

$$\frac{1}{f'_e} = \frac{1}{l'_{x2}} - \frac{1}{l_{x2}} = \frac{1}{125} + \frac{1}{42}$$

$$f'_e = 31.4$$

场镜采用 K9 玻璃，并做成平凸形，得到：

$$r_4 = f'_e(n-1) = 31.4(0.5163) = 16.2; \quad r_5 = \infty$$

把以上求得的接眼透镜和场镜的半径加入适当厚度以后，全部结构参数如下：

r	d	n_D	ν_D	n_c
48		1.0	1.0	1.0
13.36	1.5	1.7172	1.73468	1.71037 (ZF3)
-16.14	4.5	1.5891	1.59586	1.58624 (ZK3)
16.2	18	1.0	1.0	1.0
∞	4.5	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
		1.0	1.0	1.0

按以上结构计算像差列表如下：

$2\omega = 45^\circ, D = 4, l_s = -10$

表5-5

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_l	x'_s	x'_{ls}	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.31	0.008	0.51	-1.25	1.77	-0.0025	-0.26	-0.064
0.7071	-0.15	0.007	0.083	-0.57	0.65	-0.028	-0.10	-0.015

$f' = 20.65; l'_p = 1.8; y'_0 = 8.55; L'_2 = 48$

由以上结果看出, 各种像差已经基本上达到校正, 但由于光阑球差的影响, 出瞳距离 $L'_2 = 48$, 不符合要求的数值 $L'_2 = 125$, 同时工作距离 $l'_p = 1.8$ 也太小。采取改变 r_1 和 d_1 进行调整, 得到最后结果如下:

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
48	1.5	1.7172	1.73438	1.71037 (ZF3)
13.36	4.5	1.5891	1.59586	1.58824 (ZK3)
-16.14	16	1.0	1.0	1.0
21	4.5	1.5163	1.52195	1.51088 (K0)
∞		1.0	1.0	1.0

$2\omega = 45^\circ, D = 4, l_s = -10$

表5-6

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_l	x'_s	x'_{ls}	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.31	0.0034	0.57	-0.98	1.64	-0.0003	-0.266	-0.009
0.7071	-0.15	0.0024	0.106	-0.48	0.59	-0.027	-0.106	-0.016

$f' = 20.5; l'_p = 3.5; y'_0 = 8.5; L'_2 = 132$

从以上像差结果来看, 各种像差和表5-5比较变化不大, 基本符合要求, 只有像散稍大一些, 可以适当减小正像散。根据前面的分析, 场镜产生的是正像散, 可以用弯曲场镜减小正像散。

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
48	1.5	1.7172	1.73468	1.71037 (ZF3)
13.36	4.5	1.5891	1.59586	1.58824 (ZK3)
-16.4	16	1.0	1.0	1.0
25	4.5	1.5163	1.52195	1.51088 (K0)
-131.25		1.0	1.0	1.0

$$2\omega = 45^\circ, D = 4, l'_s = -10$$

表5-7

像差 k, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	x'_{i_s}	K'_F	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.31	0.004	0.37	-1.06	1.44	-0.0002	-0.32	-0.009
0.7071	-0.15	0.003	-0.07	-0.54	0.50	-0.028	-0.12	-0.015

$$f' = 20.7, l'_F = 3.6, y'_0 = 8.6, L'_s = 160$$

由以上结果看到，正像散已经减少，其它像差基本不变。

下面再验算一下工作距离，首先求出视度调节量：

$$x = \frac{N f'_s}{1000} = \frac{5 \times 20.7^2}{1000} = 2$$

工作距离 $l'_s = 3.6 > 2$ ，符合要求。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

§ 5-4 对称式目镜和无畸变目镜设计

一、对称式目镜设计

前面说过，对称式目镜可以近似看作由两个双胶合组构成的一个密接薄透镜组，一般来说这样一个密接薄透镜组要校正垂轴色差、像散和彗差三种像差是没有什么困难的。我们只要使两个双胶合组分别消色差，则整个透镜组同时校正了轴向色差和垂轴色差，利用两个透镜组的弯曲可以校正两种单色像差——像散和彗差。

大多数对称式目镜都做成两个完全相同的双胶合组，这样加工比较方便，这里着重讨论这样的对称式目镜的像差性质和设计方法。

下面首先求整个目镜的像差特性参数和单个双胶合组像差特性参数的关系。假定整个目镜组：

$$f' = 1, h = 1, \omega = -1, h_s = 1, J = 1.$$

其中每一个双胶合组为：

$$f'_1 = f'_2 = 2, h = 1, h_s = 1$$

首先假定物平面位在 $\beta = -1$ 的位置，如图5-18所示。

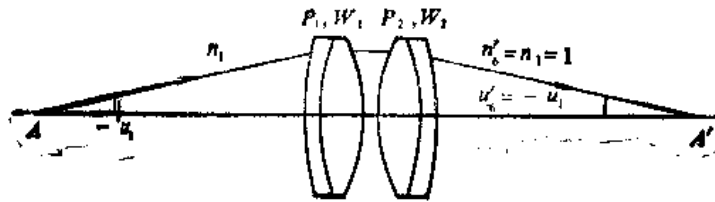


图5-18

P_1, W_1 和 P_2, W_2 分别为两个透镜组的像差特性参数, \bar{P}, \bar{W} 为整个系统的像差特性参数, 由于我们认为整个目镜是一个密接薄透镜组, 因此有:

$$\bar{P} = P_1 + P_2, \quad \bar{W} = W_1 + W_2$$

对第二个透镜组来说, 物平面位于无限远, 假定第二个透镜在规化条件下的像差特性参数为 $\bar{P}_{2\infty}, \bar{W}_{2\infty}$ 则:

$$P_2 = \bar{P}_{2\infty} (h\varphi)^2 = \bar{P}_{2\infty} \left(\frac{1}{2}\right)^2 = \frac{1}{8} \bar{P}_{2\infty}$$

$$W_2 = \bar{W}_{2\infty} (h\varphi)^3 = \bar{W}_{2\infty} \left(\frac{1}{2}\right)^3 = \frac{1}{4} \bar{W}_{2\infty}$$

如果我们看一下两个胶合组中对应面上的 u, u', n, n' 之间的关系, 代入 P, W 的公式, 即可得到第一个胶合组上每一个面和第二个胶合组中对应面上的像差特性参数, 存在以下关系: P 相同; W 大小相等符号相反。

例如第一面和第六面这两个对应面上的 P, W 有以下关系:

$$P_{(1)} = P_{(6)}, \quad W_{(1)} = -W_{(6)}$$

每个透镜组的像差特性参数为各面的像差特性参数之和, 因此前后两个透镜组之间也应该具有相同的关系:

$$P_1 = P_2, \quad W_1 = -W_2$$

根据前面 P_1 和 W_1 的公式有:

$$P_1 = P_2 = \frac{1}{8} \bar{P}_{2\infty}, \quad W_1 = -W_2 = -\frac{1}{4} \bar{W}_{2\infty}$$

整个系统的 \bar{P}, \bar{W} 为:

$$\bar{P} = P_1 + P_2 = \frac{1}{4} \bar{P}_{2\infty}, \quad \bar{W} = W_1 + W_2 = 0$$

以上为目镜对 $\beta = -1$ 的共轭面成像时的像差特性参数, 按反向光路, 目镜的物平面位于无限远, 因此必须对物平面位置进行规化, 利用公式(3-12):

$$\bar{P}_\infty = \bar{P} - \bar{u}_1 (4\bar{W} - 1) + \bar{u}_1^2 (5 + 2\mu), \quad \bar{W}_\infty = \bar{W} - \bar{u}_1 (2 + \mu)$$

将 $\bar{P} = 1/4 \bar{P}_{2\infty}, \bar{W} = 0, \bar{u}_1 = -1/2, \mu = 0.7$ 代入上式得:

$$\bar{P}_\infty = \frac{1}{4} \bar{P}_{2\infty} + 1.1, \quad \bar{W}_\infty = 1.35$$

由以上公式看到两个透镜组完全相同的对称式目镜, \bar{W}_∞ 为一个常数, 和玻璃组合与透镜形状都没有关系, 如果我们把 \bar{P}_∞ 和 \bar{W}_∞ 分别代入 S_I 和 S_{II} 公式:

$$S_I = h_s \bar{P}_\infty - J \bar{W}_\infty$$

$$S_{II} = \frac{h_s^2}{h} \bar{P}_\infty - 2J \frac{h_s}{h} \bar{W}_\infty + J^2 \varphi$$

根据前面的假定 $h_s = h = J = \varphi = 1$ 代入上式得:

$$S_I = \frac{1}{4} \bar{P}_{2\infty} + 1.1 - 1.35 = 0.25 \bar{P}_{2\infty} - 0.25$$

$$S_{\text{I}} = \frac{1}{4} \bar{P}_{2\infty} + 1.1 - 2(1.35) + 1 = 0.25 \bar{P}_{2\infty} - 0.6$$

如果要求目镜校正彗差，则 $S_{\text{I}} = 0$ ，求解 $\bar{P}_{2\infty}$ 得：

$$\bar{P}_{2\infty} = 1$$

如果要求目镜的像散和场曲补偿，使 $x'_i = 0$ ，根据前面的公式 (2-24)、(2-26) 和 (2-28) 可以看到：

$$x'_i = x'_p + \frac{3}{2} x'_{i_s} = 0$$

根据公式 (2-60) 和 (2-61) 得：

$$x'_p = \frac{S_{\text{II}}}{-2n'u'^2} ; x'_{i_s} = \frac{S_{\text{I}}}{-n'u'^2}$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

代入上式得：

$$S_{\text{I}} = -\frac{1}{3} S_{\text{II}}$$

在规化条件下 $S_{\text{II}} = 0.7$ ，因此 $S_{\text{I}} = -\frac{1}{3} S_{\text{II}} = -0.23$ ，将 S_{I} 代入前面的公式，得：

$$S_{\text{I}} = 0.25 \bar{P}_{2\infty} - 0.6 = -0.23$$

由上式求解 $\bar{P}_{2\infty}$ 得到：

$$\bar{P}_{2\infty} = 1.5$$

由上面的结果看到，根据目镜校正彗差和像散这两个要求所求得 $\bar{P}_{2\infty}$ 的解并不一致，但是两者相差并不很大，这种关系和玻璃的种类并无关系。我们采取上述两个解的平均值，兼顾彗差和像散的要求：

$$\bar{P}_{2\infty} = 1.25$$

既然对玻璃选择没有严格要求，而根据公式 (3-41)，只要 P_0 值小于 1.25 就能满足要求，因此我们把冕玻璃采取最常用的 K9，由附录中的 P_0 表查出，当 $\bar{C} = 0$ 取冕牌玻璃在前时，用 K9 和下列火石玻璃组合 P_0 均小于 1.25。

K9-F2	$P_0 = -0.949$
K9-F3	-0.890
K9-F4	-0.826
K9-F5	-0.732
K9-ZF1	-0.284
K9-ZF2	0.038
K9-ZF3	0.518
K9-ZF5	0.733

上述玻璃组合都能满足要求。下面举一个具体例子说明对称目镜的设计方法。

假定要求设计一个 $4\times$ 望远镜的目镜，焦距 $f'_0 = 25\text{mm}$ ，视场 $2\omega = 40^\circ$ ，出瞳直径 $D' = 4\text{mm}$ 。

1. 确定初始结构 我们选用K9-ZF2玻璃, 它的 $P_0 = 0.038$ 能够满足要求, 由于折射率差和色散差都比较大, 因此有利于减小高级像差。从附录中查得有关参数为:

K9	ZF ₂	$\bar{C} = 0$
$n_1 = 1.5163$	$n_2 = 1.6725$	
$\nu_1 = 64.1$	$\nu_2 = 32.3$	$P_0 = 0.038$
$\varphi_1 = 2.01$	$\varphi_2 = -1.01$	$Q_0 = -4.28$

按 $\bar{P}_{z\infty} = 1.25$ 即可求得双胶合组的半径:

$$Q = Q_0 \pm \sqrt{\frac{\bar{P}_{z\infty} - P_0}{2.35}} = -4.28 \pm \sqrt{\frac{1.25 - 0.038}{2.35}} = -4.28 \pm 0.716$$

为了增大胶合面半径, 以便于加工, 同时减小高级像差, Q 应尽量取绝对值小的数值, 所以对对上式中第二项取“+”, 得到:

$$Q = -4.28 + 0.716 = -3.56$$

求出 Q 以后即可根据公式(3-42) ~ (3-44)求半径, 这和一般双胶合组求解并无区别, 这里不做详细说明, 直接得出结果如下:

$$r_1 = 21.3; r_2 = -32.2; r_3 = -1000$$

以上半径对应 $f'_1 = f'_2 = 2f'_3 = 50$, 根据两透镜组完全相同的关系, 合成整个对称式目镜, 并加入适当厚度得出全部结构参数如下:

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
1000				
	2.5	1.6725	1.68747	1.66660 (ZF2)
32.2				
	7.5	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-21.3				
	0.5	1.0	1.0	1.0
21.3				
	7.5	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-32.2				
	2.5	1.6725	1.68747	1.66660 (ZF2)
-1000				
	120	1.0	1.0	1.0
∞ (光阑)		1.0	1.0	1.0

2. 计算像差进行像差微量校正 上述系统在计算像差时, 我们采取给出系统的实际光阑位置的方式进行计算。

根据设计要求, 望远镜的倍率为 $4\times$, 目镜的焦距 $f'_3 = 25$, 则物镜焦距:

$$f'_0 = \Gamma \times f'_3 = 4 \times 25 = 100$$

再加上目镜的工作距离, 假定实际光阑离开透镜最后一面距离为120, 按照要求的光学特性对上述结构计算像差得:

$2\omega = 40^\circ; D = 4; l'_s = 120$

表 5-8

像差	$\delta L'$	$\Delta L'_{PC}$	x'_1	x'_2	x'_{12}	K'_F	$\delta y'_1$	$\Delta y'_{PC}$
1.0	-0.127	-0.045	-0.047	-0.77	0.74	-0.007	-0.65	-0.0133
0.7071	-0.064	-0.047	-0.28	-0.45	0.20	-0.022	-0.23	-0.0143

$f' = 24; l'_p = 19.75; y'_1 = 8.73; l_s = -23.05$

由上述像差结果可以看到，各种像差都已校正好，用不着进一步校正就可以使用。在实际工作中，在像差允许范围内，考虑到工艺上的方便，可以将结构参数作一些修改，例如把前后两个半径等于1000的球面改为平面，等等。

如果要求目镜补偿物镜的垂轴色差，可以改变双胶合组的 \bar{C} 值，如果要求补偿像散，可以将透镜组进行弯曲，当像散和彗差产生矛盾时，在目镜中保证像散的要求，而彗差则由物镜来补偿。下面我们导出目镜的像散变化量和透镜弯曲的曲率变化量之间的关系。

根据前面得到的公式：

$$S_{\text{I}} = 0.25\bar{P}_{\infty} - 0.6$$

此处 S_{I} 为整个目镜的像散和数， \bar{P}_{∞} 为单个双胶合组的 \bar{P}_{∞} ，也就是前面公式中的 \bar{P}_{∞} 。将上式微分得到：

$$\Delta S_{\text{I}} = 0.25\Delta\bar{P}_{\infty}$$

以上公式是在规化条件下建立的，因此：

$$\Delta S_{\text{I}} = -\Delta(\bar{x}'_1) = -\frac{2}{3}\Delta\bar{x}'_1$$

公式中 \bar{x}'_1 和 \bar{x}'_2 代表在规化条件下的 x'_1 和 x'_2 。

根据双胶合物镜的公式：

$$\bar{P}_{\infty} = P_0 + 2.35(Q - Q_0)^2$$

对上式微分得：

$$\Delta\bar{P}_{\infty} = 4.7(Q - Q_0)\Delta Q$$

由前面公式得：

$$Q - Q_0 = \pm\sqrt{\frac{\bar{P}_{\infty} - P_0}{2.35}}$$

前面说过在对称式目镜中根号前取正，将 $(Q - Q_0)$ 代入 $\Delta\bar{P}_{\infty}$ 公式得：

$$\Delta\bar{P}_{\infty} = 3.1\sqrt{\bar{P}_{\infty} - P_0}\Delta Q$$

将 $\Delta\bar{x}'_1$ 和 ΔQ 转化成非规化条件下的 $\Delta x'_1$ 和 Δc 得到：

$$\Delta\bar{x}'_1 = \frac{\Delta x'_1}{y'_{12}} f'_{12}; \Delta Q = 2f'_{12}\Delta c$$

将前面 $\Delta\bar{P}_{\infty}$ 代入 ΔS_{I} 公式得：

$$\Delta S_{\text{I}} = 0.25\Delta\bar{P}_{\infty} = 0.775\sqrt{\bar{P}_{\infty} - P_0}\Delta Q = -\frac{2}{3}\Delta\bar{x}'_1$$

将 $\Delta x'_i$ 和 ΔQ 代入上式, 求解 Δc 得:

$$\Delta c = \frac{-0.4\Delta x'_i}{y'^2 \sqrt{\bar{P}_\infty - P_0}} \quad (5-4)$$

上式为对称式目镜像散的微量校正公式。下面用前面设计的对称式目镜作为例子, 验证上述公式的准确性。

假定要求目镜的 x'_i 增加0.21, 求透镜弯曲的曲率变化量 Δc 。

将 $\Delta x'_i = 0.21$, $\bar{P}_\infty = 1.25$, $P_0 = 0.038$, $y' = 8.7$ 代入上式得:

$$\Delta c = \frac{-0.4 \times 0.21}{(8.7)^2 \sqrt{1.212}} = -0.001$$

根据 Δc 求出新的结构参数如下:

r	d	n_D	n_P	
		1.0	1.0	1.0
500				
	2.5	1.6725	1.68747	1.66660 (ZF2)
31.2				
	7.5	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-21.76				
	0.5	1.0	1.0	1.0
21.76				
	7.5	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-31.2				
	2.5	1.6725	1.68747	1.66660 (ZF2)
-500				
	120	1.0	1.0	1.0
∞ (光阑)		1.0	1.0	1.0

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

上述结构的像差如表5-9所示。

$$2\omega = 40^\circ; D = 4; l'_0 = 120$$

表5-9

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{PC}$	x'_i	x'_c	x'_s	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.12	-0.043	0.19	-0.71	0.9	-0.0017	-0.62	-0.01
0.7071	-0.08	-0.044	-0.17	-0.42	0.25	-0.019	-0.22	-0.017

$$f' = 24.1; l'_p = 19.76; y'_0 = 8.77; l'_s = -23.31$$

把表中像差结果和前面比较, x'_i 由-0.047变到0.19, $\Delta x'_i = 0.19 - (-0.047) = 0.237$ 和预定的 $\Delta x'_i = 0.21$ 基本符合, 其它像差变化很小。

二、无畸变目镜设计

假定要求设计一个焦距 $f'_m = 15$ 的无畸变目镜, 对应正向光路时的入瞳位置为 $l'_z = -160$,

要求像方视场角 $2\omega' = 40^\circ$ ，出瞳距离 $l_2' > 12$ ，出瞳直径 $D' = 1.5$ 。

首先确定初始结构参数，根据前面§5-2中对无畸变目镜的分析，它的接眼透镜的焦距一般为：

$$f_m' = 1.6f_{目}' = 1.6 \times 15 = 24$$

采用ZK7玻璃， $n = 1.6130$ ， $\nu = 60.6$ 。

透镜形状为平凸形，这样就能够确定接眼透镜的两个半径：

$$r_1 = \infty; r_2 = -f'(n-1) = -24 \times 0.6130 = -14.7$$

在§5-2中已经说过，如果把三胶合组第一面也作为一个平凸透镜看待，如图5-19所示，则它和接眼透镜组合以后，等于目镜的总焦距。假定平凸透镜的焦距为 f_s' ，则：

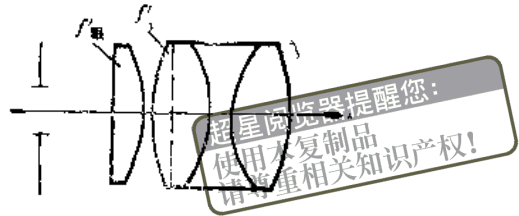


图5-19

$$\frac{1}{f_s'} + \frac{1}{f_m'} = \frac{1}{f_{目}'}$$

将 $f_m' = 1.6f_{目}'$ 代入上式得

$$f_s' = 2.7f_{目}'$$

将 $f_{目}' = 15$ 代入上式得：

$$f_s' = 2.7 \times 15 = 40.5$$

假定三胶合组的玻璃采用K9-F5-K9，则得：

$$r_3 = f_s'(n-1) = 40.5 \times (1.51630 - 1) = 20.9$$

这样无畸变目镜的前三个半径便确定了。它的后两个胶合面，由校正像差的要求确定，最后一个半径，则用来调整目镜的光瞳位置，在开始计算像差时，可以大致的试取一下，我们取 $r_4 = -r_5 = r_2$ ， $r_6 = -r_3$ ，得到全部参数如下：

r	d	n_D	n_F	n_C	
		1.0	1.0	1.0	
∞					
	4	1.6130	1.62012	1.61000	(ZK7)
-14.7					
	0.2	1.0	1.0	1.0	
20.9					
	7	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
-14.7					
	2	1.6242	1.63733	1.61925	(F5)
14.7					
	7	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
-20.9					
		1.0	1.0	1.0	

对以上结构计算像差得:

$$2\omega = 40^\circ; D = 1.5; l'_z = 160$$

表5-10

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_1	x'_2	x'_3	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.035	-0.081	-0.698	-0.724	0.026	-0.010	-0.37	-0.026
0.7071	-0.017	-0.081	-0.379	-0.374	0.005	-0.008	-0.18	-0.020

$$f' = 15.31; l'_p = 5.35; y'_0 = 5.57; l'_z = -11.3$$

由以上结果看到, 焦距已接近要求, 但入瞳距离小于12, 同时像散还没有和场曲达到补偿, 垂轴色差还没有达到校正, 其它像差都已不大。首先把三胶合组中负透镜玻璃的折射率和色散提高, 将F5 ($n = 1.6242, \nu = 35.9$) 改为ZF2 ($n = 1.6725, \nu = 32.2$)。同时改变两个胶合面的半径, 为了便于加工, 保持两胶合面的半径相等。最后使系统的像散达到和场曲补偿的校正状态, 得到结果如下:

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
∞				
	4	1.6130	1.62012	1.61000 (ZK7)
-14.7				
	0.2	1.0	1.0	1.0
20.9				
	7	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-11				
	2	1.6725	1.68747	1.66660 (ZF2)
11				
	7	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-20.9				
		1.0	1.0	1.0

$$2\omega = 40^\circ; D = 1.5; l'_z = 160$$

表5-11

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_1	x'_2	x'_3	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.037	0.022	0.34	-0.731	1.077	-0.005	-0.173	0.059
0.7071	-0.019	0.022	-0.21	-0.395	0.177	-0.008	-0.086	0.026

$$f' = 17.38; l'_p = 6.93; y'_0 = 6.32; l'_z = -14.59$$

像散已处于和场曲补偿的校正状态, 但是垂轴色差已校正过度。我们采取更换三胶合组中的两个正透镜的玻璃, 由K9 ($n = 1.5163, \nu = 34.1$) 换成K8 ($n = 1.5159, \nu = 56.8$), 这两种玻璃的折射率近似相等, 而色散增加了, 这样可以达到保持单色像差不

变，而减小垂轴色差的目的，结果如下：

r	d	n_D	n_F	n_C
∞		1.0	1.0	1.0
-14.7	4	1.6130	1.62012	1.61000 (ZK7)
20.9	0.2	1.0	1.0	1.0
-11	7	1.5159	1.52234	1.51325 (K8)
11	2	1.6725	1.68747	1.66680 (ZF2)
-20	7	1.5159	1.52234	1.51325 (K8)
		1.0	1.0	1.0

$2\omega = 40^\circ$; $D = 1.5$; $l'_z = 160$

表5-12

像差 h, w	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	x'_{ts}	K'_F	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.027	-0.013	0.336	-0.733	1.089	-0.005	-0.17	0.034
0.7071	-0.019	-0.013	-0.219	-0.396	0.177	-0.008	-0.08	0.0105

$f' = 17.40$; $l'_p = 6.94$; $y'_0 = 6.33$; $l_z = -14.62$

各种单色像差基本不变，而垂轴色差由0.059下降到0.034，已经不大。如果还须要减小，可以采取更换前面平凸透镜的玻璃，同样使折射率基本相等，而使色散增加。这里不再重复。系统的焦距比要求的 $f' = 15$ 大，可以用按比例缩放的办法解决。当焦距缩放到15时，入瞳距离 l_z 也按比例缩放，显然大于12，符合设计要求，详细过程这里从略。

§ 5-5 I型广角目镜设计

在§5-2中已经介绍了广角目镜构成的一般原理，并且介绍了两种最常用的广角目镜的结构型式，这一节首先介绍I型广角目镜的设计方法。

一、初始结构的确定

I型目镜的基本结构是由两个单正透镜构成，它的校正结构是一个三胶合透镜组，下面分别介绍确定它们初始结构的方法：

1. 基本结构的确定 基本结构是系统中担负主要作用的部分，确定它的结构的原则，一般应使它们尽量不产生或少产生像差，这样一方面校正像差比较容易，同时高级像差也比较小，因而最后的剩余像差也就比较小，有利于提高成像质量。目镜中主要校正的单色像差是像散和彗差，因此在基本结构中应尽量使它不产生或少产生像散和彗差，下面就根据这样

的原则确定基本结构的参数。

第一透镜结构的确定：第一透镜对反向光路来说，相当于对无限远物体成像，根据前面§3-9的讨论，当 $l_z = -f'_1/3$ 透镜为平凸形状时，像散和彗差同时为零，另外这种目镜的相对出瞳距离大约为 $l_z/f'_1 = -2/3$ ，将这两个关系式联立求出：

$$l_z = -\frac{1}{3}f'_1 = -\frac{2}{3}f'_1 \quad \text{得} \quad f'_1 = 2f'_2$$

根据以上关系式，即可由要求的目镜焦距，确定第一个透镜的焦距，透镜形状也已经确定为平凸形，只要选定了玻璃材料，就可以求出半径。

基本结构是由两个密接正透镜构成的，它们显然无法校正色差，而只能选用色散尽量小的玻璃，使色差尽量小一些。至于玻璃的折射率，一般没有严格要求，对视场在 60° 左右，相对出瞳距离为 $2/3$ 的情形，采用一般的K类玻璃，例如K9就能满足要求；如果视场角和相对出瞳距离要求更大，为了减小像差，可以采用折射率较高而色散也比较小的ZK类玻璃，例如ZK3、ZK7等。下面结合一个具体数字的实例来说明I型广角目镜的设计方法。

假定要求设计一个焦距 $f'_0 = 30$ ， $l_z = -20$ ， $l'_z = 300$ ，视场 $2\omega = 60^\circ$ 的目镜。根据前面对基本结构第一透镜的讨论：

$$f'_1 = 2f'_0 = 2 \times 30 = 60$$

透镜的形状为平凸形，采用K9玻璃则：

$$r_1 = \infty; \quad r_2 = -f'_1(n-1) = -60 \times 0.5163 = -31$$

第二透镜结构的确定：

1) 第二透镜焦距的确定：基本结构是整个系统中完成成像作用的部分，因此它的焦距应大致等于目镜的总焦距；基本结构是由两个密接薄透镜构成的，第一透镜的焦距为 $2f'_0$ ，因此第二透镜的焦距也应等于 $2f'_0$ 。

$$f'_2 = 2f'_0 = 2 \times 30 = 60$$

2) 第二透镜形状的讨论：为了确定第二透镜的形状，首先求出第二透镜对应的工作情况，即它所对应的物平面位置和光瞳位置。

显然第一个透镜的像就是第二个透镜的物，第一个透镜的出瞳就是第二个透镜的入瞳。第一个透镜的像位于它的像方焦面上，它的入瞳在前方 $1/3$ 焦距处，它的出瞳根据共轭点方程式即可求得：

$$\frac{1}{l'_{z1}} - \frac{1}{l_{z1}} = \frac{1}{f'_1}$$

将 $l_{z1} = -\frac{1}{3}f'_1$ 代入上式得：

$$l'_{z1} = -\frac{1}{2}f'_1$$

如果忽略透镜的厚度和间隔，则对第二个透镜来说：

$$l_{z2} = -\frac{f'_1}{2} = -\frac{f'_2}{2}; \quad l_2 = f'_1 = f'_2$$

如图5-20所示。下面就按上述情况来讨论透镜的形状。前面基本结构的第一透镜符合消像散、彗差的条件。当然我们希望第二透镜也没有像散和彗差，或者使它们尽量小一些。为了使讨论简化，我们取第二透镜的规范化条件为：

$$h = 1; f' = 1; y = 1$$

如图5-21所示，在上述规范化条件下有：

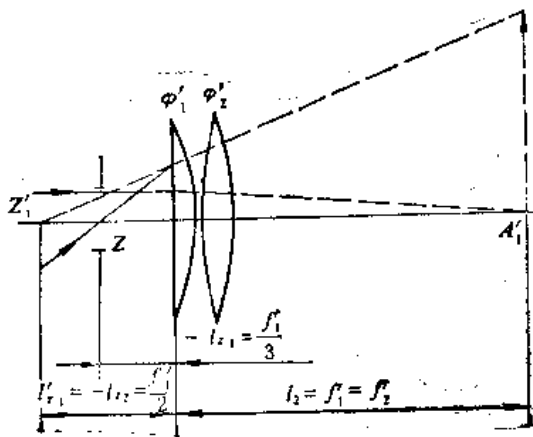


图5-20

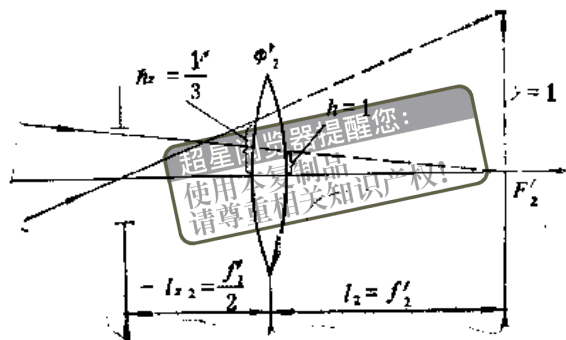


图5-21

$$h = 1; h\varphi = 1; h_2 = 1/3; J = 1,$$

由 S_I 、 S_{II} 的公式 (3-2) 和 (3-3)：

$$S_I = \Sigma h_r P - J \Sigma W; S_{II} = \Sigma \frac{h_r^2}{h} P - 2J \Sigma \frac{h_r}{h} W + J^2 \Sigma \varphi$$

根据规范化条件：

$$P = \bar{P}; W = \bar{W}$$

将 P 、 W 、 h_r 、 J 、 h 代入 S_I 和 S_{II} 的公式中得：

$$S_I = \frac{1}{3} \bar{P} - \bar{W} = 0; S_{II} = \frac{1}{9} \bar{P} - \frac{2}{3} \bar{W} + 1 = 0$$

或者：

$$3S_I = \bar{P} - 3\bar{W} = 0; 9S_{II} = \bar{P} - 6\bar{W} + 9 = 0$$

将 \bar{P} 、 \bar{W} 对物体位置进行规范化：

$$\bar{P} = \bar{P}_\infty + \bar{u}_1(4\bar{W}_\infty - 1) + \bar{u}_1^2(3 + 2\mu); \bar{W} = \bar{W}_\infty + \bar{u}_1(2 + \mu)$$

由于 $h = 1$ ， $l_2 = f_2' = 1$ ，所以 $\bar{u}_1 = 1$ ，同时将 $\mu = 0.65$ 一并代入上式得：

$$\bar{P} = \bar{P}_\infty + 4\bar{W}_\infty + 3.3; \bar{W} = \bar{W}_\infty + 2.65$$

将 \bar{P} 和 \bar{W} 代入 S_I 和 S_{II} 公式得：

$$3S_I = \bar{P}_\infty + \bar{W}_\infty - 4.7 = 0; 9S_{II} = \bar{P}_\infty - 2\bar{W}_\infty - 3.6 = 0$$

如果采用K9玻璃， $P_0 = 2.05$ 则有：

$$\bar{P}_\infty = P_0 + 0.85(\bar{W}_\infty - 0.15)^2 = 0.85\bar{W}_\infty^2 - 0.255\bar{W}_\infty + 2.07$$

将 P_{∞} 代入 $3S_1 = 0$ 的公式, 得:

$$0.85\bar{W}_{\infty}^2 + 0.745\bar{W}_{\infty} - 2.63 = 0$$

由上式求解 \bar{W}_{∞} 得:

$$\bar{W}_{\infty} = +1.37, -2.25$$

将 \bar{P}_{∞} 代入 $5S_2 = 0$ 的公式得:

$$0.85\bar{W}_{\infty}^2 - 2.255\bar{W}_{\infty} - 1.53 = 0$$

求解 \bar{W}_{∞} 得:

$$\bar{W}_{\infty} = 3.2, -0.56$$

如果把上述结果用图形表示, 如图5-22所示。

由上面的结果可以看到, 消彗差和消像散所对应的 \bar{W}_{∞} 的解并不一致, 因此第二个透镜不可能同时消彗差和消像散, 这就产生了如何选择解的问题。首先应确定在像散和彗差这两种像差中主要照顾那一种像差。考虑到光束在校正结构上的口径已经比较小, 因此它校正彗差的能力是十分有限的, 而主光线在校正结构中胶合面上的投射高和入射角都比较大, 有较大的校正像散的能力。因此一般把解选在彗差为零的 \bar{W}_{∞} 附近, 同时照顾到不使像散过大, 一般取 $\bar{W}_{\infty} = 3.0 \sim 0$, 也就是大致在两种平凸透镜之间, 考虑到加工的方便, 大多数取作双凸形, 并且两个半径相等, 对应的 \bar{W}_{∞} 大约为 1.5, 它的像差性质为: 彗差 K'_s 近似等于零; 像散 $x'_{i,s} > 0$, 但数量不大, 由于补偿整个目镜场曲的要求, 少量的正像散并没有害处。

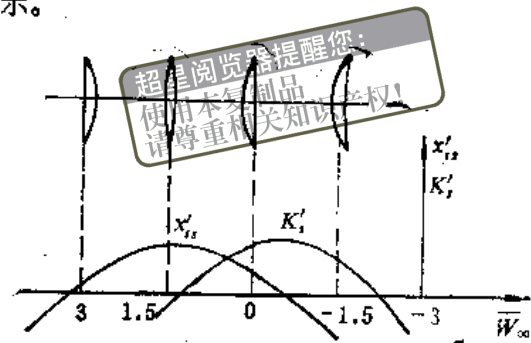


图5-22

综上所述, 作为 I 型广角目镜的初始结构, 第二透镜取作等半径的双凸透镜是比较合理的。

现在第二个透镜的焦距 ($f' = 60$) 和形状 (等半径的双凸形) 都已经确定, 这就可以求出它的半径:

$$r_3 = -r_4 = 2f'_2(n-1) = 2 \times 60 (1.5163 - 1) = 62$$

把前面求得的基本结构的半径, 加入适当厚度就得到它的全部参数如下:

$$\begin{array}{ll} r_1 = \infty & \\ & 5 \quad \text{K9} \\ r_2 = -31 & \\ & 0.2 \\ r_3 = 62 & \\ & 6 \quad \text{K9} \\ r_4 = -62 & \end{array}$$

2. 校正结构的确定 校正结构的作用是用来校正基本结构的像差, 同时也起到保证整个系统光瞳位置的场镜作用。要求它校正的最主要的像差是垂轴色差, 因为基本结构是由两个密接的薄透镜构成的, 主光线在透镜上的投射高又比较大, 因此必然产生较大的负的垂轴色差, 只能依靠校正结构进行校正。三胶合组中负透镜玻璃的色散应尽量大一些, 而正透镜

玻璃的色散尽量小一些，我们选取正透镜的玻璃为K9，负透镜为ZF6。至于半径的大小，根据像差校正的要求来确定，开始可以先大致的确定一个初始值。例如，

$r_1 = 31$	11	K9
$r_2 = -31$	2.5	ZF6
$r_3 = 31$	7	K9
$r_4 = \infty$		

这样目镜的初始结构便完全确定了。

二、像差校正

初始结构确定以后，就可以计算像差并进行像差校正。

校正结构的最后一面 r_4 已经比较靠近像面，因此对像差影响很小，相当于起场镜的作用，改变 r_4 可以保证目镜光瞳位置的要求。

在前面确定基本结构时，已把基本结构的光焦度近似取为目镜的总光焦度，由于校正结构中的两个胶合面要产生较大的负光焦度，利用校正结构第一面产生的正光焦度来抵消胶合面的负光焦度，以保证整个目镜的焦距要求。一般基本结构的像大约位在校正结构第一面的球心和等明点一带，它所产生的像差也不大。

校正结构中的两个胶合面的半径，根据校正像散和垂轴色差的要求来确定。彗差一般不会太大，因为基本结构大体是按无彗差的条件来确定的，而校正结构比较靠近像面，光束口径较小，也不致产生很大的彗差。

在像差校正过程中基本结构一般尽可能不变，只是在利用校正结构无法完全校正像差时才作小量的弯曲。以下结合具体例子说明校正的过程：

1) 对初始结构计算像差：根据前面的结果，初始结构的参数为：

r	d	n_D	n_F	n_C
∞		1.0	1.0	1.0
	5	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-31	0.2	1.0	1.0	1.0
62	6	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-62	0.2	1.0	1.0	1.0
31	11	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-31	2.5	1.7550	1.77476	1.74733 (ZF6)
31	7	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
∞		1.0	1.0	1.0

超星浏览器提醒您：
 使用本复制品
 请尊重相关知识产权！

按照要求的光学特性计算像差结果如表5-13。

由表中结果看到彗差和垂轴色差基本上已经校正，像散已过校正。但是焦距和出瞳位置同要求的相差甚远。

$$2\omega = 60^\circ, D = 4, l_e = -20$$

表5-13

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_e	x'_{is}	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.095	-0.122	5.91	-0.32	6.23	0.029	-1.18	0.0083
0.7071	-0.047	-0.121	1.86	-0.26	2.12	0.0089	-0.47	-0.0118

$$f' = 25.44; l'_P = 7.78; y'_0 = 14.67; l'_E = -553$$

2) 改变 r_2 和 r_3 满足焦距和光瞳位置的要求：首先改变 r_2 使焦距大致符合要求，这时当然会同时影响光瞳位置，然后改 r_3 ，保证光瞳位置的要求，当然它又会反过来影响系统的焦距，这样反复修改 r_2 和 r_3 ，使焦距和光瞳位置逐次接近，直至基本符合要求为止。这样得到的一组数据如下：

r	d	n_D	n_P	n_C
∞		1.0	1.0	1.0
-31	5	1.51630	1.52195	1.51389
62	0.2	1.0	1.0	1.0
-62	6	1.51630	1.52195	1.51389
62	0.2	1.0	1.0	1.0
-31	11	1.51630	1.52195	1.51389
31	2.5	1.7650	1.77476	1.74733
-50	11	1.51630	1.52195	1.51389
		1.0	1.0	1.0

$$2\omega = 60^\circ, D = 4, l_e = -20$$

表5-14

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_e	x'_{is}	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.123	-0.053	0.88	-2.05	2.93	-0.019	-1.780	0.064
0.7071	-0.061	-0.051	0.24	-1.03	1.28	-0.017	-0.711	0.026

$$f' = 28.1; l'_P = 9.5; y'_0 = 16.8; l'_E = -767$$

由上面的结果看到，焦距虽然已经比较接近要求，但还是小一些，我们不再继续增大 r_5 ，这是考虑到加工方便使 $r_5 = r_3 = -r_4 = 62$ ，最后焦距不符合要求时，可以用缩放的办法来解决。光瞳位置和要求接近了一些，暂时不再修改 r_5 ，因为垂轴色差已大量的过校正，因此必须加大胶合面的半径，它对光瞳位置也有影响。

3) 改变胶合面半径校正像散和垂轴色差：根据以上结果，像散已接近要求的校正状态，但垂轴色差大量过校正，在 r_5 、 r_7 这两个胶合面中， r_7 主要影响垂轴色差，对像散影响较小，我们加大 r_7 使 $r_7 = -r_8 = 50$ ，这样也有利于加工，得到像差结果如表5-15所示。

表5-15

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{PC}$	x'_1	x'_2	x'_{12}	K'_T	$\delta y'_x$	$\Delta y'_{PC}$
1.0	-0.11	-0.10	0.70	-1.94	2.65	-0.022	-1.841	0.001
0.7071	-0.06	-0.099	0.26	-0.97	1.23	-0.018	-0.728	-0.013

$$f' = 27.9; l'_F = 8.8; y'_0 = 16.4; l'_x = 395$$

由以上结果看到，垂轴色差已经校正，而像散和彗差变化不大。其中像散也接近校正，我们再将 r_5 作小量改变，进一步校正像散。将 r_5 由 -31 变为 -32，得到全部结构参数和像差结果如下：

r	d	n_D	n_F	n_C
∞		1.0	1.0	1.0
-31	5	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-32	0.2	1.0	1.0	1.0
-62	6	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-62	0.2	1.0	1.0	1.0
2	11	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-32	2.5	1.7550	1.77476	1.74733 (ZF6)
50	11	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-50		1.0	1.0	1.0

$$2\omega = 60^\circ; D = 4; l'_x = -20$$

表5-16

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{PC}$	x'_1	x'_2	x'_{12}	K'_T	$\delta y'_x$	$\Delta y'_{PC}$
1.0	-0.115	-0.104	0.19	-2.01	2.39	-0.026	-1.878	-0.006
0.7071	-0.057	-0.103	0.16	-0.99	1.15	-0.019	-0.739	-0.017

$$f' = 27.8; l'_F = 8.74; y'_0 = 16; l'_x = 350$$

由以上结果看，目镜中要求校正的两种主要像差——像散和垂轴色差已经达到较好的校正，彗差也不大，光瞳位置也基本符合要求，但焦距比要求的小了些，我们把全部半径缩放，透镜厚度保持不变，得到新的结构如下：

	r	d	n_D	n_P	n_C
			1.0	1.0	1.0
	∞				
		5	1.51630	1.52195	1.51389
	-33.4				
		0.2	1.0	1.0	1.0
	67				
		6	1.51630	1.52195	1.51389
	-67				
		0.2	1.0	1.0	1.0
	67				
		11	1.51630	1.52195	1.51389
	-34.6				
		2.5	1.7550	1.77476	1.74733
	54				
		11	1.516300	1.52195	1.51389
	-54				
			1.0	1.0	1.0

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

$$2\omega = 60^\circ; D = 4; l_s = -21.6$$

表5-17

像差 k, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_t	x'_s	x'_{ts}	K'_T	$\delta y'_x$	$\Delta y'_{\text{轴}}$
1.0	-0.108	-0.098	0.45	-2.12	2.58	-0.023	-2.0	0.0031
0.7071	-0.054	-0.097	0.19	-1.05	1.24	-0.017	-0.68	-0.012

$$f' = 29.75; l'_F = 10.87; y'_0 = 17.17; l'_s = 435$$

焦距已和要求的相差很小，各种像差基本上保持不变，整个设计便完成了。

§ 5-6 II型广角目镜(艾尔弗广角目镜)设计

II型广角目镜虽然和I型广角目镜结构型式不同，但是从构成原理和像差性质来说，有很多类似的地方，这一节我们将在I型广角目镜设计方法的基础上，介绍II型广角目镜的设计方法。着重说明它和I型广角目镜不同的地方。

在前面所有目镜设计的举例中，都没有考虑它们和物镜之间像差的补偿问题。我们在§5-1中分析目镜的像差特点时曾经说过，对于安装分划镜的望远镜系统，物镜和目镜之间应尽可能独立校正像差。在此基础上，对物镜和目镜中无法完全校正的某些像差，可以进行互

相补偿,以便尽可能提高整个系统的成像质量。在前面的设计举例中,只是为了使问题简化,才没有考虑物镜和目镜之间的像差补偿问题。为了说明设计目镜时如何考虑它和物镜之间的像差补偿问题,这一节我们要求设计一个II型广角目镜,使它和§4-3中设计的双胶合望远物镜组成一个10×的望远镜,光学特性为:

$$\text{视放大率: } \Gamma = 10 \times$$

$$\text{视 场: } 2\omega = 6^\circ$$

$$\text{出瞳直径: } D' = 4 \text{ mm}$$

$$\text{出瞳距离: } l'_2 \geq 20 \text{ mm}$$

在§5-1中已经知道,一般物镜中要求目镜进行补偿的像差有两种——像散和垂轴色差。在§4-3物镜的设计中我们知道,这两种像差在校正像差过程中基本上是不变的,在物镜中根本无法校正,因而只能依靠目镜来补偿。

下面首先求出目镜的光学特性,根据有关望远镜系统的公式:

$$f'_M = \frac{f'_W}{\Gamma} = \frac{300}{10} = 30 \text{ mm}, \quad \text{tg } \omega' = \Gamma \text{tg } \omega = 10 \text{tg } 3^\circ = 0.525$$

如果考虑目镜有10%的畸变,则:

$$\text{tg } \omega' = 0.525 (1 + 10\%) = 0.577, \quad \omega' = 30^\circ$$

因此对目镜的全部光学特性要求为:

$$f'_M = 30; \quad 2\omega = 60^\circ; \quad D = 4; \quad l'_2 = -20$$

下面就按照上述光学特性,介绍II型广角目镜的具体设计过程。

一、初始结构参数的确定

在§5-2中已经介绍,II型广角目镜是由一个双胶合组与一个单正透镜组成的基本结构,和一个双胶合组的校正结构组成的。基本结构中两个透镜组之间焦距的分配和I型广角目镜相同,取:

$$f'_1 = f'_2 = 2f'_M$$

根据目镜的光学特性要求, $f'_M = 30$, 代入上式得:

$$f'_1 = f'_2 = 2 \times 30 = 60 \text{ mm}$$

下面分别讨论这两个透镜组初始结构的确定。

1) 双胶合组初始结构的确定: 前面已经说过,我们希望基本结构尽可能不产生或少产生像散和彗差,在I型广角目镜中,基本结构的第一个透镜是根据消像散和彗差的条件确定的。这里我们同样按照这个要求来确定双胶合组的结构参数。

按反向光路,双胶合组对应的物平面位于无限远,要求像散和彗差等于零的条件是:

$$h_s = \frac{0.4}{\sqrt{P_s}}, \quad \overline{W}_s = 2.6 \sqrt{P_s} \quad (5-2)$$

根据目镜光学特性的要求, $f'_M = 60$, $l'_2 = -20$, 在规化条件下:

$$h_s = \frac{l'_2}{f'_M} = \frac{20}{60} = \frac{1}{3}$$

十一 广角目镜

将 h_s 代入公式(5-2)得:

$$P_0 = \left(\frac{0.4}{h_s}\right)^2 \approx 1.4$$

从整个目镜校正垂轴色差的要求出发,在II型广角目镜中共有两个双胶合组,一般让基本结构中的第一个双胶合组单独校正色差,基本结构中第二个正透镜的色差,则由后面的校正组进行校正。因此双胶合组的 \bar{C} 值应等于零。

根据:

$$\bar{C} = 0, \quad P_0 = 1.4$$

即可用查表的方法决定玻璃材料。在符合 \bar{C} 和 P_0 的条件下,为了减小高级像差,应挑选 φ_1 和 Q_0 小的玻璃对。由附录中的双胶物镜 P_0 表查得如下的一对玻璃(在II型广角目镜中双胶合组采用火石玻璃在前)。

ZF6	K9	
$n_1 = 1.7550$	$n_2 = 1.5163$	$\bar{C} = 0$
$\nu_1 = 27.5$	$\nu_2 = 34.1$	$P_0 = 1.16$
$\varphi_1 = -0.751$	$\varphi_2 = 1.751$	$Q_0 = 3.89$

根据公式(5-2):

$$\bar{W}_0 = 2.0\sqrt{P_0} = 2.0\sqrt{1.16} = 2.8$$

由 \bar{W}_0 值即可利用公式(3-41)~(3-44)求出透镜组的半径,详细过程不再重复,直接给出结果如下:

$$r_1 = 99.6, \quad r_2 = 37, \quad r_3 = -33.1$$

2) 单正透镜初始结构的确定:和I型广角目镜一样,基本结构的第二个透镜采取等半径的双凸形,它的焦距等于60,采用K9玻璃,直接求得它的两个半径为:

$$r_5 = -r_4 = 2f_2'(n-1) = 2 \times 60 \times 0.5163 = 61$$

3) 校正结构的确定:校正结构的参数,要根据像差校正的要求确定,开始可以任意给定,然后在校正像差过程中修改,我们这里取:

$$r_6 = -r_7 = r_2 = 37; \quad r_8 = r_1 = 99.6$$

和I型广角目镜一样,校正结构的第一个和第三个面的半径 r_6 和 r_8 用来调整目镜的焦距和光瞳位置,这样实际上可以用作校正像差的参数只有一个胶合面半径 r_7 。而需要校正像散和垂轴色差这两种像差,一般说来不可能同时满足要求,只能校正一种像差,因此必须把玻璃的选择作为一个校正像差的参数,所以校正结构的玻璃材料,通常不可能一次就选得完全合适,很可能在校正像差过程中进行更换。这里初步选用ZK3-ZF1这一对玻璃。这样整个目镜的各个面的半径和玻璃材料都初步确定了,加入适当厚度以后,得到目镜的全部结构参数如下:

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
99.6				
	2.5	1.7550	1.77476	1.74733 (ZF6)

37

续表

F	d	n_D	n_F	n_g
	13	1.5113	1.52195	1.51389 (K9)
-33.1	0.2	1.0	1.0	1.0
61	9	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-61	0.2	1.0	1.0	1.0
37	15	1.5891	1.59586	1.58624 (ZK3)
-37	2.5	1.6475	1.66119	1.64207 (ZF1)
99.6		1.0	1.0	1.0

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

二、物镜对目镜的像差补偿要求

根据§4-3双胶合物镜的像差结果，其中需要由目镜补偿的两种像差——像散和垂轴色差，由表4-5 (b) 查得为：

像差	x'_i	x'_s	x'_{ls}	$\Delta y'_{FC}$
1.0	- 1.246	- 0.610	- 0.636	- 0.030
0.7071	- 0.624	- 0.305	- 0.319	- 0.021

根据§4-6组合像差的公式 (4-9) 和 (4-10)，当目镜按反向光路计算像差时，轴向像差异号抵消，同号叠加；而垂轴像差则同号抵消，异号叠加。在望远系统中要求采用像散来补偿整个系统的负场曲，二者的平衡状态一般取 $x'_i \approx 0$ ，因此要求目镜的 x'_i 和物镜的 x'_i 反号；而垂轴色差则要求和物镜的垂轴色差同号。根据上述物镜的像差，对目镜的像差要求为：

像差	x'_i	$\Delta y'_{FC}$
1.0	1.246	- 0.030
0.7071	0.624	- 0.021

三、校正像差

确定对目镜的像差要求以后，就可以对前面确定的初始结构按照要求的光学特性，计算像差，进行像差校正。对初始结构计算像差的结果如表5-18所示。

$$2\omega = 60^\circ, D = 4, l_x = -20$$

表5-18

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	x'_{i_s}	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.086	-0.089	0.94	-1.46	2.39	-0.0317	-1.265	-0.070
0.7071	-0.043	-0.089	0.28	-0.69	0.98	-0.0221	-0.457	-0.073

$$f' = 23.78; l'_F = 7.9; y'_0 = 13.73; l'_s = 63.8$$

由表5-18结果看到，系统的焦距只有23.78，同要求的30相差很大，另外出瞳位置 $l'_s = 63.8$ ，而要求的 $l'_s = 300$ ，同时 $x'_i = 0.94$ 和要求的 $x'_i = 1.245$ 尚有出入。如前所述，我们用改变 r_s 和 r_c 调整焦距和出瞳位置，用胶合面 r_7 校正像散，详细过程这里从略，直接引出最后结果如下：

r	d	n_D	n_P	n_C
		1.0	1.0	1.0
99.6				
	2.5	1.7550	1.77476	1.74733 (ZF6)
37				
	13	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-33.1				
	0.2	1.0	1.0	1.0
61				
	9	1.5163	1.52195	1.51389 (K9)
-61				
	0.2	1.0	1.0	1.0
99.6				
	15	1.5891	1.59588	1.58824 (ZK3)
-26				
	2.5	1.6475	1.66119	1.64207 (ZF1)
170				
		1.0	1.0	1.0

$$2\omega = 60^\circ, D = 4, l_x = -20$$

表5-19

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	x'_{i_s}	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.112	-0.049	1.145	-2.09	3.23	-0.007	-1.765	0.020
0.7071	-0.056	-0.049	-0.19	-1.07	0.89	-0.030	-0.039	-0.028

$$f' = 29.48; l'_F = 12.47; y'_0 = 17.02; l'_s = 360$$

从表5-19来看，焦距和出瞳位置已接近要求的数值， x'_i 也和要求的数值1.245接近，色差也不太大。只有垂轴色差要求边缘视场为-0.030，而现在为0.02，大了0.05；0.7071视

场的垂轴色差为 -0.028 和要求的 -0.021 相差不大，这是因为系统的色畸变大。同样 0.7071 视场的 $x'_i = -0.19$ 也和要求的 $x'_i = 0.624$ 相差很大，这是由高级子午场曲造成的。现在校正结构的三个半径已经无法改变，要进一步校正垂轴色差只能更换玻璃。在 II 型广角目镜中，在焦距、光瞳位置和单色像差符合要求的情况下，采用更换玻璃的方法校正垂轴色差时，有三种方法：

第一、更换基本结构中双胶合组的玻璃。根据校正色差的需要，改变双胶合组的 \bar{C} 值，而保持 P_1 不变，重新由 P_0 表选择玻璃，求解结构参数，这样对单色像差、焦距和光瞳位置，基本不变，而只改变色差。例如在上面这个例子中，我们要求垂轴色差减小，根据色差和数的公式 (3-17)，由于 \bar{C} 和 $\Delta y'_{fc}$ 反号，所以应该使 \bar{C} 值增加。

第二、更换单正透镜的玻璃。为了保持单色像差不变，可以使玻璃的折射率不变而改变色散，亦就相当于改变 \bar{C} 值。

第三、更换校正结构的玻璃。为了保持已经校正好的像散不变，可以保持胶合面两边的折射率差不变，而改变它们的色散差，达到校正色差的目的，这样做透镜的半径变化较小，所以比较方便。但是也可以采取保持玻璃的色散差不变，改变它们的折射率差。例如在我们现在的设计例子中，若把两种玻璃的折射率差加大，为了保持像散的校正，必须加大胶合面的半径，如果玻璃的色散差不变，则整个系统的垂轴色差必然向负方向变化，达到校正垂轴色差的要求。

我们这里采取更换校正结构的玻璃，并且用加大折射率差，而保持色散差不变的方法，因为这样一方面可以达到校正色差的目的，同时还可以使胶合面半径 ($r_7 = -26$) 增大，以减小目镜的高级子午场曲和色畸变。前面说过这两种高级像差在上面的结构中是比较大的。原来玻璃的光学常数：

$$\begin{aligned} \text{ZK3: } n_1 &= 1.5891, & \nu_1 &= 61.2 \\ \text{ZF1: } n_2 &= 1.6475, & \nu_2 &= 33.9 \end{aligned}$$

以上玻璃对的折射率差和色散差为：

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_2 - n_1 = 1.6475 - 1.5891 = 0.0584 \\ \Delta \nu &= \nu_2 - \nu_1 = 33.9 - 61.2 = -27.3 \end{aligned}$$

我们更换一对玻璃：BaK2-ZF2 光学常数为：

$$\begin{aligned} \text{BaK2: } n_1 &= 1.5399, & \nu_1 &= 59.7 \\ \text{ZF2: } n_2 &= 1.6725, & \nu_2 &= 32.2 \end{aligned}$$

对应的折射率差和色散差为：

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_2 - n_1 = 1.6725 - 1.5399 = 0.1326 \\ \Delta \nu &= \nu_2 - \nu_1 = 32.2 - 59.7 = -27.5 \end{aligned}$$

更换玻璃以后，重新改变 r_6 、 r_7 和 r_8 满足焦距、光瞳位置和校正像散的要求，得到最后结果如下：

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
99.6				
	2.5	1.7550	1.77476	1.74733

37

r'	d'	n_D	n_p	n_c
-33.1	15	1.5163	1.52105	1.51389
61	0.2	1.0	1.0	1.0
-61	9	1.5163	1.52105	1.51389
99.6	0.2	1.0	1.0	1.0
-31.5	15	1.5399	1.54027	1.53722
500	2.5	1.6725	1.68747	1.66660
		1.0	1.0	1.0

超星浏览器提醒您：
 本复制品
 请尊重相关知识产权！

$2\omega = 60^\circ, D = 4, l_r = -20$

表5-20

像差	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	x'_l	x'_s	x'_{ls}	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.112	-0.059	1.22	-2.08	3.3	-0.015	-1.69	-0.016
0.7071	-0.056	-0.059	-0.01	-1.05	1.04	-0.029	-0.61	-0.042

$f' = 29.71, l'_p = 12.44, y'_0 = 17.15, l'_z = 385$

如果把以上像差结果和表5-19进行比较，像散和彗差基本上保持不变，边缘视场的垂轴色差已经由0.02降低到-0.016。胶合面半径由-26增大为-31.5，因此高级像差也都减小了。下面应用§2-16中高级像差的数值估计公式，求出更换玻璃前后的高级像差。

ZK3-ZF1：根据表5-19的数据求得：

$$x'_{l,n} = x'_{l,0.7071} - \frac{1}{2} x'_{l,m} = -0.19 - \frac{1.145}{2} = -0.76$$

$$K'_{T,n,y} = K'_{T,0.7071,y} - 0.7071 K'_{T,m} = -0.030 - 0.7071(-0.007) = -0.025$$

$$\Delta y'_{FC,n} = \Delta y'_{FC,0.7071} - 0.7071 \Delta y'_{FC,m} = -0.028 - 0.7071(0.020) = -0.042$$

B.K2-ZF2：根据表5-20的数据求得：

$$x'_{l,n} = -0.01 - \frac{1.22}{2} = -0.62$$

$$K'_{T,n,y} = -0.029 - 0.7071(-0.015) = -0.017$$

$$\Delta y'_{FC,n} = -0.042 - 0.7071(-0.016) = -0.030$$

由以上结果看到后一个设计的三种主要高级像差都比前一个小，和我们预期的结果完全符合。

四、目镜对物镜的像差补偿要求

上面利用目镜补偿了物镜中无法校正的像散和垂轴色差。前面说过，在目镜中也有一些像差不能完全校正，主要是球差和轴向色差。由表5-19和表5-20可以看到，目镜的球差和轴向色差，虽然数量不大，但是在像差校正过程中基本上保持不变，无法完全校正。所以只能依靠物镜来补偿。另外目镜的慧差，虽然数量也不大，但要使像散和慧差在整个视场内同时达到最好的平衡状态也不容易，一般在目镜中优先保证像散，依靠物镜来平衡慧差。根据前面已经设计完成的目镜，对物镜提出的像差补偿要求为：

像差 h, ω	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	K'_T
1.0	0.112	0.059	-0.015
0.7071	0.036	0.059	-0.039

表5-21

在前面§4-3设计双胶合物镜时，也没有考虑目镜的像差补偿要求。因此必须重新微量修改物镜的结构参数，使它满足目镜的像差补偿要求，详细过程从略，直接给出结果如下：

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
180.5				
	5	1.5163	1.52195	1.51389
-122				
	3	1.6242	1.63663	1.61925
-458.91				
	10	1.0	1.0	1.0
∞				
	160	1.5133	1.52195	1.51389
∞				
		1.0	1.0	1.0

$\omega = -3^\circ; D = 40; l_s = 0$

表5-22 (A)

像差 h	$\delta L'$	SC'	$\delta L'_F$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{FC}$
1.0	0.148	-0.00053	0.379	0.244	0.135
0.85	0.095	-0.00038	0.294	0.202	0.092
0.7071	0.059	-0.00026	0.235	0.176	0.058
0.5	0.026	-0.00013	0.174	0.153	0.021
0.3	0.009	-0.00004	0.139	0.141	0.002
0	0	0	0.121	0.136	0.015

表5-22 (b)

像差 ω	x'_l	x'_r	x'_{ls}	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-1.258	-0.615	-0.642	0.149	-0.026	-0.0047	-0.030
0.85	-0.909	-0.444	-0.465	0.148	-0.022	-0.0029	-0.025
0.7071	-0.630	-0.307	-0.322	0.148	-0.018	-0.0017	-0.021
0.5	-0.315	-0.154	-0.161	0.148	-0.013	-0.0006	-0.015
0.3	-0.113	-0.055	-0.058	0.148	-0.008	-0.0001	-0.009
0	0	0	0	0.148	0	0	0

$$f' = 300.6; l' = 181.14; y'_0 = 15.75$$

为了求得整个系统的组合像差，把上面目镜的像差重新详细列出，如表5-23所示。

$$2\omega = 60^\circ; D = 4; l_z = -20$$

表5-23 (a)

像差 λ	$\delta L'$	SC'	$\delta L'_P$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{FC}$
1.0	-0.112	-0.00102	-0.144	-0.084	-0.059
0.85	-0.081	-0.00074	-0.113	-0.053	-0.059
0.7071	-0.056	-0.00051	-0.088	-0.028	-0.059
0.5	-0.028	-0.00026	-0.060	-0.0003	-0.059
0.3	-0.010	-0.00009	-0.042	-0.018	-0.059
0	0	0	-0.032	-0.028	-0.059

表5-23 (b)

像差 ω	x'_l	x'_r	x'_{ls}	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	1.221	-2.078	-3.299	-0.003	-0.015	-1.694	-0.016
0.85	0.245	-1.521	-1.766	-0.079	-0.029	-1.055	-0.036
0.7071	-0.009	-1.054	-1.044	-0.100	-0.029	-0.607	-0.042
0.5	-0.060	-0.525	-0.465	-0.109	-0.023	-0.213	-0.037
0.3	-0.029	-0.183	-0.159	-0.112	-0.014	-0.045	-0.024
0	0	0	0	-0.112	0	0	0

$$f' = 29.71; l' = 12.44; y'_0 = 17.15; l'_z = 385$$

如果以目镜的像差为基础，按照公式 (4-9) (4-10) 求出整个系统的组合像差如表5-24所示。

表5-24 (a)

像差 h	$\delta L'$	SC'	$\delta L'_F$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{FC}$
1.0	0.036	- 0.00649	0.235	0.160	0.075
0.85	0.014	- 0.00036	0.181	0.149	0.033
0.7071	0.003	- 0.00025	0.147	0.148	- 0.001
0.5	- 0.002	- 0.00013	0.114	0.153	- 0.038
0.3	- 0.001	- 0.00005	0.097	0.159	- 0.062
0	0	0	0.089	0.164	0.075

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

表5-24 (b)

像差 ω	x'_l	x'_s	x'_{ls}	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	- 0.037	- 2.653	2.657	0.010	0.011	- 1.689	0.014
0.85	- 0.664	- 1.065	1.361	0.069	- 0.007	- 1.052	- 0.011
0.7071	- 0.639	- 1.061	0.722	0.048	- 0.011	- 0.605	- 0.021
0.5	- 0.375	- 0.679	0.304	0.039	- 0.010	- 0.212	- 0.022
0.3	- 0.215	- 0.243	0.101	0.026	- 0.006	- 0.045	- 0.015
0	0	0	0	0.026	0	0	0

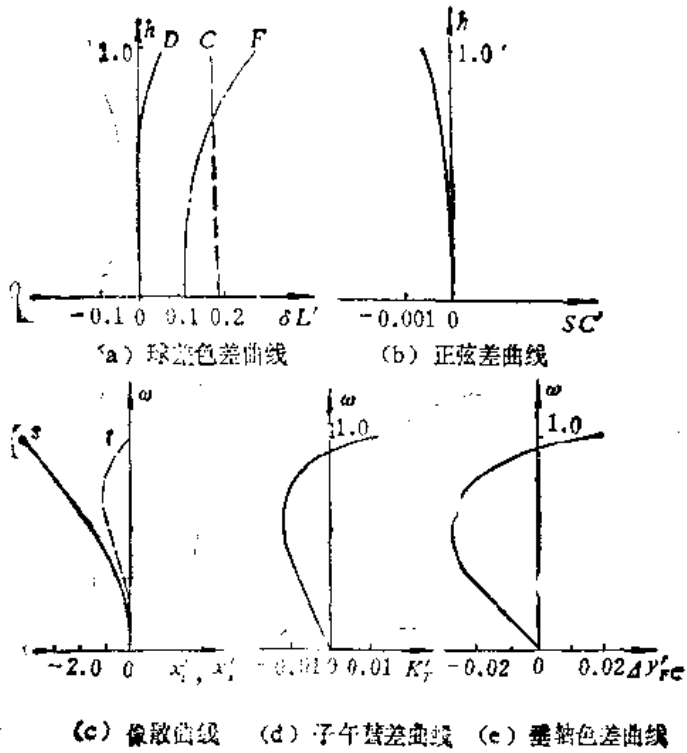


图5-23

从以上像差结果来看，球差在整个孔径范围内都已经很小；轴向色差已处于最佳平衡状态——边缘和近轴色差大小相等符号相反；像散和场曲已得到补偿，边缘视场的子午场曲近似等于零；彗差和垂轴色差在整个视场内也都达到较好的平衡，主要像差曲线如图5-23所示。这和物镜与目镜没有相互补偿以前比较，成像质量有显著提高。

§ 5-7 望远镜系统像差的公差

前面分别介绍了望远镜物镜和目镜的设计，在望远镜物镜设计一章中，已经介绍了望远物镜像差公差。对目镜的像差一般不单独提出公差要求，而直接对整个望远系统提出要求。

望远系统像差的公差问题，在长期的生产实践中，已经积累了较丰富的实践经验。我们认为对于质量要求较高的望远系统，像差公差按以下经验数值要求。

一、球差、轴向色差和正弦差

对整个望远系统的球差、轴向色差和正弦差，可以采取和望远物镜相同的公差要求，即按波差小于 $\lambda/4$ 作为像差公差的标准。考虑到加工和装配误差，剩余像差最好不超过公差的一半。

二、像散和平均场曲的公差

对一个质量比较高的望远系统，最好能使平均场曲小于一个视度，像散小于两个视度，即：

$$x'_i, \frac{1000}{f'_m} < 2; \quad \frac{x'_i + x'_e}{2} \frac{1000}{f'_m} < 1$$

上述要求一般在使用广角目镜的望远镜中，难于完全满足。根据不同的使用情况，一般望远镜视场边缘的成像质量，允许适当降低；在目前生产的某些产品中，视场边缘的像散有的甚至达到4~5个视度，平均场曲达到2~3个视度。

三、彗差和垂轴色差的公差

在望远系统中，彗差和垂轴色差的公差一般按它们像空间光束的平行度误差计算。对于一个理想的望远系统，平行光束入射，仍然为平行光束出射。如果存在像差，则出射光束不再保持平行。因此可以用光束的平行度误差来表示望远系统像差的大小。一定的平行度误差对应目镜焦面上一定的垂轴像差，如图5-24所示。

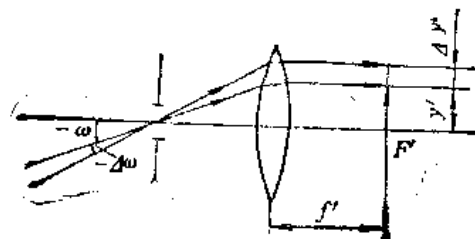


图5-24

根据像高和视场角关系的公式：

$$y' = -f' \operatorname{tg} \omega$$

对上式微分得：

$$\Delta y' = \frac{-f'}{\cos^2 \omega} \Delta \omega$$

以上公式中 $\Delta \omega$ 以弧度为单位，如果以分为单位则：

$$\Delta y' = \frac{-f' \Delta \omega}{3438 \cos^2 \omega} \quad (5-5)$$

我们把 $\Delta \omega$ 称为角像差，根据轴像差 $\Delta y'$ 和焦距 f' 、视场角 ω 的数值，即可算出对应的角像差 $\Delta \omega$ 。

对一个质量要求较高的望远镜，彗差和垂轴色差对应的角像差，二者绝对值之和应小于 $5'$ 。这个要求也是比较严的，一般允许在视场边缘适当降低。在现有产品中有些在视场边缘的彗差和垂轴色差的角像差甚至达到 $8' \sim 10'$ 。

以上为望远系统主要像差的经验公差。下面我们仍按以前设计的望远镜作为例子，看一下它的设计质量。

(1) 球差、轴向色差和正弦差：由于望远物镜和目镜的相对孔径相等，因此在目镜焦面上，球差和轴向色差的公差与物镜相等，在§4-7望远物镜像差的公差一节中，已经计算出上述物镜的球差和轴向色差的公差，这里用不着重新计算，根据前面的计算结果，初级球差的公差为：

$$\delta L'_s \leq 0.48$$

根据表5-24，系统组合球差最大为0.036，这比公差小很多。

轴向色差为：

$$\Delta L'_{FCM} = 0.075; \Delta l'_{FC} = -0.075$$

边缘和近轴色差大小相等，符号相反，色球差的公差为0.24，实际像差只有公差的1/3。

二级光谱色差，由表5-24 (a)，求得0.7071口径的二级光谱色差为：

$$\Delta L'_{CPD} = \frac{\delta L'_P + \delta L'_C}{2} - \delta L' = 0.1475 - 0.003 = 0.1445$$

整个系统的二级光谱色差和物镜的二级光谱色差0.129相差不多。对应的公差为0.12，已经略微超出公差。

正弦差在整个口径范围内小于0.0005，这比经验公差小很多。

(2) 像散和平均场曲：首先求出和一个视度对应的轴向像差大小：

$$\Delta x = \frac{f_H'^2}{1000} = \frac{(29.71)^2}{1000} \approx 0.9$$

下面把表5-24中组合系统像散和平均场曲对应的视度值列表如下：

表5-26

像差	x'_{is}	视度值	$\frac{x'_s + x'_p}{2}$	视度值
1.0	-2.657	3	-1.36	1.5
0.85	-1.301	1.4	-1.31	1.4
0.7071	-0.722	0.8	-1.0	1.1
0.5	-0.304	0.3	-0.52	0.5
0.3	-0.161	0.1	-0.23	0.3

由以上结果看到，像散除了边缘视场达到3个视度以外，0.85视场以内像散均小于2个视度。平均场出在0.85视场以外大约为1.5视度，0.7071视场大约1个视度。从像散和平均场曲来说系统质量是比较好的。

(3) 彗差和垂轴色差：下面首先根据公式(5-5)求出和 l' 对应的垂轴像差量：

视 场	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3	0
$\Delta y'$	0.012	0.011	0.01	0.0093	0.009	0.0087

利用以上数值把表5-24中系统的组合彗差和垂轴色差换算成角像差为：

像差	K_f'	角彗差	$\Delta y'_{PC}$	角色差	总和
1.0	0.011	1'	0.014	1.2'	2.2'
0.85	-0.007	0.6'	-0.011	1'	1.6'
0.7071	-0.011	1.1'	-0.021	2.1'	3.2'
0.5	-0.010	1'	-0.022	2.4'	3.4'
0.3	-0.006	0.7'	-0.015	1.7'	2.4'

从以上结果看到整个视场内彗差和垂轴色差之和最大为3.4'，所以上述系统中彗差和垂轴色差校正得很好。

边缘视场的畸变小于10%。总的来说，上述系统的像差是校正得相当好的。

第六章 显微镜物镜设计

§ 6-1 显微镜物镜的光学特性

显微镜是用来帮助人眼观察近距离细小物体的一种目视光学仪器，它由物镜和目镜组合而成。显微镜物镜的作用是把被观察的物体放大为一个实像，位于目镜的焦面上，然后通过目镜成像在无限远供人眼观察。显微镜的性能——视放大率和衍射分辨率主要是由它的物镜决定的，因为物镜决定了物点能够进入系统成像的光束大小，所以显微镜物镜的性能，实际上也就决定了整个显微镜的性能。

由于显微镜一般不需要安装分划镜，而且出瞳距离和出瞳直径都比较小，通常只要求出瞳距离大于6mm，出瞳直径在1mm左右，视场也没有特殊要求，因此显微镜的目镜多数采用最简单的惠更斯或冉斯登目镜，个别情况采用凯涅尔目镜或对称式目镜。所以设计显微镜主要是设计物镜的问题。

在一架显微镜上通常都配有若干个不同倍率的物镜和目镜供互换使用，为了保证物镜的互换性，要求不同倍率的显微镜物镜的共轭距离——由物平面至像平面的距离相等。各国生产的通用显微物镜的共轭距离也都是近似相等的，大约为180mm左右，我国规定为195mm。所以显微镜物镜的倍率越高，焦距越短，同时物镜的工作距离（由物平面至透镜第一面顶点的距离）也越短，如图6-1所示。另有一种所谓无限筒长的显微镜物镜，被观察物体通过物镜以后成像在无限远，在物镜的后方另有一固定不变的镜筒透镜，再把像成在目镜的焦面上，如图6-2所示。镜筒透镜的焦距我国规定为 $f' = 200\text{mm}$ ，物镜的倍率按照和镜筒透镜组合以后的倍率计算。

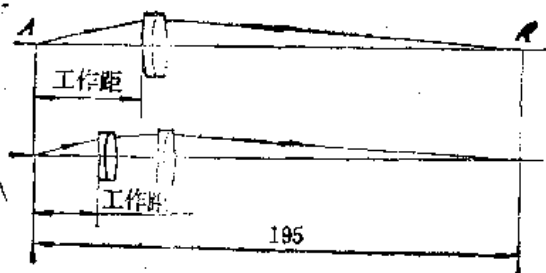


图6-1

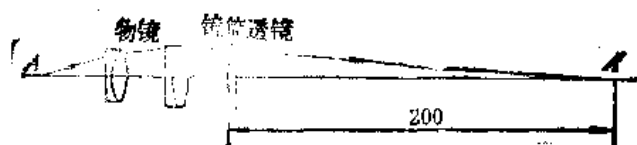


图6-2

$$\beta = \frac{f'_{\text{目}}}{f'_{\text{物}}} = \frac{200}{f'_{\text{物}}} \quad (6-1)$$

显微镜物镜最重要的光学特性是它的数值孔径 NA ，它决定了系统的衍射分辨率，根据显微镜衍射分辨率公式：

$$\delta = \frac{0.61\lambda}{NA}$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

公式中 δ 代表显微镜能够分辨的最小物点间隔， λ 为光的波长， NA 为物镜的数值孔径。 λ 对于一定的显微镜来说是确定的，例如对利用可见光工作的显微镜， λ 取平均波长为 550nm，因此要提高显微镜的衍射分辨率，必须增大数值孔径 NA 。

要使人眼通过显微镜观察能够达到要求的分辨细节的能力，一方面显微镜必须有足够的衍射分辨率，另一方面还必须有足够的视放大率，以保证仪器的视角分辨率和衍射分辨率相适应，一般要求显微镜总的视放大率和数值孔径之间近似符合以下关系：

$$\Gamma = 500NA$$

显微镜总的视放大率等于物镜的垂轴放大率和目镜视放大率的乘积，因此：

$$\Gamma = \beta \times \Gamma_{目} = 500NA \quad \text{或者} \quad \beta = \frac{500NA}{\Gamma_{目}}$$

在一定的数值孔径下，如果目镜的倍率 $\Gamma_{目}$ 越小，就要求物镜有更高的倍率 β ，但是物镜的倍率越高，工作距离越短，这给显微镜的使用造成不方便，因此一般希望尽量提高目镜的倍率，但是目镜由于受到出瞳距离的限制，焦距不能太小，通常目镜的最高倍率为 15 \times ，代入以上公式得到：

$$\beta = \frac{500NA}{15} = 33NA \quad \text{或者} \quad NA = \frac{\beta}{33}$$

例如一个 3 \times 的显微镜物镜 $NA = 0.1$ ，10 \times 的显微镜物镜 $NA = 0.25 \sim 0.3$ 。一般对低倍率的物镜数值孔径 NA 取得偏高一些，而对高倍率的物镜则取得偏低一些。

如果显微镜总的视放大率 Γ 一定，物镜的数值孔径越大，则系统的出瞳直径 D' 就大，它们之间存在以下关系：

$$D' = \frac{500NA}{\Gamma}$$

同样如果数值孔径 NA 不变，降低系统的视放大率 Γ （例如物镜不变的情况下，更换倍率较低的目镜）就能使出瞳直径 D' 增加，而主观亮度和出瞳直径平方成比例，因此可以使主观亮度大大提高。

所以对显微物镜来说，主要的光学特性就是数值孔径 NA 和倍率 β ，它们都一起标在物镜的镜管上。显微镜的视场一般并不重要，因为通常总可以把观察目标转移到视场中心。

从显微镜物镜的光学特性来说，主要的特点是相对孔径大，对于非浸液物镜，数值孔径和相对孔径之间存在以下近似关系：

$$NA = \frac{D}{2f'} \quad \text{或者} \quad \frac{D}{f'} = 2NA$$

例如一个数值孔径 $NA = 0.25$ 的物镜，对应的相对孔径 $D/f' = 1/2$ ，高倍率的显微镜物镜的数值孔径（不包括浸液物镜）最大可能达到 0.95，对应的相对孔径接近 1/0.5。所以设计显微镜物镜时，主要是校正它的球差，轴向色差和正弦差，特别是设法减小它们的高级像

差。对轴外像差，例如像散、垂轴色差，由于物镜的视场一般都比较小，像方视场角一般只有 5° 左右，而且通常都允许视场边缘的质量下降，因此在设计中只是在优先保证前三种像差校正的前提下，在可能情况下才考虑校正轴外像差。

对于一些特殊用途的物镜，例如用于显微摄影的物镜，为了保证整个视场都比较清晰，就要求校正场曲、像散和垂轴色差，这种物镜称为平像场物镜。

§ 6-2 显微镜物镜的类型

这一节我们介绍常用显微镜物镜的类型及其设计特点。显微镜物镜根据它们校正像差的情况不同，通常分为消色差物镜、复消色差物镜、平像场物镜和平像场复消色差物镜四大类，下面分别进行介绍。

一、消色差物镜

这是一种结构相对来说比较简单，应用得最多的一类显微镜物镜，在这类物镜中只校正球差、正弦差以及一般的消色差，而不校正二级光谱色差，所以称为消色差物镜，这类物镜根据它们的倍率和数值孔径不同又分为低倍、中倍和高倍以及浸液物镜四类：

1. 低倍消色差物镜 这类物镜的倍率大约为 $3\times\sim 4\times$ ，数值孔径在 0.1 左右，对应的相对孔径大约为 $1/4$ 左右，由于相对孔径不大，视场又比较小，只要求校正球差、彗差和轴向色差，因此这些物镜一般都采用最简单的双胶合组，如图6-3(a)所示。它的设计方法和一般的双胶合望远镜物镜的设计方法十分相似，不同的只是物体不位于无限远，而位于有限距离，具体设计方法将在下一节介绍。

2. 中倍消色差物镜 这类物镜的倍率大约为 $8\times\sim 12\times$ ，数值孔径为 $0.2\sim 0.3$ 。由于物镜的数值孔径加大，对应的相对孔径增加，因此采用一个双胶合组已不能符合要求，因为孔径高级球差将大大地增加。为减小孔径高级球差，这类物镜一般采用两个双胶合组构成，如图6-3(b)所示。每个双胶合组分别消色差，这样整个物镜同时校正轴向色差和垂轴色差。两个透镜组之间通常有较大的空气间隔，这是因为如果两透镜组密接，则整个物镜组和一个密接薄透镜组相当，仍然只能校正两种单色像差，如果两透镜组分离，则相当于由两个分离薄透镜组构成的薄透镜系统，最多可能校正四种单色像差，这就增加了系统校正像差的可能性，因此除了显微镜物镜中必须校正的球差和彗差以外，还有可能在某种程度上校正像散，以提高轴外物点的成像质量。这种物镜的设计方法将在§6-4中介绍。

3. 高倍消色差物镜 这类物镜的倍率大约为 $40\times\sim 60\times$ 左右，数值孔径大约为 $0.6\sim 0.8$

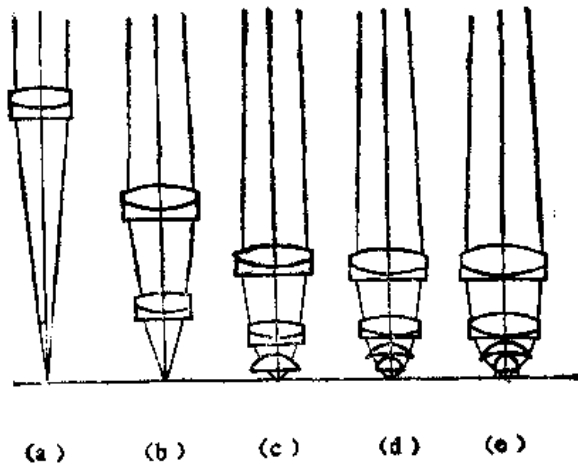


图6-3

左右，这类物镜的结构如图 6-3 (c)、(d) 所示。它们可以看作是在上述中倍物镜的基础上，加上一个或两个由无球差、无彗差的折射面构成的会聚透镜，这些透镜的加入基本上不产生球差和彗差，但系统数值孔径和倍率可以得到提高。图 6-3 (c) 中的前片透镜是由一个等明面和一个平面构成的，等明面不产生球差和彗差，如果把物平面和前片的第一面重合，则相当于物平面位于球面顶点，也不产生球差和彗差，但是为了工作方便，实际物镜和物平面之间一般需要留有一定间隙，这样物镜的第一面就将产生少量的球差和彗差，它们可以由后面的两个胶合组进行补偿，前片的色差也同样由后面的两个胶合组进行校正。

图 6-3 (d) 中两个双胶合组前面的第一个透镜是由等明面和同心球面构成的，它们都不产生球差和彗差，第二个透镜和图 6-3 (c) 中的前片相似，也是由一个等明面和一个平面构成的，它的第一面所产生的少量球差和彗差，以及两个透镜的色差都要依靠后面两个双胶合组进行校正。

这种物镜的设计的方法，一般是首先根据要求的倍率和数值孔径确定前组的结构，计算出它们的像差，作为对后面两个双胶合组的像差补偿要求，然后进行后组的设计，后组的设计方法和中倍物镜基本类似。

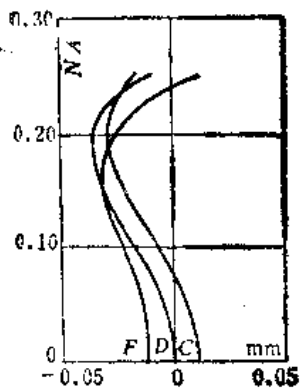
4. 浸液物镜 在前面的几种物镜中，成像物体都位于空气中，物空间介质的折射率 $n = 1$ ，因此它们的数值孔径 ($NA = n \sin U$) 显然不可能大于 1，目前这种物镜的数值孔径最大的约为 0.9 左右，为了进一步增大数值孔径，很容易想到，如果把成像物体浸在液体中，物空间介质的折射率等于液体的折射率，因而可以大大地提高物镜的数值孔径，这样的物镜称为浸液物镜，这类物镜的数值孔径可以达到 1.2~1.4 左右，最大倍率可以达到 100 \times ，这种物镜的结构如图 6-3(e) 所示。

二、复消色差物镜

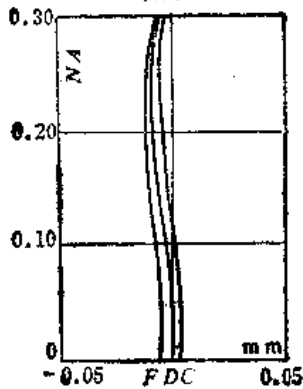
在一般的消色差物镜中，物镜的二级光谱色差随着倍率和数值孔径的提高越来越严重，因此在高倍的消色差物镜中二级光谱色差往往成为影响成像质量的主要因素，因为二级光谱色差对应的几何像差数值近似和物镜的焦距成正比，随着物镜倍率的增加，表面上二级光谱色差随着焦距的缩短而减小，但是一定的几何像差数值对应的波像差近似和数值孔径的平方成比例，因此总起来，随着倍率和数值孔径的提高，二级光谱色差所对应的波像差增大，这和 § 4-3 中所说的望远镜物镜中随着相对孔径的增加而使二级光谱色差对应的波像差超出公差的情况是相似的，因此在一些质量要求特别高的显微镜中，就要求校正二级光谱色差，图 6-4 (a)、(b) 为一般消色差物镜和复消色差物镜的轴上球差和色差曲线。

在显微镜物镜中校正二级光谱色差通常需要采用特殊的光学材料，早期的复消色差物镜中都采用萤石 ($\nu = 95.5$, $P = 0.706$, $n = 1.433$)，它和一般重冕牌玻璃有相同的部分相对色数，同时具有足够的色散差和折射率差。复消色差物镜的结构一般比相同数值孔径的消色差物镜复杂，因为它要求孔径高级球差和色球差也应该得到很好的校正。图 6-5 为不同倍率和数值孔径的复消色物镜的结构，图中打有斜线的透镜就是由玉石做成的。

由于萤石的工艺性和化学稳定性不好，同时晶体内部有内应力，因此目前已很少采用，而改用 FK 类和 TF 类玻璃，它们的结构同样比较复杂。



(a)



(b)

图 6-4

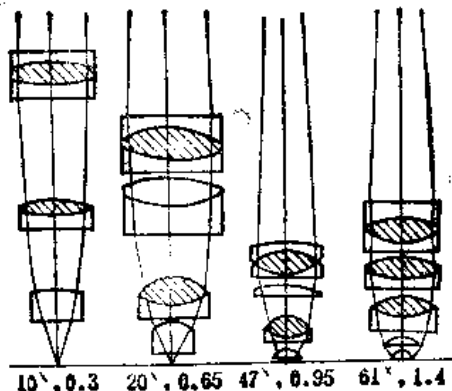


图 6-5

三、平像场物镜

前面讲的所有物镜中都没有校正场曲，对于高倍率的显微镜物镜，由于它的焦距很短，例如一个60×的显微镜物镜的焦距不到3mm，所以场曲系数 $\pi = \Sigma \frac{\varphi}{n}$ 很大，尽管它的视场不大，但仍然有严重的场曲存在，所以一般高倍显微镜物镜的清晰视场是十分有限的，为了看清视场中的不同部分，只能用分别调焦的方法来补救，但这不适合于某些显微镜要求具有较大的清晰视场的情况，例如显微照相。为了满足实际使用的要求，出现了校正场曲的平像场物镜。由于显微镜物镜的孔径角很大，要校正场曲必然使物镜的结构大大地复杂化，在这些物镜中场曲校正往往是依靠若干个弯月形厚透镜来达到的，物镜的孔径角越大，需要加入的凹透镜数量越多。图6-6(a)、(b)为两个平像场物镜的系统图，第一个40×的物镜中场曲主要依靠第一个弯月形厚透镜的第一个凹面来校正的，而第二个160×的浸液物镜是依靠中间的两个厚透镜来校正的。

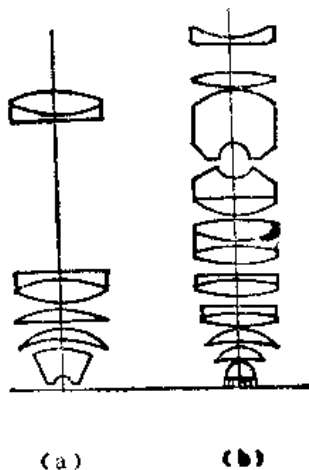


图 6-6

(a) 为两个平像场物镜的系统图，第一个40×的物镜中场曲主要依靠第一个弯月形厚透镜的第一个凹面来校正的，而第二个160×的浸液物镜是依靠中间的两个厚透镜来校正的。

四、平场复消色差物镜

在高级研究用显微镜中，既要求有较大的视场，又要求有优良的像质，平像场复消色差物镜就是为了满足以上要求发展起来的。它的结构型式基本上和平像场物镜相似，但使用某些特殊光学材料，使它同时能达到校正二级光谱色差的目的。平像场复消色差显微物镜是目前显微

发展的方向。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

§ 6-3 低倍消色差物镜设计

上面介绍了显微镜物镜的主要类型和特点，下面将具体介绍低倍和中倍消色差物镜的设计。这一节首先介绍低倍显微镜物镜的设计。

对物镜的光学特性要求为：

$$\beta = 3 \times, NA = 0.1, \text{物像之间的共轭距离 } 180\text{mm}.$$

前面已经说过，低倍的消色差物镜一般采用双胶合透镜组。根据数值孔径0.1的要求，对应的相对孔径大约为1/4，采用一个双胶合组完全能够满足要求，它的设计方法和步骤与望远镜物镜基本相同，所不同的只是物平面位于有限距离，因此需要把像差特性参数对物体位置进行规化。下面就按照具体步骤进行说明。

一、确定物镜组的焦距和物镜的工作距离

首先假定物镜为一个薄透镜，如图6-7所示。设共轭距离为 L ，物镜的倍率为 β ，由图可以得到：

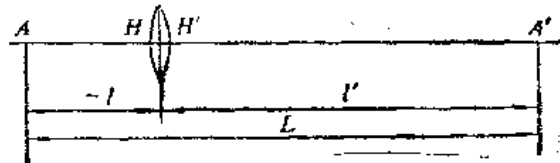


图6-7

$$L = (-l) + l', \quad \beta = \frac{l'}{l}, \quad \frac{1}{f'} = \frac{1}{l'} - \frac{1}{l}$$

由以上三式联立求解，得：

$$l = \frac{L}{\beta - 1}, \quad f' = \frac{-\beta}{(1 - \beta)^2} L \quad (6-2)$$

l 为物镜的工作距离， f' 为物镜焦距，将 $L = 180$ ， $\beta = -3$ 代入上式得：

$$l = -45; \quad f' = 33.75$$

二、按初级像差求解初始结构

1. 根据初级像差公式求解 P 、 W 、 C 由于显微镜的物镜和目镜都要求互换使用，因此在设计显微镜的物镜和目镜时，一般都不考虑物镜和目镜之间的像差补偿问题，而是分别进行校正，所以要求物镜的 $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$ ，根据薄透镜系统的初级像差公式：

$$\begin{cases} S_I = hP = 0 \\ S_{II} = h_l P - JW = 0 \\ S_{III} = h^2 C = 0 \end{cases}$$

由以上三个初级像差方程式很容易看到 P 、 W 、 C 的解为：

$$P = W = C = 0$$

2. 将 P 、 W 、 C 进行规化 首先对 hP 进行规化，根据公式 (3-8) 和 (3-19) 得：

$$\bar{P} = \frac{P}{(h\varphi)^2}; \quad \bar{W} = \frac{W}{(h\varphi)^2}; \quad \bar{C} = C/f'$$

由于 $P = W = C = 0$ ，所以得：

$$\bar{P} = \bar{W} = \bar{C} = 0$$

由于物平面位于有限距离，因此还必须对物体位置进行规化，由 P 、 W 求出 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ 。根据公式 (3-12)：

$$\bar{P}_\infty = \bar{P} - \bar{u}_1(4\bar{W} - 1) + \bar{u}_1^2(5 + 2\mu); \quad \bar{W}_\infty = \bar{W} - \bar{u}_1(2 + \mu) \quad (3-12)$$

其中：

$$\bar{u}_1 = \frac{u_1}{h\varphi} = \frac{f'}{l_1} = \frac{f'}{l}$$

把 f' 、 l 代入上式得： $\bar{u}_1 = 33.75/(-45) = -0.75$

将 $\bar{P} = 0$ ， $\bar{W} = 0$ ， $\mu = 0.7$ ， $\bar{u}_1 = -0.75$ 一并代入公式 (3-12) 求得 \bar{P}_∞ 、 \bar{W}_∞ ：

$$\bar{P}_\infty = 2.85; \quad \bar{W}_\infty = 2.025$$

3. 求 P_0 ，根据 \bar{P}_∞ 、 \bar{C} 选择玻璃。上面求出 $\bar{W}_\infty = 2.025$ ，根据 § 3-8 中透镜弯曲和 \bar{W}_∞ 的关系，相应的透镜形状大致是一个前面半径大后面半径小的双凸透镜，因此取火石玻璃在前较为有利，这样胶合面半径较大，一方面便于加工，另一方面可以减小高级像差，火石玻璃在前时 $\bar{W}_0 = 0.2$ ，由公式 (3-38) 得到：

$$P_0 = \bar{P}_\infty - 0.85(\bar{W}_\infty - 0.2)^2 = 2.85 - 0.85(2.025 - 0.2)^2 = 0.02$$

有了 P_0 和 \bar{C} 就可以选择玻璃，选择玻璃的原则已在双胶合望远镜物镜设计中介绍过，这里不再重复。根据所求的 \bar{C} 、 P_0 值，可以用查表的方法来选择玻璃、由附录中双胶合薄透镜参数表查出一对工艺性较好的玻璃如下：

$$\text{ZF1} \quad n_D = 1.6475; \quad \nu = 33.9$$

$$\text{K9} \quad n_D = 1.5163; \quad \nu = 64.1$$

$$\bar{C} = 0, \quad P_0 = 0.032, \quad \varphi_1 = -1.123, \quad Q_0 = 5.0441, \quad W_0 = 0.234$$

4. 求透镜组半径。这和一般的望远镜物镜的求解完全相同。

1) 求 Q ：根据公式 (3-41)， $Q = Q_0 - \frac{\bar{W}_\infty - W_0}{1.67}$

$$Q = 5.0441 - \frac{2.025 - 0.234}{1.67} = 3.972$$

2) 求半径：根据公式 (3-42) ~ (3-44) 有：

$$\frac{1}{r_2} = Q + \varphi_1 = 3.972 - 1.123 = 2.849$$

$$\frac{1}{r_1} = \frac{\varphi_1}{n_1 - 1} + \frac{1}{r_2} = \frac{-1.123}{1.6475 - 1} + 2.849 = 1.114$$

$$\frac{1}{r_3} = \frac{1}{r_2} - \frac{1 - \varphi_1}{n_2 - 1} = 2.849 - \frac{1 - (-1.123)}{1.5163 - 1} = -1.271$$

3) 按 $f' = 33.75$ 缩放半径：

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

$$r_1 = \frac{33.75}{1.114} = 30.22; \quad r_2 = \frac{33.75}{2.849} = 11.82; \quad r_3 = \frac{33.75}{-1.271} = -26.5$$

根据求得的半径和通光口径的要求，确定两个透镜的厚度 $d_1 = 1.0$, $d_2 = 3.5$ ，得到整个物镜的参数为：

r	d	玻璃
30.22	1.0	ZF1
11.82	3.5	K9
-26.5		

这样整个透镜组的初始结构便完全确定了。

三、计算像差进行像差微量校正

上面利用初级像差公式求解，已经确定了双胶合组的全部结构参数。和双胶合望远镜物镜一样，接着就可以计算像差和进行像差微量校正。在设计显微镜物镜时，计算像差通常按反向光路进行，如图 6-8 所示。这样做的好处是，由于像距（反向光路的物距）一般为物镜焦距的若干倍，而物距（反向光路的像距）比较小，因此如果按正向光路计算像差时，在修改像差过程中，由于透镜的焦距和主面位置的少量变化可能造成像距的大量改变，因而使倍率和共轭距离都大大地偏离实际要求，有时甚至可能造成虚像；当按反向光路计算时，在物距固定的情况下，透镜组的焦距和主面位置的微小变动，对倍率和共轭距离影响很小，同时这样做还有利于提高像差的计算精度。把上述结构参数重新按反向光路排列如下：

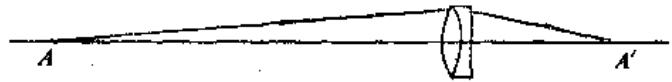


图 6-8

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
26.5	3.5	1.5163	1.52195	1.51389
-11.82	1.0	1.6475	1.66119	1.64207
-30.22		1.0	1.0	1.0

$$L = -135 \quad \sin U = 0.033 \quad y = -7$$

按以上结构参数和光学特性计算像差，结果如表 6-1 所示。

$$L = -135; \quad \sin U = 0.033; \quad l_x = 0; \quad y = -7$$

表 6-1

h	像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$
1		0.207	-0.00082	0.111
0.7071		0.043	-0.000267	0.033
0		0	0	-0.0312

$$f' = 34.212; \quad l' = 43.957; \quad y'_s = 2.346$$

以上结果中球差、轴向色差尚未校正好,需要进行微量校正。和双胶合望远镜物镜校正方法一样,首先改变 r_2 校正色差,然后保持光焦度不变,再用弯曲透镜的方法校正球差、慧差。像差微量校正的具体过程这里不再重复。上述系统实际上用改变第二个半径(由 -11.82 变为 -12.1)达到色差校正,而同时球差彗差和也已经很小,不必进行弯曲校正,得到最后结果如下:

r	d	n_D	n_F	n_C
		1.0	1.0	1.0
26.5				
	3.5	1.5163	1.52195	1.51389
-12.1				
	1.0	1.6475	1.66119	1.64207
-30.22				
		1.0	1.0	1.0

像差结果如表 6-2 所示:

$$L_1 = -135; \sin U = 0.033; \gamma = -7$$

表 6-2 (a)

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	$\delta L'_P$	$\delta L'_C$
1	0.048	-0.00949	0.0554	0.118	0.063
0.7071	-0.0268	-0.000129	-0.0133	-0.007	0.006
0	0	0	-0.0711	-0.023	0.048

表 6-2 (b)

像差	x'_l	x'_s	x'_{ls}	K'_T	$\delta L'_T$	$\Delta y'_{FC}$	$\delta y'_s$
1	-0.268	-0.123	-0.140	-0.005	0.0446	0.0002	-0.0011
0.7071	-0.134	-0.064	-0.070	-0.004	0.0463	0.0001	-0.0061

$$f' = 33.932; l' = 43.465; \gamma' = 2.32$$

四、验算共轭距离进行缩放

为保证显微镜物镜的互换性,要求所有物镜的共轭距离都应该严格相等,因此在像差校正后必须验算一下实际共轭距离,然后根据要求的共轭距离进行缩放,上述结果实际共轭距离为:

$$L = -l + d_1 + d_2 + l' = 135 + 3.5 + 1.0 + 43.47 = 182.97$$

根据预定的共轭距离和实际的共轭距离,将整个系统进行缩放,这里就不详细介绍了。

§ 6-4 中倍消色差物镜设计

中倍显微镜物镜是一种具有代表性的物镜结构,前面说过,高倍显微镜物镜可以看作是在中倍显微镜物镜的基础上,加上一个近似无球差、无彗差的前片构成的,因此中倍物镜是一

个重要的组成部分，掌握了它的设计方法，也就给高倍物镜的设计打下了良好的基础。这一节就介绍中倍消色差显微镜物镜的设计方法。

假定对物镜的技术要求为：

$$NA = 0.3, \beta = -10\times, \text{物像共轭距离 } L = 180$$

中倍消色差物镜由两个双胶合组构成，可以把它看作由两个薄透镜组成的薄透镜系统，它的设计方法仍然可以建立在薄透镜系统的初级像差理论的基础上，首先利用初级像差公式求解初始结构，不过能够满足初级像差的解往往很多，因此首先就要在这些可能的解中进行选择，找出高级像差较小的结构，计算实际像差，进行像差微量校正，下面就按照这个步骤结合具体数字加以说明。

使用本复制品
请尊重相关知识产权!

