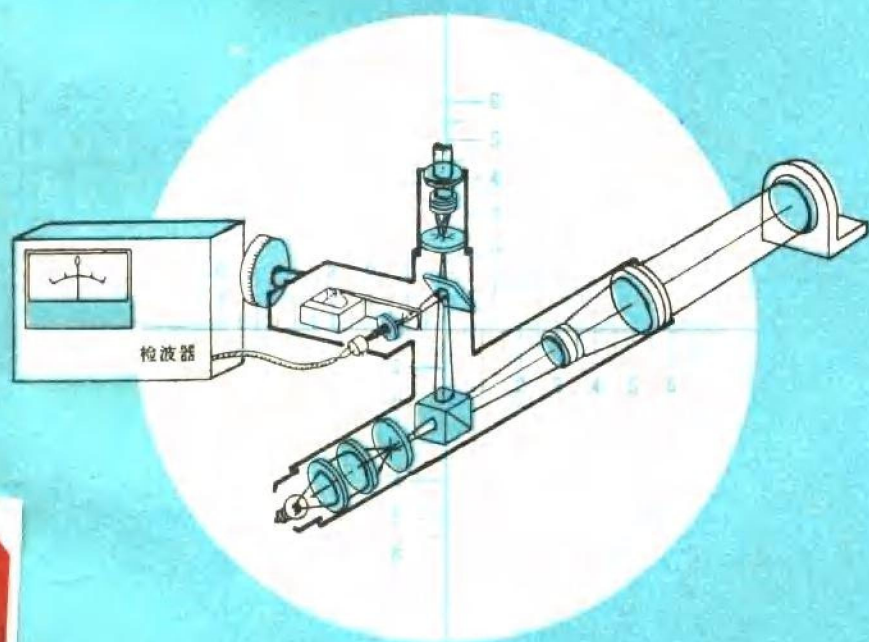


普通高等教育
理工类规划教材

光学测量

杨志文 等 编著



北京理工大学出版社

光 学 测 量

杨志文 等编著



北京理工大学出版社

内 容 简 介

本书由光学测试技术和实验技术两部分组成。书中系统地介绍了光学零部件和光学系统的检测原理和方法,以及 21 个典型实验。在选材上既强调科学性和实用性,又注意吸取新的测试理论和技术,保持教材的先进性。本书按最新国际标准 ISO 编写。书后附有大量思考题和习题,以加深对光学测试理论的理解。

本书是“光学技术与光电仪器”专业的专业课教材,兼作精密仪器、检测技术及仪器仪表、光学计量测试等专业的选用教材,亦可作相关行业的科技人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

光学测量/杨志文等编著. —北京:北京理工大学出版社,1995
ISBN 7-81045-038-7

I. 光… I. 杨… III. 光学-测量-高等学校-教材 IV. 0432.2
中国版本图书馆 CIP 数据核字(95)第 10245 号

北京理工大学出版社出版发行

(北京市海淀区白石桥路 7 号)

(邮政编码 100081)

各地新华书店经售

北京地质印刷厂印刷

*

850×1168 毫米 32 开本 13.75 印张 354 千字

1995 年 8 月第一版 1995 年 8 月第一次印刷

印数:1—1600 册 定价:9.50 元

※图书印装有误,可随时与我社退换※

出版说明

遵照国务院国发[1978]23号文件精神,中国兵器工业总公司承担全国高等学校兵工类专业教材的规划、编审、出版的组织工作。自1983年兵总教材编审室成立以来,在广大教师的积极支持和努力下;在国防工业出版社、兵器工业出版社和北京理工大学出版社的积极配合下,已完成两轮兵工类专业教材的规划、编审、出版任务。共出版教材211种。这批教材出版对解决兵工专业教材有无问题、稳定教学秩序、促进教学改革、提高教学质量都起到了积极作用。

为了使兵工类专业教材更好地适应社会主义现代化建设需要,特别是国防现代化培养人才的需要,反映国防科技的先进水平,达到打好基础、精选内容、逐步更新、利于提高教学质量的要求,我们以提高教材质量为主线,完善编审制度、建立质量标准、明确岗位责任,建立了由主审人审查,责任编委复审和教编室审定等5个文件。并根据兵工类专业的特点,成立了十个专业教学指导委员会,以更好地编制兵工类专业教材建设规划,加强对教材的评审和研究工作。

为贯彻国家教委提出的“抓好重点教材,全面提高质量,适当发展品种,力争系统配套,完善管理制度,加强组织领导”的“八五”教材建设方针。兵总教材编审室在总结前两轮教材编审出版工作的基础上,于1991年制订了1991~1995年兵工类专业教材编写出版规划。共列入教材220种。这些教材都是从学校使用两遍以上、实践证明是比较好的讲义中遴选的,专业教学指导委员会从兵工专业教材建设的整体考虑对编写大纲进行了审查,认为符合兵

工专业培养人才要求,符合国家出版方针。这批教材的出版必将为兵工专业教材的系列配套,为教学质量的提高、培养国防现代人才,为促进兵工类专业科学技术的发展,都将起到积极的作用。

本教材由韩昌元研究员主审,经中国兵器工业总公司光学技术专业教学指导委员会复查,兵总教材编审室审定。

限于水平和经验,这批教材的编审出版难免有缺点和不足之处,希望使用本教材的单位和广大读者批评指正。

中国兵器工业总公司教材编审室

1994 年 9 月

前 言

本教材是按光学技术与光电仪器专业所设光学测量课的教学大纲要求编写的,并经高等工业学校光学技术与光电仪器专业教学指导委员会审定通过。

教材是编著者积历次编写《光学测量》与《光学测量实验》讲义的经验,总结在本学科领域长期从事教学、科研的成果,同时广泛吸取国内外最新文献资料的基础上完成的。编写中注意教材内容的先进性和实用性、具有一定的广度和深度。为突出重点、压缩篇幅,书里常略去一些中间叙述过程,也为读者深入思考留有余地。在章节划分上,坚持以测试技术为主线,并兼顾测试对象。这样安排有利于学生分析问题、解决问题能力的培养,既适应光学测量课程教学要求,又可满足科研、生产实践的需要。

本书由光学测试技术与实验技术两部分组成,依次介绍光学测量基础知识、光学玻璃主要性能测量、光学零部件的基本量测量、光学系统特性参数的检测以及象质检验与评价方法;并介绍了21个典型实验,各章及各实验题目均列有一定数量的思考题和习题。

光学测量是研究光学量的测试和非光学量以光学方法检测的一门学科。其理论基础是应用光学、物理光学以及误差理论与精度分析,并应用光电技术及微机技术等有关知识。它是一门专业课,与光学设计、光学工艺等课程密切相关,并同时对学生们的研究能力和实验技能起着十分重要的作用。

本教材由杨志文主编,王文生、王志坚等参编。由长春光机所国家光学机械产品质量监督检测中心主任韩昌元研究员主审。其

中,杨志文编写第三、六、七章和 § 1.4、§ 4.3、§ 4.4、§ 5.1、§ 5.2、§ 5.3、全部实验技术及思考题和习题;王文生编写第二章和 § 4.1 § 4.2、§ 5.4;王志坚编写 § 1.1 至 § 1.3;韩昌元等同志参编 § 3.1、§ 7.2 中部分内容。

本教材在撰写过程中得到许多单位和个人的大力支持与帮助;主审韩昌元研究员和本书责编委蔡立教授对本书编写给予热情的指导;中国兵器工业总公司教材编审室宋筱平同志和北京理工大学出版社郑锡璉编审以及有关领导,对本书的审定、出版付出了艰辛的劳动,在此表示衷心感谢。

由于水平有限,书中错误及不足之处在所难免,敬请各位读者批评指正。

编著者

1994 年 7 月

目 录

第一章 光学测量基础

§ 1.1 测量误差与数据处理	(1)
§ 1.2 目视光学仪器的对准误差和调焦误差	(13)
§ 1.3 光学测量仪器的基本部件	(16)
§ 1.4 准直检测新技术	(21)

第二章 光学玻璃主要光学性能测量

§ 2.1 光学玻璃折射率与色散的测量	(32)
2.1.1 V 棱镜法	(33)
2.1.2 最小偏向角法	(39)
§ 2.2 光学玻璃的双折射测量	(42)
2.2.1 干涉色法	(43)
2.2.2 四分之一波片法	(45)
§ 2.3 有色光学玻璃光谱特性的测量	(49)

第三章 光学零部件的基本量测量

§ 3.1 光学面形偏差的检测	(56)
3.1.1 斐索平面干涉仪检测面形偏差	(57)
3.1.2 斐索球面干涉仪检测面形偏差	(59)
3.1.3 刀口阴影法检测面形偏差	(66)
3.1.4 全息干涉法检测面形偏差	(74)
3.1.5 超精镜面的干涉检测方法	(78)
§ 3.2 球面曲率半径的测量	(83)
3.2.1 机械法	(83)
3.2.2 自准球径仪法	(87)
3.2.3 自准望远镜测量法	(89)
3.2.4 平行板剪切干涉法	(94)

§ 3.3 平面光学零件光学不平行度测量	(97)
3.3.1 自准直法测光学不平行度	(98)
3.3.2 等厚干涉法测光学不平行度	(104)
3.3.3 激光点光源干涉法测不平行度	(110)
第四章 光学系统特性参数检测	
§ 4.1 显微系统特性参数检测	(115)
4.1.1 显微系统放大率的检测	(115)
4.1.2 显微镜物镜的数值孔径检测	(117)
§ 4.2 望远系统光学特性参数的检测	(119)
4.2.1 视度检测	(119)
4.2.2 视差检测	(124)
4.2.3 视放大率的检测	(129)
§ 4.3 照相物镜光学特性参数检测	(131)
4.3.1 相对孔径的检测	(132)
4.3.2 有效光阑指数的检测	(134)
4.3.3 渐晕系数的检测	(137)
4.3.4 象面照度均匀度的检测	(139)
4.3.5 变焦距照相物镜象面稳定性检测	(142)
§ 4.4 焦距和顶焦距的测量	(145)
4.4.1 放大率法	(147)
4.4.2 附加透镜法	(150)
4.4.3 附加接筒法	(151)
4.4.4 精密测角法	(153)
4.4.5 平面光学元件最小焦距的测量	(154)
第五章 光学系统象质检验与评价	
§ 5.1 星点检验	(160)
§ 5.2 分辨率检测	(171)
§ 5.3 物镜几何象差检测	(187)
5.3.1 哈特曼法检测几何象差	(187)
5.3.2 摄影物镜畸变检测	(195)
5.3.3 刀口阴影法检测几何象差	(204)
§ 5.4 物镜波象差检测	(217)

5.4.1	泰曼—格林干涉仪检测波象差	(217)
5.4.2	剪切干涉法检测波象差	(224)
5.4.3	波面位相自动探测技术	(232)
5.4.4	干涉图形的自动判读	(241)
第六章 光学系统杂光与透射比检测		
§ 6.1	光学系统的杂光	(248)
§ 6.2	杂光系数的检测	(253)
§ 6.3	杂光扩散函数(GSF)的检测	(259)
§ 6.4	检测条件的标准化	(263)
§ 6.5	光学系统的透射比	(268)
§ 6.6	光学系统透射比的检测	(274)
§ 6.7	照相物镜色贡献指数(CCI)的检测	(281)
第七章 光学传递函数测量		
§ 7.1	光学传递函数测量基础	(290)
7.1.1	光学传递函数的基本概念	(290)
7.1.2	光学传递函数测量概述	(301)
§ 7.2	光学传递函数的扫描测量法	(305)
7.2.1	光学傅里叶分析法	(305)
7.2.2	光电傅里叶分析法	(311)
7.2.3	数字傅里叶分析法	(317)
§ 7.3	用光学传递函数评价象质	(325)
7.3.1	光学传递函数的表示及评价方法	(325)
7.3.2	光学传递函数与其它象质检测的关系	(334)
光学测量实验技术		
实验一	平行光管调校	(339)
实验二	准直检测的新方法	(345)
实验三	V 棱镜折光仪测折射率与色散	(348)
实验四	最小偏向角法测玻璃折射率	(354)
实验五	光学零件曲率半径测量	(357)
实验六	放大率法测量焦距和顶焦距	(363)
实验七	平面光学元件的光学不平行度测量	(367)
实验八	激光点光源干涉法测棱体转镜的角差与棱差	(372)

实验九	泰曼干涉仪检测双象差	(374)
实验十	平面干涉仪检测面形偏差	(377)
实验十一	激光球面干涉仪检测面形偏差	(379)
实验十二	全息干涉法检测面形偏差	(382)
实验十三	刀口阴影法检验面形偏差	(384)
实验十四	望远镜的视度与视差检测	(388)
实验十五	光学系统分辨率检测	(392)
实验十六	光学系统的星点检验	(395)
实验十七	刀口阴影法检测几何象差	(397)
实验十八	泰曼干涉仪检测波象差	(403)
实验十九	光学系统透射比的测量	(406)
实验二十	光学系统杂光系数测量	(409)
实验二十一	光学传递函数测量(光电傅氏分析法)	(412)
习题与思考题		(415)
参考文献		(425)

第一章 光学测量基础

§ 1.1 测量误差与数据处理

一、测量的概念及方法

测量是日常生活中经常遇到的现象。为使测量有一个规范化的定义,首先要明确以下概念。

(1) 计量单位:有明确定义和名称并命其数值为 1 的固定的量。

国际上对七种基本物理量和有专门名称的导出物理量规定了基本单位。表 1-1 列出基本物理量的基本单位。

表 1-1 国际单位制的基本单位

量的名称	单位名称	单位符号
长 度	米	m
质 量	千克(公斤)	kg
时 间	秒	s
电 流	安(培)	A
热力学温度	开(尔文)	K
物质的量	摩(尔)	mol
发光强度	坎(德拉)	Cd

此外尚有辅助单位,见表 2-2

表 2-2 国际单位制的辅助单位

量的名称	单位名称	单位符号
平面角	弧 度	rad
立体角	球 面 度	Sr

国际单位制中具有专门名称的导出单位中,与光学测量联系紧密的有两种,见表 3-3。

表 3-3 国际单位制中光学量的导出单位

量的名称	单位名称	单位符号
光通量	流(明)	lm
光照度	勒(克斯)	lx

(2)量值:数值和计算单位的乘积。

测量:为确定被测对象的量值而进行的实验过程。

测试:具有试验性质的测量。

光学测量:对光学材料、零件及系统的参数和性能的测量。

测量方法可以从不同角度进行分类。最基本的是将其分为两类,即直接测量和间接测量。

直接测量:无需对被测的量与其它实测的量进行函数关系的辅助计算,而直接得到被测量值的测量。

间接测量:直接测量的量与被测的量之间有已知函数关系,从而得到该被测量的测量。

二、测量误差与数据处理

1. 量的真值和残值

量的真值:一个量在被测时,该量本身所具有的真实大小。

量的真值是理想的概念,一般说来真值是不知道的。在实际测量中,常用的是被测量的实际值或已修正过的算术平均值代替真值。所谓实际值是满足规定准确度的用来代替真值使用的量值。

残差:测量列中的一个测得值 a_i 和该列的算术平均值 $\bar{a}$ 之间的差 v_i 。

$$v_i = a_i - \bar{a} \quad (1-1)$$

2. 测量误差的来源和分类

总的来说,测量误差产生原因可归纳为:

(1)测量装置误差:来源于读数或示值装置误差、基准器(或标

准件)误差、附件(如光源、水准器、调整件等)误差和光电探测电路误差等。按其表现形式可分为机构误差、调整误差、量值误差和变形误差等。

(2)环境误差:温度、湿度、气压、照明等与要求标准状态不一致或由于振动、电磁干扰等导致的误差。

(3)方法误差:由于测量采用的数学模型不完善,利用近似测量方法等引起的误差。

(4)人员误差:由于人眼分辨率限制,操作者技术水平不高和固有习惯、感觉器官的生理变化等引起的误差。

有时待测件本身变化也可造成误差。

测量误差按其特点和性质,可分为系统误差、偶然误差(随机误差)和粗大误差三类。

(1)系统误差:在偏离测量规定条件时或由于测量方法所引入的因素,按某确定规律所引起的误差。

系统误差可按对误差掌握程度分为已定系统误差(误差的大小和符号已知)和未定系统误差(误差的大小和符号未知)。系统误差可用理论分析或实验方法判断,对已定系统误差用加修正值的方法消除。

(2)随机误差(也称偶然误差):在实际测量条件下,多次测量同一量值时,误差的绝对值和符号以不可预定方式变化的误差。随机误差就整体而言符合统计规律。

(3)粗大误差:超出规定条件下预期的误差。如读错或记错数据,仪器调整错误,实验条件突变等引起的误差。含有粗大误差的测量值应删除。

3. 精度

反映测量结果与真值接近程度的量称为精度。精度高,则误差小。

精度分为:

(1)正确度:由系统误差引起的测得值和真值的偏离程度。

(2)精密度:由偶然误差引起的测得值和真值的偏离程度。

(3)准确度:由系统误差和偶然误差综合引起的测得值和真值的偏离程度。

以射击为例,靶心相当于量值中的真值,弹痕相当于测得值,如图 1-1 所示

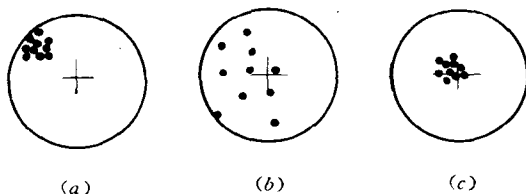


图 1-1 弹痕精度图

(a)图中系统误差大,正确度低,但偶然误差小,精密度高;(b)图偶然误差大,精密度低,但系统误差小,正确度高;(c)图系统误差和偶然误差均小,精密度和正确度高,从而准确度高。

4. 偶然误差

在相同测量条件下,对同一个物理量进行多次重复测量,得到一个系列测量值(常称测量列),它们都含有偶然误差。偶然误差的单次出现没有任何规律,但就误差整体而言,却具有对称性、单峰性、有界性以及抵偿性等统计规律。

(1)偶然误差的评价:由于单个误差的出现没有规律性,采用标准偏差、平均误差、或然误差及极限误差等表明某条件下一组测量数据的精密度。其中常用的是标准偏差和极限误差。

测量列中单次测量的标准偏差:测量列中单次测量的标准偏差 σ_0 是表征同一被测量值的 n 次测量所得结果的分散性参数,并按下式计算

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n d_i^2}{n}} \quad (1-2)$$

式中 d_i —— 测得值与被测量真值之差。

极限误差:各误差实际上不应超过某个界限,极限误差由 $\pm t\sigma_0$ 确定, t 为系数,它由误差分布决定,如正态分布, $t=3$ 。

(2)正态分布:当由测量过程中多个互不相关的因素引起测量值微量变化而形成偶然误差时,量值的误差分布服从正态分布。由于大多数偶然误差服从正态分布,所以正态分布是极其重要和有用的。

正态分布具有以下特征:

单峰性:绝对值小的误差比绝对值大的误差出现的概率大。

对称性:绝对值相等的正误差与负误差出现的概率相等。

有界性:在一定的测量条件下,偶然误差的绝对值不会超过一定的限度。

抵偿性:偶然误差的算术平均值随着测量次数的不断增加而趋于零。即

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i = 0 \quad (1-3)$$

服从正态分布的偶然误差,其概率密度函数

$$f(\delta) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta^2}{2\sigma_0^2}} \quad (1-4)$$

式(1-4)又称高斯曲线,图 1-2 绘出该曲线。在曲线拐点处对应的横坐标恰为 σ_0 ,在 $\pm\sigma_0$ 范围内,概率为 68.3%;误差位于 $\pm 3\sigma_0$ 区间内,概率为 99.7%。由于概率在 $\pm 3\sigma_0$ 外仅为 0.3%,故常以 $\pm 3\sigma_0$ 作为正态分布的极限误差 Δ ,即

$$\Delta = 3\sigma_0 \quad (1-5)$$

图中给出三条不同正态分布曲线($\sigma_{01} < \sigma_{02} < \sigma_{03}$)。可以看出, σ_0 越小,曲线越高且狭窄,偶然误差的分布越密集,表明测量的精密度越高;反之, σ_0 越大,曲线越低且宽展,偶然误差分布越稀疏,精密度就越低。所以, σ_0 可作为测量列中单次测量不可靠性的评定标准。

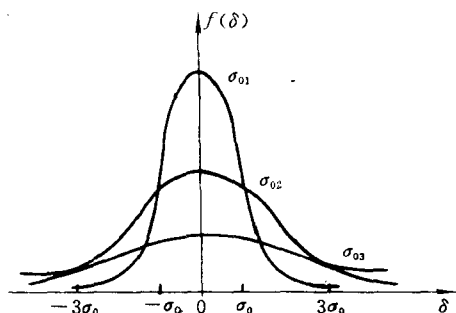


图 1-2 正态分布曲线

(3)偶然误差的其它分布:偶然误差尚有其它分布,在光学测量中较为重要的是等概率分布和三角形分布。

等概率分布(又称均匀分布):偶然误差在区间 $[-\Delta, +\Delta]$ 内各处出现概率相等,在区间外概率为零,如图 1-3 所示。

显微镜或望远镜对物体进行调焦时,调焦在景深范围内任一点,象均是清晰的,超出景深范围就不清晰了,所以调焦误差服从等概率分布。此外,眼睛瞄准产生的误差和度盘刻度误差也服从等概率分布。等概率分布的极限误差和标准偏差关系为

$$\Delta = \sqrt{3} \sigma_0 \quad (1-6)$$

三角形分布:概率密度函数曲线呈三角形形状,如图 1-4 所示。

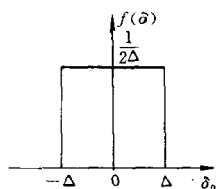


图 1-3 均匀分布的概率
密度曲线

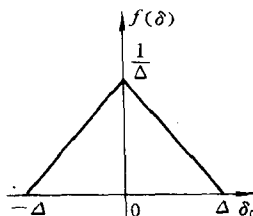


图 1-4 三角形分布的概率
密度曲线

测角仪和经纬仪轴系晃动产生的角值误差服从三角形分布。三角形分布的极限误差和标准偏差的关系为

$$\Delta = \sqrt{6} \sigma_0 \quad (1-7)$$

5. 算术平均值和残差

对某一量进行一系列等精度测量(在完成一系列测量时,认为仪器性能、测量方法,操作技术和外界条件均没有改变),测得值为

$$x_1, x_2, \dots, x_n$$

取算术平均值

$$\bar{x} = \frac{1}{n} (x_1 + x_2 + \dots + x_n) \quad (1-8)$$

此时式(1-1)中的 v_i 应为偶然误差 δ_i , 由该式求得

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n \delta_i &= \sum_{i=1}^n x_i - n\bar{x} \\ \bar{x} &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i \end{aligned}$$

由于偶然误差的抵偿性, 当 $n \rightarrow \infty$ 时, $\sum_{i=1}^n \delta_i \rightarrow 0$, 所以

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

说明, 若测量次数 n 无限增大时, 算术平均值趋于真值。当测量次数有限时, 可把算术平均值近似地视为真值。

另外, 根据最小二乘法原理, 最能代表某测量列的值(最佳值)是各测得值对该值的偏差平方和最小。设 x_m 是此最佳值, 则

$$f(x_m) = \sum_{i=1}^n (x_i - x_m)^2 = \min$$

令 $f(x_m) = 0$, 得

$$x_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

由此可见, 在同一测量条件下, 测量列的最佳值是算术平均值。

因此, 测量中用算术平均值表征真值。

各测得值与算术平均值之差代表残差,残差有以下两个性质:
在 $n \rightarrow \infty$ 时,残差代数和为零

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n v_i = 0 \quad (1-8)$$

残差的平方和为最小

$$\sum_{i=1}^n v_i^2 = \min \quad (1-9)$$

6. 算术平均值的标准偏差

真值往是无法确切知道的,只能用算术平均值代替真值,又由于测量次数总是有限的,标准偏差只能由残差计算出的所谓标准偏差来估计。

结合将式(1-1)和式(1-2)有

$$\delta_i = x_i - \bar{x} + \bar{x} - x = v_i + \delta_{\bar{x}}$$

上式平方后相加,得

$$\sum_{i=1}^n \delta_i^2 = \sum_{i=1}^n v_i^2 + n\delta_{\bar{x}}^2 \quad (1-10)$$

因为 $\delta_{\bar{x}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i$

$$\delta_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n^2} \left(\sum_{i=1}^n \delta_i \right)^2 = \frac{1}{n} \frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2 + 2 \sum_{i \neq j} \delta_i \delta_j}{n}$$

式中,当 n 充分大时, δ_i 的分布满足对称性, $\sum_{i \neq j} \delta_i \delta_j \rightarrow 0$, 上式变为

$$\delta_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n} \frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{n}$$

将上式代入式(1-10),得

$$(n-1) \frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{n} = \sum_{i=1}^n v_i^2$$

令 $\sigma = \sigma_0 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{n}}$, 则

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n v_i^2}{n-1}} \quad (1-11)$$

式(1-11)为有限次测量中,用残差求出的 σ 估计 σ_0 的计算公式,称 σ 为 σ_0 的最佳估计值。

算术平均值的标准偏差最佳估计值 $\sigma_{\bar{x}}$ 为

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (1-2)$$

7. 间接测量误差的传递

间接测量时,需对 n 个变量进行直接测量,每个直接测量的量均有测量误差,最后反映待测量的标准偏差为

$$\sigma_v = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \cdots + \left(\frac{\partial v}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2} \quad (1-12)$$

式中 $\frac{\partial v}{\partial x_1}, \frac{\partial v}{\partial x_2}, \dots, \frac{\partial v}{\partial x_n}$ 为误差传递系数,它们反映各直接测量量误差在误差传递过程中的放大程度。

8. 不等精度测量

对同一物理量用不同测量仪器或不同的测量次数及测量者进行测量,显然不能认为各测得数据列的可信程度是相同的。各测量值的相对可信程度用一个称为“权”的数值表示。将这种测量称之为不等精度测量。

不等精度测量的算术平均值应根据各列测得值的可信程度进行计算,称之为加权算术平均值。要确定加权算术平均值及其标准偏差,关键问题是如何确定和选择“权”的值。

确定权的大小,一般可采用两种办法:一是根据测量次数确定;二是由标准偏差确定。

由测量次数确定权时

$$\frac{p_i}{p_1} = \frac{n_i}{n_1} \quad (1-13)$$

式中 n_i ——某测量列的测量次数; n_1 ——测量列中最少的测量次数; p_i ——某列测量值的权; p_1 ——各列测量值中的最小权。

由标准偏差确定权时

$$\frac{p_i}{p_1} = \frac{\sigma_{x1}^2}{\sigma_{x2i}^2} \quad (1-14)$$

式中 σ_{x_i} ——某列测量值的算术平均值标准偏差; σ_{x1} ——各列测量值中最大的算术平均值标准偏差。一般将 p_1 规化为 1, 称为“单位权”。

权确定后, 由下式计算不等精度测量的加权算术平均值

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^m p_i \bar{x}_i}{\sum_{i=1}^m p_i} \quad (1-15)$$

式中 $\bar{x}_i$ ——某测量列的算术平均值; m ——不等精度测量列的数目。加权算术平均值标准偏差的估计值为

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m p_i v_i^2}{(m-1) \sum_{i=1}^m p_i}} \quad (1-16)$$

式中 $v_i = x_i - \bar{x}$ 。

9. 不确定度

不确定度 s 是根据测量误差表征待测量的真值处于某个量值范围内。精确计算不确定度是一个相当复杂的问题, 因为有些值只能用经验或依靠其它已知条件估算。为简便, 可以用算术平均值标准偏差估计值乘某一系数来估算, 即

$$s = k\sigma_{\bar{x}} \quad (1-17)$$

k 值可取 3, 认为测量的不确定度 s 等于 3 倍算术平均值标准偏差估计值。

10. 粗大误差判断

常用的判断准则有五种：拉伊达 (Паўта) 准则、格拉布斯 (Grubbs) 准则、肖维勒 (Chauvenet) 准则、狄克逊 (Dixon) 准则和 T 检验准则。判断步骤如下：

- (1) 将测得值由小到大排列为 $x_1, x_2, \dots, x_n$;
- (2) 选定风险率 α ，一般取 5% 或 1%；
- (3) 计算判定值 T ，如果 x_1 或 x_n 是可疑的，则

$$T = \frac{\bar{x} - x_1}{\sigma} \text{ 或 } T = \frac{\bar{x} - x_n}{\sigma}$$

(4) 根据 n 和 α 查表 1-4 得 $T(n, \alpha)$ 值。若 $T > T(n, \alpha)$ 值，则相应的 x_1 或 x_n 应舍弃。

表 1-4 $T(n, \alpha)$ 值

$\alpha \backslash n$	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1%	1.15	1.49	1.75	1.94	2.10	2.22	2.32	2.41	2.48	2.55
5%	1.15	1.46	1.67	1.82	1.94	2.03	2.11	2.18	2.23	2.29

11. 有效数字

关于有效数字值和计算法则应注意的问题：一切表示误差和精度的数字，一般只保留一位；测量结果数据的有效数字，应与结果的误差位数适应，即由测量误差确定测量结果的有效数字。

12. 等精度直接测量和间接测量数据处理步骤

等精度直接测量数据处理步骤

- (1) 计算算术平均值 $\bar{x}$ ；
- (2) 计算残差 v_i ；
- (3) 计算标准偏差的估计值 σ ；
- (4) 判断粗大误差，如有粗大误差，应剔除，然后重新计算 $\bar{x}$ 、 v_i 和 σ ；
- (5) 求算术平均值的标准偏差估计值 $\sigma_{\bar{x}}$ ；
- (6) 求测量的不确定度 s ；
- (7) 写出测量结果 $x = \bar{x} \pm S$ 。

间接测量数据处理步骤

(1) 计算间接测量值 $v, v = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$, 一般是对某一值 x_i 直接测量, 其余 x 值已知;

(2) 计算间接测量值的标准偏差估计值

$$\sigma_v = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial v}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2}$$

(3) 由 σ_v 确定测量结果的有效数字。

例 在圆环球径仪上测一凸面曲率半径 R , 若式 $R = \frac{r^2}{2h} + \frac{h}{2} - \rho$ 中, 已知 $r = 42.511\text{mm}$, $\sigma_r = 0.001\text{mm}$, $\rho = 5.143\text{mm}$, $\sigma_\rho = 0.0005\text{mm}$. h 为矢高, 由圆环球径仪上测得, 测量数据如下表。

序号	1	2	3	4	5
$h(\text{mm})$	4.5482	4.5475	4.5478	4.5485	4.5474

按等精度直接测量步骤计算测量值 h

$$(1) \bar{h} = \frac{\sum_{i=1}^5 h_i}{n} = 4.5479;$$

$$(2) v_1 = 0.0003; v_2 = -0.0004; v_3 = -0.0001;$$

$$v_4 = 0.0006; v_5 = -0.0005$$

$$(3) \sigma_h = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^5 v_i^2}{5-1}} = 0.0005;$$

(4) 经判断无粗大误差, 全部数据有效;

$$(5) \sigma_{\bar{h}} = \frac{\sigma_h}{\sqrt{5}} = 0.0002;$$

$$(6) S = 3\sigma_{\bar{h}} = 0.0006;$$

$$(7) h = \bar{h} \pm S = 4.5479 \pm 0.0006\text{mm}.$$

计算间接测量值 R

$$(1) \sigma_R = \sqrt{\left(\frac{r}{h}\right)^2 \sigma_r^2 + \frac{1}{4} \left(1 - \frac{r^2}{h^2}\right)^2 \sigma_h^2 + \sigma_\rho^2} = \pm 0.02;$$

$$(2) R = \frac{r^2}{2h} + \frac{h}{2} - \rho = 195.81。$$

这里应指出,用测得的 h 值计算的 σ_h , 表征 h 的标准偏差估计值虽不够严谨,但却可使误差分析大为简化。

§ 1.2 目视光学仪器的对准误差和调焦误差

对准是指在垂直于瞄准轴方向上,使目标和比较标记重合或置中的过程,又称横向对准。调焦是指目标和比较标记沿瞄准轴方向重合或置中的过程,又称纵向对准。

对准残留的误差称为对准误差,调焦残留的误差称为调焦误差。

一、人眼的对准误差和调焦误差

人眼的极限分辨角 α 与瞳孔直径 D_e 、被观察景物的照度、衬度及照明光的波长有关,参考公式为

$$\alpha = \frac{1}{0.618 - 0.13/D_e} \text{ (分)} \quad (1-18)$$

在正常照度下,白光照明,人眼瞳孔直径 $D_e = 2\text{mm}$ 时

$$\alpha \approx 1' \sim 2'$$

人眼的对准误差 δ 与对准方式有关,表 1-5 列出常用对准方式的对准误差。

表 1-5 人眼对准误差 δ

压线对准	游标对准	夹线对准	叉丝对准	狭缝夹线或叉丝对准
				 
60"	15"	10"	10"	10"

对准与分辨即有联系,又是两个不同的概念。后者是分辨两个

靠近目标的问题,前者是使目标和比较标记重合或置中的问题。由于均受衍射的影响,两者有一定的联系。

二、人眼通过望远镜和显微镜观察时的对准误差和调焦误差

1. 对准误差

(1) 望远镜观察

$$\gamma = \frac{\delta}{\Gamma}$$

式中 γ ——人眼通过望远镜观察时的对准误差; δ ——人眼对准误差; Γ ——望远镜视放大率。

(2) 显微镜观察:在明视距离处,与人眼对准误差相应的横向距离为

$$\Delta y_0 = 250 \times \frac{\delta}{3438} = 0.073\delta(\text{mm})$$

通过倍率为 Γ_M 的显微镜观察时

$$\Delta y = \frac{0.073}{\Gamma_M} \delta(\text{mm}) \quad (1-19)$$

2. 调焦误差

常用的调焦方式有清晰度法和消视差法。清晰度法是以目标象和比较标志同样清晰为准,其调焦误差由几何景深和物理景深决定。消视差法是以眼睛垂直于瞄准轴摆动时看不出目标象和比较标志有相对错动为准,调焦误差受对准误差影响。