一、物镜系统外部参数的确定

由于整个系统是由两个分离的薄透镜组构成的，因此就产生了一个如何确定每个透镜组的光焦度和它们之间的间隔问题。为了使问题简化，我们按照反向光路进行计算，并且假定物平面位于无限远，如图 6-9 所示。因为中倍物镜的最低倍率一般在 $10\times$ 左右，所以它的像距比整个物镜系统的焦距大得多，这种假定造成的误差不会很大。同时我们在下列规范化条件下进行初始结构的求解：

$$h = f' = J = 1$$

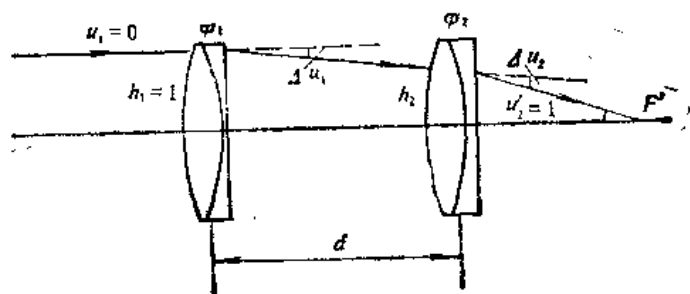


图 6-9

在显微镜中为了保证物镜和目镜的互换性，物镜和目镜必须采取分别校正像差的方式进行设计，即要求各种像差校正到零，所以在整个初级像差求解过程中，可以在任意给定的轴向光线入射高 h 和像高 y' 下进行，因为在初级像差范围内，任意一个入射高和像高对应的像差为零，则整个视场和整个光束中的像差都为零，因此在上述规范化条件下进行求解，既可以使公式简化，又不影响结果的普遍性。

1. 偏角分配 在上述规范化条件下，第一辅助光线通过系统的总偏向角 $\Delta u = 1$ 。在确定一个透镜组的光焦度时，往往首先从分配光线偏角开始，因为偏角的大小就表示了该透镜组负担的轻重。由于第二透镜组的入射高 h_2 比 h_1 要小，同时第二透镜组对应的物距在有限距离， u_2 为正，因此它对应的球差极小值也比 $u_1 = 0$ 的情形小（参看 § 3-8），所以让第二个透镜组的偏角比第一个透镜组多负担一些，采取

$$\Delta u_1 = 0.45, \Delta u_2 = 0.55$$

2. 间隔的确定 前面说过，要使中倍显微镜物镜在校正了球差、彗差、轴向色差的基础

上,还能够校正像散,必须采取两个分离薄透镜组,因为如果两透镜组密接,则像散为常数,无法校正,所以两透镜组之间的间隔显然不能太小,但是也不能太大,因为间隔越大,物镜的工作距离越小,对使用不方便,究竟应采取什么样的间隔呢?我们认为应该由三个方面的因素来决定,一方面能够保证像散的校正,另一方面尽量减小孔径高级球差,同时还要满足适当的工作距离。为了比较全面地考察这样一个问题,我们参考一些现有结构,分别选取以下的三个 d 值:

$$d = 0.8; \quad 1.0; \quad 1.2$$

分别按这三个不同的 d 值求解,最后进行比较。下面我们按 $d = 1.0$ 为例进行说明。

在偏角和间隔确定之后,就可以确定每个透镜组的焦距。根据上面的规定,由于 $h_1 = 1$, $h_1 \varphi_1 = \Delta u_1 = 0.45$, 所以 $\varphi_1 = 0.45$ 。 $h_2 = h_1 - d(h_1 \varphi_1)$, 将 $h_1 = 1$, $h_1 \varphi_1 = \Delta u_1 = 0.45$, $d = 1$ 代入上式得:

$$h_2 = 0.55; \quad \varphi_2 = \frac{\Delta u_2}{h_2} = 1.0$$

由此得到系统的有关参数如下:

$$f'_1 = 2.22; \quad f'_2 = 1; \quad d = 1$$

由于假定整个系统 $f' = 1$, $J = 1$, 所以 $y' = 1$, $u_{x1} = -1$ 。由于要求系统的球差、彗差同时为零,像散即和光阑位置无关,因此在初级像差求解过程中光阑位置可以任意给定,假定光阑和第一个透镜组重合,即 $h_{x1} = 0$ 由图 6-9 得:

$$h_{x2} = h_{x1} - d u_{x1} = d = 1$$

这样我们得到系统的全部外部参数如下:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= 0.45; \quad \varphi_2 = 1; \\ h_1 &= 1.0; \quad h_2 = 0.55; \quad h_{x1} = 0; \quad h_{x2} = 1; \quad J = 1 \end{aligned}$$

二、初级像差求解

利用上面已经求得的外部参数,根据校正球差、彗差和像散的要求,即可列出相应的初级像差方程式如下:

$$S_I = \Sigma hP = P_1 + 0.55P_2 = 0 \quad (6-3)$$

$$S_{II} = \Sigma h_k P - J \Sigma W = P_2 - (W_1 + W_2) = 0 \quad (6-4)$$

$$\begin{aligned} S_{III} &= \Sigma \frac{h^2}{h} P - 2J \Sigma \frac{h^2}{h} W + J^2 \Sigma \varphi \\ &= \frac{1}{0.55} P_2 - \frac{2}{0.55} W_2 + 1.45 = 0 \end{aligned} \quad (6-5)$$

以上三个方程式中共有四个未知数,因此存在无限多个解,另外,最后一个方程式中只包含 P_2 , W_2 , 而和 P_1 , W_1 无关,因此在上述偏角分配和空气间隔确定的情况下,系统的消像散条件只和第二个透镜组的结构有关,要系统能够校正像散则必须使上述方程式(6-5)有解。下面首先讨论第二个透镜组的玻璃材料和弯曲形状满足什么条件时才可能有解。将方程式(6-5)乘0.55得:

$$P_2 - 2W_2 + 0.8 = 0$$

下面我们把 P_2 、 W_2 ，用 \bar{P}_2 、 \bar{W}_2 来表示

$$P_2 = (h_2 \varphi_2)^3 \bar{P}_2 = (0.55)^3 \bar{P}_2 = 0.166 \bar{P}_2$$

$$W_2 = (h_2 \varphi_2)^2 \bar{W}_2 = (0.55)^2 \bar{W}_2 = 0.302 \bar{W}_2$$

将 P_2 、 W_2 代入前面公式整理以后得：

$$\bar{P}_2 - 3.63 \bar{W}_2 + 4.8 = 0 \quad (6-6)$$

再把 \bar{P}_2 、 \bar{W}_2 用 $\bar{P}_{2\infty}$ 和 $\bar{W}_{2\infty}$ 表示，根据前面求得的结果：

$$\bar{u}_1 = \frac{u_1}{(h_2 \varphi_2)} = \frac{0.45}{0.55} = 0.82$$

根据物体位置的规化公式 (3-13)：

$$\bar{P}_2 = \bar{P}_{2\infty} + \bar{u}_1 (4\bar{W}_{2\infty} - 1) + u_1^2 (3 + 2\mu); \quad \bar{W}_2 = \bar{W}_{2\infty} + \bar{u}_1 (2 + \mu)$$

将 $u_1 = 0.82$ ， $\mu = 0.7$ 代入上式得：

$$\bar{P}_2 = \bar{P}_{2\infty} + 3.28 \bar{W}_{2\infty} + 2.14; \quad \bar{W}_2 = \bar{W}_{2\infty} + 2.22$$

将 \bar{P}_2 、 \bar{W}_2 代入公式 (6-6)，并加以合并简化以后得：

$$\bar{P}_{2\infty} - 0.35 \bar{W}_{2\infty} - 1.1 = 0 \quad (6-7)$$

利用 $\bar{P}_{2\infty}$ 和 $\bar{W}_{2\infty}$ 之间的关系式 (3-37)：

$$\bar{P}_{2\infty} = P_{02} + 0.85 (\bar{W}_{2\infty} - W_0)^2$$

取冕牌玻璃在前， $W_0 = 0.1$ ，代入上式以后再代入公式 (6-7)，消去 $\bar{P}_{2\infty}$ 得：

$$0.85 \bar{W}_{2\infty}^2 - 0.52 \bar{W}_{2\infty} + (P_{02} - 1.1) = 0 \quad (6-8)$$

以上为 $\bar{W}_{2\infty}$ 的一个二次方程式，如果要求系统能够消像散，则必须使方程式有实根，因此必须满足以下的条件：

$$(0.52)^2 - 4(0.85)(P_{02} - 1.1) \geq 0$$

即

$$P_{02} \leq 1.18$$

这就是系统满足消像散条件时，第二个透镜组的玻璃材料必须满足的条件，如果选定了 P_{02} 以后，即可由方程式 (6-8) 解出满足消像散要求的 $\bar{W}_{2\infty}$ ，然后利用公式 (6-7) 即可求得 $\bar{P}_{2\infty}$ ，再利用规化公式就可求出 P_2 、 W_2 ，代入公式 (6-3)、(6-4)，这样在这两个公式中就只剩下 P_1 、 W_1 了，解这两个方程式即可求得 P_1 、 W_1 。规化以后就可求得 $\bar{P}_{1\infty}$ 、 $\bar{W}_{1\infty}$ ，并求出 P_{01} 。为了看出不同的 P_{02} 与透镜组形状的关系，我们对第二透镜组选取了几个不同的玻璃组合，求出它们相应的 $\bar{W}_{2\infty}$ 和 P_{01} 、 $\bar{W}_{1\infty}$ ，列表如下：

表6-3

第一透镜组玻璃	P_0 \bar{W}_∞	P_{02}	P_{01}	$\bar{W}_{2\infty}$	$\bar{W}_{1\infty}$
K9-ZF2		0.038	-3.56	-0.85	-1.9
BaK3-ZF3		0.59	-3.30	-0.52	-1.4
ZK7-ZF2		0.86	-3.33	-0.30	-1.07
ZK7-ZF1		1.00	-3.50	-0.14	-0.85

上面表中所列结果都是符合初级像差要求的解，我们必须在其中进行挑选，挑选的原则是希望尽可能地减小孔径高级球差。由表中看到，当 P_{02} 由小逐渐增大而接近它的极大值(P_{02})

≤1.18) 时, 对应 P_{01} 永远是较大的负值, 开始 P_{01} 的绝对值下降, 然后又增加, 它的极大值大约为 -3.3, 我们希望负的 P_{01} 值尽可能小, 因为单透镜的 P_0 值为正, P_{01} 负的越多, 则表示胶合面的作用越强, 它的半径越小, 高级像差越大。这一点可以直接从附录中的 P_0 表看出, P_0 负的越多, 则两种玻璃的色散差越小, 单个透镜的光焦度必然增加。我们再看 $\overline{W}_{1\infty}$ 和 $\overline{W}_{2\infty}$ 两者都是负值, 而且第一个透镜组负的较多, 当 P_{02} 增加时, 两者同时向正的方向增加, 则透镜随之向前弯曲。第一个透镜组的物平面位于无限远, 一般来说对应球差为极值的透镜形状高级像差较小, 因此 $\overline{W}_{1\infty} \approx W_0 \approx 0$ 较为有利, 对第二个透镜组来说向前弯曲是不利的, 因为球差为极值时 $\overline{W}_{2\infty}$ 为负值 ($\overline{W}_{2\infty} = -2.35u_1 - W_0$)。根据 P_{02} 、 P_{01} 和 $\overline{W}_{2\infty}$ 、 $\overline{W}_{1\infty}$ 的数值综合来考虑, 我们取 P_{01} 的解中接近极值的解。

超星阅读器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

第二个透镜组采用 ZK7-ZF2

$$\text{ZK7} \quad n_D = 1.6130 \quad \nu = 60.6$$

$$\text{ZF2} \quad n_D = 1.6725 \quad \nu = 32.2$$

$$P_{02} = 0.86; \quad Q_{02} = -4.11; \quad \varphi_1 = 2.13; \quad \overline{W}_{2\infty} = -0.30$$

这样, 根据以上的参数即可求得第二组透镜的半径, 方法和前面一般双胶合组完全相同。

$$Q_2 = Q_{02} - \frac{\overline{W}_{2\infty} - W_{02}}{1.67} = -4.11 - \frac{-0.30 - 0.1}{1.67} = -3.87$$

$$c_2 = Q_2 \div \varphi_1 = -3.87 \div 2.13 = -1.74$$

$$c_1 = \frac{\varphi_1}{n_1 - 1} - c_2 = \frac{2.13}{0.6130} - 1.74 = 1.75$$

$$c_3 = c_2 - \frac{1 - \varphi_1}{n_2 - 1} = -1.74 - \frac{1 - 2.13}{0.6725} = -0.048$$

求出半径为:

$$r_1 = 0.571; \quad r_2 = -0.577; \quad r_3 = -20.75$$

根据 P_{01} 和 $\overline{W}_{1\infty}$ 同样也可以选出玻璃, 求出前组的半径, 按 $\overline{C} = 0$, $P_{01} = -3.33$ 由附录中的 P_0 表查得一对玻璃如下:

$$\text{K9} \quad n_D = 1.5163 \quad \nu = 64.1$$

$$\text{BaF7} \quad n_D = 1.6140 \quad \nu = 40$$

$$P_{01} = -3.085; \quad Q_{01} = -6.315; \quad \varphi_1 = 2.66$$

由表 6-3 得 $\overline{W}_{1\infty} = -1.07$, 同样可以求出它的半径, 过程从略。

$$r_1 = 0.443; \quad r_2 = -0.336; \quad r_3 = -3.96$$

上面求出的前后两组透镜的半径都是对应它们各自的焦距等于 1 时的数值, 为了求出系统的

实际半径, 首先必须求出物镜的总焦距。根据公式 $f' = \frac{-\beta}{(1-\beta)^2} L$, 将 $L = 180$, $\beta =$

-10 代入得:

$$f' = \frac{-\beta}{(1-\beta)^2} L = \frac{10}{121} \times 180 = 14.86$$

根据前面求得的结果,当 $f' = 1$ 时, $f'_1 = 2.22$, $f'_2 = 1$, $d = 1$,因此当 $f' = 14.86$ 时,则有:

$$f'_1 = 33; f'_2 = 14.86; d = 14.86$$

将前组透镜的半径乘33, 后组乘14.86, 分别得到两个透镜组的半径, 并加入适当厚度:

$$\begin{array}{l} \text{前组} \left\{ \begin{array}{l} r_1 = 14.62 \\ r_2 = -11.4 \\ r_3 = -130.8 \end{array} \right. \begin{array}{l} d_1 = 3.8 \text{ K9} \\ d_2 = 1.5 \text{ BaF7} \end{array} \\ \text{后组} \left\{ \begin{array}{l} r_1 = 8.49 \\ r_2 = -8.57 \\ r_3 = -308.2 \end{array} \right. \begin{array}{l} d_1 = 3.5 \text{ ZK7} \\ d_2 = 1.5 \text{ ZF2} \end{array} \end{array}$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

当两个透镜组初始结构确定后, 最好首先计算出每个透镜组的焦距和主面位置, 因为在透镜组的厚度和它的焦距比较起来已经不算很小了。同时主面位置不知道, 两透镜组之间的实际间隔也不能确定, 因为前面求得的 d 是对两透镜组的主面而言的。计算结果为:

$$\text{前组: } f'_1 = 31.65; l'_H = -2.87; l_H = -0.085$$

$$\text{后组: } f'_2 = 14.74; l'_H = -2.51; l_H = -0.078$$

我们把前后组按要求的焦距缩放, 厚度不变, 而且主面位置也近似认为不变, 则两透镜组之间的实际间隔为:

$$d_3 = d + l'_{H1} - l_{H2} = 14.86 - 2.87 + 0.08 = 12.07$$

把缩放以后的两个透镜组合成整个物镜系统以后的全部结构参数为:

r	d	n_D	n_F	n_C	
		1.0	1.0	1.0	
15.22					
	3.8	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
-11.88					
	1.5	1.6140	1.62494	1.60960	(BaF7)
-136					
	12.07	1.0	1.0	1.0	
8.55					
	3.5	1.6130	1.62012	1.61000	(ZK7)
-8.63					
	1.5	1.6725	1.68747	1.66660	(ZF2)
-310.00					
	1.0	1.0	1.0		

下面我们按要求的特性计算像差:

$$y = 10, \sin U = -0.03, l_1 = -148.69, l'_1 = 0$$

物距 l_1 是根据 $\beta = -10 \times$ 和整个物镜系统的焦距和主面位置计算出来的, 按以上参数计算

像差结果如下:

表6-4(a)

像差 λ	$\delta L'$	$\delta L'_F$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{FC}$	SC'
1.0	-0.138	-0.137	-0.1305	-0.00658	-0.00937
0.7071	-0.0784	-0.0973	-0.0665	-0.0300	-0.00481
0	0	-0.0208	0.0155	-0.0363	0

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

表6-4(b)

像差 ω	x'_1	x'_2	x'_{12}	$\delta L'_T$	K'_T	$\Delta y'_{FC}$	$\delta y'_z$
1.0	-0.0812	-0.0495	-0.0317	-0.120	0.0285	-0.00217	0.00706
0.7071	-0.041	-0.0248	-0.0162	-0.129	0.0209	-0.00157	0.00249

$$f' = 15.144; f'' = 6.341; y'_0 = -1.014$$

由以上像差结果来看,球差、彗差和轴向色差都没有完全校正,这是因为现在透镜组的厚度已不是很小了。像散数值不大,因为视场比较小,同时又是根据消像散条件求解的。

在显微镜物镜中,由于视场比较小,一般主要校正球差、彗差和轴向色差,相应的高级像差主要是孔径高级球差、孔径高级彗差和色球差。为了对不同的结构比较它们高级像差的大小,我们求出相应的高级像差数值如下:

孔径高级球差:

$$\delta L'_{s,1} = \delta L'_{0.7071} - \frac{1}{2} \delta L'_m = -0.0784 - \frac{-0.138}{2} = -0.0094$$

孔径高级彗差:这里用正弦差来代表彗差。根据公式(2-122):

$$SC'_{s,1} = SC'_{0.7071} - \frac{1}{2} SC'_m = -0.00481 - \frac{-0.00937}{2} = 0.00013$$

色球差:

$$\delta L'_{FC} = \Delta L'_{FC0} - \Delta L'_{FC} = -0.00658 - (-0.0363) = 0.0297$$

三、不同结构的比较

上面求解和计算像差的过程都是对 $d/f' = 1$ 的结构进行的,对于其它的两个 d 值($d/f' = 0.8$; $d/f' = 1.2$)也可以按同样的方式进行,下面直接把它们的结果列入表6-5中。

从表中的结果可以看出,随着两透镜组之间间隔的增加,为了保证满足消像散要求所允许的 $P_{0,2,4}$ 增加,同时 $P_{0,1}$ 和 $\overline{P}_{1,0}$ 的绝对值减小,前面已经提到这些对于减小高级像差都是有利的,从实际像差计算结果也可以看到,随着 d/f' 的增加,三种高级像差 $\delta L'_{s,1}$ 、 $SC'_{s,1}$ 、 $\delta L'_{FC}$ 都减小,虽然以上表中的数值不完全准确(因为不同 d/f' 所求解得到的初始结构像差的校正状态不同,因而影响高级像差计算的准确度),但是这样一种趋势是十分明显的。因此如果要求增大物镜的数值孔径或者提高成像质量,应该选择 d/f' 较大的结构,但是这种结构的缺点是工作距离比较小,所以间隔也不能太大。另外上述结果只是在要求校正像散的

条件下才成立，如果不要求校正像散，则小间隔的结构仍然有可能得到较小的高级像差，例如，如果采取两个双胶合组密接，而且分别校正球差、彗差和轴向色差是有可能得到较大的数值孔径和较小的高级像差的。

表 6-5

参数 d/f'	P_{02max}	P_{02}	P_{01}	\bar{W}_2	\bar{W}_{10}	$\delta L'_{sn}$	SC'_{sn}	$\delta L'_{FC}$	I'
0.8	0.312	-0.26	-5.91	-0.035	-1.925	-0.0716	-0.0018	0.074	9.088
1.0	1.18	0.86	-3.53	-0.301	-1.07	-0.0094	-0.00013	0.0297	7.118
1.2	1.385	1.00	-1.77	-0.722	-0.857	-0.005	-0.00009	0.024	5.518

以上表格可供今后设计消像散中倍显微镜物镜时参考。如果我们要求设计一个中倍的显微镜就可以根据要求的数值孔径、成像质量和需要的工作距离选择一个适当的间隔(d/f')，如果数值孔径比较大，像差要求比较高，工作距离允许小一些，则可以取较大的 d/f' 值，反之，如果数值孔径比较小，像差要求较低，而工作距离要求较大，可以取一个较小的间隔。当然对那些不需要校正像散的结构，间隔可以尽量小一些，这样一方面工作距离较大，同时也可以获得较高的成像质量和较大的数值孔径。

四、像差微量校正

根据选定的间隔，按照前面的步骤可以解出初始结构。初始结构的像差，一般都比较大，因为显微镜物镜的数值孔径比较大，厚度和焦距也不很小，因此利用薄透镜系统初级像差公式求解的结果和实际像差往往有相当的出入，还需要进行像差的微量校正，这里我们选用上面 $d/f' = 1$ 的结果作进一步校正。从表 6-4 中实际像差的计算结果来看，球差、彗差、轴向色差和像散都没有达到完全校正。如前所述，在显微镜物镜中主要校正球差、彗差和轴向色差，所以在像差微量校正中一般主要注意校正这三种像差，由于初始结构是按照校正像散的要求解出来的，所以像散一般也不会很大，由于有两个双胶合组，完全有可能校正垂轴色差，因此在中倍显微镜物镜中一般可以同时校正轴向色差和垂轴色差。像差微量校正的步骤和望远镜物镜相似，首先利用改变两个胶合面半径 r_2 、 r_3 校正两种色差，然后再弯曲前后组校正球差、彗差。在弯曲透镜组的过程中，已校好的两种色差可能变化，再利用 r_1 、 r_3 进行校正。这样反复几次，使两种单色像差和两种色差最后都达到校正。以下结合具体数字说明校正过程。

1. 利用改变 r_3 校正垂轴色差，利用 r_2 校正轴向色差 由于孔径光阑和前组镜框重合， $h_{r1} = 0$ ，所以前组不产生垂轴色差，后组远离光阑，将产生垂轴色差，我们首先改变后组胶合面 r_3 校正垂轴色差，这样当利用改变前组胶合面 r_2 校正轴向色差时，已经校好的垂轴色差基本保持不变。初始结构的 $\Delta y'_{FC} = 0.00157$ ，欲校正它， r_3 应减小，将 r_3 由 -8.63 变为 -7.5 时，像差结果如表 6-6 所示。

$$y = 10; \sin U = -0.03; L_1 = -148.69; L_{r1} = 0$$

表 6-6

像差 h_{r0}	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	π'_s	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.106	-0.00641	0.00856	-0.0267	0.000739
1.7071	-0.0653	-0.00347	-0.01147	-0.0137	0.000513
0	0	0	-0.02713	0	0

$$f' = 15.233; I' = 6.395; y'_s = -1.022$$

垂轴色差已基本上校好，但轴向色差虽然边缘的和近轴的符号相反，但大小相差较大，我们利用 r_2 校正它。0.7071h的色差 $\Delta L'_{FC} = -0.01147$ ，要求 r_2 减小，将 r_2 由 -11.88 改为 -11.3 ，像差结果如表6-7所示。

$$y = 10; \sin U = -0.03; L_1 = -148.69; L_{r1} = 0 \quad \text{表 6-7}$$

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_{ix}	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.0716	-0.30703	0.0181	-0.0234	0.009649
0.7071	-0.0511	-0.30377	-0.00411	-0.0146	0.00966
0	0	0	-0.0211	0	0

$$f' = 15.24; l' = 6.46; y'_0 = -1.022$$

边缘色差和轴向色差大小基本相等，垂轴色差基本上没变。下面进一步校正球差、彗差。

2. 用弯曲前后两透镜组同时校正球差、彗差 首先弯曲前组， r_1 由15.22变为16.7，然后弯曲后组，将 r_2 由8.55变为10.5，得到像差结果如表6-8所示。

$$y = 10; \sin U = -0.03; L_1 = -148.69; L_{r1} = 0 \quad \text{表 6-8}$$

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_{ix}	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.00251	-0.00275	0.0465	-0.0092	-0.000472
0.7071	-0.0361	-0.00202	0.0155	-0.005	-0.000234
0	0	0	-0.00701	0	0

$$f' = 15.7; l' = 7.27; y'_0 = -1.05$$

由表中可看到， $\delta L'$ 和 SC' 的数值已减小很多，像散和垂轴色差也都较小，但轴向色差已经过校正，边缘色差大需要进一步校正。 r_2 由 -10.6 变为 -11.7 ，像差结果如表6-9所示。

$$y = 10; \sin U = -0.03; L_1 = -148.69; L_{r1} = 0 \quad \text{表 6-9}$$

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_{ix}	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.108	-0.00208	0.0235	-0.0072	-0.000265
0.7071	-0.07	-0.00165	-0.00165	-0.004	-0.000109
0	0	0	-0.0206	0	0

$$f' = 15.68; l' = 7.09; y'_0 = -1.05$$

轴向色差已重新校正好，垂轴色差基本不变，球差、彗差虽然已经减小很多，但仍需进一步校正。校正方法还是同时弯曲前后两透镜组，当色差被破坏时，仍然用 r_1 、 r_2 校正，反复几次，直到各种像差都达到校正为止，具体过程不再详述，最后结果为：

r	g	n_D	n_F	n_g
		1.0	1.0	1.0
19	3.8	1.5133	1.52195	1.51289 (K9)
-10.0	1.9	1.6140	1.62404	1.60970 (ZF7)
-48.961	12.07	1.0	1.0	1.0
9.0	3.5	1.6130	1.62012	1.61000 (ZK7)
-7.185	1.5	1.6725	1.68747	1.66660 (ZF2)
-110.208		1.0	1.0	1.0

$$L_1 = -148.96; \sin U = -0.03; \gamma = 10$$

$$f' = 15.06; l' = 6.77; \gamma' = -1.01$$

像差结果如表 6-10 所示。

表 6-10

像差	$\delta L'$	$\delta L'_p$	$\delta L'_c$	$\Delta L'_{FC}$	SC'
1.0	0.00018	0.0227	0.000040	0.02266	0.000248
0.7071	-0.0193	-0.0155	-0.0127	-0.00280	-0.000285
0	0	-0.0101	0.0117	-0.0218	0

续表 6-10

像差	x'_l	x'_s	x'_o	$\delta L'_p$	K'_T	$\Delta y'_{FC}$	$\delta y'_s$
1.0	-0.0648	-0.0437	-0.0211	0.0448	0.0144	0.00064	0.0061
0.7071	-0.0328	-0.0230	-0.0108	-0.00497	-0.0077	0.00051	0.00215

由以上结果看到，球差、彗差、轴向色差和垂轴色差都已达到较好的校正，像散也不大，放大率也基本符合要求，下面就可以根据实际共轭距离和要求的共轭距离（180）进行缩放，并把半径标准化，这些过程和前面§ 6-3 中低倍物镜相似，不再重复。

§ 6-5 显微镜物镜像差的公差

显微镜和望远镜一样，同属于目视光学仪器，因此它的像差公差和望远镜物镜一样采用 $\lambda/4$ 的标准，几何像差公差的公式和§ 4-7 的公式完全相同。下面对前面的两个实际设计结果作一比较，评定一下它们的像差校正质量。

一、低倍显微镜物镜

根据公式 (4-14)，焦深的公差为：

$$\Delta = \frac{\lambda}{n' u'_a^2}$$

将 $\lambda = 0.00055$ ， $u'_a \approx \sin U' = \sin U \frac{y}{y'}$ ，由表 6-2 将 $\sin u$ ， y ， y' 代入得 $u'_a = 0.1$ ，代入上式得：

$$\Delta = \frac{0.00055}{0.1^2} = 0.055$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

1. 球差

初级球差的公差：根据公式 (4-15)

$$\delta L'_a \leq \Delta = 0.22$$

剩余球差的公差：根据公式 (4-13) 和 (4-16)

$$\delta L'_{a'} \leq \Delta = 0.33$$

根据表 6-2 的像差结果

$$\delta L'_a = 0.044; \delta L'_{a', 0.7071} = -0.0268$$

上述结果边缘球差没有校正，但 0.7071 口径的球差已经和边缘球差反号，不属于初级球差。边缘球差的数量也比较大，因此上面两种公差公式都不能应用，但我们看到 $\delta L'_a$ 和 $\delta L'_{a', 0.7071}$ 的数量和公差比较小得多。是公差的 1/5~1/10。因此显然不会超出 $\lambda/4$ ，而且小得多。所以上述结果球差已校正得足够好。

2. 色差 根据表 6-2 的像差结果，初级色差和色球差已经基本上达到平衡：

$$\Delta L'_{FC} = 0.0554; \Delta l'_{FC} = -0.0711$$

边缘和近轴色差近似大小相等符号相反，根据色球差的公式 (4-19)

$$\Delta L'_{FC} = \Delta l'_{FC} \leq 2\Delta = 0.11$$

上述色球差大约为公差的 1/2。

根据表 6-2，二级光谱色差为：

$$\begin{aligned} \Delta L'_{FCD} &= \frac{1}{2} (\delta L'_F + \delta L'_D) - \delta L'_C \\ &= \frac{1}{2} (-0.007 + 0.006) + 0.0268 = 0.0263 \end{aligned}$$

约为公差的 1/2。

3. 正弦差 由表 6-2， $SC' = 0.00049$ 大约为经验公差的 1/5。

总的来说以上像差结果是校正得比较好的。

二、中倍显微镜物镜

根据光学特性 $NA = \sin U' = 0.3$

焦深公差为：

$$\Delta = \frac{\lambda}{n' \sin^2 U'} = \frac{0.01055}{(0.3)^2} = 0.036$$

1. 球差 由表 6-10 看到, 边缘球差 $\delta L'_m = 0.00018$ 已接近于零, 可以应用剩余球差的公差:

$$\delta L'_m \leq 6\Delta = 0.036$$

$\delta L'_{0.7071} = -0.0193$, 大约为公差的 $1/2$ 。

2. 色差 由表 6-10 看到, 上述系统初级色差和色球差已达到最好的平衡状态:

$$\Delta L'_{cm} = 0.0226; \Delta l'_{pc} = -0.0218$$

色球差的公差为 2 倍焦深, $2\Delta = 0.012$ 。上述结果已经超出公差, 接近公差的两倍, 二级光谱色差: 由表 6-10 得

$$\begin{aligned} \Delta L'_{pcD} &= \frac{1}{2}(\delta L'_F + \delta L'_C) - \delta L'_D \\ &= \frac{1}{2}(-0.0155 - 0.0127) - (0.0193) = 0.0051 \end{aligned}$$

二级光谱色差的公差等于焦深 $\Delta = 0.006$, 以上结果尚没有超出公差。

3. 正弦差 由表 6-10, 正弦差 $SC' = 0.000848$, 约为经验公差的 $1/3$ 。

总的来说上述结果除了色球差超出公差以外, 其它像差都在公差之内。

第七章 聚光照明系统设计

§ 7-1 聚光照明系统的作用和要求

不少光学仪器在工作的时候，需要用光源照明，如投影仪、放映机等等。这些仪器一般都是利用光源把物体照明，再通过系统进行成像，为了提高光源的利用率，和充分发挥成像光学系统的作用，需要在光源和被照明物平面之间加入一个聚光照明系统。

这类光学系统一般由光源，聚光照明系统，投影物镜三个部分构成，如图7-1所示。光源

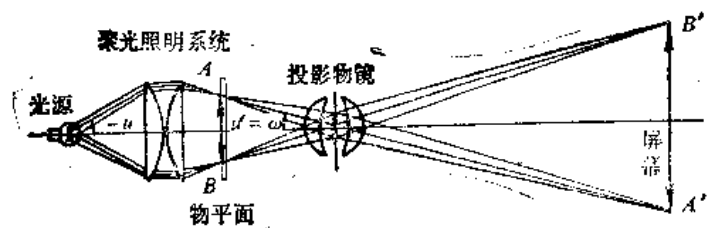


图7-1

发出的光线经聚光镜把投影物平面照明，投影物镜把物平面成像在屏幕上，聚光照明系统的作用总的来说大致有以下几个方面：

- 1) 提高光源的利用率，使光源发出的光线尽可能多地进入投影物镜。
- 2) 充分发挥投影物镜的作用，使照明光束能充满物镜的口径。
- 3) 使成像物平面照明均匀，即物平面上各点的照明光束口径尽可能一致。

根据照明方式不同聚光照明系统可分为两类：

第一类，柯勒照明。把发光体成像在投影物镜的光瞳上，这类系统的原理如图7-1所示。聚光照明系统的口径，由物平面的大小决定，为了缩小照明系统的口径，一般尽量使照明系统和投影物平面靠近。投影物镜的视场角 ω 决定了照明系统的像方孔径角 U' 。为了尽可能提高光源的利用率，应尽量增大照明系统的物方孔径角 U 。增加物方孔径角一方面要使照明系统的结构复杂化，另一方面在照明系统口径一定的情况下，光源和照明系统之间的距离缩短，这就要求使用体积更小的光源，这两个方面限制了 U 角的增大。

照明系统的物方孔径角 U 和像方孔径角 U' 决定了照明系统的放大率：

$$\beta = \frac{\sin U}{\sin U'}$$

这里垂轴放大率用孔径角正弦之比，代替理想光学系统的孔径角正切之比。这是因为照明系统中像差很大，采用理想光学系统的公式误差太大。而且在照明系统中像面位置是按边缘光线的聚交点计算的，即投影物镜的入瞳是和边缘光线的聚交点重合。所以采用大光束恒矢不变式决定的倍率 β 来代替 β （参考§1-11）较为合理。

$$\beta = \beta_s = \frac{\sin U}{\sin U'}$$

投影物镜的光瞳直径，一般是根据像面光照度确定的。物镜的口径确定以后，根据照明系统的倍率 β 就可以求出充满物镜光瞳所必须的发光体的尺寸，作为选用光源的根据。

在设计这类投影系统时，首先要进行系统的初步设计，即确定系统各部分的光学特性和选定光源，大致有以下几个内容：

1) 初步确定使用的光源类型（例如白炽灯、卤钨灯、氙灯、炭精电弧等），光源的类型决定以后就可以确定发光体的平均光亮度 L 。

2) 根据像面光照度 E 和发光体的平均光亮度 L ，并初步估计系统的透过率 τ ，利用像面光照度公式，可以求出物镜要求的光瞳口径 D

$$E = \frac{\pi}{4} \tau L \left(\frac{D}{l'} \right)^2$$

3) 根据要求的投影范围和投影物镜的焦距，就可以求出投影物镜的视场角 ω ，它就等于照明系统的像方孔径角 U' 。

4) 根据光源手册，初步估计光源的外形尺寸，确定发光体和照明系统之间的最短距离和照明系统的物方孔径角 U 。

5) 根据 U 、 U' 和投影物镜的光瞳直径 D ，利用前面的放大率公式，求出发光体要求的最小尺寸，按光源手册确定光源的功率和型号，同时选定照明系统的结构。

上述过程往往需要经过多次反复修改，根据不同方案进行分析比较，最后选定一个较为合理的方案。

第二类，临界照明。把发光体成像在投影物平面附近。这种系统的结构原理如图7-2所示。在这类系统中，要求照明系统的像方孔径角 U' 大于投影物镜的孔径角。为了充分利用光源的光能，同样要求增大系统的物方孔径角 U 。当 U 和 U' 确定以后，照明系统的倍率 β 也就决定了。根据投影物平面的大小，利用放大率公式就可以求出要求的发光体尺寸。

$$\beta = \frac{\sin U}{\sin U'} = \frac{y'}{y}$$

作为最后选定光源的功率和型号的根据。由于发光体直接成像在物平面附近，为了达到比较均匀的照明，就要求发光体本身比较均匀，同时使投影物平面和光源像之间有足够的离焦量。

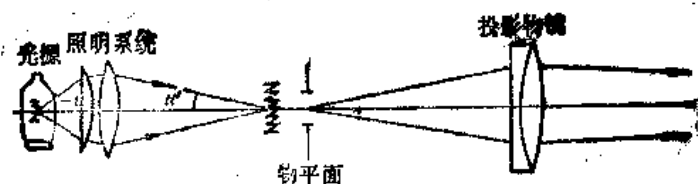


图7-2

这类系统的投影物镜的孔径角应该取得大一些，如果物镜的孔径角过小，物镜的焦深很大，容易反映出发光体本身的不均匀性。这类系统的初步设计和第一类系统基本相同，同样

包括以下几个方面：

1) 初步选定光源的类型。根据光源的平均光亮度 L 和像平面的光照度 E ，以及估计的系统透过率 τ ，利用像面光照度公式求出要求的物镜口径。

2) 根据投影物镜的焦距和口径计算物镜的孔径角，确定照明系统的像方孔径角 U' 。

3) 确定发光体和它的像之间的共轭距离，和照明系统的物方孔径角 U 。

4) 根据照明系统物方和像方孔径角 U 、 U' 以及投影物平面的尺寸，利用放大率公式求出发光体的尺寸，作为选定光源功率型号的依据。

从上面两类不同照明系统的分析可以看到，对照明系统来说，主要的特性有两个，一个是它的孔径角，另一个是它的倍率。

对照明系统的像差一般要求并不严格，因为它并不影响投影物平面的成像质量，而只是影响像面的光照度。例如在第一类系统中，如果照明系统有较大的球差，当某一视场角的主光线正好通过物镜光瞳中心时，其他视场的主光线就不通过光瞳中心，这就可能使投影物镜产生渐晕，如图7-3所示。

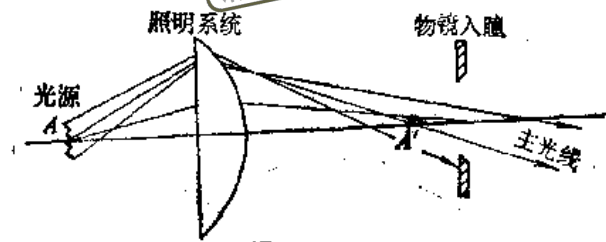


图7-3

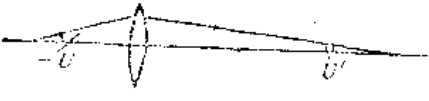
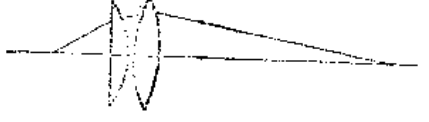
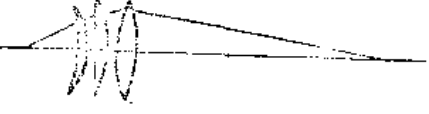
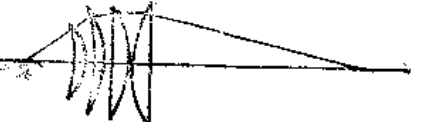
为了减小球差的影响，一般把投影物镜的入瞳和边缘视场的主光线聚交点重合，而不是和发光体的近轴像面重合。在第二类照明系统中，像差将引起光源像的扩散，使视场边缘部分照明不均匀，这样有效的均匀照明范围就缩小了。由于发光体的尺寸一般不大，而照明的孔径角 U 、 U' 比较大，因此对照明系统来说，主要的像差是球差。但是对于球差的要求也并不严格，并不须要完全校正，而只要控制到适当范围就可以了。

§ 7-2 照明系统的类型

根据上节的分析，照明系统一般并不要求严格校正像差，通常只要适当控制球差，使它不要过大，其他像差一般都不考虑。照明系统的结构是由光束的最大偏转角 ($U' - U$) 决定的。 $(U' - U)$ 越大，结构就越复杂。表7-1为不同偏转角时，球面照明系统的结构。

为什么光束的偏转角越大，系统的结构就要求越复杂呢？因为光线在光学系统中的偏转是由透镜的各个表面折射产生的，在透镜个数一定的情况下，光束的总偏转角越大，透镜每个表面分担的偏转角也就越大，这就要求增大光线在透镜表面的入射角，这将产生两个方面的不良后果：第一，光线的入射角增大，引起球差增加，在照明系统中虽然不要求完全校正球差，但是正如上节所述，过大的球差将使投影物镜产生渐晕，而使像面光照度不均匀；第二，孔径边缘光线的入射角增加，就使这些光线在透镜表面的反射损失增加，在第一类系统中，将引起像面光照度不均匀，在第二类系统中使整个像面光照度下降。所以在照明系统中一般用限制光线最大入射角的方法，达到控制系统的球差和保证照明均匀的要求。这样就必须随着偏转角的增加而增加透镜的个数，使透镜每一面的偏转角不致过大，最好每个面的偏转角不要超过 10° ，如果透镜玻璃的折射率 $n = 1.5$ ，则对应的入射角（或折射角）在空气中大约为 30° ，这时的反射损失和垂直入射相差不多，同时球差也不会很大。

表7-1

半角 θ	结构型式
$<20^\circ$	
$20^\circ \sim 35^\circ$	
$35^\circ \sim 50^\circ$	
$50^\circ \sim 60^\circ$	

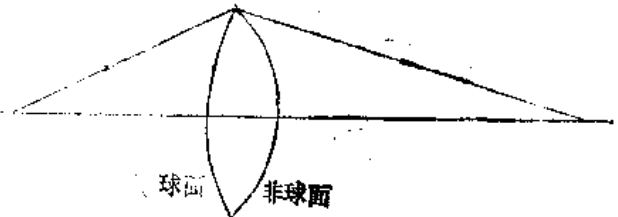


图7-4

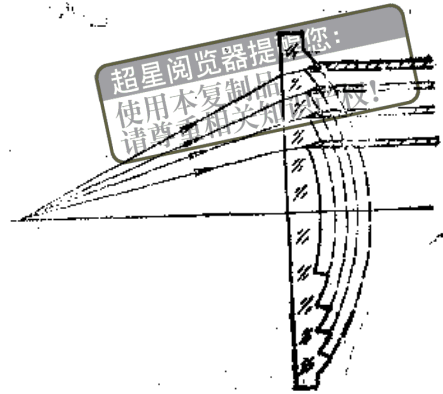


图7-5

为了简化照明系统的结构，并能很好的校正球差，可以使用非球面。在一般成像系统中，对透镜表面的精度要求很高，需要用样板检验光圈，这样的非球面加工十分困难，所以很少使用。在照明系统中，对表面精度的要求较低，相对来说加工制造要容易得多，所以在照明系统中使用非球面，比成像系统中广泛得多，一般采用二次非球面就能满足要求，很少采用高次非球面。在一个照明系统中通常只把其中的一个表面做成非球面，用它来校正系统中其他球面或平面的球差，如图7-4所示。在使用二次非球面的情况下，采用一个非球面就可以使整个照明系统孔径边缘的光线球差达到校正。在非球面聚光镜中，仍然存在孔径边缘的光线由于入射角增大而使反射损失增加的缺点；因此，在非球面照明系统中，偏转角的限制主要是考虑边缘光线光能损失增加所引起的照明不均匀问题。

某些要求孔径角和口径都很大的照明系统，如果采用一般的球面或者非球面的透镜，它们的体积和重量都很大，而且在球面系统中，系统的球差也将很大。为了减少系统的体积重量，同时能较好的校正球差，采用环带状的螺纹透镜。如图7-5所示。

它的每一个环带实际上是一个透镜的边缘部分，利用改变不同环带的球面的半径，达到校正球差的目的，一般来说一个环带中只有某一个高度的光线球差为零，其他高度仍有球差，但它们的数量不会很大。由于螺纹透镜的表面形状比较复杂，一般直接用玻璃压型制作，因此表面精度较差，同时存在暗区，一般不适用于第一类照明系统。

为了进一步减轻重量，改善加工条件，消除暗区，近来发展了一种所谓密纹螺纹透镜，它的原理和一般螺纹透镜相同，只是把每一个环带的宽度减小，通常在 0.5mm 以下，有的甚至达到 $0.1\sim 0.05\text{mm}$ 。由于环带的宽度很小，因此不再存在明显的暗区。它一般采用透明塑料热压成型。

以上介绍的是透射式照明系统，也可以用反射镜作为聚光照明系统，但它们只能用于第

二类照明系统中，一般都是利用椭球面的反射镜，把光源放在椭球面的一个焦点上，通过椭球面反射以后成像在另一焦点上，如图7-6所示。

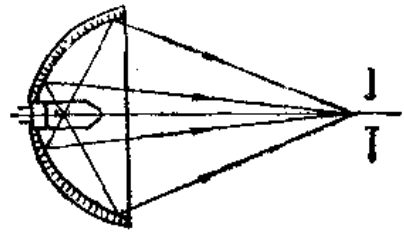


图7-6

反射聚光镜和透射式聚光系统比较，它的优点是能更充分地利用光能，它对应的物方孔径角 U 可以超过 90° ，同时也不随孔径角的增大而增加光能损失。近来由于光学镀膜技术的发展，在反射镜上镀冷光膜，这种膜能反射可见光透过红外线，这就可以减轻被照明物平面过热的问題，所以照明反光镜的应用正逐步扩大。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

§ 7-3 光线折射的作图法

照明系统对像差的要求并不严格，但是孔径角很大，使用近轴公式计算误差很大，所以在设计照明系统时，采用作图法确定初始结构是一个较好的方法，在具体介绍照明系统设计以前，这一节首先介绍一下光线折射的作图法。

如图7-7所示，假定 PQ 代表入射光线的方向， PQ' 为折射光线的方向，物像空间介质的折射率分别为 n 、 n' ，根据折射定律：

$$n \sin I = n' \sin I'$$

如果我们以 P 点为圆心，分别作两个圆弧，两圆弧的半径之比等于折射率之比：

$$\frac{PQ}{PQ'} = \frac{n}{n'}$$

它们分别交入射光线和折射光线于 Q 、 Q' 。由 Q 、 Q' 作入射点法线 PN 的垂线 OQ 、 $O'Q'$ ，由图：

$$OQ = PQ \sin I, \quad O'Q' = PQ' \sin I'$$

由折射定律及 PQ 与 PQ' 关系的公式得到：

$$\sin I' = \frac{n}{n'} \sin I, \quad PQ' = PQ \frac{n'}{n}$$

将 $\sin I'$ 和 PQ' 代入 $O'Q'$ 的公式得：

$$O'Q' = PQ \frac{n'}{n} \frac{n}{n'} \sin I = PQ \sin I = OQ$$

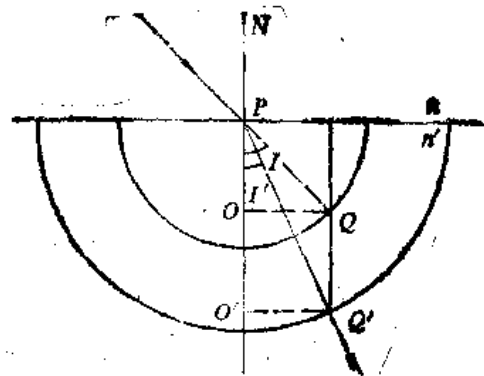


图7-7

由此可知， QQ' 平行于法线 PN 。以上就是折射作图法的基本原理。

下面说明上述方法在照明系统设计中的具体应用。如图7-8所示，如果已知入射光线的方向 AP ，和入射点的位置 P ，以及要求的折射光线的方向 PA' ，和折射面前后介质的折射率 n 、 n' ，用作图法确定球面半径。

由 A 点作 AQ' 平行于 PA' ， AQ' 同样代表了折射光线的方向。以 A 点为圆心，作两个同

心圆弧，两圆弧半径 AQ 和 AQ' 之比等于折射率 n 和 n' 之比，它们分别交入射光线和折射光线于两点 Q 、 Q' 。作 Q 、 Q' 的连线，根据前面所说的原理， QQ' 应平行于投射点的法线，因此我们由 P 点作 QQ' 的平行线，和光轴交于一点 C ， C 点就是折射球面的球心， PC 就是球面的半径。利用这种方法，当照明系统中各个折射面对应的孔径角和偏转角确定以后，就能确定系统的初始结构参数，我们将在下一节介绍。

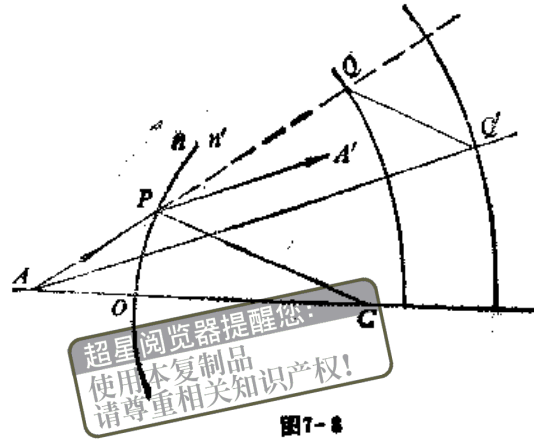


图7-8

§ 7-4 透镜式照明系统的设计方法

设计一个照明投影系统，首先要经过初步设计，确定各个部分的光学特性、并选定光源，然后进行投影物镜的像差设计和照明系统设计。根据初步设计，对一个照明系统的要求主要有孔径角、光源的放大率、以及光源到照明系统的最短距离，或者照明系统的口径等。这一节就介绍如何根据这些要求进行照明系统设计。为了更加具体，我们结合一个实际例子来说明。

假定要求设计一个物方孔径角为 20° ， $\beta = -2$ 的照明系统，发光体和照明系统的距离不小于 18mm 。

一、求光束的最大偏转角 ($U' - U$)，并选定照明系统的型式

光束偏转角是照明系统的一个主要性能指标，它决定了系统的型式。在初步设计中，对照明系统提出的要求，有时直接给出物方和像方孔径角 U 、 U' ，有时则给出其中的一个，再加上系统的放大率，这就可以求出 U' 。在上面的例子中，给出了 U 和 β ，首先求 U' ：

$$\beta = \beta_s = \frac{\sin U}{\sin U'}$$

将 $U = -20^\circ$ ， $\beta = -2$ 代入上式得：

$$U' \approx 10^\circ$$

因此系统中光束的最大偏转角为：

$$U' - U = 10^\circ - (-20^\circ) = 30^\circ$$

根据偏转角就可以选定系统的型式，现在偏转角等于 30° ，根据表7-1可以采用双透镜型式的照明系统。

二、偏转角的分配

在总的偏转角 $U' - U$ 和照明系统的型式确定以后，就可以分配每一个面的偏转角，分配的原则一般采取平均分担，即各面偏转角相等。如此分配可以使系统中光线的入射角和折

射角最小。这样一方面可以降低孔径边缘光线的光能损失，另一方面使球差最小。有时对照明系统可能提出另外一些附加要求，不能完全按平均分配，则可以在平均分配的基础上作些调整。现在我们采取平均分配。每一个面的偏转角为：

$$(U' - U) = 30^\circ / 4 = 7.5^\circ$$

三、用作图法确定初始结构

当照明系统的型式和偏转角分配确定以后，就可以用上节介绍的折射光线作图法，确定系统的初始结构。作图的步骤如下：

1) 首先选定一合适的作图比例，一般可以比实际系统放大一些，这样就可以提高精度。首先作出光轴 AA' 和光源的位置 A ，如图7-9所示。这里采用的比例尺是2:1，放大一倍（图7-9已经被缩小了）。

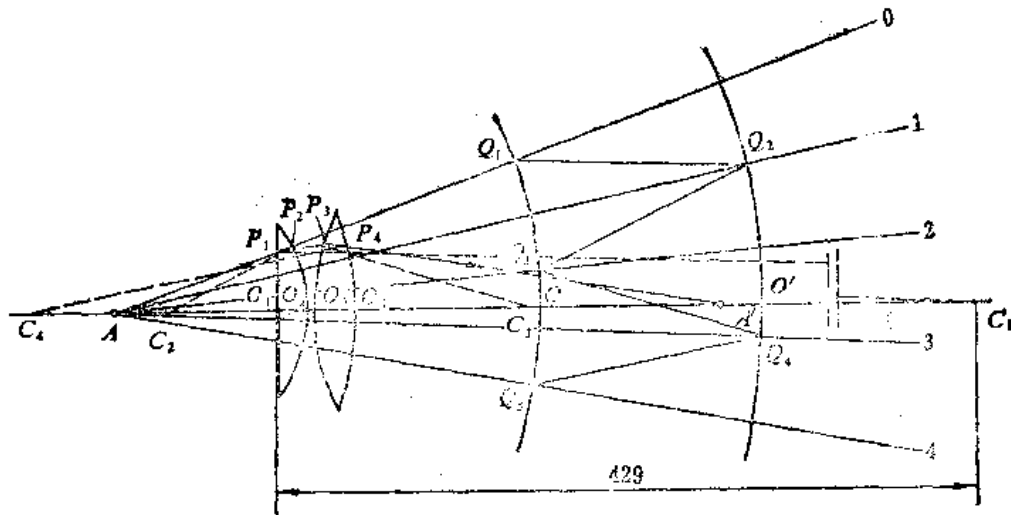


图7-9

2) 由 A 点根据已知的 U 和 U' 作出入射光线 (0) 和出射光线 (4) 的方向。同时根据偏转角的分配，作出经过每一面以后的折射光线的方向，现在我们采取四个面平均分配，可以将 $U' - U$ 用作图法进行四等分，如图中直线 1、2、3、4 的方向所示。

3) 以 AO 、 AO' 为半径作两个圆弧，两半径之比

$$\frac{AO}{AO'} = \frac{n}{n'}$$

假定两透镜的玻璃均采用K9 ($n = 1.5163$)，则对第一、三面来说， $n = 1, n' = 1.5163$ ，对第二、四面来说 $n = 1.5163, n' = 1$ ，我们取 $\angle C = 100$ ，则 $AO' = 151.6$ 作为两圆弧的半径。则 Q_1Q_2 、 Q_2Q_3 、 Q_3Q_4 、 Q_4Q_5 分别代表了各个面投射点法线的方向。

4) 根据光源和照明系统之间最短距离的要求，或者根据照明系统口径的要求，就可以初步确定光线在第一面上的投射点 P_1 的位置。根据前面提出的要求，光源和照明系统之间的距离不小于 18，取 $AP_1 = 20$ ， P_1 点位置确定以后，由 P_1 作 Q_1Q_2 的平行线，交光轴于 C_1 ， P_1C_1 即为第一面的半径。然后再由 P_1 作 $A1$ 的平行线，它就是 P_1 点的折射光线，根据对透镜边缘厚度的要求，就可以确定 P_2 点的位置，作 Q_2Q_3 的平行线就能找到第二面的球心 C_2 和半径 P_2C_2 。依此类推，即可作出系统的全部结构，在图上直接量出每一面的半径和每个透镜的厚度和间

隔。在图7-9中我们量得有关参数为：

$$P_1C_1 = 429$$

$$O_1O_2 = 7.5$$

$$P_2C_2 = 32.7$$

$$O_2O_3 = 1.5$$

$$P_3C_3 = 50.8$$

$$O_3O_4 = 9.5$$

$$P_4C_4 = 78.3$$

由于上图是按2:1作图的，所以实际结构参数为：

$$r_1 = 214.5$$

$$d_1 = 3.75$$

$$1.5163$$

$$r_2 = -16.35$$

$$d_2 = 0.75$$

$$1.0$$

$$r_3 = 25.4$$

$$d_3 = 4.75$$

$$1.5163$$

$$r_4 = -39.15$$

$$1.0$$

四、验算像差 确定最后结构

用作图法确定初始结构以后，一般还要验算一下像差，并在此基础上作适当调整，确定系统的最后结构。调整结构的主要目的是使加工方便，例如我们把第一个透镜稍作弯曲，使第一面变为平面。

上述结构计算像差的结果如下：

$$l_1 = -19, \quad \sin U = 0.34$$

A	1.0	0.85	0.7071	0.5	0.3	0
$\delta L'$	-9.65	-7.27	-5.22	-2.73	-1.01	0

把第一个透镜的第一面弯曲成平面以后的结构参数如下：

$$r_1 = \infty$$

$$1.0$$

$$3.75$$

$$1.5163$$

$$r_2 = -15.2$$

$$0.75$$

$$1.0$$

$$r_3 = 25.4$$

$$4.75$$

$$1.5163$$

$$r_4 = -39.15$$

$$1.0$$

像差结果如下：

$$L'_s = 38.3; \delta L'_s = -9.087; \delta L'_{s, 7.971} = -4.87$$

由以上结果可以看到球差和前面的结构比较略小了一些，但变化比较小，因为目前系统处于球差极小值附近。

§ 7-5 非球面(二次曲面)照明系统设计

在某些投影仪器中，由于投影物镜的入瞳比较小，因此对照明系统的球差要求较高。在这样的情况下，为了简化系统的结构，同时达到校正球差的要求，可以采用非球面。一般只须要把系统中某一个面，通常是最后一个面改为非球面就可以达到校正球差的目的。在使用二次曲面的情形，可以使照明系统孔径边缘的球差为零，其他口径仍然有剩余球差($\delta L'_s$)，但数量就小得多了。

计算具有二次曲面的照明系统可以分成两步，第一步是用上节的作图法，设计一个球面的照明系统，第二步是把系统最后一个面改为非球面，达到校正球差的目的。下面仍按上节的例子说明非球面照明系统的设计方法。

一、用作图法设计球面照明系统

根据上节已经求出的结果，照明系统物方和像方的孔径角为：

$$U = -20^\circ; \quad U' = 10^\circ$$

光束的总偏转角 $U' - U = 30^\circ$ 。现在我们改用一个具有二次曲面的非球面透镜来代替双透镜的球面照明系统，如图 7-10 所示。此时只有两个面了，如果仍然采取偏转角平均分配，每一面的偏转角为 15° 。利用上节介绍的作图法，可以确定球面系统的全部结构，详细过程不再重复。由于每一面的偏转角加大，因此，即使球差处于极小值，数量仍然比较大。上述结构的参数为：

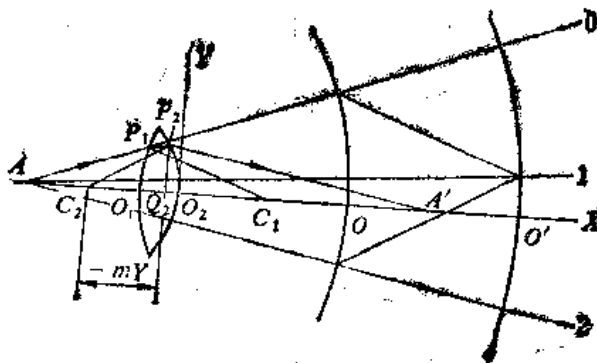


图7-10

$$\begin{array}{ll} & 1.0 \\ r_1 = 39.5 & \\ & 12.3 \quad 1.5163 \\ r_2 = -28.2 & \\ & 1.0 \\ L = -35.3 \quad \sin U = 0.342 \end{array}$$

以上参数是按图上直接测量的，所以实际结构缩小一半，实际系统计算像差的结果如下：

$$\begin{array}{r}
 r_1 = 19.75 \\
 r_2 = -14.1 \\
 L = -17.65 \\
 L'_1 = 37.3; \delta L'_1 = -38.36; \delta L'_{0.7071} = -42.54
 \end{array}
 \begin{array}{r}
 1.0 \\
 6.15 \\
 1.5163 \\
 1.0 \\
 \sin U = 0.342
 \end{array}$$

边缘光线的聚交点和作图结果基本符合，但球差很大。为了校正球差，可以把最后一面改为非球面。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重知识产权！

二、将最后一面改为二次曲面，使边缘光线校正球差

边缘光线的位置是根据孔径角的要求来确定的，当改用非球面时，它的方向和位置不应改变，即非球面和球面应在投射点 P_2 相切，利用改变顶点的曲率半径 r 和二次曲线系数 K ，使近轴像点和边缘光线的聚交点 A' 重合，这就达到了校正球差的目的。

如果以曲线的顶点作为 XY 坐标的原点，则二次曲线的方程式为：

$$KX^2 + Y^2 - 2rX = 0 \quad (7-1)$$

将上式对 X 求导数得：

$$2KX + 2Y \frac{dY}{dX} - 2r = 0$$

公式中 $\frac{dY}{dX}$ 为切线的斜率，用 m 表示，则

$$m = \frac{dY}{dX}$$

以上公式变为：

$$KX + mY - r = 0 \quad (7-2)$$

由于边缘光线的位置已经是按给定的要求作出的，所以把球面改为非球面时，投射点 P_2 的位置和法线方向应保持不变，即 Y 和 m 保持不变。所以对非球面来说， Y 和 m 为两个已知的条件。

由公式(7-2)解 KX 得：

$$KX = r - mY \text{ 或者 } K = \frac{r - mY}{X} \quad (7-3)$$

代入公式(7-1)消去 K 得：

$$X(r - mY) + Y^2 - 2rX = 0$$

求解 X 得：

$$X = Y^2 / (r + mY) \quad (7-4)$$

在公式(7-3)和(7-4)中， m 、 Y 是已知的， r 、 X 、 K 三个未知数中只要确定其中任意一个，利用公式即可求得其他两个，它们都能保证边缘光线的位置不变。现在就是要找出能够校正球差的解。下面结合上面的例子，说明确定其他三个参数的方法：

1) 直接从图上量出投射高 $Y = 14$ 。

2) 由投射点 P_2 作光轴的垂线 P_2Q_2 ，则 C_2Q_2 就等于 mY ，这样 mY 也可以在图上直接量得，它的符号是球心在左为负，在右为正，上图量得，

$$mY = -24$$

为了校正球差,应使 A 的近轴像点和 A' 重合。为此我们首先求出 A 点通过第一面的像点 A'_1 , 这可以直接应用近轴公式计算,也可以用计算一条近轴光线的办法求出。下面接近轴公式进行计算。

3) 求非球面对应的近轴物点位置

由图上量得: $L_1 = -35.3$; $r_1 = 39.5$

以上全部尺寸均为放大一倍以后图面的真实长度。由近轴公式

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

将 $n' = 1.5163$, $n = 1.0$, $r_1 = 39.5$, $l_1 = -35.3$ 代入上式得: $l'_1 = -99.5$

对第二个面来说:

$$l_2 = l'_1 - d = l'_1 - (O_1Q_2 + Q_2O_2)$$

$$l'_2 = Q_2A' - Q_2O_2$$

O_1Q_2 , Q_2A' 可以直接从图上量得, Q_2O_2 为曲线的弧高, 用 X 表示, 则:

$$O_1Q_2 = 8.2; \quad Q_2A' = 78.5; \quad Q_2O_2 = -X$$

因此 $l_2 = -99.5 - 8.2 + X = -107.7 + X$; $l'_2 = 78.5 + X$

4) 利用球面的弧高作为初始的 X 值求出 r 。

由图上量得: $X = -4$

代入 l_2, l'_2 得:

$$l_2 = -107.7 + X = -111.7; \quad l'_2 = 78.5 + X = 74.5$$

代入近轴公式得:

$$r = \frac{n' - n}{\frac{n'}{l'_2} - \frac{n}{l_2}} = -19.14$$

5) 将 r 代入公式 (7-4) 求 X

$$X = \frac{Y^2}{r + mY} = \frac{(14)^2}{-19.14 - 24} = -4.54$$

利用求出的 X , 重复按第4和第5两个步骤进行迭代, 直至步骤4中代入的 X 和步骤5中求出的 X 一致为止 (即误差在允许范围内)。

将 $X = -4.54$ 重新按步骤4和5求出:

$$r_2 = -19.15, \quad X = -4.54$$

实际上经过两次迭代, X 就符合要求了。

6) 将 r 、 X 代入公式 (7-3) 求二次曲线系数 K

$$K = \frac{r - mY}{X} = \frac{-19.15 + 24}{-4.54} = -1.068$$

这样整个非球面聚光镜的结构参数便确定了。

$$r_1 = 39.5 \quad r_2 = -19.15$$

透镜的厚度: $d = 8.2 - X = 8.2 + 4.54 = 12.74$



透镜的全部结构参数为：

$$\begin{aligned} r_1 &= 39.5 && 1.0 \\ d &= 12.74 && 1.5163 \\ r_2 &= -19.15 && 1.0 \end{aligned}$$

第二面为一回转双曲面，方程式为：

$$Y^2 - 1.068X^2 + 38.3X = 0$$

在确定了初始结构以后和前面球面系统一样，最好运用二次曲面的光路计算公式进行核算。

同样把系统缩小一半以后计算像差

$$r_1 = 19.75$$

6.27

$$r_2 = -9.575$$

$$L = -17.65$$

1.0

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
尊重相关知识产权！

1.5163

$K = -1.068$

1.0

$$\sin U = 0.342$$

计算结果如下：

$$L'_s = 36.5, \delta L'_s = -0.77, \delta L'_{0.7071} = 0.20$$

由以上结果可以看到边缘光线的聚交点基本不变，球差数量已大大减小，由-0.8变为-0.77，而且全口径和0.7071口径的球差已经异号，即已经达到校正。作为聚光照明系统来说，球差已足够小了。和前面两片型的比较，球差也小得多了。它说明上述方法用于一般二次曲面聚光系统的设计，完全能够满足精度要求。

关于聚光照明系统像差的公差问题，可按以下方法来考虑：作出不同口径光线的实际位置，找出最小弥散圆的直径，根据最小弥散圆的直径和成像物镜的光瞳直径以及光源像的大小，确定由于聚光系统像差引起的渐晕大小，是否在允许的范围之内。

§ 7-6 照明螺纹透镜设计

对于大孔径的照明系统常用螺纹透镜来代替单透镜或二次曲面透镜，如图7-11所示。

螺纹透镜的设计思想是将透镜分成若干个具有不同曲率的环带，使通过每一环带透镜的光线近似会聚在同一像点上。既可校正球差，又可减小透镜的厚度和重量。这在大通光孔径的照明系统中是非常重要的。

下面介绍求出满足一定成像要求的每个环带的曲率半径以及它们之间的相对位置的方法。

一、计算公式

如图7-12所示， D 为螺纹透镜直径， d 为基面厚度， ϕ 为通光口径。螺纹透镜的玻璃折射率为 n 。

设点光源在 A_1 处，距离透镜第一个面为 L_1 ，要求经螺纹透镜后成像在 A' 处，其像距为 L'_2 。 L'_2 代表从基面（虚线表示）到像点 A' 的距离，因透镜处于空气中，所以有

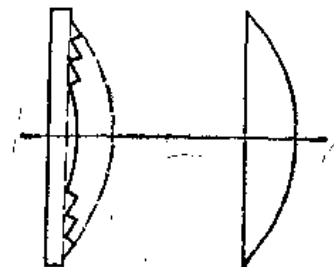


图7-11

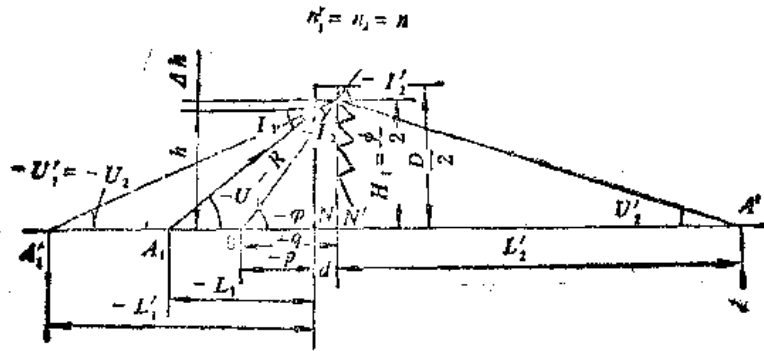


图7-12

$$n_1 = n_2 = 1$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

下面推导计算公式
从图7-12中可见

$$\operatorname{tg} U_1 = \frac{h}{L_1} \quad (7-5)$$

式中 L_1 是设计前给定的， h 需要估计确定，确定第一环 h 值的原则是保证 $(D/2 - H_1)$ 值有足够的尺寸，例如 $7 \sim 10 \text{ mm}$ (H_1 是螺纹透镜第二面上最外面一环的半径) 这是在灯具上固定螺纹透镜所需要的。

光线在第一个面 (平面) 上，有以下关系：

$$\sin i_1 = \frac{\sin I_1}{n} \quad (7-6)$$

式中
面

$$I_1 = -U_1, \quad I_1' = -U_1' = -U_2$$

$$L_1' = \frac{h}{\operatorname{tg} U_1'} \quad (7-7)$$

光线在第二面上的投射高 H ，可由下式计算：

$$H = h + \Delta h = (d - L_1') \operatorname{tg}(-U_1')$$

即

$$H = (L_1' - d) \operatorname{tg} U_1' \quad (7-8)$$

由 H 即可求出光线通过系统后的像方会聚角 U_2' ：

$$\operatorname{tg} U_2' = \frac{H}{L_2'} \quad (7-9)$$

式中 L_2' 是由使用要求给出的。

对第二个面应用折射定律，有：

$$n_2 \sin I_2 = n_2' \sin I_2'$$

因为
故有

$$n_2 = n, \quad n_2' = 1$$

$$n \sin I_2 = \sin I_2'$$

由图得：

$$I_2' = I_2 + U_2 - U_2'$$

将上面角度关系代入 $\sin I_2'$ 得：

$$\begin{aligned}\sin I_2' &= \sin(I_1 + U_1 - U_2') = \sin[I_2 - (U_2' - U_2)] \\ &= \sin I_2 \cos(U_2' - U_2) - \cos I_2 \sin(U_2' - U_2)\end{aligned}$$

由于 $n \sin I_2 = \sin I_2'$, 因此有

$$n \sin I_2 = \sin I_2 \cos(U_2' - U_2) - \cos I_2 \sin(U_2' - U_2)$$

合并化简后得

$$\operatorname{tg} I_2 = \frac{-\sin(U_2' - U_2)}{n - \cos(U_2' - U_2)} \quad (7-10)$$

圆心角 φ 由图7-12得

$$\varphi = U_2 + I_2 \quad (7-11)$$

因而, 环状透镜表面的曲率半径为:

$$R = \frac{H}{\sin \varphi} \quad (7-12)$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

曲率中心 O 的位置, 由下面两式确定。 q 和 p 的度量分别以 N' 和 N 为起始点。

$$q = \frac{H}{\operatorname{tg} \varphi} \quad (7-13)$$

$$p = q + d \quad (7-14)$$

通常在实际设计时, 将上面得到的公式 (7-5) ~ (7-14) 列成表格形式进行计算较为方便。具体的方法, 结合下面具体例子予以说明。

二、四环螺纹透镜设计

该透镜用于远距离聚光照明用。光路如图7-13所示。

设螺纹透镜的直径 $D = 200 \text{ mm}$, 光源 A 距第一面的距离 $L_1 = -300 \text{ mm}$, 基面厚度 $d = 5 \text{ mm}$, 通光口径 $\phi = 186 \text{ mm}$ 。透镜的材料采用耐热的硬质玻璃, 其折射率 $n = 1.477$ 。

1. 确定各环带透镜的曲率半径 R 具体计算过程及数据如表7-2所示。

计算中关于像方会聚角 U_2' 和光线在第一个面上的投射高 h 的确定, 说明如下:

1) 关于像方会聚角 U_2' 的确定。由公式 (7-9) 知:

$$U_2' = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{H}{L_2'} \right)$$

式中 H 值由前一步计算得出; 而 L_2' 通常根据螺纹透镜的用途决定。

在本例中, 因螺纹透镜是做远距离聚光照明的, 所以像距 $L_2' = \infty$, 即 $U_2' = 0$ 。

2) 关于高度 h 的确定。在前面推导计算公式时, 曾提到第一面上的第一环高度 h 值, 与通光口径 ϕ 有关, 必须保证边缘光线的第二面上的高度 $H_1 \approx \phi/2$ 。

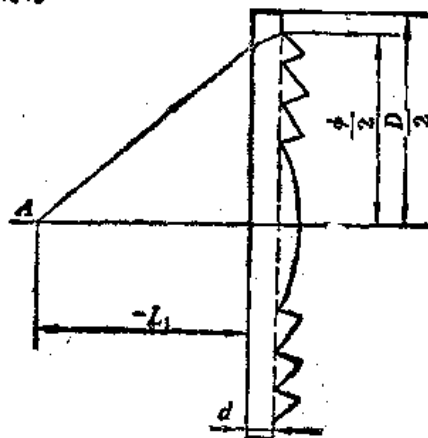


图7-13

表7-2

数据	1	2	3	4
h	92	77.5	63	43
$\operatorname{tg} i = h/L_1$	-0.395657	-0.258.33	-0.210000	-0.143333
$I_1 = -U_1$	17.0490.	14.4847°	11.8593°	8.1568°
$\sin I_1$	0.29190	0.250122	0.205517	0.141833
$\sin i = \frac{\sin n I_1}{n}$	0.198504	0.169345	0.139145	0.096062
$U_2 = i_1' = -I_1'$	-11.4495°	-9.7497°	-7.9984°	-5.5124°
$\operatorname{tg} U_1'$	-0.202534	-0.171826	-0.140512	-0.096508
$L_1' = \frac{h}{\operatorname{tg} U_1'}$	-454.245	-451.037	-448.300	-440.553
$I_1' = d$	-459.245	-456.027	-453.310	-450.553
$H = (L_1' - d) \operatorname{tg} U_1'$	92.0127	78.3591	63.7026	43.4825
$\operatorname{tg} U_2' = H/L_1'$	0	0	0	0
$U_2' - U_2$	11.4495°	9.7497°	7.9984°	5.5124°
$\sin(U_2' - U_2)$	0.198504	0.169345	0.139145	0.096062
$\cos(U_2' - U_2)$	0.980100	0.980557	0.990272	0.999775
$\pi - \cos(U_2' - U_2)$	0.496300	0.491453	0.486728	0.461625
$\operatorname{tg} i = \frac{-\sin(U_2' - U_2)}{n - \cos(U_2' - U_2)}$	-0.390484	-0.344586	-0.285878	-0.199454
I_2	-21.7759°	-19.0133°	-15.9529°	-11.2798°
$\varphi = U_2 + I_2$	-33.2254°	-28.7630°	-23.9525°	-16.7923°
$\operatorname{tg} \varphi$	-0.653615	-0.548913	-0.444235	-0.301771
$\sin \varphi$	-0.54134	-0.48187	-0.405979	-0.288903
$R = \frac{H}{\sin \varphi}$	-169.752	-162.845	-156.911	-150.506
$q = \frac{H}{\operatorname{tg} \varphi}$	-142.001	-142.753	-143.398	-144.091
$p = q + d$	-137.001	-137.753	-133.398	-139.091

其余各环高度 h_2, h_3, \dots 可用作图法近似确定。该法介绍如下:

通过第一环计算后, 已经得到该环对应的下列各值 R, H, P, L'_1 。由于各环透镜的曲率中心 O 及像距 L'_1 相对变化很小, 因此近似认为不变。

如图7-14所示。我们将第一环的 R, H, P, L'_1 各值在图上按比例作出, 得到 $N'T_1$ 。然后根据环数将 $N'T_1$ 等分。例如在本例中, 将 $N'T_1$ 分成四等分, 并以 O_1 为圆心通过各等分点作同心圆, 与通过 N' 的垂线相交得到其余各环带的高 H_2, H_3, H_4 值, 然后, 从 A'_1 点作 H_2, H_3, H_4 各高度端点之连线, 此连线与第一表面的交点到光轴的距离即得到 h_2, h_3, h_4 的值。

实践证明, 该法在设计中是十分有效的。它不但可以迅速地确定各个 h 值, 同时通过作图还可以检查环数是否选得恰当, 厚度、齿高是否协调以及中心环带的大小是否合适等问题。

2. 各环齿形的确定及齿高 t 的计算 在表7-2中已经计算出各环带的 L'_1, H, R 和 P 值。根据这些数值很容易作出螺旋透镜的几何图形, 如图7-15所示。

为了减小非工作面(齿的斜边)折射、散射的影响, 我们以通过平面折射后的光线方向确定各齿的斜边。如图7-15中过 A'_1 点作高度 H_2 的端点的连线, 便确定了第一个齿的形状。注意到不同环带对应的 A'_1 点的位置变化不大, 因此在实际工作中, 可取不同环带的 A'_1 的平均位置为共同的出发点, 作各高度 H 的端点的连线, 来确定各环带的齿形斜边(非通光面)。

在提供加工图纸时, 为了制造过程中的检验, 还需要计算出每个齿形的高度 t 值。

从图7-16中得到:

$$a^2 = b^2 + c^2 - 2bc \cos A$$

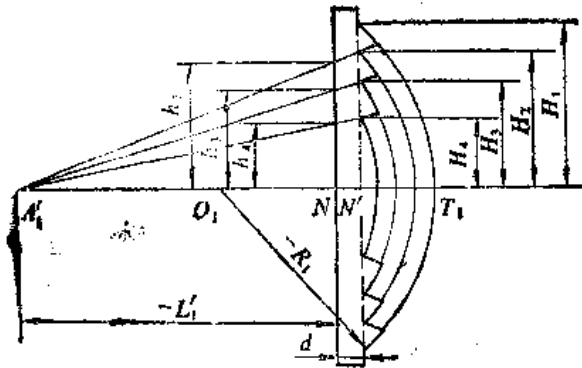


图 7-14

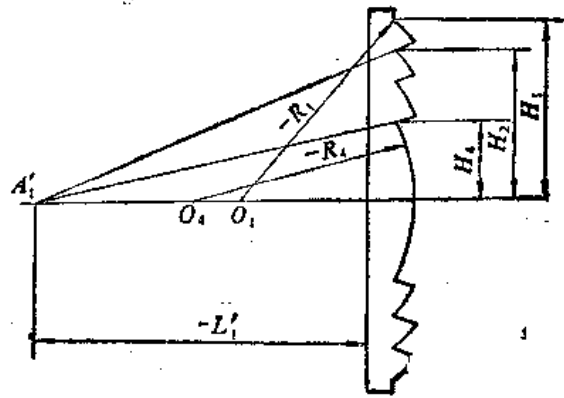


图 7-15

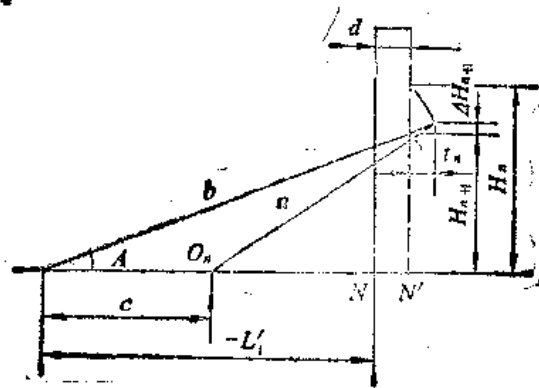


图 7-16

由上式求解 b 得:

$$b = \frac{2c \cos A + \sqrt{(2c \cos A)^2 - 4(c^2 - a^2)}}{2}$$

式中各量用下列关系代入

$$a = -R_n, \quad c = p_n - L'_i, \quad A = -U_n$$

这里脚标 n 表示环带序号, L'_i 可取各环带 L'_i 的平均值, 将上面 b 的公式简化得:

$$b = c \left[\cos A + \sqrt{(\cos^2 A - 1) + (a/c)^2} \right]$$

而齿高 t_n 和齿隙 ΔH_{n+1} 便可用下面两式求出:

$$t_n = b \cos A - (d - L'_i) \quad (7-15)$$

$$\Delta H_{n+1} = t_n \operatorname{tg} A \quad (7-16)$$

本例中的 t_n 和 ΔH_{n+1} 按公式 (7-15)、(7-16) 算出, 列在表7-3中。

表7-3

环次 n	1	2	3	4
t_n	7.872	6.711	7.167	—
ΔH_{n+1}	—	1.353	0.943	0.692

通过以上计算, 我们得到了表7-4所示的确定螺纹透镜全部外形尺寸的数据, 相应地可以作出图7-17所示的螺纹透镜的几何图形, 图中 L'_i 为各环带 L'_i 的平均值。

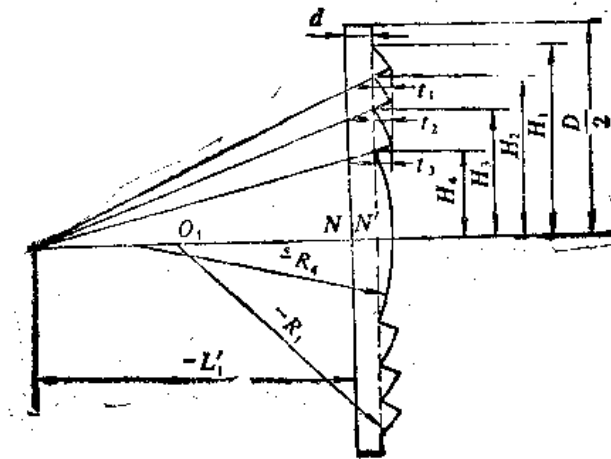


图7-17

三、与设计有关的几个问题

(1) 螺纹透镜的球差校正问题: 如前所述, 螺纹透镜是一种重量轻而相对孔径大的消球差透镜。事实上, 根据前面设计的过程可以看出, 它也仅仅是对特定的几个口径的光线,

即对应高度为 H_1, H_2, H_3 和 H_4 等点出射的光线会聚在一点 A' ，如图7-18所示。

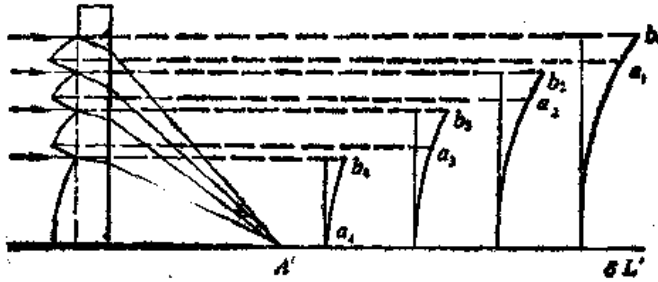


图7-18

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

而每个环带上的其余光线与在单透镜的情况中一样存在球差。不过由于环带透镜可以看成是具有同样曲率的单透镜的一小部分，因而它的实际球差值要比单透镜小得多。

表7-4

环次n	1	2	3	4
R	- 169.752	- 162.845	- 156.911	- 150.509
P	- 137.001	- 137.753	- 138.308	- 139.091
H	93.013	78.359	63.703	43.483
t	7.872	6.711	7.167	—
L_1'	- 454.245	- 451.037	- 448.360	- 445.558

这里很自然会想到，适当增加螺纹透镜的环数，即减小每环透镜的宽度可以减小球差值；同时带来减小透镜厚度和重量的好处。但是应注意到，透镜的非工作面也随着环数的增加而增加，致使透镜的散射加剧。因此根据使用场合合理地确定环数是十分重要的。譬如，用于聚光灯中代替原来的单透镜时，环数可以取少些；而在均匀散光照明的场合（如电影聚光灯等）以及需要透镜薄而轻的时候（如电视放大镜等）环数可以取得多一些。

(2) 关于物距 L_1 的选取：光源离透镜的距离 L_1 值，直接影响到光能的利用率，它决定了输入光束的包角大小。如图7-19所示，当螺纹透镜通光口径 ϕ 不变时， L_1 值愈小，则光束包角 $2U_1$ 愈大，光能利用率愈高。因此，适当地缩短 L_1 值是有利的。但是应注意到，过分地缩短 L_1 值，会导致全反射现象发生。图中 I_0 是全反射临界角，按公式

$$\sin I_0 = \frac{\sin 90^\circ}{n} = \frac{1}{n}$$

当 $n = 1.477$ 时， $I_0 = 42^\circ 36'$

实践证明，在采用灯泡尺寸比较小的卤钨灯作光源时，对电影摄影照明聚光灯的螺纹透镜，选取 $L_1 \geq \phi/2$ 比较适当， ϕ 为通光口径。

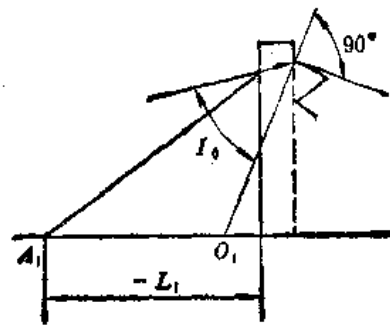


图7-19

第八章 照相物镜设计

§ 8-1 照相物镜的光学特性和设计特点

超星阅读器提醒您：
使用本复制品
须尊重相关知识产权！

所谓照相物镜，一般指照相机的镜头。它的作用是把外界景物成像在感光底片上，使底片曝光产生影像。照相物镜的性能一般用焦距 (f')，相对孔径 (D/f')，视场角 (2ω) 这三个参数表示。下面我们分别加以说明：

(1) 焦距—— f' ：照相物镜焦距的大小，决定了照片上的像和实际物体之间的比例尺，根据光学系统的垂轴放大率公式：

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{l'}{l}$$

对一般照相机来说，物距 l 都比较大，通常在一米以上，而镜头的焦距一般只有几十毫米，因此像平面靠近焦点， $l' \approx f'$ ，故有：

$$\beta \approx \frac{f'}{l}$$

在物距 l 一定的情况下，欲得到大比例尺的照片，即要求 β 增加，则必须增长物镜的焦距 f' 。例如135*相机（底片宽35mm）常用镜头的焦距约为50mm，而120*相机（底片宽70mm）常用镜头的焦距为75mm，因此同一景物，在相同的距离上摄影，用120*相机照的像就比135*相机照的像约大二分之一。用于远距离摄影的照相机，由于物距 l 很大，可能达到数千米甚至上千米，为了获得足够的比例尺，必须采用长焦距物镜。这类照相机物镜的焦距一般都有几百毫米，甚至达到一米至数米。

(2) 相对孔径—— D/f' ：照相物镜的相对孔径主要影响像面照度。照相物镜像面的照度和相对孔径的平方成比例。为了满足景物较暗时摄影的需要，或者为了对高速运动物体摄影，要求采用很短的曝光时间，它们都要求提高像面的照度，因此就需要采用大相对孔径的物镜。

(3) 视场角—— 2ω ：照相物镜的视场角决定了被摄景物的范围。不同的照相机画面的尺寸是一定的，例如：

16mm电影摄影机	$10.4 \times 7.5 \text{ mm}^2$
35mm电影摄影机	$22 \times 16 \text{ mm}^2$
135*照相机	$36 \times 24 \text{ mm}^2$
120*照相机	$55 \times 55 \text{ mm}^2$

用于航空摄影的照相机，画面要大得多，底片宽度常用的有180、240、300mm几种。

在画面大小一定的条件下，视场角直接和物镜的焦距有关，根据无限远物体的理想像高公式：

$$y' = -f' \tan \omega$$

焦距 f' 一定，也就是像高 y' 一定，只要焦距确定，则视场角 ω 也就随之确定了；像距的长短，视场角也就越大，因此短焦距的镜头，也就是大视场的镜头。在计算照相不同的视场角时，一般按画面的对角线计算像高，即按最大的视场角计算。

在一定的成像质量要求下，照相物镜的三个光学特性参数 (f' , D/f' , 2ω) 之间，存在着相互制约的关系。在物镜结构的复杂程度大致相同的情况下，提高其中任意一个光学特性，就必须使其它两个光学特性降低。这种关系可以从下面表8-1的几种物镜的^{光学特性}反映出来。这些物镜结构的复杂程度是相似的，它们都是由四块透镜^{构成}。

招生网
浏览请
使用
请尊重
复制品
相关知识产权!

表8-1

名称	型式	相对孔径 D/f'	视场角 2ω
托卜岗 Topogon		1: 6.3	90°
天塞 Tessar		1: 3.5	53°
松纳 Sonnar		1: 1.9	30°

由上面的表中可以看到，随着相对孔径的增加，相应的视场角便减小。如果要求在相对孔径不变的条件下提高视场；或者在视场不变的条件下提高相对孔径，或者使二者同时提高，都必须使物镜的结构复杂化才有可能办到。例如表8-2中的三种物镜是由六块透镜构成的，它们的光学特性和表8-1中由四块透镜构成的物镜比较起来都提高了，但是它们的视场和相对孔径之间仍然存在着相似的关系。

表8-2

名称	型式	相对孔径 D/f'	视场角 2ω
鲁沙		1: 8	120°
双高斯		1: 2	40°
蔡司、依康		1: 1.5	30°

对于同一种结构型式，如果相对孔径和视场不变，增加系统的焦距，相当于把整个系统按比例放大，显然系统的剩余像差也将按比例增加，为了保证成像质量，减小剩余像差，只能减小系统的相对孔径或视场。

照相物镜具有的光学特性也直接和要求的成像质量有关，成像质量要求越高，允许的剩余像差越小，物镜的光学特性就要降低。例如用于精密复制照相的物镜，相对孔径 $1/4$ 也采

用双高斯结构。

从上面我们列举的几种照相物镜的光学特性，可以看到它们和前面已经讲过的几种光学系统比较起来，突出的特点是视场和相对口径都比较大。因此在设计照相物镜时，一般来说七类像差都需要校正，而不象前面已经介绍过的望远镜物镜、目镜和显微镜物镜那样，在七类像差中只需要校正其中的一部分。照相物镜不仅校正初级像差，而且要求在一定程度上校正高级像差，这就决定了照相物镜的结构一般比较复杂，型式也较多，设计过程也要复杂得多。

由于照相物镜的结构比较复杂，可供校正像差的因素也就多，所以通常校正初级像差是比较容易的。在§2-15像差平衡一节的讨论中我们知道，在系统能够校正初级像差的条件下，用初级像差和高级像差平衡以后，剩余像差的大小完全由高级像差决定。为了提高像质，或者在一定的成像质量下提高系统的光学特性，都必须减小高级像差。因此从某种意义上来说，如何减小系统的高级像差，往往成为照相物镜设计的关键。另外，在高级像差一定的条件下，如何利用各种初级像差进行像差平衡，确定最好的像差平衡方案，也是照相物镜设计的重要方面。这些都是照相物镜设计和前面讲过的其它光学系统不同的地方。

在光学设计中一般把视场角和相对口径都比较大的系统，例如投影物镜，复制物镜等等都归入照相物镜一类中，因为从设计方法来说，它们都是相同的。

§ 8-2 照相物镜的基本类型

在引言中说过，评价一个光学设计的好坏，一方面要看它的光学特性和成像质量，另一方面还要看结构的复杂程度。在满足光学特性和成像质量要求的条件下，系统的结构最简单，这才算是一个好的设计。如何根据要求的光学特性和成像质量选定一个恰当的结构型式，是设计过程中十分重要的一环。这就需要对于现有物镜的结构型式、它们的光学特性和像差特性有较全面的了解，本节就是介绍照相物镜的各种基本类型。

照相物镜的结构型式很多，而且至今尚有新的型式不断出现。照相物镜，尽管种类繁多，实际上可以看作是在若干基本类型的基础上发展起来的。这一节将分析各种基本类型物镜的构成原理和它们的像差特点。

由于照相物镜的视场和口径都比较大，一个光学系统如果要求它对大视场和大口径成像优良，则小视场和小口径范围内光束的成像质量必然是优良的。小视场和小口径范围内光束的成像性质可以用初级像差来表示，因此在照相物镜设计中校正初级像差是它必须首先满足的条件。所以设计照相物镜时往往首先校正初级像差，然后再从那些能够校正初级像差的结构中找出高级像差小的结构，或者在校正了初级像差的基础上，用结构复杂化的方法进一步校正高级像差。下面首先从校正初级像差出发来讨论照相物镜的结构型式。

和前面已经讲过的几种光学系统比较起来，照相物镜在初级像差校正方面，明显的差别是要求校正场曲，而在望远镜物镜、目镜和显微镜物镜中，它们都是不须要校正场曲的。根据§2-7中场曲和光学系统结构关系的讨论可知，能够校正场曲的最简单的光学系统结构有两种：一种是正负透镜分离的薄透镜系统，另一种是弯月形厚透镜。照相物镜根据它们校正场曲的方法不同，也可以分成两大类，一类是薄透镜系统，一类是厚透镜系统。下面对这两类系统分别进行讨论。

一、薄透镜系统

能够校正场曲的最简单的薄透镜系统，是由一个正透镜和一个负透镜构成的分离薄透镜系统。根据正负透镜排列顺序的不同又分成两种，如图8-1 (a)、(b) 所示。

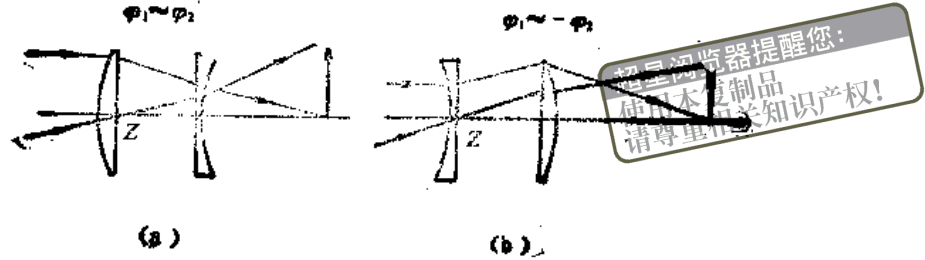


图8-1

根据薄透镜系统初级场曲的公式：

$$S_{\text{F}} = J^2 \Sigma \frac{\varphi}{n}$$

如果系统满足消场曲条件，则 $S_{\text{F}} = 0$ ，因此：

$$\Sigma \frac{\varphi}{n} = \frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} = 0 \quad (8-1)$$

由于玻璃的折射率变化不大，大约为1.5~1.7，因此系统中正透镜和负透镜的光焦度绝对值应大致相等。

上面的这两种简单结构，虽然可能校正场曲，但还不能校正全部初级像差。下面首先看只和薄透镜光焦度以及玻璃材料有关的两种色差。根据薄透镜系统的初级色差公式：

$$S_{\text{I}S} = h_1^2 \frac{\varphi_1}{\nu_1} + h_2^2 \frac{\varphi_2}{\nu_2} \quad (8-2)$$

$$S_{\text{I}S} = h_1 h_{z1} \frac{\varphi_1}{\nu_1} + h_2 h_{z2} \frac{\varphi_2}{\nu_2} \quad (8-3)$$

从图8-1上看到，无论是正透镜在前还是负透镜在前，轴向光线在正透镜上的投射高 h_E 总要比负透镜上的投射高 h_R 大，根据前面校正场曲的要求： $\varphi_E \approx -\varphi_R$ ，由公式 (8-2) 可以看到，只要正透镜玻璃的色散小于负透镜，即 $\nu_E > \nu_R$ ，就有可能使 $S_{\text{I}S} = 0$ ，使系统满足校正初级轴向色差的要求，但是它们无法同时校正垂轴色差。这一点很容易说明，根据色差和光阑位置的关系，当轴向色差为零时，垂轴色差即和光阑位置无关，因此假定光阑和第一透镜重合， $h_{z1} = 0$ ，这样公式 (8-3) 中第一项为零，由于 h_1 、 h_{z2} 、 φ_2 、 ν_2 都不为零，因此 $S_{\text{I}S}$ 不可能为零，即系统无法校正垂轴色差。

为了能够同时校正轴向色差和垂轴色差，最简单的办法是把上面系统中的两块单透镜用两个双胶合组来代替，如图8-2 (a)、(b) 所示。每个胶合组分别校正色差，整个系统也就同时校正了轴向色差和垂轴色差。另外，根据第三章中薄透镜的初级像差理论知道，每个薄透镜组可能校正两种单色像差，上述系统共有两个薄透镜组，可以校正四种单色像差，加上由光

焦度分配已经满足的消场曲条件，上述系统有可能校正全部初级像差——五种单色像差和两种色差。它们是两种基本类型的照相物镜，前一种称为望远物镜，后一种称为反望远物镜。

上面这两种系统采用了每个透镜组分别消色差的方法，达到同时校正轴向色差和垂轴色差。另一种方法是在校正了轴向色差的基础上，利用结构的对称性来校正垂轴色差。

对于一个光阑位于中央、左右两个半部完全对称、并且物像位置也对称的系统（即系统的垂轴放大率等于 -1 ），如图8-3所示，在这种系统中，左右两个半部的垂轴色差互相抵消，尽管两个半部分别都有垂轴色差，但整个系统垂轴色差为零，下面对以上性质作一简单证明。

由于放大率等于 -1 ，结构又完全对称，因此在两个半部系统之间像平面位于无限远，对应的成像光束为平行光束。假定两个半部系统之间同一视场角的 C 、 F 光束互相平行，即没

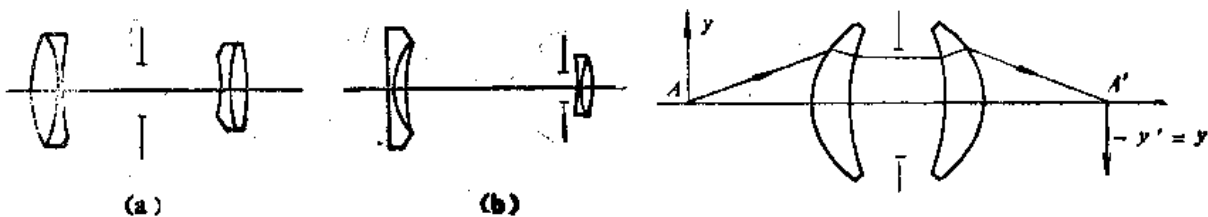


图8-2

图8-3

有垂轴色差，通过右半部系统以后即产生垂轴色差，设垂轴色差大于零，如图8-4(a)所示。按照光路可逆定理，当光束按反向光路通过左半部系统时，光路完全对称，垂轴色差应和右半部大小相等、符号相反，即 $\Delta y'_{FC\pm} = -\Delta y'_{FC\pm}$ 。

由于系统的垂轴放大率 $\beta = -1$ ，假定我们把 B_F 沿物平面移到 B_C ，则它的共轭点 B'_F 也将相应地移动到 B'_C ，如图8-4(b)所示。这时对应物方没有垂轴色差，像方也没有垂轴色差，即整个系统垂轴色差为零，而左右两个半部分别都有垂轴色差。这种关系不仅对垂轴色差成立，对其它垂轴像差如彗差、畸变也同样成立。而对于轴向像差如轴向色差、球差、像散和场曲，则左右两半部相互叠加，整个系统的组合像差为半部系统的两倍。下面以轴向色差为例加以证明。

和上面一样，仍然假定左右两个半部之间为无像差的平行光束，该光束分别按正、反向光路通过左右两个半部系统以后，对应的共轭点位置如图8-5(a)所示。这时物点和像点都有色

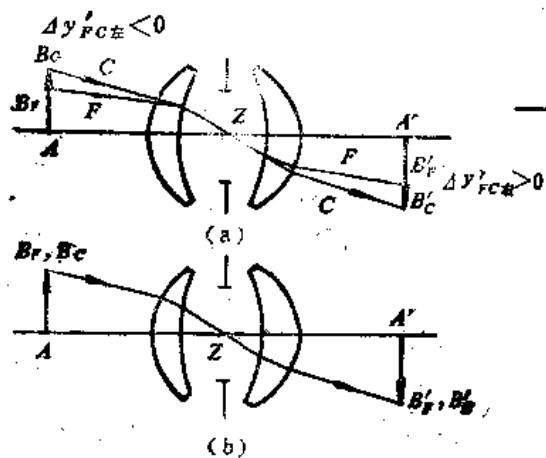


图8-4

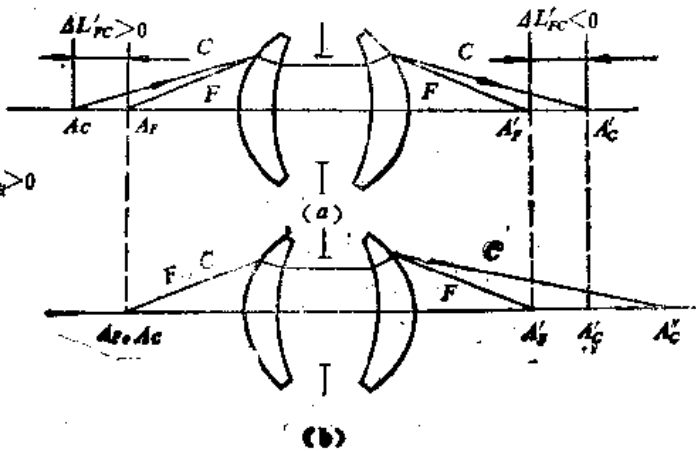


图8-5

差。如果我们把 A_c 沿着光轴移动到 A_p ，则 A_c' 相应地移动到 A_c'' ，如图8-5 (b) 所示。由于系统的垂轴放大率等于 -1 ，根据轴向放大率和垂轴放大率之间的关系式有：

$$\alpha = \beta^2 = 1$$

所以 $A_c'A_c'' = A_cA_p = A_p'A_c'$ ，这时对应物点没有色差，整个系统的色差 $A_p'A_c''$ 为半部系统色差 $A_p'A_c'$ 的两倍，这和前面的结论完全相符。

综上所述，对于一个结构完全对称，放大率为 -1 的系统，慧差、畸变和垂轴色差左右两个半部大小相等符号相反，因而自动抵消；而球差、像散、场曲和轴向色差左右两部分相互叠加。因此设计一个对称系统，只须要设计一个物平面位于无限远校正球差、像散、场曲、轴向色差这四类像差的半部系统，按照对称的关系把左右两个半部合成以后，就可以得到校正所有像差的全系统。

如果物像不对称，即放大率不等于 -1 ，而结构是对称的话，以上关系仍然是近似成立的，因此只要稍微破坏系统的对称性，即可使各种像差达到校正。由于对称结构的这种特点，不仅使像差校正的工作大大简化，而且容易达到较高的成像质量，因此大部分照相物镜都采取近似对称结构。

把图8-1中能够校正场曲和轴向色差的两种最简单的薄透镜系统按结构对称的原理组成两种对称系统，如图8-6所示，它们同样是两种基本类型的照相物镜结构。前一种称为三片型，为了使结构简化，它把中间两个负透镜合成了一个，这是一种最简单的照相物镜型式；后一种称为鲁沙型，它是一种特广角物镜的基本型式。上面这两种结构，显然都能够校正场曲、轴向色差和全部垂轴像差即垂轴色差、慧差和畸变，而且利用改变透镜的弯曲形状也能够校正其它两种轴向像差即球差、像散。

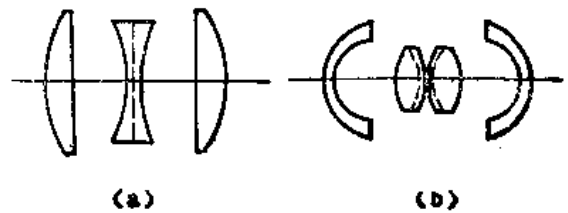


图8-6

上面是由薄透镜构成的四种基本类型的照相物镜，下面讨论厚透镜系统。

二、厚透镜系统

在§2-7中曾经把单个厚透镜看作是由两个分离薄透镜和一块玻璃平板组合而成，因此单个弯月形厚透镜是有可能校正场曲的，如图8-7所示。玻璃平板能产生一定的正的轴向色差，但数量一般不大，因此和厚透镜对应的薄透镜系统仍应近似满足 $S_{I_s} = 0$ 的条件，不过，根据前面的讨论，为了校正轴向色差，必须使正透镜玻璃的色散低于负透镜，而在单个厚透镜中这个条件无法满足。在单色像差中，单个厚透镜虽然可以用改变光阑位置校正像散，但无法校正球差，因此单个厚透镜仍不能作为对称系统的半部系统使用。为了使厚透镜达到校正轴向色差和球差的要求，有两种方式，一种是在单个厚透镜中加入胶合面，这样构成的物镜如图8-8所示，它利用厚透镜中的两个胶合面以校正轴向色差和球差，利用左右两半部结构对称校正全部垂轴像差，所以这样的结构是有可能校正全部初级像差的，它也是一种基本类型的照相物镜，称为达哥型。在单个弯月形厚透镜的基础上达到校正轴向色差和球差的另一种方式，是把和单个厚透镜相当的薄透镜系统中的正透镜或负透镜分成两个，其中一个组成厚透镜的一部分，另一个分裂出来，成为单个薄透镜，如图8-9(a)和(b)所示。这两种系统都有

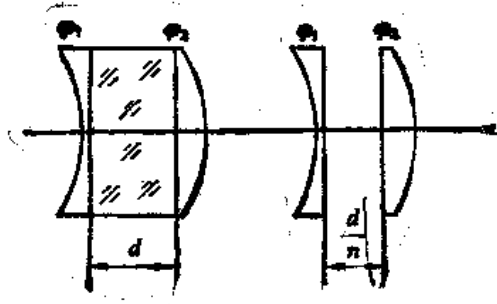


图8-7

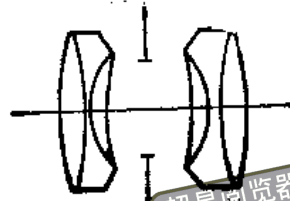


图8-8

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

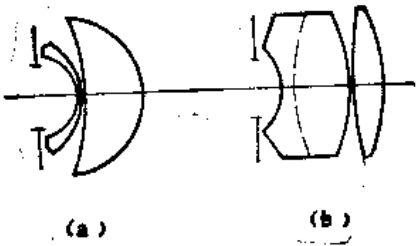


图8-9

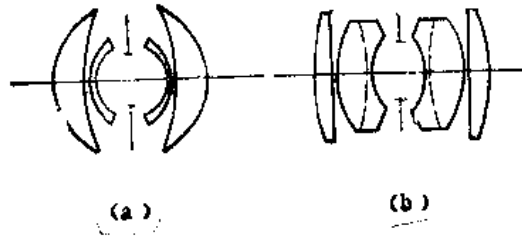


图8-10

表8-3

名称	型式	相对孔径 D/f	视场角 2ω
望远		1: 8	20°
反望远		1: 20	80°
三片		1: 4	40°
普沙		1: 8	120°
达瓦		1: 8	60°
双高斯		1: 2	40°
托卜冉		1: 6	80°

可能校正球差，同时利用改变光阑位置也有可能校正像散。在前一种系统中，如果把单个负透镜采用较高色散的玻璃，而正的厚透镜采用较低色散的玻璃，也有可能校正轴向色差；后一种系统一般还不能使色差达到完全校正，往往还需要在厚透镜中间加入一个消色差的胶合面，如图8-9 (b) 中的虚线所示。把这两种结构作为对称系统的半部结构，构成了两种基本类型的照相物镜，前一种称为托卜尚型，后一种称为双高斯型，如图8-10所示。

上面所有这些能够校正初级像差的简单结构型式，就是照相物镜的基本类型，绝大多数照相物镜都可以看作是在这些基本类型的基础上发展起来的。了解照相物镜的设计方法，可以先从这些基本类型物镜的设计方法开始。

为了对于照相物镜的基本类型有一个全面的了解，把上面这些基本类型的物镜，连同它们对应的光学特性列成表格，如表8-3所示。

§ 8-3 基本类型照相物镜的演变型式

由于照相物镜的视场角和相对孔径都比较大，校正全部初级像差是它的基本要求，前面我们就是从校正初级像差的要求出发，得出了照相物镜的几种基本结构型式，它们就是照相物镜的基本类型。虽然照相物镜的型式很多，但多数可以看作是在这些比较简单的基本型式的基础上发展起来的。这些基本结构型式都能够校正全部初级像差，在系统能够校正初级像差的条件下，最后的剩余像差完全由高级像差决定，因此无论是提高系统的成像质量或光学特性，都要求减小高级像差。基本类型照相物镜结构的主要演变方向，就是减小系统的高级像差。

设计照相物镜的基本方法是，首先根据要求的光学特性和成像质量选择一定的基本类型，然后找出它在要求的光学特性下高级像差最小的结构。对于一定的结构型式，减小它的高级像差总是有某个限度，如果已经达到了它可能的最好结果，但仍然达不到要求的成像质量，那就只能进一步把基本类型的结构复杂化以提高成像质量。究竟应该如何复杂化，首先取决于基本结构的高级像差特性，即高级像差的种类和大小，当然也和基本类型的结构型式有关。

在照相物镜设计中，常用的减小系统高级像差的方法主要有以下几种。

1) 在正透镜中使用折射率更高的冕玻璃：一般说来，在照相物镜的正透镜中采用高折射率低色散的冕玻璃，可以减小系统的高级像差，因为在要求校正场曲的条件下，提高正透镜的折射率，可以使系统中正透镜和负透镜的光焦度同时减小，同时折射率提高以后，即使光焦度不变，透镜表面的曲率半径也可以增大，这些对减小高级像差都是有利的。

从照相物镜发展的历史来看，开始正透镜是用一般的冕玻璃(K类)，折射率在1.5左右，可能达到的光学特性大大低于目前的水平，例如三片型物镜的相对孔径只能达到1/5左右。后来正透镜采用重冕玻璃(ZK类)，折射率由1.5提高到1.6，三片型照相物镜的相对孔径相应地提高到1/4左右。当稀土玻璃出现以后，镧冕玻璃(LaK类)的折射率达到1.7左右，三片型物镜的正透镜采用这种玻璃，相对孔径就可达到1/2.5。其它型式的物镜也都有这种相似的情况。新品种光学玻璃的出现，是促进照相物镜发展的重要因素，它对于提高现有型式物镜的光学特性和成像质量起着极为重要的作用。

2) 用两个或更多的透镜代替原有结构中的一个透镜：如果基本类型物镜中的某一种高

级像差，主要是由于其中的某个透镜产生的，产生高级像差的原因一般地说这是由于透镜在该透镜表面的入射角过大造成的。为了减小光线在透镜表面的入射角，可以把原先的一个透镜用两个或更多的透镜来代替，这样在总的光焦度不变的条件下，透镜表面的半径增大，就有可能减少它所产生的高级像差。另外由于透镜增多以后，总的像差也就减小了，这样一方面容易校正，同时校正以后剩余的高级像差也必然小。系统的高级像差减小，也就有可能提高成像质量或光学特性。

3) 在系统中引入一定符号的高级像差，以减小系统的组合高级像差；最常用的方法是在单个透镜中引入半径较小的胶合面，或者空气间隔较小的分离曲面（两曲面半径近似相等），也有的采取加入光焦度不大，但弯曲很厉害的单透镜。所有以上这些方法，它们总的目的就是要在产生不很大的初级像差的条件下，产生较大的指定符号的高级像差。

多数照相物镜可以认为是在上一节介绍的基本类型物镜的基础上，采用上述的一种或多种减小高级像差的方法演变而来的。

为了具体了解各种基本类型物镜的演变方式，从而对照相物镜的发展有一个比较全面的了解，下面分别介绍各种类型照相物镜的发展情况。

(1) 三片型及其演变型式：简单的三片型物镜一般能够达到光学特性为：相对孔径 $D/f' = 1/4 \sim 1/5$ ，视场角 $2\omega = 40^\circ \sim 50^\circ$ 。它是具有中等光学特性的照相物镜中结构最简单的一种，如图8-11 (a) 所示。它被广泛地使用在比较廉价的135*和120*照相机上。这种物镜进一步复杂化的目的，多数是为了加大相对孔径，或提高视场边缘的成像质量。常用的方法是把系统中的一个透镜用两个代替，如图8-11 (b) (c) (d) 所示。

另一种方法是单透镜中加入胶合面，用胶合透镜代替基本结构中的单透镜，如图8-12所示。

这些物镜的共同特点，是中间的发散透镜组由一个或两个双凹透镜构成，一般随着轴上孔径高级像差的改善，轴外高级像差增加，因此进一步增大相对孔径的复杂化型式，它们的视场都比较小。三片型的主要轴外高级像差，是负的高级子午场曲和正的视场高级球差。为了校正系统的轴外高级像差，以增大物镜的视场，可以在系统中加入一个光焦度很小向外或向内弯曲很大的薄弯月镜，如图8-13 (a) 和 (b) 所示。

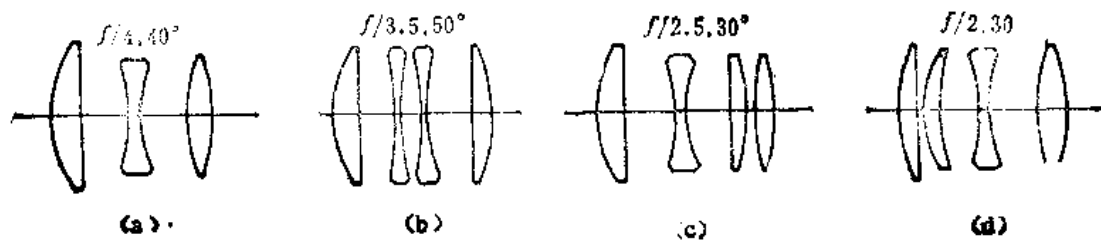


图8-11

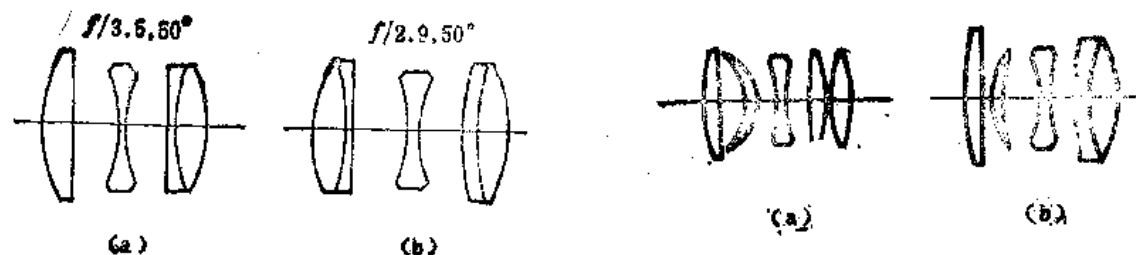


图8-12

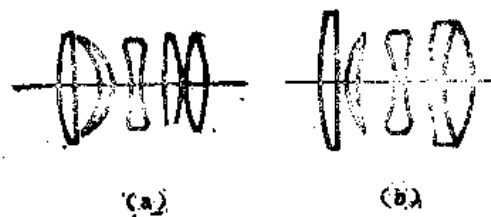


图8-13

另外,将天塞物镜的胶合面用曲率差很小的空气间隔代替,也能改善轴外高级像差,这样的结构曾达到相对孔径 $f/4.5$ 视场 65° 的结果。

(2) 双高斯物镜及其演变型式: 双高斯物镜是具有较大视场(大约 40° 左右)的物镜中,相对孔径最先达到 $f/2$ 的一种物镜。最初的设计是在前面所讲的基本结构中的两个厚透镜内加入两个胶合面,如图8-14所示。在一般情况下,必须加入两个胶合面,才可能消除色差,胶合面两边玻璃的色散不同,但折射率近似相等,因此胶合面的加入对单色像差没有影响。

双高斯物镜的演变型式很多,目前多数大相对孔径的物镜都是在双高斯物镜的基础上发展起来的。这些物镜对大多数像差都校正得很好,早期的这类物镜的主要缺点是存在严重的过校正的轴外球差,为了减小它的影响,只是消极地用前后两个透镜框,将轴外光束中像差过大的那部分光线截去,因此这些物镜都存在着严重的斜光束渐晕。

在双高斯物镜中过校正的斜光束球差产生的原因,是大孔径的边缘光线在中间两个凹面上的入射角随着光束倾斜角的增加而急剧增大(即使对于轴向光束,入射角也已经相当大),因而使轴外球差过校正,如果增大前后两个半部之间空气间隔的长度,使中间的两个凹面趋向对光阑中心同心,这种情况就可以得到缓和,因而轴外球差变小,甚至可能在某一视场角使轴外球差变号。但是轴外球差的减小,往往同时使孔径高级球差增加,它们之间的关系将在§8-6中详细讨论。

为了校正轴外球差,并改善高级像散和视场高级彗差,也可以把两个厚透镜中胶合面两边的玻璃给予一定的折射率差。

双高斯物镜的复杂化形式,一般是为了增加它的相对孔径,或者为了改善物镜的成像质量。最常见的方法是把前面或者后面的正透镜用两个单正透镜来代替,如图8-15(a)(b)所示。特别是后一种,它可以使轴外的视场高级球差和轴上的孔径高级球差同时减小,可以在较大的视场情况下,获得较高的成像质量。

为了进一步增大相对孔径,有的把外面的两个单透镜都用双透镜来代替,如图8-16所示。

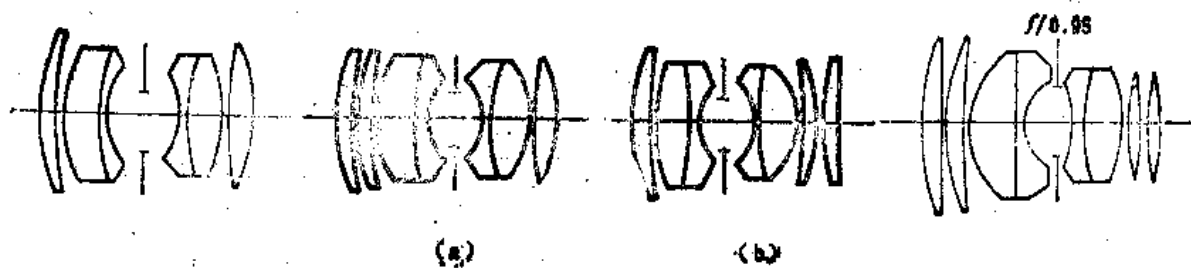


图8-14

图8-15

图8-16

另一类复杂化的型式是把前后厚透镜中的胶合面,用分离曲面来代替,如图8-17(a)、(b)和(c)所示,或者同时把前面的或后面的正透镜分成两个,如图8-17(d)所示。

最近出现的另一种复杂化型式,是在前后二组之间的空气间隔中,加入一个近似平板玻璃的厚透镜,利用它产生的光阑球差,可以使系统的高级像散和七级视场高级球差减小,以改善轴外像点的质量或增大物镜的视场,如图8-18所示。

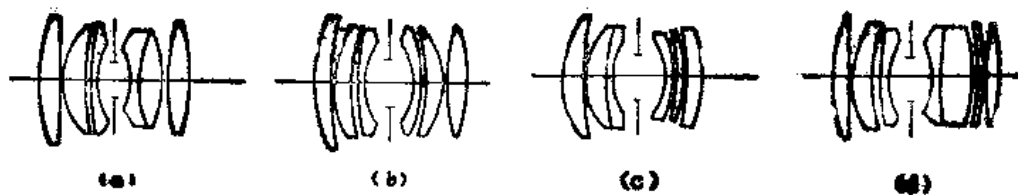


图8-17

(3) 托卜岗物镜和它的演变型式：托卜岗物镜是一种较早使用的广角物镜，它主要被采用在大幅面的航空摄影机上。它的视场可以达到 90° ，相对孔径 $f/6.3$ ，这种物镜的缺点是具有较大的斜光束渐晕，再加上照度按 $\cos^4 \omega'$ 分布的规律，因此像面边缘的照度比中心照度低很多。为了克服这种物镜照度分布不均匀的缺点，在某些仪器上采取了一种消极的办法，在物镜前面加上一个不均匀的滤光片，减小视场中央的亮度，而使整个像面照度比较均匀。

这种物镜的一种复杂化型式是将前面或者后面的会聚透镜分成两个，目的是为了进一步减小物镜的剩余畸变，如图8-19所示。

另一种复杂化型式是把后面的负透镜用胶合组代替，同时校正了它的斜光束球差和五级像散，相对孔径达到 $f/5.6$ ，如图8-20所示。

最近这种物镜的另一种复杂化型式是在前后二组之间加入一个胶合的平板玻璃，一方面利用平板玻璃产生的光阑球差来校正系统的轴外高级球差和高级像散，同时可以使色差达到更好的校正，如图8-21所示。

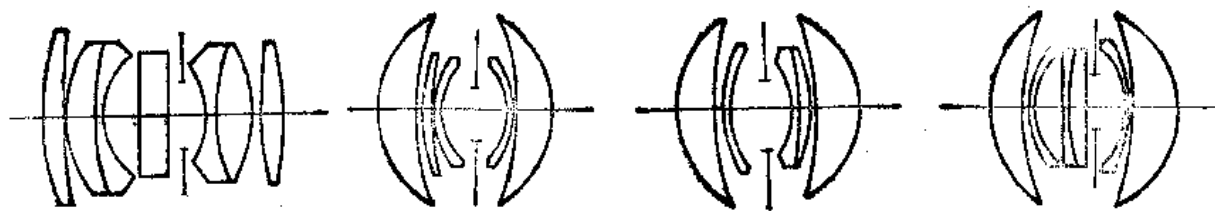


图8-18

图8-20

图8-21

图8-21

(4) 鲁沙广角物镜和它的演变型式：像面照度按 $\cos^4 \omega'$ 下降的规律，只是在不存在光阑像差时才成立，在上述托卜岗物镜中这个条件是近似符合的。如果入瞳有很大的彗差，从而使斜光束口径大于轴向光束，就有可能使视场边缘的照度下降得慢一些，这种现象称为像差渐晕。鲁沙广角物镜就是利用这种原理设计出来的第一个超广角物镜，视场 $2\omega = 120^\circ$ ，相对孔径 $f/8$ ，像面照度按 $\cos^3 \omega'$ 下降，如图8-22所示。

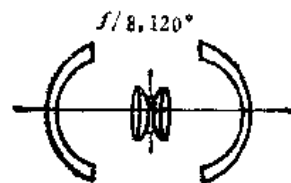


图8-22

在这种物镜中像差渐晕所要求的入瞳彗差，主要是靠前面的发散透镜产生的。在光焦度不大的情况下，为了产生大的光阑彗差，需要尽量使发散透镜离实际光阑远一些，这样，为保证大视场的斜光束通过，就要求这种透镜具有很大的尺寸，这给加工带来一定的困难。发散透镜除了产生光阑彗差而外，尚有另一个重要的作用，它能够减小物镜内部斜光束的倾斜角。在托卜岗物镜中，外面的透镜是会聚的，因此主光线通过光阑中心时，和光轴的倾斜角比物空间和像空间的视场角大

得多，因而产生较大的视场高级像差，所以在整个视场内要获得良好的像差校正就很困难。但是在鲁沙广角物镜中，情况正和托卜岗物镜相反，由于外面两个远离光阑的发散透镜的作用，使主光线在物镜内部和光轴的倾斜角大大小于物方和像方的视场角，因此容易在更大视场内达到良好的校正。

鲁沙广角物镜的一种复杂化型式，是把中间的双胶合正透镜组用三胶合组代替，如图8-23所示。它可以把宽光束像差校正得更好，因此可以使相对孔径加大，达到 $D/f' = 1/5.6$ ，但一般同时也使视场减小为 $2\omega = 100^\circ$ 。

鲁沙的进一步复杂化型式，是把前后的发散透镜用两个透镜代替，如图8-24 (a)、(b)所示。它们可以使系统的像差校正得更好，以便获得更高的成像质量。

(5) 达哥物镜的演变型式：达哥物镜是一种视场较大的物镜，但相对孔径比较小($f/8$, $2\omega = 60^\circ$)。这种物镜的一种复杂化型式是把中间的两个胶合面改为分离曲面，可以把相对孔径提高到 $f/4.5$ ，视场角 $2\omega = 70^\circ$ ，如图8-25所示。这种物镜的光学特性是介于中等视场的物镜和广角物镜之间的一种过渡型式，也是一种使用得较多的物镜。

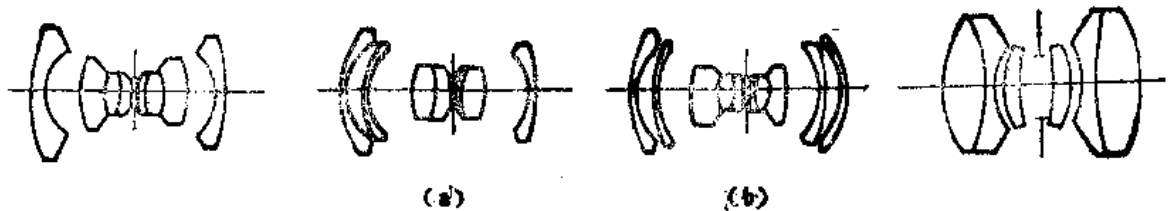


图8-23

图8-24

图8-25

(6) 摄远物镜和它的演变型式：如前所述，摄远物镜由一个正的前组和一个负的后组构成，如图8-26所示。这种物镜的特点是透镜组的长度 L （由物镜第一面顶点到像方焦点的距离）小于焦距 f' 。我们把二者之比 L/f' 称为摄远比，一般摄远物镜的摄远比在0.8以上。

由于前组正透镜的会聚能力被后组的负光焦度所抵消，因此摄远物镜难于在较大孔径情况下获得较高的成像质量。因此它多数用于小相对孔径、并且视场也不大、而焦距要求较长的情况。

在摄远物镜中，由于系统的结构极不对称，因此大视场的畸变很难校正。为了校正畸变，必须把后面的双胶合组用两个分离薄透镜代替，同时还能改善轴外宽光束像差的校正情况，使视场达到 $2\omega = 30^\circ$ ，如图8-27所示。

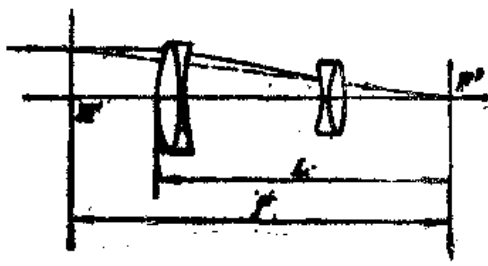


图8-26

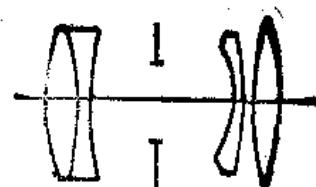


图8-27

为了增大系统的相对孔径，可以把前胶合组用双分离，或双单和单双结构所代替；为了

改善系统的色球差和轴外球差的校正状况，也有的把后组双胶合用三胶合组代替，这些结构和它们达到的光学特性，如图8-28所示。

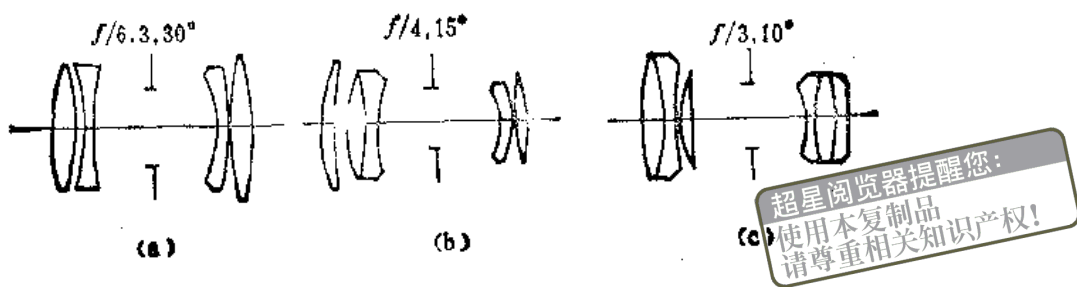


图8-28

望远物镜的另一个缺点是二级光谱色差比一般物镜大，由于它通常被用于长焦距的情形，因此这个缺点显得更为突出。

(7) 反望远物镜的演变型式：反望远物镜的基本结构是由一个负的前组和一个正的后组构成，这种物镜的特点是它的后工作距离 l'_F （由透镜最后一面到焦点的距离）比一般物镜大得多，如图8-29所示。

一般物镜的后工作距离通常小于焦距，但反望远物镜的后工作距离有可能接近或者超过系统的焦距。由于电影和电视摄影机中要求物镜有较长的后工作距离，因此在这些摄影机上使用的短焦距物镜必须采用反望远型式。另外，目前120[°]相机的结构都向着单镜头反光取景的方向发展，在这种照相机上也要求有较大的后工作距离，因此反望远物镜近年来发展的型式较多。

目前的反望远物镜，从结构上来说已经很难认为是在原始的反望远物镜基础上发展起来的了。较早的反望远物镜多数是在一般物镜的前面加上一个负透镜组，或者在一般物镜前面安上一个角放大率小于1的伽利略望远镜，如图8-30 (a) 和 (b) 所示。

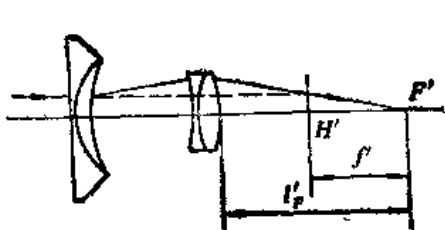


图8-29

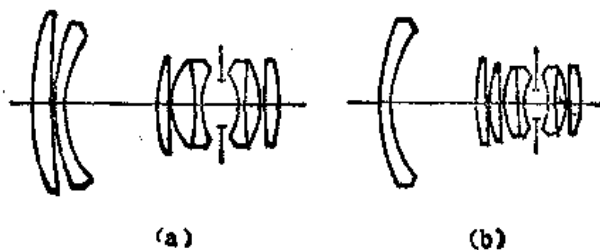


图8-30

反望远物镜除了有后工作距离长的特点而外，它的轴外光束通过前组发散透镜以后，和光轴的倾斜角大大减小，使后组物镜对应的视场角减小，因此更容易达到良好的像差校正，它使反望远物镜有可能达到比一般物镜更高的光学特性，例如相对孔径 $f/2$ ，视场角 $2\omega = 80^\circ$ 。

反望远物镜的另一个优点是由于它的像方视场角 ω' 比物方视场角 ω 小得多，因此使像面的照度比相同视场角的一般对称型物镜均匀，因为在对称型物镜中 ω' 近似等于 ω 。

由于上述两个方面的优点，因此目前即使一些后工作距离并没有特殊要求的物镜也采用反望远结构，以便同时达到大口径与大视场，并改善像面照度的均匀性。

早期的反望远物镜，为了减小前组负透镜对后组物镜的影响，一般前组透镜的光焦度比较小，但是为了达到足够的后工作距离，就必须使前组透镜和后组远离，这样势必造成整个

物镜的结构十分庞大，特别是前组透镜的口径比同样焦距的一般物镜要大得多。为了加大前组的焦距和缩小前后组之间的间隔，使整个物镜的结构紧凑，就必须采用一个更复杂的前组结构，同时后组结构也相应地发生变化。在有些结构比较紧凑的反望远物镜中，甚至前组和后组已经很难划分了。

目前反望远物镜的结构通常都比较复杂，型式也特别多，一般来说前组结构的复杂程度决定了它的视场，而后组结构的复杂程度决定了它的相对孔径。图8-31中是几种具有一定代表性的反望远物镜的结构型式。

超星网
使用本复制品
尊重相关知识产权!

(8) 其它类型的物镜：除了上面所讲的几种基本类型的物镜而外，另外还有少数不属于上述几种类型的物镜，下面作简单介绍。

1) 等明型物镜：这种物镜和前面那些物镜不一样，它不校正场曲，而只是用像散部分地弥补场曲，因此这种物镜从像差校正的角度来说和显微镜物镜更接近一些。它们都是由两个远离的正透镜组构成的，如图8-32(a)和(b)所示。

这类物镜的轴上像差可以校正得比较好，相对孔径可以达到 $f/2$ 左右。但由于场曲没有校正，同时由于两透镜组之间的间隔较大，斜光束在前后两透镜组上的投射高度都比较大，因此轴外高级像差比较大，所以视场不可能很大，一般在 20° 左右，目前它们主要用作电影放映机的放映物镜。

这类物镜的一种复杂化型式是在像面附近加入一个负场镜，以校正系统的场曲，改善轴外的成像质量；为了加大系统的相对孔径，可以把前组会聚透镜用更复杂的透镜组代替，图8-33就是这类系统的一个例子。这种物镜的缺点是后工作距离很小，因此使用受到很大限制。

2) 特大相对孔径的物镜：这种物镜的结构如图8-34(a)和(b)所示，它们的设计原

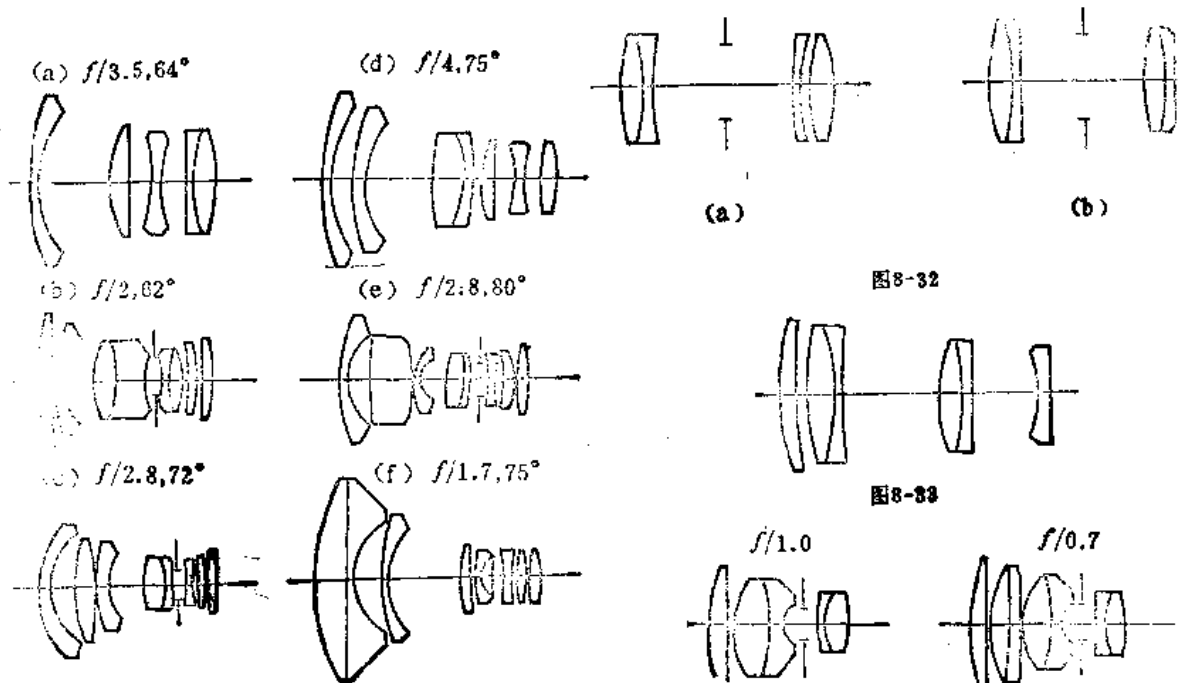


图8-31

图8-32

图8-33

图8-34

理和等明视物镜有些相似。

它主要是利用前面的若干正透镜组和厚透镜前面的会聚面，使光束连续会聚，达到大的相对孔径，而利用厚透镜最后一个凹面来部分地校正场曲。由于凹面和像面已经比较靠近，尽管它的半径比较小，但对光束的发散作用不大，和场镜的作用相似。后面的一个胶合组，主要是用来更好地校正轴外像差。这类物镜的视场一般也不大，在 20° 左右，它们主要用于弱光下工作的仪器，例如用于微光、红外或荧光成像的仪器。

上面我们介绍了现有照相物镜的主要型式，并扼要地说明了它们的设计原理、像差特点和演变规律。这些仅仅是十分初步的，要深入了解它们还必须对各类物镜进行具体的研究。

§ 8-4 变焦距照相物镜

最近十多年来，在光学设计中得到较大发展的一个领域是变焦距照相物镜，由于变焦距物镜能在一定范围内迅速改变系统的焦距，以获得不同比例的像，因此它在新闻采访，影片摄制和电视转播等场合，使用特别方便。而且在电影和电视拍摄的连续变焦过程中，随着物像之间倍率的连续变化，像面景物的大小连续改变，可以使观众产生一种由近及远或由远及近的感觉，更是定焦距物镜所难以达到的。目前变焦距物镜的应用日益广泛，开始主要用于电影和电视摄影，现在已逐步扩大到135°照相机和小型电影放映机上，但仍以电影和电视摄影为主。

变焦距物镜的基本原理是利用系统中两个或两个以上透镜组的移动，改变系统的组合焦距，而同时保持最后像面不变，使系统在变焦过程中获得连续清晰的像。变焦距物镜通常都是按系统中变焦透镜组（即系统中的可移动透镜组）的个数，以及正透镜组和负透镜组的配置位置进行分类的。在它的发展过程中曾有不少人提出了很多可能的类型，但是目前实际采用较多的类型为数并不多。下面我们将分类介绍目前用的较多、并且效果比较好的几种类型。

1. 负-负型 这种类型的变焦距物镜的变焦透镜组是由两个负透镜组构成的，如图8-35中打有斜线的透镜组 φ_2 、 φ_3 所示。景物通过前面的固定透镜组（以后简称前固定组）成像于 A_1' ，成为变焦透镜组 φ_2 的虚物，经 φ_2 以后成像于 A_2' ，再经另一变焦透镜组 φ_3 成像于 A_3' ，最后由后固定组 φ_4 成像于最后像面 F' 。在一个组合系统中，如果第一个透镜组的焦距为 f_1' ，后面各个透镜组的放大率分别为 β_1 、 $\beta_2 \cdots \beta_n$ ，则该系统的组合焦距为：

$$f' = f_1' \beta_1 \beta_2 \cdots \beta_n \quad (8-4)$$

对上面所说的系统来说有：

$$f' = f_1' \beta_1 \beta_2 \beta_3$$

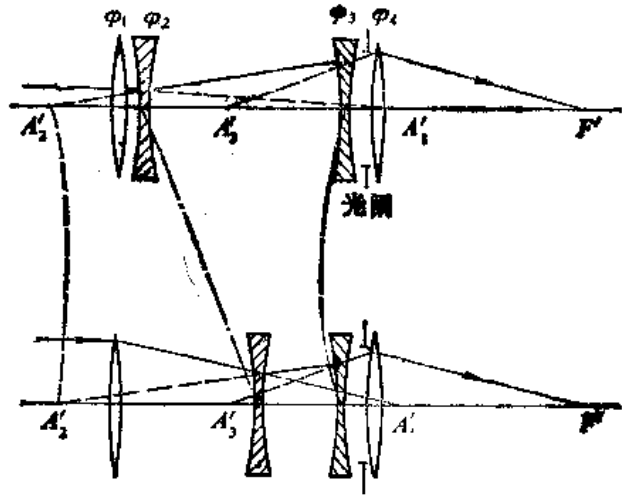


图 8-35

由于变焦透镜组 φ_2 、 φ_3 的移动，使 β_2 、 β_3 发生改变，同时保持像点位置 A_2' 不变，系统的组合焦距 f' 改变，而最后像点位置 F' 不变。图8-35上部表示焦距 f' 最短时的变焦透镜组位置。当 φ_2 自短焦距位置由左向右移动时， β_2 由小变大（绝对值），同时 A_2' 由左向右移动，为了保持像点 A_2' 的位置不变， φ_3 应向左移动， β_3 也略有增加，因而 $(\beta_2 \cdot \beta_3)$ 增加，整个系统的焦距 f' 就增加了。当 β_2 经过-1倍位置以后，像点 A_2' 便开始向左移动， φ_3 则开始向右移动，到达图8-35下部的长焦距位置。 φ_2 和 φ_3 移动的规律略如上下两图之间的点划线所示。在这类系统中，焦距的改变主要是由 β_2 的变化造成的，而 φ_3 的移动主要是用来补偿像点 A_2' 的移动。因此有时把 φ_2 称为“变倍组”，而把 φ_3 称为“补偿组”。为了使变焦过程中，系统最后像空间的相对孔径不变，一般把系统的孔径光阑放在变焦透镜组的后面，如图8-35所示。

属于这类系统的具体结构型式如图8-35所示。它们分别是由不同国家的工厂设计和生产的。

从上面这些透镜组的结构可以看到，不同国家设计生产的变焦距系统，即使它们的光学特性各不相同，但是变焦透镜组的具体结构却十分相似，前固定组和后固定组则差别较大。其中最后一个系统的前固定组特别复杂，在一般前固定组的前面又加入了负透镜组，利用这个透镜组的移动，使系统对近距离物体调焦，因此该透镜组也称为调焦组。这样可以使系统对很近的景物也能获得较好的成像质量。

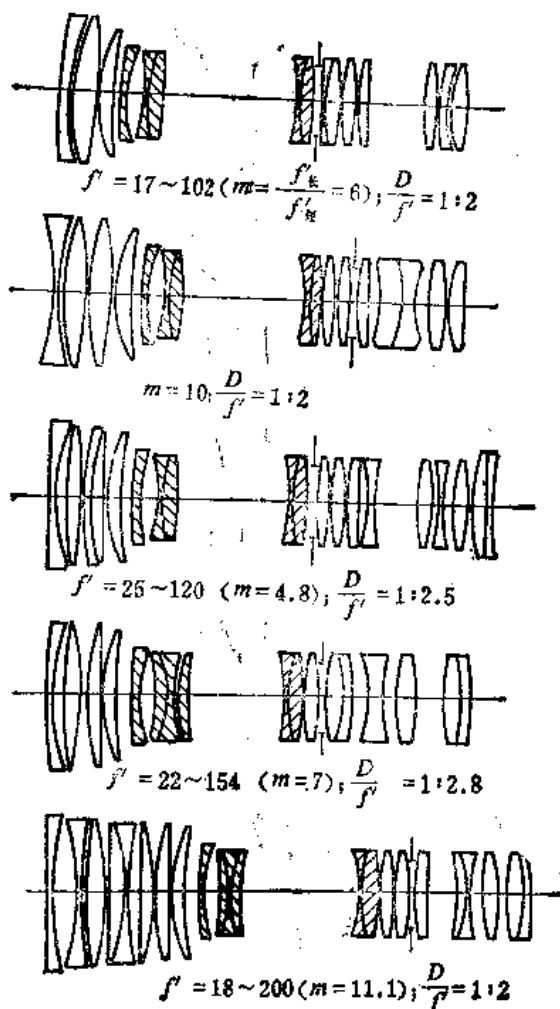


图8-34

2. 负-正型 这种类型的变焦透镜组由一个负透镜组和一个正透镜组构成，如图8-37所示。图的上部为短焦距位置，下部为长焦距位置。

在这类系统中 β_2 和 β_3 均小于零，景物经前固定组和变焦透镜组以后为实像。因此系统可以不加入后固定组，不过为校正像差，或者为了增加或减小系统的相对长度，一般仍要加入适当的后固定组。和前一类变焦物镜不同，这类系统的两个变焦

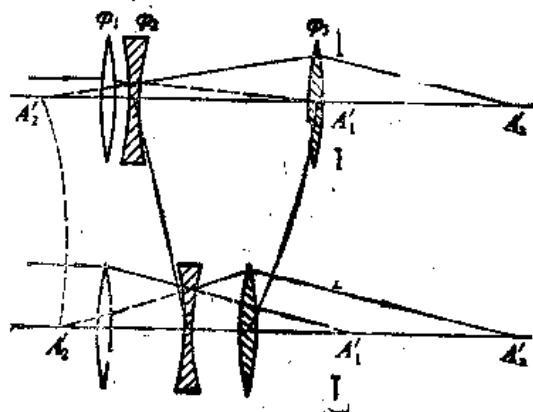


图8-37

透镜组都有较大的移动量，它们的倍率 β_1 和 β_2 均小于零，在变焦过程中，它们都对变倍起作用。在这类系统中已很难认为谁是变倍组，谁是补偿组。由于两个变焦透镜组都对倍率变化起作用，对每一个变焦透镜组来说倍率的变化就比较小，可能达到较好的成像质量。但是第二个变焦透镜组 φ_2 ，对光束起较强的会聚作用，相对孔径比较大，因此结构比负-负型的 φ_2 透镜组复杂得多。属于这类系统的具体结构如图8-38所示。

在上面这些系统中，位在前固定组后面的第一变焦透镜组的结构，不仅它们彼此之间很相似，而且和前面负-负型系统中的第一变焦透镜组的结构也大致相同。第二个正光焦度的变焦透镜组则由若干个单正透镜加一个双胶合组构成，结构型式也比较简单。前固定组同样由若干单正透镜加一个分离或胶合的正负组合透镜构成，和前面负-负型系统中的前固定组也很相似。图8-38中最后的两个系统都在前固定组之前加入了负光焦度的调焦组，因此系统的头部显得特别复杂。这种类型系统的后固定组结构差别也比较大。

3. 正-负-正型 这类变焦系统的变焦透镜组共有三个，两个正透镜组和一个负透镜组，它们的位置排列如图8-38所示。图的上部为短焦距位置，下部为长焦距位置。这三个透镜组可以各自分别按一定规律移动，以达到最大限度的变焦效果。为了简化透镜组的运动规律，可以把 φ_1 和 φ_2 固定在一起进行移动， φ_3 则独立移动。如果三个变焦透镜组的光焦度 φ_1 、 φ_2 、 φ_3 分配合适，在 φ_1 和 φ_2 固定在一起移动时， φ_3 保持不动，也可以在四个焦距上达到像面位置不变，其他焦距的像点位置虽然稍有移动，但移动量不大。这样的系统称为**光学补偿系统**。而把前面那些变焦透镜组按一定曲线规律移动的系统，称为**机械补偿系统**。目前对光学系统的成像质量，要求越来越高，光学补偿系统残留的像面位移往往不能满足使用要求，同时随着机械加工技术的发展，机械补偿系统中凸轮曲线的加工已不象过去那样困难，加工精度也越来越高，因此目前纯粹的光学补偿系统已很少使用。而是

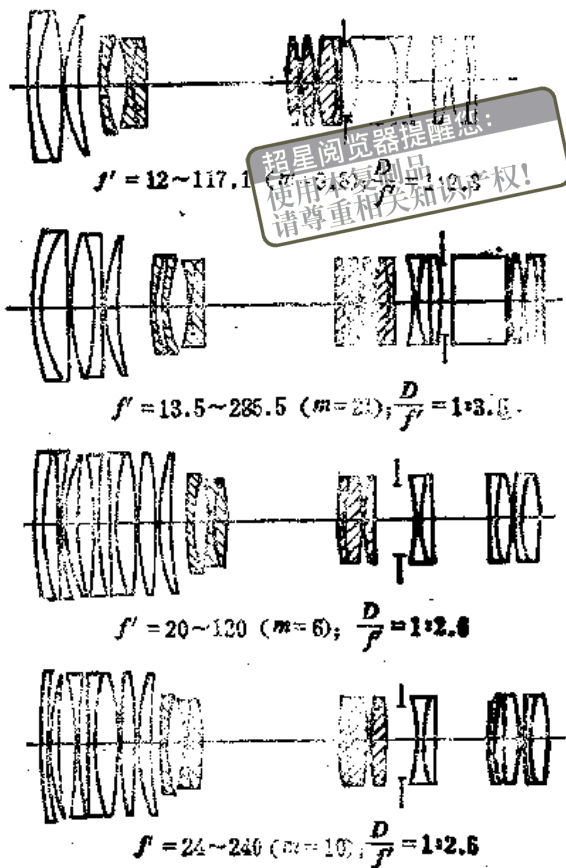


图8-38

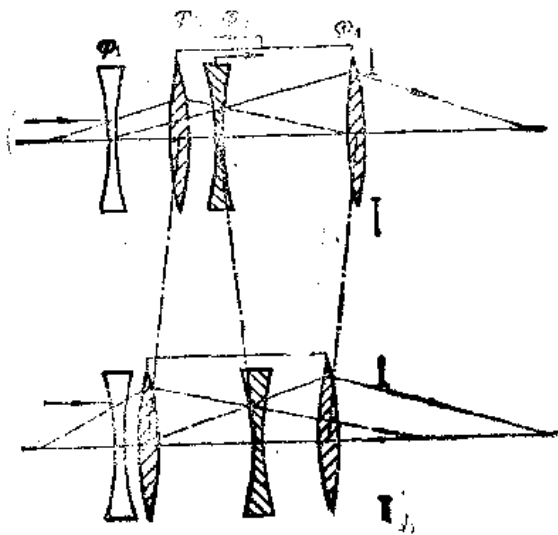


图8-39

利用光学补偿的原理使变焦透镜组的运动规律尽量简化，在光学补偿的基础上让其中某一透镜组作曲线运动，以保持整个变焦过程中像面位置不变。上面这类系统的典型结构如图8-40所示。其中（a）为一光学补偿系统，（b）为一机械补偿系统。这类系统的特点是外形尺寸比较大。由于系统中三个变焦透镜组，每一个都对变倍起作用，所以它们各自的倍率变化比较小，容易达到较高的成像质量。

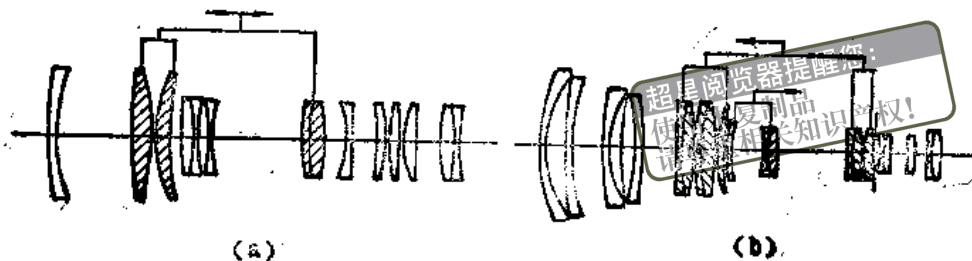


图8-40

除了上面介绍的三种变焦系统的类型之外，为了达到更大的变焦比 m ，采用两个变焦系统串联在一起的结构，例如图8-41中把两个负-负型系统串联在一起。图8-42中则把两个负-正型系统串联在一起，它们的变焦比都能达到 $30\times$ 。以上为目前实际用得较多的几种变焦系统的类型，下面我们简单介绍一下变焦距物镜的设计方法。

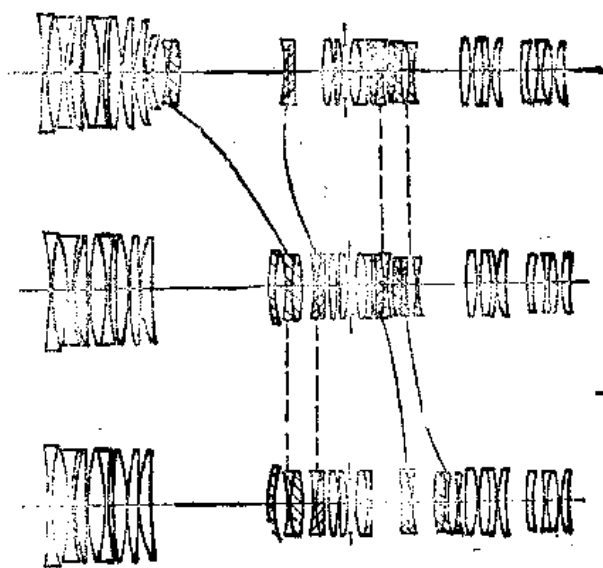


图8-41

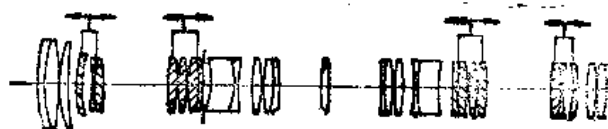


图8-42

变焦距物镜的设计过程，一般分为两个阶段，第一个阶段是外形尺寸计算，第二个阶段是像差设计。外形尺寸计算的任务是根据系统要求的焦距变化范围，相对孔径、幅面大小和外形尺寸的要求确定系统中每个透镜组的焦距和变焦透镜组的移动范围，这是一个十分复杂而又细致的过程，它是变焦物镜设计成败的关键，须要通过大量的各种方案之间的分析、比较来决定。对每一个方案要求计算出三个至五个不同焦距时各个变焦透镜组的位置和每个透镜组的通光口径。根据系统的外形尺寸，每个透镜的口径和焦距，变焦透镜组运动规律的平滑性等方面，对不同方案进行比较，从中选取一个合理的方案，然后进行像差设计。

进行像差设计时，首先根据外形尺寸计算中所求出的每个透镜组的光焦度和通光口径，参考现有结构，选定每个透镜组的结构型式，缩放成要求的焦距以后组合成全系统进行像差校正。像差校正过程一般可分为两步进行。首先把整个变焦范围按等比级数取出3~5个不同的焦距位置，改变前固定组和变焦透镜组的结构参数，使各种像差在不同焦距位置时尽量一致，但不一定要求数值很小。当各种像差在不同焦距时的差别校正得比较小的时候，取每一种像差的平均值作为对后固定组校正像差的要求，进行第二步校正。这时把前部系统固定在某一个焦距，用改变后固定组的结构使整个系统达到校正。这一步和一般定焦距系统的设计完全相同。

初看起来，变焦距物镜的像差校正过程要比定焦距系统困难得多，因为它要求在整个变焦范围内，不同焦距位置的像差同时达到校正，因此每修改一个参数，都须要看它对不同焦距像差的影响。但是从前面给出的各种变焦系统的具体结构来看，不同类型、不同工厂生产的不同光学特性的变焦系统，前固定组和变焦透镜组的结构都十分相似，这说明各个透镜组之间不可能存在复杂的像差补偿关系，每个透镜组基本上是独立校正像差的，它们主要依靠增加透镜个数的方法，使不同焦距位置像差数值都不大。因此参考一些现有的专利资料，选定结构形式以后，往往稍作修改就可以满足要求。这些系统中的高级像差一般都比较小，同时它们的成像质量，总有某些焦距位置比一般的定焦距物镜要差。

§ 8-5 像差变化量表的计算

前面已经说过，照相物镜要求校正的像差比以前介绍过的光学系统增加很多，除了校正初级像差而外，还要求校正高级像差，同时照相物镜的结构也比较复杂，要掌握结构参数和像差之间的变化规律就比较困难。在手工计算时期要完全弄清一个比较复杂的照相物镜的结构参数和像差之间的关系，往往需要通过长时间的计算，再加上设计者的经验，才能在一定程度上掌握这些规律。现在使用了电子计算机以后，就有可能在短时间内计算出一个全面的像差变化量表，用来说明结构参数和像差之间的规律。

我们说过照相物镜设计，从某种意义上来说，主要是校正高级像差的问题。实践告诉我们，为了校正微量的高级像差，往往需要把结构作较大的改变才有可能，因此在像差变化量表中最好能够从总像差（包括高级像差和初级像差）中把高级像差分离出来，用定量的方式不仅把结构参数和边缘像差变化的关系表示出来，而且能同时把结构参数和高级像差变化的关系表示出来。下面我们将介绍这样的一种像差变化量表。利用第二章§2-16和§2-17中的高级像差数值估量公式，可以把高级像差近似地从总像差中分离出来，它对于设计照相物镜时校正高级像差十分重要。

究竟需要计算哪些像差的变化量，要根据具体的系统来确定。通常分为两大类，一类是边缘像差，另一类是高级像差。边缘像差常用的有以下几种：

$$\delta L'_s, SC'_s, K'_{T_s}, K'_{S_s}, x'_{1s}, x'_{2s}, \delta y'_{2s}, \Delta L'_{FC}, \Delta y'_{FCs}$$

以上九种像差中 $\Delta L'_{FC}$ 为0.7071口径的轴向色差，其余均为边缘视场或边缘孔径的像差。

高级像差根据§2-16和§2-17中所述有以下几种：

$$\delta L'_{1s}, \delta L'_{T_s}, \delta L'_{S_s}, K'_{T_{1s}}, K'_{T_{2s}}, SC'_{1s}, K'_{S_{1s}}, x'_{1s}, x'_{2s}, \delta y'_{1s}, \delta L'_{FC}, \Delta y'_{FCs}$$

共十二种。当然并不是任何一个设计都需要计算这么多种像差的变化量，根据具体系统的要求不同，只要计算那些需要进行校正的像差就可以了。

如果我们把光学系统的每个结构参数都相应的变化一个小量 δc 、 δd 、 δn_D 、 $\delta(n_F - n_C)$ ，计算出它们对应的边缘像差和高级像差变化量，列出像差变化量表，通过对这种像差变化量表的分析，就比较容易地掌握结构参数和像差之间的变化规律，从而为进一步校正像差提供依据。在后面的设计举例中，将具体地说明如何利用这种像差变化量表来校正像差。

实际上像差变化量表也是像差自动校正程序中的一个基本组成部分，在自动校正程序中，通常也要首先计算出像差变化量表，通过像差变化量表把结构参数和像差之间的非线性关系线性化，随后对像差变化量表按一定的数学方法进行分析，找出结构参数的改变方向。关于这一方面的内容将在第十章中进行介绍。

§ 8-6 照相物镜设计例一 —— 根据像差变化量表 用逐步修改的方法设计反摄远物镜

上面介绍了照相物镜的基本类型和它们的像差特点，这仅仅是一个初步的分析，要真正掌握不同类型照相物镜的具体的像差特点，以及它们的设计方法，还必须对各类物镜进行具体的研究。从这一节开始，我们将举三个设计例子，并采用三种不同的设计方法。这样，不仅能使我们掌握不同的设计方法，同时还可以更深入地了解这些具体物镜形式的像差特点。本节根据上节介绍的像差变化量表，采用逐步修改的方法设计一个反摄远物镜。

由于照相物镜结构比较复杂，而且它们的结构主要是由高级像差决定的，因此大多不能用初级像差求解来确定初始结构。目前设计照相物镜最常用的方法之一，就是采取逐步修改的方法。首先根据要求的光学特性，从现有资料中找一个光学特性相近的结构，通过像差计算逐步进行修改，达到满足要求的光学特性和成像质量。这一节我们就是用这种方法来设计一个反摄远物镜。

假定要求设计一个135[°]相机用的照相物镜，光学特性的要求为：

$$f' = 87, \quad 2\omega = 40^\circ, \quad D/f' = 1/2$$

根据以上光学特性，我们选了如下的一个专利数据，其光学特性为：

$$f' = 1, \quad 2\omega = 62^\circ, \quad D/f' = 1/2$$

结构参数为：

r	d	n_D	ν
3.2117		1.0	
	0.10833	1.71300	53.9
∞			
	0.00278	1.0	
1.3889			
	0.06111	1.51680	64.2
0.4778			
	0.31111	1.0	
0.8945			

	0.22778	1.8755	41.9
-1.5278			
	0.29167	1.51454	54.62
0.9444			
	0.14722	1.0	
-0.5992			
	0.0778	1.78477	26.1
1.0775			
	0.19444	1.74443	49.4
-0.7172			
	0.00278	1.0	
-3.0556			
	0.08333	1.73684	46.2
-1.0391			
	0.00278	1.0	
3.6111			
	0.03944	1.74400	44.9
-2.1958			
		1.0	

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

下面就按照具体步骤介绍整个设计过程。

(1) 缩放焦距：采用已有结构修改的方法，首先要缩放焦距，因为已有结构的焦距和要求的焦距一般来说不会相同，例如上面的专利数据是按 $f' = 1$ 给出的，我们现在要求的焦距为 37 mm，因此必须首先把结构参数进行缩放。把 $f' = 1$ 的结构参数中的半径、厚度和空气间隔都乘 37，就得到所要求的系统的结构参数：

r	d	n_D	ν	n_D^*	ν^*
19					
	4.02	1.7130	63.9 (L K7)	1.0384	55.5 (ZK11)
∞					
	0.1				
51.3					
	2.23	1.5168	64.2 (K9)	1.5163	64.1 (K5)
17.7					
	11.5				
33.05					
	8.43	1.68755	41.6 (ZB F11)	1.70166	41 (ZB F20)
-56.6					
	10.78	1.51454	54.62 (KF 2)	1.5688	56 (B K7)
34.9					
	5.45				

-22.1°	1.03	1.78470	26.1	(ZF13)	1.7172	29.5	(ZF3)
39.8							
	7.2	1.74443	49.4	(LaF7)	1.6568	51.1	(ZB.F3)
-26.6							
	0.1						
-113							
	3.08	1.76684	46.2	(LaF4)	1.6384	55.5	(ZK11)
-39.55							
	0.1						
133.7							
	2.56	1.74400	44.9	(LaF2)	1.6384	55.5	(ZK11)
-81.3							

浏览器提醒您：
使用本复制品，
请尊重相关知识产权。

系统的型式如图8-43所示。

(2) 更换玻璃：根据已有结构进行修改，一般还必须更换玻璃，因为现有的可供使用的玻璃，往往和原来的玻璃不符合。在§8-4中说过，在照相物镜设计中正透镜使用高折射率的冕牌玻璃是有利的，因此一般希望尽可能提高冕玻璃的折射率，但还要根据当前的可能，例如上面这个系统中第一个透镜是使用的LaK玻璃，最后的三个透镜是LaF玻璃，我们现在希望不使用镧玻璃，全部用一般光学玻璃代替，当然这样把正透镜玻璃的折射率降低了，会使系统的成像质量有所降低。下面我们每个透镜更换的玻璃说明如下：

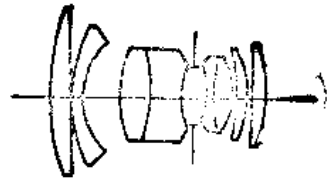


图 8-43

第一块透镜原来采用的是LaK玻璃 ($n_D = 1.7130$, $\nu = 53.9$)，我们把它换成ZK11 ($n_D = 1.6384$, $\nu = 55.5$)，这种玻璃是一般冕玻璃中折射率最高的，色散和原来的玻璃接近。第二块透镜采用K9玻璃，它和原来的玻璃光学常数几乎完全一致。第三块透镜采用ZB.F20 ($n_D = 1.70166$, $\nu = 41$)，它和原来的玻璃 ($n_D = 1.68756$, $\nu = 41.6$)比较，折射率略有提高，色散近似不变。第四个透镜我们采用BaK7 ($n_D = 1.5188$, $\nu = 56$)，这种玻璃和原来的玻璃 ($n_D = 1.51454$, $\nu = 54.62$)比较，折射率也略有提高，这样使该胶合透镜组中胶合面两边的折射率差基本不变；对于胶合透镜来说，更换玻璃时主要是使两个透镜的折射率差保持不变，因为胶合面两边的折射率差一般对像差影响较大。最后的两个透镜，即第七和第八个透镜我们都采用ZK11 ($n_D = 1.6384$, $\nu = 55.5$)来代替，它的折射率比原有玻璃 ($n_D = 1.76684$, $\nu = 46.2$; $n_D = 1.7440$, $\nu = 44.9$)降低了很多，色散也比原来小了，下面剩下由第五和第六个透镜组成的胶合组 ($n_D = 1.78470$, $\nu = 26.1$; $n_D = 1.74443$, $\nu = 49.4$)，由于后面两个正透镜的色散大大地降低了，因此第五个负透镜的色散也应该相应地降低，这样可以使色差保持不变，把第五个透镜采用ZF3 ($n_D = 1.7172$, $\nu = 29.5$)，第六个透镜采用ZB.F3 ($n_D = 1.6568$, $\nu = 51.1$)，它们折射率比原来的玻璃也降低了，胶合面两边的折射率差基本不变。这样整个系统所有透镜的玻璃都确定了。为了便于对照，把它们的光学常数一起标注在前面的结构参数中，它们的折射率和色散分别用 n_D^* 和 ν^* 表示，后面括

号中为相应的牌号。

在玻璃材料确定以后，还要把更换玻璃的各个透镜的半径作相应的改变，目的是使每个折射面对应的薄透镜光焦度不变。我们把系统中的每一个折射面，都看作是一个平凸或平凹的薄透镜，在更换玻璃以后，保持它们的光焦度不变，并且让它们之间的厚度和间隔不变，这样可以使系统的像差特性变化不大。根据薄透镜的光焦度公式，欲保持各个折射面的光焦度不变，新的玻璃折射率 n^* 及表面曲率 c^* 和原来的 n 、 c 之间应符合以下关系：

$$c^*(n^* - 1) = c(n - 1)$$

由此得到新的半径 r^* 和原来的半径 r 的关系如下：

$$r^* = r \frac{n^* - 1}{n - 1}$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

(8-5)

系统中胶合面的半径保持不变，因为胶合面两边的折射率差基本不变。把半径按公式(8-5)改变以后得到新的结构参数如下：

r	d	n_D	n_d	n_c
		1.0	1.0	1.0
103.5				
	4.02	1.6384	1.65289	1.63506
∞				
	0.1	1.0	1.0	1.0
51.3				
	2.26	1.5163	1.52627	1.51389
17.7				
	11.5	1.0	1.0	1.0
34.75				
	8.43	1.70166	1.72362	1.69673
-56.6				
	10.78	1.56880	1.58154	1.56582
38.55				
	2.72	1.0	1.0	1.0
∞ (光阑)				
	2.73	1.0	1.0	1.0
-20.2				
	1.03	1.7172	1.74926	1.71037
39.8				
	7.2	1.6538	1.67306	1.65306
-23.48				
	0.1	1.0	1.0	1.0
-94				
	3.08	1.6384	1.65289	1.63506
-32.81				

116.51
-70.9

0.1 1.0 1.0 1.0

3.56 1.6384 1.05289 1.63506

1.0 1.0 1.0

根据以上的结构参数和要求的特性 ($2\omega = 60^\circ$, $D/f' = 1/2$) 就可以计算像差, 这里选定C-g作为消色差谱线, 所以色差按 n_g 和 n_c 进行计算。

在进行第一次像差计算时, 一般还须要注意一下透镜的厚度, 因为经过缩放以后, 很可能有某些透镜的厚度太小, 影响通光, 需要适当加大。在上面的系统中, 最后一个透镜的厚度(2.56)太小, 我们把它加大到3.53。这样计算得到的主要像差如下:

$$D = 18.5; 2\omega = 60^\circ$$

表8-4 (a)

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{gc}$	$\delta y'_g$	x'_i
1.0	-0.49	0.0022	0.022	-0.42	1.73
0.7071	-0.45	0.001	-0.28	-0.23	0.87

像差	x'_s	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta L'_s$	K'_s	$\Delta y'_{gc}$
1.0	0.57	-0.09	-0.035	0.76	-0.109	0.0146
0.7071	-0.00	-0.40	0.034	0.15	-0.015	-0.0136

表8-4 (b)