(1) 望远镜观察

清晰度法:

$$\text{极限误差 } \varphi = \left(\frac{0.29\alpha}{\Gamma D} + \frac{4\lambda}{3D^2} \right) \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-20)$$

$$\text{标准偏差 } \sigma_{TP} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{0.29\alpha}{\Gamma D} + \frac{4\lambda}{3D^2} \right) \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-21)$$

式中 D ——望远镜物方的有效通光孔径; λ ——照明光波长(μm); α ——人眼极限分辨角(分)。

消视差法:

$$\text{极限误差 } \varphi = \frac{0.58\delta}{\Gamma^2 \left(D' - \frac{D_e}{2} \right)} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-22)$$

$$\text{标准偏差 } \sigma_{\text{TP}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \frac{0.58\delta}{\Gamma^2 \left(D' - \frac{D_e}{2} \right)} \right\} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-23)$$

式中 δ ——人眼对准误差(分); D' ——望远镜出瞳直径; D_e ——眼瞳直径。

(2)显微镜观察

清晰度法:

$$\text{极限误差 } \Delta x = \left(\frac{73n\alpha}{2\Gamma\text{NA}} + \frac{n\lambda}{3\text{NA}^2} \right) \quad (\mu\text{m}) \quad (1-24)$$

$$\text{标准偏差 } \sigma_{\text{MP}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{73n\alpha}{2\Gamma\text{NA}} + \frac{n\lambda}{3\text{NA}^2} \right) \quad (\mu\text{m}) \quad (1-25)$$

消视差法:

$$\text{极限误差 } \Delta x = \frac{73n\alpha}{\Gamma\text{NA}} \frac{D'}{D' - \frac{D_e}{2}} \quad (\mu\text{m}) \quad (1-26)$$

$$\text{标准偏差 } \sigma_{\text{MP}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{73n\alpha}{\Gamma\text{NA}} \frac{D'}{D' - \frac{D_e}{2}} \quad (\mu\text{m}) \quad (1-27)$$

由于人眼的生理特性,无论是对准还是调焦均有一定的误差。为提高对准和定焦精度,现在广泛采用光电对准和定焦。此外,为提高定焦精度,人们也采取了一系列措施,常用的有以下三种:

将纵向调焦变为横向对准,如半透镜定焦法;

利用人眼的体视锐度($10''$),如立体视差仪定焦;

利用人眼的衬度灵敏度(5%),如双星点定焦法。

光学仪器的对准误差约为其分辨率的 $1/6 \sim 1/10$ 。

望远镜对准误差

$$\gamma_{\text{min}} = \left(\frac{1}{6} \sim \frac{1}{10} \right) \alpha \quad (1-28)$$

显微镜对准误差

$$\Delta y_{\min} = \left(\frac{1}{6} \sim \frac{1}{10} \right) \Delta \quad (1-29)$$

§ 1.3 光学测量仪器的基本部件

光学测量仪器的基本部件较多,这里仅介绍平行光管和自准直仪。

一、平行光管及其调校方法

平行光管是光学测量中最常用的部件,发出平行光,用来模拟无限远目标。它主要由望远物镜和安置在物镜焦平面上的分划板构成。

调校平行光管的目的是使分划板的分划面位于物镜焦平面上。调校方法有:远物法、可调前置镜法、自准直法、五棱镜法和三管法等,这里介绍常用的三种。

1. 可调前置镜法

可调前置镜是带伸缩筒的望远镜。伸缩筒刻度为零时,分划面位于前置镜物镜焦平面上。物镜焦距最好为待调校平行光管物镜焦距的 3~5 倍,物镜口径应大于待调校平行光管物镜口径。调校光路如图 1-5 所示。

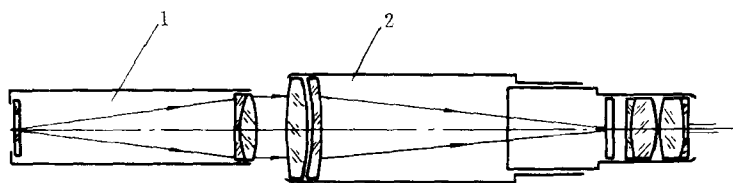


图 1-5 可调前置镜法原理图

1-平行光管;2-可调前置镜

将平行光管对向前置镜,使两者光轴大致重合。轴向移动伸缩筒,使平行光管分划象和前置镜分划面重合。根据伸缩筒的读数

和移动方向,确定平行光管分划板的调节距离和方向,移动距离由下式计算

$$a = \frac{f_c'^2}{f_T'^2} a_T \quad (1-30)$$

式中 a_T ——前置镜伸缩筒刻度值; a ——平行光管分划板调节距离; f_c' ——平行光管物镜焦距; f_T' ——前置镜物镜焦距。当前置镜伸缩筒刻度为零时,若平行光管分划象清晰无视差地落在前置镜分划面上,则调校完毕。

此种调校方法包含两项误差,即调焦误差和前置镜的零位误差。前置镜本身的调校一般采用自准直法或五棱镜法,由于其视放大率大,调校精度高,可以大致估计其调校标准偏差。

调校标准偏差

(1)清晰度法

$$\sigma_{TP_1} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{0.29\alpha}{\Gamma_T D} + \frac{4\lambda}{3D^2} \right) \quad (1-31)$$

(2)消视差法

$$\sigma_{TP_1} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{0.58\delta}{\Gamma_T^2 \left(D' - \frac{De}{2} \right)} \quad (1-32)$$

式中 Γ_T ——前置镜视放大率; D ——平行光管物镜口径; D' ——系统出瞳直径, $D' = D/\Gamma_T$ 。

总的标准偏差

$$\sigma_{TP} = \sqrt{\sigma_{TP_1}^2 + \sigma_{TP_0}^2} \quad (1-33)$$

式中 σ_{TP_0} ——前置镜调校标准偏差。

2. 自准直法

将平行光管配上自准直目镜构成自准直仪,用一个面形偏差小的有效口径大于平行光管物镜口径的平面反射镜,对向自准直仪,如图 1-6 所示。

此种方法也包含两项误差,即平面反射镜面形偏差和调焦误

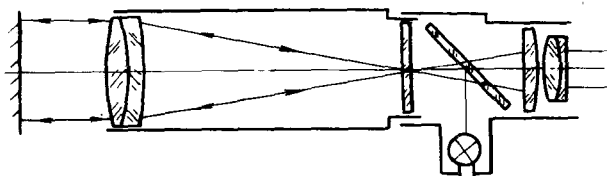


图 1-6 自准直法原理图

差,前者为系统误差,可由光圈数 N 计算出

$$SD_0 = \frac{4N\lambda}{D_0^2}$$

式中 D_0 ——平面反射镜口径。后者则可根据调焦方式求得。由于自准直,标准偏差减半,所以

(1)清晰度法

$$\sigma_{TP_1} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left(\frac{0.29\alpha}{FD} + \frac{4\lambda}{3D^2} \right) \quad (1-34)$$

(2)消视差法

$$\sigma_{TP_1} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{0.58\delta}{F^2 \left(D' - \frac{De}{2} \right)} \quad (1-35)$$

总的调校误差

$$\sigma_{TP} = SD_0 + \sigma_{TP_1} \quad (1-36)$$

3. 五棱镜法

五棱镜法是根据五棱镜的成像特性而提出的。五棱镜的特征方向垂直于光轴截面,棱镜绕其转动不产生象偏转。光路如图 1-7 所示。

将五棱镜置于平行光管物镜前,用前置镜观察经五棱镜射出的平行光管分划象,使之和前置镜分划线对准。沿垂直平行光管光轴方向移动五棱镜,由于五棱镜始终使出射光线垂直入射光线,即将光线折转 90° 。若平行光管发出平行光,在棱镜移动过程中,平行光管的分划象相对前置镜分划线不会产生横向移动。否则将有

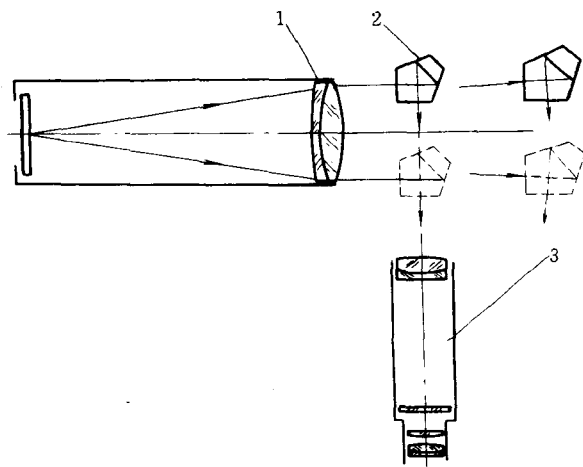


图 1-7 五棱镜法原理图

1-平行光管;2-五棱镜;3-前置镜

横向移动,此时,应调整平行光管分划板,直至不产生横向移动为止。

五棱镜法的调校误差为

$$\sigma_{TP} = \frac{0.29\alpha}{\Gamma(D - D_p)} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-37)$$

式中 D_p ——五棱镜口径; Γ ——前置镜视放大率。

以上三种方法各有优缺点,可根据实际情况选用。

二、自准目镜和自准直仪

自准直目镜是一种带分划板和分划板照明装置的目镜。一般自准直目镜不能单独使用,应与望远镜物镜配合构成自准直望远镜;与显微镜物镜配合构成自准直显微镜。它们统称自准直仪。如图 1-8 所示。

常用的自准直目镜有三种。

(1)高斯自准直目镜(简称高斯目镜):见图 1-8,光源经与光轴成 45° 角放置的分束板照明分划,它经物镜发出光束,再经反射

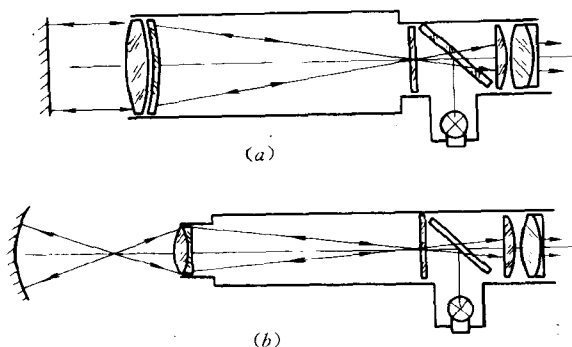


图 1-8 (a)自准直望远镜;(b)自准直显微镜

镜自准回来,在分划处形成自身象。

(2)阿贝自准直目镜(简称阿贝目镜):见图 1-9(a)。光源通过小直角棱镜照明分划板的一部份,此部分一般是在铝膜上刻一透光十字线。若平面反射镜垂直物镜光轴,此十字线将自准于视场另一侧的分划中心处。视场如图(1-9)(b)所示。

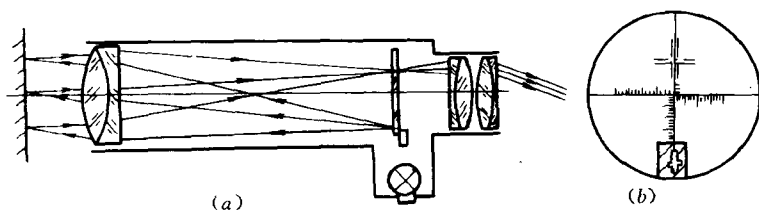


图 1-9 (a)采用阿贝目镜的自准望远镜;(b)视场

(3)双分划板式自准直目镜:见图 1-10。被照明的第一块分划板的十字线发出的光依次经过分束棱镜(反射)、平面反射镜、物镜、分束棱镜(透射)后,成象于第二块分划板上。即两分划面均位于物镜焦平面上。如平面反射镜垂直于望远镜视轴,则第一块分划板的亮十字线象的中心和第二块分划板十字线中心重合。

三种自准直目镜各有优缺点,见表 1-6。

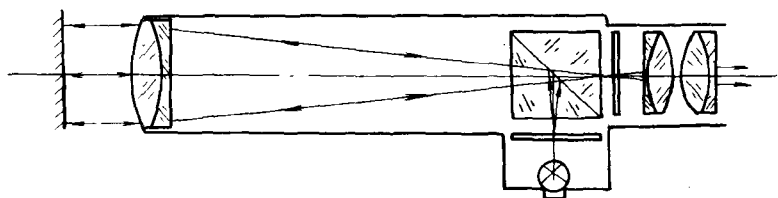


图 1-10 采用双分划板式目镜的自准望远镜

表 1-6 三种自准目镜比较

比较项目	高斯式	阿贝式	双分划板式
反射象亮度	暗	亮	暗
反射象衬度	差	好	好
视放大率	小	大	大
视场	大	小	大
失调	无	无	有

§ 1.4 准直检测新技术

迄今已提出多种检测光束准直性的技术。这些技术可大致归为两类：一类是利用塔耳波特(Talbot)自身成象与莫阿现象，另一类是剪切干涉法。当光栅由一单色准直光束照明时，在垂直于光传播方向的一些特定平面内将形成准确的光栅自身象。若在光栅自身象处放置第二块光栅，则可观察到莫阿条纹。光束的非准直会引起莫阿条纹的变化。反之，由莫阿条纹的变化，即可检测光束的准直性。剪切干涉法常见的是平板式横向剪切干涉仪，它是以干涉条纹呈无限宽，即干涉场中呈均匀一片作为判别光束准直性基准的。由于人眼的对比灵敏度的限制以及激光束呈高斯分布，使得该方法的判别相当不确切，故灵敏度低。默蒂(Murty)楔板干涉仪，虽可用有限干涉条纹进行准直性检测，但需一参考基准标志。下面介绍几种近年提出的准直检测的新技术，与上述方法比具有双倍灵敏度，并有自身的参考基准。

一、塔耳波特成象法

由准直光照明光栅,在距光栅的某些特定距离 Z_m 处,将形成光栅的自身象或称傅里叶象。 Z_m 由下式给出

$$Z_m = 2m/\lambda\mu^2 \quad (1-38)$$

式中 μ ——光栅的空间频率; λ ——照明光波长; m ——整数。

如在上述任何自身成象面处放置另一块空间频率相同的光栅,将可看到莫阿条纹。如图 1-11 所示。假设光栅 G_1 的刻线与 y 轴平行,另一光栅 G_2 的刻线与 x 轴成 θ 角,则所成莫阿条纹将垂直于两光栅线间夹角的平分线,即莫阿条纹与 x 轴所成角 α 为

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \theta - 1}{\cos \theta} \quad (1-39)$$

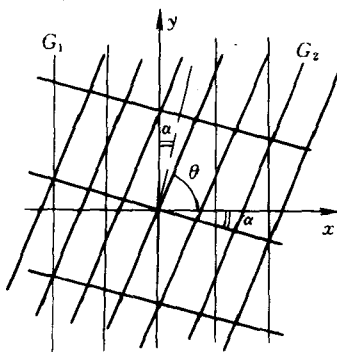


图 1-11 莫阿条纹与两光栅线间关系

若两光栅的刻线与 y 轴成大小相等、方向相反的夹角,则形成的莫阿条纹将平行于 x 轴,并以此可作为莫阿条纹的参考基准。

当光栅被一曲率半径为 R 的球面波照明时,则光栅自身象空间频率的变化 $\Delta\mu$ 可由下式给出

$$\frac{|\Delta\mu|}{\mu} = Z_m/R \quad (1-40)$$

一焦距 f' 的准直透镜的离焦量为 $|\Delta f|$,则从准直透镜射出光

束将是一个曲率半径为 R 的球面波,且有

$$R = f'^2 / \Delta f \quad (1-41)$$

此时,由光栅 G_2 的自身象(空间频率 $\mu_2 = \mu_1 + \Delta\mu$)和光栅 G_1 (空间频率为 μ_1)所形成的莫阿条纹将与 x 轴有一夹角 α_1 ,即

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\mu_2 \sin \theta - \mu_1}{\mu_2 \cos \theta} \quad (1-42)$$

这样,莫阿条纹将从水平位置转个角度。其转角大小取决于光束偏离准直的程度。当莫阿条纹呈水平状态(平行 x 轴),光束是准直的。

该方法的改进是采用如图 1-12 所示的光栅 G_1 和 G_2 ,两光栅是彼此精确复制的,采用此光栅可具有两倍的灵敏度,并有自身的

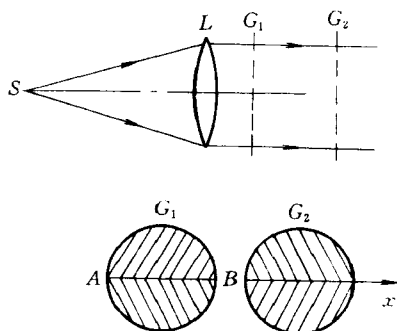


图 1-12 用改进光栅的塔耳波特干涉术进行准直检验

参考基准。光栅 G_1 是由中心参考线 AB 分开,且上下两部分由沿反向稍倾斜的同样线性栅条组成。为方便起见,假定光栅 G_1 刻线与参考线 AB 成等角,且 AB 线平行于 x 轴,光栅上下各半的空间频率相等。光栅 G_2 刻线方向与光栅 G_1 对应刻线方向刚好对称。将如图所示的光栅 G_2 放于光栅 G_1 的自身象处,且使参考线平行。若以准直光照明 G_1 ,则两光栅上、下对应部分形成平行于 AB 线的莫阿条纹;若以非准直光照明,则 G_1 的自身象的上、下两部分空间

频率将改变,并使上、下各半的莫阿条纹相对 AB 线作反向等量转动。莫阿条纹相对参考线 AB 的转角 α ,在小角度情况下为

$$\alpha = \operatorname{tg} \theta \frac{\Delta \mu}{2\mu} = \frac{\operatorname{tg} \theta Z_m}{2} \frac{|\Delta f|}{f^2} \quad (1-43)$$

式中 2θ ——光栅 G_1, G_2 对应栅线间夹角。

若以参考线 AB 为准,人眼判别上、下对应的莫阿条纹间的最小检测角为 $(2\alpha)_{\min}$,则相应的准直透镜的最小离焦量 $|\Delta f|_{\min}$ 为

$$|\Delta f|_{\min} = \frac{f^2}{Z_m \operatorname{tg} \theta} (2\alpha)_{\min} \quad (1-44)$$

显然,为获得光束的良好准直性,就需增大 θ 角或 Z_m 距离。由莫阿条纹宽度 $p = (2\mu \cos \theta)^{-1}$ 知:若角 θ 增大,条纹宽度也增大。在给定 μ 值的情况下,为使干涉场均具有足够多的条纹数,必须对 θ 值有所限制。为检测条纹的平行性,条纹的合适宽度应在 $5 \sim 10\text{mm}$ 间。通过选取适当的光栅频率 μ ,也可达到期望的条纹间隔和大的 θ 角。例如: $\mu = 20\text{mm}^{-1}$ 的光栅,当 θ 取 89.75° 时,将产生 6mm 宽的条纹间隔。

最大的 Z_m 是由光栅的一级衍射光束刚能分开时,两光栅 G_1, G_2 离开的距离 $A/2\mu\lambda$ 给出,式中 A 为入射光束的直径。实验可在小于该距离的任何自身成象距离上进行。如果 Z_m 取 $A/2\mu\lambda$,则式(1-44)可写成

$$|\Delta f|_{\min} = \frac{2\mu\lambda f^2}{A \operatorname{tg} \theta} (2\alpha)_{\min} \quad (1-45)$$

假定能检测的平行性公差可确保到一个条纹宽度 P 的五分之一,则

$$(2\alpha)_{\min} = \frac{p/5}{A} = \frac{1}{10\mu A \cos \theta} \quad (1-46)$$

将上式代入式(1-45)得

$$|\Delta f| = \frac{2\lambda f^2}{5A^2 \sin \theta} \quad (1-47)$$

即

$$\frac{1}{R} = \frac{|\Delta f|}{f^2} = \frac{2\lambda}{5A^2 \sin\theta} \quad (1-48)$$

则待检光束的发散度

$$\varphi = \frac{A}{R} = \frac{2\lambda}{5A \sin\theta} \quad (1-49)$$

考虑到 $\sin\theta \approx 1$, 对于直径 A 的光束, 其发散度 φ 值约为衍射极限发散度 $(1.22\lambda/A)$ 的 $1/3$ 。因此, 当 $Z_m = (1/3)(A/2\mu\lambda)$ 时, 该方法的灵敏度将等于衍射极限的发散度。图 1-13(a)、(b)、(c) 分别为点光源位于准直透镜焦内、焦点和焦外时记录的莫阿条纹。

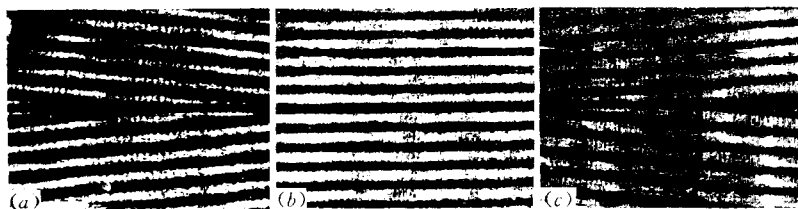


图 1-13 点光源位于准直透镜焦内、焦点和焦外时的莫阿条纹

当光栅 G_1 、 G_2 的两参考线 AB 不平行时, 则上下光栅线不以同样的角度相交, 故 AB 两侧的莫阿条纹取向与宽度亦不同。然而当准直光照射光栅时, 莫阿条纹却是平行的。

实际上, 不一定要要求两光栅的频率及两半部栅线倾角必须相等, 只要 G_1 、 G_2 两者一致, 则用准直光束照射光栅时, 莫阿条纹在整个干涉场内将彼此平行。这种利用干涉条纹平行性检测光束准直性的方法, 是很适用、很方便的。

二、双楔板剪切干涉法

默蒂的单楔板剪切干涉仪可用于光束的准直检测。假设楔板的棱边平行于 x 轴(棱边呈水平状态), 并倾斜地置入光路中。一离焦的光波 $kD(x^2 + y^2)$ 经楔板前、后面反射, 则反射波沿 x 方向被横向剪切。在重叠区域形成的条纹可表示为

$$(nk\beta)y + (KDs)x = m\pi \quad (1-50)$$

式中 n ——楔板折射率； β ——楔角； $K=2\pi/\lambda$ ； D ——离焦系数； s ——剪切量。此方程表示干涉条纹是一组与 x 轴倾斜的直线簇。当 $D=0$ 时，条纹与 x 轴平行，因而光束是准直的。对发散或会聚波面，条纹对 x 轴分别呈相反取向。现以双楔板代替单楔板，可给出更高的灵敏度并带有自身的参考基准。

1. 楔棱与剪切均沿 x 轴方向

该方法使用两块楔角薄端(箭头指向)反向放置的楔板，如图 1-14 所示。假设两楔板的楔角分别为 β_1 和 β_2 ，则在两干涉场中将形成直条纹，且两相条纹分别与 x 轴倾斜 α_1 与 α_2 角，即

$$\begin{cases} \alpha_1 = \arctg\left(-\frac{Ds}{n\beta_1}\right) \\ \alpha_2 = \arctg\left(\frac{Ds}{n\beta_2}\right) \end{cases} \quad (1-51)$$

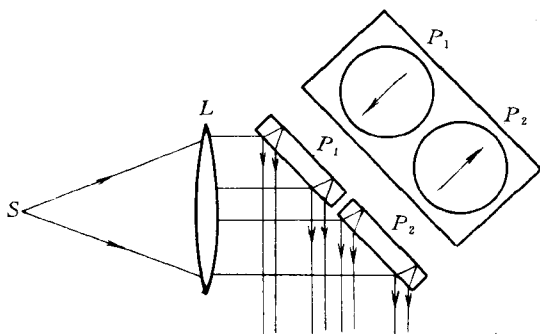


图 1-14 准直检测用双楔板剪切干涉仪

当入射光被准直($D=0$)时， α_1 与 α_2 亦为零。在两视场中条纹是相互平行的，但条纹宽度不等。对于非准直光，两组干涉条纹将存在一夹角($\alpha_1 - \alpha_2$)。假设光束稍偏离准直，且 α_1 与 α_2 较小，则条纹夹角可写为

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{Ds}{n} \left(\frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2} \right) = \frac{2Ds}{n\beta} \quad (1-52)$$

若两组干涉条纹间可检测的最小角度为 $(\alpha_2 - \alpha_1)_{\min}$, 相应的准直透镜最小离焦量 $|\Delta f|_{\min}$ 应为

$$|\Delta f|_{\min} = \frac{f^2}{s} n\beta (\alpha_2 - \alpha_1)_{\min} \quad (1-53)$$

并有
$$D = \frac{\Delta f}{2f^2} \quad (1-54)$$

实际检测时, 两楔角不可能安置得严格地反向平行。假设两楔棱与 x 轴的夹角分别为 γ_1 和 γ_2 , 则 β_1 和 β_2 可分解为沿 x 、 y 向的角度分量。两干涉场中条纹方程为

$$\begin{cases} (Ds + n\beta_1 \sin \gamma_1)x + (n\beta_1 \cos \gamma_1)y = m_1 \lambda / 2 \\ (Ds - n\beta_2 \cos \gamma_2)x - (n\beta_2 \cos \gamma_2)y = m_2 \lambda / 2 \end{cases} \quad (1-55)$$

则两组干涉条纹与 x 轴的夹角 α_1 和 α_2 分别为

$$\begin{cases} \operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{Ds + n\beta_1 \sin \gamma_1}{n\beta_1 \cos \gamma_1} \\ \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{Ds - n\beta_2 \sin \gamma_2}{n\beta_2 \cos \gamma_2} \end{cases} \quad (1-56)$$

当入射光为准直光束时 $D=0$, 则 $\operatorname{tg} \alpha_1 = -\operatorname{tg} \gamma_1$ 以及 $\operatorname{tg} \alpha_2 = -\operatorname{tg} \gamma_2$, 干涉场中两组条纹间仍有夹角 $(\alpha_2 - \alpha_1) = (\gamma_1 - \gamma_2)$ 。因此, 两楔板需借助自准直仪校正其位置, 使其尽量的达到反向平行。否则, 将会给检测光束准直性带来误差。若两楔板呈严格的反向平行, 尽管剪切方向可能不沿楔棱进行, 然而干涉场中间部位的条纹仍是相互平行的。图 1-15(a)、(b)、(c) 分别给出了点光源置于准直透镜的焦内, 焦点和焦外时所记录的干涉条纹。

2. 楔棱沿 y 轴、剪切沿 x 轴的情况

在前述光路中, 只要将光楔装置旋转 90° 角, 即可观察到该种情况下的干涉条纹。两干涉场中条纹方程为

$$\begin{cases} (Ds)x + (n\beta_1)x = m_1 \lambda / 2 \\ (Ds)x - (n\beta_2)x = m_2 \lambda / 2 \end{cases} \quad (1-57)$$

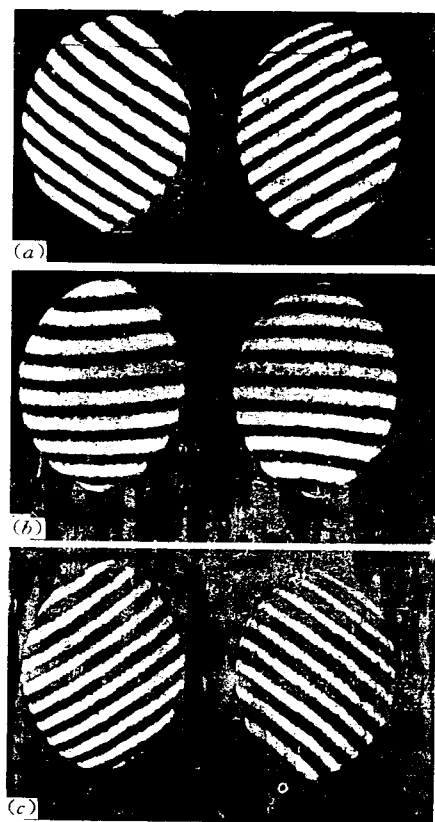


图 1-15 双楔板剪切干涉条纹

(a)点光源位于焦内;(b)位于焦点;(c)位于焦外

可见,干涉场中条纹均平行 y 轴。两组条纹宽度 a 是不等的,它们分别为

$$\begin{cases} |a_1| = \frac{\lambda/2}{(Ds + n\beta_1)} \\ |a_2| = \frac{\lambda/2}{(Ds - n\beta_2)} \end{cases} \quad (1-58)$$

若两楔板的楔角相等,照射光束是准直的,则两组干涉条纹宽度是相等的。同样的,要使两楔板的楔角达到彼此反向平行,也需借助精密自准直仪进行调校。

若两楔棱与 y 轴夹角分别为 γ_1 和 γ_2 ,则楔角 β 可分解为 x 、 y 向的角度分量。结果使条纹产生相对 x 轴的倾斜,同时两组条纹宽度 a_1 与 a_2 亦不等,即

$$\begin{cases} a_1 = (\lambda/2)/[(Ds)^2 + (n\beta)^2 + 2nD\cos\gamma_1]^{1/2} \\ a_2 = (\lambda/2)/[(Ds)^2 + (n\beta)^2 - 2nD\cos\gamma_2]^{1/2} \end{cases} \quad (1-59)$$

若准直光照射($D=0$),则两组干涉条纹宽度相等,但条纹彼此倾斜。对于离焦光束,当 $\gamma_1=\gamma_2$ 时,条纹宽度之差 $|a_1-a_2|$ 达到最大。因此,该种安排可给出最佳灵敏度,即

$$\frac{|a_1 - a_2|}{a_1 + a_2} = \frac{Ds}{n\beta} \quad (1-60)$$

当离焦系数 D 很小时,有

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{2Ds}{n\beta} \quad (1-61)$$

式中 $\Delta a = |a_1 - a_2|$; $a = (a_1 + a_2)/2$ 。

以式(1-61)代入式(1-54)得

$$|\Delta f|_{\min} = \frac{f^2}{S} n\beta \left(\frac{\Delta a}{a} \right)_{\min} \quad (1-62)$$

可见,准直性检测的灵敏度可通过使 β 减小或使 S 增大来调节,图 1-16(a)、(b)、(c)分别给出了点光源位于准直透镜焦内、焦点和焦外时所得干涉图形。

由表示 $|\Delta f|_{\min}$ 的公式(1-53)和式(1-62)可以看出:前者 $(a_2 - a_1)_{\min}$ 可达 1° 或更小些,故灵敏度高。例如: $n=1.5147$, $\beta=15''$, $s=8.0\text{mm}$, $(a_2 - a_1)_{\min}=1^\circ$, 对于 $f'=380\text{mm}$ 的准直物镜而言,可得 $|\Delta f|_{\min}=0.035\text{mm}$, 相应的 $\Delta f_{\min}/f=9.1 \times 10^{-5}$ 。而后者 $(\Delta a/a)_{\min}$ 通常可判别到 0.1,考虑到条纹变化的灵敏度较低,故取 $(\Delta a/a)_{\min}=0.15$,其余参量同上,则算得 $|\Delta f|_{\min}=0.3\text{mm}$, $\Delta f_{\min}/f=7.7 \times 10^{-5}$ 。

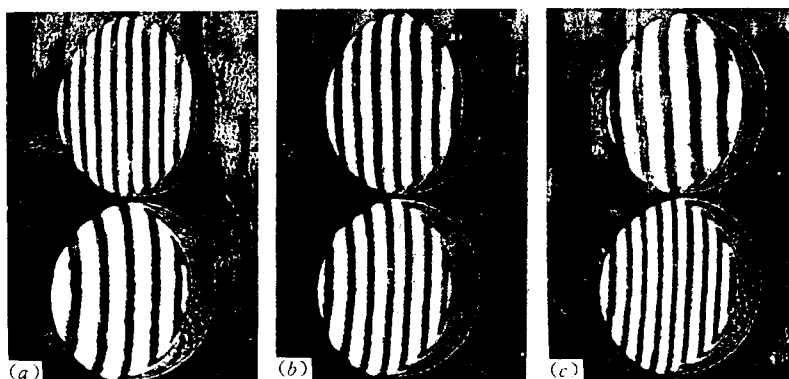


图 1-16 条纹宽度变化的干涉图

(a)点光源位于焦内;(b)位于焦点;(c)位于焦外

9×10^{-4} ，但该方法对楔板位置的校正要求不严。

双楔板剪切干涉检测光束的准直性也可通过半孔径双向剪切干涉仪实现。其基本原理如图 1-17 所示。楔板 P 的楔角为 $22''$ ，两表面的反射率取 0.03 至 0.1 (取决于入射光的偏振度和所用波长)。准直透镜射出的具有离焦象差的波前，在楔板 P 处被分为两部分：由楔板前、后面反射的两波前，形成沿 x 轴正方向的剪切 s ；而透过 P 的波前被 M_2 反射，并以同一入射角入射到楔板，产生沿 x 轴负方向的剪切 s 。挡板 B_1 、 B_2 分别拦掉波前的下半部和上半部。使两没遮拦的半视场干涉图处于匹配位置，则两半圆干涉图重合成似乎整圆的图案。由于两半视场的剪切量相等，剪切方向相反，则因离焦而使条纹产生反向改变。半孔径双向剪切干涉仪很容易检测干涉条纹方向或宽度的微小变化。

可见该光路等效两个半圆形楔板的作用，只是在同一楔板上拦得的。故前面论述的有关双楔板剪切干涉的内容，完全适用于半孔径双向剪切干涉的情况。该仪器的两种典型干涉图形，如图 1-18 和图 1-19 所示。