像差	$\delta L'_{sn}$	$\delta L'_{Ty}$	$\delta L'_{sy}$	K'_{Tsn}	K'_{Tsy}	x'_{sn}	x'_{sy}	$\delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{gc}$
数量	-0.21	0.4	1.25	-0.006	0.059	0.005	-0.29	0.468	-0.024

$$f' = 37.49; f'_p = 43.03; y'_0 = 21.845$$

由以上结果可以看到, 在边缘像差中 $\delta L'$ 、 x'_i 、 x'_s 和 $\Delta L'_{gc}$ 这四种像差没有校正, 其中特别是 x'_i 和 x'_s , 数量较大。在高级像差中 $\delta L'_s$ 和 K'_{Tsy} 比较大, 需要进一步校正。

(3) 计算像差变化量表, 校正像差: 为了校正像差, 首先计算一个像差变化量表, 如表8-5所示。表的右上方的两个增量 $\delta c = 0.001$ 、 $\delta d = 0.1$ 为计算像差变化表所用的结构参数的增量。表中列出的就是每个结构参数按上述增量改变以后所引起的像差变化量。利用像差变化量表进行像差校正时, 我们认为结构参数的增量和像差的增量之间是成正比的, 也就是说结构参数和像差之间符合线性关系, 而实际上像差和结构参数之间是非线性关系。只有在结构改变不大时, 才可以近似地认为符合线性关系。因此利用像差变化量表校正像差往往不可能一次达到要求, 而必须通过多次反复, 用逐次逼近的方法, 才能最后达到目的, 特别对于要求进行较大修改的情况更是如此。下面详细说明校正过程。

1. 选择需要校正的像差 利用像差变化量表校正像差, 必须对当前系统的像差和像差变化量进行仔细的分析。首先确定哪些像差需要校正, 即控制哪些像差就能控制系统的质量。这对不同的系统有不同的要求, 例如对望远镜物镜只要校正 $\delta L'_s$ 、 SC'_s 、 $\Delta L'_{gc}$ 三种像

像差变化量 $\delta c = 0.001; \delta d = 0.1$

像差 参数	$\delta L'_m$	K'_f	SC'_m	x'_f	x'_s	$\delta y'_{zm}$	$\Delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{g'm}$	$\delta L'_{aa}$	$\delta L'_{xy}$	$K'_{T'snb}$	$K'_{T'sny}$	x'_{fsm}	x'_{fsm}	$\delta L'_{g's}$	$\Delta y'_{g'sz}$
C1	0.007	-0.042	-0.0010	-0.459	-0.074	0.255	-0.995	0.026	0.027	-0.000	0.002	-0.010	0.075	-0.033	-0.043	-0.008
C2	-0.003	0.030	0.0006	0.930	0.196	-0.315	0.071	-0.025	-0.027	-0.134	0.014	-0.004	-0.126	0.027	0.043	0.008
C3	0.005	-0.051	-0.0011	0.099	0.026	0.091	-0.613	0.012	0.019	0.030	-0.003	-0.008	-0.011	-0.021	-0.031	-0.003
C4	0.004	-0.071	-0.0016	0.363	0.148	-0.064	0.013	-0.009	-0.047	-0.053	0.001	0.005	-0.007	0.003	0.040	0.002
C6	-0.005	0.105	-0.0023	0.482	0.116	0.040	-0.044	0.013	0.057	0.214	0.003	-0.003	-0.023	-0.013	-0.050	-0.002
C6	0.047	0.012	0.0007	0.096	0.031	-0.020	0.11	-0.004	-0.008	0.033	0.013	-0.002	-0.005	0.000	0.011	0.001
C7	0.187	0.068	0.0013	0.001	0.050	-0.028	0.004	-0.002	-0.031	-0.086	-0.001	0.001	0.010	0.004	0.014	0.000
C9	-0.360	0.061	0.0019	0.055	-0.053	0.012	-0.029	-0.002	0.030	0.036	-0.026	-0.000	0.035	-0.013	0.003	0.000
C10	0.102	0.017	0.0003	0.033	0.014	0.0	0.033	0.002	-0.018	-0.043	-0.003	-0.001	-0.002	-0.002	0.033	-0.000
C11	0.535	-0.075	-0.0026	-0.308	-0.030	-0.019	0.014	0.004	-0.037	0.149	0.007	0.010	0.016	-0.011	0.016	0.000
C12	-0.273	0.027	0.0010	-0.067	-0.077	-0.008	-0.015	-0.005	0.026	0.036	-0.007	0.019	-0.009	0.012	-0.029	0.001
C13	0.532	-0.054	-0.0013	-0.209	-0.003	-0.009	0.019	0.005	-0.043	-0.191	0.008	-0.008	0.015	-0.013	0.030	-0.000
C14	-0.136	0.021	0.0007	0.289	0.137	0.036	-0.018	-0.007	0.018	0.028	-0.001	0.016	0.008	0.016	-0.031	0.002
C15	0.363	-0.030	-0.0009	0.070	0.066	0.013	0.022	0.007	-0.030	-0.114	0.047	0.004	-0.003	-0.015	0.037	-0.001
d5	-0.035	-0.008	-0.0003	0.033	0.019	0.002	-0.001	0.0	0.001	0.029	0.011	-0.001	0.001	0.000	0.000	-0.000
d6	0.006	0.011	-0.0002	0.100	0.035	0.001	-0.001	0.001	0.001	0.013	0.011	0.000	-0.002	0.002	-0.001	-0.000
d7	0.008	0.014	-0.0002	0.107	0.040	0.004	-0.003	0.002	0.001	0.021	0.014	0.001	0.002	0.004	-0.001	-0.000
d8	-0.005	0.016	-0.0002	0.110	0.042	-0.001	0.001	0.002	0.001	0.035	0.017	0.001	0.001	0.002	0.002	-0.000
d9	-0.016	-0.015	-0.0003	0.111	0.035	0.002	0.001	0.001	0.001	0.030	0.016	0.000	0.002	0.000	0.002	-0.000
d11	-0.100	-0.001	0.0001	0.130	0.043	-0.001	0.001	0.003	0.003	0.040	0.007	0.002	0.000	0.002	0.007	0.000

差，对于目镜则主要控制 x'_1 、 $\Delta y'_{f_0}$ 和 K'_1 。对照相物镜，前面已经说过，不仅七种初级像差部须要校正，而且还必须校正若干高级像差。在像差变化量表中给出的都是实际像差的变化量，我们选取以下七种实际像差来控制初级像差，即 $\delta L'_n$ 、 $K'_{T,n}$ 、 $x'_{1,n}$ 、 $x'_{2,n}$ 、 $\delta y'_{2,n}$ 、 $\Delta L'_{f_0}$ 、 $\Delta y'_{f_0}$ 。

从初级像差来说，彗差可以用 $K'_{T,n}$ 、 $K'_{S,n}$ 、 SC'_n 中任意一个来控制，究竟选用哪一个，根据具体系统来定。对小视场系统一般用 SC'_n ，对视场较大的系统一般用 $K'_{T,n}$ ，当弧矢视场高级彗差很大，通过控制 $K'_{T,n}$ 或 SC'_n 已不能控制 $K'_{S,n}$ 时，才把 $K'_{S,n}$ 作为控制弧矢视场高级彗差使用。

高级像差究竟要控制哪几种，一方面要看系统现有高级像差的数量，另一方面也要看像差变化量表上各个自变量对这些像差是否灵敏，有无校正的可能。从现有系统的高级像差来看，数量较大的高级像差有 $\delta L'_{S,y}$ 、 $\delta L'_{T,y}$ 、 $K'_{T,n,y}$ 、 $x'_{1,n}$ 四种。其中最大的是 $\delta L'_{S,y}$ ，等于1.25，但是从像差变化量表上看出，各个自变量对它都不很灵敏，就是最灵敏的 c_4 ，也须要改变像差变化量表中用的增量 δc (0.001)的十多倍，才能使 $\delta L'_{S,y}$ 达到校正，因为对应的 $\delta L'_{S,y}$ 的变化量只是0.09。因此希望在校正过程中尽量减小 $\delta L'_{S,y}$ ，但不一定能完全校正。而 $\delta L'_{T,y}$ 和 $K'_{T,n,y}$ ，对它们比较灵敏的自变量较多，可以校正。 $x'_{1,n}$ 等于-0.29，数量不算很大，但对它灵敏的自变量较少，不易校正，我们要求它不要再增加。这是现有系统中数量较大的几种高级像差的情况。有的高级像差如 $x'_{1,n}$ ，虽然现在数量不大，但对它敏感的自变量很多，因此在校正过程中也须要注意，不让它们变得过大。至于那些现在数量不大，而且各个自变量对它们也不灵敏的那些高级像差如 $K'_{T,n,x}$ 、 $\Delta y'_{f_0,x}$ 等，在校正中可以不考虑。

通过这些初步的分析，我们选出以下五个高级像差进行校正：

$$\delta L'_{T,y}, \delta L'_{S,y}, K'_{T,n,y}, x'_{1,n}, x'_{2,n}$$

其中重点要进行校正的是 $\delta L'_{T,y}$ 和 $K'_{T,n,y}$ 。经过上面这一番挑选，一共选出十二种像差来控制系统的质量。这样多的像差要同时校正，用人工分析的方法仍有困难。我们把两种色差暂时先不校正，先校正单色像差，等单色像差校正完成以后，再利用更换折射率相同而色散不同的玻璃校正色差，而已经校正了的单色像差不会改变。但希望这两个色差在校正单色像差过程中不要变得太大，而增加下一步校正的困难。这样在十二种要求校正的像差中，现在重点须要校正的就只有 $\delta L'_{S,y}$ 、 $K'_{1,n}$ 、 $x'_{1,n}$ 、 $x'_{2,n}$ 、 $\delta y'_{2,y}$ 、 $\delta L'_{T,y}$ 、 $K'_{T,n,y}$ 这七种，当然在校正过程中根据像差变化的具体情况，参加校正的像差有可能要作某些调整。

2. 确定偏差的目标值 选定了需要校正的像差以后，还要确定各种像差大约的目标值，边缘像差的目标值一般要根据系统高级像差的大小和符号，按像差平衡的要求确定，高级像差的目标值，可以根据允许的剩余像差来决定，但同时要考虑系统校正的可能性。我们结合上面的例子进行具体说明。

$\delta L'_{S,y}$ ——我们要求系统优先保证像面中心的成像质量，因此不考虑用轴上球差来平衡视场高级球差，轴上球差独立校正，因此 $\delta L'_{S,y}$ 就只须要考虑孔径高级球差和初级球差的平衡问题，现在剩余球差 $\delta L'_{S,y} = -0.21$ ，这个数量不算很大，也不太小，在这种情况下，根据§2-15球差平衡的讨论，我们希望边缘球差为零或略正一些，不希望出现负值，因此我们把 $\delta L'_{S,y}$ 的目标值定为0.0~0.1。

$K'_{T,n,y}$ ——现有系统的子午孔径高级彗差不大，子午视场高级彗差 $K'_{T,n,y}$ 较大，但是上面我们已经决定要校正 $K'_{T,n,y}$ ，所以 $K'_{T,n}$ 也不须要考虑它的平衡问题，取目标值为-0.01

~ +0.01。

x'_{im} ——它除了要考虑高级像散的平衡而外，还必须考虑与子午视场高级球差的平衡，现在系统 x'_{im} 很小，但 $x'_{sm} = -0.29$ ，为了不使中间视场的剩余像散过大，希望 x'_{im} 校正为负值，同时目前系统的子午视场高级球差 $\delta L'_{Ty}$ 为正值，也要求一个负的 x'_{im} 和它平衡，所以我们取 x'_{im} 的目标值为 $-0.1 \sim -0.2$ 。

x'_{sm} ——现有系统的高级弧矢场曲较大， $x'_{sm} = -0.29$ ，如果仅从细光束弧矢场曲的平衡要求出发， x'_{sm} 应为一正值，但是又考虑到现在弧矢视场高级球差为很大的正值，因此我们取 x'_{sm} 的目标值为 $0.0 \sim 0.1$ 。

$\delta y'_{sm}$ ——一般照相物镜的相对畸变允许在 $\pm 2\%$ 以内，现在系统的像高 $y'_s = 21.645$ ，畸变为 -0.42 ，大约正好相当于 -2% ，我们要求畸变的绝对值小于 0.4 。

$\delta L'_{Ty}$ ——从细光束像散的平衡要求来看，我们希望 x'_{im} 为负值，为了使 $\delta L'_{Ty}$ 和它相匹配，我们希望 $\delta L'_{Ty}$ 为正值，目前它为 $+0.4$ ，我们希望它适当减小，所以目标值定为 $0.1 \sim 0.4$ 。

K'_{Tsy} ——根据前面对自变量的分析，对 K'_{Tsy} 敏感的自变量比较多，因此比较容易校正，我们希望 K'_{Tsy} 能校正到 ± 0.03 以内，这样通过初级彗差的平衡，可以使整个视场内的彗差大约不超过 ± 0.02 。

$\delta L'_{iy}$ ——当前数量较大，为 1.25 ，同时又不易校正，我们希望它尽量减小，初步要求不超过 1mm 。

x'_{is} ——当前数量不大，希望它能保持在 $0.0 \sim 0.1$ 之间。

x'_{sm} ——当前数量较大，希望它不再增大，能保持在 $0.0 \sim 0.3$ 之间。

上面根据像差平衡和成像质量的要求，初步确定了需要校正的全部单色像差的目标值范围，这些目标值在校正过程中随着高级像差的变化和校正的难易，还可能加以调整。

我们把需要校正像差的当前数值和目标值列表，如表8-6所示。

表8-6

像差类别	$\delta L'_{im}$	K'_{Tsm}	x'_{im}	x'_{sm}	$\delta y'_{sm}$	$\delta L'_{Ty}$
当前值	-0.49	-0.035	1.73	0.57	-0.42	0.4
目标值	0.0 ~ 0.1	-0.01 ~ +0.01	-0.1 ~ -0.2	0.0 ~ 0.1	0.0 ~ -0.4	0.1 ~ 0.4
像差类别	$\delta L'_{iy}$	K'_{Tsy}	x'_{is}	x'_{sm}	$\Delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{gc}$
当前值	1.25	0.06	0.005	-0.29	-0.23	0.015
目标值	0.0 ~ 1.0	-0.03 ~ +0.03	0.0 ~ 0.1	0.0 ~ 0.3	—	—

选定了校正的像差，并确定了它们的目标值之后，就可以开始校正了。

3. 找出最有利的自变量进行像差校正 对复杂的系统来说自变量很多，例如现在的像差变化量表上就有20个自变量，其中有些透镜的厚度和间隔还没有列入，考虑到这些厚度或间隔对像差不很灵敏，直接根据工艺要求可以确定，故而不作为自变量。究竟采用哪些自变量来校正像差呢？这就要做一番挑选。挑选的方法大体是这样的，首先确定在需要校正的这

些像差中，目前最主要的是什么像差，例如我们的系统最主要的是 x'_{im} 和 x'_{sm} 。从像差变化量表的这两列来看，凡是对 x'_{im} 灵敏的变量一般对 x'_{sm} 也灵敏，所以这两种像差要一起来校正。我们先要看哪些变量对这两种像差较灵敏，由表中可以找到， c_1 、 c_2 、 c_4 、 c_5 、 c_{11} 、 c_{13} 和 c_{14} 这七个变量对 x'_{im} 和 x'_{sm} 较灵敏，然后对这些变量逐个分析，它们对其它像差的校正是有利还是不利。例如 c_1 和 c_2 这两个变量对 x'_{im} 、 x'_{sm} 的校正最灵敏，但它们对 x'_{sm} 、 x'_{sm} 、 $\delta L'_{Tm}$ 和 $\Delta y'_{gc}$ 也较灵敏，而且这些像差和 x'_{im} 和 x'_{sm} 的校正要求相矛盾。根据 x'_{im} 和 x'_{sm} 的当前值和目标值，要求它们的变化量为负值，而对应的 x'_{sm} 的变化量也为负，现有系统 x'_{sm} 已经达到允许的最大负值。这就要使 x'_{sm} 超出公差，而其它变量对 x'_{sm} 都不太灵敏，要重新校正就很困难。对 x'_{sm} 、 $\delta L'_{Tm}$ 和 $\Delta y'_{gc}$ 也有类似情况，所以这两个变量尽管对 x'_{im} 和 x'_{sm} 较灵敏，但仍不采用。经过这样逐个分析比较以后，我们选出 c_4 、 c_5 、 c_7 和 c_{11} 四个变量进行校正。校正时一般按以下的格式进行：

	$\delta L'_{im}$	K'_{Tm}	x'_{im}	x'_{sm}	$\delta y'_{sm}$	$\delta L'_{Ty}$
	-0.49	-0.035	1.73	0.57	0.42	0.4
$\Delta c_4 = -2\delta c$	-0.36	0.14	-0.73	-0.29	0.12	0.1
	-1.05	0.105	1.0	0.28	-0.3	0.5
$\Delta c_{11} = 2\delta c$	1.06	-0.14	-0.61	-0.07	-0.04	-0.3
	0.01	-0.035	0.39	0.21	-0.34	0.2
$\Delta c_5 = -\delta c$	0.26	0.1	-0.48	-0.11	-0.04	-0.2
	0.26	0.065	-0.09	0.1	-0.38	0
$\Delta c_7 = -\delta c$	-0.18	-0.07	0	-0.06	0.03	0.1
	0.08	-0.005	-0.09	0.04	-0.35	0.10
	$\delta L'_{iy}$	K'_{Tsm}	x'_{sm}	x'_{sm}	$\Delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{gc}$
	1.25	0.06	0	-0.29	-0.28	0.015
$\Delta c_4 = -2\delta c$	-0.18	0.058	0.014	-0.015	-0.026	0.018
	1.07	0.118	0.014	-0.305	-0.31	0.033
$\Delta c_{11} = 2\delta c$	0.01	0.106	0.03	-0.02	0.03	0.007
	1.08	0.012	0.044	-0.325	-0.28	0.04
$\Delta c_5 = -\delta c$	-0.07	0.02	0.03	0.012	0.04	-0.013
	1.01	0.332	0.07	-0.313	-0.24	0.027
$\Delta c_7 = -\delta c$	0	-0.01	-0.01	0	0	0.002
	1.01	0.022	0.062	-0.313	-0.24	0.029

由以上校正过程可以看到当改变了 c_4 、 c_{11} 和 c_5 这三个变量之后， x'_{im} 和 x'_{sm} 已基本符合要求了，但这时 $\delta L'_{im}$ 和 K'_{Tm} 较大，通过改变 c_7 使它们获得校正。最后预计的像差结果，单色像差已能达到要求，或者和要求很接近，色差变化不大，符合校正的目标。按照上面求得的结构参数变化量：

$$\begin{aligned} \Delta c_4 &= -2\delta c = -0.002; & \Delta c_{11} &= 2\delta c = 0.002 \\ \Delta c_5 &= -\delta c = -0.001; & \Delta c_7 &= -\delta c = -0.001 \end{aligned}$$

把系统进行修改，得到新的结构参数如下：

r	d	n_d	ν	玻璃牌号
		1.0		
106.5				
	4.02	1.6184	55.5	ZK11
∞				
	0.1	1.0		
51.3				
	2.26	1.5163	64.1	
18.36				
	11.5	1.0		
36				
	8.43	1.70166	41	ZB F20
-56.6				
	10.78	1.5688	53	BaK7
40.1				
	2.72	1.0		
∞ (光阑)				
	2.73	1.0		
-20.2				
	1.03	1.7172	29.5	ZF3
39.8				
	7.2	1.6538	51.1	ZB F3
-24.64				
	0.1	1.0		
-94				
	3.08	1.6384	55.5	ZK11
-32.81				
	0.1	1.0		
116.51				
	3.53	1.6384	55.5	ZK11
-70.9				
		1.0		

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

按新的结构参数，计算实际像差如表3-7所示。

实际像差和由像差变化量表校正的预计结果差别很小，这是因为结构参数改变都比较小，因此结构参数和像差之间近似符合线性关系。如果结构改变较大，结构参数和像差之间就不再符合线性关系，预计的校正结果和实际像差就可能有较大差别，这就需要继续校正，用逐次接近的方法，使系统最后达到目标值。在校正过程中，系统经过若干次修改以后，像差变化量表就要重新计算。上面就是利用像差变化量表校正像差的全部过程，现在系统还只剩

$$D = 2h = 18.5 \quad 2\omega = 60^\circ$$

表8-7 (a)

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{gc}$	$\delta y'_{gc}$	x'_i
h, y'					
1.0	0.09	0.0011	0.06	-0.34	-0.15
0.7071	-0.170	0.0007	-0.23	-0.20	-0.018

像差	x'_i	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta L'_s$	K'_s	$\Delta y'_{gc}$
h, y'						
1.0	0.0	0.17	-0.0087	1.12	-0.1	0.03
0.7071	-0.31	0.03	0.017	0.62	-0.02	-0.005

表8-7 (b)

像差	$\delta L'_{sn}$	$\delta L'_{Ty}$	$\delta L'_{sy}$	$K'_{T,sn}$	$K'_{T,yy}$	$x'_{l,sn}$	x'_{sn}	$\delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{gc,sn}$
数量	-0.217	0.08	1.03	0.0005	0.02	0.058	-0.31	0.464	-0.027

$$f' = 39.485; \quad f'_p = 44.654; \quad y'_p = 22.796$$

下两种色差没有校正，下面用换玻璃校正色差。

4. 更换玻璃校正色差 目前0.7071口径的轴向色差为 $\Delta L'_{gc} = -0.23$ ，全视场的垂轴色差 $\Delta y'_{gc,sn} = 0.03$ ，根据平衡色球差的要求，希望 $\Delta L'_{gc}$ 向正方向改变，如果要求边缘和近轴色差相等，色差的变化量应为：

$$\frac{1}{2} \delta L'_{gc} - \Delta L'_{gc,sn} = 0.232 - 0.06 = 0.172$$

根据平衡剩余垂轴色差的要求， $\Delta y'_{gc}$ 应向负方向改变，要求的变化量大约为 -0.01 。我们希望通过更换一块透镜的玻璃，就能把两种色差同时校正。由于要求 $\Delta L'_{gc}$ 变得多， $\Delta y'_{gc}$ 变得少，这就应该更换靠近光阑的透镜的玻璃，因为根据公式 (3-17)， $S_{I5} = \Sigma h h_c$ ，透镜越靠近光阑 h_c 越小，则它对 $\Delta y'_{gc}$ 的影响就越小。同时 $\Delta L'_{gc}$ 和 $\Delta y'_{gc}$ 的变化量符号相反，所以应该换光阑前的透镜，因为光阑前的透镜第一和第二辅助光线的投射高 h 和 h_c 反号，根据公式 (3-16) 和 (3-17)， S_{I5} 和 S_{I5} 异号。根据以上分析，最好是更换光阑前并和光阑最靠近的那个负透镜的玻璃。原来的玻璃光学常数如下：

$$B:K7 \quad n_D = 1.5188 \quad \nu = 56$$

现在要求轴向色差向正的方向改变，所以应该使负透镜玻璃的色散增加，我们在玻璃目录上选取 B:F10，其光学常数为：

$$B:F10 \quad n_D = 1.57126 \quad \nu = 52.9$$

根据像差理论的分析，只能知道玻璃的色散应该增大或减小，但无法知道具体的数量，这只能通过试验，更换玻璃以后重新计算像差。

r	d	n_D	n_g	n_c
		1.0	1.0	1.0
106.5				
	4.02	1.5384	1.65289	1.63506 (ZK11)

∞	0.1	1.0	1.0	1.0
51.3	2.26	1.5163	1.52627	1.51389 (K9)
18.35	11.5	1.0	1.0	1.0
36	8.43	1.70166	1.72362	1.69673 (ZB F20)
-56.6	10.78	1.57126	1.58438	1.56810 (B. F10)
40.1	2.72	1.0	1.0	1.0
∞	2.73	1.0	1.0	1.0
-20.2	1.03	1.7172	1.74326	1.71007 (ZF3)
39.8	7.2	1.6568	1.67306	1.65303 (ZB+F3)
-24.64	0.1	1.0	1.0	1.0
-94	3.08	1.6334	1.65289	1.63506 (ZK11)
-32.81	0.1	1.0	1.0	1.0
116.5'	3.53	1.6334	1.65289	1.63506 (ZK11)
-70.9	1.0	1.0	1.0	

按以上结构计算像差，结果如表8-8所示。

$$D = 18.5, \quad 2\omega = 60^\circ$$

表8-8 (a)

h, y'	像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{gc}$	$\Delta y'_g$	x'_g
1.0		0.11	0.0013	0.141	-0.35	-0.15
0.7071		-0.16	0.0007	-0.16	-0.21	-0.015

h, y'	像差	x'_g	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta L'_s$	K'_s	$\Delta y'_{gc}$
1.0		0.0	0.16	0.004	1.137	-0.004	0.018
0.7071		-0.31	0.029	0.026	0.637	-0.018	-0.012

表8-3 (b)

像差	$\delta L'_{en}$	$\delta L'_{Ty}$	$\delta L'_{Sy}$	$K'_{T_{z \rightarrow x}}$	$K'_{T_{z \rightarrow y}}$	x'_{1on}	x'_{2on}	$\delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{g'on}$
数量	-0.22	0.047	1.022	-0.0	0.023	0.058	-0.31	0.478	-0.025

$$f' = 39.554; f'_p = 44.817; y'_0 = 22.836$$

从以上像差结果可以看到，单色像差几乎没有变化，因为两种玻璃的 n_D 很接近， $\Delta L'_{gc}$ 和 $\Delta y'_{gc}$ 都减小了，和我们预计的要求符合。 $\Delta L'_{gc}$ 由-0.262变为0.16， $\Delta y'_{gc}$ 由0.03变为0.018。 $\Delta y'_{gc}$ 从整个视场内的平衡状态来看已达到要求。0.7071视场的 $\Delta y'_{gc}$ 与边缘视场反号，而且比边缘视场小，最大 $\Delta y'_{gc}$ 在0.5视场处为-0.014（表上没有列入），整个视场内绝大部分 $\Delta y'_{gc}$ 均在0.015以下，边缘视场略大为0.018，这种平衡状态是比较合理的。至于 $\Delta L'_{gc}$ 虽然也减小了，但是还没有达到最好的平衡状态，边缘色差为0.14，近轴色差为-0.33（表中没有列出），也就是说变得还不够。但是考虑到色球差本身比较大，为0.478，同时其它像差，如 $\delta L'$ 、 x'_i 和 x'_s ，剩余像差的数量约在0.2~0.3左右，因此色差校正到这样情况也就基本符合要求了。系统到此已基本上达到校正，当然在此基础上进一步作修改还是可能的，这里，我们就校正到此为止。最后系统的各种像差曲线如图8-44所示。

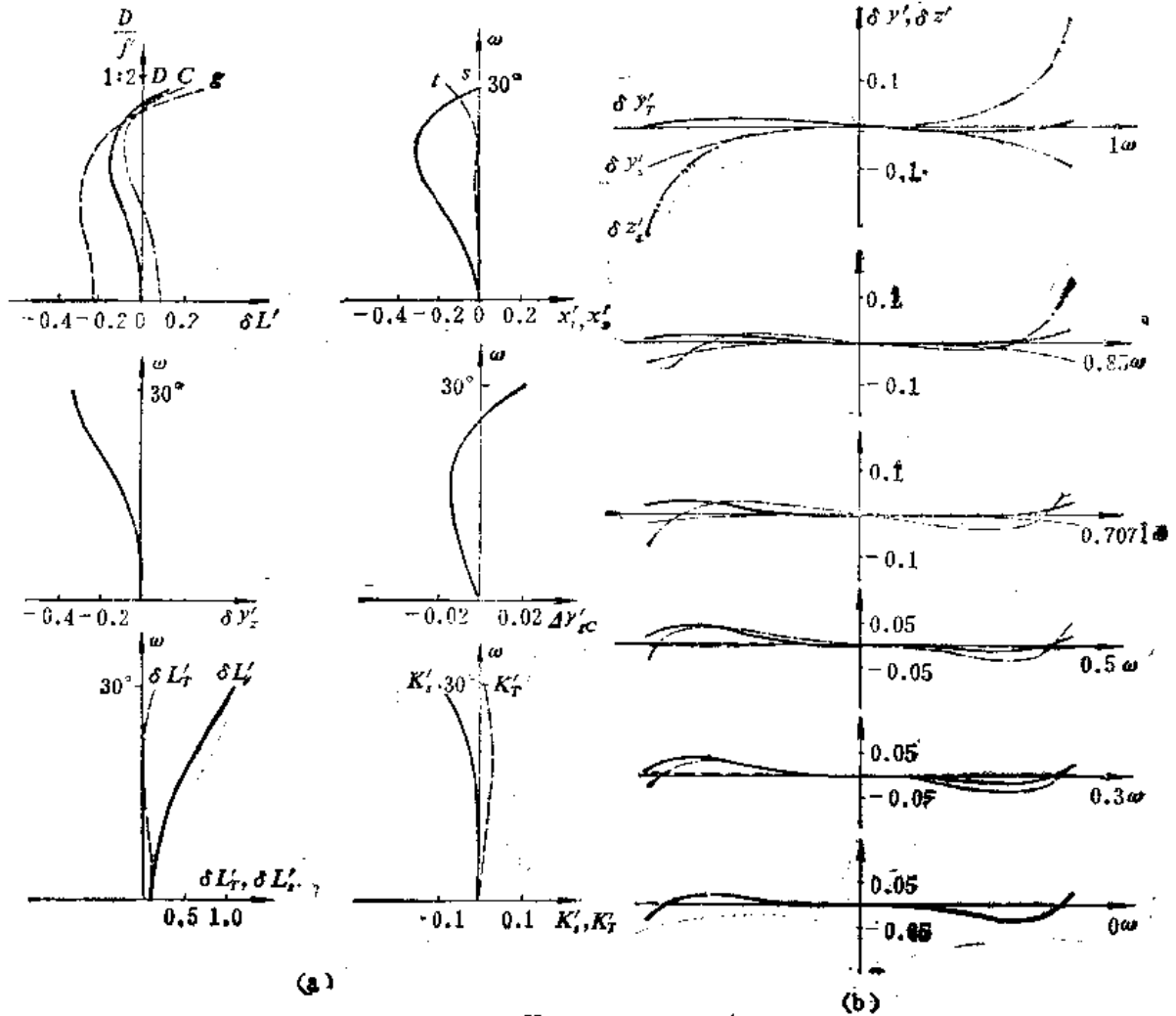


图 8-44

从以上像差结果来看，主要是 $\delta L'_s$ 较大，因此全视场和0.85视场的 $\delta z'$ 比较大。子午像差校正得很好，整个视场内像质十分一致。从整个校正过程可以看到，当结构变化不大的时候，利用像差变化量表进行像差校正，是十分有效的。

作为最后设计结果，以上系统的焦距为39.554，而要求的焦距为37，因此需要将系统缩放，并作出光路图，确定每个透镜的口径和系统的渐晕系数。

§8-7 照相物镜设计例二

——从设计半部系统出发设计双高斯物镜

超星浏览器提醒您：

请尊重知识产权

双高斯物镜属于对称型结构，这一节我们以双高斯物镜为例，介绍一种设计对称型物镜的方法。

假定要求设计的双高斯物镜的光学特性为：

$$\text{焦距 } f' = 50\text{mm}$$

$$\text{视场角 } 2\omega = 40^\circ$$

$$\text{相对孔径 } D/f' = 1/2$$

根据§8-2中关于对称型结构像差性质的讨论知道，一个结构完全对称，放大率为-1的系统，慧差、畸变和垂轴色差左右两个半部大小相等、符号相反而自动抵消，而球差、像散、场曲和轴向色差则左右两个半部相互叠加。因此设计一个对称系统只须要设计一个物平面位于无限远，校正球差、像散、场曲和轴向色差这四类像差的半部系统，按照对称的关系，把左右两个半部合成以后，就可以得到一个校正所有像差的全系统。对于物像不对称的情形（大多数照相物镜都是按物平面位于无限远进行设计的），往往也可以从设计完全对称的系统开始，也就是从设计半部系统开始。双高斯物镜的半部系统是由一个带胶合面的弯月形厚透镜和一个单正透镜构成的，如图8-45所示。对这样的结构要求校正三种单色像差（球差、像散、场曲）和一种色差（轴向色差）。弯月形厚透镜的胶合面主要是为了校正轴向色差而引入的。我们先考虑单色像差，因此把胶合面去掉，这样双高斯物镜的半部系统成为如图8-46的形式。

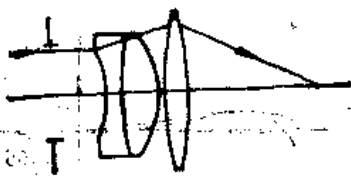


图 8-45

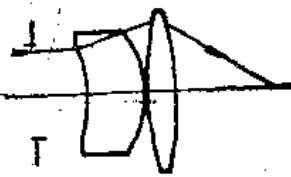


图 8-46

在§8-2照相物镜基本类型的讨论中我们知道，校正场曲主要是通过分配正负透镜的光焦度。在光焦度确定以后，双高斯物镜半部系统还有两个透镜的形状，弯月形厚透镜的厚度以及光阑位置四个可变参数，而需要校正的像差还只有两种，因此能够满足校正初级像差的结构就很多，这就必须进一步考虑高级像差的校正问题；也就是说，要从那些能够校正初级像差的结构中，找出高级像差最小的结构，所以半部系统的结构主要是由高级像差来确定的，这就要求研究高级像差和结构之间的关系。

一、双高斯物镜半部系统的高级像差特性

由于对称型结构的彗差、畸变和垂轴色差左右两个半部自动抵消，而且这种关系，无论对初级像差或高级像差都是成立的，因此在双高斯物镜中这三类像差的高级像差一般也不严重。所以在研究半部系统的高级像差时，只须要考虑球差、像散和场曲这三类像差的高级像差。由于半部系统的结构比较简单，要求校正的像差也不多，因此就有可能对它的高级像差特性作比较全面的研究，特别是在目前使用电子计算机计算像差的条件下，甚为方便。

在一般光学系统的高级像差中，主要是子午光束的高级像差，弧矢光束的高级像差往往居于次要地位。所以我们这里只研究子午光束的高级像差，而不讨论弧矢高级像差。根据前面有关高级像差的讨论可知，须要考虑的高级像差有以下几种：孔径高级球差、视场高级球差、高级子午场曲、高级弧矢场曲。其中高级弧矢场曲在双高斯物镜中一般都不严重，因此主要是前三种高级像差，再加上三种初级像差，共六种像差。

为了研究双高斯物镜半部系统基本结构的高级像差特性，首先要确定采用那些参数来表示半部系统的结构。这个问题初看起来似乎很简单，实际上是一个很重要的问题。如果用来表示结构的参数选择不当，以致像差和这些参数之间的关系十分复杂或不明显，就不容易掌握它们之间的规律性，因而难于找出最好的结构。下面我们就按照实际设计步骤，说明半部系统的设计方法。

(1) 玻璃材料的确定：在确定系统的结构以前，首先会遇到如何选择透镜玻璃材料的问题。前面说过，一般希望正透镜的折射率尽可能高一些，色散尽量低一些。所以在照相物镜中正透镜一般采用折射率较高，色散较低的ZK类玻璃，最好是采用L、K类玻璃。这里我们采用ZK类玻璃中折射率较高的ZK11 ($n_D = 1.6384$, $\nu = 55.5$)。至于负透镜玻璃的折射率，一般选择比正透镜稍低一些，色散则要求尽可能高一些。负透镜的折射率低一些，根据消场曲条件，负光焦度就可以小一些，由于物镜的组合光焦度是正的，在系统中减少负光焦度十分有利。在我们的设计中负透镜选用F5 ($n_D = 1.6242$, $\nu = 35.9$)，它也是比较常用的玻璃。

(2) 结构参数的选择：在玻璃确定以后，接着就要选定表示系统结构的参数。在§8-2中我们把双高斯半部基本结构中的厚透镜，看作由一个平凹透镜和一个平凸透镜再加一块玻璃平板组合而成。这样整个半部系统就成了由一个平凹透镜、两个密接正透镜和一块平行玻璃板构成的系统，如图8-47所示。这样做的好处是便于应用一般比较熟悉的有关薄透镜和平行玻璃板像差性质方面的知识。

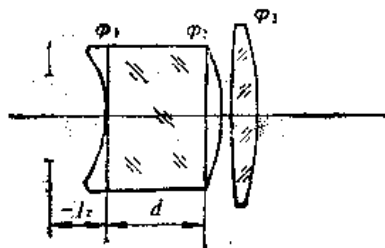


图 8-47

该系统可以采用以下的参数来表示它的结构：

φ_1 ——负透镜的光焦度

$\varphi_2 + \varphi_3$ ——正透镜的总光焦度

φ_2 / φ_3 ——两个正透镜光焦度之比

c_2 ——第二个正透镜前一面的曲率

d_1 ——平行玻璃板的厚度

l_2 ——光阑距离

最后一个正透镜的厚度和两个正透镜之间的间隔不作为可变参数。两正透镜之间的间隔一般尽量取小一些，正透镜的厚度，根据透镜的口径和边缘厚度确定。

在半部基本结构中，除了要求校正前面所说的六种像差而外（三种高级像差和三种初级像差），还应满足一定的焦距要求，一般在设计过程中，对焦距可以不加严格控制，在像差校正以后，用按比例缩放的方法达到要求的焦距。因此以上参数中可以首先任意确定一个，然后根据校正像差的要求来确定其它参数，待像差校正以后，最后进行缩放。但是我们希望像差校正以后的焦距和要求的焦距不要相差太远，因为如果差得很多，经过缩放以后，往往会引起系统中某些透镜太厚或者太薄的现象。因此第一个参数的确定，最好参考一些已有的相似结构。我们取 φ_1 作为首先确定的参数。 φ_1 取决于 r_1 的大小，要求的焦距为50，参考一些类似结构取 $r_1 = -14$ ，得到负透镜的光焦度为：

$$\varphi_1 = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} \right) = 0.6242 \times \frac{1}{-14} = -0.0446$$

在 φ_1 确定以后，根据校正场曲的条件，即可确定正透镜的总光焦度（ $\varphi_2 + \varphi_3$ ）； φ_2 与 φ_3 控制球差，用 l_2 控制像散。这样校正了这三种像差以后，只剩下两个参数，一个是 φ_2/φ_3 ，另一个是 c_3 。而须要校正的像差还有三种，即两种高级球差和一种高级子午场曲。研究双高斯物镜半部系统的高级像差，也就是要找出这三种高级像差和这两个结构参数之间的关系。

(3) 研究双高斯物镜半部系统高级像差的方法：为了找出 φ_2/φ_3 和 c_3 与高级像差的关系，首先取三个不同的 φ_2/φ_3 值：

$$\varphi_2/\varphi_3 = 1.8:1; \quad 2:1; \quad 2.2:1$$

并且在每一个 φ_2/φ_3 的比值下，取三个不同的正透镜形状：

$$c_3 = 0; \quad -0.002; \quad -0.004$$

这样总共可以得到九种不同的组合，然后对每一种组合根据校正场曲、球差和像散的要求又确定其他的三个参数（ $\varphi_2 + \varphi_3$ ）， d_1 ， l_2 。下面我们以其中的一个组合即

$$\varphi_2/\varphi_3 = 2.2:1, \quad c_3 = -0.004$$

为例，结合实际数字运算进行说明。

1) 根据消场曲条件确定 φ_2 和 φ_3 ：由于正负透镜玻璃折射率相近，根据消场曲条件：

$$\Sigma \frac{\varphi}{n} = 0 \quad \text{即} \quad \Sigma \varphi = 0$$

所以 $\varphi_2 + \varphi_3 = -\varphi_1 = 0.0446$

同时有 $\varphi_2/\varphi_3 = 2.2:1$ ，可以求得：

$$\varphi_2 = 0.0306; \quad r_2 = \frac{-(n-1)}{\varphi_2} = \frac{-0.6242}{0.0306} = -20.40$$

确定了 φ_1 、 φ_2 同时透镜玻璃也已经选定，即可根据严格的校正初级场曲的条件：

$$\Sigma \frac{\varphi}{n} = \frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} + \frac{\varphi_3}{n_3} = 0$$

将 $\varphi_1 = -0.0446$, $\varphi_2 = 0.0306$, $n_1 = n_2 = 1.6242$, $n_3 = 1.6384$ 代入上式求得:

$$\varphi_3 = 0.0141$$

2) 求 r_3 和 r_4 : 前面已经选定 $c_3 = -0.004$, $r_3 = 1/c_3 = -250$, 根据公式:

$$\varphi_3 = (n_3 - 1)(c_3 - c_2)$$

将 φ_3 、 n_3 、 c_3 代入上式得:

$$c_4 = -0.0261, r_4 = -38.3$$

这样半部系统的四个半径就完全确定了。我们取两透镜之间的间隔 $d_2 = 0.1$ 。

半部系统的结构参数还有 d_1 和 l_z 两个参数没有确定, 它们分别根据校正球差和校正像散的要求来确定。为了计算半部系统的球差和像散, 必须首先确定半部系统的相对孔径和视场角。半部系统的相对孔径等于整个系统相对孔径的一半。要求的相对孔径是 $1/2$, 因此半部系统的相对孔径是 $1/4$ 。半部系统的视场角 ω 应满足这样的要求, 使它的像方视场角 ω' 等于系统要求的视场角 (20°)。由于我们现在的目的只是研究高级像差和结构参数的关系, 从而找出高级像差最小的结构, 因此只要在相同视场角下进行比较即可, 所以半部系统的视场角取大一些或小一些没有很大影响, 我们取半部系统的视场角 $\omega = 25^\circ$ 。

根据校正球差和像散的要求, 确定 d_1 和 l_z 的步骤是首先大致给定一个 d_1 , 按要求的相对孔径计算它的球差, 如果球差为正, 则应使 d_1 增加, 球差为负则应使 d_1 减小。这由图 8-46 很容易看出, 平行于光轴的入射光线经过第一个面被发散, 当厚度 d_1 增加时, 光线在后面正透镜上的入射高增加, 因此由正透镜产生的负球差增加。可以使整个系统的正球差减小。在球差大致校正以后, 再计算像散。根据判断单个折射球面像差符号的规则, 可以知道半部系统第一面的球差和像散均为正。如果系统的像散为正, 则光阑应靠近第一面的球心 (l_z 的绝对值加大), 使第一面产生的正像散减小。反之当系统的像散为负, 则应使光阑远离第一面的球心 (l_z 的绝对值减小)。为了在相同条件下比较不同系统的高级像差值, 我们使半部系统边缘视场的实际场曲接近于零。在前面确定 r_4 的时候, 是根据校正初级场曲的条件确定的, 由于系统存在高级场曲, 边缘视场的实际场曲并不为零, 在初步校正像散以后可以改变 r_4 , 使 x'_1 和 x'_2 符合三比一的关系 (即 $x'_2 = 0$), 再利用改变 l_z 消除像散, 就可以达到 x'_1 和 x'_2 同时接近于零, 因为根据像差理论知道, 在保持场曲不变的条件下, x'_1 和 x'_2 的变化符合三比一的关系。当然在 r_4 改变以后, 球差也要产生改变, 这就须要重新调整 d_1 使球差恢复校正。

上面这一组结构经过校正球差和像散以后的参数为:

	d	n_D	
		1.0	
$r_1 = -14$			
	9.21	1.6264	(F5)
$r_2 = -20.35$			
	0.1	1.0	
$r_3 = -250$			
	5	1.6384	(ZK11)
$r_4 = -35.9$			
		1.0	

其有关像差数值为:

$$\omega = 25^\circ \quad h = 9.27, \quad l_z = -8.25, \quad f' = 74.41$$

h, ω	像差	$\delta L'$	x'_1	x'_2	x'_3	$\delta L'_T$
1.0		0.051	0.0116	-0.0007	0.0123	3.18
0.7071		-0.538	0.0943	-0.0344	0.129	1.83

在结构参数中, $r_4 = -35.9$ 和前面根据校正初级场曲的条件求出的 $r_4 = -38.3$ 不同, 这就是为了使视场边缘的实际场曲接近于零, 使初级场曲和高级场曲相补偿。

根据上述半部系统的实际像差值, 就可以利用 §2-13 中的高级像差数值估量公式求出有关的高级像差如下。

孔径高级球差:

$$\delta L'_{s_n} = \delta L'_{0.7071} - \frac{1}{2} \delta L'_m = -0.534$$

子午视场高级球差:

$$\delta L'_{T_y} = \delta L'_T - \delta L' = 3.18 - 0.051 = 3.129$$

高级细光束子午场曲:

$$x'_{i_{sn}} = x'_{0.7071} - \frac{1}{2} x'_{im} = 0.0943 - \frac{0.0116}{2} = 0.0885$$

3) 双高斯物镜半部系统的高级像差特性: 应用上述方法, 可以找出全部九个组合对应的结构参数和高级像差的数值。并列成表格, 如表8-9所示。

表8-9

τ_3/τ_2	C_3	$\delta L'_{s_n}$	$x'_{i_{sn}}$	$\delta L'_{T_y}$	d_1	l_z	r_1
1.8:1	0	-0.00326	0.00200	0.0954	0.149	-0.0698	-0.2122
	0.028	-0.00405	0.00170	0.0972	0.134	-0.074	-0.2035
	0.056	-0.00564	0.00142	0.0911	0.1217	-0.0795	-0.1935
2:1	0	-0.00385	0.00204	0.0672	0.150	-0.0878	-0.208
	0.028	-0.00510	0.00174	0.0610	0.1371	-0.0944	-0.203
	0.056	-0.00647	0.00140	0.0582	0.1243	-0.0968	-0.1935
2.2:1	0	-0.00410	0.00182	0.0636	0.143	-0.0926	-0.206
	0.028	-0.00568	0.00154	0.0522	0.1331	-0.1041	-0.1955
	0.056	-0.00756	0.00119	0.0422	0.124	-0.1110	-0.188

表中 $\delta L'_{1s}$ 、 x'_{1s} 、 $\delta L'_{1y}$ 、 d_1 、 l_z 、 r_1 都是按半部系统焦距等于1规化的，而 c_3 是按照 $r_1 = 1$ 进行规化的，即 $c_3 = r_1/r_2$ ，所以前面所取的三个 r_1 对应的曲率为：

$$c_3 = 0.056, 0.028, 0$$

为了更清楚的看出不同结构和高级像差之间的变化规律，我们作成曲线如图 8-48 所示。

由图可以看到，当 φ_2 和 φ_3 的比例一定时，正透镜第一面曲率 c_3 增加（透镜向光阑方向弯曲），则孔径高级球差 $\delta L'_{1s}$ 增加（指绝对值而言），高级子午场曲 x'_{1s} 和视场高级球差 $\delta L'_{1y}$ 减小。但是当 φ_2/φ_3 为1.8:1时， $\delta L'_{1y}$ 变化不大。这时从系统的结构方面来说厚透镜变薄（ d_1 减小），光阑距离加大（ l_z 绝对值增加）。在正透镜弯曲一定的条件下（即 c_3 相同）， φ_2/φ_3 增大时，也使孔径高级球差增加，子午视场高级球差和高级子午场曲减小。但是高级子午场曲无论是改变 φ_2/φ_3 ，还是改变正透镜的弯曲，变化都不大，以上为双高斯半部系统主要的高级像差特性。

根据上面的图表可以看出，双高斯物镜中，孔径高级球差和视场高级球差之间是矛盾的，孔径高级球差小的结构，视场高级球差就大；反之视场高级球差小的结构，孔径高级球差就大。因此必须根据实际使用要求来确定究竟采用什么样的结构最恰当。

二、双高斯半部系统基本结构的确定

前面已经找出了双高斯物镜半部基本结构的高级像差特性。高级像差的大小，直接影响系统的质量和可能达到的光学特性。由于系统的孔径高级球差和视场高级球差之间存在着矛盾，所以要提高轴上点的质量，轴外点质量就会随之下降；或者说在一定的成像质量要求下，要提高系统的相对孔径，就必然要缩小它的可用视场。因此在设计双高斯物镜时，首先要根据视场，相对孔径和成像质量的要求，选用合适的半部结构。这是整个设计的基础，如果基本结构选择不当，将给整个设计工作带来很大的困难。

下面我们找出半部系统的高级像差和全系统高级像差之间的关系，这样就可以根据全系统剩余像差的要求，找出对应的半部系统的高级像差值。根据半部系统的高级像差要求，即可由图8-48中直接找到对应的半部系统结构。

前面已经证明，结构完全对称，物像也对称的情形，系统左右两个半部的对称性像差（球差、像散、场曲）互相叠加，整个系统的像差应等于半部系统像差的两倍。以孔径高级球差为例，

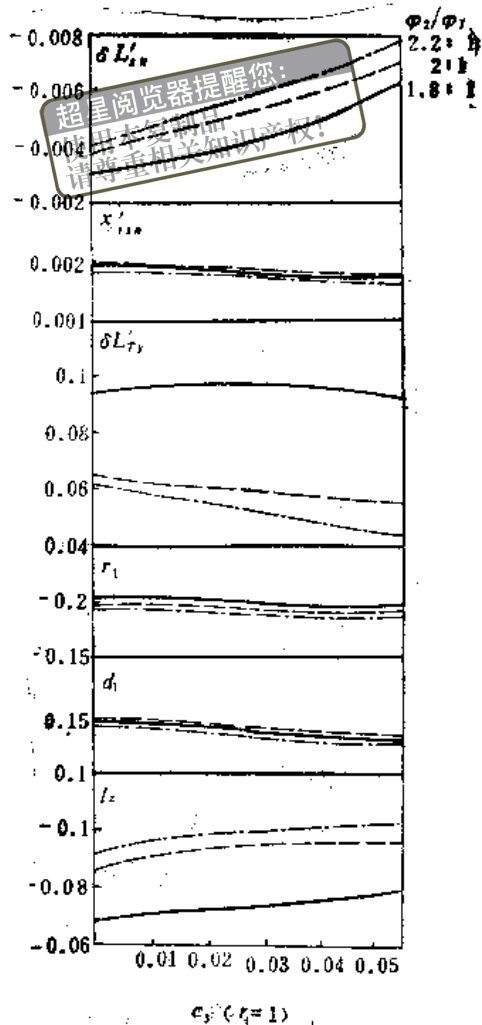


图 8-48

$$\delta L'_{n\pm} = 2\delta L'_{n\mp}$$

但是现在我们要求设计的系统，物体位于无限远，在整个系统相对孔径不变的条件下，像方孔径角比物像对称时增加一倍，如图8-49所示。

因此由物像对称转变到物体位于无限远时，会聚角增加一倍，轴向几何像差为原来的1/4；假定当物体转变到无限远时，系统产生的高级像差不变，则有：

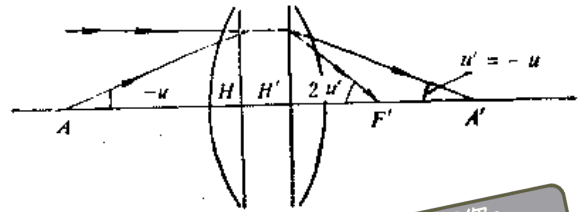


图 8-49 浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

$$\delta L'_{n\pm} = \frac{1}{4} (2\delta L'_{n\mp}) = \frac{1}{2} \delta L'_{n\mp}$$

另外还需要考虑设计所要求的焦距大小，假定半部系统的焦距等于1，则合成以后的焦距大约等于0.8，如果全系统的焦距等于1，则

$$\delta L'_{n\pm} = \frac{1}{2} \delta L'_{n\mp} \times \frac{1}{0.8} = 0.6\delta L'_{n\mp}$$

当实际焦距为 f' 时：

$$\delta L'_{n\pm} = 0.6f' \delta L'_{n\mp} \quad (8-6)$$

以上公式中 $\delta L'_{n\mp}$ 为半部系统焦距等于1时孔径高级球差值， $\delta L'_{n\pm}$ 为全系统焦距等于 f' 物体位于无限远时孔径高级球差值。

对于高级子午场曲也可以找到相似的公式：

$$x'_{n\pm} = 0.6f' x'_{n\mp} \quad (8-7)$$

上述公式只能对高级像差才能应用，因为只有高级像差，才能在物体位置改变时近似不变，初级像差是不可能不变的，因此不存在这种关系。

如果要求设计的相对孔径和视场角，与上面计算高级像差时所用的相对孔径和视场角不符合，图8-48也可以应用。因为孔径高级球差和高级子午场曲分别和入射高 h 和像高 y' 的四次方成正比，因此可以根据相对孔径为1/2的高级像差值，估计出任意相对孔径时的高级像差值。例如上面列举的结果，如用于相对孔径为1/1.8时，则

$$\delta L'_{n(1.8)} = \delta L'_{n(2)} \left(\frac{2}{1.8} \right)^4$$

对应视场角不同时，高级子午场曲的估计方法也与此类似。

下面根据前面的公式和图8-48来选择基本结构。我们要求设计的物镜焦距为50，相对孔径为1/2，视场为 40° 。假定系统最大的剩余像差为：

$$\delta L'_{n\pm} = -0.15$$

将 $f' = 50$ ， $\delta L'_{n\pm} = -0.15$ 代入公式(8-6)得：

$$\delta L'_{n\mp} = \frac{\delta L'_{n\pm}}{0.6f'} = \frac{-0.15}{0.6 \times 50} = -0.005$$

由图8-48可以找到， $\delta L'_{n\mp} = -0.005$ 的解有三个，但它们各自对应的视场高级像差 $\delta L'_r$ 不

间:

φ_2/φ_3	$\delta L'_T$
2.2:1	0.057
2:1	0.06
1.8:1	0.098

由以上结果看到, 在相同的孔径高级球差下, φ_2/φ_3 越大视场高级球差越小。 φ_2/φ_3 在 2:1 以下视场高级球差变化很快, φ_2/φ_3 在 2:1 以上它的变化就不大了。我们取 $\varphi_2/\varphi_3 = 2.2:1$ 的解, 并由图 8-48 上查得系统的结构参数为:

$$r_1 = -0.199, \quad d_1 = 0.137, \quad c_3 = 0.017, \quad l_z = -0.101$$

以上为对应半部系统焦距 $f'_\phi = 1$ 的参数, 我们要求全系统的焦距 $f'_\phi = 50$, 对应的半部系统焦距为:

$$f'_\phi = \frac{f'_\phi}{0.8} = \frac{50}{0.8} = 62.5$$

相应的结构参数为:

$$r_1 = -0.199 \times 62.5 = -12.48, \quad d_1 = 0.137 \times 62.5 = 8.56$$

$$r_3 = \frac{r_1}{c_3} = \frac{-12.475}{0.017} = -733.82, \quad l_z = -0.101 \times 62.5 = -6.31$$

用前面确定半部结构参数相同的方法, 就能够求出其余的结构参数:

$$\varphi_2 + \varphi_3 = -\varphi_1 = -(n_1 - 1) \left(\frac{1}{r_1} \right) = -(1.6242 - 1) \frac{1}{-12.48} = 0.05$$

根据已经选定的结构 $\varphi_2/\varphi_3 = 2.2:1$, 可以求得:

$$\varphi_2 = 0.0344, \quad r_2 = \frac{n_1 - 1}{\varphi_2} = \frac{0.6242}{0.0344} = -18.14$$

同时根据校正初级场曲的条件即可求出 r_4 , 具体过程不再重复, 得:

$$r_4 = -33.44$$

这样半部系统的全部结构参数就决定了:

r	d	n_D
		1.0
-12.48		
	8.56	1.6242 (F5)
-18.14		
	0.1	1.0
-733.82		
	5	1.6384 (ZK11)
-33.44		
		1.0

$l_z = -6.31$, $\omega = -25^\circ$, $D/f' = 1/4$, 按以上数据进行像差计算, 用改变 r_4 使系统具有

一定量的负场曲，以补偿正的视场高级球差，并可微调 d_1 和 d_2 以校正球差和像散，最后达到的结果如下：

r	d	n_D
		1.0
-12.48		
	8.25	1.6242 (F5)
-18.14		
	0.1	1.0
-733.82		
	5	1.6384 (ZK11)
-33.8		
		1.0

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

其有关像差为：

$$h = 7.5; \omega = -25^\circ; f' = 61.72$$

像差 h, ω	$\delta L'$	x'_1	x'_2	δL_T
1.0	-0.06	-0.346	-0.195	2.83
0.7071	-0.286	-0.0768	-0.129	1.85

像差曲线如图8-50所示。

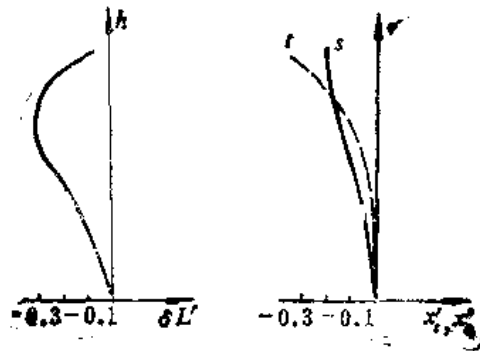


图 8-50

三、全系统的合成

在确定了半部系统的基本结构以后，按对称的关系即可构成一个完全对称系统。由上述半部系统构成的完全对称系统的参数如下：

r	d	n_D
		1.0
33.8		
	5	1.6384 (ZK11)
733.82		
	0.1	1.0

18.14	8.25	1.6242 (F5)
12.48	6.25	1.0
∞ (光阑)	6.25	1.0
-12.48	8.25	1.6242 (F5)
-18.14	0.1	1.0
-733.82	5	1.6384 (ZK11)
-33.8		1.0

超星阅读器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

对这样一个系统如何由物像对称过渡到物体位于无限远呢？我们采用了下述方法：保持各个透镜的厚度与间隔不变，改变各个折射面的半径，使轴向近轴光线通过每个折射面时的偏角和物像对称时相同，光线在光阑上的高度不变，如图 8-51 所示。下面结合具体计算进行说明。

(1) 求物体位于无限远时光线的会聚角 u^* ：由图 8-51 看到，对于完全对称系统的后半部，计算一条 $h = 7.5$ 的近轴光线，按系统对称的关系，即可得到完全对称系统的各个面的会聚角 u ，列入表 8-10 的第一列中，在每个 u 值上加 u_0 ，就得到对应物平面位于无限远时各个面的会聚角 u^* ：

$$u_i^* = u_i + u_0$$

因为 $u_1 = -u_0$ ，所以 $u_1^* = 0$ 对应物体位于无限远。 $u_1^* \dots u_n^*$ 即为物体位于无限远时光线依次通过各个折射面的会聚角，列入表 8-10

的第二行中。显然光线通过每一面时的偏角和完全对称系统中对应面的偏角是相同的，因为

$$u_{i+1} - u_i = u_{i+1}^* - u_i^*$$

将各个 u^* 乘 n 得 nu^* 列入第三列中， $\Delta(n_i u_i^*) = n_{i+1} u_{i+1}^* - n_i u_i^*$ 列入第四列中， $\Delta n_i = n_{i+1} - n_i$ 列入第五列中。

(2) 求出各折射面上光线的入射高，并求出各个面的半径：光线在实际光阑上的高度，和完全对称系统相同， $h = 7.5$ 。前面又求出了光线的会聚角 u^* ，根据 u^* 分别由光阑向前和向后逐面计算即可求出光线在各个面的入射高 h^* 。

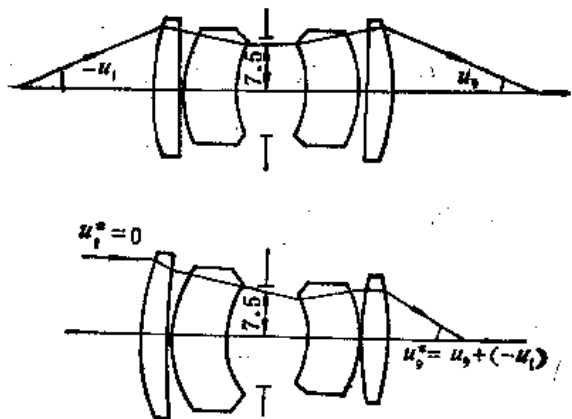


图 8-51

表8-10

序号	u	$u^* = u + u_D$	nu^*	$\Delta(nu^*)$	Δn	h^*
1	-0.121515	0	0	0.258755	0.6384	11.974
2	0.036417	0.157932	0.258755	-0.085761	-0.6384	11.185
3	0.051479	0.172994	0.172994	0.399476	0.6242	11.137
4	0.23096	0.352475	0.57247	-0.450955	-0.6242	8.259
5	0	0.121515	0.121515	0	0	7.5
6	-0.23096	-0.109445	-0.157763	-0.299278	-0.6242	6.741
7	-0.051479	0.070036	0.070036	0.247799	-0.6242	7.634
8	-0.036417	0.085008	0.131423	0.069387	0.6384	7.637
9	0.121515	0.243030	0.243030	0.103607	-0.6384	7.211

$$h_5^* = h_5$$

$$h_6^* = h_5^* - d_5 u_5^* = 6.741$$

$$h_7^* = h_6^* + d_4 u_6^* = 8.259$$

$$h_7^* = h_6^* - d_6 u_6^* = 7.644$$

$$h_8^* = h_7^* + d_3 u_7^* = 11.107$$

$$h_8^* = h_7^* - d_7 u_7^* = 7.637$$

$$h_9^* = h_8^* + d_2 u_8^* = 11.185$$

$$h_9^* = h_8^* - d_8 u_8^* = 7.211$$

$$h_1^* = h_9^* + d_1 u_9^* = 11.974$$

以上结果列入表8-10最后一列中。

已知 $\Delta(nu^*)$ 、 Δn 、 h^* 即可用以下公式求出新的半径：

$$r^* = \frac{h^* \Delta n}{\Delta(nu^*)}$$

得到新的结构参数如下：

r	d	n_D	n_g	n_c	
		1.0	1.0	1.0	
29.54					
	5	1.6384	1.65289	1.63506	(ZK11)
83.23					
	0.1	1.0	1.0	1.0	
17.45					
	8.25	1.6242	1.64677	1.61925	(F5)
11.43					
	6.25	1.0	1.0	1.0	
∞ (光阑)					
	6.25	1.0	1.0	1.0	
-14.06					
	8.25	1.6242	1.64677	1.61925	(F5)
-19.26					
	0.1	1.0	1.0	1.0	

70.28

5 1.6384 1.65289 1.63506 (ZK11)

-44.43

1.0 1.0 1.0

在求出新的半径以后，最好对全系统计算一条近轴光线，取入射高 $h = h_1^*$ ，看各个面的 u ， h 是否和表 8-10 中计算的 u^* ， h^* 相符，作为对上述计算结果的检验，同时求出焦距，然后按要求的相对孔径和视场，进行像差计算，结果如表 8-11 所示。

$$h = 11.58; \omega = -20^\circ$$

h, ω	像差	$\delta L'$	x'_l	x'_s	$\delta L'_T$	$\delta y'_s$	$\delta y'_c$
1.0		0.391	0.186	0.064	1.88	-0.289	-0.55
0.7071		0.0618	0.248	-0.0213	1.59	-0.179	-0.170

表 8-11 (b)

$\delta L'_{sn}$	$\delta L'_{Tj}$	K'_{T*ch}	K'_{T*ny}	x'_{sc}	x'_{sn}	$\Delta L'_{sc}$	$\Delta y'_{sc}$
-0.134	1.489	0.046	0.026	0.155	-0.053	-0.33	0.012

$$f' = 49.28; l' = 29.688; y'_1 = 17.9$$

由以上像差结果可以看到，球差和像散都不再保持原来半部系统的校正状态，彗差也很大，轴外球差为 1.88 也比较大，因此必须重新进行像差平衡。和前面一样，同样是首先校正场曲，我们这里把系统最后一个面由 -44.43 改为 -52。然后校正球差、彗差和像散使像差重新达到平衡，校正这三种像差采用中间两个厚透镜的厚度和两个半部之间的间隔这三个参数，而不采用弯曲透镜和交换光焦度，因为透镜的形状和光焦度的分配，在设计半部系统时已经根据高级像差的要求确定了，为了保持系统的高级像差特性，所以尽可能不要改变它们。平衡的方法可以对两个厚透镜的厚度 d_3 和 d_6 ，以及两个半部之间的间隔 $d_4 + d_5$ 计算出像差变化量表，按前面例 1 相同的方法进行校正。经过像差平衡以后，得到的最后结构参数为：

r	d	n_D	n_E	n_C
		1.0	1.0	1.0
20.54				
	5	1.6384	1.65289	1.63506
83.28				
	0.1	1.0	1.0	1.0
17.45				
	8.75	1.6242	1.64677	1.61925
11.43				
	7.8	1.0	1.0	1.0
∞ (光阑)				

	7.8	1.0	1.0	1.0
-14.06				
	9.4	1.6242	1.64677	1.61925
-19.26				
	0.1	1.0	1.0	1.0
70.23				
	5	1.6384	1.65289	1.63506
-52				
		1.0	1.0	1.0

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

像差结果列在表 8-12 中。

$h = 13.2, \omega = -20^\circ$ 表 8-12 (a)

像差	$\delta L'$	x'_i	x'_s	$\delta L'_r$	K'_r	$\delta y'_s$
h, ω						
1.0	0.078	-0.01	-0.045	0.94	-0.234	-0.8
0.7071	-0.089	0.1707	-0.053	0.98	-0.179	-0.179

表 8-12 (b)

$\delta L'_{rs}$	$\delta L'_{ry}$	K'_{rsst}	K'_{rsny}	x'_{rsn}	x'_{rss}	$\Delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{gc}$
-0.127	0.863	0.0269	-0.0131	0.166	-0.031	-0.370	0.0159

$f' = 53.299 \quad y'_0 = 19.399 \quad l' = 28.382$

以上结构参数和前面没有平衡前的结构参数的差别只是 r_1 由 -44.43 改为 -52, d_2 由 8.25 改为 8.75, d_3 由 8.25 改为 9.4, $d_4 + d_5$ 由 12.5 改为 15.6, 其它参数都没有变化。图 8-52 为上述系统的像差曲线图。上述系统的视场高级球差还比较大, 需要进一步设法校正。

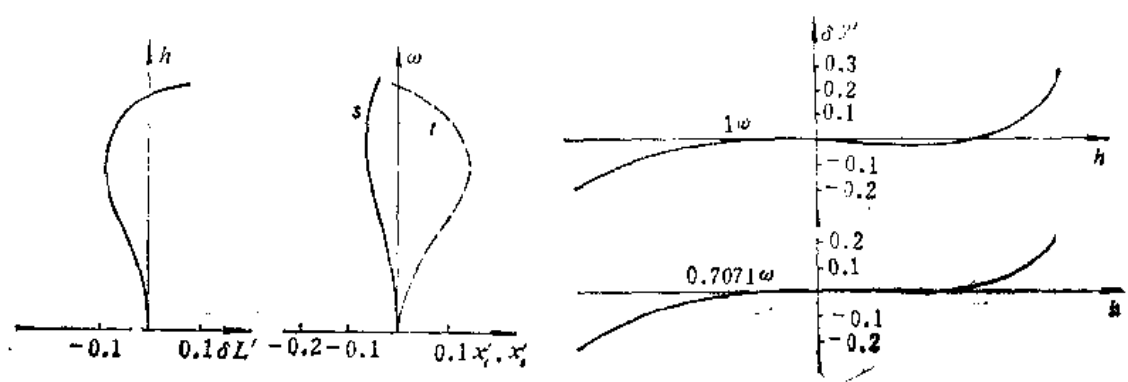


图 8-52

四、加入胶合面

在经过了初步校正的基础上, 就可以加入胶合面, 加入胶合面的目的, 首先是为了校正色差。在一般摄影物镜中, 要求校正的色差有轴向色差、垂轴色差、色球差和二级光谱色差。二级光谱色差只是对长焦距物镜才突出, 在这个设计中它的影响不严重, 因此主要是校正前

三种色差。加入胶合面除了校正色差以外，还可以给胶合面两边的玻璃以一定的折射率差，来校正单色像差，特别是用来改善基本结构的高级像差特性。通常在加入胶合面时，应从下列几方面考虑。

(1) 根据加入胶合面前系统的高级像差特性，确定胶合面两边的折射率差：如果加入胶合面前系统的高级像差已能满足要求，不需要用胶合面来改善它的高级像差特性时，则胶合面两边折射率尽可能相等。这样加入胶合面时，对已经校正好的单色像差不会发生影响，而只是为了校正色差，这就使问题大大简化。

如果需要利用胶合面来改善单色像差，则必须给胶合面两边以一定的折射率差。下面结合具体例子说明确定折射率差的原则。由图 8-53 可以看到，前胶合面对大视场的下光束作用较大，因为这些光线在前胶合面上的入射角 i_a 比较大。同理后胶合面对大视场上光束作用较大，因为入射角 i_b 比较大。利用胶合面来改善高级像差，首先要看高级像差是上光束产生的，还是下光束产生的，或者是二者同时产生的，以此来确定需要利用哪一个胶合面，或者同时用两个胶合面来改善系统的高级像差。在前面的例子中，较大的高级像差主要是视场高级球差，我们希望利用胶合面来进一步校正系统的视场高级球差。首先分析一下双高斯物镜的视场高级球差是如何产生的。前面已经说过在整个系统中产生正球差的只有中间两个凹面，轴向边缘光线在这两个面上的入射角就已经很大，随视场角的增加，斜光束的边缘光线的入射角进一步加大。因而产生了过量的正球差，使整个系统出现了很大的过校正的视场高级球差。要减小它，必须使光阑尽可能靠近中间的两个面的球心，这就要增加光阑距离 l_s ，但是在半部系统的设计中， l_s 是根据正像散的要求确定的。如果我们使胶合面上产生一些正像散，这样中间两个面上的正像散就可以少产生一些， l_s 就可以增加，使光阑和中间两个面的球心靠近，视场高级球差就可以减小。根据单个折射球面像差的符号，要它们产生正像散必须使胶合面两边正透镜的折射率低，负透镜的折射率高。至于折射率差的大小，通常不能一下确定得完全合适，可能要经过几次尝试。

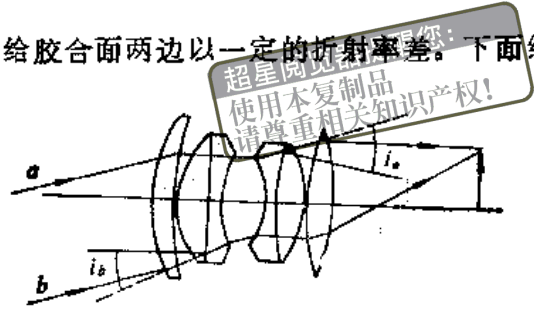


图 8-53

(2) 根据胶合面要求的弯曲形式，确定玻璃的色散差，当胶合面两边的玻璃的色散一定时，根据校正轴向色差和垂轴色差的要求，两胶合面的半径被完全确定。因此如果要求胶合面有一定的弯曲形状，就必须合理地选择胶合面两边玻璃的色散差。

胶合面，特别是前胶合面，它们的弯曲形式和色球差有密切的关系，为了减小色球差，必须使轴向边缘光线通过胶合面时，入射角不能过大，在非等折射率胶合面的情形，胶合面的弯曲形式对高级像差的大小也密切相关，因此必须从这两个方面来考虑前后胶合面应采取的色散差大小。一般也要通过若干次试验，才能取得恰到好处。

对等折射率的胶合面，只须根据校正色球差的要求来确定玻璃的色散差，显然就简单得多。另外改变前后两个正透镜的色散，也能改变胶合面的弯曲形式，在确定胶合面两边玻璃的色散差时，需要一并考虑。

我们这里加入胶合面的目的主要是减小轴外球差，并且适当控制色球差。根据前面的分析前后两个胶合组都采用如下的一对玻璃：

正透镜 ZK7 $n_D = 1.6130$ $\nu = 60.6$

负透镜 F5 $n_D = 1.6242$ $\nu = 35.9$

按 C 和 g 消色差，把胶合面加入两个厚透镜内。对单色像差来说，这就相当于把正透镜的折射率由原来的 1.6242 改为 1.6130，为了保持系统的光焦度不变，我们相应的改变两个厚透镜的凸面的曲率半径，使新的半径 r^* 和原来的半径 r 符合以下关系：

$$\frac{r^*}{r} = \frac{n^* - 1}{n - 1}$$

由此求得： r_3 由 17.45 改为 17.2； r_4 由 -19.26 改为 -18.9。至于两胶合面的半径，可以先大致的选定，然后分别将前后胶合面曲率改变一个小量，做出一个轴向色差和垂轴色差的变化量表，按线性关系确定两胶合面的半径。

当加入胶合面以后，显然会破坏像差的平衡，需要重新进行校正，方法和前面说过的相同。另外加入胶合面，对 C、g 光线校正了轴向色差和垂轴色差，也需要重新进行像差平衡，最后得到的结构参数为：

r	d	n_D
		1.0
29.54		
	5	1.6384 (ZK11)
83.26		
	0.1	1.0
17.20		
	5.85	1.6130 (ZK7)
57.0		
	2.75	1.6242 (F5)
11.43		
	8.8	1.0
∞ (光阑)		
	8.8	1.0
-14.06		
	2	1.6242 (F5)
∞		
	7	1.6130 (ZK7)
-18.9		
	0.1	1.0
70.26		
	5	1.6384 (ZK11)
-52.0		
		1.0

主要像差如表 8-13 所示。

$$h = 13.7, \omega = -20^\circ$$

表8-13 (a)

像差	$\delta L'$	x'_i	x'_o	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_x$	$\Delta L'_{Kc}$	$\Delta y'_{Kc}$
1.0	0.152	-0.755	-0.338	0.263	-0.028	-0.700	0.066	-0.0089
0.7071	-0.088	-0.201	-0.181	0.6	0.018	-0.185	0.034	0.0123

表8-13 (b)

$\delta L'_{s\omega}$	$\delta L'_{T\gamma}$	K'_{Tsnk}	$K'_{Tsn\gamma}$	$x'_{f\omega}$	$\delta L'_{Kc}$	$\Delta y'_{Kc}$
-0.164	-0.111	0.0096	0.037	0.178	-0.012	0.058

$$f' = 54.98; \gamma'_0 = 20.009; l' = 28.201$$

主要像差曲线如图8-54所示。

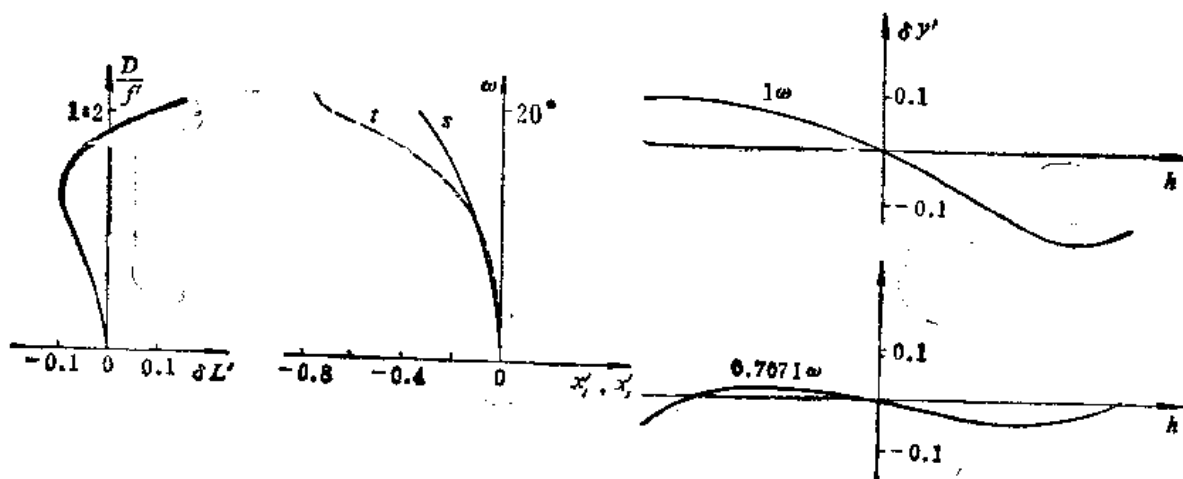


图8-54

由以上结果可以看到，轴向色差 $\Delta L'_{Kc}$ 和垂轴色差 $\Delta y'_{Kc}$ 已基本上达到校正，球差、彗差、像散也都已接近平衡。由 $\delta L'_T$ 值看到，轴外球差已经大大地减少了，胶合面起到了预期的作用。由以上结果还可以看到，孔径高级球差变大了，由-0.127变为-0.164。

由轴外子午垂轴像差曲线可以看到，0.7视场的像差已经比较好了，全视场的像差大一些，这主要是由于视场边缘子午场曲负的过大造成的，而0.7视场的子午场曲和轴外球差匹配得比较好。0.7视场以内，已经包含了整个画面的绝大部分面积，因此不再作进一步校正。只是在此基础上把轴向色差进一步校正一下，就得到最后结果。

但是现在的焦距是54.98，和我们要求的焦距相差较大，因此我们首先将系统按比例缩放，并把半径标准化，全部结构参数如下：

r	d	n_D
		1.0
26.92		
	4.6	1.6384 (ZK11)
76.03		

	0.1	1.0
15.704		
	5.49	1.6130 (ZK7)
52		
	2.5	1.6242 (F5)
10.304		
	7.85	1.0
∞ (光阑)		
	7.85	1.0
-13.002		
	1.8	1.6242 (F5)
-456.0		
	6.32	1.6130 (ZK7)
-17.219		
	0.1	1.0
64.12		
	4.6	1.6384 (ZK11)
-47.42		
		1.0

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

考虑到通光口径的需要，把 d_1 和 d_{11} 由4.6改为6，这样又要破坏像差平衡，我们仍然用改变 d_2 、 d_5+d_6 、 d_8 来校正球差、彗差和像散，同样用 r_6 和 r_8 来校正轴向色差。并且用在 r_6 和 r_8 上交换光焦度的方法来控制视场高级彗差，因为在这两个面上交换光焦度对视场高级彗差特别敏感。为了说明这种性质，我们把缩放前的结构在 r_6 和 r_8 上交换光焦度： r_6 由11.43改为11.2， r_8 由-14.06改为-14.424，这时视场高级彗差 $K_{7,0}$ 由0.037变为0.084。上述结构经过像差平衡以后，得到的结构参数为：

面号	r	d	n_d
1	∞		1.0
2	26.92		
3	6.0	1.6384 (ZK11)	
4	76.03		
5	0.1	1.0	
6	16.704		
7	5.3	1.6130 (ZK7)	
8	52		
9	2.5	1.6242 (F5)	
10	10.1		
11	7.5	1.0	
12	∞ (光阑)		
13	7.6	1.0	

r	d	n_D
-13.342		
∞	1.8	1.6242 (F5)
	6.92	1.6130 (ZK7)
-17.219	0.1	1.0
64.12		
	6.0	1.6384 (ZK11)
-47.42		
	1.0	

浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

主要像差如表 8-14 所示。

$h = 12.3 \quad \omega = -20^\circ$

表 8-14 (a)

像差	$\delta L'$	x'_i	x'_s	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{gc}$
1.0	0.023	-0.538	-0.2	0.377	-0.081	-0.52	0.005	-0.022
0.7071	-0.106	-0.080	-0.115	0.7	-0.023	-0.23	0.003	-0.004

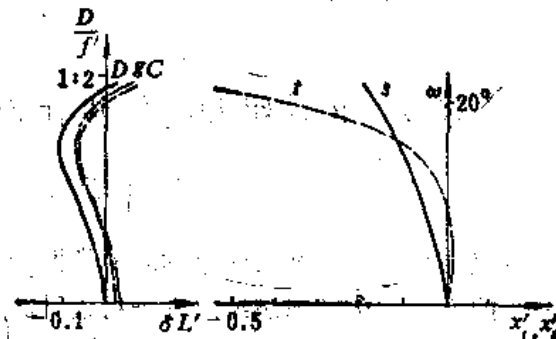
表 8-14 (b)

$\delta L'_{sn}$	$\delta L'_{Ty}$	K'_{Tanh}	K'_{Tany}	x'_{tan}	x'_{sn}	$\delta L'_{gc}$	$\Delta y'_{gc}$
-0.117	0.854	-0.0137	0.0340	0.189	-0.0150	0.0102	0.0174

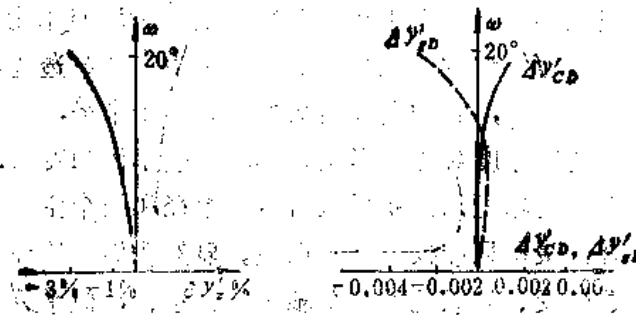
$f' = 49.39, l' = 25.47, y'_e = 17.97$

为了全面地评价系统的成像质量，一般作出系统的各种像差曲线，上述系统的各种像差曲线如图 8-55、8-56、8-57 所示。

在设计的最阶段，需要作出光路图，根据不同视场的通光要求，确定各个透镜的通光口径，和应该设置的附加光阑的位置和口径。



(a) 球差色差曲线 (b) 像散曲线



(c) 畸变曲线 (d) 垂轴色差曲线

图 8-55

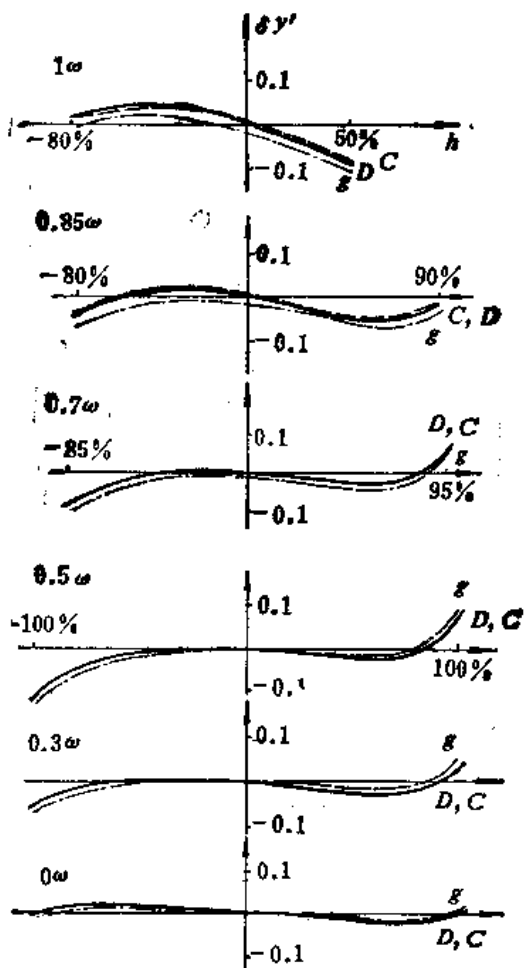


图 8-56

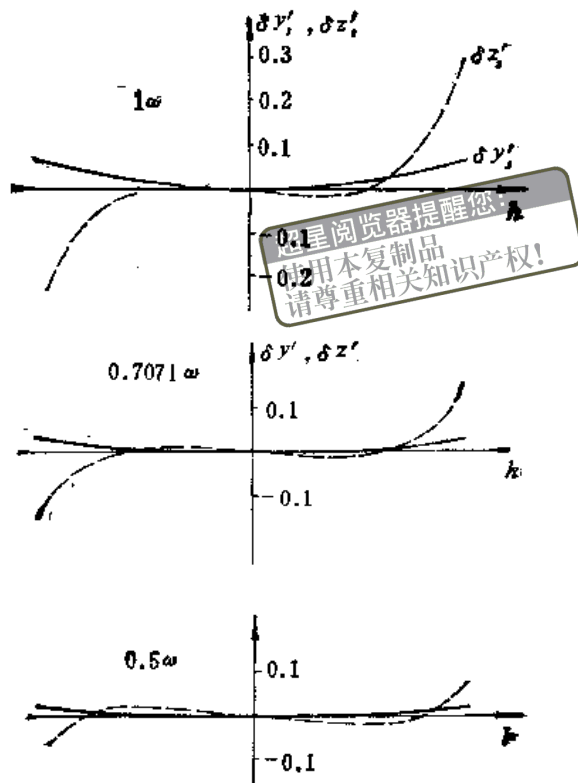


图 8-57

§ 8-8 照相物镜设计例三——从初级像差

求解入手设计三片型照相物镜

三片型照相物镜是一种最简单的对称型照相物镜，设计这样一种照相物镜，当然也可以按照上一节的方法，从半部系统入手进行设计。这里我们介绍另一种设计方法，即把系统作为一个整体，首先从校正若干初级像差的要求出发进行求解，在此基础上进行像差校正，然后进一步找出系统高级像差的变化规律，充分利用它校正像差的能力。

假定要设计一个下列光学特性的三片型照相物镜，其焦距 $f' = 30\text{mm}$ ，视场 $2\omega = 50^\circ$ ，相对孔径 $D/f' = 1/4$ 。三片型照相物镜由三个单透镜组成，如图 8-11 (a) 所示。在玻璃材料确定的情况下，它的全部结构参数有六个半径，三个透镜厚度和两个空气间隔。在三片型物镜中，透镜厚度对像差影响较小，一般不作为变量，直接根据透镜的通光口径和工艺要求决定。因此实际可用的变量只有六个半径和两个空气间隔，共八个自变量。除了对系统焦距的要求外，最多只能校正七种像差。显然我们应该先校正七种初级像差，即球差、彗差、像散、场曲、畸变、轴向色差和垂轴色差。这样，似乎设计结果应该是唯一的。实际上由于畸变一般不必严格校正，场曲一般也不要求校正到零，而必须考虑与高级像差的平衡。这样，实际的设计结果就可能是各种各样的了。为了找到符合光学特性要求的最佳解，仍然要研究它的

高级像差特性。研究的方法是在根据若干种初级像差进行求解的基础上,进行实际像差平衡,然后有系统地比较不同结构的高级像差,从而掌握三片型物镜的高级像差特性。

一、根据初级像差公式,求薄透镜光焦度和间隔

三片型照相物镜,可以近似当作一个薄透镜系统看待。对一个薄透镜系统来说,系统的总光焦度以及轴向色差和垂轴色差只和每个薄透镜的光焦度以及它们之间的间隔有关,而与透镜的形状无关,另外场曲也只和薄透镜的光焦度有关。因此,利用薄透镜系统的初级像差公式,根据校正上述像差的要求,就可以初步确定三片型物镜中每个透镜的光焦度和间隔。下面列出方程式。假定系统的总光焦度等于1,第一辅助光线的入射高也等于1,同时假定光阑和第二个透镜重合即

$$\varphi = 1, l_1 = 1, h_{z1} = 0$$

将以上关系代入有关的薄透镜系统的公式得:

$$\begin{aligned} \varphi_1 + h_2 \varphi_2 + h_3 \varphi_3 &= 1; & \frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} + \frac{\varphi_3}{n_3} &= S_{\text{F}} \\ \frac{\varphi_1}{v_1} + h_2^2 \frac{\varphi_2}{v_2} + h_3^2 \frac{\varphi_3}{v_3} &= S_{\text{I}S}; & h_{z1} \frac{\varphi_1}{v_1} + h_{z3} h_3 \frac{\varphi_3}{v_3} &= S_{\text{I}S} \end{aligned}$$

我们把前后两个正透镜采用相同的玻璃,因此有:

$$n_3 = n_1, v_3 = v_1$$

并取 $S_{\text{I}S} = S_{\text{I}S} = 0$, 上面四个方程式中,除了场曲和数 S_{F} 而外,还有 $h_1, h_2, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ 五个自由变量, h_{z1} 和 h_{z3} 可以看作是前五个变量的函数,所以不再是自由变量。因此即使给定场曲和数 S_{F} , 方程组仍然无法求解,必须另加一个条件。我们假定系统前后两个空气间隔相等,即 $d_1 = d_2$ 。前面已经假定光阑和第二个透镜重合,由于 $S_{\text{I}S} = 0$ 因此 $S_{\text{I}S}$ 和光阑位置无关,这样假定不会影响求解的普遍性。根据上面这些假定有:

$$h_{z1} = -h_{z3}$$

为了简化,我们假定正负透镜色散之比为 V , 把上面这些关系代入前面的四个方程式得:

$$\varphi_1 + h_2 \varphi_2 + h_3 \varphi_3 = 1 \quad (1)$$

$$\frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} + \frac{\varphi_3}{n_3} = S_{\text{F}} \quad (2)$$

$$\varphi_1 + h_2^2 V \varphi_2 + h_3^2 \varphi_3 = 0 \quad (3)$$

$$\varphi_1 - h_3 \varphi_3 = 0 \quad (4)$$

将 $d_1 = d_2$ 的附加条件用 h, φ 表示得:

$$\frac{1 - h_2}{\varphi_1} = \frac{h_2 - h_3}{\varphi_1 + h_2 \varphi_2} \quad (5)$$