关于双楔板剪切干涉仪，还有其它的光路安排，但它们最终都

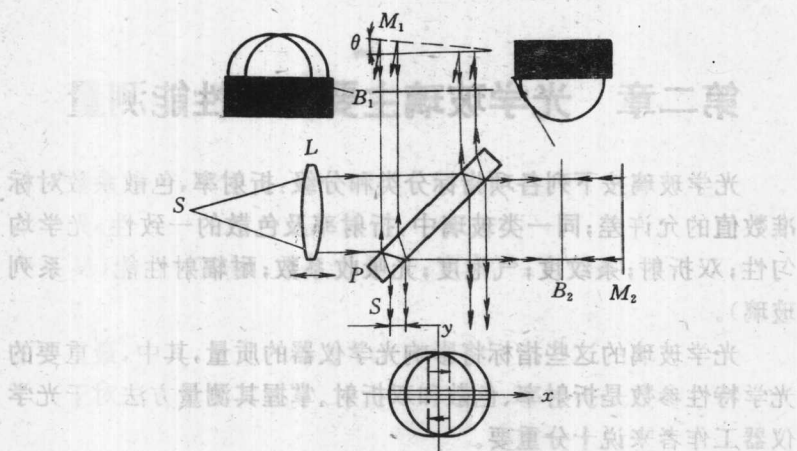


图 1-17 用于准直检测的半半径双向剪切干涉仪的光路安排

s 光源; L 准直透镜; P 楔板; B_1 、 B_2 挡板; M_1 、 M_2 反射镜

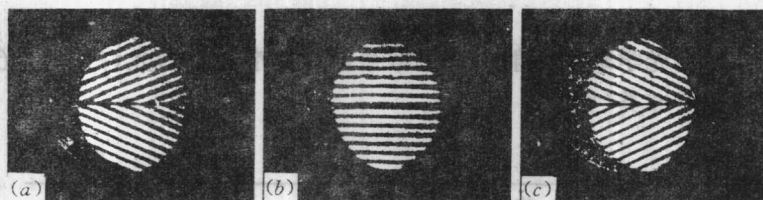


图 1-18 楔棱平行剪切方向的干涉图

(a)、(b)、(c) 分别表示光源 s 位于焦内、焦点和焦外处的干涉图

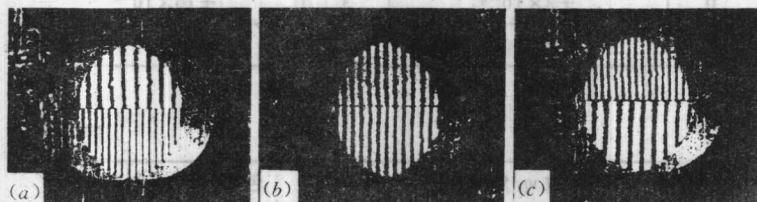


图 1-19 楔棱垂直剪切方向的干涉图

(a)、(b)、(c) 分别表示光源 s 位于焦内、焦点和焦外处的干涉图

可转化为双楔板的基本型来进行分析、讨论。

第二章 光学玻璃主要光学性能测量

光学玻璃按下列各项指标分类和分级:折射率,色散系数对标准数值的允许差;同一类玻璃中,折射率及色散的一致性;光学均匀性;双折射;条纹度;气泡度;光吸收系数;耐辐射性能(N 系列玻璃)。

光学玻璃的这些指标将影响光学仪器的质量,其中,最重要的光学特性参数是折射率、色散和双折射。掌握其测量方法对于光学仪器工作者来说十分重要。

§ 2.1 光学玻璃折射率与色散的测量

根据光学玻璃折射率及色散系数对标准数值的允许差值,光学玻璃分 6 类(见表 2-1,2-2)。

表 2-1

类别	折射率 n_D 的允许差值	类别	折射率 n_D 允许差值
00	$\pm 2 \times 10^{-4}$	2	$\pm 7 \times 10^{-4}$
0	$\pm 3 \times 10^{-4}$	3	$\pm 10 \times 10^{-4}$
1	$\pm 5 \times 10^{-4}$	4	$\pm 20 \times 10^{-4}$

表 2-2

类别	色散系数 ν_D 允许差值	类别	色散系数 ν_D 允许差值
00	$\pm 0.2\%$	2	$\pm 0.7\%$
0	$\pm 0.3\%$	3	$\pm 0.9\%$
1	$\pm 0.5\%$	4	$\pm 1.5\%$

由同一批玻璃中,折射率及色散系数的最大差值,一致性分为4级(见表 2-3)。

表 2-3

级 别	同一批玻璃中的最大差值	
	折 射 率	色 散 系 数
A	0.5×10^{-4}	0.15%
B	1×10^{-4}	0.15%
C	2×10^{-4}	0.15%
D	在所定类别允许值范围内	在所定类别允许值范围内

测量光学玻璃折射率和色散的常用方法,都是折射定律,反射定律在特定条件下的应用。例如:给待检件以特定形状,确定光线折射位置的 V 棱镜法;利用光在棱镜最小偏向角位置的折射,得最小偏向角法或自准直法;利用光在界面全反射,得阿贝折光仪法(或称全反射临界角法)等。本节重点介绍两种典型方法,即 V 棱镜法和最小偏向角法。

2.1.1 V 棱镜法

一、检测原理

V 棱镜法测量精度高、速度快、范围大,该法是由仪器的标准块是一个 V 型棱镜而得名。V 棱镜法是通过测量光通过棱镜后的偏折角来求得折射率的。其检测原理如图 2-1 所示。

当单色平行光垂直地入射到 V 棱镜的 ED 面时,若被检玻璃折射率 n 与 V 棱镜折射率 n_0 完全相同,则出射光不发生任何偏折地从 GH 面射出,仪器的读数系统指示为零。若 n 与 n_0 不相等,则出射光相对入射光有一偏折角 θ 。若测出角 θ ,则可算出待检试样对入射光波长的折射率。

根据折射定律,由图 2-1(a)可写出下面公式:

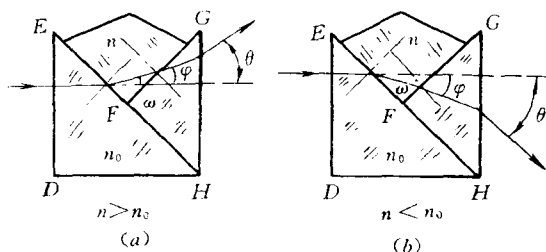


图 2-1 V 棱镜检测原理图

$$n_0 \sin 45^\circ = n \sin(45^\circ - \omega) \quad (2-1)$$

$$n \sin(45^\circ + \omega) = n_0 \sin(45^\circ + \varphi) \quad (2-2)$$

$$n_0 \sin \varphi = \sin \theta \quad (2-3)$$

联解式(2-1)、(2-2)和式(2-3) 可得

$$n = (n_0^2 \pm \sin \theta \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \theta})^{1/2} \quad (2-4)$$

当 $n > n_0$ 时,取“+”号; $n < n_0$ 时,取“-”号。用不同单色平行光,可测得不同波长的折射率 n_λ ,并由此求出色散,确定玻璃的类和级。

二、检测仪器与方法

1. V 棱镜折光仪

一种国产 V 棱镜折光仪的光学系统如图 2-2 所示。主要由平行光管、对准望远系统、读数显微系统和标准 V 块组成。平行光管分划板的刻线是在水平透光宽缝中间刻一细长线。由平行光管射出的单色平行光束经 V 棱镜和待检试样后,产生偏折角 θ ,转动望远镜对准平行光管的刻线象。当望远镜对准时,带动度盘转动。由读数显微镜读得角 θ ,其整数部分由度盘读出,小数部分由测微目镜读出。

2. 自动 V 棱镜折光仪

1983 年我国研制出 GDV-1 光电 V 棱镜折光仪后,1990 年又研制出自动 V 棱镜折光仪。该仪器以振动狭缝进行光电瞄准;采

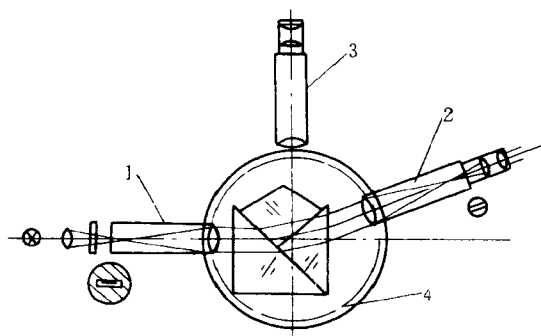


图 2-2 V 棱镜折光仪的光学系统

1—平行光管；2—对准望远镜系统；3—读数显微镜；4—度盘。

用光栅度盘实现偏折角的数字显示和自动测量；用微机实现折射率和色散的自动计算及测试结果的自动输出。

自动 V 棱镜折光仪的光学系统如图 2-3 所示。

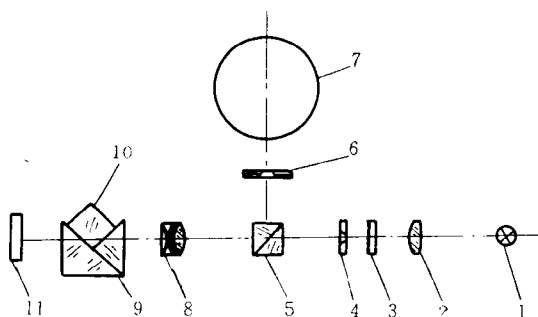


图 2-3 自动 V 棱镜的光学系统

1—光谱灯；2—聚光镜；3—滤光片；4—狭缝；5—分束棱镜；6—振动狭缝；

7—光电倍增管；8—准直物镜；9—V 块；10—待检试样；11—反射镜

由自准直系统射出的光经反射镜自准回来，再经分束棱镜 5，振动狭缝 6，由光电倍增管 7 接收，反射镜的转动中心，即是光栅发讯头的光栅盘中心位置。

驱动系统用于使反射镜作快速微动, 以实现偏折角的搜寻和瞄准。驱动系统的结构在图 2-4 中示出。它是采用一个具有不同步距角的步进电机, 通过两级蜗轮蜗杆进行传动。由改变步进电机的步距角及频率来变速。

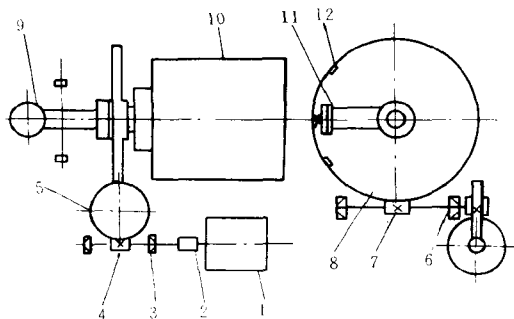


图 2-4 驱动系统

- 1—步进电机; 2—弹性联轴节; 3—向心推力球轴承; 4—第一级蜗杆;
5—第一级蜗轮; 6—向心推力球轴承; 7—第二级蜗杆; 8—第二级蜗轮;
9—自准反射镜; 10—圆光栅发讯头; 11—霍尔传感器; 12—小磁片

光电瞄准系统是采用光亮法对线原理进行瞄准, 用振动狭缝作为光变换元件。在该系统中, 振动狭缝每扫描一次, 其光通量交变两次, 形成一种仅含偶次谐波的波形, 故可认为光电信号是一频率为 $2f$ 的正弦波。当狭缝处于瞄准状态时, 光电信号波形为调制电压的基波成分, 经相敏整流后, 无电流输出; 当狭缝未处瞄准状态时, 光电信号含有调制电压的非基波成分, 经相敏整流后, 有电流输出。输出信号波形如图 2-5 所示。

三、测量误差

折射率测量的标准偏差为

$$\sigma_n = [(\frac{\partial n}{\partial n_0})^2 \sigma_{n_0}^2 + (\frac{\partial n}{\partial \theta})^2 \sigma_\theta^2]^{1/2} \quad (2-5)$$

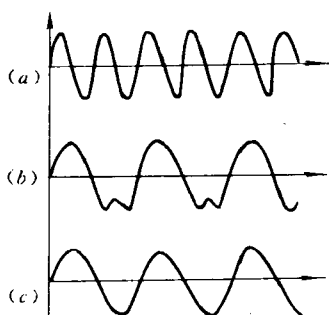


图 2-5 光电瞄准输出信号波形

a—瞄准状态, 100 周正弦波; *b*—未瞄状态,

含 100 周, 50 周两种波形; *c*—失调状态, 50 周正弦波

式中 σ_{n_0} —— n_0 的测量标准偏差; σ_θ ——偏折角 θ 的标准偏差。

由式(2-4)可得

$$\frac{\partial n}{\partial n_0} = \frac{n_0}{n} \left[1 + \frac{\sin^2 \theta}{2(n^2 - n_0^2)} \right] \quad (2-6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \theta} = \frac{\sin 2\theta (n_0^2 - 2\sin^2 \theta)}{4n(n^2 - n_0^2)} \quad (2-7)$$

其中, σ_{n_0} 用精密测角仪测定, 其误差不超过 5×10^{-6} 。偏折角 θ 的测量标准偏差为

$$\sigma_\theta = [2\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 2\sigma_3^2]^{1/2} \quad (2-8)$$

式中 σ_1 ——望远镜的对准误差, 由式 $\gamma = \delta / \Gamma$ 决定, 约为 $\pm 1''$; σ_2 ——度盘格值标准偏差, 为 $\pm 3''$; σ_3 ——读数显微镜的读数标准偏差, 约为 $2''$ 。

自动 V 棱镜折光仪测量折射率的标准偏差不超过 $\pm 1.5 \times 10^{-5}$ 。

为了保证上述测量精度, 试样应磨成边长约为 15mm 的立方体, 至少有两个面构成比较准确的直角, 以便与 V 棱镜的 V 型槽面吻合, 并在其间充以与试样折射率相近的浸液。一般使浸液折射率与试样折射率之差 $\Delta n < 0.015$, 在此条件下, 试样的直角误差应

小于 $1'$ 。

通常用已知折射率的两种液体,按体积比法配制浸液,即

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{n_2 - n_L}{n_L - n_1} \quad (2-9)$$

式中 n_L ——所需配制浸液的折射率; n_1 ——所选第一种液体的折射率; n_2 ——所选第二种液体的折射率,且 $n_2 > n_L > n_1$; V_1 , V_2 ——两种液体的体积。

将已配制的浸液用阿贝折射仪测其折射率 n_L ,由差值 $n_L - n$,再用体积比法配制,直至满足使用要求。

所测折射率是指试样相对空气折射率而言的,而空气折射率受空气的温度、压力、湿度、以及 CO_2 的含量影响,故折射率的测量要求在标准条件下(温度 $t_0 = 20^\circ\text{C}$, 气压 $p_0 = 101.3\text{kPa}$ 湿度 $f_0 = 1.333\text{kPa}$)进行。如果测试条件与标准条件相差较大,必须对所测折射率进行修正。

空气折射率的测量有两种方法。一种方法是测量空气的温度、气压和湿度,然后通过埃德勒(Eddlen)经验公式计算空气折射率。另一种方法是直接测量空气折射率,如用单频或双频干涉术。

在标准条件下,由埃德勒公式给出的空气折射率为

$$(n_k - 1)_{t,p} = [8342.13 + 2406030(130 - \sigma^2)^{-1} + 15997(38.9 - \sigma^2)^{-1}] \times 10^{-8} \quad (2-10)$$

式中 σ ——真空中波数, $\sigma = \lambda_0^{-1}$; S ——表示标准条件。

空气折射率与温度 t 和气压 p 的关系

$$(n_t - 1)_{t,p} = (n_t - 1)_{t,p} \times \frac{0.0013882p}{1 + 0.003671t} \quad (2-11)$$

空气折射率与湿度 f 的关系为

$$(n_t)_{t,p,f} = (n_k)_{t,p} - f(5.722 - 0.0457\sigma^2) \times 10^{-8} \quad (2-12)$$

如果知道标准条件下空气的折射率 n_k 和测试环境的空气折射率 n_t ,则由所测折射率 n ,便可求得标准条件下待测试样折射率

$$n_s = n \frac{n_k}{n_{ks}} \quad (2-13)$$

公式(2-10)至(2-13)仅表明折射率 n 与温度、气压和湿度的关系,与测试原理方法无关,所以适用于任一测试方法。

2.1.2 最小偏向角法

一、检测原理

如图 2-6 所示,单色平行光沿 PM 射入棱镜后,将沿 $M'P'$ 方向射出。入射光与出射光的夹角 δ 为偏向角。当 $i_1=i'_2, i'_1=i_2$ 时,偏角 δ 最小,称作最小偏向角 δ_0 。当棱镜处于最小偏向角位置时有

$$i_1 = \frac{A}{2}, \quad \delta_1 = \frac{\delta_0 + A}{2} \quad (2-14)$$

由折射定律 $\sin i_1 = n \sin i'_1$, 求得棱镜的折射率为

$$n = \frac{\sin \frac{A + \delta_0}{2}}{\sin \frac{A}{2}} \quad (2-15)$$

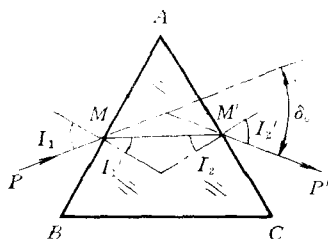


图 2-6 最小偏向角法测折射率原理图

二、检测方法

棱镜顶角 A 和最小偏向角 δ_0 均可在精密测角仪上测出。精密测角仪主要由平行光管、自准望远镜、轴系和读数系统组成。

在测量时,把待检棱镜放在载物台上,调节载物台和自准望远镜,使自准望远镜对构成棱镜顶角 A 的两个面都达到自准直,然

后把载物台与度盘锁在一起,转动自准望远镜依次对准这两个面,由读数系统读出每次自准时的角度值 β'_1 和 β'_2 ,则顶角 $A=180^\circ - |\beta'_2 - \beta'_1|$ 。

为了确定最小偏向角,必须首先确定按最小偏向角方向出射的光线位置。方法是用单色光照明平行光管分划板,则平行光经棱镜偏折一角度,用望远镜瞄准分划象。慢慢转动载物台,望远镜跟踪分划象也慢慢转动,直至分划象刚欲往相反方向转动的出射光线的位置,即是以最小偏向角射出的位置。用望远镜瞄准该位置的分划象,并从读数系统中读出角度 β'_1 ,取下棱镜,再使望远镜直接对准平行光管分划象,记下对应角度值 β'_2 ,则最小偏向角为

$$\delta_0 = |\beta'_2 - \beta'_1| \quad (2-16)$$

将 A 和 δ_0 代入公式(2-15),即可计算出棱镜玻璃对应该单色光的折射率。依次用其它谱线的单色光照明平行光管的分划板,同样可测得其它谱线的折射率值。

最小偏向角法测折射率的自动测量装置国内已经研制。该装置包括数显 GSJ-A 型 0.5"测角仪、检测光学系统、步进电机驱动电源、Apple-Ⅱ 微机及其它辅助设备。

测量系统的光路如图 2-7 所示。反射镜 M_2 和 M_3 均为离轴抛物面物镜,光源 S 发出单色光经调制,由 M_2 准直后射向棱镜,光束各自经棱镜折射及底面反射,由 M_3 会聚到光电接收器 D 处并转换成电信号。

棱镜顶角测量采用如图 2-8 所示方法,平行光管与载物台均固定不动,入射光束大致对称地射向棱镜的两个工作面,并形成反射光 I 和 II,只要精确地测出两反射光的方位 β_1 和 β_2 ,则棱镜顶角

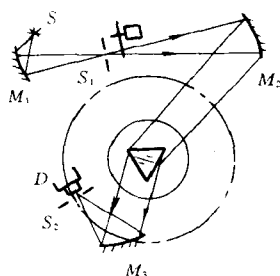


图 2-7 最小偏向角法自动测量光学系统

$$A = \frac{|\beta_2 - \beta_1|}{2} \quad (2-17)$$

在测量时,微机控制马达 A 使载物台锁紧,控制马达 B 驱动度盘转动,使接收器分别准确地瞄准反射光 β_1 和 β_2 的位置,测出相应的角度。该方法不要求棱镜底边与入射光垂直,因此该法便于应用微机实现顶角测量的自动控制。

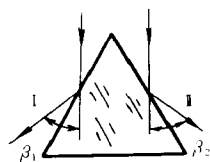


图 2-8 棱镜顶角测量

测最小偏向角的关键问题是如何将测量光路调成如图 2—7 所示的对称光路。为此应使光束一部分投到棱镜的底面上。若棱镜的两底角相等,当光路对称时,则棱镜底面的反射光与棱镜折射光平行,经成像系统后会聚一点。这种外反射象调节方法是利用微机控制接收器,先瞄准外反射象,再由外反射象引导接收器,紧紧跟踪之,使度盘朝最小偏向角方法转动。

这种折射率自动测量方法,可对紫外、可见、红外光谱的折射率作自动精密测量。在光源稳定情况下,可见光折射率测量精度可达 $\pm 3 \times 10^{-6}$ 。

三、测量误差

折射率测量的标准偏差为

$$\sigma_n = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial A}\right)^2 \sigma_A^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \delta_0}\right)^2 \sigma_{\delta_0}^2} \quad (2-18)$$

其中

$$\frac{\partial n}{\partial A} = \frac{\sin \frac{\delta_0}{2}}{2 \sin^2 \frac{A}{2}}$$

$$\frac{\partial n}{\partial \delta_0} = \frac{\cos \frac{A + \delta_0}{2}}{2 \sin \frac{A}{2}}$$

当用精密测角仪测量时,最小偏向角的测量标准偏差为

$$\sigma_{\delta_0} = \sqrt{2\sigma_a^2 + \sigma_\beta^2 + 2\sigma_r^2} \quad (2-19)$$

式中 σ_a ——望远镜的对准误差; σ_β ——度盘刻度标准偏差;
 σ_r ——读数显微镜的读数标准偏差。

顶角 A 测量标准偏差 σ_A 与 σ_{δ_0} 大致类同。

由分析可知,最小偏向角法测折射率的精度主要取决于测角仪的测角精度。若测角标准偏差不大于 $\pm 1''$,则折射率测量的标准偏差不大于 $\pm 5 \times 10^{-6}$ 。

为达到上述测试精度,要求待检件的材料均匀性好(一类),无条纹、无气泡、双折射不大于 $6\mu\text{m}/\text{cm}$ 。棱镜最好做成等腰三角形,工作面的面形偏差小于 $1/4$ 光圈,棱镜两工作面的边长不小于 25mm 。

当测试环境偏离标准条件时,要用公式(2-10)至(2-13)进行修正。

若测得不同波长的折射率,便可求得相应色散值。

§ 2.2 光学玻璃的双折射测量

光学玻璃在退火过程中,由于各处温度不均匀而保留下来的应力称为残余应力,它会引起双折射。

应力对光学零件的加工和成象质量带来很大影响,当应力较大时,由于加工过程中玻璃受热,受压,会引起光学表面变形,甚至产生炸裂。此外,由于应力分布不均匀,将导致折射率分布不一致,使光波经过光学元件后发生波面变形,象质变坏。

光学玻璃的质量指标是以光通过 1cm 厚的玻璃时,由 o 光和 e 光所产生的光程差表示的。若玻璃厚度为 d ,通过该玻璃时, o 光和 e 光的光程差为 Δ ,则双折射为

$$\delta_n = n_o - n_e = \frac{\Delta(\text{nm})}{d(\text{cm})} \quad (2-20)$$

式中 n_o, n_e 分别为 o 光与 e 光的折射率。

玻璃的双折射以垂直应力方向上单位厚度内 o 光与 e 光的光程差 $\delta(\text{nm/cm})$ 表示,按表 2-4 分为四类

表 2-4

类 别	玻璃中部光程差 $\delta(\text{nm/cm})$
1	2
1a	4
2	6
3	10

光学玻璃双折射的测量实际上就是测量 o 光和 e 光的光程差。由于 o 光和 e 光都是线偏振光,故双折射测量都是用偏振光干涉实现的。

2.2.1 干涉色法

一、测量原理

干涉色法是利用线偏振光干涉,由干涉色的识别来确定光程差大小的。为此,自然光须经起偏器变成线偏振光入射。若玻璃不产生双折射,则仍以线偏振光射出。使检偏器的主方向与起偏器正交,则人眼看到的是暗视场。若玻璃具有双折射,则出射的 o 光和 e 光之间具有稳定光程差,通过检偏器将发生干涉。由干涉色可判定光程差,并确定双折射等级。

由物理光学得知,白光照明时,干涉色由程差 $\Delta = (n_o - n_e)d$ 决定。当 Δ 满足某种波长 $\lambda/2$ 的奇数倍时,该波长的光强度最大,满足 $\lambda/2$ 偶数倍时光强度最小,其它介乎于两者之间的光波其强度也在两者之间。故人眼在检偏器观察到的是各种波长的光混合而形成的某种颜色,称为干涉色。

由程差与色序表可知,当光程差在 565nm 附近的干涉色变化特别灵敏,故在检偏器和待检试样之间加一全波片,光程差等于

565nm,该全波片亦称作灵敏色片。

当全波片光程差为 565nm 时,若全波片的快轴(对正单轴晶体,o 光振动方向为波片的快轴,e 光振动方向为慢轴;对负单轴晶体,与上相反)与待检玻璃的快轴平行时,组合的光程差 Δ' 将大于 565nm,待检玻璃的双折射光程差。

$$\Delta = \Delta' - 565 \quad (2-21)$$

若全波片的快轴与待检材料的慢轴平行,则组合的光程差 Δ' 小于 565nm,待检玻璃的双折射光程差为

$$\Delta = 565 - \Delta' \quad (2-22)$$

表 2-5 示出全波片为 565nm 时,待检试样的双折射光程差与干涉色序的关系。

表 2-5

最低色序位置		最高色序位置	
干涉色	光程差(nm)	干涉色	光程差(nm)
紫 红	0	紫 红	0
暗 红	14	紫	10
火 红	29	靛 兰	24
橙 红	60	天 兰	99
褐 黄	135	淡青绿	163
亮 黄	233	绿	182
黄	259	亮绿	261
麦 黄	284	黄 绿	278
黄 灰	298	绿 黄	301

二、检测方法

带有全波片的偏光仪如图 2-9 所示。起偏器与检偏器正交,两者间放有全波片。全波片的两个主方向(快慢轴)与起偏器的主方向成 45° 。打开光源后,人眼通过检偏器看到视场中干涉色为均匀

的紫红色。将待检试样放在台面玻璃板上,视场中的干涉色将依据试样各部位光程差的大小发生相应的变化。

测量时,可一边绕着仪器光轴转动试样,一边观察干涉色变化,找出试样中干涉色变化较大的某一部位(一般研究试样的中部),并确定最高色序和最低色序的两个位置。

例如:某试样厚 5cm,在最高色序位置呈靛兰色,由表 2-5 得 $\Delta = 24\text{nm}$,试样转 90° 后,同一部位处于最低色序位置,呈火红色,查表得 $\Delta = 29\text{nm}$ 。取二者的平均值,即 $\Delta = (24+29)/2 = 26.5\text{nm}$, $n_o - n_e = \Delta/d = 5.3\text{nm}$,为二类双折射。

由于该法存在着对干涉色判别的主观误差,其灵敏度较低,只适用于测量精度要求不高的场合。

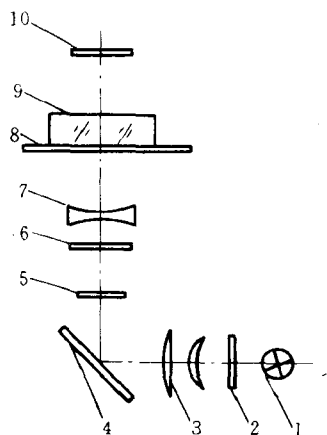


图 2-9 偏光仪光学系统

1—光源; 2—隔热片; 3—聚光镜;
4—反射镜; 5—起偏器; 6—全波片;
7—发散透镜; 8—台面玻璃; 9—待
检玻璃; 10—检偏器。

2.2.2 四分之一波片法

一、测量原理

在偏振光干涉中,当要求双折射测量精度较高时,还可用精确测定干涉级的办法测定光程差,从而求出双折射。基于该原理提出了 $1/4$ 波片法。其光路原理如图 2-10 所示。它是在带有全波片的偏光仪的基础上,在试样和检偏器间加入一块 $1/4$ 波片。

白光经起偏器形成线偏振光,再通过具有双折射的试样后,形成椭圆偏振光。因沿椭圆长半轴和短半轴的分振动间的位相差为 $\pi/2$,而 $1/4$ 波片的两个主方向的位相差也是 $\pi/2$,故只要使 $1/4$

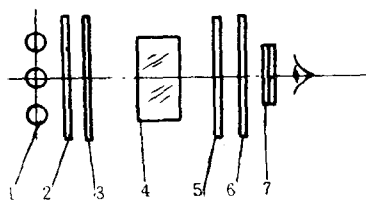


图 2-10 1/4 波片法的光学系统

1—光源；2—毛玻璃；3—起偏器；4—试样；5—1/4 波片；6—检偏器；7—干涉滤光片。

波片的两个主方向分别与椭圆长短半轴重合，则椭圆偏振光通过 1/4 波片后，两分振动间的位相差将变为 π 或 0，即合成线偏振光。合成的线偏振光相对入射的线偏振光已偏转 θ 角。 θ 仅取决于试样的 o 光和 c 之间的位相差 ϕ 。因此，只要找出角 θ 与位相差 ϕ 的关系，便可通过测量 θ 角求出位相差 ϕ ，从而求出光程差，并确定双折射类别。

若经起偏器出射的线偏振光为 $E_0 = \sqrt{2} a \cos \omega t$ ，使试样的两个主方向与起偏器的主方向成 45° 角（见图 2-11）， E_0 通过试样后，成为椭圆偏振光（设 y 为快速方向）

$$E_x = a \cos \omega t \quad (2-23)$$

$$E_y = a \cos(\omega t + \phi) \quad (2-24)$$

式中 ϕ ——试样的位相差。

射到 1/4 波片后（两个主方向分别为 M 、 N ）分解为

$$\begin{aligned} E_M &= E_x \cos 45^\circ + E_y \sin 45^\circ \\ &= \sqrt{2} a \cos \frac{\phi}{2} \cos\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right) \\ E_N &= -E_x \sin 45^\circ + E_y \cos 45^\circ \end{aligned} \quad (2-25)$$

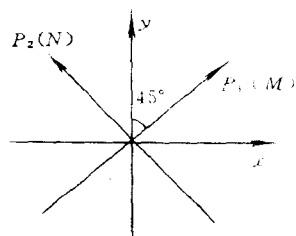


图 2-11

$$= -\sqrt{2} a \sin \frac{\phi}{2} \sin(\omega t + \frac{\phi}{2}) \quad (2-26)$$

比较 E_M 和 E_N 可知,经玻璃后,椭圆偏振光长、短半轴的位相差为 $\pi/2$ 。

设 N 为偏振光的快速方向,则 E_M, E_N 经 $1/4$ 波片出射后,光振动为

$$E'_M = \sqrt{2} a \cos \frac{\phi}{2} \cos(\omega t + \frac{\phi}{2}) \quad (2-27)$$

$$\begin{aligned} E'_N &= -\sqrt{2} a \sin \frac{\phi}{2} \sin(\omega t + \frac{\phi}{2} + \frac{\pi}{2}) \\ &= -\sqrt{2} a \sin \frac{\phi}{2} \cos(\omega t + \frac{\phi}{2}) \end{aligned} \quad (2-28)$$

其合成的光振幅为

$$E' = \sqrt{E'^2_M + E'^2_N} = \sqrt{2} a (\cos \omega t + \frac{\phi}{2}) \quad (2-29)$$

合成的光振动方向为(见图 2-12)

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{E'_M}{E'_N} = -\operatorname{tg} \frac{\phi}{2} \quad (2-30)$$

若 N 为偏振光的慢速方向,类似的推导可得

$$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} \frac{\phi}{2} \quad (2-31)$$

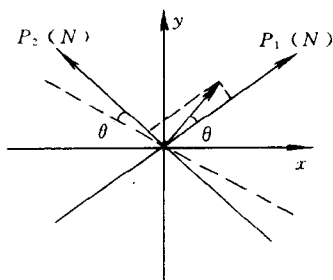


图 2-12

为测 θ , 只需转检偏器, 当 P_2 与线偏振光的振动方向垂直时, 视场为暗。测出 P_2 转角 θ 值, 并以此确定 ϕ 值中小于 2π 的数值 (干涉级次的小数部分值)。对 ϕ 值中 2π 的整数, 可由读取干涉级次求得。

当用白光照明时, 视场中只有 $\phi=0$ 处才出现黑条纹 (零级条纹), 其它级次条纹都是彩色条纹。试样中部测试点 K 的总光程差 Δ 应是 K 点处条纹与零级黑条纹间的光程差, 它包括靠近 K 点的干涉条纹到 K 点的光程差 $\Delta_1 = \theta\lambda/\pi$ 和靠近 K 点的干涉条纹 (级次 N) 到零级黑条纹的光程差 $\Delta_2 = N\lambda$, 即

$$\Delta = N\lambda + \frac{\theta\lambda}{\pi} \quad (2-32)$$

二、检测方法

根据检测原理, 先调仪器的起偏器, 检偏器的主方向 p_1 和 p_2 互相垂直, 此时视场最暗。放入 $1/4$ 波片并绕光轴转动至视场又变为最暗, 此时 $1/4$ 波片的两主方向分别与 p_1 和 p_2 重合。

测量时, 在起偏器和 $1/4$ 波片间放试件, 并绕光轴转动, 当看到试样上被测点最暗时, 继续将试样转 45° , 此时试件的两个主方向 x 和 y 与 p_1 和 p_2 各成 45° 。用白光照明找到零级黑条纹位置; 然后用钠光灯照明, 读出零级黑条纹到靠近中部检测点条纹的级数 N , 再转动检偏器, 使靠近中部的条纹靠拢重合, 读出检偏器转角 θ , 由公式 (2-32) 计算双折射值。

$1/4$ 波片法实现了以测角方法来测干涉级小数部分, 这在一定程度上提高了测量精度; 但瞄准只通过视场最暗进行的, 故测角误差约为 1° , 相应的双折光程差的测量精度约为 $\lambda/180$ 。

为了提高测量精度, 可采用半影检偏器代替普通检偏器。半影检偏器由两

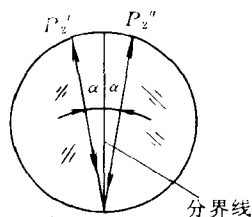


图 2-13 半影检偏器

半圆形偏振片拼合而成的,两半圆的振动方向各与分界线夹角 α ,并使分界线与 p_2 方向重合,见图 2-13。它以判别两半视场的亮度一致性而代替判别视场的“最暗”,从而可精确地确定线偏振光的方位。与使用检偏器比,其测角灵敏度提高 15 倍以上。