上面五个方程式五个未知数就可以进行求解,从以上方程组中消去 $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ 得到以下两个方程式:

$$h_3 = \frac{V h_2 (2 h_2 - 1) + (1 - h_2)}{V h_2 - (1 - h_2)} \quad (6)$$

$$h_3^2 \left(S_{\text{F}} - \frac{1}{n_2 h_2} \right) - h_3 \left(S_{\text{F}} - \frac{2 h_2 - 1}{n_1} - \frac{1 - h_2}{n_1} \right) + \frac{1 - h_2}{n_1} = 0 \quad (7)$$

对上面这两个联立方程式不再直接求解，而采用插值法求它们的近似数值解。具体求解过程将在后面介绍。

利用以上公式，当确定了玻璃材料以后（即确定了 n_1, n_2 和 V 以后），就可以求出 $h_2, h_3, \varphi_1, \varphi_2$ 和 φ_3 。

前面说过，照相物镜的正透镜应尽可能采取折射率高色散低的玻璃，因为正透镜对像差最有利于校正场曲，而色散低有利于校正色差。同样的理由，负透镜应采取折射率较低而色散尽可能高的玻璃。因此三片型的正透镜一般采用重冕(ZK)玻璃，甚至采用折射率更低的轻冕(LK)玻璃。我们这里采用ZK11($n_D = 1.6384, \nu = 55.5$)。至于负透镜，由于一般火石(F)玻璃和重火石(ZF)玻璃随着色散增加折射率也同时增加，究竟采用折射率和色散都高一些的为好呢？还是都低一些好呢？下面我们利用初级像差公式，对不同的火石玻璃求解，进行分析比较。

首先取折射率比正透镜稍低的F5。

$$\begin{aligned} \text{ZK11} & \quad n_1 = 1.6384, \nu_1 = 55.5 \\ \text{F5} & \quad n_2 = 1.6242, \nu_2 = 35.9 \\ V & = \frac{\nu_1}{\nu_2} = 1.546 \end{aligned}$$

在三片型物镜的初级像差求解中，根据一些文献上的介绍场曲和数 S_{IV} 一般取0.3—0.4。我们首先取 $S_{\text{IV}} = 0.4$ 。

将以上参数代入公式(6)和(7)求解 h_2, h_3 。求解的方法是首先取两个不同的 h_2 代入公式(6)和(7)，分别求出两个 h_3 。由这两个公式求出的 h_3 的差，我们用 Δh_3 表示。根据两个不同的 h_2 ，可以求得两个相应的 Δh_3 ，利用插值法由 $\Delta h_3 = 0$ 求出 h_2 ，即为要求的解。由公式(7)，对一个 h_2 可以同时求出一个正的 h_3 和一个负的 h_3 ，显然应取正值。下面取 h_2 等于0.8和0.85，求出两个相应的 Δh_3 ，如表8-15所示。

表 8-15

h_2	0.8	0.85	0.8475
h_3	0.91	0.92	0.9195
h_3^*	0.875	0.922	0.9195
Δh_3	0.035	-0.002	0

利用插值法求得 $\Delta h_3 = 0$ 的解为：

$$h_2 = 0.8475, \quad h_3 = 0.9195$$

利用以下公式即可求得 φ_1, φ_2 和 φ_3 ：

$$\varphi_1 = \frac{1 - h_2}{1 - h_3} \quad (8)$$

$$\varphi_2 = \frac{1 - 2\varphi_1}{h_2} \quad (9)$$

$$\varphi_3 = \frac{\varphi_2}{h_3} \quad (10)$$

$$d_1 = d_2 = \frac{1 - h_2}{\varphi_1} \quad (11)$$

将 h_2 、 h_3 代入以上公式求得 φ 、 d 如下：

$$\varphi_1 = 1.897, \varphi_2 = -3.3, \varphi_3 = 2.063, d_1 = d_2 = 0.083$$

上面是对 ZK11-F5-ZK11 求解的结果。负透镜采用不同火石玻璃时，光焦度和间隔将变化，为了比较，下面按同样方法对 ZK11-ZF1-ZK11 进行求解。

$$\text{ZK11} \quad n_1 = 1.6384, \nu_1 = 55.5$$

$$\text{ZF1} \quad n_2 = 1.6475, \nu_2 = 33.9$$

$$V = \frac{\nu_1}{\nu_2} = 1.637$$

采用上面同样的方法进行求解，结果如表 8-16 所示。

表 8-16

h_2	0.8	0.85	0.8161
h_2^*	0.888	0.906	0.8938
h_3^*	0.879	0.925	0.8938
Δh_3	0.009	-0.019	0

根据插值法得到： $h_2 = 0.8161$ ， $h_3 = 0.8938$

$$\varphi_1 = \frac{1 - h_2}{1 - h_3} = 1.73; \quad \varphi_2 = \frac{1 - 2\varphi_1}{h_2} = -3.02$$

$$\varphi_3 = \frac{\varphi_1}{h_3} = 1.935; \quad d_1 = d_2 = 0.1062$$

为了进行比较我们把两种玻璃组合求解的参数列表如下：

表 8-17

玻璃组合	φ_1	φ_2	φ_3	$d_1 = d_2$	h_2	h_3
ZK11-F5-ZK11	1.897	-3.3	2.063	0.083	0.8473	0.9195
ZK11-ZF1-ZK11	1.73	-3.02	1.935	0.106	0.8161	0.8938

由上表可以看到当火石玻璃的色散加大时，每个透镜的光焦度都减小，这对于轴上像差和轴外像差都是有利的。但是透镜的间隔 d_1 和 d_2 也增加了，这就使 h_{z1} 和 h_{z2} 都增加，即斜光束在正透镜上的投射高增加，这对于轴外像差是不利的，而且 d_1 和 d_2 的增加比光焦度的减小来得快，所以总起来说对轴外像差不利。因此对视场角较大而孔径较小的系统，负透镜应采用折射率和色散较低的火石玻璃，而对视场较小而孔径较大的系统，负透镜采用折射率和色散较高的火石玻璃。我们现在所要设计的系统，视场较大而孔径较小，所以采用 ZK11-F5-ZK11 这种玻璃组合比较有利。

二、实际像差的校正

上面根据校正两种色差和场曲以及系统总光焦度的要求，用薄透镜系统的初级像差公

式，求解了三片型物镜的光焦度和间隔。在求解中另外附加了一个条件，那就是前后两个空气间隔相等。在光焦度和间隔确定的条件下，现在只剩下三个透镜弯曲，可以用来校正球差、彗差和像散这三种像差。校正的方法是首先任意确定透镜的形状，用逐步修改的方法进行实际像差校正。

超球面透镜提醒您
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

把前后两个正透镜都取成平凸形，中间负透镜采取等半径的双凹形如图8-6(a)所示。根据已经确定的玻璃材料和光焦度就可以求出相应的半径：

$$r_1 = \frac{n_1 - 1}{\varphi_1} = \frac{1.6384 - 1}{1.897} = 0.337$$

$$r_3 = -r_4 = \frac{2(n_2 - 1)}{\varphi_2} = \frac{2(1.6242 - 1)}{-3.3} = -0.378$$

$$r_5 = \frac{-(n_1 - 1)}{\varphi_3} = \frac{-(1.6384 - 1)}{2.063} = -0.309$$

$$r_2 = r_6 = \infty$$

上面求出的半径是对总焦距 $f' = 1$ 求得的。我们现在要设计的是总焦距 $f' = 30$ 。将以上半径都乘上30即为实际要求的半径。

对每个透镜都给以适当厚度，我们给前后两个正透镜的厚度为2.5，中间负透镜厚度为1.0。至于两个空气间隔，前面求解的结果是薄透镜间隔，现在加入厚度以后应该求出透镜的主平面位置，使实际透镜的主平面间隔等于上述求解结果。当焦距为30时，上面求解的薄透镜间隔为：

$$d_1 = d_2 = 0.083 \times 30 = 2.49$$

求出各个透镜的主平面位置以后，得到透镜之间的实际间隔为：

$$d_1 = d_2 = 0.66$$

这样系统的全部结构参数就初步确定了。于是可以按要求的光学特性计算像差，进行像差校正。下面列出系统的结构参数以及像差计算结果，如表8-18所示。

r	d	n_D	n_F	n_C
10.11		1.0	1.0	1.0
	2.5	1.6384	1.64657	1.63506 (ZK11)
∞				
	0.66	1.0	1.0	1.0
-11.33				
	1.0	1.6242	1.63663	1.61925 (F5)
11.33(光阑)				
	0.66	1.0	1.0	1.0
∞				
	2.5	1.6384	1.64657	1.63506 (ZK11)
-9.27				
		1.0	1.0	1.0

$D = 7.5; 2\omega = 50^\circ$

表 8-18

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_l	x'_r	$\delta L'_r$	K'_r	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	4.38	-0.0026	0.710	7.60	1.25	27.17	-0.816	0.087	0.0115
0.7071	1.26	-0.0014	0.290	0.31	0.41	9.29	-0.35	-0.030	0.0068
0	0	0	0.113	0	0	0	0	0	0

$f' = 31.14; f'' = 28.67; y'_0 = 14.52$

(1) 色差的校正: 由以上结果看到, 轴向色差和垂轴色差都没有完全校正, 这是因为透镜厚度的影响。可以利用改变两个空气间隔的方法使它们达到校正。当 $d_1 = 1.628$ 和 $d_2 = 1.584$ 时两种色差同时达到校正。这时相应的像差如表 8-19 所示。

当色差校正以后就可以用三个透镜弯曲校正球差、彗差和像散。在校正过程中, 色差还会有少量改变, 可以用重新改变 d_1 和 d_2 进行校正。

$h = 3.75; 2\omega = 50^\circ$

表 8-19

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_l	x'_r	$\delta L'_r$	K'_r	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	0.88	-0.0079	0.110	9.1	2.18	10.96	-0.73	0.014	0
0.7071	0.184	-0.0040	0	3.55	0.77	3.38	-0.38	0.005	0.002
0	0	0	-0.065	0	0	0.88	0	0	0

$f' = 28.46; f'' = 24.62; y'_0 = 13.27$

(2) S_V 对高级像差的影响: 在色差校正以后, 我们可以用弯曲三个透镜来校正像散, 但是在前面初级像差求解时预先给定了一个 S_V 值。由于不同设计的光学特性不同, 使用的玻璃也不同, 高级像差可能有较大的差别, 因此所要求的 S_V 的数值也就不一样。下面我们将会看出, 在三片型物镜中, S_V 的数值不仅考虑场曲和像散的平衡问题, 而且直接和轴外高级像差的大小有密切的关系。可以说, 调整 S_V 值在三片型物镜设计中具有决定性的意义。

为了计算高级像差, 首先需要初步校正各种像差, 上面的结构经过初步校正像差以后的结构如下, 像差结果如表 8-20 所示。

r	d	n_D
		1.0
12.37		
	2.5	1.6384 (ZK11)
-55.35		
	1.957	1.0
-10.84		
	1.0	1.6242 (F5)
1.86(光阑)		
	1.96	1.0
66.62		

r
 -10.72
 d
 2.5
 n_D
 1.6384
 1.0

(ZK11)
 超星浏览器提醒您：
 使用本复制品
 请尊重相关知识产权！

$h = 3.75; 2\omega = 50^\circ$

表 8-20

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	2.13	-0.0056	0.090	-0.43	0.050	2.87		0.106	0
0.7071	0.75	-0.0025	0	0.19	-0.14	4.17	-0.24	0.022	0.0035
0	0	0	-0.052	0	0	2.13	0	0	0

$f' = 29.38; f'' = 25.46; y'_0 = 13.7$

为了说明 S_N 对高级像差的影响，我们把相应的高级像差数值列表，如表 8-21 所示。

表 8-21

$\delta L'_{sA}$	$\delta L'_{Ty}$	K'_{Tsy}	K'_{TSA}	x'_{Tz}	x'_{TSA}	$\delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FC}$
-0.308	0.73	-0.25	-0.032	0.5	-0.17	0.14	0.0035

由上表看到，和视场有关的几种高级像差——视场高级球差、高级子午场曲和视场高级彗差都比较大。另外从表 8-20 中 $\delta L'_T$ 看到，视场高级球差随视场变化并不按抛物线改变，而在 0.7071 视场的视场高级球差反而比全视场来得大。为了弄清 S_N 对高级像差的影响，我们改变系统的 S_N ，重新校正像差，求出 S_N 改变时高级像差的变化。为了改变 S_N ，可以改变中间负透镜的光焦度，而保持两个正透镜的光焦度不变。因为改变两个正透镜的光焦度就会改变它们之间光焦度之比，而它们光焦度之比是与两个空气间隔的比例有密切的关系。前面我们求解时假定两个间隔相等，即 $d_1 = d_2$ ，从而确定了两个正透镜的光焦度，这就会破坏前面的假定。

我们首先把中间负透镜的曲率改变 0.02，相应 S_N 的改变量为：

$$(S_N)_{f'_{-1}} = \frac{(n-1)\Delta c}{n} - f'$$

将 $n = 1.6242$ ， $f' = 30$ ， $\Delta c = 0.02$ 代入上式得：

$$(S_N)_{f'_{-1}} = 0.23$$

然后重新利用三个弯曲和两个间隔进行像差校正，最后结果如下：

r	d	n_D
11.32		1.0
	2.5	1.6384 (ZK11)
-94.46		1.0
	0.01	1.0
-13.21		1.0
	1.0	1.6242 (F5)
12.49		

0.632 1.0
 95.56 2.5 1.6384
 -10.27 1.0

超星浏览器提醒您：
 使用本复制品
 请尊重相关知识产权！

像差结果如表 8-22 所示。

$h = 3.1, 2\omega = 50^\circ$ 表 8-22 (a)

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	$\delta L'_{PV}$	x'_i	x'_y	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_i$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.632	0.0028	0.024	-0.6	-0.54	0.81	0.023	0.056	0
0.7071	-0.464	0.0013	-0.011	-0.5	-0.54	0.23	0.048	0.013	-0.0068
0	0	0	-0.047	0	0	0.032	0	0	0

表 8-22 (b)

$\delta L'_{s_n}$	$\delta L'_{T_y}$	$K'_{T_s n h}$	$K'_{T_s n y}$	x'_{s_n}	x'_{s_n}	$\delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FC s_n}$
-0.048	0.84	0.007	0.032	-0.2	-0.117	0.072	-0.0008

$f' = 24.8; \quad l' = 21.8; \quad y'_0 = 11.58$

把改变 S_F 前后的高级像差结果作一比较就可以明显地看到，视场高级彗差 $K'_{T_s y}$ 由 -0.25 变为 0.032，高级子午场曲由 0.5 变为 -0.2 这两种高级像差都有很大的变化，连符号都改变了。边缘视场的视场高级球差大大减小了，由 2.04 变为 0.26（根据表 8-20 和表 8-22 (a) 中的数据计算求出），这对改善整个视场的成像质量十分有利。总起来看，我们应该在前面这两个 S_F 值中取一个中间值，我们取它们二者的平均值，将负透镜曲率改变 0.01，相应的 S_F 的改变量为 $(\Delta S_F)'_{-1} = 0.115$ ，重新进行像差校正，得到结果如下：

r	d	n_D
		1.0
14.13		
	2.5	1.6384 (ZK11)
-35.53		
	1.43	1.0
-9.93		
	1.0	1.6242 (F5)
15.44 (光阑)		
	0.92	1.0
-160.56		
	2.5	1.6384 (ZK11)
-8.77		
		1.0

$h = 3.3; 2\omega = 50^\circ$

表 8-23 (a)

像差	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_r	$\delta L'_T$	$\delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FC}$	$\delta L'_{TFC}$
1.0	0.028	0.0026	0.057	-0.6	-0.6	1.68	0	0.13	0
0.7071	-0.065	0.0012	0	-0.21	-0.41	0.94	0.003	0.03	0.003
0	0	0	-0.038	0	0	0.028	0	0	0

表 8-23 (b)

$\delta L'_{s_n}$	$\delta L'_{T_y}$	$K'_{T_{s_nA}}$	$K'_{T_{s_ny}}$	x'_{s_n}	$x'_{s_{nn}}$	$\delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FC}$
-0.08	1.65	0.015	0.003	0.088	-0.12	0.095	0.003

$f' = 26.68; l' = 24.1; y'_0 = 12.44$

由以上结果看到各种像差都已达到校正，高级像差中除了视场高级球差 ($\delta L'_T$) 较大以外，其他高级像差都已经不大。

从上面三种不同的 S_V 值的像差结果可以看出，在三片型物镜中 S_V 的数值对高级像差有很大的关系。为了清楚地说明它们之间的关系，我们把上面三个结果对应的 S_V 值和相应的高级像差值列表如下。

表 8-24

S_V	$\delta L'_{s_n}$	$\delta L'_{T_y}$	$K'_{T_{s_nA}}$	$K'_{T_{s_ny}}$	x'_{s_n}	$x'_{s_{nn}}$	$\delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FC}$	$\delta L'_{TFC}$
0.4	-0.308	0.73	-0.032	-0.25	0.5	-0.17	0.14	0.0035	2.04
0.515	-0.08	1.65	0.015	0.003	0.09	-0.12	0.095	0.003	0.94
0.63	-0.048	0.84	0.0074	0.032	-0.2	-0.12	0.072	-0.0008	0.25

由上表看到随着 S_V 由小到大的变化， $\delta L'_{s_n}$ 、 $K'_{T_{s_nA}}$ 、 $K'_{T_{s_ny}}$ 、 x'_{s_n} 都有规律地改变。边缘视场的视场高级球差似乎没有规律。但是表中最后一列 0.7 视场的视场高级球差 $\delta L'_{TFC}$ 是有规律的。全视场的视场高级球差表面上似乎没有规律，这是因为随着 S_V 的减小出现了一个和五级视场高级球差反号的七级视场高级球差的关系。

总之，在三片型物镜中 S_V 的大小和高级像差有密切的关系。设计三片型物镜的关键就在于确定合适的 S_V 值。在初级像差求解时，显然无法预先将 S_V 值给得十分合适，必须在实际像差校正中加以调整。

(3) 正透镜光焦度比例的确定：在初级像差求解中 S_V 是预先给定的。上面我们看到 S_V 和高级像差有密切关系，它的值必须在实际像差校正过程中加以调整。在求解中的另一个附加条件是前后两个透镜间隔相等。从 S_I 公式中，即：

$$S_I = h_{z1} \frac{\varphi_1}{\nu_1} + h_{z2} h_2 \frac{\varphi_2}{\nu_2} = 0 \quad \text{或} \quad \frac{\varphi_1}{\varphi_2} + \frac{h_{z2}}{h_{z1}} h_2$$

可以看出，两个透镜间隔之比（即为 h_{z1} 和 h_{z2} 之比）实际上确定了两个透镜光焦度的比例。在上面校正像差过程中，我们是保持两个正透镜光焦度不变进行弯曲，即它们的光焦度之比是

不变的。同样，在改变 S_F 时也只是改变负透镜的光焦度，使两个正透镜光焦度之比不变。为了确定最好的光焦度比例，下面我们把 $S_F = 0.515$ 这组结果在保持 S_F 不变的情况下，改变正透镜光焦度之比。

根据前面 $S_F = 0.515$ 的结果：

$$\varphi_1/\varphi_3 = 0.92$$

利用在系统第一个面和最后一个面上交换光焦度的方法，使两个正透镜的光焦度比改变为 $\varphi_1/\varphi_3 = 1$ 和 1.1 ，并且分别对它们重新进行像差平衡，校正两种色差、像散、彗差和初步校正球差。最后得到结果如下：

$\varphi_1/\varphi_3 = 1$ 的情况

r	d	玻璃牌号
13.53		
	2.5	ZK11
✓ -33.76		
	1.34	
-10.13		
	1.0	F5
14.98(光阑)		
	1.0	
-117.18		
	2.5	ZK11
-8.95		

$$2\omega = 50^\circ; \quad h = 3.3$$

表 8-25 ()

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_r$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	0.16	0.0015	0.057	-0.6	-0.59	1.52	0	0.144	0
0.7071	-0.011	0.00078	0	-0.20	-0.41	1.08	-0.028	0.036	0.003
0	0	0	-0.038	0	0	0.16	0	0	0

表 8-25 (b)

$\delta L'_{s'n}$	$\delta L'_{T'y}$	$K'_{T's'n}$	$K'_{T's'y}$	$x'_{i's'n}$	$x'_{i's'y}$	$\delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FC's'n}$
-0.091	1.36	0.012	-0.028	0.098	-0.12	0.096	0.003

$$f' = 26.72; \quad f'_F = 23.94; \quad y'_0 = 12.46$$

对 $\varphi_1/\varphi_3 = 1.1$ 的情况：

r	d	玻璃牌号
2.05		
	2.5	ZK11
-32.04		

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

1.24
-10.32
1.0 F5
14.58
1.09
-91.2
2.5 ZK11
-9.15

$2\omega = 50^\circ$; $h = 3.3$ 表 8-26 (a)

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	$\Delta L'_{FC}$	x'_i	x'_s	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	0.278	0.0002	0.057	-0.60	-0.58	1.21	0.002	0.159	0
0.7071	0.037	0.0002	-0.0002	-0.19	-0.41	1.20	-0.066	0.041	0.0027
0	0	0	-0.0385	0	0	0.28	0	0	0

表 8-26 (b)

$\delta L'_{sn}$	$\delta L'_{Ty}$	K'_{Tsnh}	$K'_{Tsn y}$	x'_{isn}	x'_{ssn}	$\delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FCsn}$
-0.102	0.937	0.0046	-0.057	0.109	-0.117	0.096	0.0027

$f' = 26.76$; $l'_F = 23.76$; $y'_0 = 12.48$

为了清楚地看到当 φ_1/φ_2 比例改变时各种高级像差的变化，我们把不同 φ_1/φ_2 时的高级像差值列表如下：

表 8-27

φ_1/φ_2	$\delta L'_{sn}$	$\delta L'_{Ty}$	K'_{Tsnh}	$K'_{Tsn y}$	x'_{isn}	x'_{ssn}	$\delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FCsm}$	$\delta L'_{Ty_s}$
0.92	-0.08	1.65	0.015	0.003	0.038	-0.12	0.095	0.003	1.0
1.0	-0.091	1.36	0.012	-0.028	0.098	-0.12	0.096	0.003	1.09
1.1	-0.102	0.937	0.0046	-0.057	0.109	-0.117	0.096	0.0027	1.16

由表可以看到，随着 φ_1/φ_2 的增加，视场高级球差和视场高级彗差变化比较显著，边缘的视场高级球差减小，但视场高级彗差很快增加，而 0.7071 视场的视场高级球差几乎没有什么变化。总的来说， φ_1/φ_2 比例值的改变对高级像差的影响和 S_W 比较起来要小得多。主要是影响视场高级彗差和边缘视场高级球差。

比较以上三组结果，其中第三组视场高级彗差太大，第一、二组各有优缺点。究竟采用哪一组，需要更全面地计算像差，作出垂轴像差曲线进行比较。图 8-58 和图 8-59 为这两组系统的像差曲线。

从上面两个系统的像差曲线来看，总的质量差不多，前一个略好一些。

上述第一组结果（图 8-58），从像差曲线来看，把子午光束作适当挡光以后，像质还是比较好的。由于系统焦距和要求的不符，还要进行缩放，然后作些小量调整，作为最后结

果，需要作出光路图，确定每个透镜的直径。这些我们就不作详细说明了。

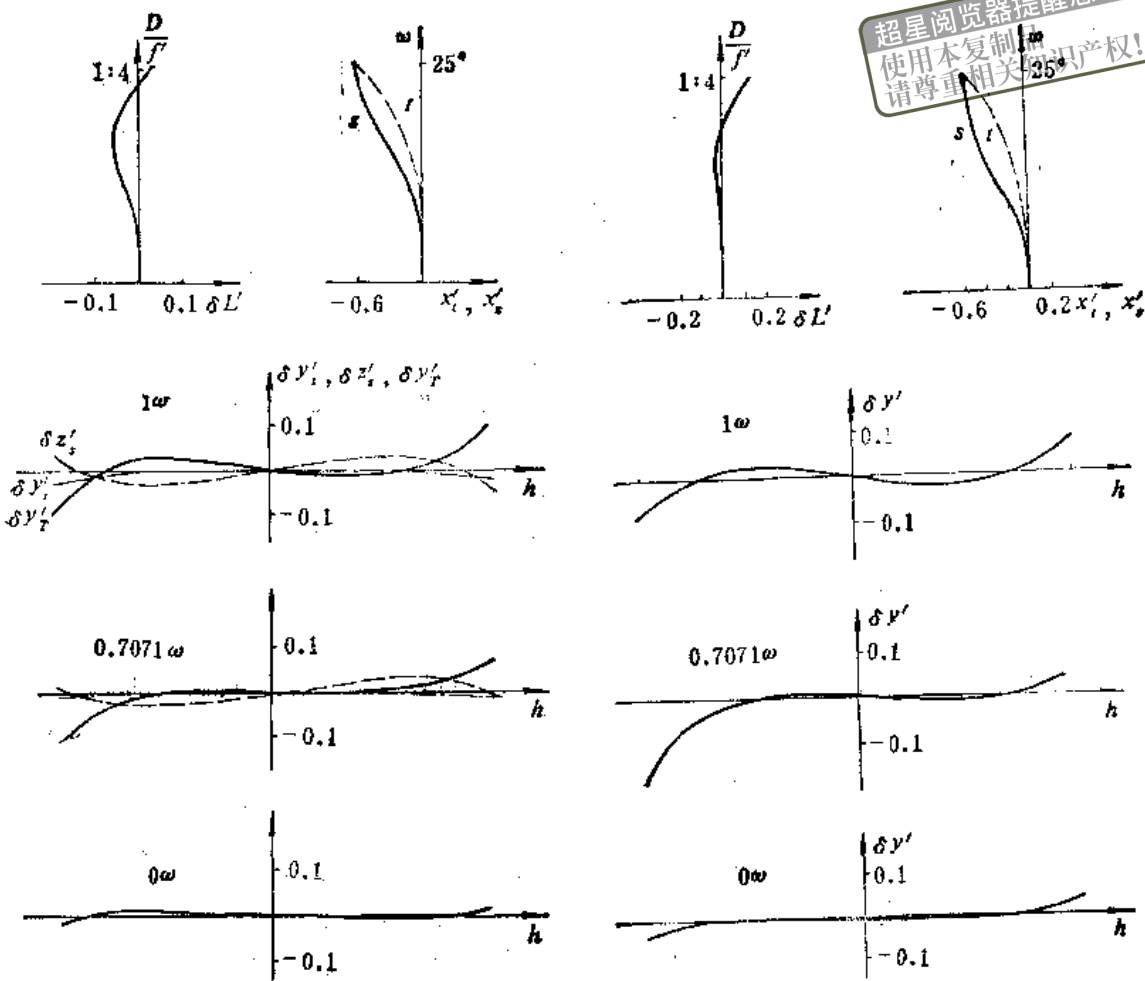


图 8-58

图 8-59

§ 8-9 照相物镜像差的公差

照相物镜把物体成像在感光底片上，由于感光底片的分辨率比人眼低得多。因此一般认为照相物镜像差的公差和目视光学仪器比较可以大得多。同时也因为照相物镜的光学特性（视场、相对孔径）比目视光学仪器要高得多，因此像差也不能校正得象目视光学仪器那样好。由于底片的性能差别很大，不同使用情况对质量要求的高低也很不一样，因此对于照相物镜来说很难找到一个统一的标准作为制定像差公差的依据。长期以来照相物镜像差的公差问题一直没有得到解决，而主要是把现有产品的像差和新设计系统的像差进行比较，根据现有产品的成像质量来估计新设计的系统可能达到的成像质量。这个方法看起来比较原始，但它是建立在实践基础上的，所以有较大的可靠性，长期以来一直为大多数人所采用，即使在目前仍然是一个重要手段。

从理论上来说，解决照相物镜的像质评价问题，应用光学传递函数是一个合理的途径，这方面目前已取得很大进展，但是由于实践经验还不够丰富，同时也受到设备条件的限制，

因此它的使用目前仍受到很大限制，有关光学传递函数的问题将在第十一章中进行介绍。这里从几何像差出发来评定照相物镜的像质。

对于照相物镜像差的公差，随着它的设计和生产的不断发展，有很大的变化。由于新品种光学玻璃的不断出现和设计技术的不断改进，照相物镜像差校正的完善程度有很大的提高。早期设计的一些照相物镜，有的像是相当大的，目前新设计的系统质量和过去比较已有很大提高，这也是由客观需要提出的要求。由于感光材料的不断改进，底片的分辨率已大大提高，因而也要求相应地提高物镜的质量。

根据我们的经验，目前一般用途的照相物镜，可以把如下数据作为几种主要像差的参考标准。

(1) 轴上球差：可按两倍瑞利限度，即 $\lambda/2$ 作为公差标准。

例如对一个相对孔径为 $1/2$ 的照相物镜，当边缘校正球差时， 0.7071 口径的剩余球差按瑞利限度为：

$$\Delta(\delta L'_{s,n}) = \frac{6\lambda}{n' \sin^2 u'} = \frac{0.003}{(0.25)^2} = 0.048$$

瑞利限度的两倍大约为 0.1 ，所以一个相对孔径为 $1/2$ 的照相物镜，剩余球差在 0.1 以内一般认为校正得比较好。

这个数值一方面可以作为评定球差的标准，同时也可以作为其余轴向像差的参考，例如轴外细光束子午场曲，弧矢场曲和细光束像散也不应超过这个数值。但是对视场边缘部分在无法校正的情况下允许超过该数值。所以上述轴上球差的公差，实际上可以作为所有轴向像差的一个参考数据。

(2) 子午垂轴像差：轴上点的球差公差在前面已经给出，轴外点的子午垂轴像差，可以把轴上点对应的垂轴像差，作为一个标准，当然轴外点的像差不可能校正得和轴上点一样好，一般认为如果全视场 0.7 口径的光束垂轴像差的数量能和轴上点的垂轴像差相当，这就是校正得比较好的结果了。

对不同视场的垂轴像差，一般应从两个方面来考察，一方面是最大的像差数值，即弥散范围；另一方面是能量是否集中，如果大部分光线像差比较小，光能比较集中，那么即使有少量光线像差比较大，这也是允许的。

(3) 垂轴色差：对垂轴色差一般要求比较严格，应不超过轴上点弥散圆的半径，最好不超过 0.01 。

(4) 畸变：一般要求相对畸变不超过 2% ，对一些用于摄影测量的物镜，根据使用要求另行规定。

以上数据只能作为参考。前面已经说过，照相物镜随着它的用途不同，对于像质的要求差别也很大，例如有的物镜对像质要求不高，而要求尽可能提高它的光学特性，像差甚至达到几个波长；而有些要求高质量的物镜，例如复制物镜，像差可能达到瑞利限度之内；某些特殊用途的物镜，整个视场内的像差要求达到 $\lambda/10$ 。所以对照相物镜像差的公差只能根据具体情况来解决，不能一概而论。

下面我们结合双高斯物镜的设计结果，作一些具体说明：

1) 轴上像差：前面双高斯物镜的相对孔径为 $1/2$ ，和瑞利限度两倍对应的剩余球差值为 0.1 ，由图8-55的球差曲线看到，系统的剩余球差大致和这个数值相等。同时色球差很小，二级

光谱色差也不大,所以轴上点的像差是足够好的。

2) 细光束像散:由细光束像散曲线可以看到,在0.7视场内, x_1' 、 x_2' 和 x_3' 都在0.1范围内,和轴上球差相当,但边缘视场很快增加, x_1' 达到0.538,所以边缘视场的像差已经比较大了。

3) 垂轴色差在0.01以内,校正得比较好。

4) 畸变达到3%,即已经比较大了。

5) 子午垂轴像差:子午垂轴像差曲线全面反映了子午光束成像的像差情况,因此是评定照相物镜成像质量的重要手段。从不同视场的子午垂轴像差曲线,既可以看到各种像差随孔径变化的情况,也可以看到它们随视场变化的情况,而且可以说明各种像差是否匹配,以及如何进一步校正的方向。

我们首先从图8-57看轴上点的垂轴像差曲线,它无论从弥散圆的大小或者光能的密集两个方面来看都是比较好的。因为轴上球差校正得比较好。

从0.3视场开始,垂轴像差的数量大大增加。这是由于视场高级球差造成的,但是在0.7口径的光束在0.7视场范围内最大的垂轴像差约为0.03,和轴上点的垂轴像差相当,只是在0.7口径之外垂轴像差才很快增大,所以在0.7视场之内像差还比较好。到了0.85视场以外,就比较差了,一方面像差数值很快增加,同时光能也不集中。

由于过去手工计算,对于弧矢垂轴像差很少计算,因此对它的公差目前经验更少。由于电子计算机的使用,弧矢光线的计算已没有困难,因此目前逐渐对弧矢宽光束像差予以重视。实践证明弧矢宽光束像差对成像质量的影响也是很重要的,就图8-57中的弧矢垂轴像差曲线来看,0.7视场以外全口径的弧矢球差是很大的,弧矢彗差都不很大,但是在0.7口径以内像差数量显著减小,而且光线也比较集中。

使用本资料者
请尊重相关知识产权

第九章 折反射系统设计

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

§ 9-1 概 述

除了用透镜成像而外，反射镜也能用于成像。在消色差物镜发明以前，绝大部分天文望远镜都是用反射镜构成的。目前虽然在大多数场合反射镜已被透镜所代替，但是反射镜和透镜比较，在某些方面有它的优越性，因此在有些仪器中仍然必须使用反射镜。反射镜的主要优点是：

- (1) 它完全没有色差，各种波长光线所成的像是严格一致完全重合的，
- (2) 可以在紫外到红外的很大波长范围内工作，
- (3) 反射镜的镜面材料比透镜的材料容易制造，特别对大口径零件更是如此。

由于反射镜的这些优点，在某些特殊领域中使用的光学仪器，仍然必须用反射镜。光学系统全部用反射镜构成的称为反射系统，既有反射镜又有透镜的系统称为折反射系统。反射系统和折反射系统目前主要使用在以下几个方面：

1) 大型天文望远镜。消色差物镜发明以后，虽然很多小口径望远镜都改用透镜，但大口径的望远镜，例如从几百毫米到几米口径的望远镜，目前仍然全部采用反射镜，因为大块透明光学玻璃不易制造，重量很大，加工也不方便。

2) 紫外和红外仪器。由于对紫外和远红外透明的光学材料很少，无法设计出高质量的透镜系统，因此多使用反射或折反射系统。目前由于激光技术的发展，紫外或远红外的仪器增多，它的应用也就日益广泛。

3) 聚光照明。由于镀膜技术的发展，可以制备只反射一定波长范围的光线的膜层，例如只反射可见光，而透过红外线的膜层。因此目前不少仪器中开始采用反射镜作为聚光照明系统，代替透镜式聚光系统，以解决仪器的散热问题。

4) 利用反射镜折叠光路，可以减小仪器的体积和减轻重量。例如某些长焦距的望远镜物镜和照相物镜也往往采用折反射系统。

本章中我们将分别介绍这些系统的结构型式，像差特点和它们的设计方法。

§ 9-2 光程和等光程条件

在§2-12中我们说过，光学系统的像差除了用几何像差表示而外，还可以用波像差来表示。所谓波像差就是理想波面和实际波面之间的光程差，它等于几何路程的差乘介质的折射率。所谓“光程”就是几何路程和介质折射率的乘积。例如在折射率为 n 的介质中，光线由 A 传播到 B 的光程 S ，等于光线的几何路程 L 和折射率 n 的乘积，如图9-1所示。

$$S = nL \quad (9-1)$$

介质的折射率 n 等于光在真空中的传播速度 c 和在该介质中的传播速度 v 之比：

$$n = \frac{c}{v}$$

代入公式 (9-1) 得:

$$S = \frac{L}{v} \cdot c = tc \quad (9-2)$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

以上公式中 t 为光的传播时间。因此 A 、 B 两点之间的光程等于光在介质中的传播时间 t 和光在真空中的速度 c 的乘积, 所以该光程也就是在相同时间内光在真空中传播的路程。光在不同的介质内传播, 尽管所走的几何路程不同, 只要传播时间相同, 光程都是相等的, 所以光程可以作为光的传播时间的相对尺度。

波面是等位相的曲面, 光在两波面之间的传播时间相等, 因此两波面之间所有光线的光程相等, 如图 9-2 所示。

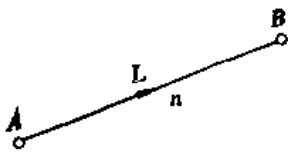


图 9-1

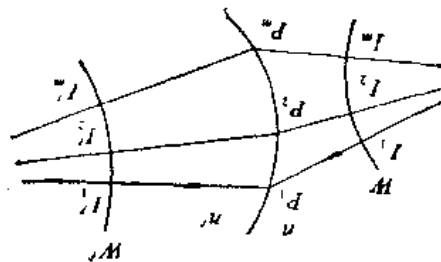


图 9-2

$$(I_1 I_1') = (I_2 I_2') = \dots = (I_n I_n')$$

以上公式中用 $(I_1 I_1')$ 代表由 I_1 到 I_1' 的光程。

光线是具有方向的几何线, 为了表示计算光程的方向和光线进行方向之间的关系, 这里给光程规定如下的符号规则:

如果计算光程的方向和实际光线进行的方向相同则光程为正, 相反则光程为负。例如在图 9-1 中, 实际光线进行方向为由 A 到 B , 因此光程 (AB) 为正, 而光程 (BA) 为负。

下面利用光程的概念, 来证明光学系统或像的一个重要性质——等光程条件。假定物点 A 发出的全部光线经过光学系统以后, 聚交于一点 A' , 即光学系统对 A 点理想成像, 则由 A 到 A' 点的所有光线的光程相等。

如图 9-3, A' 为物点 A 的理想像点, 我们以 A 和 A' 为球心, 作两个球面 W 和 W' , 它们显然分别与入射和出射光线垂直, 因此是光的波阵面。由于两波阵面之间所有光线的光程相等, 由 A 到 W 和由 W' 到 A' 也都是等光程的, 因此由物点 A 到像点 A' 的所有光线的光程相等。如果用 $(K_1 K_1')$ 表示两波面 W 和 W' 之间任意一条光线的光程, 则有:

$$(AK_1) + (K_1 K_1') + (K_1' A') = (AA') = \text{常数}$$

上面是实物点与实像点的情形, 如果 A 和 A' 分别为虚物点和虚像点, 如图 9-4 所示。

聚交于 A 点的光线, 通过光学系统以后, 出射光线的延长线都通过 A' 点。以 A 和 A' 为球心的球面 W 和 W' , 它们都是光的波面, 因此它们之间的所有光线都是等光程的。如果用 $(K_1 K_1')$ 表示两波面 W 和 W' 之间任意一条光线的光程, 则所有光线以下关系成立:

$$(K_1 K_1') = \text{常数}$$

由图 9-4 得到:

$$(K_i K'_i) = (K_i M_i) + (M_i M'_i) + (M'_i K'_i) \\ = n K_i M_i + (M_i M'_i) + n' M'_i K'_i = \text{常数}$$

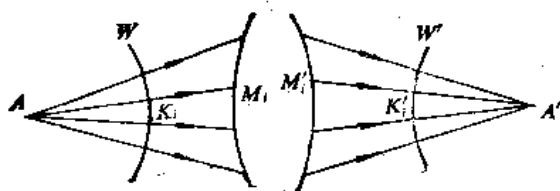


图 9-3

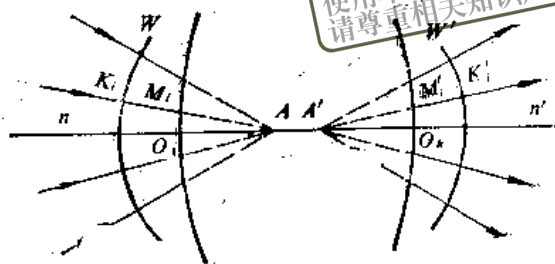


图 9-4

由于从 \$W\$ 到 \$A\$ 以及由 \$W'\$ 到 \$A'\$ 所有光线的光程相等，因此：

$$n K_i A = \text{常数}; \quad n' K'_i A' = \text{常数}$$

从 \$(K_i K'_i)\$ 中减去 \$n K_i A\$ 和 \$n' K'_i A'\$ 仍应等于常数，我们得到：

$$(K_i K'_i) - n K_i A - n' K'_i A' \\ = -n' (K'_i A' - K'_i M'_i) + (M_i M'_i) - n (K_i A - K_i M_i) \\ = -n' M'_i A' + (M_i M'_i) - n M_i A = \text{常数}$$

根据光程的符号规则，光程从 \$A\$ 到 \$M_i\$，和实际光线的进行方向相反，故光程为负，即：

$$(A M_i) = -n M_i A \quad \text{同理} \quad (M'_i A') = -n' M'_i A'$$

$$\text{由此得到：} \quad (A M_i) + (M_i M'_i) + (M'_i A') = \text{常数}$$

上式左边三项之和显然表示沿着 \$A M_i M'_i A'\$ 路线由 \$A\$ 到 \$A'\$ 的光程，因此得到：

$$(A A') = \text{常数}$$

因此无论物点和像点为虚为实，等光程条件均能成立。下面我们举几个符合等光程条件的例子。

(1) 椭球面反射镜，对它的两个焦点符合等光程条件。

如图9-5所示假定反射面对 \$A\$ 和 \$A'\$ 等光程，根据等光程条件则有：

$$(AI) + (IA') = \text{常数}$$

对于反射的情形，\$A\$ 和 \$A'\$ 位于同一种介质内，物、像空间介质折射率相同，为使光程等于常数，也就是要求从反射面上任意一点到 \$A\$ 和 \$A'\$ 点的几何路程之和等于常数，即：

$$AI + IA' = \text{常数}$$

对两个定点距离之和等于常数的点的轨迹，是以该两定点为焦点的椭圆，所以椭球面反射镜对它的两个焦点等光程。

当光程为正时，物点和像点都是实的，对应的反射面是凹面，如图9-5左半部所示。如果光程为负，则物点和像点都是虚的，对应的反射面是凸面，如图9-5右半部所示。

(2) 双曲面反射镜对它的内焦点和外焦点满足等光程条件，但物点和像点中必然有一个是实的，另一个是虚的。

假定物点 \$A\$ 为实，像点 \$A'\$ 为虚，反射镜位于空气中，折射率等于 1，如图9-3所示。等光程条件如下式表示：

$$(AI) + (IA') = AI - IA' = \text{常数}$$

反之如果物点 A 为虚，像点 A' 为实，则等光程条件为：

$$(AI) + (IA') = -AI + IA' = -(AI - IA') = \text{常数}$$

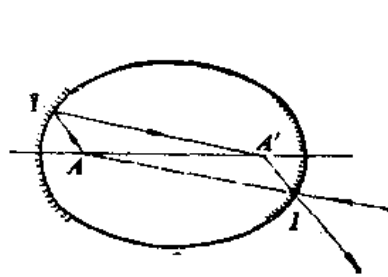


图 9-5

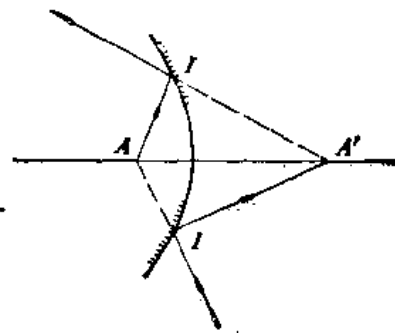


图 9-6

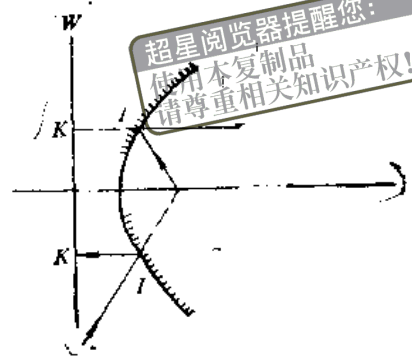


图 9-7

超星浏览器提醒您：
 请勿本复制品
 请尊重相关知识产权！

因此无论物点或像点为虚为实，同样要求：

$$AI - IA' = \text{常数}$$

到两定点距离之差等于常数的点的轨迹是以 A 和 A' 为焦点的双曲线。上述两种情况分别如图 9-8 的上、下两部分所示。

(3) 抛物面反射镜对它的焦点和无限远轴上点满足等光程条件。

和无限远点对应的光束是平行光束，对应的波阵面为平面，从波阵面到无限远点显然是等光程的。欲使某一点 A 和无限远点符合等光程条件，只须该点到波阵面（平面）等光程即可。

图 9-7 中当 A 为实物点， W 为波阵面，等光程条件为：

$$(AI) + (IK) = AI - IK = \text{常数}$$

假若把波阵面 W 作平行位移，则光程常数发生变化，因此总可以找到某一波面位置，使：

$$AI - IK = 0 \quad \text{或者} \quad AI = IK$$

平面波和子午面的交线为一条直线。由上式可知要求对直线 W 和定点 A 的距离相等，这样的点的轨迹是以 A 为焦点， W 为准线的抛物线。因此整个反射面为一回转抛物面，如图 9-7 上半部所示，图的下半部对应 A 为虚物点的情形。

§ 9-3 反射和折反射的望远镜物镜和照相物镜

由于天文望远镜要求的视场比较小，主要观察对象基本上位于光轴上，所以大型天文望远镜多利用上节介绍的等光程反射面，构成对轴上点等光程的反射镜系统，主要有以下三种型式。

(1) 牛顿系统：它由一个抛物面主镜和一块与光轴成 45° 的平面反射镜构成，如图 9-8 所示。抛物面能把无限远的轴上星点在它的焦点 F' 成一个理想的像点。第二个平面反射镜同样能理想成像。

(2) 格里高里系统：它由一个抛物面主镜和一个椭球面副镜构成，如图 9-9 所示。抛物面的焦点和椭球面的一个焦点 F_1' 重合。无限远轴上点经抛物面理想成像于 F_1' 。 F_1' 又经椭球面理想成像于另一个焦点 F_2' 。

(3) 卡塞格林系统：它由一个抛物面主镜和一个双曲面副镜构成。抛物面的焦点和双曲面的虚焦点 F_1 重合， F_1 经双曲面理想成像于实焦点 F_2 ，如图9-10所示。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

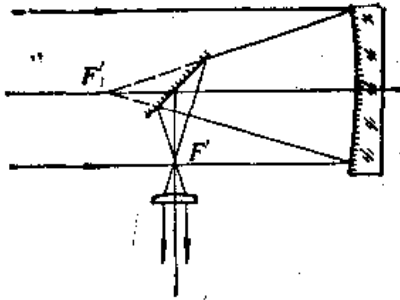


图 9-8

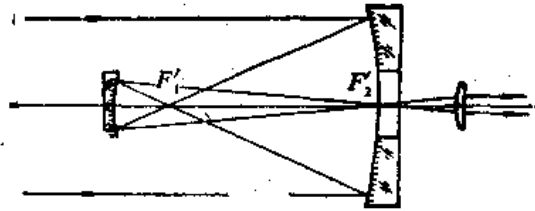


图 9-9

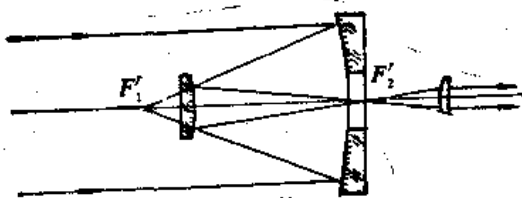


图 9-10

由于卡塞格林系统的长度短，同时主镜和副镜的场曲符号相反，有利于扩大视场，因此目前几乎全多采用卡塞格林系统。

上述反射系统对轴上点来说，满足等光程条件。成像符合理想，但是就轴外点而言，它们的彗差和像散却很大，因此可用的视场十分有限。例如对抛物面来说如果要求彗差引起的弥散斑直径小于 1μ ，当相对孔径 $D/f' = 1/5$ 时，视场只有 $\pm 2.2'$ ；当相对孔径 $D/f' = 1/3$ 时，

视场为 $\pm 0.8'$ 。

为了扩大系统的可用视场，可以把主镜和副镜做成高次曲面，代替原来的二次曲面。这种系统的缺点是主镜焦面不能独立使用，因为主镜焦点的像差没有单独校正，而是和副镜一起校正的。同时也不能用更换副镜来改变系统的组合焦距。这种高次非球面系统目前被广泛地用作远红外激光的发射和接收系统，可以获得较大的视场。

另一种扩大系统视场的方法是，在像面附近加入透镜式的视场校正器，用以校正反射系统的彗差和像散。

为了避免非球面的制造困难，和改善轴外像质，采用球面反射镜主镜，然后用透镜来校正球面镜的像差，这样就形成了折反射系统。最早的校正透镜是施密特校正板，如图9-11所示。

在球面反射镜的球心上，放置一块非球面校正板，校正板的近轴光焦度近似等于零，用它校正球面反射镜的球差，并作为整个系统的入瞳，因此球面不产生彗差和像散，校正板也没有轴向色差和垂轴色差，只有少量色球差。这种系统的相对孔径可达到 $D/f' = 1/2$ ，甚至达到1。它的缺点是系统长度比较大，等于主反射镜焦距的两倍。这种系统也被用于投影电视中，如图9-12所示，它所用的非球面校正板，直接由透明塑料热压成型。

马克苏托夫发现，利用一块由两个球面构成的弯月形透镜，也能校正球面反射镜的球差

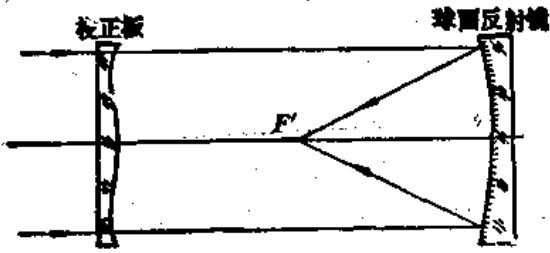


图 9-11

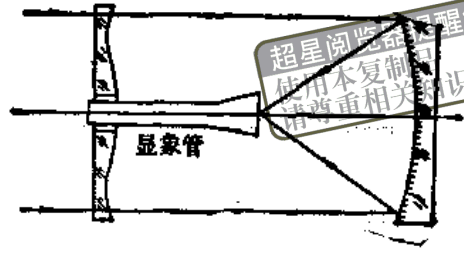


图 9-12

和彗差。这种透镜被称为马克苏托夫弯月镜，如图9-13所示。

这种系统和施密特校正板不同，它不能同时校正整个光束的球差，而是和一般的球面系统一样只能校正边缘球差，因此存在剩余球差，也有色球差，轴外彗差可以得到校正，但像散不能校正。它的相对孔径一般不大于1/4。

如果用和主反射镜同心的球面构成的同心透镜作为校正透镜，既能校正反射面的球差，也可以不产生轴外像差，这种系统我们在§2-6中已经讨论过了，如图9-14所示。

当入瞳和球心重合时，这种系统不产生彗差和像散，但是弯月形同心透镜有少量色差没有校正，而且也有剩余球差，因此系统的相对孔径不能太大。

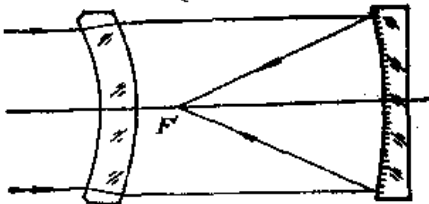


图 9-13

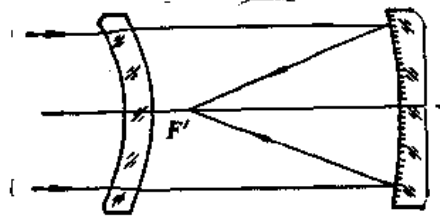


图 9-14

上面的三种折反射系统的共同特点是校正镜结构比较简单，只有一块玻璃，并且自行校正色差，没有二级光谱色差，因此多用于较大口径的望远镜上（例如从数百毫米到一米）。而且便于使用一些特殊的光学材料，例如石英玻璃，这样，系统还可以用于紫外与远红外，保持了反射系统工作波段宽的优点。它们的缺点是校正像差的能力有限，系统的相对孔径和视场都受到限制。

某些小型望远镜的物镜也采用折反射系统，一般为了两个目的，一个是利用反射镜折叠光路，以缩小仪器的体积和减轻仪器的重量；另一个是由于主反射镜没有色差，和相同光学特性的透镜系统比较，可以大大减小二级光谱色差，因此被采用在一些相对孔径比较大，或焦距特别长的系统中。由于系统的实际口径不是很大，因此有可能采用一些结构更复杂的校正透镜组，使系统的像差校正得更好。例如用一个双透镜组作为校正透镜，如图9-15所示。

如果这两块透镜用同样的玻璃构成，则系统也没有二级光谱色差。

有的把负透镜和主反射面结合成一个内反射镜如图9-16所示。

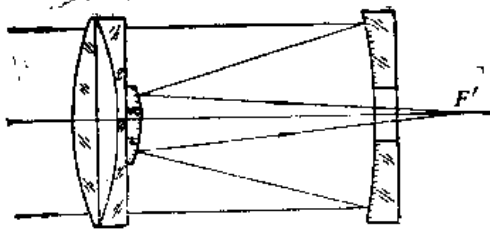


图 9-15

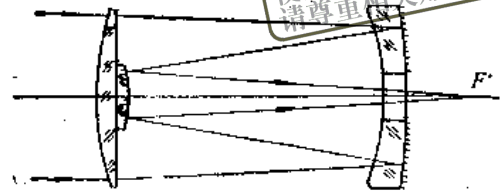


图 9-16

有些系统中把第二反射面和校正透镜组中的一个面结合，如图9-17所示。

对于照相物镜，折反射系统主要用在长焦距系统中，目的是利用反射镜折叠光路，或者是为了减少系统的二级光谱色差。它和上述小型望远镜系统中使用的折反射系统基本相似。但是作为照相物镜和目视光学仪器的望远镜物镜相比，成像质量允许降低，而相对孔径和幅面则要求增大。

目前折反射照相物镜中，使用得最多的是类似图9-18的系统。系统前部校正透镜的结构决定了它的相对孔径。一般在离最后像面不很远的会聚光束中，还要加入一组校正透镜，以校正系统的轴外像差，增大系统的视场。这类系统普遍存在的问题是，由于像面和主反射镜接近，因此主反射镜上的开孔，要略大于幅面对角线。增加系统的视场必须扩大开孔，这样就增加了中心遮光比（中心遮光部分的直径和最大通光直径之比），所以在这类系统中，幅面一般只有主反射镜直径的1/3左右，中心遮光比通常大于0.5。另外这种系统的杂光遮挡问题比较难于处理。为了防止外界景物的光线不经过主反射镜而直接到达像面，要求图9-18中遮光罩的边缘K和中心遮光筒的端点M的连线KM，不能进入像面，因此扩大视场，除了增加主反射镜的中心开孔而外，还要增加中心遮光筒的长度，这样也会使中心遮光比增加，而且会使斜光束渐晕加大。在初步计算系统外形尺寸时必须考虑到这些因素，否则由于杂光遮挡不好，系统根本无法使用。即使光线不能直接到达像面，通过镜筒内壁反射的杂光也比一般透射系统严重，因此在这种系统中镜筒内壁的消光问题也应该特别重视。

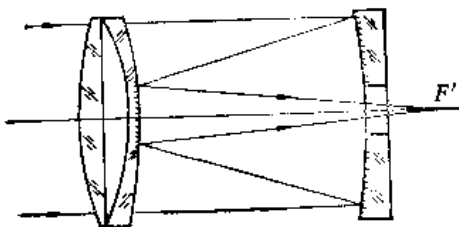


图 9-17

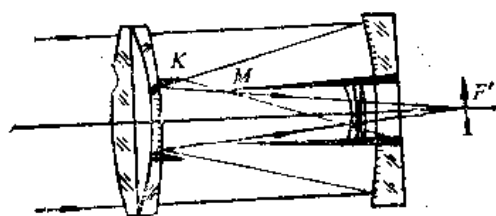


图 9-18

为了解决折反射系统的杂光遮拦问题，可以采用两次成像的原理构成折反射系统，如图9-19所示。外界景物通过主反射镜和副镜一次成像于 F_1' ，再通过一个后组透镜放大到达最后像面 F' 。把整个系统合理安排，可以使后组透镜位于主反射镜的开孔附近，这样幅面的大小基本上和主反射镜的开孔大小没有关系了，所以幅面尺寸可以接近主反射镜的直径，也就是说可以在折反射系统中获得大幅面。假定校正镜组的中心挡光部分 MM' ，经放大镜组成一实像 $M'N'$ ，若在 $M'N'$ 处设置光阑，则可以挡住直接射入系统的全部杂光，而且不影响中心遮光，因此系统可以达到较小的中心遮光比。不过由于系统需要两次会聚成像，而且在第一个实像平面 F_1' 的附近，必须加入起聚光作用的正场镜，因此整个系统像差的校正比较困难，特别是场曲。

我们曾经设计过一个这样的系统，它的光学特性如下：

- 焦距： $f' = 1000 \text{ mm}$
- 相对孔径： $\frac{D}{f'} = \frac{1}{8.3}$ (口径120mm)
- 幅面： $55 \times 55 \text{ mm}^2$ (对角线80mm)
- 中心遮光比：0.4

在这个系统中由于采用二次成像的原理、杂光遮拦问题得到了较好的解决，系统总长度大约为焦距的1/3。

§ 9-4 折反射显微镜物镜

在显微镜中使用反射或折反射系统主要有两种情况。第一种情况是用于紫外或远红外的系统。由于能够透过紫外或远红外的光学材料十分有限，无法设计出高性能的透镜系统，只能使用折反射系统。在这些系统中起会聚作用的主要是反射镜。为了校正反射面的像差，加入少数校正透镜，构成折反射系统。

图9-20中为一种反射式的显微物镜，光学特性为 $50\times$ ， $\text{NA}0.56$ 。它可以在 $0.15 \sim 10 \mu\text{m}$ 波长范围内工作。中心遮光比为0.5。

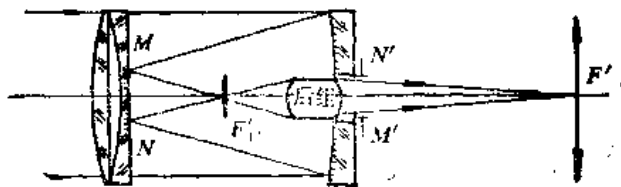


图 9-19

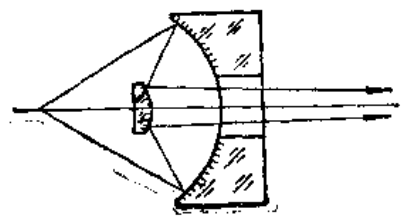


图 9-20

图9-21为一种折反射显微镜物镜，光学特性为 $53\times$ ， $NA0.72$ 。系统中只使用了能透过紫外光的石英玻璃和萤石，因此可以在 $0.25\mu\text{m}$ 到整个可见光波段范围内工作。它的中心遮光比为0.3。

图9-22中是一个用水作浸液的紫外物镜。整个物镜都是用石英玻璃构成的。它的光学特

超星浏览器提醒您：
请勿复制或传播！
请尊重知识产权！

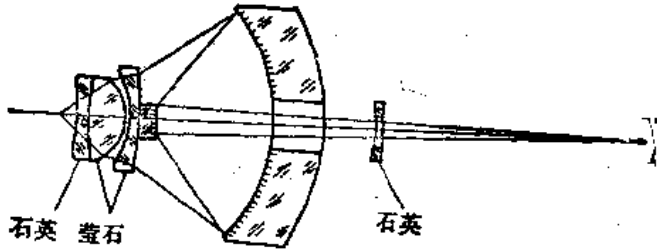


图 9-21

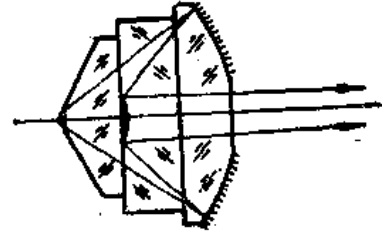


图 9-22

性为 $172\times$ ， $NA0.9$ 。

使用折反射系统作为显微镜的另一种情况，是为了增加显微镜的工作距离。由于反射镜能折叠光路，因此能构成一种工作距离长、倍率高而筒长和一般显微镜物镜相同的系统。图9-23是一种增长一般显微镜物镜工作距离的附加系统，光学特性为 $40\times$ ， $NA0.57$ 。工作距离可达 12.8mm 。它的第一个反射面镀半透膜，光在它上面透过一次，再反射一次，因此整个附加系统的透光率低于 $1/4$ 。

图9-24为一个长工作距离的反射式显微镜物镜。光学特性为 $40\times$ ， $NA0.52$ 。

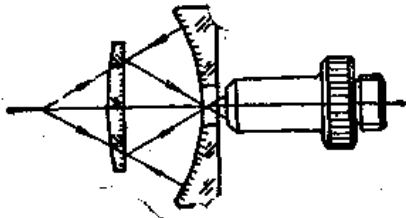


图 9-23

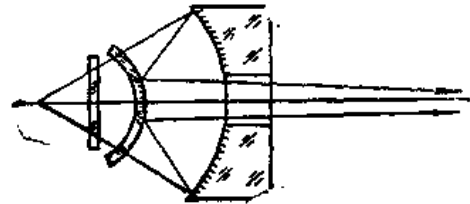


图 9-24

§ 9-5 施密特校正板的设计

施密特校正板的作用是校正球面反射镜的球差，它是由高次曲面构成的。高精度的校正板的制造方法是把它和球面反射镜组合起来，用阴影法检查，逐步修磨而成的。这种校正板的设计，并不要求十分精确，只需要找出它近似的几何形状，作为初步加工的参考，最后在精确加工中采用边检验边修磨的方法，达到最后的精确结果。因此用解析法近似地求解出校正板的几何形状就能满足要求，下面就介绍这个方法。

如图9-25所示，假定反射球面的半径为 r ，坐标原点和球面顶点重合的圆方程式为：

$$X^2 - 2rX + Y^2 = 0$$

由上式求解 X 得：

$$X = r \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{Y}{r}\right)^2} \right) = r \left(1 - \sqrt{1 - c^2 Y^2} \right)$$

公式中 c 为球面曲率。如果把 $\sqrt{1 - c^2 Y^2}$ 按幂级数展开得：

$$\sqrt{1 - c^2 Y^2} = 1 - \frac{1}{2} c^2 Y^2 - \frac{1}{8} c^4 Y^4 - \frac{1}{16} c^6 Y^6 - \dots$$

取级数的前三项代入 X 的公式得：

$$X = \frac{1}{2} c Y^2 + \frac{1}{8} c^3 Y^4$$

公式中的第一项是一条顶点曲率和球面相同的抛物线，第二项就是球面和抛物面的差。

我们知道，抛物面反射镜对平行于光轴的平行光束满足等光程条件，球面则不满足这个条件，因此反射球面有球差。设想在平行光路中加入一块厚度不等的玻璃板，使它和球面反射镜组合以后满足等光程条件，也就是使它们组合起来和一个抛物面相当。

由图9-25看到，从平行光束的波阵面经球面到焦点 F' 的光程，比经过抛物面到 F' 的光程短，两者之差为：

$$\Delta W = 2 \left(\frac{1}{8} c^3 Y^4 \right) = \frac{1}{4} c^3 Y^4$$

用改变玻璃板厚度的办法来补偿这一光程差。假定校正板厚度改变 Δd ，玻璃的折射率为 n ，则它所产生的光程差为 $\Delta d(n-1)$ ，使它等于球面反射镜和抛物面的光程差 ΔW ，即可达到校正球面反射镜球差的目的。因此有：

$$\Delta d(n-1) = \frac{1}{4} c^3 Y^4$$

或者：

$$\Delta d = \frac{1}{4(n-1)} c^3 Y^4 \quad (9-3)$$

以上公式中 c 取绝对值。显然校正板边缘的厚度大于中心厚度，使边缘光线的光程增加，达到补偿球面和抛物面之间光程差的目的。

上面这样的校正板近轴曲率等于零，因此加了校正板以后，不改变系统的焦距。磨制这样的校正板，加工量较大。如果让校正板的近轴曲率不等于零，把球面补偿成一个曲率半径比球面半径略小的抛物面，如图9-26所示。

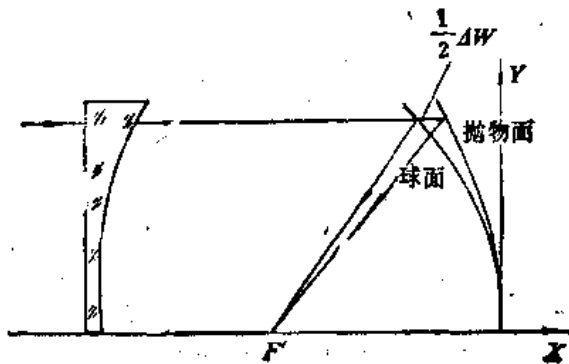


图 9-25

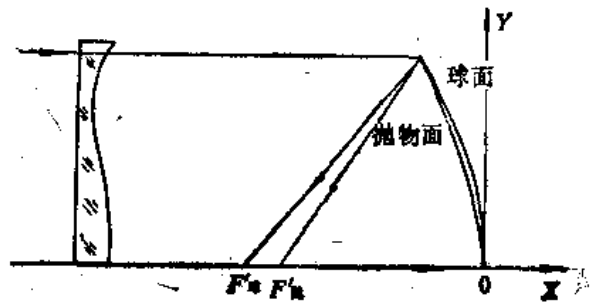


图 9-26

这样的抛物面和球面之间的光程差就减小了，校正板的加工量也可以减少。假定新的抛物面的曲率 $c^* = c + \Delta c$ ，则球面和该抛物面之间的光程差变为：

$$\Delta W = 2 \left(-\frac{1}{2} \Delta c Y^2 + \frac{1}{8} c^3 Y^4 \right)$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

使校正板产生的光程差等于 ΔW 得：

$$\Delta d = \frac{1}{n-1} \left(-\Delta c Y^2 + \frac{1}{4} c^3 Y^4 \right) \quad (9-4)$$

以上公式中 Δc 和 c 都按绝对值计算。当 Δc 从零开始逐渐增加时，就得到不同形状的校正板，如图9-27所示。其中加工量最小的校正板形状是边缘厚度不变 $\Delta d_m = 0$ ，如图9-27中

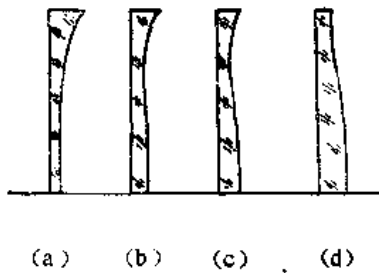


图 9-27

(c) 所示。下面来求这种校正板的方程式。由公式 (9-4)：

$$\Delta d_m = \frac{1}{n-1} \left(-\Delta c Y_m^2 + \frac{1}{4} c^3 Y_m^4 \right) = 0$$

由上式求解 Δc 得： $\Delta c = \frac{1}{4} c^3 Y_m^2$

将 Δc 代入公式 (9-4) 得：

$$\Delta d = \frac{c^3}{4(n-1)} (-Y_m^2 Y^2 + Y^4) \quad (9-5)$$

下面求这种校正板最大的厚度改变量。将 Δd 对 Y 求导数，并令 $\frac{d(\Delta d)}{dY} = 0$ 得：

$$-2Y_m^2 Y + 4Y^3 = 0$$

求解 Y 得：

$$Y = \frac{\sqrt{2}}{2} Y_m = 0.7071 Y_m$$

校正板在 0.7071 口径处加工量最大，下面求它的数值。将 $Y = \frac{\sqrt{2}}{2} Y_m$ 代入公式 (9-5) 得：

$$\Delta d_{max} = \frac{c^3}{4(n-1)} \left(-\frac{1}{4} Y_m^4 \right) = \frac{-1}{16(n-1)} c^3 Y_m^4$$

它只有第一种型式校正板的最大加工量的 $1/4$ 。

上面讨论的是用解析法近似求解校正板形状的方法。以上结果作为初步加工的数据，已能满足要求。如果校正板采取塑料热压成型，或者用机械的方法控制加工精度，则必须计算

出精确的校正板形状。用上面的方法已不能满足要求，此时就须利用高次非球面的光路计算公式，进行实际光路计算，并利用改变非球面系数，使之在整个口径内，若干带光线的实际球差等于零。

超星浏览器提供
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

§ 9-6 折反射球面系统设计举例

折反射球面系统的设计，和一般球面折射系统的设计并无原则区别。所不同的只是折反射系统由于存在像面位置、中心遮光和轴外渐晕等一系列的特殊问题，因此在像差校正之前，要首先计算系统的外形尺寸，解决各组透镜和反射镜的位置安排，口径大小，遮光筒尺寸，和轴外渐晕大小等一系列问题。根据外形尺寸计算的结果然后进行像差设计。下面我们举一个具体例子，说明系统的全部设计过程。

要求设计一个折反射照相物镜，光学特性如下：

焦距： $f' = 1000 \text{ mm}$

相对孔径： $\frac{D}{f'} = \frac{1}{8}$

视场： $2\omega = 2.5^\circ$ (幅面 $36 \times 24 \text{ mm}^2$)

另外要求系统的最后像平面离开主反射镜的距离不小于 70 mm ，中心遮光比不大于 0.5 。我们选择了图9-28的结构型式，它是由两个反射球面构成的卡赛格林系统，为了校正反射镜的球差和彗差，在平行光路中加入了一个双透镜校正组。该校正组由同一种玻璃构成并自行消色差，因此整个校正组的组合光焦度为零。在最后像空间也加入了一个无光焦度的校正组，以校正像散等其他轴外像差。整个系统中的全部透镜都由一种K9 ($n_D = 1.5163, \nu = 64.1$) 玻璃构成。

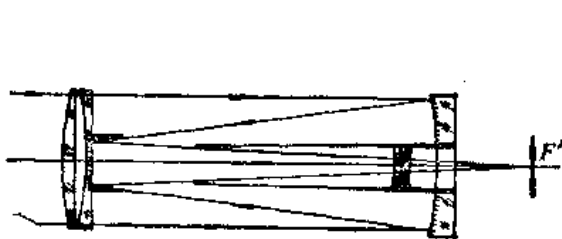


图 9-28

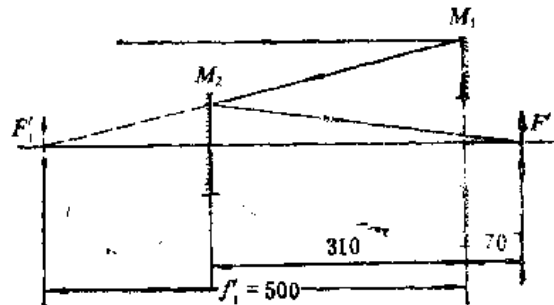


图 9-29

下面首先进行系统的外形尺寸计算。系统中除了两个反射面之外，其余的两个透镜组都是无光焦度的，因此在外形尺寸计算时可以不考虑这两个透镜组，而只考虑两个反射球面，如图9-29所示。

根据整个系统消初级场曲的要求，这两个反射面的半径应该相等，考虑到一般系统中允许有少量的负场曲，反射镜 M_2 的半径可以比 M_1 的半径略小一些。因为 M_1 的场曲为正， M_2 的场曲为负，要使整个系统场曲为负，应使 M_2 的光焦度（指绝对值）比 M_1 大，因此它的半径就比 M_1 小。减小 M_2 的半径对缩短系统长度和减少中心遮光都是有利的，因为在像面位置固定

的条件下（按要求像面离主反射镜距离不小于70mm）， M_2 的半径越小，它离开 M_1 的距离要求越远，成像光束在 M_2 上的口径就小，有利于减少中心遮光。同时 M_2 的放大率 β 也随着增加，有利于缩短系统的长度。

超星浏览器提示
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

下面首先根据允许的场曲计算系统的场曲和数。根据公式(2-47)有

$$x'_{pk} = \frac{-n'_k y'_k{}^2}{2} \pi$$

根据视场角和焦距求得像高 y'_k 为：

$$y'_k = -f' \operatorname{tg} \omega = -1000 \operatorname{tg}(-1.25^\circ) = 22$$

假定系统允许的 x'_{pk} 为 $-0.1 \sim -0.2$ ，代入上式得：

$$\pi = 0.00041 \sim 0.00082$$

由于系统要求满足的条件除了对总焦距和幅面大小而外，还有像面位置、中心遮光、杂光遮拦和轴外渐晕等一系列问题需要考虑。因此无法用解方程式的办法，直接求出 r_1 和 r_2 ，而只能通过多次试算，逐步确定系统的各个参数。这里我们不能叙述全部过程，只能把最后采用的参数的计算过程说明如下。

(1) 选定主反射镜的半径 r_1 ：主反射镜的半径是整个系统最重要的一个参数，所以首先从它开始，我们可以参考一些类似结构，初步确定一个数值，当然不能一次选得正好，如果在往后的计算中发现不合理可以再改变。我们取 $r_1 = 1000$ ， $f'_1 = 500$ 。

(2) 求第二反射面 M_2 的半径 r_2 ：系统的总焦距 $f' = 1000$ ，而第一反射面 M_1 的焦距为 $f'_1 = 500$ ，因此 M_2 的放大率为：

$$\beta_2 = \frac{f'}{f'_1} = \frac{1000}{500} = 2$$

根据 β_2 和像面的位置即可求出 M_2 的位置和焦距。当 M_2 位在主反射镜前方310mm处时，它的物距和像距分别为：

$$l_2 = -190, l'_2 = 380$$

这时最后像面离主反射镜的距离恰好等于70mm。根据物距和像距就可以求出 M_2 的半径 r_2 。根据公式(附-14)：

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

将 $n'_1 = 1$ ， $n_1 = -1$ ， $l_1 = -190$ ， $l'_1 = 380$ ，代入上式得：

$$r_1 = -762, f'_1 = 381$$

(3) 验算场曲和数：

根据公式(2-48)：

$$\pi = \Sigma \frac{\varphi}{n} = \frac{1}{381} - \frac{1}{500} = 0.00062$$

它恰好位于前面预定的数值范围 $0.00041 \sim 0.00082$ 之内，因此符合要求。

(4) 决定中心遮光比、遮光罩和遮光筒的尺寸：在确定中心遮光比、遮光罩、遮光筒尺寸时一般采用图解法。首先作出两个反射面，以及它们所成的像 y'_1 和 y' ，如图9-30所示。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

图中光轴方向的比例尺和垂轴方向的比例尺不一致，轴向比垂轴小1/2，这是为了作图方便，对最后结果并无影响，图9-31和9-29也是如此。

主反射镜的口径为：

$$D = f' / 8 = 125$$

作出轴向边缘光线的光路 $A_1B_1C_1F'$ ，该光线在系统中显然不能受到阻拦。它在第二反射镜 M_2 上的口径为：

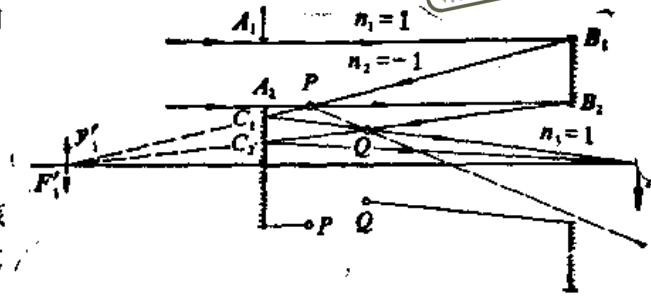


图 9-30

$$D_{02} = \frac{D_1}{f_1'} \times f_2 = \frac{125}{-500} (-190) = 47.5$$

显然中心遮光不能小于47.5。像面的对角线为44，主反射镜的中心开孔也必须大于44。中心遮光比究竟取多少，必须考虑杂光遮拦的问题，这就要用作图来解决。根据要求，系统中心遮光比不能大于0.5，我们取遮光直径等于60。作出该口径的轴向光路 $A_2B_2C_2F_1'$ ，如图9-30所示，它同样在系统中不允许受到阻拦。 A_2B_2 和 B_2C_2 交于一点P， B_2C_2 和 C_2F_1' 交于一点Q。为了遮住不经过主反射镜而直接射向像面的杂光，可以在 M_2 反射镜上加一个遮光罩 A_2P ，在 M_1 上加一个遮光罩 B_2Q 。它们都不会阻碍轴向光束中除了中心遮光部分之外的成像光线到达像面。作PQ连线并延长，距离画面越远，则杂光遮拦越好；如果靠近画面则杂光遮拦不好；进入画面则更不允许。由图9-30很容易看到，如果中心遮光的直径减小，则遮光罩 A_2P 和遮光筒 B_2Q 的长度缩短，杂光遮拦就差。这也要通过几次试作才能得出一个最好的方案。从图上看到取中心遮光口径为60，既没超出允许的中心遮光比0.5，而且PQ直线的延长线离画面还有相当的距离。主反射镜的中心开孔可以达到60，而画面对角线为44，因此有足够的空间作为安置中心遮光筒和像空间校正组使用。至此整个系统的全部外部尺寸都已经确定了。当然在实际设计过程中，上述过程可能要多次反复，因为我们不可能一次就把各种参数都选得完全适当，这里只是为了叙述简单，把中间过程都略去了。

(5) 检验轴外渐晕：在系统尺寸确定以后，还需要检验轴外像点的渐晕，同样采用作图法。作图的步骤是首先作出系统图和轴外像点 B_1' 和 B_2' ，如图9-31所示。我们以主反射镜作为基准面，求轴外像点在主反射镜上的通光面积。在图的右侧作出主反射镜的外圆和中心孔。首先计算出通过入瞳下边缘点N，以最大视场角入射的光线 NC_1 ，与主反射镜的交点 O_1 ，联 NO_1 直线，在右图上过 O_1 点以主反射镜直径作圆，即为主反射镜上通光部分的下边缘。由 B_2' 作 $B_2'Q_1$ ，交第二反射镜于一点R，连 $B_1'R$ 交主反射镜于一点 O_2 ，在右图上过 O_2 同样以主反射镜直径作圆，即为成像光束的上边缘。由 B_1' 作中心遮光筒下边缘 O_2 点的连线，交主反射镜于一点 O_3 ，过 O_3 点以主反射镜中心孔的直径 ($\phi 60$) 作圆，即为斜光束中心遮光的下边缘。这样就决定了轴外像点的通光面积，由图可以看到，系统的轴外渐晕是相当大的，通光面积不到轴上点的一半，这主要是由中心遮光筒的上边缘造成的。而中心遮光筒的尺寸则是由杂光遮

样的要求决定的。轴外渐晕比较严重，这是折反射系统普遍存在的缺点之一。

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

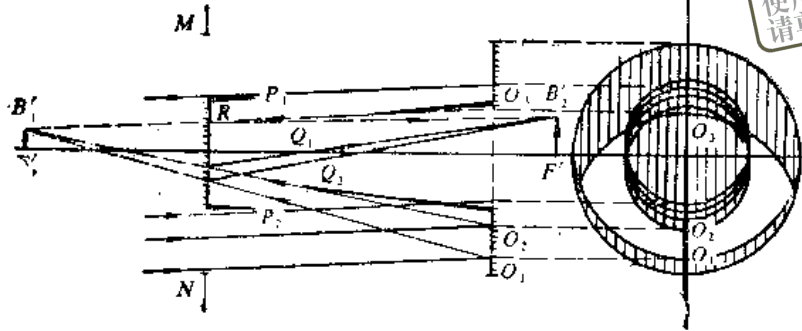


图 9-31

(6)设计前校正组：外形尺寸计算完成以后，就可以开始设计校正透镜组，校正系统的像差，首先设计前校正组，然后设计后校正组。在着手校正像差以前首先单独计算一下反射系统的像差，这一方面可以作为设计校正组的依据，同时也可以验证一下前面的计算结果。

	d	n
		1.0
$r_1 = -1000$		
	-310	-1.0
$r_2 = -762$		
		1.0

入瞳与第二反射面重合， $l_2 = -310$ 。像差结果如表9-1所示：

$$D = 125; 2\omega = 2.5^\circ$$

表 9-1

h, ω	像差	$\delta L'$	SC'	x'_1	x'_2	K'_T	$\delta L'_T$	K'_S	$\delta l'_s$
1.0		-2.23	0.0016	-0.585	-0.294	0.11	-2.234	0.036	-2.23
0.7071		-1.114	0.0008	-0.293	-0.147	0.077	-2.232	0.028	-2.23

$$f' = 997.38; \quad y'_0 = 21.76; \quad l' = 379.0$$

由以上像差结果看到反射系统的主要像差是 $\delta L'$ ， $K'_T(SC')$ ，和 x'_1 ，基本上都属于初级像差。根据 x'_2 和 x'_1 、 x'_2 的关系：

$$x'_2 = x'_1 - \frac{x'_1 - x'_2}{2} = -0.149$$

和前面外形尺寸计算时，预定的数值范围0.1—0.2相符。系统的焦距和后截距也多和要求的数值相差很少，说明前面的计算结果是正确的。

校正透镜组的设计方法，可以根据反射系统的像差，确定对校正透镜组的像差要求，然后用初级像差公式求解透镜组的初始结构，最后计算实际像差并进行最后校正；也可以直接

给出一个初始结构，通过逐步修改校正像差，这和一般透镜系统设计并无区别。对前校正组来说我们要求它校正系统的球差和彗差，而且自行消色差，同时为了简化系统的结构，要求它的最后一个面和第二反射镜重合，即校正透镜组的最后一个面的半径为762。这样校正透镜组只有三个可变半径，正好要求校正球差、彗差、色差三种像差。详细过程不再叙述，直接给出最后结果如下：

	d	n_D	n_F	n_C
	1.0	1.0	1.0	
$r_1 = 968.644$	12	1.5163	1.52195	1.51389
$r_2 = 1588.295$	4.115	1.0	1.0	1.0
$r_3 = -577.773$	12	1.5163	1.52195	1.51389
$r_4 = -762$	310	1.0	1.0	1.0
$r_5 = -1000$	-310	-1.0	-1.0	-1.0
$r_6 = -762$		1.0	1.0	1.0

像差结果如表9-2所示：

$D = 125, 2\omega = 2.5^\circ$ 表9-2

像差 h, ω	$\delta L'$	SC'	x'_i	x'_e	K'_T
1.0	-0.011	0	-0.566	-0.287	0.0005
0.7671	-0.0107	0	-0.283	-0.143	0.0004

像差 h, ω	$\delta L'_T$	K'_S	$\delta L'_S$	$\Delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.008	0.0003	-0.0105	0.005	0
0.7671	-0.009	0.0002	-0.0108	-0.01	0

$$f' = 1000.063; \quad f'' = 380.981; \quad y'_0 = 21.821$$

由上述结果看到，系统的球差和彗差已得到校正，色差也很小，像散、场曲几乎不变，达到了对前校正组提出的像差要求。

(7)设计后校正组：接着加入后校正组，校正系统的像散，同时也要求校正组自行校正垂轴色差，并且尽可能少产生彗差。后校正组有四个半径作为自由参数，能够满足上述校正要求，具体过程从略，最后得到如下结果：

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

	d	n
$r_1 = 968.644$		1.0
	12	1.5163
$r_2 = 1588.205$		1.0
	4.165	1.0
$r_3 = -577.773$		1.5163 (K9)
	12	1.5163 (K9)
$r_4 = -762$		1.0
	310	1.0
$r_5 = -1000$		-1.0
	-310	-1.0
$r_6 = -782$		1.0
	290	1.0
$r_7 = -390.44$		1.5163 (K9)
	4	1.5163 (K9)
$r_8 = -1775.76$		1.0
	0.1	1.0
$r_9 = 407.38$		1.5163 (K9)
	4	1.5163 (K9)
$r_{10} = 12267.21$		1.0

像差结果如下：

$$D = 125; \quad 2\omega = 2.5^\circ$$

h, ω	像差	$\delta L'$	SC'	x'_i	x'_s	K'_T
1.0		0.0135	0.0001	-0.158	-0.168	0.01
0.7071		0.0615	0	-0.079	-0.084	0.007
h, ω	像差	$\delta L'_T$	K'_S	$\delta L'_S$	$\Delta L'_{FC}$	$\Delta y'_{FC}$
1.0		0.018	0.003	0.0146	0.015	-0.005
0.7071		0.016	0.002	0.0141	-0.004	-0.004

$$f' = 986.66; \quad l' = 84.762; \quad y'_0 = -21.515$$

由以上结果看到，系统的像散已经被校正，垂轴色差也很小，符合对后校正组的像差要求。而原先已经校正的球差、彗差和轴向色差虽然略有变化，但量级很小，如果认为有必要可以继续利用前校正组重新校正。上述系统除了预定的场曲而外，其他像差都校正得相当好。系统的焦距和要求的数值略有差别，可以把整个系统的参数进行缩放，这里不再叙述。

第十章 使用像差自动校正程序 进行光学设计

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

§ 10-1 概 述

电子计算机在光学设计中的应用经历了三个不同的阶段，第一个阶段只是简单的代替人工计算像差，第二个阶段由计算像差进一步计算像差变化量表，作为分析和校正像差的依据，第三阶段是在像差变化量表的基础上，求解结构参数，自动修改结构，校正像差，即所谓自动设计或像差自动校正。今天像差自动校正程序已成为光学设计中普遍应用的工具了。

利用像差自动校正程序进行光学设计，首先要有自动校正程序，但是从事研究和编制程序的人只是少数，他们除了要求具备必要的光学设计知识而外，还必须有较多的程序设计知识和技能。对绝大多数从事光学设计的人来说，没有必要也没有可能都去编程序，而只是须要使用自动设计程序设计光学系统。它正是我国光学设计工作者当前面临的新问题。

在光学自动设计刚开始出现的时候，有人错误地认为，有了自动设计程序，搞光学设计的人就无事可做了，原先的像差理论和设计经验也没有用处了。实际上并非如此，像差自动校正程序只能完成整个设计过程中一部分工作。它仅仅是一个工具，如果设计人员使用得当，可以加速设计进程提高设计质量，如果使用不得法，仍然不能发挥它的效果。

要充分发挥自动设计的作用，一方面要不断改进和提高程序的性能，编制更加完善的自动设计程序，另一方面也须要使用程序的人从理论和实践两方面掌握正确使用程序设计光学系统的方法。而目前大家对后一方面比较忽视，本章的目的是为了后者，而不是为前者。

本章的内容首先从使用程序的角度出发，结合传统的手工校正过程，介绍了光学自动校正的基本原理，说明像差自动校正程序能够完成哪些工作，不能完成哪些工作，以及设计人员在设计过程中应起的作用。然后分别介绍目前使用得最多的两种自动校正程序——阻尼最小二乘法程序和适应法程序，以及在使用过程中应注意的问题，最后介绍了使用这两个程序的具体例子。

§ 10-2 像差自动校正的基本原理及 其和人工校正过程的关系

在§8-5中，我们利用像差变化量表进行光学系统的像差校正时，假定像差变化量和结构参数的变化量二者是成比例的，换句话说，认为系统的结构参数和像差之间符合线性关系。这个假定同样也是像差自动校正的基础。根据这个假定，如果我们利用 n 个结构参数来校正系统的 m 种像差，每种像差要求都可以表示成一个线性方程式， m 种像差对应着一个有 m 个方程式的线性方程组：

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} \Delta x_1 + \dots + \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \Delta x_n &= \Delta f_1 \\ \dots\dots\dots \\ \frac{\partial f_m}{\partial x_1} \Delta x_1 + \dots + \frac{\partial f_m}{\partial x_n} \Delta x_n &= \Delta f_m \end{aligned} \right\}$$

超星浏览器提醒您：
(10-1)
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

公式中 $\Delta f_1, \dots, \Delta f_m$ 为 m 种像差所要求的改变量， $\partial f_i / \partial x_j$ ($i = 1, \dots, m, j = 1, \dots, n$) 是每种像差对每个结构参数的偏微商， $\Delta x_1, \dots, \Delta x_n$ 则为每个结构参数相应的改变量。利用像差变化量表人工校正像差，实际上就是找上述方程组的近似解。但是我们用的不是像差对结构参数的偏微商，而是像差变化量表。所谓像差变化量表就是把每个结构参数变化一个小量 δx_j ，计算出各种像差的变化量 δf_{ij} ，把它们按像差和结构参数列成表格。它们在本质上是相同的，因为我们并不能用解析的方法直接求出偏微商 $\partial f_i / \partial x_j$ ，而是用像差对结构参数的差商 $\delta f_{ij} / \delta x_j$ 来近似的代替微商 $\partial f_i / \partial x_j$ ，即：

$$\frac{\partial f_i}{\partial x_j} = \frac{\delta f_{ij}}{\delta x_j} \quad (i = 1, \dots, m, j = 1, \dots, n)$$