§ 2.3 有色光学玻璃光谱特性的测量

有色光学玻璃按其着色剂特性可分为硒镉着色玻璃,离子着色选择吸收玻璃和中性玻璃等。有色光学玻璃是带有颜色的,透过有色玻璃观察物体时,物体也会改变原有颜色,这是由于有色光学玻璃对不同波长的光透过率和吸收率不同。所谓光谱特性主要指各种有色光学玻璃在规定的光谱区域内的透射比 τ_λ 、吸收比 α_λ 和光密度 D_λ ,其中最主要的是光谱透射比,其它两个参数可由透射比 τ_λ 计算出。

一、光谱透射比的测量方法

所谓光谱透射比是指透过待检样品的光通量与入射光通量的比值随波长的变化 $\tau(\lambda)$,通常用曲线表示。

待检有色玻璃应尽可能无条纹、无气泡;其表面质量应为 $N=7\sim 9$, $\Delta N=1$; $P=\overline{N}$;厚度应符合国家标准规定,厚度 $\leq 2\text{mm}$ 时,厚度差 $\leq 0.1\text{mm}$,平行差 $\leq 0.01\text{mm}$,余下厚度:允许厚度差 $\leq 0.2\text{mm}$,平行差 $\leq 0.04\text{mm}$;外形尺寸符合有关规定。

测量光谱透射比的方法分为点测法和自动记录测量方法。点测法是用分光光度计对 τ_λ 实现逐点测量的,仪器由三部分组成:光源、单色仪和接收器。图 2-14 示出棱镜分光光度计的光学系统。其分光元件是棱镜,为适于在较宽的波段范围内测量光谱透射比,采用反射式圆盘单色仪。凹球面镜将从色散棱镜出射的各波长的平行光会聚于其焦面上,此处安置出射狭缝。当色散棱镜和平面镜一起转动时,不同波长的准单色光依次由狭缝射出。经试样和透镜

后由光电管接收。从检流计上读出相应的光电管受光面的照度读数。为使发光强度稳定,光源备有稳压电源。

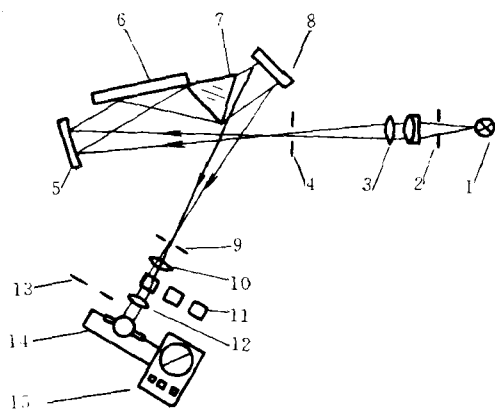


图 2-14 棱镜分光光度计

1—光源; 2—光阑; 3—聚光镜; 4—入射狭缝; 5、8—球面镜; 6—平面镜; 7—色散棱镜; 9—出射狭缝; 10、12—透镜; 11—试样; 13—挡板; 14—光电管; 15—接收器

测量时,把单色仪的波长手轮置于所要求的波长 λ 位置上。放试样前,先使单色光直接照在光电管上,调节入射与出射狭缝宽度以及匹配电阻,使检流计读数为 100。然后放入试样,此时在检流计的读数就是试样在该波长的透射比 τ_λ 。

转动波长手轮,重复上述步骤,可测得其它波长的透射比,从而得到试样的光谱透射比 $\tau(\lambda)$ 。

目前已制出自动记录式分光光度计,在可见区,其波长再现性小于 $\pm 0.3\text{nm}$,分辨率高于 2nm 。

二、计算光谱性特参数

利用所测得的透射比 τ_λ 值,通过某些关系式就可计算出表征光谱特征各个参数。

厚度为 l 的玻璃的光密度 D_λ 与透射比 τ_λ 的关系为

$$D_\lambda = -\lg \tau_\lambda \quad (2-33)$$

吸收比 α_λ 定义为有色玻璃厚度为 1mm 时, 对波长 λ 仅考虑吸收损失的光密度

$$\alpha_\lambda = \lg \tau_{\lambda 1} \quad (2-34)$$

式中 $\tau_{\lambda 1}$ ——厚度为 1mm 的有色玻璃, 不考虑表面损失的透过率。

若测得厚度为 l_{mm} 的有色玻璃的透过率为 τ_λ , 其表面反射率 $\rho = (\frac{n-1}{n+1})^2$, 则

$$\tau_\lambda = \tau'_{\lambda 1} (1 - \rho)^2$$

取对数

$$\lg \tau_\lambda = l \lg \tau_{\lambda 1} + 2 \lg (1 - \rho)$$

有色玻璃两表面的反射光密度修正值 $D_r = -2 \lg (1 - \rho)$, 则 D_λ 、 D_r 与 α_λ 间关系为

$$\alpha_\lambda = \frac{D_\lambda - D_r}{l} \quad (2-35)$$

对每种玻璃, 反射光密度修正值 D_r 是定值, 它可由相应表中查出。表 2-6 示出几种玻璃牌号的 D_r 值

表 2-6

牌 号	AB ₁	AB ₂	AB ₃	AB ₄	AB ₅	AB ₆	AB ₇
D_r	0.038	0.038	0.039	0.036	0.036	0.036	0.036
牌 号	BB ₁	BB ₂	BB ₃	BB ₄	BB ₅	BB ₆	BB ₇
D_r	0.037	0.036	0.045	0.050	0.054	0.060	0.038

不同系列有色玻璃, 表征其特性的参数不同, 下面结合三种玻璃分别加以说明。

1. 离子着色的选择吸收玻璃

离子着色玻璃对光谱区有显著的吸收或透过的作用。因此, $\tau_\lambda - \lambda$ 光谱特性曲线有明显的峰或谷, 如图 2-15(a) 所示, 故称为选

择吸收玻璃。

表征这类玻璃光谱特性参数是： α_λ —有色玻璃规定波长 λ 处的吸收比； $\alpha_{\lambda_1}/\alpha_{\lambda_2}$ —玻璃试样在规定的波长 λ_1 和 λ_2 处相应吸收比的比值。

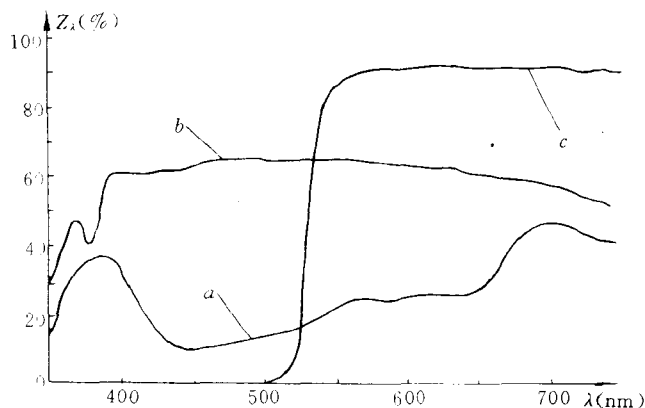


图 2-15 光谱特征曲线

a —离子着色选择吸收玻璃； b —中性玻璃； c —锑镉玻璃。

为求上述参数，先根据测得的 τ_λ 值按式(2-35)算出吸收比 α_λ ，再求出比值 $\alpha_{\lambda_1}/\alpha_{\lambda_2}$ ，这些数均应在公差范围内。在实际工作中，一般采用列表形式。表 2-7 示出 FB₅ 玻璃的测量和数据处理的实例。

表 2-7

锅号：73-ML-42 牌号：FB₅ 室温 23°C

试样厚度： $L=3.14\text{mm}$ ， $D_r=0.038$

λ	$\tau_\lambda(\%)$	D_λ	$D_\lambda - D_r$	α_λ	$\alpha_{\lambda_1}/\alpha_{\lambda_2}$
340	2.5	1.6021	1.5641	0.4981	$\alpha_{450}/\alpha_{660}$ $=2.02$
450	10.0	1.0000	0.9620	0.3064	
570	24.0	0.6198	0.5818	0.1853	
660	30.5	0.5157	0.4777	0.1521	
1000	29.5	0.5302	0.4922	0.1568	

根据标准规定,待检试样符合二类。

2. 中性玻璃

中性玻璃在可见区域内能比较均匀地降低光源照度,但不改变其光谱成分,所以常用中性滤光片,如图 2-15b 所示,在可见光谱区,特征曲线十分接近于平行横坐标的直线,这就是说,各波长的透过率比率接近。中性玻璃不带颜色,所以又称作灰玻璃。表征中性玻璃光谱特性参数有: α_p —中性玻璃在规定的光谱区内,每隔 20mm 所测的吸收比 α_λ 的算术平均值。设 n 为测试点数,则 α_p 表示为

$$\alpha_p = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_\lambda}{n} \quad (2-36)$$

θ_p ——为中性玻璃在规定的波长区内 $|\alpha_\lambda - \alpha_p|$ 的算术平均值与 α_p 之比,以百分数表示为

$$\theta_p = \frac{\sum_{i=1}^n |\alpha_\lambda - \alpha_p|}{n \alpha_p} \times 100\% \quad (2-37)$$

θ_z ——为中性玻璃在规定的波长区内, $|\alpha_\lambda - \alpha_p|$ 的最大值 $|\alpha_\lambda - \alpha_p|_{\max}$ 与 α_p 之比,以百分数表示为

$$\theta_z = \frac{|\alpha_\lambda - \alpha_p|_{\max}}{\alpha_p} \times 100\% \quad (2-38)$$

表 2-8 示出 AB₄ 玻璃的测量和数据处理的实例

表 2-8

锅号 73—ML—99 牌号 AB₄ 室温 23℃

试样厚度 $l=3.16\text{mm}$ $D_r=0.036$

$\lambda(\text{nm})$	$\tau_\lambda(\%)$	D_λ	$D_\lambda - D_r$	α_λ	$ D_\lambda - \alpha_p $	备 注
400	61.4	0.2118	0.1758	0.0556	0.001	
420	60.0	0.2218	0.1858	0.0588	0.0033	
440	60.8	0.2161	0.1801	0.0570	0.0015	

续表

$\lambda(\text{nm})$	$\tau_{\lambda}(\%)$	D_{λ}	$D_{\lambda} - D_c$	a_{λ}	$ D_{\lambda} - a_p $	备 注
460	63.9	0.1945	0.1585	0.0502	0.0053	
480	64.0	0.1938	0.1578	0.0499	0.0056	
500	63.9	0.1945	0.1585	0.0502	0.0053	
520	64.1	0.1931	0.1571	0.0497	0.0058	
540	64.3	0.1918	0.1558	0.0493	0.0062	
560	63.8	0.1952	0.1592	0.0504	0.0051	
580	62.8	0.2034	0.1674	0.0530	0.0025	
600	61.8	0.2090	0.1730	0.0547	0.0008	
620	61.1	0.2140	0.1780	0.0563	0.0008	
640	59.7	0.2240	0.1880	0.0565	0.0040	
660	58.8	0.2306	0.1946	0.0616	0.0061	
680	57.8	0.2381	0.2021	0.0640	0.0035	$ a_{\lambda} - a_p _{\max}$
700	56.5	0.2480	0.2120	0.0671	0.0116	

$$\alpha_p = \frac{\sum_1^n \alpha_{\lambda}}{n} = \frac{0.8873}{16} = 0.0555$$

$$\theta_p = \frac{\sum_1^n |\alpha_{\lambda} - \alpha_p|}{n \alpha_p} \times 100\%$$

$$= \frac{0.0725}{16 \times 0.0555} \times 100\% = 8.2\%$$

$$\theta_z = \frac{|a_{\lambda} - \alpha_p|_{\max}}{\alpha_p} \times 100\%$$

$$= \frac{0.0116}{0.0555} \times 100\% = 20.9\%$$

按对 AB₁ 的规定,待检试样为一类。

3. 硒镉玻璃

硒镉玻璃主要分红色(HB)、黄色(JB)和橙色(CB)三种。其特点是都具有相当宽的高透过区和高吸收区,两区之间有一过渡区。过渡区越窄,玻璃的截止性能越好,其特性曲线如图 2-15c 所示。

表征硒镉玻璃的特性参数有： α_{λ_0} ——为硒镉玻璃在透过区域内，所规定的某一波长 λ_0 的吸收比。

λ_{jx} ——截止波长。它规定了透光的波长范围，规定 λ_{jx} 为光密度比透光波长为 λ_0 时的光密度 D_{λ_0} 大 0.3 时的波长。 k ——光密度曲线的斜率。它是比 λ_{jx} 小 20 nm 波长处的光密度 $D_{\lambda_{jx}-20}$ 与 $D_{\lambda_{jx}}$ 之差。

待检玻璃是 CB₇，厚度 $l=5.10\text{mm}$ ，根据标准规定的波长 $\lambda_0=650\text{nm}$ ，测出其透射比为 $\tau_{\lambda_0}=90.8\%$ 。

由式(2-33)算出 $D_{\lambda_0}=0.0419$ ，查表可求出 CB₇ 的 $D_r=0.038$ ，由式(2-35)算出吸收比

$$\alpha_{\lambda_0} = \frac{D_{\lambda_0} - D_r}{l} = \frac{0.0419 - 0.038}{5.1} = 0.00076$$

由 $D-\tau$ 换算查出 $D_{\lambda_{jx}}$ 所对应的 $\tau_{\lambda_{jx}}$ 为 0.4572。然后再通过所测出的 $\tau_{\lambda}-\lambda$ 特征曲线查出 $\tau_{\lambda_{jx}}$ 所对应的波长 λ_{jx} ，这个波长就是截止波长。 $\lambda_{jx}=538.2$ (见表 2-9)。

表 2-9

牌号：E2-3-1 牌号：CB₇ 室温：23℃

试样厚度 $l=5.10\text{mm}$ $D_r=0.038$

λ (nm)	τ_{λ_0} (%)	D_{λ_0}	α_{λ_0}	D_{rkr}	λ_{jx}	$\lambda_{jx}-20$	$\tau_{\lambda_{jx}-20}$	$D_{r_{jx}-20}$
650	90.8	0.0419	0.00076	0.3149	538.2	518.2	1.3	1.8861

根据标准对 CB₇ 的要求(见表 2-10)，所测试样符合一类。

表 2-10

$\lambda_{jx}(\text{nm})$				$\lambda_0(\text{nm})$	α_{λ_0} 不大于	$K_{\min}$ ($l=2\sim 5$ mm 时)
标准值	允 差					
	1 类	2 类	3 类			
540	± 5	± 10	± 15	650	0.007	0.4~1.2

第三章 光学零部件的基本量测量

§ 3.1 光学面形偏差的检测

光学面形检测是光学零件检测中最基本、最重要的检测项目之一,它将直接影响光学零件的质量,并且也是光学检验水平的重要标志。

GB2831-81 国家标准规定了光学零件面形偏差的检测方法,它适用于以等厚干涉原理检验球面与平面的面形偏差。面形偏差应包括:半径偏差(待检光学表面的曲率半径相对于参考光学表面曲率半径的偏差),以光圈数 N 表示;象散差 $\Delta_1 N$ (待检光学表面与参考光学表面在两个相互垂直方向上的光圈数不等所对应的偏差);局部偏差 $\Delta_2 N$ (待检光学表面与参考光学表面在任一方向上产生的干涉条纹的局部不规则程度)。

半径偏差 N 常使光学系统的象面位置、放大倍率等产生微量变化,象散差 $\Delta_1 N$ 与局部偏差 $\Delta_2 N$ 将直接影响成象质量,故必须认真地进行检验并控制其公差范围。

通常采用斐索干涉仪对球面面形偏差进行检测,为提高检测精度,可用多通道或多光束干涉法。散射板干涉与刀口阴影法是检测大口径光学件面形偏差的有效方法。70 年代后出现的实时波面相位探测技术,将面形偏差的检测精度提高到百分之一波长。

此外随着非球面的运用,对其面形偏差的检测方法的研究也日趋成熟。

3.1.1 斐索平面干涉仪检测面形偏差

一、检测原理与方法

斐索平面干涉仪是斐索 Fizeau 于 1862 年提出的,用它可检测平面面形偏差。其光路如图 3-1 所示。

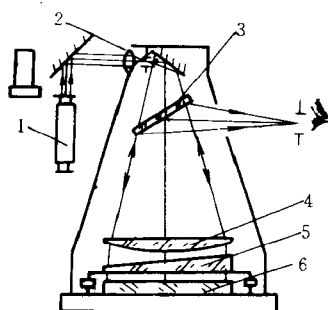


图 3-1 斐索平面干涉仪光路

- 1—光源; 2—扩束镜; 3—分束镜;
4—准直物镜; 5—标准平面; 6—待检面

通过调整标准平面相对待检面的倾斜,即改变其空气楔的方位和大小,则两相干光束的光程差沿空气楔主截面方向逐渐变化,形成等厚干涉条纹。由于光线是垂直射向标准面的,故相邻两条纹间的光程差变化量为 λ ,相应空气楔厚度的变化应为 $\lambda/2$ 。则由干涉条纹的弯曲量以及局部不规则量可求得待检面的面形偏差。当减少空气楔厚度时,同级序的干涉条纹将向着保持原来程差值的方向移动,由此确定面形偏差的凸凹性质。具体识别方法参看国家标准 GB2831—81 的规定。