将上式两边同乘 Δx_j 得：

$$\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \Delta x_j = \delta f_{ij} \left(\frac{\Delta x_j}{\delta x_j} \right)$$

代入方程组 (10-1) 得：

$$\left. \begin{aligned} \delta f_{11} \left(\frac{\Delta x_1}{\delta x_1} \right) + \dots + \delta f_{1n} \left(\frac{\Delta x_n}{\delta x_n} \right) &= \Delta f_1 \\ \dots\dots\dots \\ \delta f_{m1} \left(\frac{\Delta x_1}{\delta x_1} \right) + \dots + \delta f_{mn} \left(\frac{\Delta x_n}{\delta x_n} \right) &= \Delta f_m \end{aligned} \right\} \quad (10-2)$$

方程组 (10-2) 和 (10-1) 在形式上的差别是用像差变化量 δf_{ij} 代替偏微商 $\frac{\partial f_i}{\partial x_j}$ 作为像差线性方程组的系数，而用结构参数改变量 Δx_j 和计算像差变化量表时该参数的增量 δx_j 之比 $\left(\frac{\Delta x_j}{\delta x_j} \right)$ ，代替 Δx_j 作为方程组的自变量。利用像差变化量表进行像差校正，就是人工分析的方法，直接找像差方程组 (10-2) 的近似解。当然在人工校正时，同时参加校正的像差数 m 和自变量数 n 都不能太大。在每次校正中，只能选几种主要的像差，用几个最有效的结构参数，找出一组方程组的近似解。像差自动校正就是用电子计算机求解像差线性方程组，当然同时参加校正的像差数 m 和自变量数 n 基本上不受限制。但是二者在原理上并无区别，在人工校正过程中遇到的很多问题，同样会在自动校正过程中反映出来。

根据像差方程组中方程式的个数 m 和自变量的个数 n 的多少，分成两种不同的情况：第一种情况 $m \leq n$ ，方程式的个数小于或等于自变量的个数，方程组有无穷多组解或有唯一确定解，第二种情况是 $m > n$ ，方程式的个数多于自变量个数，方程组没有解。对这两种不同的情况，须要用不同的数学方法求解，这就形成了两种不同的自动校正方法，前者称为适应法，后者称为阻尼最小二乘法。下面分别介绍它们的具体解法。

(1) 当 $m > n$ 时, 方程组没有解。我们用最小二乘解作为方程组的近似解, 下面说明最小二乘解的意义。设,

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

$$\varphi_1 = \omega_1 \left[\left(\frac{\partial f_1}{\partial x_1} \Delta x_1 + \dots + \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \Delta x_n \right) - \Delta f_1 \right]$$

.....

$$\varphi_m = \omega_m \left[\left(\frac{\partial f_m}{\partial x_1} \Delta x_1 + \dots + \frac{\partial f_m}{\partial x_n} \Delta x_n \right) - \Delta f_m \right]$$

$$\phi = \sum_{i=1}^m \varphi_i^2 \quad (10-3)$$

ϕ 称为评价函数, φ_i 称为加权像差函数, ω_i 称为权因子。我们求 ϕ 的极小值解作为像差方程组的近似解, 它就是所谓最小二乘解, ϕ 为极限值的条件是:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_j} = 0 \quad (j = 1, \dots, n) \quad (10-4)$$

这是一个具有 n 个自变量, n 个方程式的方程组, 称为法方程组。法方程组的解就是像差方程组的最小二乘解。我们把像差方程组和法方程组用矩阵表示, 设

$$A = \begin{bmatrix} \omega_1 \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \dots & \omega_1 \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \\ \dots & \dots & \dots \\ \omega_m \frac{\partial f_m}{\partial x_1} & \dots & \omega_m \frac{\partial f_m}{\partial x_n} \end{bmatrix} \quad \Delta F = \begin{bmatrix} \omega_1 \Delta f_1 \\ \vdots \\ \omega_m \Delta f_m \end{bmatrix}$$

$$\Delta X = \begin{pmatrix} \Delta x_1 \\ \vdots \\ \Delta x_n \end{pmatrix}$$

则像差方程组 (10-1) 可以表示为:

$$A \Delta X = \Delta F \quad (10-5)$$

法方程组 (10-4) 为:

$$A^T A \Delta X = A^T \Delta F \quad (10-6)$$

方程组 (10-5) 和方程组 (10-1) 的区别是每个方程式两边都乘以相应的权因子 $\omega_1, \dots, \omega_m$, 显然并不影响方程组的解。法方程组 (10-6) 的解的公式为:

$$\Delta X = (A^T A)^{-1} A^T \Delta F \quad (10-7)$$

(2) 当 $m \leq n$ 时: 如果 $m = n$, 方程式的个数等于自变量的个数, 方程组有确定解, 求解这样的方程组是没有困难的 (这里我们暂不考虑像差和自变量的相关问题)。但是如果 $m < n$, 则方程组为不定方程组, 有无穷多组解, 这就产生了解的选择问题。这个问题在人工校正过程中也同样存在, 我们采取的办法是, 优先改变那些最有效的结构参数, 使系统达到校正时, 结构参数改变得尽可能少。在自动校正中同样按这个原则来挑选方程组的解。给方

程组的解增加一个条件，即要求 $\sum_{j=1}^n \Delta x_j^2$ 为极小值，它也就相当于要求结构参数改变得尽量

小。问题变成了满足像差方程组(10-1)的条件下求 $\Sigma \Delta x^2$ 的极小值，求这种解的数学方法称为拉格朗日乘法，解的公式是：

$$\Delta X = A^T(AA^T)^{-1}\Delta F \quad (10-8)$$

以上公式中的系数矩阵 A ，无须考虑权因子，直接是方程组(10-1)的系数矩阵。 ΔF 也没有权因子。当 $m = n$ 时以上公式也能应用，它就是像差方程组的确定解。

上面我们分别介绍了两种自动校正方法所用的数学方法和解的公式。上述讨论的基本前提是像差和结构参数之间符合线性关系。但是实际上像差和结构参数之间的关系是非线性的。如果现有系统的像差很大，由像差线性方程组求出的解也就很大，很可能已大大的超过了系统的非线性范围。如果直接用这样的解来修改系统的结构，往往不能获得预期的结果，甚至可能使像差变得更坏了。这个问题同样会在人工校正过程中遇到，我们用什么办法来解决呢？在人工校正时，如果系统现有像差很大，我们并不要求通过一次修改结构就使系统达到完全校正，而是通过多次少量修改结构参数，使像差逐渐趋近最后目标值。即采用“逐次渐近”的方式来克服像差和结构参数之间的非线性。在自动校正过程中，也采用了同样的原理。

在阻尼最小二乘法中，具体的要求是我们希望每一次修改结构，既能使评价函数 $\Phi = \Sigma \varphi^2$ 下降，又不希望结构改得太多。为了达到这个目的，我们不单纯求 $\Sigma \varphi^2$ 的极小值，而是改为求下列函数的极小值：

$$\Phi = \Sigma \varphi^2 + p^2 \Sigma \Delta x^2 \quad (10-9)$$

公式中 p 称为阻尼因子， p 越大求得的 Δx 越小，根据系统线性的好坏，优选一个最好的 p 值，这时法方程组变为：

$$(A^T A + p^2 I) \Delta X = A^T \Delta F \quad (10-10)$$

解的公式变为：

$$\Delta X = (A^T A + p^2 I)^{-1} A^T \Delta F \quad (10-11)$$

评价函数中的阻尼项体现了既要校正像差，又不能使系统改得太大的逐次渐近设计方法，用以克服结构参数和像差之间的非线性关系，通过多次迭代使系统达到最后校正。

在适应法中为了用逐次渐近的方法克服系统的非线性性，我们把公式(10-8)的解缩小若干倍。这也就相当于把系统要求的像差改变量 ΔF 缩小若干倍进行求解的结果一样。用这样的解进行系统结构的修改，计算出像差以后，如果线性比较好，按新的像差结果继续根据原来的系数矩阵 A ，按公式(10-8)求解。这样继续迭代直到线性很差了，再重新计算一个像差变化量表。上述过程和手工校正过程中逐次渐近的做法是十分相似的。

据上所述，像差自动校正过程和人工校正过程一样都是建立在线性近似和逐次渐近基础上的，因此有很大的局限性。每一个新的系统都是在上一个系统基础上，作少量修改得出来的，这就很难摆脱原始系统的特点，因此校正能否取得成功和原始系统的好坏有很大关系。在手工校正时，我们往往遇到这样的情况，一个系统经过几次修改以后，就会发现系统很难进一步校正了。某些像差的下降，必须导致另一些像差的上升。这种难以继续校正的情况，同样会在自动校正过程中出现。

在阻尼最小二乘法中，上述情况表现为评价函数 Φ 进入了局部极值，不再继续下降。评价函数在整个自变量空间一般存在多个极值，程序只能使它下降到和原始系统邻近的那个极值，这个极值很可能并不是系统可能达到的最小极值，这样的极值我们称为局部极值。程序无法判断当前的极值是否是极小值，也不能自动跳出局部极值。

在适应法中，上述情况表现为像差相关，像差方程组中出现矛盾方程式，程序无法求解。遇到这种情况应该如何解决呢？在人工校正时，我们必须对系统作一番仔细的分析，根据像差理论和以往的经验，把结构进行某些超出线性范围的大幅度修改，破坏现有系统的校正状况，然后再重新逐步恢复校正，这时才有可能获得比原先更好的校正结果。这一工作在目前已有的自动校正程序中都是无法完成的。因此，在自动校正过程中出现上述情况时，只能使自动校正过程中断。由人工干预来解决，把系统作某些大幅度修改以后，重新进入自动校正。这一点充分说明像差自动校正并不能完全代替设计人员的工作，正是在这种关键时刻，还必须依靠设计人员通过像差理论的分析 and 设计经验来解决。

§ 10-3 像差自动校正程序中的几个问题

上一节我们介绍了像差自动校正的基本原理，本节将介绍程序中几个具体问题的处理方法。

一、像差参数的选择

在上节中我们在谈到像差方程组时，并没有具体规定采用哪些量作为表示系统质量的像差参数，正如我们在前面各章中所应用的那样，在传统的光学设计中大多采用单项独立的几何像差作为像差参数，例如 $\delta L'$ 、 SC' 、 x'_i 、 x'_j 、 $\delta L'_{i..}$ 、 $\delta L'_{j..}$ 、 $x'_{i..}$ 、 $\Delta L'_{FC}$...等等。作为自动校正中使用像差参数除了单项几何像差而外，还有垂轴像差、波像差、像差系数、光学传递函数等等，下面我们分别就每种像差参数的优缺点作些说明。

1. 单项几何像差 单项几何像差长期以来在人工校正像差过程中被采用，对多数光学设计人员来说比较习惯，而且对它的性质和特点作过仔细的研究，便于和已有的像差理论知识和人们长期积累的设计经验相结合。各类像差之间彼此是独立的，而且只须要用少数几个参数就可以控制系统的质量，所以它最适合于适应法自动校正过程的要求。对阻尼最小二乘法来说，它对像差的个数，以及它们之间是否相关，并无严格要求。但是由于各种像差统一在一个评价函数中，程序通过下降评价函数来校正像差，因此要求这些像差在量纲和数量上应尽可能一致，否则会造成各种像差比例失调，某些像差可能校正得很好，而另一些像差则可能很差。例如当 $\delta L'$ 和 SC' 同在一个评价函数中， $\delta L'$ 校正到0.01如果认为已经校正得比较好的话，那末 $SC'=0.01$ 就太大了。为了解决这个问题，在评价函数中给每种像差乘上一个权因子。对数量比较小的像差乘上一个较大的权因子，而对数量比较大的像差则乘一个较小的权因子，这样通过权因子来调节各种像差之间的相互比例关系。国内的阻尼最小二乘法程序不少是采用单项几何像差来构成评价函数的，为了初步解决不同像差之间的平衡问题，一般在程序中给各种像差加入一组固定的权因子，称为自动权。另有一组人工权由设计人员来控制，可根据具体情况加以改变。

对适应法来说，它直接求解像差方程组，使各种像差分别达到各自的目標值，因此各种

像差在量纲和数量上的不同对校正过程并无影响。

2. 有限光线的垂轴像差 另一种在自动校正过程中用得较多的像差参数是垂轴像差, 一般在整个像面上选三个像点——轴上点, 0.7视场, 全视场。从每个像点的成像光束中选取若干条光线, 计算出每一条光线的垂轴像差 $\delta y'$, $\delta z'$ (相对于主光线像点的像差), 显然这些像差有相同的量纲, 在数量上也是相当的, 因此用它们来构成阻尼最小二乘法的评价函数就比单项几何像差方便。所以, 目前国外大多数阻尼最小二乘法程序都以垂轴像差为主来构成评价函数。采取的光线总数一般在十几条至几十条不等。

垂轴像差作为适应法的像差参数是不适用的, 首先他们并不是彼此独立的, 而是相关的, 而且要能够充分代表一个系统的质量, 必须计算的光线和像差个数比较多, 因此难于满足适应法中像差个数必须小于自变量个数的要求。

3. 波像差 用波像差作为像差参数的好处是在数量方面比较一致, 因此评价函数中的权因子就显得不重要了。基本上可以不必改变权因子, 就能使像差达到较好的平衡状态, 评价函数和光学系统的实际质量之间的关系更加密切, 有利于使系统达到最佳校正。

使用波像差作为像差参数, 一般有两种方式, 一种是象垂轴像差那样, 采用有限条光线的波像差, 另一种是在整个通光面积内对波像差的平方进行积分, 后者更能表示出系统质量的优劣, 但计算工作量大得多。

波像差比较适合于阻尼最小二乘法用来构成评价函数, 而不适用于适应法, 因为它们之间同样是相关的。由于波像差计算量较大, 同时又不如几何像差直观, 目前使用得较少, 一般只是作为最后精确校正使用。

除了上面所讲的三种像差参数而外, 在自动校正中也有采用初级和高级像差系数、或者光学传递函数作为像差参数的, 但应用都比较少。像差系数比较适合于适应法, 因为它们彼此是独立的, 而且个数比较少。

二、自变量的类型和尺度

所谓自变量就是光学系统的可变结构参数, 在自动校正程序中, 自变量有以下几种形式:

(1) 单个变量。如透镜表面的曲率, 厚度, 玻璃的折射率, 色散, 它们每一个都作为一个独立的变量使用, 这是程序中使用得最多的变量形式。

(2) 整组弯曲。把某一个透镜组作为一个整体进行弯曲, 如我们在人工校正中经常使用的那样。它可以使透镜组的光焦度保持不变。

(3) 同号或异号结组变量。这主要用于某些具有对称结构的系统, 例如在对称式目镜中为了保持两个透镜组完全相同, 要求 $c_1 = -c_2$, $d_1 = d_2$, $n_1 = n_2$, 等等, 如图10-1所示。我们把 c_1 和 c_2 称为异号结组变量, d_1 和 d_2 称为同号结组变量, 当 c_1 改变时, c_2 也相应的改变, 两者保持大小相等符号相反的关系, d_1 和 d_2 则永远大小相等符号也相同。在折反射系统中也需要使用同号或异号结组变量。

在阻尼最小二乘法中, 如果用垂轴像差或波像差构成评价函数, 通常把像面位移也作为一个变量使用, 程序自动找出最好的像面位置。在阻尼最小二乘法中, 结构参数的改变量 Δx_j ($j = 1 \dots n$) 以 $p^2 \sum \Delta x_j^2$ 的形式进入评价函数 ϕ 中, 阻尼因子 p 的大小是根据系统线性的好坏由程序自动优选的。但是和式 $\sum \Delta x_j^2$ 中的 Δx_j , 对不同类型的变量在数量方面的差别很

大，例如曲率 c 可能在 0.01 以下，而厚度 d 可能达到 1 以上，它们对像差的影响也很不一致。如果以它们的实际数值进入评价函数，对数量小的，如曲率就起不到阻尼作用，对数量大的，如厚度则限制得过死。这样势必造成只改变曲率而厚度变化很少，起不到校正作用。这种情况在适应法中也同样存在，因为适应法求出来的是满足 $\Sigma \Delta x_j^2$ 为极小值时像差方程组的解。为了解决这个问题，一种办法是给不同类型的变量乘一个类似于权因子的数；另一种办法是对不同类型的变量给出不同的结构参数增量 δc 、 δd 、 δn 、 $\delta(n_F - n_C)$ 。

计算像差变化量表，用像差变化量表作为像差方程组的系数矩阵，把像差方程组由 (10-1) 变成 (10-2) 的形式，直接解方程组 (10-2) 中的 $\Delta x_j / \delta x_j$ ，并以 $\Delta x_j / \delta x_j$ 的形式进入和式，得 $\Sigma (\Delta x_j / \delta x_j)^2$ 。利用调节 δc 、 δd 、 δn 、 $\delta(n_F - n_C)$ 的大小来达到统一变量尺度的目的，使各类变量都能均衡地发挥它们的校正作用。后一种方式和传统的光学设计方法相一致，使用比较方便。

三、边界条件

实际使用的光学系统，除了校正像差的要求而外，还必须满足某些外部尺寸的要求，例如系统的像方焦距 f' ，或者像距 l' ，入瞳或出瞳距 l_e 、 l'_e ，系统的总长度等等。此外还有一些结构上的要求，如负透镜的中心厚度和正透镜的边缘厚度不允许小于一定的数值。如果把玻璃的光学常数 n_D 、 $n_F - n_C$ 也作为变量使用，则对它们的范围也必须给以限制，目前一般采用 $n_D - (n_F - n_C)$ 坐标图上的四边形或三角形进行限制如图 10-2 所示。不允许 n_D 、 $(n_F - n_C)$ 越出规定的范围，所有这些在程序中称为边界条件，系统必须满足这些边界条件才能使用。

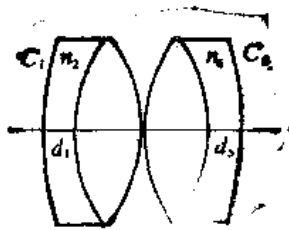


图10-1

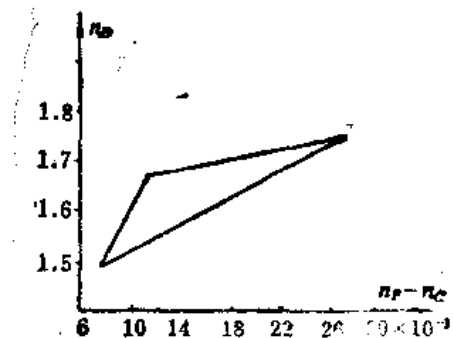


图10-2

在阻尼最小二乘法中边界条件一般作为像差来处理，如果系统违背边界条件，则把违背的量作为一种像差加入评价函数，在以后的迭代中进行约束。所以阻尼最小二乘法的评价函数通常由三部分构成，除了前面已经提到的像差参数和结构参数阻尼这两部分而外，还有一部分就是边界条件。由于阻尼最小二乘法像差个数不受限制，因此它允许对系统提各种各样的边界条件，数量不受限制。但是作为设计者来说就不能把一些不必要的边界条件加入评价函数，边界条件限制了系统校正像差的能力。不必要的边界条件，使系统的像差不能校正得更好。当边界条件作为像差参加校正以后，如果不再违背边界条件，经迭代一定次数后就把它释放，不再参加校正，直到它重新违背边界条件时才又恢复控制。

对透镜的中心或边缘厚度以及玻璃光学常数等这些边界条件，也可以采用另一种方式处理，当它们超出边界时，直接把它们拉到边界上，并且把它们冻结起来，不再作为变量参加校正，经过若干次迭代再加以释放，重新作为变量参加校正。

在适应法自动校正程序中，边界条件同样是采取这两种方式来处理的，对第一种作为像差处理的边界条件，它作为一种像差以一个线性方程式的形式加入像差方程组一起进行求解，由于适应法的像差个数受到限制，因此作为像差加入校正的边界条件就不能太多，一般只把后截距，入瞳距或出瞳距这些边界条件作为像差处理，而透镜厚度，光学常数这些都采取冻结和释放的方式来处理。

§ 10-4 怎样使用阻尼最小二乘法程序

阻尼最小二乘法的最大特点是它不直接解像差线性方程组，而是通过求评价函数的极小值，求像差方程组的最小二乘法的解。它主要适用于像差个数大于自变量个数 n 的情形。虽然加入了阻尼因子以后，对 $m \leq n$ 的情形也可以求得最小二乘解，但它往往并不是方程组的准确解，而当 $m \leq n$ 时，方程组是可能存在准确解的。

阻尼最小二乘法的最大好处是，不论像差有多少种，不论它们是否相关，总可以进行求解，使系统的评价函数进入极值。但它只能使系统进入邻近原始系统的那个极值，如果这个极值是一个局部极值，而不是最小极值，程序无法跳出局部极值，必须通过人工干预。

使用阻尼最小二乘法程序设计光学系统的一般过程可以用左面的框图来表示。下面就根据这个框图加以说明。

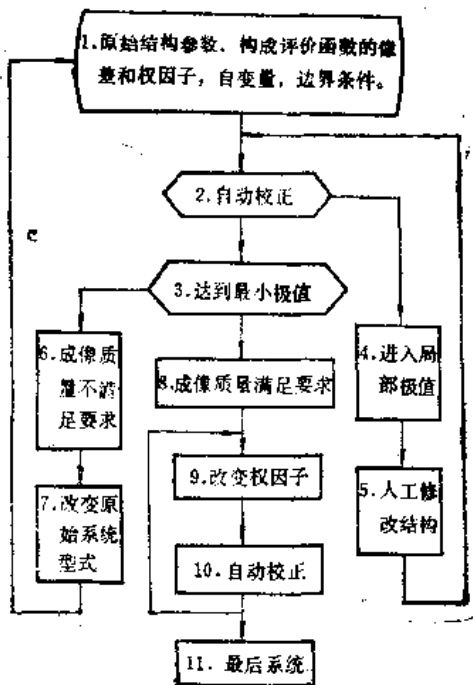


图 10-3

一、初始数据的准备

进行自动校正之前，必须按照程序使用说明书的要求，准备好全部初始数据。对阻尼最小二乘法程序来说，一般要求输入以下数据：原始系统结构参数，构成评价函数的像差和权因子，参加校正的自变量，以及边界条件等，下面分别进行说明。

1. 原始系统的选择 如前所述，像差自动校正都是在一定的原始系统基础上，通过线性近似和逐次渐近的方式校正像差的。所以原始系统是自动校正过程的基础。那种企图用几块玻璃平板，作为一切自动校正过程出发点的想法，虽然在自动设计发展的初期曾吸引了不少人，但实践证明这种想法是不现实的，也是不合理的。拿一个简单的双不胶物镜来说，它

招星浏览器提醒您：
请尊重知识产权！

可能有两类结构，一类是正透镜在前，另一类是负透镜在前如图10-4所示。如果要求系统校正球差、彗差、色差，根据像差理论的分析 and 工艺性的要求，前一种结构比后一种结构好，因为前一种结构的半径大，高级像差小，工艺性也好。采用前一种结构作为原始系统进行自动校正，很快就可以得到满意的结果。如果用两块平行玻璃板作为原始系统，由于自动校正过程是通过逐次渐近，反复迭代进行的，因此势必浪费大量的机器时间。最后既可能得到第一种结构，也可能得到第二种结构。一旦系统进入了第二种结构，是无法自动变到第一种结构的。因为由第二种结构变到第一种结构，要求透镜的光焦度由负变正，或由正变负，它们都必须通过零值。根据校正色差的要求，系统的总光焦度也必须通过零值，而系统的总光焦度也是校正过程中的一个要求，因此不可能为零。通过这个简单的例子，就可以说明，原始系统的结构对自动校正过程的重要意义。

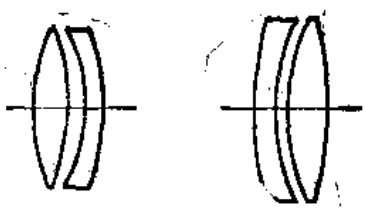


图10-4

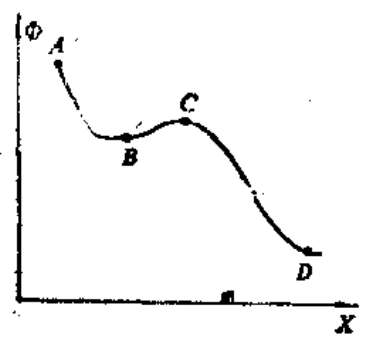


图10-5

在阻尼最小二乘法程序中，原始系统决定了评价函数可能下降到那个极值。如图10-5所示，如果原始系统的评价函数处在A，程序只能使它下降到局部极值B，而不能到达D，程

序既不能判断系统是否存在更小的极值D，也无法跳出局部极值B。因为要跳出局部极值B，评价函数必须首先上升到C，而程序是不允许评价函数上升的，如果上升就要加大阻尼因子重新求解。

某一种结构型式存在几个局部极值？它们在数值上有多大差别？不同极值在系统结构上有哪些特点？这些问题自动校正程序都不能直接解决。必须由设计人员通过大量的研究工作才能搞清楚。因此原始系统结构参数的确定，必须依靠设计人员的理论知识和实践经验。

对原始系统的另一方面的要求是，希望它不要太多的违背边界条件。否则程序将花很多时间来处理边界条件，而不能校正像差。特别是对那些用冻结和释放的方式来处理的边界条件更应特别注意，因为程序一开始运行，就要把违背边界条件的参数改变到边界上，并把它冻结。如果有很多参数严重违背边界条件，一下把这些参数全部冻结，不作为变量参加校正，降低了系统的校正能力，同时原始系统的像差也被大大地破坏了。甚至可能发生全反射或光线与球面不相交的情况，使自动校正过程无法进行。

2. 构成评价函数的像差和权因子 在阻尼最小二乘法程序中，由于参加校正的像差个数没有限制，也没有严格的要求，因此构成评价函数的像差种类一般比较固定。在编程序的时候，安排少数几种方案供使用者选择。使用者主要是给出各种像差的权因子，权因子一

般由系统的光学特性决定，例如大孔径系统应加大轴上像差的权因子，大视场系统则应加大轴外像差的权因子，如果某种像差不参加校正，可以把它的权因子给零。权因子在自动校正过程中的作用是有限的，如果评价函数已经进入局部极值，通过改变权因子使某些像差下降，必然导致另一些像差上升。因为如果只是某些像差下降而没有像差上升，这说明原先评价函数还没有到达极值。权因子的作用只是改变各种像差的比例，而不会使它们同时下降。在设计初始阶段，对同一类系统可以使用一组固定的权因子，只是在设计的最后阶段，为了使各种像差达到更好的平衡，才适当改变权因子，如框图中(9)所示。

3. 自变量的选择 在自动校正过程中，一般地说自变量是越多越好，以便充分利用系统校正像差的可能性。系统中每个曲率，厚度，都尽可能作为单独的自变量参加校正，透镜玻璃的折射率和色散，一般只是在用曲率和厚度无法校正全部像差时才采用，通常也不把全部玻璃的折射率和色散作为自变量使用。因为程序给出的结果是理想的折射率和色散值，还必须用相近的实际玻璃来代替，因而折射率和色散都会有一定差别。如果这样的理想玻璃很多，当代换成实际玻璃以后系统的像差可能变化很大。当按实际玻璃进行重新校正时，和原来已经达到的像差校正状态可能差别很大，使原先的校正失去意义。某些透镜的厚度，如果对像差不灵敏，也可以不必作为自变量参加校正，例如双胶合物镜的厚度对像差影响很小，参加校正起的作用也不大，要它发挥作用，必须变得很大，这样透镜的体积重量增加，因此一般不作为自变量，直接根据工艺要求确定。

整组透镜的弯曲只用于某些特殊的场合，当要求保持透镜的光焦度不变而只改变透镜组的弯曲形状时才使用。

正负结组变量主要使用在对称系统，或折反射系统中，有时如果系统的自变量很多，为了加工方便，使某两个半径保持相等，也可以使用结组变量。

应该注意尽量不要使用相关变量，例如双胶合物镜如果把三个曲率作为自变量，就不能再把整组弯曲也作为自变量，因为后者和前三个变量相关。相关变量不仅不会增加系统的校正能力，反而会破坏校正的正常进行。

4. 边界条件 在阻尼最小二乘法中，边界条件的处理方法通常是把违背量作为像差，加入评价函数进行求解。由于阻尼最小二乘法对像差个数并无限制，为了适应各种不同情况的要求，程序允许加入的边界条件一般很多。例如透镜的最小和最大的中心或边缘厚度、后截距、共轭距、光焦度、倍率、系统总长度、玻璃总厚度等等。但是设计者在决定哪些边界条件加入校正时，必须仔细分析，不能把一些不必要的边界条件加入校正，更不能把一些相互矛盾的边界条件一起加入校正，这将大大降低系统校正像差的能力。例如对有限距离成像的系统，共轭距、光焦度、倍率三者只能把其中的两个作为边界条件，第三个就会和前两个发生矛盾。对阻尼最小二乘法来说即使你把很多相互矛盾的要求都作为边界条件加进去了，程序照样能求解，但破坏了系统的校正能力，评价函数很快陷入局部极值，徒然浪费机器时间，这一点应特别注意。

当我们选定了原始系统，并按照程序的要求给出了参加校正的像差种类和权因子、自变量、边界条件等等，就可以上机进行自动校正了。

二、上机和下机

把程序要求的全部初始数据准备好以后，就可以上机进行校正。每次自动校正必须让程

程序有足够的迭代次数，例如10~20次。让评价函数进入极值就可以下机。下机的控制一般有两种方式，一种是由人工控制停机，设计人员根据每次迭代输出的评价函数，如果已经不再下降，即人工命令停机；另一种是由程序自动控制停机，程序规定如果两次迭代评价函数下降小于一定的比例，即认为已经进入了极值，程序停机。

在程序运行过程中不要去改变权因子，有些人看到程序经过几次迭代某些像差不下降，马上就改变权因子，这是十分错误的。因为程序总是首先校正那些容易校正的像差，然后校正那些不易校正的像差。某种像差当前不下降，并不一定说明它以后就不能下降。如果在校正过程中没有达到足够的迭代次数就去改变权因子，这就改变了评价函数的构成，系统将重新按新的方向进行优化。这样反反复复，很可能花了很多机器时间，但系统始终没有进入极值，无法判断系统的实际校正能力。这是目前使用阻尼最小二乘法自动校正程序中经常出现的一种错误。

三、下机后的处理

系统经过一次自动校正下机以后，应该作出各种像差曲线和系统图，进行仔细的分析比较。确定系统当前是处于局部极值，还是已经处于最小极值，这一点是比较困难的。前面已经说过，程序本身对这一点无能为力。只能依靠设计人员对该系统像差特性的了解进行判断。如果确定系统当前处于局部极值，根据框图进入(5)，即通过大幅度的修改系统结构以后，再重新进入自动校正，以便帮助系统跳出局部极值。在这个过程中，也不要改变权因子，因为权因子改变以后，评价函数的意义改变了，就不能确定两次自动校正的结果究竟那一个结果好，以及系统是否已跳出原先的局部极值而进入新的极值。

经过若干次自动校正以后，设计者确信系统已经达到最小极值，就可以仔细考察一下系统的质量。如果离要求相差很远，说明这种系统不符合使用要求，进入框图(6)(7)。另选一种结构型式作为原始系统，从头开始校正。如果系统已能基本满足要求，但各种像差之间平衡得不够好，可以进入框图(9)(10)，改变权因子，重新进行自动校正，直到各种像差取得满意的平衡为止，这样整个设计过程就完成了。

§ 10-5 怎样使用适应法程序

适应法像差自动校正程序的最大特点是：第一，参加校正的像差个数 m 不能大于自变量个数 n ；第二，参加校正的像差不能相关。因为适应法所求的解，严格满足像差线性方程组的每个方程式，如果某两种像差相关，像差方程组就无法求解，校正过程就要中断。

上述第二个要求，是使用适应法程序中最难处理的问题，我们难于判断各种像差是否相关。因为某两种像差是否相关，并不是固定的，而和系统的光学特性，结构型式，系统的校正能力等一系列因素有关。例如 SC' ， K'_s ， K'_t 这三种像差都表示彗差，它们在初级像差范围内是相关的，如果系统的孔径和视场不大，就不能让这三种像差同时参加校正。但是，如果系统的视场比较大，子午视场高级彗差和弧矢视场高级彗差较大，它们就是不相关的了，可以同时参加校正。对不能校正 S_v 的系统来说 x_s 和 x'_s 是相关的，如果系统能校正 S_v 则 x_s 和 x'_s 就不相关了。又如根据初级像差理论，一个薄透镜组无论结构如何复杂，只能校正两种初级单色像差，第三种像差就成为相关的了。从上面这些例子可以看到，确定像差是否相关，

除了依靠像差理论而外,还必须根据系统的具体情况,在设计过程中根据像差的实际变化逐步加以确定,因为我们对系统的校正能力,和高级像差的大小在设计开始阶段并不完全清楚。

为了使设计人员比较容易解决这个问题,不致自动校正过程中断,在适应法程序中,一般都要安排一个相当复杂的适应过程,适应过程一般包括如下的功能:

(1) 根据系统的校正能力,逐步增加进入校正的像差。这样设计者可以首先把那些有把握能校正的像差进入校正,然后逐步增加像差,不致于由于相关像差的加入而使校正立即中断。

(2) 设计者除了给出各种像差的目标值而外,还可以给出一定的公差范围,程序能在给定的公差范围内调整各种像差的实际目标值,并自动排除在公差范围内的相关像差。这样就不致由于目标值给得不恰当而使校正中断。

(3) 可以根据系统的校正能力,逐步收缩像差公差的范围。这主要是使程序能最大限度地挖掘系统的校正潜力。

总的来说,适应过程的作用就是使设计人员能比较容易的向系统提出像差要求,程序能自动使像差要求和系统的校正能力之间,达到逐步适应。我们就介绍程序的使用方法。

一、初始数据的准备

和阻尼最小二乘法程序一样,使用适应法自动校正程序也必须首先选择一个合适的原始系统。此外,一般还要求给出下列数据:参加校正的像差种类和进入校正的先后顺序,像差的目标值和公差,自变量,边界条件等。下面分别说明:

1. 参加校正的像差种类和校正顺序 和阻尼最小二乘法不同,在适应法程序中哪些像差参加校正,设计者必须经过仔细挑选。在程序中为了适应各种不同的系统,可以参加校正的像差种类和边界条件一般比较多,其中不少可能是相关的,设计者必须根据系统的具体要求和它的实际校正能力,挑选若干种像差进入校正。它们的要求是,进入校正的像差彼此不能相关,在能够控制系统质量的条件下,参加校正的像差尽量少。它和手工校正时,选择校正像差种类的情况相类似。例如对望远物镜来说,一般只要校正 $\theta L'$, SC' , $\Delta L'_0$ 三种像差就够了。对玻璃材料不作为变量的双胶合物镜来说只能校正两种像差,第三种便是无关的了。对目镜则主要校正 x'_1 , $\Delta y'_{fc}$ 和 K'_T 。而对于对称式目镜来说(两个透镜组完全对称), K'_T 是相关的,不能加入校正。对照物镜来说,情况就复杂得多了,除了初级像差(相当于实际像差的边缘像差)而外,还要校正若干高级像差(相当于实际的剩余像差)。在设计开始阶段很难完全决定哪些像差需要校正,哪些像差不需要校正。处理的办法是先让一部分像差加入校正,然后在校正过程中,根据具体情况让其他像差逐步加入校正。例如前面讲过的三种彗差,在设计开始阶段我们不能确定它们是否相关,可以先让其中的一个像差如 K'_T 加入校正。当校正到一定阶段,发现校正了 K'_T 并不能使代表小视场彗差的 SC' 满足要求时,再把 SC' 加入校正。如果校正了 K'_T , SC' 后 K'_T 仍然较大,再把它加入校正。当然还必须考虑到系统的实际校正能力,因为系统不一定能同时校正这三种彗差。所以在适应法程序中,除了挑选出需要校正的像差种类而外,还要给出进入校正的顺序和每一种进入校正的像差数。上述工作是使用适应法程序的关键。如果盲目地把很多相关的像差加入校正,使像差线性方程组根本无法求解,校正不能进行,这是需要特别注意的。

2. 像差的目标值和公差 适应法程序在校正过程中,每种像差分别趋向各自的目標值。但是有些像差,例如高级像差,设计人员很难知道系统究竟能校正到什么程度,如果目标

值给得不恰当,程序无法求解校正就会中断。因此在程序中除了给出像差的目标值而外,还可以给出一定的公差。程序能够在给定的公差范围内,调整各种像差的实际目标值,使校正过程不致由于目标值给得不合理而中断。而且可以采取逐步收缩某些像差的公差范围的方法,使系统充分发挥它的校正潜力。

在确定像差种类、校正顺序、目标值、公差时最好先计算一下原始系统的像差,这样可以使这些数据给得更加准确和有针对性。

3. 自变量和边界条件 在适应法中自变量的选择 and 阻尼最小二乘法相同,这里不再重复。边界条件则和阻尼最小二乘法有些差别。因为在适应法程序中参加校正的像差数是有限制的,因此作为像差处理的边界条件就不能太多。一般只把后截距、焦距、倍率、入瞳距等少数几种比较主要的边界条件可以作为像差处理。而透镜厚度,玻璃光学常数等采取冻结,释放的方法来处理。即如果违背边界条件则把它冻结在边界上,经过若干次迭代以后,再释放。释放以后再违背则再冻结。适应法程序中允许加入的边界条件一般比阻尼最小二乘法少。究竟加入哪些边界条件,应该比使用阻尼最小二乘法程序更慎重,因为不合理的边界条件,同样会使校正过程无法进行。

二、下机处理

初始数据准备好以后就可以上机进行校正。适应法自动校正程序的停机,一般是由程序自动控制的。停机状态可能有以下两种:

(1) 校正完成: 各种像差都达到了目标值或进入公差。

(2) 校正中断: 系统校正到一定阶段,由于像差线性方程组无法求解而使校正中断。校正中断的原因可能是进入校正的像差数多于自变量数,或者进入校正的像差相关,程序无法求解。

下机以后,首先看是属于那一种停机状态,如果是属于第一种停机状态,则可以增加被校正的像差数,或者改变像差的目标值或缩小像差的公差,重新上机,使系统尽可能校正得更好。如果是第二种停机状态,则可以减少参加校正的像差数,改变它们的校正次序或目标值,扩大像差的公差等,然后重新进行校正。

在程序运行过程中,由于像差相关而无解时,程序能够判断是由于那一种像差相关而造成无解的,如果相关的像差在公差范围内,程序能自动将它排除在校正之外,继续求解,如果已超出公差则程序停机。

当各种像差已校正得尽量小,系统的校正潜力已全部发挥出来时,如果像差结果符合要求则设计完成。如果像差仍不能满足要求,就须要改变原始系统的结构型式,重新进行校正。

§ 10-6 使用阻尼最小二乘法程序的一个例子

过去用手工校正像差,设计光学系统时,通常有两种方式: 第一种是选定原始系统后立即着手按设计要求校正像差; 第二种是首先全面研究一下系统的像差性质,在弄清像差特性的基础上,再着手进行具体设计。我们认为后一种方式应该提倡,因为只有掌握了系统的像差特性,才能设计出最好的结果,而且下次再做类似的设计就可以大大节省时间,设计人员的水平也能从中得到不断提高。对使用自动校正程序进行光学设计来说,也是一样。有些人认为反正程序能自动修改结构,自动校正像差,因此就没有必要去分析各种系统具体的像差规律了,

这种看法是不对的，从前面的讨论中可以看到，当设计人员对系统的像差特性了解得比较清楚时才能充分发挥自动设计的作用。例如在使用阻尼最小二乘法程序时，设计者才能比较有把握的判断评价函数是处于局部极值，还是最小极值，才能顺利地帮助系统跳出局部极值。在适应法中，才能准确地选择参加校正的像差种类，给出校正顺序，以及像差的目标值和公差。反之如果对系统的像差特性一无所知，完全靠程序来完成设计，几乎是不可能的，因为整个设计过程中很多工作要设计人员来处理。

像差自动校正程序，同样是分析系统像差性质的有力工具。帝国理工学院光学设计组的 M.J.Kidger 曾经用阻尼最小二乘法程序，研究过双高斯物镜的像差特性。在此基础上要设计不同使用要求的双高斯物镜就比较容易了。这里，我们把他的研究过程和研究结果，作为使用阻尼最小二乘法程序的一个例子。

系统的光学特性为：

$$f' = 1, \quad \frac{D}{f'} = \frac{1}{2}, \quad 2\omega = 40^\circ$$

全视场允许的渐晕为65%。我们采用一个如下的原始系统，它的前、后两半部对应的透镜厚度和空气间隔完全对称，系统的全部结构参数如下：

	d	n_n	ν	
		1.0		
$r_1 = 0.66$	0.053	1.6126	58.3	ZK6
$r_2 = 3.019$	0.014	1.0		
$r_3 = 0.4217$	0.098	1.6126	58.3	ZK6
$r_4 = 4.0$	0.042	1.6248	35.6	F6
$r_5 = 0.3120$	0.06925	1.0		
$r_6 = \infty$ (光阑)	0.06925	1.0		
$r_7 = -0.2580$	0.042	1.6248	35.6	F6
$r_8 = \infty$	0.098	1.6126	58.3	ZK6
$r_9 = -0.3910$	0.014	1.0		
$r_{10} = \infty$	0.083	1.6126	58.3	ZK6
$r_{11} = -0.6680$		1.0		

程序的评价函数主要由以主光线像点为原点的垂轴像差构成。各条光线垂轴像差的权因子相等。系统对C, F光线消色差。

自变量 除了光阑面以外, 十个曲率都作为自变量, 厚度和间隔也都作为自变量, 共二十个自变量。玻璃材料不作为自变量。

边界条件 最小后截距0.5, 系统总厚度(第一面顶点到最后一面顶点)不大于1, 系统总长度(由第一面顶点到像面)不大于1.5, 透镜中心厚度不小于0.03, 边缘厚度不小于0.02, 空气间隔不能为负值。

按以上初始数据进入自动校正, 最后结果如下:
设计一 (参看图10-6)

$r_1 = 0.59224$	d	
	0.12278	ZK6
$r_2 = 2.55131$	0.	
$r_3 = 0.32914$	0.09338	ZK6
$r_4 = 0.58239$	0.03	
$r_5 = 0.22668$	0.19398	F6
$r_6 = \infty$ (光阑)	0.0944	F6
$r_7 = -0.42080$	0.03	
$r_8 = 0.67934$	0.26193	ZK6
$r_9 = -0.46878$	0.	
$r_{10} = 1.27578$	0.08007	ZK6
$r_{11} = -1.82673$		

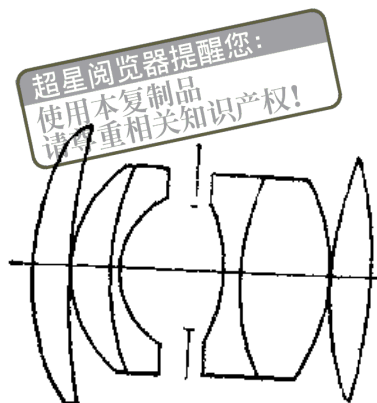


图10-6

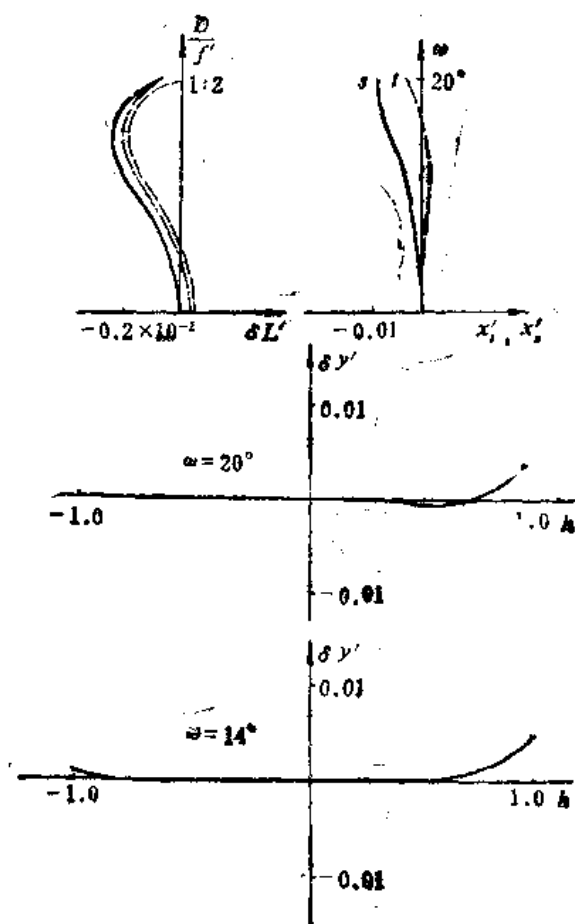


图10-7

像差结果如图10-7所示。

然后把上述系统颠倒，作为新的原始系统，其他数据不变，重新进行自动校正。得到设计二，结构参数和像差如下：

设计二（参看图10-8）

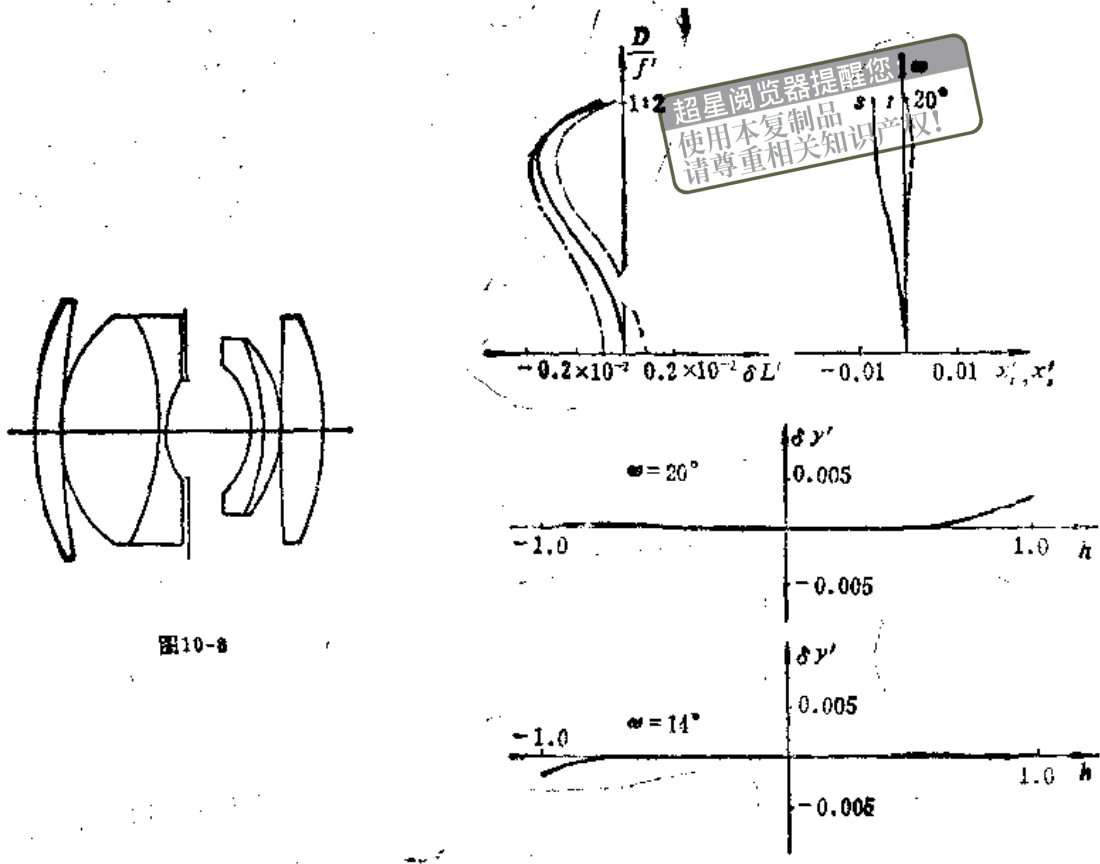


图10-8

图10-9

$r_1 = 0.070035$	0.07869	ZK6
$r_2 = 2.68113$	0	
$r_3 = 0.43377$	0.23872	ZK6
$r_4 = -1.14332$	0.03	F6
$r_5 = 0.23683$	0.04874	

$$r_1 = \infty (\text{光阑})$$

0.17824

$$r_2 = -0.25162$$

0.03 F6

$$r_3 = -0.47639$$

0.05060 ZK6

$$r_4 = -0.32897$$

0.

$$r_{10} = 1.61668$$

0.11391 ZK6

$$r_{11} = -0.62802$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

像差结果如图10-9所示。

在这个设计结果中，后胶合组的厚度比前胶合组薄，和设计一正好相反。像差特性也很不一样，特别是高级彗差，两个设计结果符号相反。在设计二中有一个相当大的高级畸变，而在设计一中是没有的。

这两个系统所采用的玻璃材料完全相同，而且在同一个系统中前后两个半部玻璃按对称分布。因此，如果双高斯物镜在自变量空间只存在评价函数的一个极值，系统必然会回到设计一。但实际上不可能，因此双高斯物镜不止存在一个极值。如果我们把设计二颠倒作为新的原始系统进行自动校正，系统又回到设计一。因此可以说在相当大的自变量范围内，双高斯物镜的评价函数存在着两个极值，这两个极值的数量很接近。

在设计一中如果把边界条件中系统总长度不超过1.5这个界限扩大，则评价函数还可以进一步下降。在设计二中如果把后截距不小于0.5这个条件进一步缩小，同样也可以使系统的评价函数下降。从这里可以看到，边界条件限制了系统的校正能力，所以确定边界条件必须慎重。

根据以上结果，如果我们要设计一个后截距长的双高斯物镜，则应采取类似设计一的原始系统。如果要设计一个系统总长度短的系统，则应采取类似设计二的原始系统。

然后我们把玻璃材料也作为变量参加校正，用以下三种玻璃构成玻璃三角形作为边界条件：

$$\text{K3:} \quad n_D = 1.5046 \quad \delta n_{FC} = 0.0078$$

$$\text{LaK3:} \quad n_D = 1.6920 \quad \delta n_{FC} = 0.01269$$

$$\text{ZF6:} \quad n_D = 1.7550 \quad \delta n_{FC} = 0.02743$$

重复上述自动校正过程分别得到类似于设计一和设计二的两个结果——设计三和设计四。它们的结构参数和像差结果如下：

设计三 (参看图10-10)

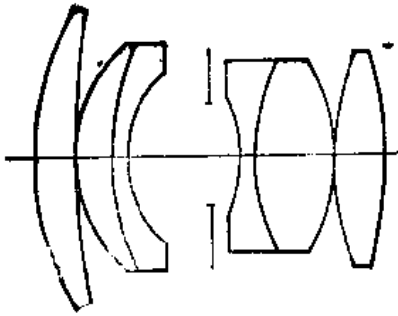


图10-10

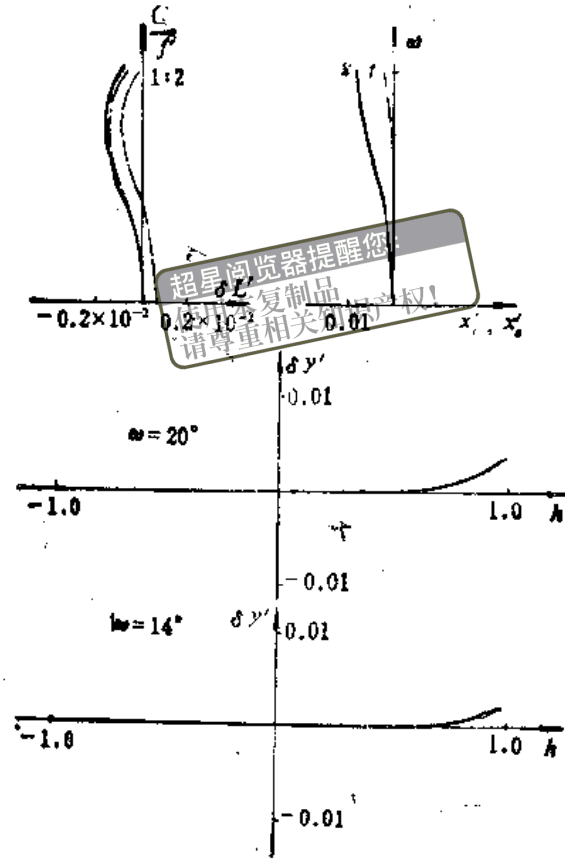


图10-11

	d	n_D	ν	
$r_1 = 0.65182$		1.0		
	0.12441	1.3920	54.8	LAK2
$r_2 = 2.33262$		1.0		
	0.09775	1.6520	54.8	LaK2
$r_3 = 0.37070$		1.0		
	0.03	1.6248	35.6	F6
$r_4 = 0.65900$		1.0		
	0.22357	1.0		
$r_5 = 0.24955$		1.0		
	0.08990	1.0		
$r_6 = \infty$ (光阑)				
	0.03	1.7280	28.3	ZF4

$$r_2 = 0.30841$$

0.22535 1.51200 54.8 LaK2

$$r_3 = -0.50320$$

0. 1.0

$$r_{10} = 1.45019$$

0.12583 1.7280 28.3 ZF4

$$r_{11} = -1.59529$$

1.0

像差结果如图10-11所示。

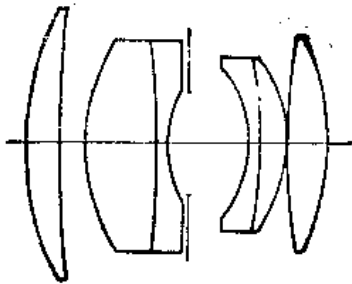


图10-12

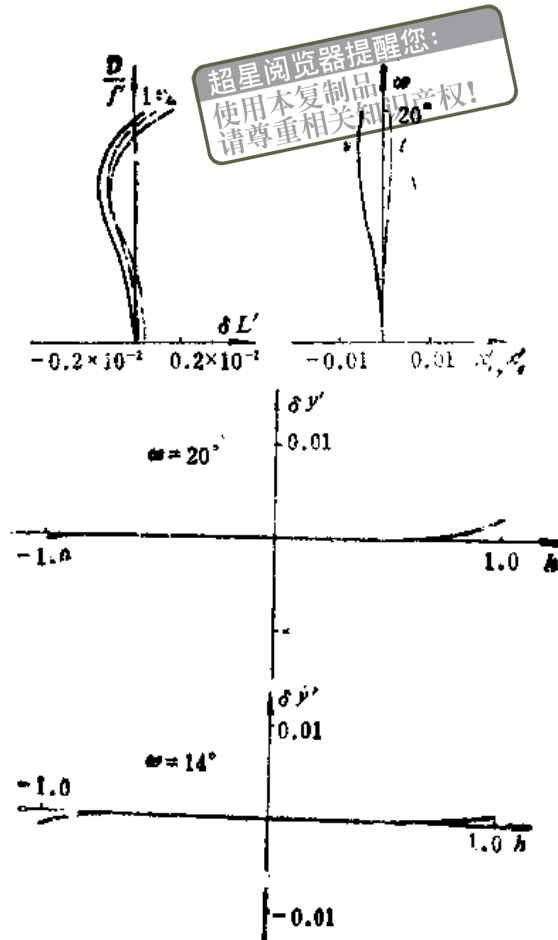


图10-13

设计四 (参看图10-12) :

	d	n_D	ν	
$r_1 = 0.72651$		1.0		
	0.09414	1.70166	41	ZB-F20
$r_2 = 3.49727$				
	0.04730	1.0		
$r_3 = 0.44524$				
	0.21109	1.62030	60.3	ZK1
$r_4 = -3.81722$				

$r_2 = 0.29235$	0.03	1.7550	27.5	ZP8
$r_3 = \infty$ (光阑)	0.05838	1.0		
$r_4 = -0.27052$	0.17814	1.0		
$r_5 = -0.88812$	0.03	1.57297	42.6	QF10
$r_6 = -0.31585$	0.03411	1.69200	54.8	LaK2
$r_{10} = 1.69573$	0.	1.0		
$r_{11} = -0.74525$	0.10634	1.69200	54.8	LaK2
		1.0		

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

像差结果如图10-13所示。

如果把设计三、四和设计一、二作一比较，可以看到设计三、四的像差比设计一、二有了很大提高，首先这是因为系统中正透镜玻璃的折射率大大提高了，这对于减小高级像差提高成像质量有很大好处，这是我们所熟知的。同时中间的两个胶合组中，胶合面两边玻璃材料折射率差较大，这样充分发挥了胶合面校正像差的作用。在设计三中的前后两个胶合组中胶合面两边的折射率按光线进行的方向都是由高到低。而在设计四中正相反，都是由低到高，而不是对称分布的。

设计三、四和设计一、二在结构形状上十分相似，它们分别代表双高斯物镜在自变量空间的两个极值。总之，对无限远物体成像的双高斯物镜，在自变量空间存在着两个极值，一个对应前胶合组厚度比后胶合组小，另一个对应前胶合组厚度比后胶合组大。前者后截距长，系统总长度大。后者后截距短系统总长度短。二者在成像质量上相差不多。前一种结构如果允许的系统总长度越大成像质量越好，后一种系统如果允许的后截距越短，系统的成像质量越好。以上就是双高斯物镜的一些主要像差规律和特点。

§ 10-7 使用适应法程序的例子

这一节举几个使用适应法程序的例子。适应法程序的校正过程和手工校正过程比较相似，使用适应法程序过程中遇到的问题，也和手工校正中的某些问题类似。为了便于和手工校正过程相比较，我们直接用本书前面各章所介绍的设计例子，改用适应法自动校正程序来完成。

例1 设计双胶合望远物镜 设计要求和§4-3中的例子完全相同， $f' = 300\text{mm}$ ， $D = 40\text{mm}$ ， $2\omega = 6^\circ$ ，入瞳和物镜重合 $l_s = 0$ ，在透镜后面的会聚光路中有一个展开以后厚度为160mm的棱镜系统。要求系统校正球差、彗差、轴向色差。

根据第三章薄透镜的初级像差理论，双胶合组如果玻璃材料一定，只能校正两种像差，要校正三种像差必须选用合适的玻璃组合。玻璃确定以后，还只有三个由率作为自变量使用

(厚度对像差影响较小, 一般不作为自变量)。

根据适应法的要求, 像差个数不能超过自变量的个数, 因此除了光焦度的要求而外, 最多只能校正两种像差。如果要求校正更多的像差, 必须把玻璃的光学常数也作为自变量使用。每种玻璃有两个自变量(折射率和色散), 两块玻璃就有四个自变量。表面上似乎可以校正更多的像差, 但是根据像差理论, 一个薄透镜组无论结构多么复杂, 最多只能校正两种单色像差, 所以即使把玻璃的折射率和色散作为四个自变量参加校正, 也只能增加一种像差, 恰好能达到上面对系统提出的像差要求。

使用像差自动校正程序设计这样一个双胶合物镜, 可以按两种不同的方式进行。第一种方式是把四个光学常数和三个半径都作为自变量, 校正球差、彗差、轴向色差三种像差, 再加系统的光焦度共四种像差(为了简单我们把光焦度也称为像差参数)进入自动校正。我们认为这不是一种好的方式, 因为光学常数作为自变量参加校正, 得出的结果不可能和实际玻璃的常数完全一致, 换成实际玻璃以后还要重新校正, 既浪费机器时间, 还不一定能获得满意的结果, 因为玻璃的工艺性和理化性能可能不好。另一种方式是首先根据初级像差公式由双胶物镜 P_0 表选出合适的玻璃组合, 以三个曲率作为自变量, 校正光焦度、球差、轴向色差三种像差, 正好符合适应法中 $m \leq n$ 的要求, 可以很快得出结果, 我们采用后一种方式。

设计的第一阶段工作是利用初级像差选玻璃, 和§4-3中完全相同, 选出了一对工艺性较好的玻璃组合K9-F5。选出玻璃以后, 不必再求出初始半径, 可以直接根据系统的焦距要求, 给出大略的半径, 作为自动校正的初始结构, 我们给出的初始结构参数如下:

	d	1.0	1.0	1.0	
$r_1 = 150$					
	5	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
$r_2 = -150$					
	3	1.6242	1.63663	1.61925	(F5)
$r_3 = \infty$					
	10	1.0	1.0	1.0	
$r_4 = \infty$					
	160	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
$r_5 = \infty$					
		1.0	1.0	1.0	

校正的像差种类, 目标值和公差如下表所示:

像 差	φ	$\delta L'$	$\Delta L'_{\sigma}$
目 标 值	0.00333	0	0
公 差	0	0	0

三种像差一起进入校正。

自变量三个: c_1, c_2, c_3

边界条件: 正透镜边缘厚度不小于2, 负透镜中心厚度不小于3。

按以上初始数据进入自动校正，一、两分钟内即可得出结果如下：

	d	n_D	
		1.0	
$r_1 = 161.12$			
	5	1.5163	(K9)
$r_2 = -133.77$			
	3	1.6242	(F5)
$r_3 = -663.44$			
	10	1.0	
$r_4 = \infty$			
	100	1.5163	(K9)
$r_5 = \infty$			
		1.0	

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

三种像差结果如下：

像 差	φ	$\delta L'$	$\Delta L'_{FC}$	SC'
原始系统	0.0027	0.233	1.64	-0.0025
最后系统	0.003333	-0.0023	0.0015	-0.0012

由以上结果看到参加校正的三种像差 φ , $\delta L'$, $\Delta L'_{FC}$ 已完全达到要求, SC' 虽未参加校正, 也减小了, 符合公差要求, 这是因为玻璃组合是预先按校正球差, 彗差和色差的要求利用初级像差公式和表格选出来的。

例2 设计广角目镜 目镜的型式和光学的特性要求和§5-5中的设计例子完全相同:

$$f' = 30, |U_s| \geq 20, l'_s = 300, 2\omega = 60^\circ$$

我们仍然采用§5-5中的初始结构作为自动校正的出发点

	d	n_D	n_F	n_C	
		1.0	1.0	1.0	
$r_1 = \infty$					
	5	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
$r_2 = -31$					
	0.2	1.0	1.0	1.0	
$r_3 = 62$					
	6	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
$r_4 = -62$					
	0.2	1.0	1.0	1.0	
$r_5 = 31$					
	11	1.5163	1.52195	1.51389	(K9)
$r_6 = -31$					
	2.5	1.7550	1.77476	1.74733	(ZF6)

$$r_1 = 31$$

7 1.5163 1.52195 1.51389 (K9)

$$r_2 = \infty$$

1.0 1.0 1.0

原始系统的像差可以参看§5-5表5-13。

要求校正的像差种类和目标值、公差如下：

像 差	φ	x'_i	$\Delta y'_{FC}$	K'_T
目 标 值	0.0333	0	0	0
公 差	0	0	0	(0.08)

开始首先让前三种像差进入校正，当它们达到目标值以后再让第四种像差(K'_T)进入校正， K'_T 的公差为(0.08)，表中用括弧括起来表示要求程序在该像差进入公差以后继续逐步收缩公差带（我们的程序中规定最多可以使公差带缩小一半）。

自变量四个： c_5, c_6, c_7, c_8

边界条件：正透镜边缘厚度不小于1.5，负透镜中心厚度不小于2.5，入瞳距 l_1 没有作为边界条件加入，因为原始系统的 $|l_1| = 26.1$ ，比要求的最小值20大得很多，可以不加入校正。

按上述数据进入自动校正，最后结果如下：

	d	n_D	
		1.0	
$r_1 = \infty$	8.17	1.5163	(K9)
$r_2 = -31$	0.2	1.0	
$r_3 = 62$	8.62	1.5163	(K9)
$r_4 = -62$	0.2	1.0	
$r_5 = 92.58$	11.24	1.5163	(K9)
$r_6 = -29.63$	2.5	1.7550	(ZF6)
$r_7 = 65.05$	7	1.5163	(K9)
$r_8 = -64.65$	300	1.0	
$r_9 = \infty$ (光阑)		1.0	

像差结果如下:

像差	δL	$\Delta L'_{PC}$	x'_i	x'_e	x'_s	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{PC}$
1.0	-0.125	-0.135	-0.044	-2.53	2.49	-0.043	-1.740	-0.0
0.7071	-0.062	-0.134	-0.626	-1.46	0.84	-0.044	-0.71	0.019

$$f' = 29.994; l' = 11.7; y'_0 = 17.37; l_2 = -25$$

由以上像差结果看出, φ , x'_i , $\Delta y'_{PC}$ 都已达到目标值, K'_T 进入公差带, 并且把公差带收缩了一半 (由 0.08 收缩到 0.04)。如果我们进一步校正彗差, 系统的色畸变很快增加, 因此我们不再继续校正。而目前彗差值也已经不大。

例3 设计中倍显微镜物镜 上面两个设计例子中, 我们都是在经过初级像差理论分析的基础上, 对系统的校正能力和像差特性有比较充分的认识, 然后使用自动校正程序进行设计。这时对采用哪些自变量、校正哪些像差、它们的目标值和公差如何给出, 这些都能做到比较合理, 在进入自动校正以后很快就能得出比较满意的设计结果。从这里也可以看出, 了解了系统的像差特性和像差规律, 才能充分发挥像差自动校正程序的作用。如果在设计开始的时候, 对系统的像差特性并不了解, 就不可能这样迅速的得出设计结果, 必须经过自动校正和人工分析的多次反复才能得到设计结果。在这个例子中我们将采用这样的方式来设计一个中倍的显微镜物镜。光学特性仍和 §6-4 中的设计例子相同, $\beta = -10\times$, $NA = 0.3$, 共轭距为 180mm。但是我们并不采用该节中由初级像差求解得出的结构参数, 而是另选一个结构作为自动校正的初始系统。我们选了如下的一个系统。

	d	n_D	n_F	n_C	
		1.0	1.0	1.0	
$r_1 = 12.314$					
	2.84	1.5181	1.52428	1.51549	(K10)
$r_2 = -12.503$					
	1.93	1.6259	1.63733	1.62132	(B.F8)
$r_3 = 76.289$					
	0.92	1.0	1.0	1.0	
$r_4 = 8.65$					
	2.94	1.5399	1.54627	1.53722	(B.K2)
$r_5 = -5.495$					
	1.92	1.6242	1.63663	1.61925	(F5)
$r_6 = -31.724$					
	1.0	1.0	1.0		

像差结果如下:

$$y = -10; \sin U = 0.03; l = -156.72$$

像差	$\delta L'$	$\delta L'_F$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{FC}$	SC'
1.0	0.1399	0.1948	0.1295	0.0653	0.0077
0.7071	-0.0261	-0.0122	-0.0223	0.0101	-0.0017
0.0	0	-0.0086	0.0119	-0.0205	0

像差	x'_i	x'_s	$x'_{i,s}$	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_{i,s}$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.0456	0.0375	-0.0083	0.5623	0.1552	-0.0012	-0.0045
0.7071	-0.0237	-0.0189	-0.0048	0.3194	0.0828	0.0009	-0.0016

$$f' = 15.671, f'' = 7.748, y'_0 = 1.0$$

从以上像差结果看到 $\delta L'$, SC' , $\Delta L'_{FC}$, $\delta L'_T$, K'_T 比较大, 没有达到校正, 而且若干高级像差数量也相当大, 例如:

$$\begin{aligned} \delta L'_{i,s} &= -0.0931, & K'_{T,i,s} &= -0.0561, & K'_{T,i,y} &= -0.0269 \\ \delta L'_{FC} &= 0.0859, & \delta L'_{Ty} &= 0.4229 \end{aligned}$$

为了充分发挥系统的校正能力, 我们把全部曲率、厚度、间隔、玻璃材料都作为自变量加入校正。

自变量共19个: $c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6, d_1, d_2, d_3, d_4, d_5, n_2, \delta n_2, n_3, \delta n_3, n_5, \delta n_5, n_6, \delta n_6$, 像差和作为像差参加的边界条件如下:

顺序	1	2	3	4	5	6	7	8	9
像差	β	l'/f'	$\delta L'$	K'_T	SC'	$x'_{i,s}$	$\Delta L'_{FC}$	$\delta L'_{i,s}$	$\delta L'_{FC}$
目标值	-0.1	0.25	0	0	0	0	0	0	0
公差	0	-	0	0.04	0	0	0	(0.03)	(0.025)

上表中 $\beta = -0.1$, 而要求的 $\beta = -10\times$, 这是因为我们是按反向光路进行设计的。表中 l'/f' 是有为像差加入校正的边界条件, 它的目标值0.25的实际意义是允许的最小值, 它的公差一项缩作意义。另外最后的两项高级像差 $\delta L'_{i,s}$ 和 $\delta L'_{FC}$ 的公差为可变公差, 要求程序采用逐步收没的办法把它们校正得尽可能好。 K'_T 和 SC' 同时加入校正是因为我们不仅希望校正中心视场的彗差, 而且希望边缘彗差能控制在适当范围内, 我们给 K'_T 以0.04的公差。

边界条件: 除了上面作为像差加入校正的边界条件 l'/f' 而外, 还有透镜的边缘和中心厚度。由于玻璃折射率和色散都作为自变量参加校正, 因此还须要给出它们的允许变化范围作为边界条件。我们用以下三点构成的玻璃三角形作为光学常数的边界条件。

$$\begin{aligned} n_1 &= 1.5046 & \delta n_1 &= 0.0078 \\ n_2 &= 1.7550 & \delta n_2 &= 0.02743 \\ n_3 &= 1.7550 & \delta n_3 &= 0.01269 \end{aligned}$$

按以上数据进入自动校正, 从输出结果中选出一组较好的结果如下:

$$\begin{array}{ccc} d & n & \delta n \\ & 1.0 & \end{array}$$

$r_1 = 13.699$
 5.34 1.5181 0.00767
 $r_2 = -17.091$
 2.53 1.7550 0.02645
 $r_3 = -103.98$
 10.33 1.0
 $r_4 = 9.123$
 4.85 1.55685 0.00936
 $r_5 = -5.178$
 6.12 1.69353
 $r_6 = -12.22$
 1.0

0.01230
 使用本复制品
 请尊重相关知识产权!

像差结果如下:

$$y = -10; \sin U = 0.03; l = -156.72$$

像差	$\delta L'$	$\delta L'_F$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_{FC}$	SC'
1.0	0	0.0124	0.0009	0.0115	0
0.7071	-0.021	-0.0169	-0.0170	0	-0.0016
0.0	0	-0.0023	0.0063	-0.0087	0

像差	x'_l	x'_s	x'_{ls}	$\delta L'_T$	K'_T	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{FC}$
1.0	-0.0439	-0.0439	0	0.1366	0.0391	-0.0049	-0.0009
0.7071	-0.0231	-0.0226	-0.0008	0.0612	0.0188	-0.0017	-0.0063

从以上结果看出, 要求校正的各种像差都已达到要求。在此基础上再把理想玻璃换成实际玻璃。

为了便于对照, 我们把实际玻璃和理想玻璃的光学常数 ($n_D, n_F - n_C$) 并列如下:

	理想玻璃		实际玻璃		
第一透镜	1.5181	0.00767	1.5181	0.00878	K10
第二透镜	1.7550	0.02645	1.7550	0.02743	ZF6
第三透镜	1.55685	0.00930	1.5688	0.01014	BaK7
第四透镜	1.69353	0.01230	1.6935	0.01410	ZBaF6

第一, 二两块透镜, 实际和理想的折射率完全相同, 但色散有些差别, 我们保持胶合面的色散差不变, 这样可以使色差基本不变。第三, 四两块透镜的实际色散值和理想的有些差别, 但同样使它们的差近似不变, 第四透镜的折射率实际和理想几乎完全一致, 但第三透镜

的折射率有些差别，把理想玻璃换成实际玻璃以后，重新进入自动校正，这时玻璃的折射率和色散就不能作为自变量使用了。

我们采取下列数据进入自动校正。

自变量11个： $c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6, d_2, d_3, d_4, d_5, d_6$ 。要求校正的像差种类和目标值、公差如下：

顺序号	1	2	3	4	5	6	7	8	9
像差	β	$1/f'$	$\delta L'$	SC'	x'_{12}	$\Delta L'_F$	$\delta L'_F$	$\delta L'_y$	
目标值	-0.1	0.25	0	0	0	0	0	0	0
公差	0	—	0	0	0	0	0.03	(0.03)	(0.06)

边界条件：由于光学常数不作为自变量，就不须要加入光学常数的边界条件，其余边界条件和前面相同。

按以上数据重新进入自动校正，得出结果如下：

	d	n_D	n_F	n_C	
		1.0	1.0	1.0	
$r_1 = 12.918$					
	8.456	1.5181	1.52428	1.51549	(K10)
$r_2 = -13.123$					
	4.218	1.7550	1.77475	1.74732	(ZF6)
$r_3 = -169.669$					
	7.032	1.0	1.0	1.0	
$r_4 = 7.608$					
	5.754	1.5688	1.57597	1.56582	(BK7)
$r_5 = -5.122$					
	3.0	1.6935	1.70354	1.68944	(ZBLF6)
$r_6 = -38.314$					
		1.0	1.0	1.0	

像差结果如下：

$$y = -10; \sin U = 0.03; l = -157$$

像差 h	$\delta L'$	$\delta L'_F$	$\delta L'_C$	$\Delta L'_C$	SC'
1.0	0	0.0174	0.0019	0.0155	0
0.7071	-0.024	-0.0185	-0.0185	0	0
0	0	-0.0025	0.0089	-0.0114	0

像差	x'_1	x'_2	x'_3	$\delta L'_y$	K'_y
	1.0 0.7071	-0.0354 -0.0178	-0.0354 -0.0178	0 0	0.054 0.013
像差	$\delta L'_s$	K'_s	$\delta y'_z$	$\Delta y'_{FC}$	
	1.0 0.7071	0.01 0.0049	-0.0003 -0.0001	-0.0024 -0.008	-0.0057 -0.0040

$$f' = 15.7; f'' = 3.98; \gamma'_z = 1.0$$

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重知识产权！

以上结果全部像差达到了目标值或进入了公差带，并收缩了公差带。和§6-4中手工校正的结果相比较，除了 $\delta L'_s$ 略有增大外，其他像差都有改善，特别是色球差，显著地减小了。原系统的色球差，根据表3-10的像差结果求得为：

$$\delta L'_{FC} = \Delta L'_{FCn} - \Delta l'_{FC} = 0.0223 - (-0.0218) = 0.0444$$

自动校正的结果为： $\delta L'_{FC} = \Delta L'_{FCn} - \Delta l'_{FC} = 0.0155 - (-0.0114) = 0.0265$

差不多减小了1/2，原来超出公差一倍，现在已接近公差。

例4 设计反摄远物镜 在§8-5中，我们根据像差变化量表用逐步修改的方法设计了一个反摄远物镜，这里我们改用自动校正程序来设计这样的一个物镜。在设计开始选定了结构型式以后，缩放焦距，更换玻璃等的工作和手工设计是相同的，我们把§8-5中开始进行像差校正前的系统作为自动校正的原始系统。该系统的结构参数在§8-5中，像差结果在表8-4中。

自动校正使用的自变量共20个：

$$c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6, c_7, c_8, c_9, c_{10}, c_{11}, c_{12}, c_{13}, c_{14}, c_{15}, d_1, d_2, d_3, d_4, d_5, d_6, d_7, d_8, d_{10}$$

要求校正的像差：根据§8-5中的分析，我们选取以下13种像差，像差的目标值和公差，一并列入下表中。

序号	像差类别	原始系统	目标值	公差	最后系统
1	φ	0.0266	0.027	0	0.027
2	$\delta L'_y$	-0.487	0	0	-0.005
3	K'_T	-0.035	0	0	-0.0018
4	x'_1	1.7298	-0.2	0	-0.1887
5	x'_2	0.575	0.1	0	0.1045
6	$\delta y'_z$	-0.426	0	0.4	-0.276
7	$\Delta L'_{FC}$	-0.2797	0	0	-0.0
8	$\Delta y'_{FC}$	0.0149	0.015	0	0.015
9	$\delta L'_s$	-0.21	0	0.2	-0.159
10	$\delta L'_{T_y}$	0.397	0.2	0.2	0.329
11	$\delta L'_{x_y}$	1.248	0	(1.0)	0.797
12	K'_{T_y}	0.059	0	0.03	-0.0283
13	x'_3	0.014	0	0.15	0.140

边界条件：要求正透镜的边缘厚度和负透镜的中心厚度均不小于1，全视场渐晕系数±0.7。

按上述数据进入自动校正，得到结果如下：

	d	n_D	n_g	n_c	
		1.0	1.0	1.0	
$r_1 = 101.36$					
	4.43	1.6384	1.65289	1.63506	(ZK11)
$r_2 = 3605.03$					
	0.1	1.0	1.0	1.0	
$r_3 = 44.21$					
	2.26	1.5163	1.52627	1.51389	(K9)
$r_4 = 20.06$					
	14.53	1.0	1.0	1.0	
$r_5 = 38.55$					
	8.57	1.70166	1.72362	1.69673	(ZB F20)
$r_6 = -108.65$					
	10.16	1.5688	1.56154	1.56582	(B K7)
$r_7 = 38.27$					
	2.48	1.0	1.0	1.0	
$r_8 = \infty$ (光阑)					
	3.98	1.0	1.0	1.0	
$r_9 = -17.8$					
	1.03	1.7172	1.74926	1.71037	(ZF3)
$r_{10} = 33.36$					
	7.84	1.6588	1.67306	1.67306	(ZB F3)
$r_{11} = -24.32$					
	0.1	1.0	1.0	1.0	
$r_{12} = -140.26$					
	3.08	1.6384	1.65286	1.63506	(ZK11)
$r_{13} = -34.18$					
	0.1	1.0	1.0	1.0	
$r_{24} = 84.50$					
	3.8	1.6384	1.65289	1.63506	(ZK11)
$r_{15} = -66.64$					
		1.0	1.0	1.0	

进入校正的13个像差参数值如上面表中最后一列所示。主要像差结果如下表。

从以上像差结果来看，和前面手工校正相比较，用不着利用更换玻璃消色差，同样使，部像差得到了校正，而且像质比§C-5中手工校正的结果略有提高。

从上面四个设计例子，我们可以看到，使用适应法程序中，主要的问题是如何挑选要求

$$D = 18.5; \quad 2\omega = 60^\circ$$

像差	像差				
	$\delta L'$	SC'	ΔL_{sc}	x_i'	x_z'
h, ω					
1.0	-0.005	-0.0011	0.301	-0.189	0.105
0.7071	-0.16	-0.0099	0.0	0.055	-0.275

像差	像差					
	$\delta L'_r$	K'_r	$\delta L'_s$	K'_s	$\delta y'_s$	$\Delta y'_{sc}$
h, ω						
1.0	0.324	-0.002	0.793	0.132	0.276	0.015
0.7071	0.168	-0.029	0.389	0.057	-0.187	-0.02

像差	$\delta L'_{s'x}$	$\delta L'_{r'y}$	$\delta L'_{s'y}$	$K'_{r's'x}$	$K'_{r's'y}$	x'_{is}	x'_{as}	$\delta L'_{sc}$	$\Delta y'_{sc}$
数值	-0.159	0.329	0.798	-0.0112	-0.028	0.149	-0.327	0.477	-0.032

$$f' = 36.994; \quad l' = 40.674; \quad y'_0 = 21.36$$

校正的像差和给出它们的目标值和公差。如果这些参数给得合适，是可以很快得出设计结果的，如果给得不合适，就要在每次自动校正过程结束以后进行调整。要给得准确，主要依靠设计者的像差理论知识和对系统像差特性的了解。

第十一章 光学传递函数在光学设计中的应用

§ 11-1 概 述

在前面各章中我们用来评价光学系统质量的指标是几何像差或波像差，这两种质量指标都有缺点，因为它们和系统的实际成像质量之间并无直接的数量关系。例如在光学仪器生产中，长期以来用分辨率作为系统质量的指标，一般说来像差越小分辨率越高，但是它们之间并没有简单的数量对应关系。因此光学系统设计完成以后，必须经过试制和实际试验才能最后决定成像质量是否满足要求。如果不能满足，就要重新修改设计，把像差校正得更小，再进行试制，直到获得满意的像质为止。

经过长期的生产实践，对常用的光学仪器，例如目视光学仪器，人们已总结出一些比较可靠的经验数据，作为光学设计中像差公差的标准，这些经验数据在前面有关章节中已经作了介绍。但是随着科学技术的发展，光学仪器的使用范围日益扩大，种类不断增加，作为光学系统的接收器，已不限于人眼，例如各种不同性能的感光乳胶，光电成像器件的阴极面和各种类型的光敏元件等。在这些不同类型的仪器中，光学系统的实际工作性能和像差之间，更没有直接的数量对应关系，仍然只能通过试制和实际试验来解决。

怎样在设计阶段就能比较确切地知道系统的实际工作性能呢？这个问题一直是光学设计领域中长期研究的课题，直到二十世纪四十年代把傅里叶分析的方法应用到光学领域以后，才找出了一条解决问题的正确途径，这就是所谓的光学传递函数，它就是我们这一章研究的内容。在讨论过程中，我们着重说明它们应用于光学领域的物理意义，并认为读者已经具备了傅里叶级数和傅里叶变换的基本知识，不少公式和结论将直接引用。

§ 11-2 图像的分解和合成

——傅里叶级数和傅里叶变换

光学系统成像，就是把物平面上光强度的分布图形，转变成像平面上的光强度分布图形，如图 11-1 所示。理想的情况应该是这两个图形几何形状完全相似，并且对应点的强度成比例，这种关系可以用下列数学形式表示。

设物平面的光强度分布函数为 $I(y, z)$ ，像平面的光强度分布函数为 $I'(y', z')$ ，如果系统理想成像，则应满足以下关系：

$$I'(y', z') = CI(y, z), \quad y' = \beta y, \quad z' = \beta z$$

公式中 C 为比例常数， β 为物、像平面之间的放大率。为了简化，今后我们都以一维的情况作为例子进行说明，并假定 $\beta = 1$ ，如果实际系统 $\beta \neq 1$ ，相当于像面坐标比例尺的改变，对讨论结果并无影响。这样上面的关系可以简化为：

$$I'(y') = CI(y)$$

实际光学系统不可能完全满足上述要求，为了了解系统的实际成像质量，就要根据物平面的强度分布 $I(y, z)$ ，求出像面的强度分布 $I'(y', z')$ 。由于 $I(y, z)$ 随景物不同而改变，知道了一种景物通过系统以后的物、像平面强度分布关系，别的景物仍然无法知道，怎样才能把各种景物的成像特性全面地表示出来呢？人们从傅里叶分析方法在其他领域的应用中想到，无论连续或不连续、周期或非周期的函数，都能把它分解为不同频率和不同振幅的余弦或正弦函数之和，那末任意的空间图像也可以把它分解为各种正弦或余弦的空间强度分布之和。

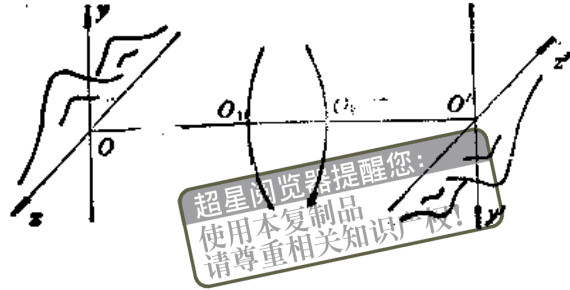


图11-1

首先讨论周期函数，假定 $I(y)$ 为一个以 P 为周期的周期函数，可以把它分解成由正弦函数和余弦函数组成的傅里叶级数。

$$I(y) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos 2\pi \mu n y + b_n \sin 2\pi \mu n y)$$

$$= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(2\pi \mu n y + \theta_n) \quad (11-1)$$

$$a_n = \frac{2}{P} \int_{-P/2}^{P/2} I(y) \cos 2\pi \mu n y dy = \frac{2}{P} \int_0^P I(y) \cos 2\pi \mu n y dy \quad (11-2)$$

$$b_n = \frac{2}{P} \int_{-P/2}^{P/2} I(y) \sin 2\pi \mu n y dy = \frac{2}{P} \int_0^P I(y) \sin 2\pi \mu n y dy \quad (11-3)$$

$$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}, \quad \theta_n = \text{tg}^{-1} \left(-\frac{b_n}{a_n} \right) \quad (11-4)$$

$$\mu = \frac{1}{P}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

μn 为正弦和余弦函数的频率，不过这里周期 P 不代表时间，而代表空间距离，所以 μ 称为空间频率。 A_n 代表不同频率的余弦函数的振幅， θ_n 为初位相。

为了运算方便，通常把上述傅里叶级数用复指数形式表示。

$$I(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{i 2\pi \mu n y} \quad (11-5)$$

$$C_n = \frac{1}{P} \int_{-P/2}^{P/2} I(y) e^{-i 2\pi \mu n y} dy = \frac{1}{P} \int_0^P I(y) e^{-i 2\pi \mu n y} dy \quad (11-6)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

C_n 称为复振幅，它同时表示了振幅 A_n 和初位相 θ_n ，它们之间存在以下关系：

$$n \geq 0 \quad C_n = \frac{1}{2} A_n e^{i\theta_n} \quad (11-7)$$

$$n < 0 \quad C_n = \frac{1}{2} A_n e^{-i\theta_n}$$

利用上述公式，我们可以把一个周期函数分解为无穷多个频率按函数本身的频率 $\mu = 1/P$ 的整数倍上升的余弦函数和正弦函数之和，不同频率具有不同的振幅 A_n 和初位相 θ_n 。我们把 A_n 称为周期函数 $I(y)$ 的振幅频谱，而把 θ_n 称为位相频谱。如果已知 $I(y)$ 可以用公式(11-2)，(11-3)，(11-4)或(11-6)求出该函数的频谱，也就相当于把函数 $I(y)$ 进行分解。反之如果知道了函数 $I(y)$ 的频谱 A_n 和 θ_n ，就可以用公式(11-1)，(11-5)合成 $I(y)$ 。

下面我们举一个实际例子。假定 $I(y)$ 为一个以 P 为周期的函数，它的函数值如图11-2(a)所示。要求把它分解成傅里叶级数。

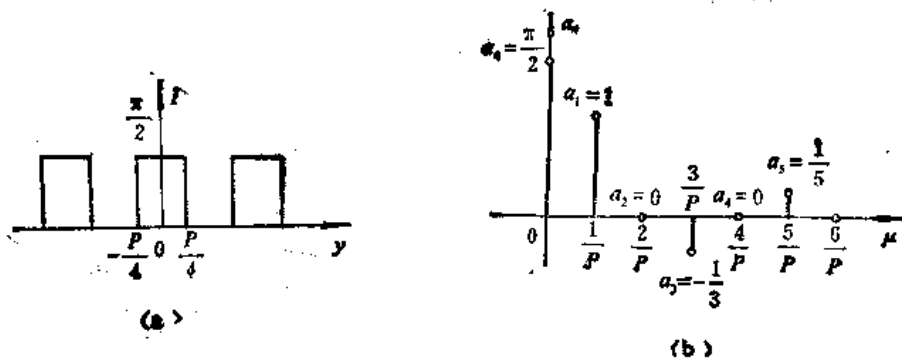


图11-2

由于 $I(y)$ 对纵坐标对称， y 和 $(-y)$ 有相同的函数值，因此展开式(11-1)中 $b_n \equiv 0$ ，级数中只剩下余弦项，只需要计算 a_n 即可，由函数图形，根据公式(11-2)得到：

$$a_n = \frac{2}{P} \int_{-P/4}^{P/4} \left(\frac{\pi}{2}\right) \cos 2\pi \frac{n}{P} y dy = \frac{1}{2n} \sin \frac{2\pi n}{P} y \Big|_{-P/4}^{P/4} = \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi}{2}$$

将 $n = 0, 1, 2 \dots$ 代入上式得：

$$a_0 = \frac{\pi}{2}, a_1 = 1, a_2 = 0, a_3 = -\frac{1}{3}, a_4 = 0$$

$$a_5 = \frac{1}{5}, a_6 = 0, a_7 = -\frac{1}{7}, a_8 = 0 \dots \dots$$

由此得到 $I(y)$ 的展开式如下：

$$I(y) = \frac{\pi}{4} + \cos \omega y - \frac{1}{3} \cos 3\omega y + \frac{1}{5} \cos 5\omega y - \frac{1}{7} \cos 7\omega y + \dots \dots$$

以上公式中 $\omega = 2\pi\mu = 2\pi \frac{1}{P}$, 称为圆频率。上述函数的振幅频谱如图11-2 (b) 所示, 位相频谱 $\theta_n \equiv 0$ 。

上面这个函数实际就是光学像质检验中使用的分辨率图形的光强度分布函数。由上述结果看到, 这样的分辨率图形可以分解成一个均匀背景加上不同频率的余弦分布的图形之和。例如一个空间频率为 10lp/mm 的分辨率图形, 可以分解成一个均匀背景加空间频率为 10, 30, 50, \dots 1p/mm 的具有不同振幅的余弦强度分布之和。

下面讨论非周期函数, 一个非周期函数可以设想成周期 P 趋于无限大而频率趋于无限小 $d\mu$ 的周期函数, 这样公式 (11-6) 变为:

$$C_n = d\mu \int_{-\infty}^{\infty} I(y) e^{-i2\pi n d\mu y} dy$$

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

将 C_n 代入公式 (11-5) 得:

$$I(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} I(y) e^{-i2\pi n d\mu y} dy \right] e^{i2\pi n d\mu y} d\mu$$

当 n 由 $-\infty$ 变到 $+\infty$ 时, 对应着函数频谱的整个频率范围, 即相当于频率 $\mu = nd\mu$ 由 $-\infty$ 变到 $+\infty$, 所以上面公式中的 $nd\mu$ 可以用 μ 代替, 和式对无限多个微量 $d\mu$ 求和, 也就是对 $d\mu$ 求积分, 因此上式变为:

$$I(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} I(y) e^{-i2\pi\mu y} dy \right] e^{i2\pi\mu y} d\mu$$

令:

$$\mathcal{F}(\mu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(y) e^{-i2\pi\mu y} dy \quad (11-8)$$

则代入上式得

$$I(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(\mu) e^{i2\pi\mu y} d\mu \quad (11-9)$$

公式 (11-8) 称为傅里叶变换, 而公式 (11-9) 称为傅里叶逆变换。这里 $\mathcal{F}(\mu)$ 在频率空间已不象 C_n 那样只是不连续点, 而是整个频率空间的连续函数了, 我们同样把 $\mathcal{F}(\mu)$ 称为非周期函数 $I(y)$ 的频谱。因此非周期函数的傅里叶变换就是该函数的频谱, 而一个函数的频谱的傅里叶逆变换就得到该函数本身。和前面周期函数展开成傅里叶级数相似, 非周期函数的傅里叶变换和逆变换的过程也就相当于函数的分解和合成的过程, 我们可以理解为 $I(y)$ 是由无穷多个复振幅为 $\mathcal{F}(\mu) d\mu$ 的正弦和余弦函数合成的。

下面我们同样举一个例子, 假定函数 $I(y)$ 的值如图11-3 (a) 所示, 求它的频谱函数。根据公式 (11-8) 和 $I(y)$ 的函数图形可以得到:

$$\mathcal{F}(\mu) = \int_{-1/2}^{1/2} e^{-i2\pi\mu y} dy = \frac{-1}{i2\pi\mu} (e^{-i2\pi\mu} - e^{i2\pi\mu})$$

利用欧拉公式指数函数变成三角函数得到

$$\mathcal{F}(\mu) = \frac{\sin \pi\mu}{\pi\mu}$$

频谱函数 $\mathcal{F}(\mu)$ 的曲线图形如图 11-3(b) 所示, 由于 $\mathcal{F}(\mu)$ 为实函数所以 $\theta(\mu) \equiv 0$ 。

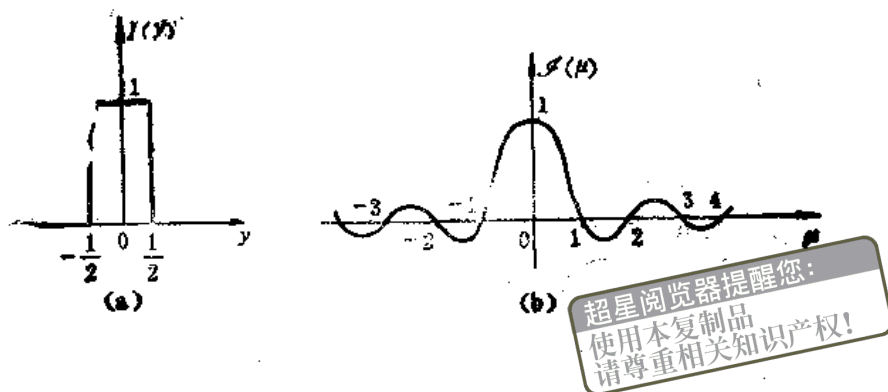


图 11-3

§ 11-3 什么是光学传递函数

利用上节给出的公式, 我们能够把物面图形的强度分布分解为一系列正弦或余弦的强度分布。作这样的分解是否有实际意义呢? 这取决于光学系统的性质。如果把每一个正弦或余弦分布的图形, 分别通过光学系统成像, 把这些像合成以后就能得到物面的像, 那末作这样的分解才有实际意义。满足这个要求的系统称为线性系统。线性系统的定义如下:

如果系统有一个输入 $f_i(x)$, 相应有一个输出 $f_o(x)$ 表示为:

$$f_i(x) \rightarrow f_o(x)$$

则线性系统必须满足以下关系

$$\sum a_i f_i(x) \rightarrow \sum a_i f_o(x)$$

另外还要求系统满足空间不变性, 也就是要求系统的成像性质不随物平面上图形位置的改变而改变, 物平面上的图形, 移动一个距离, 像平面上的图形也只是相应的移动一个距离, 而图形本身不变。

设 $f_i(x) \rightarrow f_o(x)$, 空间不变性系统必须满足

$$f_i(x+a) \rightarrow f_o(x+a)$$

满足上面这两个条件的系统称为空间不变的线性系统, 这样的系统具有一系列特点, 我们将在下面讨论。

实际光学系统是否满足这两个条件呢? 一般说来, 并不能完全满足, 但是如果光学系统使用非相干的单色光照明, 近似为一线性系统。另外对大部分成像系统来说, 成像质量随像高的变化是比较小的, 在一定范围之内, 可以近似看作是空间不变的。在本章中我们都把光学系统作为空间不变线性系统来讨论。

空间不变线性系统在成像性质上有些什么特点呢? 首先是, 对这样的系统研究它的成像性质时, 可以把图像进行分解和合成。另一个十分重要的特点是, 一个强度按余弦(或正弦)分布的物, 所成的像仍然是一个相同频率的余弦(或正弦)分布, 只是它的振幅和相位可能发生变化, (这里仍假定 $\beta = 1$, 所以物、像图形的频率相同, 如果 $\beta \neq 1$, 则像方频率等于物方频率除 β)。下面我们对以上性质作简单的证明。

设输入函数 $I(y)$ 为一个余弦分布,用复数表示为 $I(y) = ae^{i\omega y}$,相应的输出函数为 $I'(y)$,我们用如下的形式表示。

$$I(y) = ae^{i\omega y} \rightarrow I'(y)$$

由于系统满足空间不变性,因此

$$I(y + y_1) = ae^{i\omega(y+y_1)} = ae^{i\omega y} e^{i\omega y_1} \rightarrow I'(y + y_1)$$

以上关系对任意的 y 和 y_1 均应成立,我们令 $y = 0$ 代入得:

$$I(y_1) = I(0) e^{i\omega y_1} \rightarrow I'(y_1)$$

根据系统符合线性的关系,同时把 $e^{i\omega y_1}$ 看作一个常数,则:

$$I(y_1) = I(0) \cdot e^{i\omega y_1} \rightarrow I'(y_1) = I'(0) e^{i\omega y_1}$$

$I'(0)$ 显然是一个常数,由于 y_1 是任意常数,因此我们也可以把 $I(y_1)$ 和 $I'(y_1)$ 看作是 y_1 的函数。前面假定 $I(y)$ 是 y 的余弦分布,则 $I(y_1)$ 显然也是 y_1 的余弦分布,根据上面的公式 $I'(y_1)$ 也是 y_1 的余弦分布,它们的频率相同,但振幅和位相可能改变。

根据上面的讨论,总起来说,一个空间不变线性系统的成像性质可以归纳如下:

物平面上任意的强度分布可以分解为不同频率的余弦分布,每个余弦分布通过系统成像,在像平面上仍为一余弦分布,它们的频率相同(假定 $\beta = 1$),但振幅和位相可能改变。把像面上所有频率的余弦分布合成以后就得出像面图形。

因此一个空间不变线性系统的成像性质,可以用物、像平面上不同频率的余弦分布的振幅比和位相差来表示。前者称为振幅传递函数,用 $MTF(\mu)$ 表示,后者称为位相传递函数,用 $PTF(\mu)$ 表示。二者合称为光学传递函数,用 $OTF(\mu)$ 表示,它们之间的关系可以用复数的形式表示如下:

$$OTF(\mu) = MTF(\mu) e^{iPTF(\mu)} \quad (11-10)$$

下面我们再结合具体例子加以说明。假定一个圆频率为 ω 的余弦分布函数为:

$$I(y) = 1 + a_0 \cos \omega y \quad (a_0 < 1)$$

所以要在余弦项 $a_0 \cos \omega y$ 前面加1,是因为光强度分布 $I(y)$ 不可能为负值,上述物分布相当于在一个 $\omega = 0$,强度为1的均匀背景上,用一个 $a_0 \cos \omega y$ 的余弦函数进行调制,如图11-4中实线所示。根据空间不变线性系统的成像性质,这个均匀背景成像仍为一均匀背景,如果不考虑光学系统的光能损失,则强度不变,仍为1。 $a_0 \cos \omega y$ 这个余弦分布通过光学系统以后,对应一个相同频率的余弦分布 $a'_0 \cos(\omega y + \theta'_0)$,因此总的像面强度分布为:

$$I'(y) = 1 + a'_0 \cos(\omega y + \theta'_0)$$

如图11-4中虚线所示。根据定义

$$MTF(\mu) = \frac{a'_0}{a_0}, \quad PTF(\mu) = \theta'_0$$

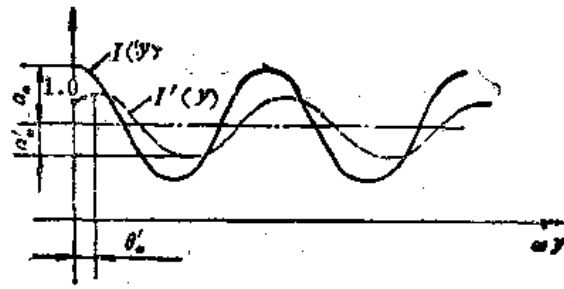


图11-4

OTF为两个余弦调制振幅之比，所以也称为调制传递函数。

在光学像质检验中，通常用对比度来表示成像的清晰度，对比度的定义为：

$$k = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (11-11)$$

上述物分布对应的 $I_{\max} = 1 + a_0$, $I_{\min} = 1 - a_0$ 代入公式 (11-11) 得：

$$k_0 = a_0$$

同理可求得像的对比为： $k'_0 = a'_0$

由此得到：

$$\text{MTF}(\mu) = \frac{a'_0}{a_0} = \frac{k'_0}{k_0} \quad (11-12)$$

所以振幅传递函数 $\text{MTF}(\mu)$ 也称为对比传递函数。

上面我们详细介绍了光学传递函数的意义，如果知道了一个系统的光学传递函数，就很容易由物面频谱 $\mathcal{S}(\mu)$ ，求出像面频谱 $\mathcal{S}'(\mu)$ ，

$$\begin{aligned} \mathcal{S}'(\mu) &= \mathcal{S}(\mu) \cdot \text{OTF}(\mu) \\ &= \mathcal{S}(\mu) \cdot \text{MTF}(\mu) \cdot e^{i\phi(\mu)} \end{aligned} \quad (11-13)$$

从而可以由物面强度分布求出像面强度分布。显然一个理想的光学系统应该是 $\text{OTF}(\mu) \equiv 1$ ，根据 $\text{OTF}(\mu)$ 的大小就可以说明系统质量的优劣。

§ 11-4 怎样计算光学传递函数

前面已经介绍了光学传递函数的意义，以及它和光学系统成像质量的关系。把它用来作为光学设计的质量指标，还必须解决根据系统的结构参数计算光学传递函数的问题。根据光学传递函数的意义，以及图像的分解和合成原理，如果我们把一个由各种频率成分的余弦分布合成的图形，通过系统成像，再把像面图形分解成对应频率的余弦分布，那末物、像平面上相同频率的余弦分布的振幅之比即为振幅传递函数，位相之差即为位相传递函数。那末我们究竟选一个什么样的图形呢？它应该满足两个要求，首先它必须包含各种频率成分，而且频谱函数应尽量简单，其次它在像空间相应的强度分布比较容易计算。

最简单的频谱函数是所有频率的频谱等于常数，例如：

$$\mathcal{S}(\mu) \equiv 1$$

根据公式 (11-9) 可以求得其强度分布函数为：

$$I(y) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi\mu y} d\mu$$

上述积分函数称为 $\delta(y)$ 函数，它具有以下性质：

$$I(y) = \delta(y) = \begin{cases} \infty, & y = 0 \\ 0, & y \neq 0 \end{cases}$$

这个函数所代表的物面强度分布，实际上相当于一个位于坐标原点的发光点。根据发光

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

点的定义，它没有大小，只是一个几何点，但发射一定能量，因此它的能量密度（相当于物平面上的面发光度）等于无限大。除了这一个发光点之外，物面上其他位置强度均为零，和上述 $\delta(y)$ 函数的性质完全吻合。发光点通过系统后在像面上形成的强度分布称为**点扩散函数**，用 $P(y)$ 表示，它的计算比起其他物面图形方便得多，因此也符合前面提出的第二个要求。所以点光源是我们用来计算传递函数的最理想的物面图形。

有了 $P(y)$ 求系统的传递函数就比较方便了，只要把 $P(y)$ 进行傅里叶变换。由于发光点的频谱恒等于1，因此 $P(y)$ 的振幅频谱就是系统的振幅传递函数MTF(μ)，它的位相频谱就是系统的位相传递函数PTF(μ)。由此得到：

$$OTF(\mu) = \mathcal{F}(\mu) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(y) e^{-i2\pi\mu y} dy \quad (11-14)$$

所以光学传递函数也可以定义为点扩散函数的傅里叶变换，这是我们计算光学传递函数的基本出发点。实际应用过程中，还需要作某些具体规定。首先前面假定光学系统是空间不变线性系统，整个物平面上各点的成像质量完全相同，但实际上并不完全相同。和计算像差时采用的方式相似，我们在整个视场内取不同物高的若干物点，分别计算它们的传递函数，以此来表示整个像面的成像质量。

计算每一个像点的传递函数时，认为它们都符合空间不变线性系统的要求，即分别计算出每个像点的点扩散函数，进行傅里叶变换得到各点的传递函数。对轴外点来说点扩散函数在不同方向上并不相同，因此同一像点在不同方向上的传递函数也不同。和计算像差的情况类似，通常只计算子午和弧矢两个方向的光学传递函数，以此来代表该像点的成像质量。

前面的讨论都只限于一维的情形，讨论系统对物平面的成像性质，应该是一个二维的问题。一维的点扩散函数相当于二维情况下的线扩散函数。把发光点用无限细的发光直线来代替，它通过系统所成的像，在它的垂直方向上的强度分布称**线扩散函数**，如图11-5所示。

子午方向线扩散函数的傅里叶变换就是子午传递函数，用 OTF_t 表示，弧矢方向线扩散函数的傅里叶变换就是弧矢传递函数，用 OTF_s 表示。

二维情形的点扩散函数，应该是一个二维的函数 $I_P(y, z)$ 在 y 和 z 方向的线扩散函数和点扩散函数之间满足以下关系：

$$I_L(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_P(y, z) dz \quad (11-15)$$

$$I_L(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_P(y, z) dy \quad (11-16)$$

所以在计算光学传递函数时，还必须由点扩散函数求线扩散函数，再进行傅里叶变换，得到子午和弧矢的光学传递函数。

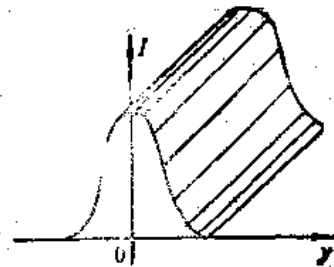


图11-5

§ 11-5 几何传递函数的计算

根据上节所说,要计算光学系统的传递函数首先要求出系统的点扩散函数,所谓点扩散函数就是星点图形的数学表示式。按几何光学的方法计算点扩散函数求出的传递函数称为几何传递函数,用物理光学的方法计算点扩散函数,求得的传递函数称为物理传递函数,这一节先介绍几何传函的计算。

我们把光学系统的入瞳面,均匀划分成许多小的区域如图11-6(a)所示,通光面所以不是圆形是由于渐变造成的,由物点通过每一个区域中心计算一条光线,每一条光线代表了一定的光能量。这些光线和像面交点所构成的图形就代表了像点的能量分布图形,如图11-6(b)所示。点的密度越大,表示能量越集中,这样的图形一般称为点列图。根据点列图的尺寸,和点的密集程度,可以在一定程度上表示系统的成像质量,同时也可以作为系统进行星点检验时的参考,因此点列图本身也是一种表示成像质量的方法。

下面我们介绍如何根据点列图计算光学系统的几何传递函数。为了计算传递函数,首先要根据点列图求出点扩散函数。按照几何光学的观点,每一条光线和像面的交点,代表一定的光能量,可以用一个 δ 函数表示。假定全部光线的总光能量为1,光线数为 N ,每条光线和像面的交点可以用如下的 δ 函数表示:

$$\frac{1}{N} \delta(y - \delta y, z - \delta z)$$

它表示位于像面上 $(\delta y, \delta z)$ 这一点的的光能。整个像点图形的点扩散函数,就是这些 δ 函数的集合,可以写成以下的形式:

$$I_P(\delta y, \delta z) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \delta(y - \delta y_j, z - \delta z_j) \quad (11-17)$$

子午线扩散函数为:

$$I_{L_t}(\delta y) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \delta(y - \delta y_j) \quad (11-18)$$

弧矢线扩散函数为:

$$I_{L_s}(\delta z) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \delta(z - \delta z_j) \quad (11-19)$$

前面我们已说过,位于坐标原点的 δ 函数的傅里叶变换恒等于1。根据傅里叶变换的平移性质,如果 $F(y)$ 的傅里叶变换为 $\mathcal{F}(\mu)$,则: $F(y - y_0)$ 的傅里叶变换应等于

$\delta(y - \delta y)$ 的傅里叶变换应为 $e^{i2\pi\mu\delta y}$ 。同时根据傅里叶变换的线性性质，若干函数和的傅里叶变换，等于每个函数傅里叶变换之和，所以上述子午和弧矢线扩散函数的傅里叶变换为：

$$\text{OTF}_i(\mu) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{i2\pi\mu\delta y_j} \quad (11-20)$$

$$\text{OTF}_s(\nu) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{i2\pi\nu\delta z_j} \quad (11-21)$$

实际计算时，必须把复指数函数变成三角函数的形式进行计算，公式 (11-20) 变为：

$$\text{OTF}_i(\mu) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \cos 2\pi\mu\delta y_j + \frac{i}{N} \sum_{j=1}^N \sin 2\pi\mu\delta y_j \quad (11-22)$$

令：

$$a_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \cos 2\pi\mu\delta y_j \quad (11-23)$$

$$b_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sin 2\pi\mu\delta y_j \quad (11-24)$$

则：

$$\text{MTF}_i(\mu) = \sqrt{a_i^2 + b_i^2} \quad (11-25)$$

$$\text{PTF}_i(\mu) = \arctg \left(\frac{b_i}{a_i} \right) \quad (11-26)$$

由于点扩散函数对 y 轴对称，因此实际计算和式 (11-23) 和 (11-24) 时，只须对入瞳的一半进行计算即可。对于弧矢传递函数，由于入瞳两半部分的对应点 δz 值大小相等，符号相反，因此对整个瞳面来说，左右两半部正弦项相互抵消，因此 $b_s \equiv 0$ ，所以只须要计算余弦项，而且同样只须要计算入瞳的一半，因此：

$$\text{MTF}_s(\nu) = \text{OTF}_s(\nu) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \cos 2\pi\nu\delta z_j \quad (11-27)$$

$$\text{PTF}_s(\nu) \equiv 0 \quad (11-28)$$

以上即为几何传递函数的计算公式。对像差比较大的系统几何传递函数和物理传递函数差别很小，一般认为波像差大于 2λ 时几何传函和物理传函基本一致。由于几何传函比物理传函计算方便得多，因此在光学设计中应用较多。

§ 11-6 波像差和瞳函数的计算

用物理光学方法计算的光学传递函数，称为物理传递函数。它的计算要比几何传递函数复杂得多，计算的步骤大体是首先求出由物点发出球面波通过光学系统以后的出射波面，即求出光学系统的波像差和瞳函数，然后根据惠更斯原理用衍射积分的方法计算像面的点扩散函

数，再对点扩散函数进行傅里叶变换，得到系统的光学传递函数。这一节首先讲波像差和瞳函数的计算。

如图11-7所示，由物点 B 发出的球面波 PP_z 经过光学系统后的出射波面为 $P'P'_z$ ，一般我们以主光线和理想像面的交点 B' 作为理想波面的球心，则任意一条光线 BPP' 的波像差为：

$$W = (PP') - (P_zP'_z)$$

我们假定主光线在第 i 种介质中的光路长为 D_{zi} ，任意一条光线在该介质中的光路长为 D_i ，则该光线的波像差为：

$$W = \sum_{i=1}^{K+1} n_i D_i - \sum_{i=1}^{K+1} n_i D_{zi} = \sum_{i=1}^{K+1} n_i (D_i - D_{zi}) \quad (11-29)$$

公式中的 D_i 和 D_{zi} 就是光路向量计算公式中的 D ，其中 D_i 为由入射波面上 P 到第一面的投射点 P_1 的距离 PP_1 ， D_{K+1} 为 P_K 到理想波面上 P' 的距离 $P_K P'$ 。

首先计算主光线，求出 $D_{z1} \cdots \cdots D_{zK+1}$ ，然后每计算一条光线求出 $D_1 \cdots \cdots D_{K+1}$ 即可按公式(11-29)求出该光线的波像差。光路计算的精度，一般要求达到十位有效数字，因为通常 D_i 小于100mm，所以 D_i 可以精确到小数后第七位，对应误差为 10^{-7} mm，不大于 $\frac{\lambda}{1000}$ 。

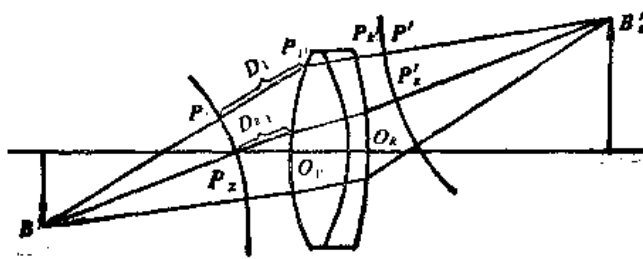


图 11-7

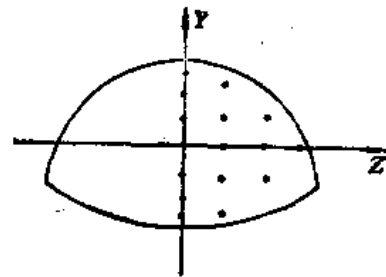


图 11-8

在整个瞳面上计算若干条光线的波像差，如图11-8所示。

由于共轴系统对子午面对称，所以只要计算一半光瞳就可以了，然后用待定系数的方法求出波像差函数的级数表示式，通常把波像差表示成出瞳坐标的幂级数，下面首先讨论这个幂级数的一般形式。

如图11-9所示， YZ 坐标面为光学系统的出瞳面， X 轴和系统的光轴重合，由于共轴系统的对称性，当物点位于子午面内，波面对称 XOY 坐标面对称，所以在幂级数中不应出现 Z 的奇次项，级数中的各项应由 $(Y^2 + Z^2)$ 和 Y 来构成，这样我们得到波像差函数展开式的一般形式如下：

$$\begin{aligned} W = & A_{10}(Y^2 + Z^2) + A_{01}Y + A_{20}(Y^2 + Z^2)^2 + A_{11}(Y^2 + Z^2)Y \\ & + A_{02}Y^2 + A_{30}(Y^2 + Z^2)^3 + A_{21}(Y^2 + Z^2)^2Y \\ & + A_{12}(Y^2 + Z^2)Y^2 + A_{03}Y^3 \\ & + A_{40}(Y^2 + Z^2)^4 + A_{31}(Y^2 + Z^2)^3Y + A_{22}(Y^2 + Z^2)Y^2 \\ & + A_{13}(Y^2 + Z^2)Y^3 + A_{04}Y^4 + \cdots \end{aligned}$$

(11-30)

前五项相当于我们前面讨论过的五种初级像差，但不出现像高 y' ，因为这里假定 y' 为常数把它合并到系数中去了，由 A_4 至 A_8 的四项为二级像差，由 A_9 至 A_{13} 的五项为三级像差，依此类推。对一般光学系统来说，取到二级像差共九项就能满足要求，有时为了适应大孔径系统的需要，也可以再增加一项 $A_{14}(Y^2 + Z^2)^2$ 。当然如果要求提高精度也可以取更多的项。

为了确定各项的系数，计算波像差的光线数至少应等于展开式的项数，一般都大于展开式的项数。根据每一条光线在出瞳面上的坐标 Y, Z 和它的波像差 W ，代入展开式(11-30)得到一个以展开式中各个系数为未知数的线性方程式，如果展开式取 n 项，计算 m 条光线的波像差，构成一个有 n 个未知数 m 个方程式的线性方程组，其中 $m > n$ 。假定未知数用列向量 $A(n)$ 表示，方程组的系数矩阵用 $B(m, n)$ 表示，波像差用列向量 $W(m)$ 表示，则方程组可以表示为：

$$W = BA \quad (11-31)$$

用最小二乘法求解上述方程组，确定各个系数 $A(n)$ ：

$$A = (B^T B)^{-1} B^T W \quad (11-32)$$

求得波像差方程之后，可以把出射波面用下列复数形式表示：

$$A(Y, Z) = a(Y, Z) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} W(Y, Z)} \quad (11-33)$$

$A(Y, Z)$ 称为瞳函数， $a(Y, Z)$ 为波面的振幅分布， $e^{i \frac{2\pi}{\lambda} W(Y, Z)}$ 为波面的位相分布，在光学设计中一般认为瞳面上光强均匀分布，并假定 $a(Y, Z) \equiv 1$ ，瞳函数变为：

$$A(Y, Z) = e^{i \frac{2\pi}{\lambda} W(Y, Z)} \quad (11-34)$$

有了瞳函数，就可以用衍射积分计算像面的点扩散函数，进一步计算光学传递函数。

§ 11-7 用两次傅里叶变换法计算光学传递函数

根据惠更斯原理，在远场近似的条件下，即由出瞳平面至像面的距离比出瞳直径大得多的情形，瞳函数为 $A(Y, Z)$ 的波面，在像面上形成的振幅分布为：

$$U(y', z') = \iint A e^{-i \frac{2\pi}{\lambda R} (yy' + zz')} dY dZ \quad (11-35)$$

公式中各个符号的意义和坐标选取如图11-10所示。 YZ 为瞳面坐标， $y'z'$ 为像面坐标， R 为理想球面波半径。

上式相当于瞳函数 $A(Y, Z)$ 的二维傅里叶变换，所以像面的振幅分布等于瞳函数的傅里叶变换。光强正比于振幅的平方，所以点扩散函数为：

$$\begin{aligned} I(y', z') &= |U(y', z')|^2 \\ &= U(y', z') U^*(y', z') \end{aligned} \quad (11-36)$$

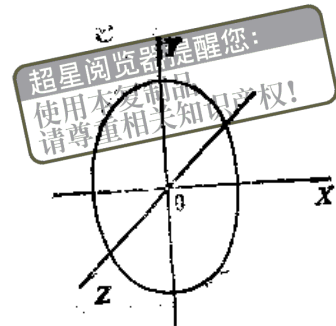


图 11-9

公式中 $U^*(y', z')$ 为 $U(y', z')$ 的共轭复数。求得点扩散函数以后,进行傅里叶变换就可得到系统的光学传递函数。所以这种计算光学传递函数的方法称为两次傅里叶变换法。

$$\text{OTF}(\mu, \nu) = \iint I(y', z') e^{-i2\pi(\mu y' + \nu z')} dy' dz' \quad (11-37)$$

前面说过,在实际应用中一般只计算子午传递函数和弧矢传递函数。令上式中 $\nu = 0$,即得到子午传递函数的公式

$$\text{OTF}_t(\mu) = \iint I(y', z') e^{-i2\pi\mu y'} dy' dz' = \int I_t(y') e^{-i2\pi\mu y'} dy' \quad (11-38)$$

$$I_t(y') = \int I(y', z') dz' \quad (11-39)$$

上式 $I_t(y')$ 为子午线扩散函数。同

理如果令公式(11-37)中 $\mu = 0$,

即得到弧矢传递函数。

$$\begin{aligned} \text{OTF}_s(\nu) &= \iint I(y', z') \\ &e^{-i2\pi\nu z'} dy' dz' = \int I_s(z') \\ &e^{-i2\pi\nu z'} dz' \quad (11-40) \end{aligned}$$

$$I_s(z') = \int I(y', z') dy' \quad (11-41)$$

$I_s(z')$ 为弧矢方向的线扩散函数。

在实际计算中我们可以直接由瞳函数 $A(Y, Z)$ 计算线扩散函数 I_t 和 I_s ,

而不经 $I(y', z')$ 。它们的计算公式如下:

$$I_t(y') = \lambda R \int |A(Y, Z)|^2 e^{-i\frac{2\pi}{\lambda R} Y y'} dY dZ \quad (11-42)$$

$$I_s(z') = \lambda R \int |A(Y, Z)|^2 e^{-i\frac{2\pi}{\lambda R} Z z'} dZ dY \quad (11-43)$$

将 I_t, I_s 分别代入公式(11-38)(11-40)即可计算子午和弧矢传递函数。在使用两次傅里叶变换法计算光学传递函数时,一般都要使用快速傅里叶变换技术,所以两次傅里叶变换法也称为快速傅里叶变换法,有关这方面的具体细节,读者可参考专门的文献。

§ 11-8 用自相关法计算光学传递函数

计算物理传递函数的另一种方法称为自相关法,这个方法的特点是它不计算点扩散函数,直接由瞳函数计算某一指定空间频率的传递函数值。

设光学系统的瞳函数为:

$$A(Y, Z) = e^{i\frac{2\pi}{\lambda} W(Y, Z)}$$

则系统的传递函数为瞳函数的自相关函数

$$\text{OTF}(\mu, \nu) = \iint A(Y, Z) A^*(Y + \lambda\mu R, Z + \lambda\nu R) dY dZ \quad (11-44)$$

A^* 代表瞳函数 A 的共轭复数。由于瞳函数在系统的通光面积以外等于零,所以积分区域只限于光瞳内部,我们设想把通光面在 Y 和 Z 轴方向分别位移 $\lambda\mu R$ 和 $\lambda\nu R$,如图11-11所示,

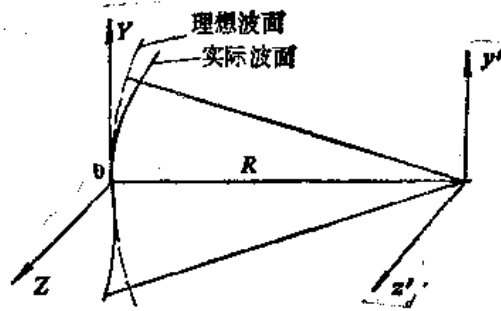


图11-10

超星浏览器提醒您:
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

实际积分区域仅限于两通光面的重叠部分, 即图中打有斜线的部分, 除此之外 $A(Y, Z)$ $A^*(Y + \lambda\mu R, Z + \lambda\nu R)$ 均为零。

把 $A(Y, Z)$ 和 $A^*(Y + \lambda\mu R, Z + \lambda\nu R)$ 代入公式 (11-44) 得:

$$\text{OTF}(\mu, \nu) = \iint_S e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(W(Y, Z) - W(Y + \lambda\mu R, Z + \lambda\nu R))} dYdZ \quad (11-45)$$

积分区域 S 为上述两通光面的重叠部分。一般把 $\text{OTF}(0, 0)$ 规范化为 1, 由上式可以得到:

$$\text{OTF}(0, 0) = S$$

S 为光瞳的实际通光面积, 因此规范化以后的 OTF 公式为:

$$\text{OTF}(\mu, \nu) = \frac{1}{S} \iint_S e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(W(Y, Z) - W(Y + \lambda\mu R, Z + \lambda\nu R))} dYdZ \quad (11-46)$$

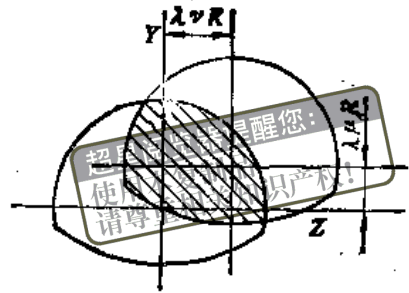


图11-11

以上公式中令 $\nu = 0$ 或令 $\mu = 0$ 分别得到子午和弧矢传递函数的公式。如果我们只要计算某一特定空间频率的传递函数值, 使用自相关法比两次傅里叶变换法方便, 如果要计算整个传递函数曲线, 则应用两次傅里叶变换法比较方便。

§ 11-9 白光传递函数

上面的讨论均限于同一波长的单色光, 称为单色光传递函数。在白光的情形, 像面上的点扩散函数应该是各色光点扩散函数的积分:

$$I_w(y', z') = \int_0^{\infty} \omega_\lambda I_\lambda(y', z') d\lambda \quad (11-47)$$

以上公式中, $I_w(y', z')$ 为白光的点扩散函数, $I_\lambda(y', z')$ 为 λ 光波的点扩散函数, ω_λ 为 λ 波长光的权因子。它和下列因素有关:

$$\omega_\lambda = S_\lambda T_\lambda R_\lambda \quad (11-48)$$

其中 S_λ 为光源的规范化强度分布函数; T_λ 为系统的规范化透过率; R_λ 为接收器的规范化灵敏度。

根据光学传递函数的定义, 白光点扩散函数 $I_w(y', z')$ 的傅里叶变换, 就是白光传递函数 $\text{OTF}_w(\mu, \nu)$, 因此有:

$$\begin{aligned} \text{OTF}_w(\mu, \nu) &= \iint I_w(y', z') e^{i2\pi(\mu y' + \nu z')} dy' dz' \\ &= \iint e^{i2\pi(\mu y' + \nu z')} \int_0^{\infty} \omega_\lambda I_\lambda(y', z') d\lambda dy' dz' \end{aligned}$$

对上式改变积分顺序得到

$$\text{OTF}_\lambda(\mu, \nu) = \int_0^\infty \omega_\lambda \left[\iint I_\lambda(y', z') e^{i2\pi(\mu y' + \nu z')} dy' dz' \right] d\lambda$$

上式〔 〕中为单色光的传递函数 $\text{OTF}_\lambda(\mu, \nu)$ ，代入上式得到：

$$\text{OTF}_w(\mu, \nu) = \int_0^\infty \omega_\lambda \text{OTF}_\lambda(\mu, \nu) d\lambda \quad (11-49)$$

上式表明白光的传递函数等于加权的单色光传递函数在整个波长范围的积分，公式中 ω_λ 为规范化因子，规范化条件为：

$$\int_0^\infty \omega_\lambda d\lambda = 1$$

根据上面的讨论，计算白光传递函数可以有两种方法：一种是按公式(11-47)先求出白光的点扩散函数，然后由点扩散函数进行傅里叶变换得到白光传递函数；另一种是先求出单色光的传递函数，然后对单色光传递函数按公式(11-49)进行加权积分，得到白光传递函数。目前实际使用得较多的是在后一种方法基础上，作进一步简化，得出一种近似的白光传递函数公式，按这种公式进行计算白光传递函数。

简化的方法是，在整个波长范围内，选取若干个波长，来代替整个波长范围。把对整个波长范围的加权积分，改为对若干波长的加权求和。如果选取 N 个波长，则有：

$$\text{OTF}_w = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_{\lambda_i} \text{OTF}_{\lambda_i}}{\sum_{i=1}^N \omega_{\lambda_i}} \quad (11-50)$$

由于 OTF 是复数，因此对上式进行计算时，必须分别对 OTF_{λ_i} 的实数部分和虚数部分加权求和得出 OTF_w 的实数部分和虚数部分，然后才能求出白光的 MTF_w 和 PTF_w 。

究竟选用多少个波长要根据系统的有效波长范围以及要求的计算精度而定。一般最少选三种波长，即一种校正单色像差的中间波长和两种消色差谱线的波长。

§ 11-10 光学传递函数的应用

光学传递函数能全面地代表一个光学系统的成像质量，它使我们在设计完成以后，用不着进行试制就能比较具体地了解光学系统的实际成像性能，因此它逐渐成为光学设计中评价像质的主要方法。但是由于光学传递函数计算量比较大，而且它和系统结构参数之间的关系十分复杂，不容易找到它们之间的规律性，因此在设计过程中仍然主要采用几何像差。当我们把几何像差校正到一定程度以后，计算它的光学传递函数，根据光学传递函数确定系统的成像质量是否满足使用要求。如果不满足则重新校正像差，把像差校正得更小，再计算传递函数，直到满足使用要求为止。一般认为，决定成像质量的主要是对比传递函数(MTF)，因此通常只给出系统的MTF。目前最常用的方式是给出若干视场的子午和弧矢对比传递函

数MTF_g和MTF_p曲线，用它们来代表系统的成像质量。例如图11-12为某一投影物镜的子午和弧矢几何传递函数曲线，图11-13为同一物镜的物理传递函数曲线。两图比较可以看到，该物镜的几何传函和物理传函相当接近。由于几何传函的计算量比物理传函小得多，因此在设计过程中往往只计算几何传函，到最后设计阶段才计算物理传函。

传递函数曲线在光学设计中有以下用途：

(1) 确定不同对比度的目标，经光学系统成像以后，用不同的接收器接收时能达到的实际分辨率。

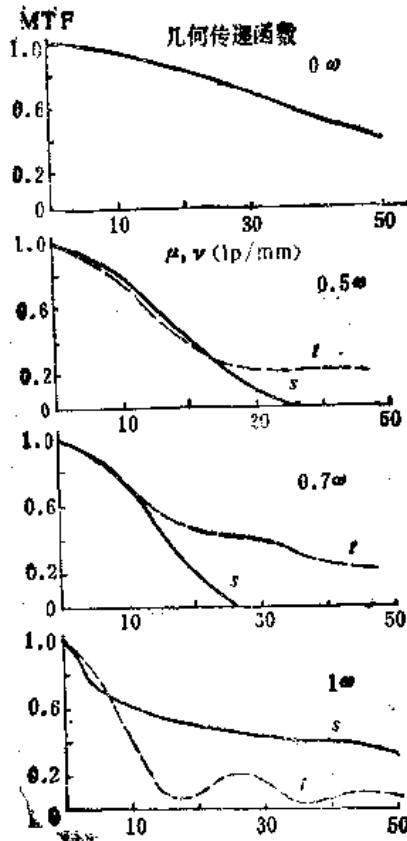


图11-12

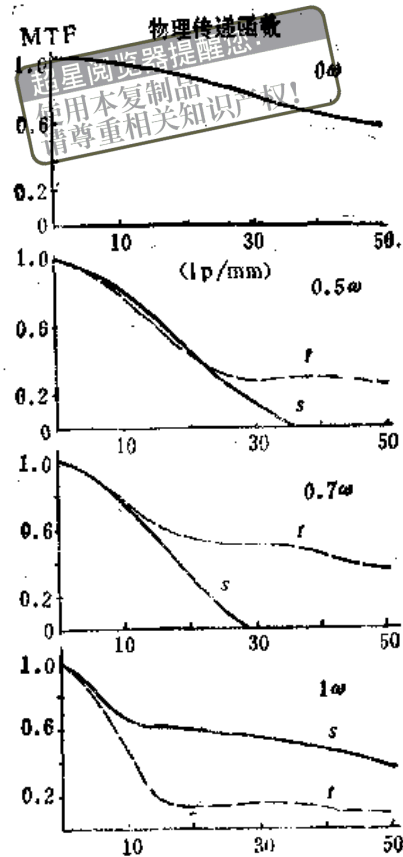


图11-13

根据对比传递函数的定义，如果目标的对比度 $K_{o,b} = 1$ ，则 $MTF(\mu)$ 代表不同空间频率 μ 的目标经过系统后所成像的对比 $K_{i,b}$ 。如果目标对比不等于1，则有：

$$K_{i,b} = MTF(\mu) K_{o,b} \quad (11-5i)$$

接收器的性能一般用它的阈值曲线 $R(\mu)$ 表示，它代表该接收器能够分辨不同空间频率的像所必须的最小对比度。例如图11-14中为某种感光胶片的阈值曲线。根据 $K_{o,b}$ ， $MTF(\mu)$ ， $R(\mu)$ 就能确定相应的分辨率。

首先作出光学系统所成像的对比度曲线，

$$K_{i,b}(\mu) = K_{o,b} MTF(\mu)$$

然后在同一图形上作出阈值曲线 $R(\mu)$ ，两曲线的交点对应的空间频率 μ_0 ，即为系统的分辨率。实际应用中，并不这样做，而是作出光学传递函数曲线 $MTF(\mu)$ ，然后再把 $(R(\mu)/K_{o,b})$

曲线作在同一图上，如图11-15所示。两曲线交点对应的空间频率 μ_0 ，也就是系统的分辨率。

如果要确定不同对比目标的分辨率，可以在同一图形上作出新的 $(R(\mu)/K_0)$ 曲线，图11-15中给出了两个不同对比 $K_1 = 1$ ， $K_2 = 0.5$ 对应的分辨率值。

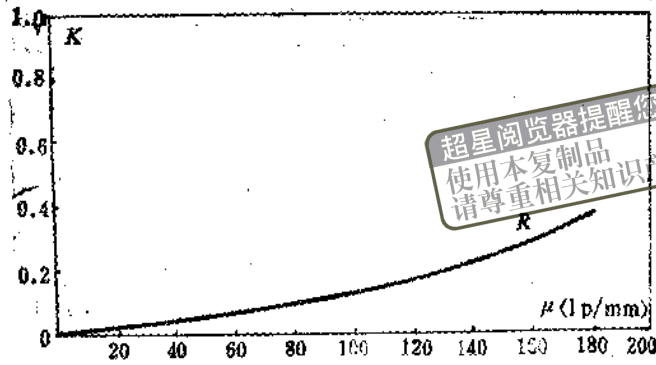


图11-14

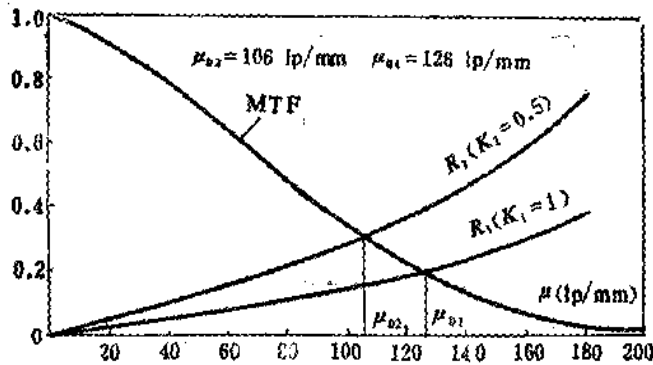


图11-15

(2) 用来指导进一步校正像差的方向。例如由图11-13中给出的传递函数的曲线看到，轴外0.5视场的子午和弧矢传函比较接近，而0.7视场弧矢传函很快下降，但全视场的弧矢传函反而上升。因此可以用适当降低全视场的弧矢像差的要求，来改善0.7视场弧矢像差的校正。对于子午像差则相反，可以降低0.7视场的像差要求而改善全视场的像差校正。

另外还可以根据光学传递函数曲线，确定合理的像差平衡方案。例如对电视摄像机来说，电子枪的扫描总行数约为600行，相当于300线对(lp)。如果使25.4mm的摄像管，画面尺寸为 $15 \times 20 \text{mm}^2$ ，则高低方向摄像管的最高分辨率为：

$$\mu_{max} = \frac{300 \text{lp}}{15 \text{mm}} = 20 \text{lp/mm}$$

空间频率高于 μ_{max} 不可能分辨。因此在设计光学系统时，应尽可能提高极限频率 μ_{max} 以下空间频率的传递函数值，而对高于极限频率的传递函数可以不加考虑。例如图11-16中的两条传函曲线a和b。则对电视摄像机来说b优于a，因为在 μ_{max} 空间频率之内，b的MTF值比a有明显的提高。但是在 μ_{max} 以上的高频区内，b要比a差，然而这对电视摄像质量并无

帮助。这两种不同的MTF曲线，对应着两种不同的像差平衡状态，图11-17中的两条垂轴像差曲线a和b，分别和图11-16中的两条传函曲线a和b对应。因此我们在设计电视摄像物镜时应采用垂轴像差曲线b的像差平衡方式。利用这种方法，可以使电视摄像物镜的质量得到提高。

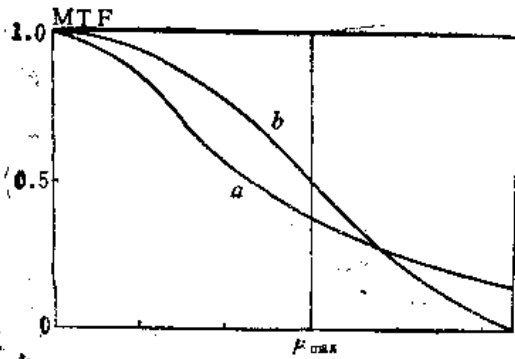


图11-16

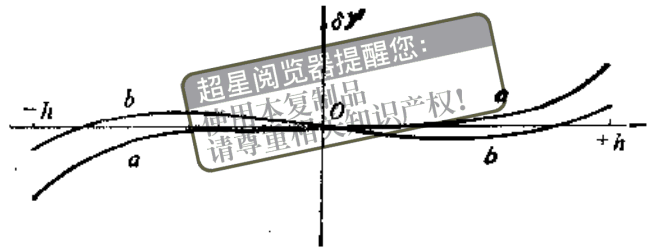


图11-17

除了用MTF曲线表示系统的成像质量而外，为了简化，对一定用途的光学系统，有时也采用若干指定空间频率的MTF值来代表它们的成像质量，称为特征频率。例如对一般照相物镜用10和30lp/mm空间频率的传递函数值代表它的成像质量，并且取轴上和0.7两个视场，表11-1为日本照相物镜的质量检验标准。

表11-1

孔径	视场	空间频率	
		10lp/mm	30lp/mm
全孔径	轴上	0.6	0.3
	0.7视场	0.3	0.15
f/8	轴上	0.75	0.4
	0.7视场	0.4	0.25

对电视摄像物镜一般用它的极限空间频率（扫描总行数/2×摄像面的高），和1/2极限频率对应的传递函数值来表示它的质量。

附录一 几何光学的基本公式

本书认为读者已具备几何光学的基础，因此一般几何光学的内容不再重复。但是光学设计是建立在几何光学基础上的，很多几何光学的公式将被经常引用。为便于对照，本附录给出几何光学的基本公式，这些公式所用的文字符号与国防工业出版社1979年或1988年出版的“应用光学”相一致。公式的推导和说明可参考该书的有关章节。

1. 折射定律的向量形式

$$n\mathbf{Q} \times \mathbf{N} = n'\mathbf{Q}' \times \mathbf{N} \quad (\text{附-1})$$

\mathbf{Q} 、 \mathbf{Q}' 表示入射和折射光线方向的单位向量， \mathbf{N} 代表折射面法线的单位向量， n 、 n' 为入射和折射空间介质的折射率，如图1所示。

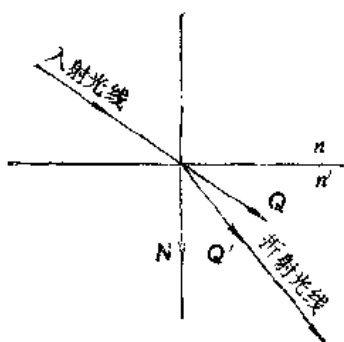


图 1

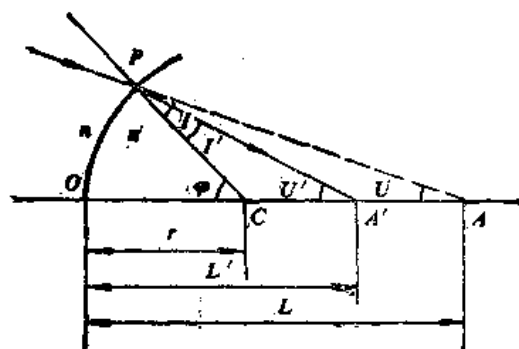


图 2

2. 共轴球面系统过光轴截面内光路计算的三角公式

入射光线的位置用球面顶点 O 与光线和光轴交点 A 的距离 L ，以及光线和光轴之间的夹角 U 表示，相应的出射光线位置用 L' 、 U' 表示，公式中各参数的意义都标注在图2中。

$$\sin I = \frac{L-r}{r} \sin U \quad (\text{附-2})$$

$$\sin I' = \frac{n}{n'} \sin I \quad (\text{附-3})$$

$$U' = U + I - I' \quad (\text{附-4})$$

$$L' = r + \frac{r \sin I'}{\sin U'} \quad (\text{附-5})$$

过渡公式

$$U_2 = U_1', \quad L_2 = L_1' - d_1' \quad (\text{附-6})$$

公式中各参数的几何意义如图3所示。

为了使公式能普遍适用于各种情况，必须给公式中所有的线段和角度参数规定一套符号

规则。首先规定线段和角度的坐标方向。

1) 线段：和一般数学中所采用的坐标一样，规定由左向右为正，由下向上为正，反之则为负，如图4所示。

2) 角度：一律以锐角来度量，规定顺时针转为正，逆时针转为负。如图5所示。

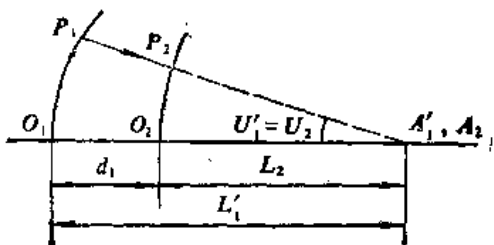


图 3

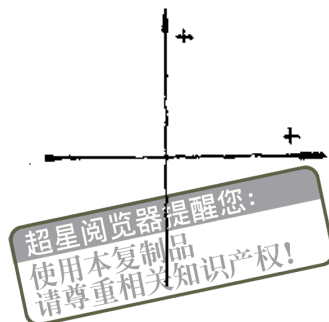


图 4

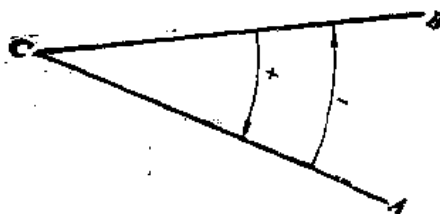


图 5

为了确定某一个线段或角度的符号，除了规定坐标方向外，还要规定线段的计算起点和角度的转动起始轴。下面给出上述公式中各量的计算起点或起始轴。

L 、 L' ——以球面顶点为起点，到光线和光轴的交点；

r ——以球面顶点为起点到球心；

d ——按计算顺序由前一面的顶点起，到下一面顶点；

U 、 U' ——以光轴为起始轴转到光线；

I 、 I' ——以光线为起始轴转到法线。

3. 近轴光路计算公式 如果对光路计算公式（附-2）～（附-6）求 U 、 I 、 U' 、 I' 同时趋近于零的极限，也就是将以上公式中这些角度的正弦直接用角度代替，就得到近轴光线的光路计算公式。为了和一般角度相区别，把代表这些角度的无限小量用相应的小写字母 u 、 i 、 u' 、 i' 表示，对应的 L 和 L' 值用 l 和 l' 表示。相应的公式如下：

$$i = \frac{l - r}{r} u \quad \text{(附-7)}$$

$$i' = \frac{n}{n'} i \quad \text{(附-8)}$$

$$u' = u + i - i' \quad \text{(附-9)}$$

$$l' = r + \frac{ri'}{u'} \quad (\text{附-10})$$

$$u_2 = u_1'; \quad l_2 = l_1' - d_1 \quad (\text{附-11})$$

在上面的公式中，近轴光线的位置同样用球面顶点到光线和光轴交点的距离 l 、 l' ，以及光线和光轴的夹角 u 、 u' 表示。有时采用光线和球面的交点到光轴的距离 h ，以及光线和光轴的夹角 u 、 u' 表示光线位置更为方便，如图6所示。 h 的符号规则如下：

h ——以光轴为起点计算到光线的投射点 P ，向上为正，向下为负。

采用 h 、 u 、 u' 表示光线位置的近轴光路计算公式为：

$$n'u' - nu = \frac{h}{r} (n' - n) \quad (\text{附-12})$$

$$u_2 = u_1' \quad h_2 = h_1 - d_1 u_1' \quad (\text{附-13})$$

4. 单个折射球面的共轭点方程式

$$\frac{n'}{l'} - \frac{n}{l} = \frac{n' - n}{r} \quad (\text{附-14})$$

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{nl'}{n'l} \quad (\text{附-15})$$

公式中各参量的几何意义如图7所示。

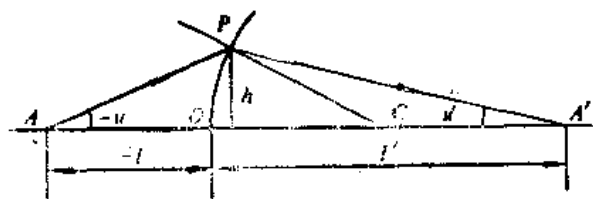


图 6

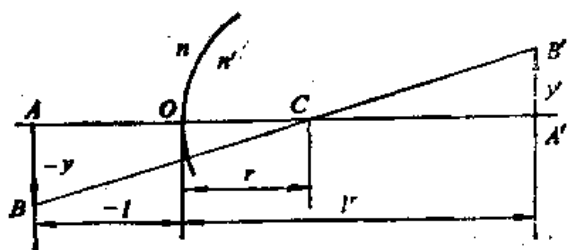


图 7

5. 共轴球面系统的共轭点方程式

① 高斯公式

$$\frac{n'}{l'} - \frac{n}{l} = \frac{n'}{f'} \quad (\text{附-16})$$

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{fl'}{f'l} \quad (\text{附-17})$$

② 牛顿公式

$$xx' = ff' \quad (\text{附-18})$$

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f'} \quad (\text{附-19})$$

公式中各参量的几何意义如图8所示。

6. 物方焦距和像方焦距之间的关系式

$$\frac{f'}{f} = -\frac{n'}{n}$$

(附-20)

7. 无限远物体理想像高计算公式

$$y' = f \operatorname{tg} \omega = -\frac{n}{n'} f' \operatorname{tg} \omega$$

(附-21)

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

公式中各参量的几何意义如图9所示。

8. 共轴球面系统中，任意物平面通过系统成像时，物像之间存在的普遍关系式

$$nyu = n'y'u' \quad (\text{附-22})$$

$$\alpha = \frac{dx'}{dx} = \frac{nu^2}{n'u'^2} \quad (\text{附-23})$$

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{nu}{n'u'} \quad (\text{附-24})$$

$$\gamma = \frac{u'}{u} = \frac{\beta}{\alpha} \quad (\text{附-25})$$

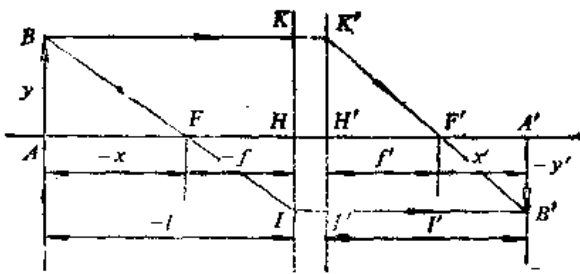


图 8

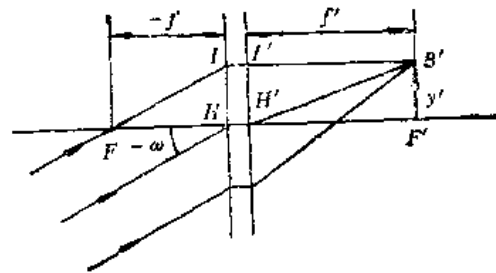


图 9

公式中各参量的几何意义如图10所示。

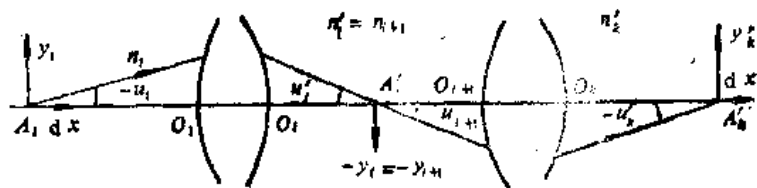


图 10

以上公式中 α 、 β 、 γ 分别称为轴向放大率、垂轴放大率和角放大率。

在上面所有公式中新出现的有关参数的符号规则如下：

l 、 l' ——对共轴球面系统来说，分别以物方和像方主点为计算起点到物点和像点。对单个折光球面来说，以球面顶点为计算起点到物点和像点。

y, y' ——以光轴为计算起点分别到轴外物点和像点。

x, x' ——分别以物方焦点和像方焦点为计算起点到物点和像点。

dx, dx' ——分别为物点和像点微小的轴向移动量，向右移动为正，向左移动为负。

f, f' ——分别以物方和像方主点为计算起点到物方和像方焦点。

θ ——以光轴为起始轴转到光线。

超星数字图书馆提醒您：
图书本复制品
请尊重相关知识产权！

附录二 双胶合薄透镜参数表(王冕玻璃在前)

提醒您：
超量复制品
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

参数	n_1	K7 1.5147 60.6										
		C	0.0150	0.0150	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250
F2	P_0	2.06	0.33	-1.08	-1.67	-2.34	-3.07	-4.32	-6.81	-13.55	-52.49	-212.3
1.6728	φ_1	1.1416	2.0852	2.3632	2.4626	2.5569	2.6513	2.7528	2.8287	2.8904	4.9157	7.2745
36.9	Q_0	-1.97	-4.52	-5.40	-5.70	6.00	-6.30	-6.76	-7.53	-9.09	-13.97	-22.71
F5	P_0	2.06	0.48	-0.81	-1.35	-1.95	-2.62	-3.75	-6.05	-12.12	-47.23	-190.7
1.6212	φ_1	1.1322	2.0129	2.2772	2.3653	2.4534	2.5415	2.6276	2.8938	3.3342	4.6554	6.8575
35.9	Q_0	-1.64	-4.30	-5.12	-5.40	-5.68	-5.96	-6.39	-7.10	-8.56	-13.12	-21.27
BaF7	P_0	2.05	-1.02	-3.59	-4.68	-5.91	-7.27	-9.58	-14.23	-26.96	-101.9	-416.7
1.6140	φ_1	1.1706	2.3503	2.7064	2.8240	2.9417	3.0594	3.2050	3.6300	4.1184	5.8834	8.8252
40.0	Q_0	-1.77	5.36	-6.48	-6.86	-7.24	-7.63	-8.21	-9.19	-11.19	-17.48	-23.83
BaF8	P_0	2.05	-0.78	-3.15	-4.15	-5.28	-6.52	-8.64	-12.90	-24.54	-92.81	-378.4
1.6259	φ_1	1.1654	2.2675	2.5981	2.7083	2.8186	2.9288	3.0941	3.3096	3.9206	5.5737	8.3289
39.1	Q_0	-1.74	5.09	-6.15	-6.50	-6.86	-7.22	-7.76	-8.68	-10.55	-16.45	-27.08
ZF1	P_0	2.06	0.77	-0.28	-0.72	-1.21	-1.75	-2.67	-4.50	-9.41	-37.37	-150.5
1.6475	φ_1	1.1155	1.8849	2.1157	2.1927	2.2696	2.3466	2.4620	2.6543	3.0390	4.1932	6.1167
33.9	Q_0	-1.59	-3.90	-4.62	-4.87	-5.11	-5.36	-5.73	-6.35	-7.62	-11.58	-18.67
ZF2	P_0	2.06	0.97	0.08	-0.29	-0.70	-1.16	-1.93	-3.46	-7.56	-30.75	-123.7
1.6725	φ_1	1.1031	1.7902	1.9863	2.0650	2.1338	2.2025	2.3055	2.4773	2.8208	3.8515	5.5612
32.2	Q_0	-1.55	-3.61	-4.25	-4.47	-4.69	-4.90	-5.23	-5.79	-6.92	-10.44	-16.75
ZF3	P_0	2.07	1.26	0.60	0.32	0.01	-0.33	-0.89	-2.02	-5.03	-21.80	-87.90
1.7172	φ_1	1.0863	1.6611	1.8335	1.8910	1.9485	2.0060	2.0922	2.2359	2.5233	3.3856	4.8226
29.5	Q_0	-1.50	-3.21	-3.75	-3.93	-4.11	-4.29	-4.56	-5.02	-5.95	-8.87	-14.08
ZF5	P_0	2.07	1.38	0.81	0.58	0.32	0.03	-0.46	-1.41	-3.96	-18.10	-73.36
1.7398	φ_1	1.0792	1.6066	1.7648	1.8176	1.8703	1.9231	2.0022	2.1340	2.3978	3.1889	4.5075
28.2	Q_0	-1.48	-3.05	-3.53	-3.70	-3.86	-4.02	-4.27	-4.69	-5.55	-8.21	-12.94
ZF6	P_0	2.07	1.44	0.92	0.70	0.46	0.19	-0.25	-1.13	-3.48	-16.41	-66.77
1.7550	φ_1	1.0756	1.5790	1.7301	1.7804	1.8308	1.8811	1.9566	2.0825	2.3342	3.0895	4.3431
27.5	Q_0	-1.47	-2.96	-3.42	-3.58	-3.74	-3.89	-4.13	-4.53	-5.34	-7.87	-12.36

参数		K ₀ 1.5153 64.1										
n ₂	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0005	0.0010	0.0025	0.0050	0.0100	0.0250	0.0500
F2	P ₀	2.05	0.94	-0.05	-0.48	-0.95	-1.48	-2.37	-4.17	-9.08	-37.69	-156.0
1.6128	φ ₁	1.0522	1.0218	2.0826	2.2696	2.3566	2.4435	2.5740	2.7914	3.2262	4.5305	6.7045
36.9	Q ₀	-1.40	-4.00	-4.81	-5.08	-5.35	-5.63	-6.04	-6.74	-8.15	-12.57	-20.40
F5	P ₀	2.05	1.02	0.10	-0.29	-0.73	-1.22	-2.05	-3.71	-8.23	-34.50	-142.7
1.6242	φ ₁	1.0490	1.8650	2.1098	2.1914	2.2730	2.3546	2.4770	2.6610	3.0890	4.3131	6.3531
35.9	Q ₀	-1.89	-3.83	-4.59	-4.84	-5.10	-5.35	-5.74	-6.40	-7.72	-11.87	-19.28
BaF6	P ₀	2.05	-3.45	-8.65	-10.92	-13.49	-16.38	-21.35	-31.51	-60.02	-296.0	-
1.6076	φ ₁	1.0986	2.7402	3.2327	3.3969	3.5611	3.7252	3.9715	4.3819	5.2027	7.6552	-
46.1	Q ₀	-1.54	-6.56	-8.16	-8.70	-9.24	-9.79	-10.62	-12.02	-14.90	-24.02	-
BaF7	P ₀	2.05	0.17	-1.53	-2.26	-3.08	-4.00	-5.57	-8.73	-17.44	-69.22	-288.1
1.6140	φ ₁	1.9639	2.1278	2.4469	2.5533	2.6597	2.7661	2.9257	3.1917	3.7236	5.3195	7.9792
40.0	Q ₀	-1.44	-4.64	-5.64	-5.98	-6.32	-6.68	-7.17	-8.04	-9.81	-15.37	-25.27
BaF8	P ₀	2.05	0.28	-1.32	-2.00	-2.77	-3.63	-5.09	-8.05	-16.18	-64.33	-267.2
1.6259	φ ₁	1.0602	2.0627	2.3634	2.4637	2.5640	2.6642	2.8146	3.0652	3.5665	5.0703	7.5766
39.1	Q ₀	-1.43	-4.44	-5.39	-5.70	-6.02	-6.34	-6.83	-7.65	-9.32	-14.57	-24.00
ZF1	P ₀	2.05	1.18	0.41	0.08	-0.28	-0.69	-1.38	-2.77	-6.52	-23.12	-116.2
1.6475	φ ₁	1.0432	1.7627	1.9786	2.0505	2.1225	2.1944	2.3023	2.4822	2.8420	3.8213	6.7201
33.9	Q ₀	-1.38	-3.52	-4.18	-4.41	-4.63	-4.86	-5.20	-5.78	-6.94	-10.60	-17.11
ZF2	P ₀	2.05	1.31	0.64	0.35	0.04	-0.31	-0.91	-2.09	-5.30	-23.64	-97.77
1.6725	φ ₁	1.0388	1.6858	1.8799	1.9447	2.0094	2.0741	2.1711	2.3329	2.6564	3.6269	6.2445
32.2	Q ₀	-1.36	-3.28	-3.88	-4.08	-4.28	-4.49	-4.79	-5.31	-6.36	-9.63	-15.47
ZF3	P ₀	2.05	1.49	0.98	0.76	0.52	0.25	-0.20	-1.10	-3.63	-17.23	-71.74
1.7112	φ ₁	1.0228	1.5793	1.7432	1.7979	1.8526	1.9072	1.9893	2.1253	2.3991	3.2193	4.5881
29.5	Q ₀	-1.35	-2.86	-3.46	-3.63	-3.80	-3.97	-4.22	-4.66	-5.53	-8.28	-13.15
ZF5	P ₀	2.06	1.57	1.13	0.94	0.73	0.50	0.11	-0.67	-2.75	-14.45	-60.66
1.7398	φ ₁	1.0202	1.5337	1.6848	1.7351	1.7855	1.8358	1.9113	2.0372	2.2890	3.0443	4.3650
28.2	Q ₀	-1.34	-2.82	-3.28	-3.43	-3.59	-3.74	-3.98	-4.37	-5.18	-7.69	-12.15
ZF6	P ₀	2.06	1.61	1.20	1.08	0.83	0.62	0.26	-0.46	-2.39	-13.17	-55.58
1.7550	φ ₁	1.0289	1.5105	1.6550	1.7032	1.7513	1.7995	1.8717	1.9921	2.2329	2.9551	4.1594
27.5	Q ₀	-1.34	-2.75	-3.19	-3.33	-3.48	-3.63	-3.85	-4.23	-5.00	-7.39	-11.54

参数 π_2	C	K10 1.9101 98.9										
		0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0005	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
F2 1.6128 36.9	P_0 φ_1 Q_0	2.08 1.1954 -1.82	-0.01 2.1833 -4.80	-1.03 2.4796 -5.72	-2.30 2.5784 -6.04	-3.05 2.6772 -6.35	-3.88 2.7760 -6.67	-5.29 2.9242 -7.14	-8.09 3.1712 -7.95	-15.00 3.6651 -9.58	-59.03 5.1470 -14.69	-236.1 7.6168 -23.83
F5 1.6247 35.9	P_0 φ_1 Q_0	2.03 1.1818 -1.78	0.17 2.1011 -4.55	-1.29 2.3769 -5.41	-1.90 2.4689 -5.70	-2.59 2.5608 -5.99	-3.34 2.6528 -6.29	-4.61 2.7907 -6.73	-7.14 3.0205 -7.48	-13.95 3.4802 -8.99	-52.85 4.8592 -13.75	-211.0 7.1576 -22.25
BaP7 1.6140 40.0	P_0 φ_1 Q_0	2.01 1.2465 -1.97	-1.75 2.4931 -5.77	-4.80 2.8670 -6.96	-6.08 2.9917 -7.36	-7.52 3.1164 -7.77	-9.17 3.2410 -8.18	-11.83 3.4280 -8.79	-17.26 3.7396 -9.83	-32.07 4.3029 -11.95	-118.8 6.2328 -18.83	-81.0 9.3492 -30.87
BaF8 1.6259 39.1	P_0 φ_1 Q_0	2.01 1.2300 -1.92	-1.44 2.3931 -5.46	-4.22 2.7421 -6.58	-5.40 2.8584 -6.95	-6.70 2.9747 -7.33	-8.16 3.0910 -7.71	-10.62 3.2655 -8.28	-15.56 3.5363 -9.25	-29.00 4.1378 -11.23	-107.4 5.8825 -17.47	-433.5 8.7903 -28.71
ZF1 1.6475 33.9	P_0 φ_1 Q_0	2.03 1.1579 -1.71	0.52 1.9568 -4.11	-0.66 2.1882 -4.85	-1.15 2.2761 -5.10	-1.70 2.3560 -5.38	-2.30 2.4358 -5.61	-3.32 2.5556 -6.00	-5.34 2.7553 -6.64	-10.76 3.1546 -7.96	-41.41 4.3527 -12.07	-164.7 5.3494 -19.43
ZF2 1.6725 32.2	P_0 φ_1 Q_0	2.04 1.1404 -1.65	0.77 1.8508 -3.78	-0.22 2.0639 -4.44	-0.64 2.1349 -4.67	-1.09 2.2059 -4.89	-1.60 2.2770 -5.12	-2.45 2.3855 -5.46	-4.13 2.5611 -6.03	-8.62 2.9163 -7.19	-23.84 3.9818 -10.84	-134.3 5.7576 -17.35
ZF3 1.7172 29.5	P_0 φ_1 Q_0	2.05 1.1168 -1.58	1.11 1.7078 -3.34	0.36 1.8852 -3.89	0.07 1.9448 -4.07	-0.26 2.0034 -4.26	-0.63 2.0625 -4.44	-1.25 2.1511 -4.72	-2.48 2.2909 -5.20	-5.73 2.5944 -6.16	-23.75 3.4809 -9.16	-94.40 4.9584 -14.50
ZF5 1.7398 28.2	P_0 φ_1 Q_0	2.05 1.1070 -1.56	1.25 1.6480 -3.16	0.63 1.8108 -3.66	0.37 1.8644 -3.82	0.09 1.9185 -3.99	-0.22 1.9726 -4.16	-0.75 2.0538 -4.42	-1.79 2.1890 -4.85	-4.53 2.4596 -5.72	-19.65 3.2711 -8.45	-78.39 4.6237 -13.29
ZF6 1.7550 27.5	P_0 φ_1 Q_0	2.05 1.1020 -1.54	1.32 1.6179 -3.08	0.75 1.7726 -3.54	0.51 1.8242 -3.70	0.25 1.8757 -3.86	-0.04 1.9273 -4.02	-0.62 2.0047 -4.26	-1.47 2.1337 -4.67	-3.99 2.3916 -5.50	-17.72 3.1654 -8.09	-71.18 4.4550 -12.69

		BaK1 1.5302 00.5											
参数		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
F2	P ₀	1.07	0.58	-0.55	-1.03	-1.50	-2.14	-3.04	-5.12	-10.49	-41.28	-166.7	
1.6128	φ ₁	1.1448	2.0905	2.3743	2.4689	2.5635	2.6581	2.8000	3.0365	3.5096	4.9284	7.2033	
36.9	Q ₀	-1.64	-4.48	-5.29	-5.58	-5.88	-6.17	-6.61	-7.35	-8.86	-13.57	-21.93	
F3	P ₀	1.97	0.61	-0.50	-0.97	-1.49	-2.07	-3.04	-4.99	-10.25	-40.39	-163.1	
1.6164	φ ₁	1.1418	2.0881	2.3460	2.4387	2.5313	2.6240	2.7630	2.9946	3.4578	4.8475	7.1638	
36.6	Q ₀	-1.03	-4.36	-5.21	-5.49	-5.78	-6.07	-6.50	-7.23	-8.71	-13.32	-21.52	
F4	P ₀	1.97	0.63	-0.45	-0.91	-1.42	-1.99	-2.94	-4.84	-9.99	-39.41	-159.1	
1.6199	φ ₁	1.1327	2.0462	2.3185	2.4092	2.5000	2.5907	2.7268	2.9537	3.4075	4.7687	7.0375	
36.3	Q ₀	-1.62	-4.30	-5.13	-5.41	-5.69	-5.97	-6.39	-7.11	-8.56	-13.08	-21.12	
F5	P ₀	1.97	0.68	-0.38	-0.82	-1.31	-1.86	-2.78	-4.62	-9.58	-37.93	-153.0	
1.6242	φ ₁	1.1349	2.0178	2.2827	2.3710	2.4593	2.5476	2.6800	2.9008	3.3422	4.6666	6.8738	
35.9	Q ₀	-1.61	-4.21	-5.02	-5.29	-5.57	-5.84	-6.25	-6.95	-8.36	-12.76	-20.39	
F7	P ₀	1.97	0.67	-0.40	-0.84	-1.34	-1.89	-2.82	-4.67	-9.67	-38.19	-153.9	
1.6361	φ ₁	1.1304	1.9837	2.2397	2.3259	2.4103	2.4956	2.6236	2.8369	3.2636	4.5435	6.6766	
36.4	Q ₀	-1.60	-4.11	-4.90	-5.16	-5.42	-5.69	-6.09	-6.76	-8.13	-12.40	-20.02	
BaF7	P ₀	1.97	-0.52	-2.38	-3.46	-4.44	-5.53	-7.38	-11.09	-21.23	-80.57	-328.0	
1.6140	φ ₁	1.1804	2.3603	2.7151	2.8331	2.9512	3.0692	3.2463	3.5414	4.1317	5.9024	8.8536	
40.0	Q ₀	-1.74	-5.25	-6.35	-6.72	-7.09	-7.46	-8.02	-8.97	-10.90	-16.95	-27.79	
BaF8	P ₀	1.97	-0.37	-2.31	-3.13	-4.05	-5.07	-6.80	-10.27	-19.74	-74.95	-304.4	
1.6259	φ ₁	1.1690	2.2744	2.6060	2.7165	2.8271	2.9376	3.1034	3.3798	3.9825	5.5965	8.3540	
39.1	Q ₀	-1.71	-5.00	-6.02	-6.37	-6.72	-7.07	-7.59	-8.48	-10.30	-15.98	-26.17	
ZF1	P ₀	1.98	0.88	0.00	-0.37	-0.79	-1.24	-2.01	-3.54	-7.65	-30.94	-124.6	
1.6415	φ ₁	1.1178	1.8889	2.1202	2.1975	2.2744	2.3515	2.4671	2.6599	3.0454	4.2020	6.1296	
33.9	Q ₀	-1.58	-3.83	-4.53	-4.77	-5.01	-5.25	-5.61	-6.21	-7.44	-11.29	-18.13	
ZI2	P ₀	1.98	1.03	0.27	-0.05	-0.41	-0.80	-1.46	-2.77	-6.23	-28.04	-104.8	
1.6725	φ ₁	1.1052	1.7936	2.0001	2.0689	2.1378	2.2066	2.3099	2.4819	2.8261	3.8587	5.5796	
32.2	Q ₀	-1.53	-3.54	-4.17	-4.38	-4.59	-4.81	-5.13	-5.67	-6.77	-10.19	-16.29	
ZF3	P ₀	1.98	1.26	0.68	0.44	0.17	-0.13	-0.63	-1.62	-4.28	-18.83	-76.51	
1.7172	φ ₁	1.0880	1.6637	1.9364	1.8940	1.8516	2.0091	2.0955	2.2394	2.5273	3.3909	4.8307	
29.5	Q ₀	-1.47	-3.15	-3.67	-3.85	-4.08	-4.20	-4.47	-4.92	-5.83	-8.87	-13.73	
ZF4	P ₀	1.98	1.38	0.88	0.68	0.45	0.20	-0.22	-1.06	-3.27	-15.49	-63.08	
1.7280	φ ₁	1.0812	1.6130	1.7725	1.8257	1.8788	1.9320	2.0118	2.1447	2.4106	3.2681	4.5375	
28.3	Q ₀	-1.46	-3.00	-3.48	-3.64	-3.80	-3.97	-4.21	-4.62	-5.46	-8.07	-12.69	
ZF5	P ₀	1.98	1.37	0.86	0.65	0.42	0.17	-0.26	-1.11	-3.37	-15.85	-64.44	
1.7398	φ ₁	1.0807	1.6089	1.7674	1.8202	1.8730	1.9258	2.0051	2.1371	2.4012	3.1935	4.5140	
28.2	Q ₀	-1.45	-2.99	-3.46	-3.62	-3.79	-3.95	-4.19	-4.60	-5.43	-8.03	-12.63	
ZF6	P ₀	1.98	1.42	0.95	0.76	0.54	0.30	-0.09	-0.88	-2.96	-14.44	-58.98	
1.7550	φ ₁	1.0770	1.5812	1.7325	1.7829	1.8332	1.8837	1.9593	2.0854	2.3375	3.0937	3.3541	
27.5	Q ₀	-1.44	-2.90	-3.36	-3.51	-3.66	-3.82	-4.05	-4.44	-5.23	-7.70	-12.08	

参数 #2	#1	BaK2 1.5399 59.7										
		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250
F2	P ₀	1.92	0.61	-0.44	-0.88	-1.37	-1.91	-2.82	-4.64	-9.54	-37.49	-150.6
1.6128	F ₁	1.1691	2.1353	2.4231	2.5218	2.6184	2.7150	2.8099	3.1016	3.5846	5.0339	7.4494
56.9	Q ₀	-1.69	-4.50	-5.37	-5.86	-5.96	-6.25	-6.69	-7.44	-8.95	-3.65	-21.97
F5	P ₀	1.92	0.68	-0.39	-0.72	-1.18	-1.69	-2.54	-4.25	-8.84	-34.92	-140.1
1.6242	F ₁	1.1576	2.0581	2.3283	2.4183	2.5084	2.5984	2.7235	2.9586	3.4089	4.7598	7.0109
35.9	Q ₀	-1.65	-4.28	-5.09	-5.36	-5.63	-5.91	-6.32	-7.02	-8.43	-12.83	-20.62
BaF7	P ₀	1.91	-0.47	-2.41	-3.23	-4.15	-5.17	-6.90	-10.36	-19.77	-74.56	-301.5
1.6110	F ₁	1.2121	2.4243	2.7830	2.9092	3.0304	3.1516	3.3335	3.6365	4.2426	6.0609	9.0913
40.0	Q ₀	-1.81	-5.37	-6.47	-6.35	-7.22	-7.60	-8.16	-9.12	-11.06	-17.13	-27.97
BaF8	P ₀	1.91	-0.36	-2.20	-2.98	-3.85	-4.82	-6.45	-9.73	-18.62	-70.24	-283.5
1.6259	F ₁	1.1933	2.3314	2.6714	2.7847	2.8980	3.0113	3.1813	3.4646	4.0311	5.7309	8.5637
39.1	Q ₀	-1.77	-5.10	-6.13	-6.48	-6.83	-7.19	-7.72	-8.61	-10.43	-16.14	-26.33
ZF1	P ₀	1.92	0.86	0.02	-0.33	-0.72	-1.16	-1.88	-3.33	-7.19	-28.99	-116.2
1.6478	F ₁	1.1373	1.9217	2.1570	2.2855	2.3139	2.3923	2.5100	2.7061	3.0983	4.2750	6.2361
33.9	Q ₀	-1.60	-3.88	-4.58	-4.82	-5.06	-5.30	-5.66	-6.27	-7.50	-11.33	-18.14
ZF2	P ₀	1.93	0.97	0.26	-0.05	-0.39	-0.78	-1.39	-2.64	-5.98	-24.39	-98.89
1.6725	F ₁	1.1223	1.8213	2.0311	2.1019	2.1709	2.2408	2.3456	2.5204	2.8699	3.9184	5.6680
32.2	Q ₀	-1.55	-3.58	-4.21	-4.42	-4.68	-4.85	-5.17	-5.71	-6.81	-10.23	-16.30
ZF3	P ₀	1.93	1.21	0.65	0.41	0.15	-0.14	-0.62	-1.58	-4.12	-18.17	-73.03
1.7172	F ₁	1.1020	1.6852	1.8601	1.9185	1.9768	2.0351	2.1226	2.2684	2.5599	3.4347	4.8126
29.5	Q ₀	-1.49	-3.18	-3.70	-3.87	-4.05	-4.23	-4.49	-4.94	-5.85	-8.69	-13.72
ZF4	P ₀	1.93	1.39	0.85	0.65	0.48	0.18	-0.23	-1.03	-3.16	-14.38	-60.28
1.7280	F ₁	1.0841	1.6322	1.7936	1.8474	1.9012	1.9550	2.0357	2.1703	2.4393	3.2464	4.5915
28.3	Q ₀	-1.47	-3.02	-3.50	-3.68	-3.82	-3.98	-4.28	-4.64	-5.48	-8.08	-12.66
ZF5	P ₀	1.93	1.32	0.82	0.62	0.39	0.14	-0.27	-1.10	-3.28	-15.27	-61.77
1.7398	F ₁	1.0915	1.6280	1.7813	1.8417	1.8952	1.9486	2.0288	2.1624	2.4296	3.2313	4.5675
28.2	Q ₀	-1.47	-3.01	-3.48	-3.64	-3.80	-3.96	-4.21	-4.62	-5.45	-8.04	-12.62
ZF6	P ₀	1.93	1.36	0.91	0.72	0.51	0.28	-0.11	-0.87	-2.89	-13.85	-56.64
1.7550	F ₁	1.0892	1.5991	1.7520	1.8030	1.8540	1.9050	1.9815	2.1089	2.3838	3.1286	4.4033
27.5	Q ₀	-1.46	-2.92	-3.37	-3.53	-3.68	-3.83	-4.06	-4.45	-5.24	-7.70	-12.06

超62.8浏览器提醒你：
使用本复制品
请重加版权！

参数 λ ₁	λ ₂	BaK3 1.5457										
		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250
F2	P ₀	1.89	1.10	0.41	0.12	-0.20	-0.56	-1.16	-2.38	-5.66	-24.53	-191.2
1.6128	φ ₁	1.0826	1.9773	2.2457	2.3352	2.4247	2.5141	2.6483	2.8720	3.3194	4.6615	6.8983
36.9	Q ₀	-1.43	-3.99	-4.78	-5.05	-5.31	-5.58	-5.98	-6.66	-8.02	-12.25	-19.69
BaF8	P ₀	1.89	0.54	-0.63	-1.13	-1.69	-2.32	-3.38	-5.50	-11.32	-45.25	-185.9
1.6259	φ ₁	1.0956	2.1317	2.4425	2.5461	2.6497	2.7533	2.9088	3.1678	3.6858	5.2399	7.8301
39.1	Q ₀	-1.46	-4.45	-5.38	-5.69	-6.00	-6.32	-6.79	-7.59	-9.21	-14.25	-23.23
ZF1	P ₀	1.90	1.20	0.61	0.36	0.08	-0.22	-0.75	-1.78	-4.58	-20.49	-84.41
1.6475	φ ₁	1.0880	1.8046	2.2066	2.0993	2.1730	2.2468	2.3571	2.5413	2.9096	4.0146	5.8562
33.9	Q ₀	-1.39	-3.50	-4.15	-4.37	-4.59	-4.81	-5.14	-5.70	-6.83	-10.34	-16.55
ZF2	P ₀	1.90	1.27	0.74	0.51	0.26	-0.01	-0.48	-1.41	-3.91	-18.03	-74.38
1.6725	φ ₁	1.0610	1.7218	1.9201	1.9862	2.0522	2.1183	2.2174	2.3827	2.7131	3.7043	5.3564
32.2	Q ₀	-1.37	-3.26	-3.84	-4.04	-4.23	-4.43	-4.78	-5.23	-6.25	-9.41	-15.00
ZF3	P ₀	1.90	1.40	0.97	0.79	0.59	0.37	-0.00	-0.74	-2.72	-13.79	-57.36
1.7172	φ ₁	1.0513	1.6077	1.7746	1.8302	1.8858	1.9415	2.0249	2.1640	2.4422	3.2767	4.6675
29.5	Q ₀	-1.34	-2.92	-3.41	-3.58	-3.74	-3.91	-4.16	-4.58	-5.43	-8.08	-12.78
ZF5	P ₀	1.90	1.47	1.09	0.93	0.76	0.58	0.24	-0.41	-2.14	-11.75	-49.30
1.7398	φ ₁	1.0472	1.5991	1.7126	1.7733	1.8150	1.8662	1.9429	2.0709	2.3268	3.0946	4.3742
28.2	Q ₀	-1.33	-2.78	-3.23	-3.38	-3.53	-3.68	-3.91	-4.30	-5.08	-7.51	-11.81
ZF6	P ₀	1.90	1.50	1.15	1.00	0.83	0.65	0.35	-0.26	-1.37	-10.81	-45.59
1.7550	φ ₁	1.0451	1.5344	1.6811	1.7301	1.7790	1.8279	1.9013	2.0236	2.2682	3.0021	4.2252
27.5	Q ₀	-1.32	-2.71	-3.13	-3.28	-3.42	-3.57	-3.79	-4.15	-4.90	-7.22	-11.31

		BaK5					1.5606			58.3		
	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0200	-0.0500
F2	P ₂	1.82	0.77	-0.04	-0.38	-0.75	-1.17	-1.86	-2.75	-3.95	-5.48	-7.35
1.6128	F ₁	1.2163	2.2216	2.5232	2.6237	2.7242	2.8248	2.9756	3.2269	3.7295	4.2371	4.7516
38.9	Q ₀	-1.77	-4.62	-5.49	-5.79	-6.08	-6.37	-6.82	-7.56	-8.07	-8.77	-9.34
F7	P ₂	1.82	0.72	-0.13	-0.48	-0.87	-1.30	-2.02	-3.46	-5.30	-7.56	-10.24
1.6261	F ₁	1.1910	2.0852	2.3636	2.4557	2.5458	2.6359	2.7711	2.9964	3.4470	4.0989	4.9020
35.1	Q ₀	-1.71	-4.27	-5.05	-5.32	-5.58	-5.85	-6.25	-6.93	-7.29	-7.83	-8.38
BaF1	P ₂	1.81	-0.16	-1.72	-2.37	-3.10	-3.91	-5.27	-7.99	-12.34	-18.57	-27.67
1.6140	F ₁	1.2140	2.5480	2.9709	3.0523	3.1837	3.2132	3.3443	3.5209	3.8401	4.3077	4.9500
40.0	Q ₀	-1.93	-5.67	-6.69	-7.06	-7.44	-7.82	-8.39	-9.35	-10.30	-11.31	-12.30
BaF2	P ₂	1.81	-0.18	-1.70	-2.35	-3.07	-3.87	-5.22	-7.91	-12.26	-18.49	-27.59
1.6250	F ₁	1.2026	2.4428	2.7190	2.9177	3.0364	3.1551	3.3332	3.6300	4.2207	4.9145	5.7000
38.1	Q ₀	-1.88	-5.27	-6.32	-6.67	-7.03	-7.38	-7.82	-8.82	-9.81	-10.81	-11.81
ZF1	P ₂	1.82	0.88	0.15	-0.15	-0.48	-0.84	-1.46	-2.67	-5.91	-12.08	-21.97
1.6475	F ₁	1.1743	1.9843	2.2273	2.3683	2.5393	2.7403	2.9918	3.3993	3.9693	4.7143	5.643
58.9	Q ₀	-1.65	-3.95	-4.66	-4.89	-5.13	-5.37	-5.73	-6.34	-7.36	-8.68	-10.26
ZF2	P ₂	1.83	0.97	0.31	0.04	-0.26	-0.59	-1.14	-2.23	-5.14	-11.23	-20.39
1.6725	F ₁	1.1548	1.8740	2.0818	2.1617	2.2337	2.3056	2.4135	2.5953	2.9521	3.4818	4.1890
32.2	Q ₀	-1.60	-3.64	-4.26	-4.47	-4.69	-4.90	-5.22	-5.76	-6.35	-7.02	-7.78
ZF3	P ₂	1.83	1.14	0.62	0.10	0.37	-0.10	-0.54	-1.40	-3.69	-8.22	-15.72
1.7102	F ₁	1.1285	1.7287	1.9048	1.9645	2.0243	2.0840	2.1735	2.3228	2.5214	2.7702	3.0701
29.5	Q ₀	-1.52	-3.21	-3.73	-3.90	-4.08	-4.26	-4.52	-4.97	-5.87	-7.08	-8.65
ZF4	P ₂	1.83	1.23	0.78	0.39	0.38	0.15	-0.23	-0.98	-2.97	-7.78	-15.31
1.7368	F ₁	1.1175	1.6037	1.8278	1.8822	1.9368	1.9914	2.0734	2.2099	2.4030	2.6520	2.9578
28.2	Q ₀	-1.49	-3.03	-3.50	-3.66	-3.82	-3.98	-4.23	-4.63	-5.46	-6.62	-8.14
ZF5	P ₂	1.83	1.28	0.85	0.67	0.48	0.27	-0.09	-0.79	-2.64	-7.66	-15.03
1.7580	F ₁	1.1120	1.6325	1.7887	1.8408	1.8928	1.9449	2.0229	2.1531	2.4133	2.7341	3.1155
27.5	Q ₀	-1.48	-2.94	-3.39	-3.54	-3.69	-3.85	-4.08	-4.46	-5.25	-6.39	-7.89

仪器提醒您：
 请尊重知识产权！
 使用本复制品

参量 n_s	BaK7 1.5688 56.0											
	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
F2 1.4138 56.9	P_0	1.77	0.58	-0.29	-0.66	-1.06	-1.50	-2.24	-3.70	-7.58	-29.23	-114.5
	φ_1	1.3091	2.3909	2.7155	2.8237	2.9319	3.0401	3.2024	3.4728	4.0138	5.6369	8.3413
	Q_0	-2.01	-5.05	-5.98	-6.29	-6.60	-6.92	-7.39	-8.18	-9.78	-14.70	-23.28
F5 1.6307 55.4	P_0	1.77	0.48	-0.47	-0.86	-1.29	-1.77	-2.56	-4.13	-8.31	-31.52	-123.0
	φ_1	1.2719	2.2312	2.5259	2.6222	2.7184	2.8146	2.9590	3.1996	3.6807	5.1242	7.5200
	Q_0	-1.90	-4.63	-5.46	-5.74	-6.02	-6.30	-6.73	-7.44	-8.89	-13.35	-21.21
F8 1.8217 59.1	P_0	1.74	-0.66	-2.47	-3.22	-4.05	-4.97	-6.53	-9.61	-17.89	-64.85	-254.2
	φ_1	1.3701	2.6657	3.1544	3.1840	3.3136	3.4431	3.6375	3.9614	4.6092	6.5526	9.7517
	Q_0	-2.18	-5.86	-6.99	-7.37	-7.75	-8.14	-8.72	-9.69	-11.66	-17.79	-28.63
ZF1 1.8475 53.9	P_0	1.77	0.57	-0.14	-0.47	-0.84	-1.24	-1.91	-3.24	-6.75	-26.14	-102.9
	φ_1	1.2454	2.1044	2.3621	2.4480	2.5339	2.6198	2.7486	2.9634	3.3929	4.6810	6.8289
	Q_0	-1.83	-4.25	-5.00	-5.25	-5.50	-5.75	-6.13	-6.76	-8.05	-12.04	-19.05
ZF2 1.6725 32.2	P_0	1.78	0.77	0.03	-0.27	-0.60	-0.96	-1.57	-2.77	-5.93	-23.27	-90.71
	φ_1	1.2164	1.9741	2.3014	2.2771	2.3529	2.4287	2.5423	2.7317	3.1105	4.2470	6.1411
	Q_0	-1.75	-3.88	-4.54	-4.76	-4.98	-5.21	-5.54	-6.10	-7.25	-10.78	-17.02
ZF3 1.7172 29.5	P_0	1.79	0.97	0.39	0.15	-0.11	-0.40	-0.88	-1.83	-4.31	-17.77	-69.12
	φ_1	1.1781	1.8615	1.9825	2.0508	2.1132	2.1755	2.2690	2.4249	2.7366	3.6716	5.2361
	Q_0	-1.64	-3.29	-3.93	-4.11	-4.30	-4.48	-4.75	-5.22	-6.15	-9.07	-14.21
ZF5 1.5098 24.5	P_0	1.79	1.48	0.57	0.37	0.14	-0.11	-0.53	-1.35	-3.50	-15.07	-59.12
	φ_1	1.1623	1.7303	1.9007	1.9575	2.0143	2.0711	2.1564	2.2984	2.5824	3.4346	4.8746
	Q_0	-1.60	-3.19	-3.68	-3.84	-4.01	-4.17	-4.43	-4.85	-5.70	-8.84	-13.09
ZF6 1.3559 27.5	P_0	1.79	1.13	0.66	0.47	0.25	0.02	-0.37	-1.13	-3.13	-13.84	-54.48
	φ_1	1.1543	1.6947	1.8588	1.9108	1.9649	2.0189	2.1000	2.2350	2.6052	3.3157	4.6666
	Q_0	-1.58	-3.09	-3.55	-3.71	-3.87	-4.02	-4.26	-4.66	-5.47	-7.98	-12.41

超星网
使用本网
请尊重
相关知识产权!

		ZK1					1.5638		62.9				
波数	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500	
T2	P ₀	1.79	1.30	0.89	0.71	0.51	0.30	-0.07					
1.6128	φ ₁	1.9801	1.9728	2.2466	2.3299	2.4192	2.5085	2.6424	2.8655	3.3119	4.65	6.8807	
56.9	Q ₀	-1.38	-3.86	-4.62	-4.88	-5.13	-5.39	-5.77	-6.41	-7.71	-11.60	-12.10	
F7	P ₀	1.79	1.24	0.76	0.56	0.34	0.09	0.33	-1.17	-3.42	-10.25	-67.01	
1.3361	φ ₁	1.0727	1.8824	2.0253	2.2463	2.3882	2.5682	2.4816	2.6931	3.0969	4.31	6.217	
35.4	Q ₀	-1.36	-3.62	-4.31	-4.54	-4.77	-5.00	-5.36	-5.95	-7.11	-10.2	-12.33	
BaF6	P ₀	1.79	-0.57	-2.70	-3.62	-4.66	-5.82	-7.81	-11.83	-22.90	-34.8	-570.5	
1.6076	φ ₁	1.1550	2.8810	3.3934	3.5714	3.7440	3.9166	4.1755	4.6070	5.4700	8.65	12.3013	
46.1	Q ₀	1.59	-6.45	-7.94	-8.45	-8.96	-9.46	-10.23	-11.51	-14.1	-22.00	-30.18	
BaF8	P ₀	1.79	0.90	0.12	-0.21	-0.57	-0.98	-1.68	-3.07	-6.80	-28.40	-103.7	
1.6259	φ ₁	1.0928	2.1261	2.4361	2.5395	2.6428	2.7461	2.9011	3.1595	3.6787	5.10	7.10	
39.1	Q ₀	-1.41	-4.30	-5.19	-5.49	-5.79	-6.09	-6.54	-7.30	-8.33	-13.50	-21.91	
ZF2	P ₀	1.80	1.32	0.91	0.74	0.55	0.34	-0.01	-0.72	-2.61	-13.23	-65.41	
1.6125	φ ₁	1.0592	1.7189	1.9169	1.9828	2.0488	2.1148	2.2137	2.3787	2.7085	3.6941	6.3415	
32.2	Q ₀	-1.32	-3.16	-3.72	-3.91	-4.10	-4.29	-4.58	-5.06	-6.04	-9.06	-14.50	
ZF3	P ₀	1.80	1.40	1.05	0.90	0.74	0.57	0.27	-0.33	-1.92	-10.76	-45.18	
1.7172	φ ₁	1.0499	1.6050	1.7721	1.8276	1.8832	1.9387	2.0221	2.1610	2.4335	3.2791	4.6	
29.5	Q ₀	-1.29	-2.83	-3.31	-3.47	-3.63	-3.79	-4.03	-4.44	-5.26	-7.81	-12.1	
ZF4	P ₀	1.80	1.45	1.15	1.03	0.89	0.73	0.47	-0.04	-1.40	-8.70	-38.34	
1.7280	φ ₁	1.0462	1.5698	1.7150	1.7604	1.8179	1.8693	1.9465	2.0751	2.3825	3.1040	4.3601	
28.3	Q ₀	-1.28	-2.71	-3.14	-3.29	-3.44	-3.59	-3.81	-4.19	-4.94	-7.29	-11.1	
ZF5	P ₀	1.80	1.44	1.13	1.00	0.86	0.70	0.43	-0.10	-1.51	-9.35	-39.18	
1.7398	φ ₁	1.0459	1.5570	1.7104	1.7615	1.8126	1.8637	1.9404	2.0682	2.3238	3.0986	4.36	
28.2	Q ₀	-1.28	-2.70	-3.13	-3.28	-3.42	-3.57	-3.79	-4.17	-4.92	-7.26	-11.38	
ZF6	P ₀	1.80	1.46	1.17	1.05	0.91	0.76	0.51	0.01	-1.32	-8.69	-37.18	
1.7550	φ ₁	1.0438	1.5325	1.6791	1.7279	1.7768	1.8256	1.8989	2.0211	2.2654	2.9984	4.2199	
27.5	Q ₀	-1.28	-2.63	-3.04	-3.18	-3.32	-3.46	-3.67	-4.03	-4.75	-6.98	-10.91	

超星网提醒您：
使用本复制品
请尊重知识产权！

参数	R ₁	ZK2										
		C	0.0150	0.0045	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010
F2	P ₀	1.73	1.24	0.86	0.70	0.53	0.23	0.00	0.65	2.32	12.49	50.25
1.6128	P ₁	1.1820	2.1888	2.4519	2.5490	2.6473	2.7450	2.8415	3.1357	3.6241	5.0894	7.5316
36.9	Q ₀	-1.63	-4.31	-5.12	-5.39	-5.66	-5.94	-6.35	-7.03	-8.41	-12.63	-19.88
F5	P ₀	1.73	1.18	0.75	0.57	0.37	0.15	-0.22	-0.95	-2.90	-13.80	-56.67
1.6242	P ₁	1.1695	2.0760	2.3522	2.4432	2.5341	2.6261	2.7180	2.9890	3.4439	4.8086	7.0830
35.9	Q ₀	-1.60	-4.09	-4.85	-5.11	-5.36	-5.62	-6.00	-6.65	-7.94	-11.32	-18.81
F7	P ₀	1.73	1.09	0.51	0.39	0.16	0.09	-0.52	-1.36	-3.62	-16.21	-65.85
1.6361	P ₁	1.1636	2.0420	2.3055	2.3930	2.4811	2.5690	2.7007	2.9203	3.3595	4.6770	6.8728
35.4	Q ₀	-1.58	-3.99	-4.73	-4.98	-5.23	-5.47	-5.85	-6.47	-7.74	-11.63	-18.39
BaF7	P ₀	1.73	0.82	0.09	-0.21	-0.65	-0.93	-1.56	-2.82	-6.23	-25.64	-103.5
1.6140	P ₁	1.2290	2.4580	2.8267	2.9496	3.0725	3.1954	3.3797	3.6870	4.3015	6.1450	9.2176
40.0	Q ₀	-1.76	-5.14	-6.17	-6.51	-6.86	-7.20	-7.73	-8.60	-10.36	-15.75	-25.11
BaF8	P ₀	1.73	0.69	-0.13	-0.48	-0.86	-1.29	-2.01	-3.44	-7.30	-29.26	-117.6
1.6259	P ₁	1.2138	2.3617	2.7060	2.8206	2.9356	3.0504	3.2226	3.5995	4.0834	5.6052	8.6748
39.1	Q ₀	-1.72	-4.88	-5.85	-6.17	-6.50	-6.82	-7.32	-8.14	-9.80	-14.92	-23.86
ZF1	P ₀	1.73	1.15	0.70	0.51	0.30	0.07	-0.31	-1.08	-3.10	-14.38	-58.57
1.6475	P ₁	1.1474	1.9389	2.1763	2.2555	2.3346	2.4137	2.5325	2.7303	3.1260	4.3132	6.2918
33.9	Q ₀	-1.53	-3.71	-4.37	-4.60	-4.82	-5.05	-5.38	-5.95	-7.09	-10.61	-16.74
ZF3	P ₀	1.74	1.24	0.85	0.69	0.52	0.32	0.00	-0.65	-2.34	-11.64	-47.50
1.7172	P ₁	1.1093	1.6964	1.8725	1.9312	1.9899	2.0486	2.1366	2.2834	2.5769	3.4575	4.9256
29.5	Q ₀	-1.43	-3.04	-3.53	-3.70	-3.87	-4.03	-4.28	-4.71	-5.56	-8.21	-12.87
ZF5	P ₀	1.74	1.29	0.95	0.80	0.64	0.47	0.18	-0.40	-1.91	-10.15	-41.74
1.7393	P ₁	1.1001	1.6379	1.7992	1.8529	1.9067	1.9605	2.0411	2.1756	2.4441	3.2510	4.5952
28.2	Q ₀	-1.40	-2.87	-3.33	-3.48	-3.63	-3.78	-4.01	-4.40	-5.18	-7.61	-11.86
ZF6	P ₀	1.74	1.32	0.99	0.86	0.71	0.54	0.27	-0.28	-1.70	-9.46	-39.08
1.7559	P ₁	1.0955	1.6083	1.7622	1.8134	1.8647	1.9160	1.9929	2.1211	2.3775	3.1468	4.4288
27.5	Q ₀	-1.39	-2.79	-3.22	-3.37	-3.51	-3.66	-3.88	-4.25	-4.99	-7.30	-11.36

超星阅读器
 使用本复制品
 请尊重知识产权!

参数 n_2	n_1	ZK3 1.5891 61.2											
		C	0.0159	0.0059	0.0029	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
F2	P_0	1.71	1.41	1.16	1.06	0.94	0.82	0.80	0.18	0.06	7.34	32.41	
1.6128	φ_1	1.1245	2.0538	2.3326	2.1255	2.5185	2.6114	2.7508	2.8831	3.4478	4.8418	7.1657	
36.9	Q_0	-1.46	-3.98	-4.75	-5.00	-5.26	-5.51	-5.90	-6.54	-7.83	-11.76	-18.48	
F5	P_0	1.71	1.34	1.04	0.91	0.78	0.62	0.36	-0.16	-1.54	-9.20	-30.77	
1.6242	φ_1	1.1163	1.9847	2.2452	2.3321	2.4189	2.5058	2.6360	2.8531	2.2878	4.5900	6.7610	
35.9	Q_0	-1.44	-3.80	-4.52	-4.76	-5.00	-5.24	-5.60	-6.21	-7.42	-11.15	-17.56	
F7	P_0	1.71	1.27	0.90	0.75	0.59	0.40	0.09	-0.53	-2.20	-11.54	-48.40	
1.6361	φ_1	1.1125	1.9522	2.2041	2.2881	2.3720	2.4560	2.5820	2.7919	3.2118	4.4713	6.5706	
36.4	Q_0	-1.43	-3.71	-4.41	-4.64	-4.88	-5.11	-5.46	-6.05	-7.24	-10.89	-17.21	
BaF7	P_0	1.71	1.16	0.71	0.51	0.30	0.06	-0.34	-1.14	-3.30	-15.66	-65.21	
1.6140	φ_1	1.1547	2.3094	2.6558	2.7713	2.8867	3.0022	3.1754	3.4641	4.0415	5.7735	8.0003	
40.0	Q_0	-1.54	-4.69	-5.64	-5.96	-6.28	-6.60	-7.08	-7.89	-9.51	-14.45	-22.96	
BaF8	P_0	1.71	1.03	0.48	0.24	-0.02	-0.31	-0.80	-1.78	-4.43	-10.55	-60.35	
1.6259	φ_1	1.1459	2.2278	2.5526	2.6609	2.7692	2.8775	3.0389	3.3106	3.8520	5.4761	8.1830	
39.1	Q_0	-1.52	-4.47	-5.37	-5.67	-5.97	-6.28	-6.73	-7.50	-9.03	-13.75	-21.94	
ZF1	P_0	1.71	1.29	0.95	0.81	0.65	0.48	0.18	-0.40	-1.95	-10.62	-44.87	
1.6475	φ_1	1.1018	1.8617	2.0897	2.1657	2.2417	2.3177	2.4317	2.6217	3.0017	4.1418	6.0415	
33.9	Q_0	-1.40	-3.47	-4.10	-4.31	-4.52	-4.74	-5.05	-5.59	-6.67	-9.99	-15.74	
ZF2	P_0	1.71	1.28	0.93	0.79	0.62	0.45	0.15	-0.45	-2.03	-10.83	-45.23	
1.6725	φ_1	1.0910	1.7705	1.9744	2.0423	2.1103	2.1782	2.2802	2.4501	2.7888	3.8091	5.5080	
32.2	Q_0	-1.37	-3.22	-3.79	-3.98	-4.17	-4.36	-4.64	-5.13	-6.10	-9.10	-14.33	
ZF3	P_0	1.71	1.33	1.01	0.88	0.73	0.57	0.30	-0.23	-1.64	-9.43	-30.58	
1.7172	φ_1	1.0783	1.6458	1.8166	1.8736	1.9305	1.9875	2.0729	2.2153	2.5001	3.3544	4.7782	
29.5	Q_0	-1.33	-2.88	-3.35	-3.51	-3.67	-3.83	-4.07	-4.48	-5.30	-7.83	-12.27	
ZF6	P_0	1.71	1.38	1.11	1.00	0.87	0.73	0.50	0.04	-1.18	-7.82	-28.30	
1.7550	φ_1	1.0669	1.5663	1.7161	1.7660	1.8160	1.8659	1.9408	2.0657	2.3154	3.0645	4.3130	
27.5	Q_0	-1.30	-2.66	-3.07	-3.21	-3.35	-3.49	-3.70	-4.06	-4.77	-6.09	-10.33	

		ZK5											
		1.6111					55.8						
β_1	β_2	C	0.00150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
F5		P_0	1.62	1.47	1.18	1.11	1.02	0.94	0.76	0.48	-0.31	-4.62	-21.04
1.6242		P_1	1.2243	2.0006	2.6026	2.7033	2.6040	2.9046	3.0556	3.3073	3.8106	5.3206	7.8372
35.0		Q_0	-1.87	-4.54	-5.24	-5.61	-5.88	-6.15	-6.55	-7.23	-8.68	-12.67	-19.60
F7		P_0	1.62	1.10	0.87	0.75	0.61	0.45	0.19	-0.32	-1.66	-8.99	-37.09
1.6361		P_1	1.2828	2.2511	2.5416	2.6384	2.7352	2.8321	2.9773	3.2194	3.7035	5.1530	7.5767
35.4		Q_0	-1.84	-4.41	-5.19	-5.45	-5.72	-5.98	-6.37	-7.03	-8.35	-12.36	-19.23
BaF8		P_0	1.61	1.05	0.64	0.47	0.28	0.07	-0.27	-0.97	-2.80	-12.98	-52.56
1.6259		P_1	1.3816	2.6880	3.0880	3.2196	3.3413	3.4719	3.6679	3.9945	4.6477	6.8074	9.8735
39.1		Q_0	-2.10	-5.57	-6.62	-6.97	-7.32	-7.67	-8.20	-9.68	-16.86	-18.23	-25.39
ZF1		P_0	1.62	1.16	0.83	0.69	0.54	0.38	0.10	-0.43	-1.84	-9.52	-46.87
1.6475		P_1	1.2523	2.1180	2.3751	2.4615	2.5479	2.6343	2.7688	2.9798	3.4116	4.7073	6.8667
33.9		Q_0	-1.76	-4.06	-4.76	-4.99	-5.22	-5.46	-5.81	-6.40	-7.69	-11.21	-17.43
ZF2		P_0	1.62	1.08	0.69	0.53	0.36	0.17	-0.15	-0.77	-2.41	-11.28	-45.15
1.6725		P_1	1.2223	1.9837	2.2121	2.2882	2.3644	2.4405	2.5547	2.7450	3.1257	4.2677	6.1711
32.2		Q_0	-1.68	-3.71	-4.33	-4.54	-4.75	-4.96	-5.27	-5.78	-6.85	-10.11	-15.75
ZF6		P_0	1.62	1.16	0.84	0.70	0.55	0.39	0.13	-0.40	-1.76	-9.02	-36.27
1.7550		P_1	1.1683	1.7006	1.8632	1.9175	1.9717	2.0259	2.1072	2.2428	2.5139	3.3272	4.6828
27.5		Q_0	-1.51	-2.96	-3.39	-3.54	-3.69	-3.84	-4.07	-4.44	-5.21	-7.56	-11.66

超星网
使用本
请尊重
复制品
相关知
识产权!

参数	n ₁	n ₂	ZK6										
			G	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250
F5	P ₀	1.62	1.36	1.34	1.29	1.23	1.17	1.07	0.86	0.52	-0.84	-13.59	
1.6242	P ₁	1.2011	2.1354	2.4158	2.5092	2.6026	2.6961	2.8302	3.0698	3.5370	4.9385	7.2744	
35.9	Q ₀	-1.62	-4.09	-4.83	-5.08	-5.33	-5.58	-5.95	-6.57	-7.82	-11.60	-17.86	
F7	P ₀	1.62	1.33	1.11	1.01	0.91	0.80	0.61	0.25	-0.73	-6.12	-26.88	
1.6361	P ₁	1.1940	2.0952	2.3656	2.4557	2.5458	2.6359	2.7711	2.9964	3.4470	4.7989	7.0520	
35.4	Q ₀	-1.62	-3.99	-4.71	-4.95	-5.19	-5.44	-5.80	-6.41	-7.63	-11.33	-17.65	
B-F8	P ₀	1.62	1.28	1.02	0.91	0.79	0.66	0.43	-0.01	-1.20	-7.85	-33.84	
1.6259	P ₁	1.2553	2.4428	2.7990	2.9177	3.0364	3.1551	3.3332	3.6300	4.2237	6.0045	8.9727	
39.1	Q ₀	-1.77	-4.91	-5.86	-6.17	-6.49	-6.81	-7.28	-8.08	-9.68	-14.52	-22.74	
ZF1	P ₀	1.62	1.29	1.05	0.95	0.84	0.71	0.51	0.10	-0.97	-6.85	-29.47	
1.6475	P ₁	1.1743	1.9843	2.2273	2.3083	2.3893	2.4703	2.5919	2.7943	3.1993	4.4143	6.4392	
33.9	Q ₀	-1.55	-3.70	-4.35	-4.57	-4.79	-5.00	-5.33	-5.88	-6.99	-10.35	-16.13	
ZF2	P ₀	1.62	1.23	0.93	0.81	0.67	0.52	0.27	-0.22	-1.51	-8.58	-35.73	
1.6725	P ₁	1.1548	1.8740	2.0898	2.1617	2.2337	2.3056	2.4135	2.5933	2.9529	4.0318	5.8300	
32.2	Q ₀	-1.50	-3.41	-3.99	-4.19	-4.38	-4.58	-4.87	-5.36	-6.36	-9.40	-14.67	
ZF6	P ₀	1.62	1.27	1.00	0.89	0.77	0.64	0.42	-0.02	-1.16	-7.32	-30.59	
1.7550	P ₁	1.1120	1.6325	1.7887	1.8408	1.8928	1.9449	2.0229	2.1531	2.4133	3.1941	4.4965	
27.5	Q ₀	-1.38	-2.76	-3.18	-3.33	-3.47	-3.61	-3.83	-4.19	-4.91	-7.16	-11.07	

超星阅览器
使用本复制品
请尊重相关知识产权!

参数	C	ZK7										
		0.0150	0.0080	0.0020	0.0010	0.0005	0.0010	0.0025	0.0050	0.0100	0.0250	0.0500
F6	P ₀	1.02	1.50	1.41	1.37	1.33	1.28	1.20	1.04	0.82	-1.73	-10.77
1.6242	P ₁	1.1322	2.0130	2.2772	2.3653	2.4534	2.5415	2.6736	2.8938	3.3342	4.6554	6.8573
35.9	Q ₀	-1.44	-3.76	-4.46	-4.70	-4.93	-5.16	-5.52	-6.10	-7.28	-10.82	-16.80
F7	P ₀	1.62	1.40	1.33	1.18	1.08	0.99	0.94	0.84	-0.24	-4.60	-21.52
1.6361	P ₁	1.1278	1.9791	2.2345	2.3196	2.4047	2.4898	2.6175	2.8394	3.2560	4.5329	6.8611
35.4	Q ₀	-1.43	-3.68	-4.38	-4.59	-4.81	-5.04	-5.38	-5.96	-7.11	-10.59	-16.53
BaF8	P ₀	1.62	1.38	1.19	1.11	1.02	0.92	0.75	0.42	-0.48	-5.52	-25.34
1.6259	P ₁	1.1654	2.2675	2.5931	2.7083	2.8186	2.9248	3.0941	3.3636	3.8206	5.5737	8.3289
39.1	Q ₀	-1.53	-4.44	-5.32	-5.61	-5.91	-6.20	-6.64	-7.38	-8.86	-13.33	-20.91
ZF1	P ₀	1.62	1.37	1.18	1.10	1.00	0.90	0.74	0.41	-0.18	-5.35	-24.18
1.6475	P ₁	1.1155	1.8849	2.1157	2.1927	2.2636	2.3466	2.4620	2.6543	3.0390	4.1932	6.1167
33.9	Q ₀	-1.40	-3.43	-4.05	-4.25	-4.46	-4.67	-4.98	-5.50	-6.55	-9.73	-15.18
ZF2	P ₀	1.62	1.32	1.07	0.97	0.86	0.74	0.53	0.12	-0.96	-6.94	-30.03
1.6725	P ₁	1.1031	1.7902	1.9963	2.0650	2.1338	2.2025	2.3055	2.4773	2.8208	3.8515	5.5692
32.2	Q ₀	-1.36	-3.18	-3.74	-3.92	-4.11	-4.29	-4.57	-5.04	-5.99	-8.88	-13.88
ZF6	P ₀	1.62	1.34	1.11	1.02	0.92	0.80	0.61	0.23	-0.77	-6.19	-26.81
1.7550	P ₁	1.0756	1.5790	1.7301	1.7804	1.8308	1.8811	1.9566	2.0825	2.3342	3.0895	4.3481
27.5	Q ₀	-1.29	-2.62	-3.02	-3.16	-3.30	-3.44	-3.64	-3.99	-4.69	-6.85	-10.61

请尊重相关知识
 使用本复制品
 请尊重相关知识

参数	n ₁	ZK10											
		1.6220						56.7					
n ₂	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500	
F2	P ₀	1.59	1.78	1.92	1.98	2.04	2.11	2.23	2.45	3.05	6.31	18.51	
1.6128	φ ₁	1.2786	2.3352	2.6523	2.7579	2.8636	2.9693	3.1278	3.3019	3.5203	5.5053	8.1470	
36.9	Q ₀	-1.81	-4.55	-5.37	-5.65	-5.92	-6.19	-6.66	-7.28	-8.84	-12.68	-19.32	
F7	P ₀	1.58	1.38	1.22	1.16	1.09	1.02	0.89	0.64	-0.02	-3.63	-17.36	
1.6351	φ ₁	1.3484	2.1908	2.4735	2.5877	2.6619	2.7558	2.8976	3.1231	3.5043	5.6178	7.3736	
35.4	Q ₀	-1.73	-4.20	-4.94	-5.19	-5.44	-5.69	-6.08	-6.88	-7.94	-11.72	-18.12	
BaF7	P ₀	1.59	1.91	2.14	2.24	2.34	2.46	2.66	3.05	4.89	9.78	31.42	
1.6140	φ ₁	1.3530	2.7161	3.1235	3.2594	3.3952	3.5310	3.7347	4.0742	4.7532	6.7904	10.1856	
40.0	Q ₀	-2.01	-5.54	-6.59	-6.94	-7.29	-7.64	-8.17	-9.04	-10.78	-15.96	-24.46	
ZF1	P ₀	1.58	1.30	1.10	1.02	0.93	0.82	0.66	0.32	-0.55	-5.29	-23.33	
1.6475	φ ₁	1.2222	2.0653	2.3182	2.4025	2.4868	2.5711	2.6976	2.9083	3.3298	4.5944	6.7020	
33.9	Q ₀	-1.66	-3.87	-4.54	-4.76	-4.99	-5.21	-5.55	-6.11	-7.24	-10.67	-15.53	
ZF2	P ₀	1.58	1.20	0.91	0.80	0.67	0.53	0.30	-0.16	-1.36	-7.86	-32.63	
1.6725	φ ₁	1.1984	1.9416	2.1652	2.2397	2.3142	2.3888	2.5005	2.6868	3.0594	4.1772	6.0402	
32.2	Q ₀	-1.59	-3.55	-4.15	-4.35	-4.55	-4.75	-5.05	-5.55	-6.57	-9.67	-15.02	
ZF3	P ₀	1.59	1.17	0.87	0.75	0.61	0.46	0.22	-0.27	-1.53	-8.35	-34.13	
1.7172	φ ₁	1.1621	1.7770	1.9615	2.0230	2.0845	2.1460	2.2382	2.3920	2.6995	3.6219	5.1592	
29.5	Q ₀	-1.50	-3.12	-3.61	-3.78	-3.95	-4.11	-4.36	-4.78	-5.63	-8.24	-12.78	
ZF6	P ₀	1.59	1.21	0.94	0.82	0.70	0.57	0.34	-0.10	-1.24	-7.37	-30.95	
1.7550	φ ₁	1.1407	1.6747	1.8349	1.8883	1.9417	1.9951	2.0752	2.2087	2.4757	3.2767	4.6117	
27.5	Q ₀	-1.44	-2.85	-3.28	-3.42	-3.56	-3.71	-3.93	-4.29	-5.08	-7.31	-11.28	

光 电 二 十 二 号

参数 n ₂	n ₁	ZK11										
		C	0.0150	0.0950	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250
F2	P ₀	1.55	2.14	2.57	2.74	2.93	3.14	3.49	4.18	5.97	16.52	50.25
1.6128	P ₁	1.3322	2.4333	2.7636	2.8737	2.9838	3.0939	3.2591	3.5343	4.0849	5.7364	8.1891
36.9	Q ₀	-1.91	-4.70	-5.53	-5.81	-6.08	-6.35	-6.76	-7.44	-8.79	-12.75	-19.04
F4	P ₀	1.54	1.92	2.19	2.30	2.42	2.55	2.77	3.21	4.34	10.40	32.67
1.6199	P ₁	1.3166	2.3659	2.6807	2.7856	2.8906	2.9955	3.1529	3.4152	3.9399	5.5138	8.1371
36.3	Q ₀	-1.87	-4.54	-5.34	-5.60	-5.87	-6.13	-6.53	-7.18	-8.49	-12.35	-18.60
F5	P ₀	1.54	1.81	1.99	2.07	2.16	2.25	2.40	2.71	3.59	7.77	23.51
1.6242	P ₁	1.3067	2.3233	2.6283	2.7299	2.8316	2.9332	3.0857	3.3399	3.8481	5.3739	7.9144
35.9	Q ₀	-1.85	-4.44	-5.21	-5.47	-5.73	-5.99	-6.37	-7.01	-8.29	-12.07	-18.26
BaF7	P ₀	1.56	2.67	3.48	3.81	4.17	4.58	5.25	6.57	10.06	28.80	97.23
1.6140	P ₁	1.4322	2.8645	3.2941	3.4374	3.5806	3.7238	3.9387	4.2967	5.0129	7.1612	10.7419
40.0	Q ₀	-2.17	-5.79	-6.86	-7.21	-7.56	-7.92	-8.44	-9.32	-11.05	-16.10	-24.01
BaF8	P ₀	1.55	2.00	2.33	2.47	2.62	2.78	3.06	3.60	5.04	12.83	42.00
1.6259	P ₁	1.3993	2.7225	3.1195	3.2518	3.3841	3.5164	3.7149	4.0457	4.7073	6.6921	10.00
39.1	Q ₀	-2.08	-5.40	-6.40	-6.79	-7.13	-7.46	-7.96	-8.79	-10.45	-15.35	-23.33
ZF2	P ₀	1.53	1.24	1.04	0.95	0.86	0.76	0.60	0.27	-0.58	-5.14	-22.30
1.6725	P ₁	1.2314	1.9984	2.2285	2.3052	2.3819	2.4586	2.5737	2.7054	3.1489	4.2994	6.2769
32.2	Q ₀	-1.65	-3.63	-4.23	-4.43	-4.64	-4.84	-5.14	-5.64	-6.66	-9.75	-15.03
ZF3	P ₀	1.53	1.16	0.89	0.79	0.69	0.54	0.33	-0.09	-1.18	-6.99	-28.75
1.7172	P ₁	1.1900	1.8197	2.0086	2.0716	2.1346	2.1975	2.2920	2.4494	2.7643	3.7088	5.2831
29.5	Q ₀	-1.54	-3.17	-3.67	-3.84	-4.00	-4.17	-4.42	-4.85	-5.69	-8.30	-12.80
ZF6	P ₀	1.53	1.17	0.92	0.82	0.71	0.58	0.38	-0.02	-1.06	-6.55	-26.98
1.7550	P ₁	1.1645	1.7095	1.8731	1.9276	1.9821	2.0366	2.1184	2.2546	2.5272	3.3448	4.7075
27.5	Q ₀	-1.48	-2.89	-3.32	-3.46	-3.61	-3.75	-3.97	-4.34	-5.06	-7.35	-11.29

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重知识产权！

双胶合薄透镜参数表（火石玻璃在前）

参数		F2											
		1.6124											
n_d	n_f	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
K3	P_0	2.12	1.12	0.13	-0.30	-0.78	-1.33	-2.25	-4.13	-9.32	-40.20	-170.5	
1.5946	φ_1	-0.0370	-0.8940	-1.3111	-1.2368	-1.3225	-1.4082	-1.5368	-1.7510	-2.1796	-3.4651	-5.6977	
64.8	Q_0	1.81	4.40	5.21	5.48	5.75	6.03	6.44	7.14	8.56	13.02	21.00	
K7	P_0	2.07	0.58	-0.72	-1.27	-1.89	-2.57	-3.75	-6.10	-12.52	-50.05	-206.0	
1.5147	φ_1	-0.1416	-1.0852	-1.3682	-1.4626	-1.5569	-1.6513	-1.7458	-2.0287	-2.5004	-3.9167	-6.2745	
60.6	Q_0	2.10	4.93	5.81	6.11	6.41	6.71	7.16	7.93	9.48	14.35	23.06	
K9	P_0	2.06	1.13	0.23	-0.16	-0.60	-1.09	-1.92	-3.61	-8.26	-35.74	-150.9	
1.5163	φ_1	-0.0522	-0.9218	-1.1826	-1.2696	-1.3566	-1.4435	-1.5740	-1.7914	-2.2262	-3.5305	-5.7045	
64.1	Q_0	1.83	4.42	5.22	5.49	5.77	6.04	6.45	7.14	8.55	12.96	20.82	
K10	P_0	2.05	0.26	-1.23	-1.86	-2.67	-3.35	-4.67	-7.33	-14.54	-56.42	-229.4	
1.5181	φ_1	-0.1954	-1.1833	-1.4796	-1.5784	-1.6772	-1.7760	-1.9242	-2.1712	-2.6651	-4.1470	-6.6168	
58.9	Q_0	2.25	5.21	6.14	6.45	6.76	7.07	7.55	8.35	9.97	15.07	24.18	
BaK2	P_0	1.93	0.80	-0.17	-0.58	-1.03	-1.54	-2.40	-4.12	-8.78	-35.73	-146.1	
1.5399	φ_1	-0.1691	-1.1353	-1.4251	-1.5218	-1.6184	-1.7150	-1.8599	-2.1015	-2.5846	-4.0339	-6.4494	
59.7	Q_0	2.12	4.92	5.79	6.08	6.37	6.67	7.11	7.85	9.36	14.04	22.34	
BaK3	P_0	1.90	1.23	0.61	0.34	0.04	-0.29	-0.86	-1.99	-5.11	-23.24	-97.85	
1.5467	φ_1	-0.0826	-0.9773	-1.2475	-1.3352	-1.4247	-1.5141	-1.6483	-1.8720	-2.3194	-3.6615	-5.8983	
62.8	Q_0	1.86	4.42	5.21	5.47	5.74	6.00	6.40	7.08	8.11	12.65	20.07	

请尊重相关知识产权！
 36.9
 请尊重相关知识产权！
 请尊重相关知识产权！

续表

参数	F ₂	1.6123											36.9										
		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500										
BaK5	P ₀	1.83	0.91	0.16	-0.15	-0.50	-0.89	-1.55	-2.85	-6.38	-26.49	107.6											
1.5606	φ ₁	-0.2163	-1.3210	-1.5232	-1.6237	-1.7249	-1.8248	-1.9756	-2.2269	-2.7295	-4.2374	-6.7506											
58.3	Q ₀	2.21	5.05	5.91	6.21	6.50	6.80	7.24	7.98	9.48	14.11	22.23											
BaK7	P ₀	1.78	0.73	-0.09	-0.43	-0.80	-1.22	-1.92	-3.31	-7.03	27.08	111.4											
1.5638	φ ₁	-0.3091	-1.3630	-1.7155	-1.8237	-1.9019	-2.0401	-2.2024	-2.4728	-3.0138	-4.6308	-7.3413											
56.0	Q ₀	2.45	5.48	6.41	6.72	7.03	7.34	7.81	8.60	10.20	15.11	23.68											
ZK1	P ₀	1.80	1.39	1.01	0.85	0.67	0.46	0.12	-0.57	-2.45	-13.30	-57.39											
1.5688	φ ₁	-0.9801	-0.9728	-1.0496	-1.3299	-1.4192	-1.5085	-1.6424	-1.8655	-2.3119	-3.6509	-5.8327											
62.9	Q ₀	1.82	4.30	5.05	5.31	5.56	5.81	6.20	6.84	8.13	12.10	19.00											
ZK2	P ₀	1.74	1.31	0.96	0.82	0.65	0.47	0.16	-0.45	-2.10	-11.47	-48.71											
1.5831	φ ₁	-0.1820	-1.1588	-1.4519	-1.5496	-1.6473	-1.7450	-1.8915	-2.1357	-2.6241	-4.0894	-6.5316											
59.3	Q ₀	2.07	4.74	5.55	5.83	6.10	6.27	6.78	7.46	8.84	13.05	20.30											
ZK3	P ₀	1.71	1.46	1.23	1.14	1.03	0.91	0.71	0.31	-0.76	-6.90	-31.34											
1.5891	φ ₁	-0.1245	-1.0538	-1.3326	-1.4255	-1.5185	-1.6114	-1.7508	-1.9931	-2.4478	-3.8418	-6.1651											
61.2	Q ₀	1.90	4.42	5.19	5.44	5.70	5.95	6.34	6.98	8.27	13.10	18.90											
ZK11	P ₀	1.54	2.07	2.46	2.63	2.81	3.00	3.34	3.99	5.70	4.66	49.02											
1.6384	φ ₁	-0.3322	-1.4333	-1.7636	-1.8737	-1.9828	-2.0939	-2.2591	-2.5343	-3.0249	-4.7364	-7.4891											
55.5	Q ₀	2.36	5.16	5.99	6.26	6.54	6.81	7.22	7.90	9.25	13.22	19.53											

参数 n_2	F5											
	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
K3	P_0	2.12	1.22	0.31	-0.08	-0.52	-1.01	-1.86	-3.57	-8.28	-36.26	-153.9
1.5046	Ψ_1	-0.0347	-0.8397	-1.0812	-1.1517	-1.2422	-1.3227	-1.4434	-1.6446	-2.0471	-3.2546	-5.2669
64.8	Q_0	1.81	4.23	4.99	5.24	5.59	5.76	6.15	6.80	8.13	12.32	19.81
K7	P_0	2.07	0.73	-0.45	-0.95	-1.51	-2.13	-3.19	-5.31	-11.10	-44.84	-184.5
1.5147	Ψ_1	-0.1322	-1.0130	-1.2772	-1.3653	-1.4534	-1.5415	-1.6736	-1.8938	-2.3342	-3.6551	-5.8573
60.6	Q_0	2.07	4.71	5.53	5.81	6.09	6.37	6.79	7.51	8.95	13.50	21.62
K9	P_0	2.06	1.21	0.38	0.02	-0.38	-0.83	-1.60	-3.15	-7.41	-32.56	-137.6
1.5163	Ψ_1	-0.0490	-0.8650	-1.1098	-1.1914	-1.2730	-1.3546	-1.4770	-1.6810	-2.0890	-3.3131	-5.3531
64.1	Q_0	1.83	4.25	5.00	5.25	5.51	5.76	6.15	6.80	8.12	12.26	19.64
K10	P_0	2.05	0.44	-0.90	-1.47	-2.10	-2.81	-4.00	-6.38	-12.85	-50.30	-204.4
1.5181	Ψ_1	-0.1818	-1.1011	-1.3769	-1.4689	-1.5608	-1.6528	-1.7909	-2.0205	-2.4802	-3.8592	-6.1576
58.9	Q_0	2.21	4.96	5.82	6.11	6.40	6.69	7.13	7.88	9.39	14.13	22.61
BaK1	P_0	1.99	0.88	-0.08	-0.49	-0.94	-1.45	-2.31	-4.04	-8.73	-35.96	-148.0
1.5302	Ψ_1	-0.1349	-1.0173	-1.2827	-1.3716	-1.4593	-1.5476	-1.6800	-1.9008	-2.3422	-3.6666	-5.8738
60.5	Q_0	2.04	4.63	5.44	5.71	5.98	6.25	6.66	7.35	8.76	13.14	21.95
BaK3	P_0	1.90	1.26	0.66	0.41	0.12	-0.20	-0.74	-1.84	-4.83	-22.20	-93.57
1.5467	Ψ_1	-0.0774	-0.9155	-1.1669	-1.2507	-1.3345	-1.4183	-1.5441	-1.7536	-2.1726	-3.4298	-5.5251
62.8	Q_0	1.85	4.24	4.98	5.23	5.48	5.73	6.10	6.73	8.01	11.98	18.98
BaK5	P_0	1.83	0.93	0.20	-0.11	-0.45	-0.83	-1.47	-2.75	-6.19	-25.80	-104.8
1.5606	Ψ_1	-0.2011	-1.1354	-1.4158	-1.5092	-1.6026	-1.6961	-1.8362	-2.0608	-2.5370	-3.9385	-6.2744
58.3	Q_0	2.17	4.81	5.62	5.89	6.16	6.44	6.85	7.54	8.91	13.27	20.90
BaK7	P_0	1.79	0.73	-0.08	-0.42	-0.79	-1.21	-1.90	-3.29	-6.99	-27.80	-110.7
1.5688	Ψ_1	-0.2857	-1.2859	-1.5860	-1.6860	-1.7860	-1.8860	-2.0361	-2.2861	-2.7862	-4.2865	-6.7870
56.0	Q_0	2.38	5.19	6.05	6.34	6.63	6.92	7.35	8.09	9.57	14.15	22.16
ZK1	P_0	1.80	1.38	0.99	0.82	0.63	0.47	0.07	-0.65	-2.59	-13.80	-59.33
1.5688	Ψ_1	-0.0751	-0.9114	-1.1623	-1.2459	-1.3296	-1.4132	-1.5387	-1.7477	-2.1659	-3.4204	-5.5113
62.9	Q_0	1.80	4.13	4.84	5.07	5.31	5.55	5.91	6.52	7.74	11.49	18.03
ZK2	P_0	1.74	1.27	0.87	0.71	0.52	0.32	-0.02	-0.71	-2.56	-13.03	-54.76
1.5831	Ψ_1	-0.1695	-1.0793	-1.3522	-1.4432	-1.5341	-1.6251	-1.7616	-1.9890	-2.4439	-3.8086	-6.0821
59.3	Q_0	2.04	4.53	5.29	5.54	5.79	6.05	6.43	7.08	8.37	12.34	19.21
ZK3	P_0	1.71	1.40	1.13	1.02	0.89	0.75	0.51	0.02	-1.28	-8.71	-38.34
1.5891	Ψ_1	-0.1163	-0.9847	-1.2452	-1.3321	-1.4189	-1.5058	-1.6360	-1.8531	-2.2873	-3.5906	-5.7610
61.2	Q_0	1.88	4.24	4.95	5.19	5.43	5.67	6.03	6.64	7.86	11.57	17.97

参数 n_1 n_2		BaF7				1.6140				40.0			
		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
K3 1.5046 64.8	P_0	2.13	0.39	-1.33	-2.07	-2.91	-3.86	-5.48	-8.78	-17.98	-73.67	-313.3	
	P_1	-0.0451	-1.0903	-1.4038	-1.5983	-1.6129	-1.7174	-1.8741	-2.1354	-2.6580	-4.2258	-6.3387	
	Q_0	1.84	5.02	6.01	6.35	6.69	7.03	7.55	8.41	10.19	15.79	25.88	
K7 1.5147 60.6	P_0	2.07	-0.66	-3.66	-4.09	-5.24	-6.53	-8.72	-13.16	-25.37	-98.08	-466.5	
	P_1	-0.1766	-1.3533	-1.7064	-1.8240	-1.9417	-2.0594	-2.2358	-2.5200	-3.1184	-4.8834	-7.8252	
	Q_0	2.20	5.77	6.89	7.27	7.65	8.03	8.61	95.8	11.58	17.85	29.16	
K9 1.5163 64.1	P_0	2.06	0.43	-1.14	-1.82	-2.59	-3.45	-4.92	-7.92	-16.24	-66.28	-280.3	
	P_1	-0.0639	-1.1278	-1.4469	-1.5533	-1.6597	-1.7661	-1.9257	-2.1917	-2.7236	-4.3195	-6.9792	
	Q_0	1.87	5.05	6.05	6.39	6.72	7.06	7.58	8.44	10.20	15.75	25.71	
K10 1.5181 58.9	P_0	2.04	-1.35	-4.20	-5.42	-6.78	-8.29	-10.87	-16.07	-30.32	-114.5	-469.8	
	P_1	-0.2465	-1.4931	-1.8670	-1.9987	-2.1184	-2.2410	-2.4280	-2.7396	-3.3629	-5.3328	-8.3492	
	Q_0	2.40	6.18	7.37	7.77	8.17	8.58	9.19	10.23	12.34	19.00	31.00	
BaK1 1.5302 60.5	P_0	1.98	-0.22	-2.15	-2.97	-3.89	-4.92	-6.68	-10.22	-19.94	-77.49	-219.8	
	P_1	-0.1804	-1.3609	-1.7151	-1.8331	-1.9512	-2.0632	-2.2463	-2.5414	-3.1317	-4.9024	-7.8536	
	Q_0	2.17	5.67	6.76	7.13	7.50	7.87	8.43	9.37	11.30	17.33	28.15	
BaK3 1.5467 62.8	P_0	1.90	0.70	-0.40	-0.88	-1.42	-2.01	-3.04	-5.10	-10.79	-44.49	-186.0	
	P_1	-0.1017	-1.2035	-1.5340	-1.6442	-1.7543	-1.8645	-2.0208	-2.3052	-2.8561	-4.5087	-7.2631	
	Q_0	1.92	5.08	6.06	6.39	6.72	7.05	7.56	8.40	10.10	15.42	24.86	
BaK5 1.5606 58.3	P_0	1.82	0.05	-1.41	-2.03	-2.71	-3.48	-4.78	-7.38	-14.45	-55.47	-224.4	
	P_1	-0.2743	-1.5486	-1.9309	-2.0503	-2.1857	-2.3132	-2.5043	-2.8229	-3.4691	-5.3715	-8.5573	
	Q_0	2.37	5.99	7.11	7.49	7.86	8.24	8.81	9.77	11.71	17.74	28.39	
BaK7 1.5688 56.0	P_0	1.76	-0.40	-2.10	-2.81	-3.60	-4.47	-5.95	-8.90	-16.87	-62.55	-248.5	
	P_1	-0.4060	-1.8000	-2.2200	-2.3600	-2.5000	-2.6400	-2.8500	-3.2000	-3.9000	-6.0000	-9.5000	
	Q_0	2.70	6.65	7.87	8.28	8.69	9.10	9.72	10.76	12.87	19.39	30.90	
ZK1 1.5688 62.9	P_0	1.80	1.06	0.39	0.09	-0.23	-0.60	-1.22	-2.47	-5.92	-26.13	-109.8	
	P_1	-0.0886	-1.1973	-1.5259	-1.6368	-1.7467	-1.8565	-2.0213	-2.2960	-2.8454	-4.4934	-7.2401	
	Q_0	1.87	4.93	5.87	6.18	6.50	6.82	7.29	8.09	9.79	14.68	23.38	
ZK2 1.5831 59.3	P_0	1.73	0.92	0.25	-0.04	-0.36	-0.71	-1.32	-2.52	-5.79	-24.62	-101.0	
	P_1	-0.2200	-1.4630	-1.8237	-1.9496	-2.0725	-2.1954	-2.3797	-2.6870	-3.3015	-5.1450	-8.2176	
	Q_0	2.30	5.57	6.60	6.94	7.29	7.64	8.16	9.03	10.78	16.17	25.51	
ZK3 1.5891 61.2	P_0	1.71	1.23	0.81	0.63	0.43	0.21	-0.17	-0.93	-3.01	-14.98	-63.49	
	P_1	-0.1547	-1.3094	-1.6558	-1.7713	-1.8867	-2.0022	-2.1754	-2.4641	-3.0415	-4.7735	-7.6603	
	Q_0	1.99	5.12	6.08	6.39	6.71	7.03	7.51	8.32	9.94	14.88	23.38	
ZK11 1.6334 55.5	P_0	1.55	2.56	3.32	3.64	3.98	4.37	5.01	6.29	9.66	27.96	95.37	
	P_1	-0.4300	-1.8645	-2.2941	-2.4374	-2.5896	-2.7238	-2.9387	-3.2967	-4.0129	-6.1612	-9.7419	
	Q_0	2.62	6.24	7.31	7.67	8.02	8.38	8.90	9.78	11.51	16.57	24.50	

		BaF8				1.6259				39.1			
		C	0.01500	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
K3 1.5946 64.8	P ₀	2.13	0.53	-1.96	-1.74	-2.35	-3.39	-4.89	-7.93	-16.40	-67.53	-286.9	
	P ₁	-0.0425	-1.0284	-1.3240	-1.4228	-1.5214	-1.6199	-1.7678	-2.0143	-2.5072	-3.9860	-6.4507	
	Q ₀	1.83	4.82	5.76	5.88	6.40	6.72	7.21	8.03	9.70	14.98	24.59	
K7 1.5147 60.6	P ₀	2.07	-0.42	-2.62	-3.56	-4.61	-5.79	-7.79	-11.23	-22.96	-89.60	-368.3	
	P ₁	-0.1654	-1.2675	-1.5981	-1.7073	-1.8136	-1.9288	-2.0911	-2.3506	-2.8256	-4.5737	-7.3289	
	Q ₀	2.17	5.50	6.55	6.91	7.26	7.62	8.16	9.08	10.81	18.53	27.42	
K9 1.5143 64.1	P ₀	2.06	0.55	-0.92	-1.55	-2.27	-3.07	-4.44	-7.23	-14.96	-61.32	-259.1	
	P ₁	-0.0602	-1.4627	-1.7334	-1.8677	-1.9640	-2.0812	-2.2146	-2.3652	-2.5665	-3.0700	-6.5766	
	Q ₀	1.86	4.86	5.79	6.11	6.43	6.75	7.23	8.05	9.73	14.94	24.35	
K10 1.5181 58.9	P ₀	2.04	-1.03	-3.63	-4.73	-5.97	-7.34	-9.68	-14.38	-27.23	-103.2	-422.5	
	P ₁	-0.2300	-1.3931	-1.7421	-1.8584	-1.9747	-2.0910	-2.2655	-2.5563	-3.0378	-4.8825	-7.7903	
	Q ₀	2.35	5.87	6.98	7.35	7.73	8.11	8.68	9.65	11.62	17.83	29.04	
BrK1 1.5102 60.5	P ₀	1.99	-0.07	-1.87	-2.64	-3.59	-4.46	-6.09	-9.39	-18.43	-71.82	-296.2	
	P ₁	-0.1696	-1.2744	-1.6060	-1.7165	-1.8271	-1.9376	-2.1034	-2.3798	-2.9325	-4.5905	-7.3540	
	Q ₀	2.14	5.41	6.43	6.78	7.12	7.47	8.00	8.88	10.69	16.36	26.52	
BrK3 1.5467 62.8	P ₀	1.99	0.74	-0.34	-0.80	-1.32	-1.91	-2.90	-4.51	-10.44	-43.17	-180.5	
	P ₁	-0.0956	-1.1317	-1.4425	-1.5461	-1.6497	-1.7533	-1.9088	-2.1678	-2.6858	-4.2399	-6.8301	
	Q ₀	1.90	4.87	5.86	6.11	6.42	6.73	7.21	8.00	9.61	14.64	23.59	
BaK5 1.5896 58.3	P ₀	1.93	0.08	-1.36	-1.97	-2.65	-3.41	-4.69	-7.25	-14.22	-54.59	-220.8	
	P ₁	-0.2555	-1.4428	-1.7890	-1.9177	-2.0364	-2.1551	-2.3332	-2.6330	-3.2237	-5.0045	-7.9727	
	Q ₀	2.32	5.70	6.74	7.09	7.45	7.80	8.33	9.23	11.05	16.72	26.77	
BaK7 1.5838 56.0	P ₀	1.77	-0.41	-2.10	-2.81	-3.60	-4.48	-5.96	-8.91	-16.87	-62.50	-248.4	
	P ₁	-0.3701	-1.6867	-2.0544	-2.1840	-2.3136	-2.4431	-2.6375	-2.9614	-3.6092	-5.5526	-8.7917	
	Q ₀	2.62	6.28	7.41	7.79	8.17	8.56	9.13	10.11	12.07	18.39	29.00	
ZK1 1.5038 62.9	P ₀	1.80	1.03	0.32	0.02	-0.32	-0.71	-1.36	-2.67	-6.28	-27.44	-115.2	
	P ₁	-0.0928	-1.1501	-1.4354	-1.5376	-1.6428	-1.7461	-1.9011	-2.1593	-2.6762	-4.2282	-6.8096	
	Q ₀	1.86	4.73	5.62	5.92	6.21	6.51	6.96	7.72	9.25	13.98	22.30	
ZK2 1.5831 59.3	P ₀	1.74	0.82	0.06	-0.26	-0.62	-1.02	-1.70	-3.06	-6.75	-28.90	-114.5	
	P ₁	-0.2138	-1.3617	-1.7060	-1.8268	-1.9366	-2.0464	-2.2326	-2.5995	-3.0824	-4.8052	-7.6748	
	Q ₀	2.18	5.31	6.23	6.60	6.93	7.25	7.74	8.57	10.23	15.34	24.26	
ZK3 1.5891 61.2	P ₀	1.71	1.13	0.33	0.40	0.26	-0.17	-0.58	-1.50	-4.03	-18.53	-78.03	
	P ₁	-0.1450	-1.2278	-1.5526	-1.6609	-1.7692	-1.8775	-2.0239	-2.3106	-2.8520	-4.4761	-7.1830	
	Q ₀	1.96	4.91	5.80	6.11	6.41	6.71	7.16	7.93	9.40	14.17	22.34	

易阅览器提醒
 使用本复制
 请尊重相关知识
 19.81

参数	n_1	ZF1										
		1.6475 33.9										
n_2	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
K7	P_0	2.08	1.91	0.97	-0.33	-0.78	-1.28	-2.13	-3.82	-8.43	-35.11	-114.7
1.5147	P_1	-0.1155	-0.8849	-1.1157	-1.1927	-1.2636	-1.3465	-1.4620	-1.6543	-2.0390	-3.1032	-5.1167
80.6	Q_0	2.02	4.32	5.03	5.27	5.52	5.76	6.13	6.75	8.01	11.96	19.02
K9	P_0	2.06	1.37	0.69	0.39	0.06	-0.31	-0.94	-2.22	-5.72	-26.25	-111.4
1.5163	P_1	-0.0432	-0.7627	-0.9786	-1.0505	-1.1225	-1.1944	-1.3023	-1.4822	-1.8420	-2.9213	-4.7291
64.1	Q_0	1.81	3.94	4.60	4.82	5.04	5.27	5.61	6.18	7.34	10.98	17.47
K10	P_0	2.06	0.79	-0.28	-0.73	-1.23	-1.79	-2.73	-4.62	-9.72	-39.01	-158.6
1.5181	P_1	-0.1579	-0.9566	-1.1962	-1.2761	-1.3560	-1.4358	-1.5556	-1.7553	-2.1546	-3.3527	-5.3494
58.9	Q_0	2.13	4.52	5.26	5.51	5.76	6.02	6.40	7.04	8.35	12.45	19.78
BaK1	P_0	1.99	1.09	0.30	-0.04	-0.42	-0.83	-1.54	-2.96	-6.82	-29.03	-119.7
1.5302	P_1	-0.1178	-0.8889	-1.1202	-1.1973	-1.2744	-1.3515	-1.4671	-1.6599	-2.0454	-3.2020	-5.1296
60.5	Q_0	1.99	4.25	4.95	5.18	5.42	5.66	6.02	6.62	7.85	11.67	18.49
BaK3	P_0	1.90	1.35	0.33	0.60	0.35	0.07	-0.41	-1.36	-3.97	-19.09	-80.87
1.5467	P_1	-0.0680	-0.8046	-1.0236	-1.0993	-1.1730	-1.2466	-1.3571	-1.5413	-1.9096	-3.0146	-4.8562
62.8	Q_1	1.82	3.92	4.57	4.79	5.00	5.22	5.56	6.11	7.24	10.74	16.93
BaK5	P_0	1.84	1.05	0.39	0.12	-0.18	-0.52	-1.09	-2.22	-5.27	-22.52	-91.73
1.5606	P_1	-0.1743	-0.9843	-1.2273	-1.3083	-1.3893	-1.4703	-1.5918	-1.7943	-2.1993	-3.4143	-5.4393
58.3	Q_0	2.09	4.38	5.08	5.32	5.55	5.79	6.15	6.75	7.98	11.76	18.44

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

参数 n_1	n_2	ZF1				1.6475				33.9			
		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500
BK7	P_0	1.79	0.85	0.12	-0.19	-0.53	-0.90	-1.53	-2.77	-6.08	-24.65	98.32	
1.5688	P_1	-0.2454	-1.1044	-1.3621	-1.4480	-1.5339	-1.6198	-1.7486	-1.9634	-2.3929	-3.0814	-5.8289	
56.0	Q_0	2.27	4.68	5.42	5.67	5.92	6.17	6.55	7.18	8.46	12.44	19.43	
ZK1	P_0	1.80	1.40	1.03	0.87	0.69	0.49	0.15	-0.54	-2.40	-13.11	-56.59	
1.5688	P_1	-0.0660	-0.8013	-1.0219	-1.0954	-1.1689	-1.2424	-1.3527	-1.5266	-1.9042	-3.0071	-4.8453	
62.0	Q_0	1.78	3.82	4.44	4.65	4.86	5.07	5.39	5.93	7.00	10.34	16.17	
ZK2	P_0	1.74	1.26	0.86	0.69	0.50	0.29	-0.07	-0.78	-2.68	-13.43	-56.21	
1.5831	P_1	-0.1474	-0.9389	-1.1763	-1.2555	-1.3346	-1.4137	-1.5325	-1.7303	-2.1260	-3.3132	-5.2918	
59.3	Q_0	1.97	4.14	4.81	5.03	5.25	5.47	5.81	6.37	7.51	11.02	17.13	
ZK3	P_0	1.72	1.38	1.08	0.95	0.81	0.65	0.38	-0.16	-1.61	-9.86	-42.78	
1.5891	P_1	-0.1018	-0.8617	-1.0897	-1.1657	-1.2417	-1.3177	-1.4317	-1.6217	-2.0017	-3.1416	-5.0416	
61.2	Q_0	1.84	3.90	4.53	4.74	4.96	5.17	5.49	6.02	7.10	10.40	16.15	
ZK5	P_0	1.63	1.23	0.93	0.81	0.67	0.52	0.27	-0.23	-1.57	-8.92	-37.41	
1.6111	P_1	-0.2523	-1.1160	-1.3751	-1.4615	-1.5479	-1.6343	-1.7638	-1.9798	-2.4116	-3.7073	-5.8667	
55.8	Q_0	2.20	4.50	5.20	5.43	5.66	5.90	6.25	6.84	8.02	11.63	17.85	
ZK6	P_0	1.62	1.36	1.14	1.04	0.94	0.83	0.64	0.26	-0.74	-6.36	-28.27	
1.6126	P_1	-0.1743	-0.9843	-1.2273	-1.3083	-1.3893	-1.4703	-1.5918	-1.7943	-2.1993	-3.4143	-5.4392	
58.3	Q_0	2.00	4.14	4.79	5.01	5.23	5.44	5.77	6.32	7.42	10.78	16.55	
ZK7	P_0	1.62	1.42	1.25	1.18	1.09	1.00	0.85	0.54	-0.28	-4.91	-23.13	
1.6130	P_1	-0.1155	-0.8849	-1.1157	-1.1927	-1.2696	-1.3466	-1.4620	-1.6513	-2.0390	-3.1932	-5.1167	
60.6	Q_0	1.84	3.87	4.49	4.70	4.90	5.11	5.42	5.94	6.98	10.16	15.60	

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

参数	n ₁	ZF2 1.6725 32.2										
		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250
K3	P ₀	2.13	1.54	0.93	0.66	0.36	0.02	-0.56	-1.72	-4.92	-20.67	-101.4
1.5046	γ ₁	-0.0276	-0.6677	-0.8597	-0.9237	-0.9877	-1.0517	-1.1477	-1.3077	-1.6277	-2.5878	-4.1879
64.8	Q ₀	1.79	3.70	4.29	4.49	4.70	4.90	5.21	5.72	6.77	10.96	15.95
K7	P ₀	2.08	1.21	0.43	0.09	-0.28	-0.69	-1.39	-2.30	-6.61	-28.58	-173.1
1.5147	γ ₁	-0.1031	-0.7902	-0.9963	-1.0650	-1.1338	-1.2025	-1.3056	-1.4773	-1.8208	-2.8515	-4.5632
60.6	Q ₀	1.98	4.03	4.66	4.88	5.09	5.31	5.64	6.19	7.31	10.82	17.09
K9	P ₀	2.06	1.50	0.92	0.67	0.39	0.07	-0.47	-1.55	-4.51	-21.81	-93.69
1.5163	γ ₁	-0.0388	-0.6858	-0.8799	-0.9447	-1.0024	-1.0741	-1.1711	-1.3329	-1.6564	-2.6165	-4.2445
64.1	Q ₀	1.79	3.70	4.29	4.49	4.69	4.89	5.20	5.71	6.75	10.01	15.82
K10	P ₀	2.06	1.03	0.15	-0.22	-0.64	-1.10	-1.88	-3.43	-7.61	-31.54	-178.5
1.5181	γ ₁	-0.1404	-0.8508	-1.0639	-1.1319	-1.2059	-1.2770	-1.3835	-1.5611	-1.9163	-3.0818	-4.7576
58.9	Q ₀	2.08	4.19	4.85	5.07	5.30	5.52	5.86	6.43	7.59	11.21	17.70
BaK1	P ₀	2.00	1.24	0.57	0.28	-0.03	-0.39	-0.99	-2.19	-5.45	-24.15	-100.1
1.5302	γ ₁	-0.1052	-0.7936	-1.0001	-1.0689	-1.1378	-1.2066	-1.3099	-1.4819	-1.8261	-2.8587	-4.5796
60.5	Q ₀	1.96	3.96	4.58	4.79	5.01	5.22	5.54	6.07	7.16	10.57	16.34
BaK3	P ₀	1.90	1.43	0.97	0.77	0.54	0.30	-0.13	-0.97	-3.28	-16.60	-70.77
1.5467	γ ₁	-0.0610	-0.7218	-0.9201	-0.9862	-1.0522	-1.1183	-1.2174	-1.3827	-1.7131	-2.7043	-4.3564
62.8	Q ₀	1.80	3.68	4.26	4.45	4.65	4.85	5.14	5.64	6.65	9.80	15.37
BaK5	P ₀	1.84	1.15	0.57	0.32	0.05	-0.25	-0.75	-1.76	-4.46	-19.71	-80.62
1.5606	γ ₁	-0.1518	-0.8740	-1.0898	-1.1617	-1.2337	-1.3056	-1.4135	-1.5933	-1.9529	-3.0318	-4.8300
58.3	Q ₀	2.03	4.06	4.68	4.89	5.11	5.32	5.64	6.17	7.26	10.63	16.60
BaK7	P ₀	1.80	0.96	0.31	0.03	-0.27	-0.60	-1.16	-2.27	-5.22	-21.71	-86.85
1.5688	γ ₁	-0.2161	-0.9741	-1.2014	-1.2771	-1.3529	-1.4287	-1.5423	-1.7317	-2.1105	-3.2470	-5.1411
56.0	Q ₀	2.19	4.31	4.96	5.18	5.40	5.62	5.96	6.52	7.66	11.18	17.40
ZK1	P ₀	1.80	1.44	1.09	0.94	0.77	0.58	0.26	-0.38	-2.12	-12.13	-52.55
1.5688	γ ₁	-0.0592	-0.7189	-0.9169	-0.9828	-1.0488	-1.1148	-1.2137	-1.3787	-1.7085	-2.6981	-4.3475
62.9	Q ₀	1.76	3.58	4.15	4.33	4.52	4.71	5.00	5.48	6.45	9.46	14.74
ZK2	P ₀	1.74	1.29	0.90	0.73	0.55	0.34	0.00	-0.68	-2.52	-12.89	-51.07
1.5831	γ ₁	-0.1312	-0.8358	-1.0472	-1.1177	-1.1861	-1.2556	-1.3643	-1.5404	-1.8927	-2.9496	-4.7111
59.3	Q ₀	1.93	3.86	4.45	4.65	4.85	5.05	5.35	5.85	6.87	10.02	15.34

超星阅读器提醒您: 28.58
 使用本复制品
 请尊重相关知识产权!

参数	n ₁	ZF2										
		1.6725 32.2										
n ₂	C	0.0160	0.0950	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0200	-0.0500
ZK3	P ₀	1.72	1.39	1.08	0.95	0.81	0.65	0.38	-0.16	-1.62	-9.92	-43.00
1.5891	φ ₁	-0.0910	-0.7768	-0.9744	-1.0423	-1.1103	-1.1782	-1.2462	-1.4501	-1.7398	-2.8091	-4.5930
61.2	Q ₀	1.81	3.65	4.22	4.41	4.60	4.79	5.07	5.55	6.32	9.51	14.73
ZK5	P ₀	1.03	1.19	0.84	0.70	0.54	0.37	0.08	-0.50	-2.03	-10.45	-43.15
1.6111	φ ₁	-0.2223	-0.8867	-1.2121	-1.2882	-1.3644	-1.4405	-1.5547	-1.7480	-2.1257	-2.2677	-5.1711
55.8	Q ₀	2.12	4.15	4.77	4.97	5.18	5.39	5.70	6.23	7.28	10.52	16.15
ZK6	P ₀	1.63	1.31	1.05	0.94	0.82	0.69	0.46	0.01	-1.19	-7.67	-34.03
1.6126	φ ₁	-0.1548	-0.9740	-1.0868	-1.1617	-1.2337	-1.3056	-1.4135	-1.5853	-1.9520	-3.0318	-4.8360
58.3	Q ₀	1.94	3.85	4.43	4.62	4.82	5.01	5.31	5.80	6.79	9.82	15.08
ZK7	P ₀	1.63	1.39	1.18	1.09	0.99	0.88	0.69	0.32	-0.68	-6.31	-28.51
1.6130	φ ₁	-0.1031	-0.7902	-0.9963	-1.0656	-1.1338	-1.2025	-1.3055	-1.4773	-1.8203	-2.8515	-4.5692
60.6	Q ₀	1.81	3.62	4.17	4.36	4.55	4.73	5.01	5.48	6.41	9.31	14.29
ZK11	P ₀	1.54	1.30	1.12	1.04	0.96	0.87	0.72	0.42	-0.37	-4.71	-21.28
1.6384	φ ₁	-0.2314	-0.9984	-1.2285	-1.3052	-1.3819	-1.4586	-1.5737	-1.7654	-2.1489	-3.2994	-5.2169
55.5	Q ₀	2.10	4.08	4.68	4.88	5.08	5.28	5.58	6.09	7.10	10.18	15.45

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

参数	n_1	ZF3																				
		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0005	0.0002	0.0001	0.00005	0.00002	0.00001										
			23.5																			
K7	P_0	2.09	1.49	0.93	0.69	0.42	0.12	-0.33	-1.40	-4.14	-19.81	-82.94										
1.5147	P_1	-0.0863	-0.6611	-0.8335	-0.8910	-0.9485	-1.0060	-1.0922	-1.2359	-1.5237	-2.3856	-3.9126										
60.6	Q_0	1.93	3.63	4.15	4.33	4.51	4.69	4.96	5.42	6.34	9.25	14.42										
K9	P_0	2.06	1.68	1.25	1.07	0.86	0.62	0.23	-0.58	-2.77	-15.51	-67.45										
1.5163	P_1	-0.0328	-0.5793	-0.7432	-0.7979	-0.8526	-0.9072	-0.9892	-1.1258	-1.3907	-2.2188	-3.5851										
64.1	Q_0	1.78	3.37	3.87	4.04	4.20	4.37	4.63	5.06	5.93	8.65	13.50										
K10	P_0	2.07	1.36	0.73	0.47	0.17	-0.16	-0.71	-1.82	-4.80	-21.76	-89.22										
1.5181	P_1	-0.1168	-0.7078	-0.8882	-0.9443	-1.0034	-1.0625	-1.1511	-1.2969	-1.5943	-2.4804	-3.9584										
58.9	Q_0	2.01	3.75	4.30	4.48	4.66	4.85	5.12	5.59	6.55	9.53	14.84										
BaK1	P_0	2.00	1.47	0.98	0.76	0.53	0.27	-0.18	-1.07	-3.47	-17.15	-72.11										
1.5302	P_1	-0.0880	-0.6631	-0.8364	-0.8940	-0.9516	-1.0091	-1.0955	-1.2394	-1.5273	-2.3909	-3.8302										
60.5	Q_0	1.91	3.57	4.09	4.26	4.44	4.61	4.88	5.32	6.23	9.05	14.08										
BaK3	P_0	1.91	1.57	1.21	1.05	0.88	0.69	0.36	-0.30	-2.09	-12.38	-53.84										
1.5467	P_1	-0.0513	-0.6077	-0.7746	-0.8202	-0.8858	-0.9415	-1.0249	-1.1640	-1.4422	-2.2767	-3.6675										
62.8	Q_0	1.77	3.34	3.83	3.99	4.16	4.32	4.57	4.99	5.83	8.47	13.14										

超星浏览器提醒您：
使用本复制品
请尊重相关知识产权！

参数	ZP3	1.7172 29.5										
		C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0005	0.0010	0.0025	0.0050	0.0100	0.0250
BaK5 1.5606 58.3	P_0	1.85	1.33	0.89	0.70	0.49	0.26	-0.14	-0.91	-3.00	-14.70	-61.01
	T_1	-0.1285	-0.7257	-0.9048	-0.9645	-1.0243	-1.0840	-1.1735	-1.3228	-1.6214	-2.5172	-4.0101
	Q_0	1.96	3.63	4.15	4.32	4.50	4.67	4.93	5.38	6.28	9.07	14.01
BaK7 1.5635 56.0	P_0	1.81	1.18	0.67	0.46	0.23	-0.03	-0.46	-1.31	-3.59	-16.20	-65.60
	T_1	-0.1781	-0.8015	-0.9885	-1.0508	-1.1132	-1.1755	-1.2600	-1.4219	-1.7369	-2.6716	-4.2301
	Q_0	2.08	3.82	4.35	4.53	4.71	4.89	5.17	5.63	6.56	9.46	14.37
ZK1 1.5688 62.9	P_0	1.80	1.53	1.24	1.12	0.98	0.83	0.56	0.04	-1.40	-9.60	-42.51
	T_1	-0.0499	-0.6054	-0.7721	-0.8276	-0.8832	-0.9387	-1.0221	-1.1610	-1.4387	-2.2721	-3.6610
	Q_0	1.73	3.26	3.73	3.89	4.05	4.21	4.45	4.85	5.57	8.20	12.67
ZK2 1.5831 59.3	P_0	1.75	1.39	1.06	0.92	0.77	0.59	0.31	-0.27	-1.81	-10.47	-44.64
	T_1	-0.1093	-0.6964	-0.8725	-0.9312	-0.9899	-1.0486	-1.1366	-1.2834	-1.5769	-2.4575	-3.9250
	Q_0	1.87	3.47	3.96	4.12	4.29	4.46	4.71	5.13	5.98	8.61	13.24
ZK3 1.3891 61.2	P_0	1.72	1.45	1.19	1.07	0.95	0.81	0.57	0.10	-1.18	-8.41	-37.09
	T_1	-0.0763	-0.6458	-0.8166	-0.8736	-0.9305	-0.9875	-1.0720	-1.2153	-1.5001	-2.3544	-3.7782
	Q_0	1.77	3.31	3.78	3.94	4.10	4.26	4.50	4.90	5.71	8.23	12.65
ZK5 1.6111 55.8	P_0	1.64	1.23	0.91	0.78	0.63	0.47	0.20	-0.34	-1.77	-9.62	-40.0
	T_1	-0.1820	-0.8087	-0.9964	-1.0590	-1.1216	-1.1842	-1.2781	-1.4346	-1.7475	-2.6664	-4.2511
	Q_0	2.02	3.68	4.19	4.36	4.53	4.70	4.96	5.39	6.27	8.97	13.69
ZK6 1.6126 58.3	P_0	1.63	1.34	1.09	0.98	0.86	0.73	0.51	0.08	-1.09	-7.57	-32.85
	T_1	-0.1288	-0.7257	-0.9048	-0.9645	-1.0243	-1.0840	-1.1735	-1.3228	-1.6214	-2.5172	-4.0101
	Q_0	1.87	3.45	3.93	4.09	4.26	4.42	4.66	5.07	5.90	8.46	12.91
ZK7 1.6130 60.6	P_0	1.63	1.41	1.20	1.11	1.01	0.90	0.72	0.35	-0.65	-6.25	-23.27
	T_1	-0.0863	-0.6611	-0.8335	-0.8910	-0.9485	-1.0060	-1.0922	-1.2359	-1.5233	-2.3856	-3.8216
	Q_0	1.76	3.28	3.74	3.89	4.05	4.20	4.44	4.83	5.63	8.07	12.33
ZK11 1.6384 55.5	P_0	1.54	1.26	1.03	0.94	0.83	0.72	0.53	0.15	-0.84	-6.27	-27.04
	T_1	-0.1900	-0.8197	-1.0086	-1.0716	-1.1346	-1.1975	-1.2920	-1.4494	-1.7643	-2.7088	-4.2831
	Q_0	1.99	3.62	4.11	4.28	4.44	4.61	4.86	5.28	6.13	8.72	13.21

超星阅读器提醒您：
使用本阅读器时，
请关闭相关软件。

参数	n ₁	n ₂	ZP5 1.7398 23.2									
			C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100
K7	P ₀	2.99	1.61	1.13	0.93	0.71	0.46	0.03	-0.92	-3.12	-16.22	-68.72
1.5147	φ ₁	-0.0792	-0.6066	-0.7648	-0.8176	-0.8703	-0.9231	-1.0022	-1.1340	-1.3978	-2.1889	-3.5075
69.6	Q ₀	1.91	3.46	3.94	4.10	4.26	4.43	4.68	5.09	5.94	8.58	13.28
K9	P ₀	2.06	1.76	1.40	1.24	1.06	0.86	0.53	-0.16	-2.02	-12.82	-56.59
1.5165	φ ₁	-0.0302	-0.5337	-0.6848	-0.7851	-0.7855	-0.8358	-0.9113	-1.0372	-1.2890	-2.0443	-3.3030
64.1	Q ₀	1.77	3.23	3.69	3.84	4.06	4.15	4.38	4.78	5.57	8.06	12.50
K10	P ₀	2.07	1.50	0.97	0.75	0.59	0.23	-0.24	-1.16	-3.65	-17.69	-73.56
1.5181	φ ₁	-0.1070	-0.6488	-0.8103	-0.8644	-0.9185	-0.9726	-1.0538	-1.1899	-1.4596	-2.2711	-3.6237
58.9	Q ₀	1.98	3.57	4.06	4.23	4.40	4.56	4.82	5.24	6.11	8.82	13.64
BaK1	P ₀	2.00	1.57	1.15	0.97	0.77	0.55	0.18	-0.58	-2.61	-14.16	-60.28
1.5302	φ ₁	-0.0807	-0.6089	-0.7674	-0.8202	-0.8730	-0.9258	-1.0051	-1.1371	-1.4012	-2.1935	-3.5140
60.5	Q ₀	1.88	3.40	3.88	4.03	4.19	4.35	4.60	5.00	5.83	8.40	12.98
BaK3	P ₀	1.91	1.63	1.32	1.19	1.04	0.87	0.59	0.02	-1.53	-10.36	-45.91
1.5467	φ ₁	-0.0472	-0.5591	-0.7126	-0.7638	-0.8159	-0.8662	-0.9429	-1.0709	-1.3263	-2.0945	-3.3742
62.8	Q ₀	1.76	3.20	3.64	3.79	3.94	4.10	4.32	4.71	5.48	7.89	12.17
BaK5	P ₀	1.85	1.42	1.04	0.88	0.70	0.50	0.16	-0.51	-2.30	-12.31	-51.74
1.5606	φ ₁	-0.1175	-0.6667	-0.8276	-0.8822	-0.9308	-0.9914	-1.0734	-1.2095	-1.4830	-2.3023	-3.6678
58.3	Q ₀	1.93	3.45	3.92	4.08	4.24	4.40	4.64	5.04	5.86	8.41	12.90
BaK7	P ₀	1.82	1.29	0.85	0.67	0.47	0.25	-0.12	-0.85	-2.79	-13.55	-55.45
1.5688	φ ₁	-0.1623	-0.7303	-0.9007	-0.9575	-1.0143	-1.0711	-1.1564	-1.2984	-1.5624	-2.4310	-3.8546
56.0	Q ₀	2.04	3.61	4.10	4.26	4.43	4.59	4.84	5.26	6.10	8.73	13.37
ZK1	P ₀	1.80	1.58	1.33	1.22	1.10	0.96	0.73	0.27	-0.99	-8.19	-36.96
1.5688	φ ₁	-0.0459	-0.5570	-0.7104	-0.7615	-0.8120	-0.8637	-0.9404	-1.0682	-1.3238	-2.0906	-3.3685
62.9	Q ₀	1.72	3.12	3.56	3.70	3.85	3.99	4.21	4.56	5.33	7.65	11.75

超星浏览器提醒您：
 付费内容制品
 请尊重知识产权

		ZF5 1.7398 28.2											
数		C	0.0156	0.0050	0.0020	0.0010	0.0000	0.0010	0.0020	0.0050	0.0100	0.0250	0.0500
n_2													
ZK2	P_0	1.75	1.44	1.15	1.03	0.90	0.75	0.49	-0.01	-1.37	-8.98	-38.91	
1.5831	F_1	-0.1001	-0.6379	-0.7922	-0.8529	-0.9067	-0.9605	-1.0411	-1.1750	-1.4444	-2.2310	-3.5952	
59.3	Q_0	1.84	3.30	3.75	3.90	4.05	4.21	4.43	4.82	5.60	8.00	12.24	
ZK3	P_0	1.72	1.49	1.26	1.16	1.05	0.92	0.71	0.29	-0.86	-7.31	-32.30	
1.5891	F_1	-0.0700	-0.5921	-0.7499	-0.8022	-0.8545	-0.9068	-0.9855	-1.1160	-1.3775	-2.1620	-3.1691	
61.2	Q_0	1.75	3.16	3.50	3.74	3.88	4.03	4.25	4.62	5.37	7.67	11.73	
ZK5	P_0	1.64	1.29	1.00	0.88	0.74	0.60	0.35	-0.14	-1.42	-8.49	-35.74	
1.6111	F_1	-0.1665	-0.7366	-0.9077	-0.9647	-1.0217	-1.0787	-1.1642	-1.3068	-1.5918	-2.4410	-3.8723	
55.8	Q_0	1.97	3.48	3.94	4.10	4.26	4.41	4.65	5.04	5.84	8.30	12.61	
ZK6	P_0	1.64	1.38	1.15	1.05	0.94	0.82	0.62	0.22	-0.84	-6.77	-29.80	
1.6126	F_1	-0.1175	-0.5637	-0.8276	-0.8822	-0.9368	-0.9914	-1.0734	-1.2009	-1.4830	-2.3023	-3.6078	
58.3	Q_0	1.84	3.28	3.72	3.87	4.02	4.17	4.39	4.77	5.53	7.86	11.95	
ZK7	P_0	1.63	1.44	1.25	1.16	1.07	0.97	0.80	0.46	-0.46	-5.63	-25.89	
1.6130	F_1	-0.0792	-0.5066	-0.7098	-0.8176	-0.8703	-0.9231	-1.0022	-1.1340	-1.3978	-2.1881	-3.5075	
60.0	Q_0	1.74	3.13	3.55	3.69	3.84	3.98	4.19	4.56	5.28	7.53	11.45	
ZK11	P_0	1.65	1.28	1.06	0.97	0.87	0.76	0.58	0.22	-0.73	-5.92	-25.74	
1.6304	F_1	-0.1733	-0.7463	-0.9182	-0.9756	-1.0329	-1.0902	-1.1782	-1.3190	-1.6062	-2.4662	-3.8991	
55.6	Q_0	1.95	3.42	3.87	4.02	4.18	4.33	4.56	4.94	5.71	8.08	12.20	

超星浏览器提醒您：
 使用本复制品
 请尊重相关知识产权

		ZF6										
		1.7550					27.5					
n_1	n_2	C	0.0150	0.0050	0.0020	0.0010	0.0005	0.00025	0.000125	0.0000625	0.00003125	0.000015625
K7	P_0	2.09	1.66	1.23	1.05	0.84	0.62	0.23	-0.55	-2.65	-14.58	-62.26
1.5147	F_1	-0.0756	-0.6720	-0.7301	-0.7804	-0.8308	-0.8811	-0.9566	-1.0825	-1.3342	-2.0835	-3.3481
80.6	Q_0	1.00	3.37	3.83	3.98	4.14	4.30	4.53	4.93	5.73	8.24	12.71
K9	P_0	2.06	1.80	1.47	1.32	1.16	0.98	0.67	0.04	-1.67	-11.57	-51.60
1.5163	F_1	-0.0229	-0.5105	-0.6550	-0.7032	-0.7513	-0.7995	-0.8717	-0.9921	-1.2329	-1.9554	-3.1504
64.1	Q_0	1.77	3.16	3.60	3.74	3.89	4.04	4.26	4.63	5.39	7.77	11.99
K10	P_0	2.07	1.56	1.09	0.88	0.66	0.41	-0.01	-0.85	-3.12	-15.87	-66.49
1.5181	F_1	-0.1020	-0.6178	-0.7726	-0.8242	-0.8757	-0.9273	-1.0047	-1.1337	-1.3916	-2.1654	-3.4550
58.9	Q_0	1.97	3.48	3.94	4.10	4.26	4.42	4.66	5.07	5.89	8.46	13.03
BaK1	P_0	2.00	1.62	1.24	1.07	0.89	0.69	0.34	-0.35	-2.21	-12.78	-54.89
1.5302	F_1	-0.0770	-0.5802	-0.7325	-0.7829	-0.8333	-0.8837	-0.9593	-1.0854	-1.3375	-2.0907	-3.3541
60.5	Q_0	1.87	3.32	3.77	3.92	4.07	4.22	4.45	4.84	5.63	8.08	12.42
BaK3	P_0	1.91	1.66	1.38	1.26	1.12	0.96	0.70	0.18	-1.26	-9.45	-42.24
1.5467	F_1	-0.0451	-0.5344	-0.6811	-0.7301	-0.7790	-0.8279	-0.9013	-1.0236	-1.2682	-2.0021	-3.2252
62.8	Q_0	1.76	3.13	3.55	3.69	3.84	3.98	4.20	4.56	5.30	7.60	11.67
BaK7	P_0	1.82	1.34	0.94	0.77	0.59	0.39	0.05	-0.63	-2.42	-12.33	-50.84
1.5688	F_1	-0.1543	-0.6947	-0.8568	-0.9108	-0.9649	-1.0189	-1.1000	-1.2250	-1.5052	-2.3150	-3.6666
56.0	Q_0	2.01	3.51	3.97	4.12	4.28	4.44	4.67	5.07	5.87	8.37	12.77

望星阅读器提醒您：
使用本产品时，请尊重
相关知识产权。

113568

		ZF6 1.7550 27.5											
		0.0150	0.0450	0.0920	0.0910	0.0900	-0.0010	-0.0025	-0.0050	-0.0100	-0.0250	-0.0500	
n_2	C												
ZK1	P_0	1.81	1.60	1.37	1.27	1.16	1.03	0.81	0.38	-0.80	-7.53	-34.37	
1.5688	φ_1	-0.0438	-0.5325	-0.6791	-0.7279	-0.7768	-0.8256	-0.8989	-1.0211	-1.2654	-1.9984	-3.2199	
62.9	Q_0	1.72	3.05	3.46	3.80	3.74	3.88	4.09	4.44	5.16	7.38	11.28	
ZK2	P_0	1.75	1.47	1.20	1.09	0.96	0.82	0.58	0.11	-1.16	-8.29	-36.24	
1.5831	φ_1	-0.0955	-0.6033	-0.7622	-0.8134	-0.8647	-0.9160	-0.9929	-1.1211	-1.3775	-2.1468	-3.4288	
59.3	Q_0	1.83	3.22	3.65	3.79	3.93	4.08	4.30	4.66	5.40	7.70	11.73	
ZK3	P_0	1.72	1.62	1.29	1.20	1.09	0.98	0.78	0.38	-0.70	-6.78	-30.78	
1.5891	φ_1	-0.0669	-0.5863	-0.7161	-0.7669	-0.8160	-0.8659	-0.9408	-1.0657	-1.3154	-2.0645	-3.3130	
61.2	Q_0	1.75	3.09	3.50	3.64	3.77	3.91	4.12	4.48	5.19	7.39	11.26	
ZK5	P_0	1.65	1.31	1.04	0.93	0.80	0.66	0.43	-0.03	-1.26	-7.95	-33.73	
1.6111	φ_1	-0.1533	-0.7036	-0.8632	-0.9175	-0.9717	-1.0259	-1.1072	-1.2428	-1.5139	-2.3272	-3.6828	
55.8	Q_0	1.95	3.38	3.82	3.97	4.12	4.27	4.49	4.87	5.62	7.97	12.06	
ZK6	P_0	1.64	1.40	1.18	1.09	0.98	0.87	0.68	0.30	-0.72	-6.37	-28.33	
1.6126	φ_1	-0.1120	-0.6325	-0.7887	-0.8406	-0.8928	-0.9449	-1.0129	-1.1531	-1.4133	-2.1941	-3.4955	
58.3	Q_0	1.83	3.20	3.62	3.76	3.90	4.04	4.25	4.61	5.33	7.56	11.46	
ZK7	P_0	1.63	1.45	1.27	1.19	1.11	1.01	0.84	0.52	-0.37	-5.32	-24.74	
1.6130	φ_1	-0.0750	-0.5790	-0.7301	-0.7804	-0.8308	-0.8811	-0.9566	-1.0825	-1.3342	-2.0895	-3.3481	
60.6	Q_0	1.73	3.05	3.46	3.59	3.73	3.86	4.07	4.41	5.11	7.26	11.00	
ZK11	P_0	1.55	1.29	1.08	0.99	0.90	0.79	0.61	0.26	-0.66	-5.12	-25.04	
1.6384	φ_1	-0.1625	-0.7095	-0.8731	-0.9276	-0.9821	-1.0366	-1.1184	-1.2546	-1.5272	-2.3448	-3.7075	
55.5	Q_0	1.92	3.33	3.75	3.90	4.04	4.19	4.40	4.77	5.50	7.76	11.69	

超星阅读器提醒您：
 本产品为扫描版，如有错漏，请尊重相关知识产权。