图 3-2 列出以标准平面为基准的几种待检面面形偏差的干涉图形。它们分别对应着标准平面与待检面间无倾斜和调成倾斜时的状况。

对较高精度平面的判读可参看美国测试与材料学会 (ASTM)

编号	表面类型	干涉条纹形状	
		无倾斜	倾斜
1	平面		
2	近似平面		
3	球面		
4	锥面		
5	柱面		
6	双曲面面(相同符号的曲率)		
7	双曲面面(相反符号的曲率)		
8	极不规则		

图 3-2 以标准平面为基准的几种面形偏差的干涉图

于 1980 年确定的标准方法(F529-80)。该方法是着眼于整个有效孔径范围来建立参考平面并选取波峰和波谷,故所确定的峰谷值更能反映全孔径条纹畸变状况。该方法较为严密、客观。

二、影响检测精度的要素分析

1. 标准平面的偏差

标准平面是平面干涉仪的测量基准,故对标准面的平面度有严格要求。其材料应选用线膨胀系数小和残余应力少的玻璃,安装时防止产生装卡应力。对于直径 $\phi 200\text{mm}$ 以上的标准平面还要设法减少自重变形的影响,如采用六个支撑点且均布在 0.7 倍直径的环带上,或有意识地将标准面加工成低光圈,以补偿其自重变形等措施。当检测精度要求高于 $\lambda/20$ 时,可选用液面作基准面。

2. 准直物镜的象差

准直物镜的作用是给出一束垂直射向标准面的平行光。当准直物镜存在角球差 u ,参考平面与待测平面的间距为 d 时,则会使

形成干涉条纹的光程差增加一个附加量 du^2 。斐索平面干涉仪则要求准直物镜象差引入的测量误差不大于 $\lambda/100$, 这点是容易做到的。对于大口径的干涉仪, 为减少角球差的影响, 可用非球面型单透镜作为准直物镜。

3. 面形偏差的判读误差

为确保干涉图形的判读精度, 首先应使干涉条纹的对比度好。这点, 可通过正确地选择准直物镜焦面处的光阑孔直径以减少背景光的措施得以实现。其次是设法提高干涉条纹的位置测量精度, 如借助目镜测微器或合象式对准器件进行对准和测量, 也可摄下干涉图形后, 按 F529-80 标准中规定的方法对条纹进行精密测量。

考虑上述诸因素, 实际的平面干涉仪在口径 $\phi 140\text{mm}$ 范围内, 其测量条纹弯曲度的精度应控制在条纹宽度的 $1/30$ 以内。

3.1.2 斐索球面干涉仪检测面形偏差

斐索球面干涉仪是在斐索平面干涉仪基础上发展起来的。它是以一球面波同心地射到标准球面, 并与待检球面形成共心干涉, 再通过对干涉图的判读得知待检面的面形偏差。斐索球面干涉仪的参考光路和测试光路基本上是重叠的, 故又称单臂式球面干涉仪。

一、检测原理

带标准面的斐索球面干涉仪的工作原理如图 3-3 所示。

氦氖激光束经扩束镜聚焦于小孔光阑 S 处。由 S 发出的球面波依次经分光棱镜组与固定镜组后, 形成准直光射向标准镜组。由于标准镜组的标准面设计成与出射光束同心, 则入射光在标准面处有部分光沿原路自准回去, 形成标准的参考波 Σ_r ; 另一部分光透过标准面形成以 O_r 为中心的球面波, 若调待检面的曲率中心 O_t 与 O_r 重合, 则该球面波经待检面反射后也将沿原路自准回去, 形成测试波面 Σ_t 。两波面重合后产生干涉, 人眼在观察孔处便可见

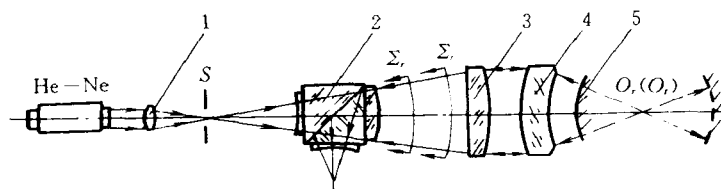


图 3-3 斐索球面干涉仪原理图

1—扩束镜；2—分束棱镜组；3—固定镜组；

4—标准镜组；5—待检面

到相应的干涉条纹。同样地，当待检面顶点与 O_r 重合时，干涉场也会出现干涉条纹。

干涉条纹的形状取决于两相干波面的曲率中心 O_r' 与 O_s' 的相对位置。若待检面完好，且 O_r' 与 O_s' 严格重合，干涉场亮度应呈均匀一片；当 O_r' 与 O_s' 有一轴向偏离量，产生圆环状条纹；若 O_r' 与 O_s' 存在一垂轴偏离量，则得到一组近似等间距的平行直条纹；当 O_r' 与 O_s' 同时存在沿轴与垂轴偏离量时，得到圆弧状干涉条纹。按此规律就容易调得所希望形状的干涉图形。

在实际检测中，常将两相干波面的曲率中心调成轴向严格重合，仅有微小的垂轴偏离量，使干涉场中出现 3 至 5 条直条纹。依此，可分别将待检面的曲率中心 O_r 与其顶点位置精确定出，并借助测长读数系统测得曲率半径值。再由半径偏差 ΔR 换算成光圈数 N 。另外，由实际条纹偏离理想直条纹的程度，可以灵敏地判别待检面的局部偏差及带区误差。

二、仪器简介

国产 QGY-1 型激光球面干涉仪光路图如图 3-4 所示。它主要用于检测光学球面的面形偏差以及测量曲率半径，也可做平面干涉仪用。仪器检测面形的精度为 $\lambda/20$ ，曲率半径的检测范围为 $-2000 \sim 2000\text{mm}$ ，其相对测量精度为 $\pm 0.01\%$ 。

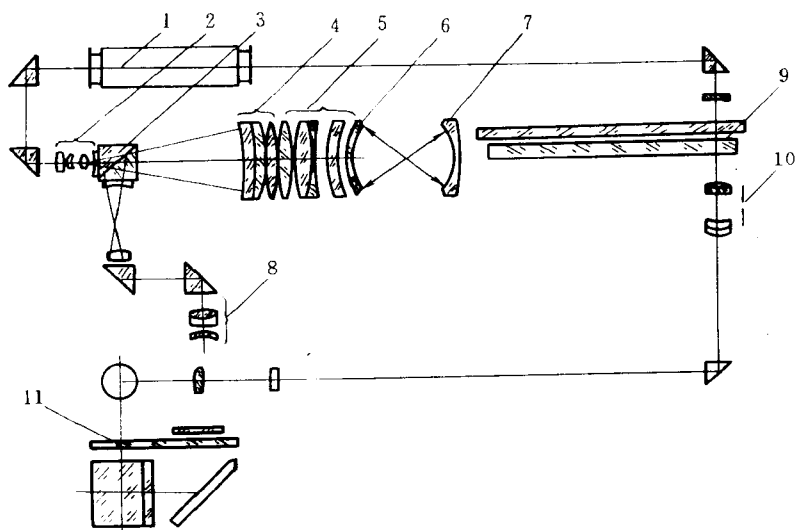


图 3-4 激光球面斐索干涉仪光路图

- 1—激光器；2—扩束镜；3—分束棱镜；4—固定镜组；5—标准镜组；
6—标准面；7—待检面；8—转象系统及目镜；9—玻璃刻尺；
10—100×投影细分系统；11—投影屏

仪器光路由干涉系统与投影读数系统两大部分组成。干涉系统采用了带标准面的重合光路的斐索干涉方式，它由 He—Ne 激光器、扩束镜、分束棱镜组、固定镜组、标准镜组、待检面、转象系统及目镜等组成。固定镜组与标准镜组间以平行光传递，这对更换标准镜组是有利的。标准镜组的最后一面（标准面）应严格与出射光束同心，标准面的面形误差要求小于 $\lambda/20$ 。为保证仪器对面形的检测精度及对曲率半径的测量范围，仪器附有 11 只标准镜组供选用。还备有快速找象器及专用照相装置等附件。

用干涉系统可测出待检面的面形偏差，还可分别定出待检面的曲率中心及顶点的准确位置，由于标准玻璃尺是与待检面连动的，故借助投影读数系统给出两位置的读数，即可测得曲率半径值。

投影读数系统由标准玻璃尺及 $100\times$ 投影细分系统组成。由投影屏可直读到 $5\mu\text{m}$, 估读 $1\mu\text{m}$ 。

三、检测方法

按着待检面的包容角(待检面曲率中心对其有效孔径的张角)及曲率半径名义值,选择合适的标准镜组插入主镜筒内,通过主镜筒上的 4 对调节螺,将标准镜组形成的“可动光串”调到固定镜组的“不动光串”上。再调待检面,使视场中出现少量的大致直条纹,进一步微调标准镜组,使干涉条纹尽可能直且对称。这表明整个干涉系统已调好,可开始进行检测工作。

1. 球面局部偏差、带区误差的检测

当待检球面存在局部偏差或带区误差时,将不能调出完全直的干涉条纹。实际条纹相对直条纹的变形部位将与待检球面局部偏差对应;具有带区误差的球面,由于各环带的曲率中心依次“走过”标准面的球心,故只能将干涉条纹中与某环带对应的部位调直,而余下部分是弯曲的。于是,依据条纹变形的部位、所占范围、弯曲的程度以及弯曲变化的顺序,就可判别待检球面偏差的分布、性质及大小。

下面结合待检面常见的两种带区误差进行检测分析。

(1)对于待检凹球面。如边缘带的曲率半径小于中心区的曲率半径,则面形呈现边翘,中心凸的情况。检测时,若待检面沿着远离标准面方向移动,则诸带的曲率中心将依次按着边缘带的、中间带的、中心区域的曲率中心,顺序“走过”标准面球心。将看到相应干涉条纹的边缘、中间及中心部位依次变直,如图 3-5(a)、(b)、(c)所示。

类似的方法可以分析边塌、中心凹的凹球面,当沿着远离标准面方向移动时,干涉条纹的变化规律。

(2)对于待检凸球面,由于干涉条纹变化判别面形的结论与凹球面的一致,只是各带区的曲率半径大小判别与凹球面的相反。

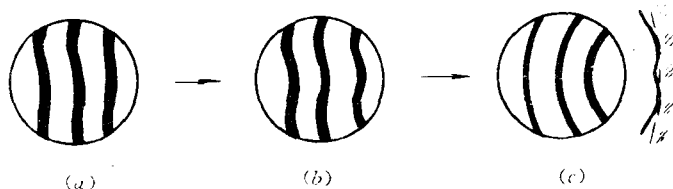


图 3-5 有带区误差的凹球面移动时条纹变化过程

严格讲,用激光球面干涉仪测得的局部偏差,应乘以修正系数 $K=1.16$,才是标准波长表示的局部偏差值。

2. 曲率半径的测定

(1) 无面形偏差时的曲率半径测定:激光球面干涉仪测球面曲率半径,实质上是用干涉方法,准确定出球心与球面顶点两位置,再由测长装置测得曲率半径的。

当待检面球心与标准面球心重合时,则干涉条纹变直,由此判定待检面球心位置,并由投影屏读出该位置的玻璃尺位置读数。确定待检面顶点位置有下面两种情况。第一种情况是标准面曲率半径较短,且其球心位于玻璃尺量程之内。在记下待检面球心位置读数后,将待检面顶点移到和标准面球心重合,此时,光束由顶点反射并刚好翻转 180° 自准回去,故又可调出直干涉条纹,由此记下待检面顶点位置读数。两位置读数之差即为曲率半径。图 3-6(a)、(b) 分别表示检测凸面与凹面曲率半径的情况。

第二种情况是标准面曲率半径较大或标准面为凸面的情形。则应以待检面顶点与标准面顶点接触时(由投影屏刻线象恰好不再移动来判定),读得顶点位置读数。两位置读数之差等于标准面与待检面曲率半径之差,如图 3-7(a)、(b) 所示。

若以 R_0 表示标准面曲率半径,则待检凸、凹面的曲率半径分别为

$$\begin{cases} R_{\text{凸}} = R_0 - (R_0 - R_{\text{凸}}) \\ R_{\text{凹}} = R_0 + (R_{\text{凹}} - R_0) \end{cases} \quad (3-1)$$

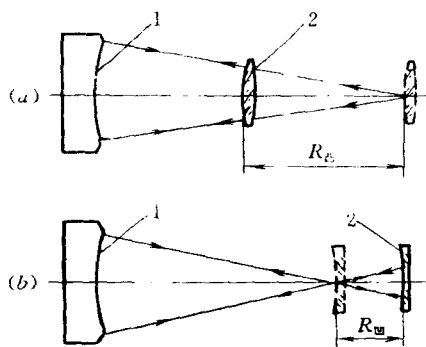


图 3-6 直接测曲率半径的原理图

1 标准面； 2 待检面

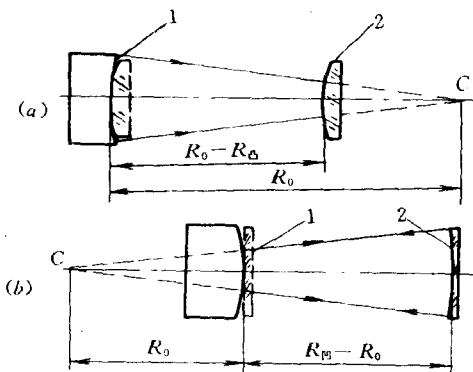


图 3-7 间接测曲率半径的原理图

1—标准面； 2—待检球面

(2) 存在面形偏差时的曲率半径测定: 当待检面存在带区误差时, 只能将干涉条纹中与该带区对应的部位调直。测得的曲率半径到底是那一带区的, 可由通过视场中心的直线与实际干涉条纹相切在何处判别。如图 3-5(a)、(b)、(c) 分别表示切得干涉条纹是边缘带、中间环带及近轴区的情况。

(3) 曲率半径偏差 ΔR 与光圈数 N 的关系: 若测得的曲率半

径值与要求值不符,则可根据曲率半径差 ΔR 值修改光圈。为便于改面形,可由下式将 ΔR 换算成习惯的光圈数 N

$$N = K \frac{2}{\lambda} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{4 - (D/R)^2}} \right] \Delta R \quad (3-2)$$

式中 λ ——工作波长; D/R ——待检面的有效口径比; K ——波长修正系数。

光圈的凸凹性质,可根据待检面的凸凹及 ΔR 的正负来判定。该仪器若换上带标准平面的标准镜组,即构成卧式平面干涉仪,故可进行与之相关的检测工作。

四、检测误差的某些考虑

面形局部偏差的检测误差,主要由标准面出射光束的残余波差及标准面的面形局部偏差决定。

标准面射出光束的残余波差,可通过固定镜组的最佳离焦以及干涉系统采用带标准面的重合光路的结构形式,得以适当补偿。实践表明,若残余波差不大,对面形局部偏差的检测精度影响不明显。

标准面面形局部偏差,依据检测时实际利用的标准面口径,可部分的或全部的反映到干涉条纹的变形上,这将直接影响局部偏差的检测精度,故标准面的面形局部偏差,在工艺上必须严格控制到 $\lambda/20$ 以内。

此外,改善干涉图的处理与判读技术,对精确检测面形的局部偏差也是十分必要的。

曲率半径差 ΔR (或光圈数 N) 的检测误差,主要由标准玻璃尺的刻线误差、投影读数系统的对准误差及示值误差、标准面曲率半径 R_0 的标定误差、瞄准定位误差等因素决定。进一步分析表明,当标准面实际利用的包容角较大时,上述诸项因素对测量误差的影响大致匹配。当标准面利用的包容角较小时, R_0 的标定误差及瞄准定位误差起主要作用,定量分析与实测结果表明该方法测曲

率半径的精度,高于一级样板对半径要求的精度。由此可见,激光球面干涉仪在精确标定球面对板曲率半径方面是很优越的。

3.1.3 刀口阴影法检测面形偏差

刀口阴影法是发现会聚球面波完善程度的灵敏方法。它可容易地发现 $\lambda/20$ 的波面缺陷,如用自准光路检测,相应的面形偏差为 $\lambda/40$ 。因此,只要在光路安排上设法将待检面反射的波前最终形成会聚球面波,就可检测相应的面形偏差。

该法常用于检测凹球面、平面及非球面的面形偏差,特别适合大口径光学面抛修的工艺检验。

一、检凹球面镜的面形偏差

1. 检测原理

对于一个理想的会聚球面波,由刀口相对光束会聚点的轴向位置、刀口横向切入与阴影图的变化分析,可得判别准则:阴影移动与刀口切入方向相同,刀口位于光束会聚点之前;阴影移动与刀口切入方向相反,刀口位于光束会聚点之后;阴影图呈均匀的半暗状态,刀口刚好切至光束会聚点处。

若待检面存在局部偏差和带区误差,则对应波面的波差分析与参考波面的选取有关。此时,待检面存在的局部偏差很容易从阴影图中发现。当刀口刚好切至波面会聚点时,则在半暗背景中出现局部偏差的轮廓 M ,若 M 中的阴影移动方向与刀口切入方向相同,则 M 较波面其它部分是凸起的;反之, M 是相对凹下的。

如待检面的面形存在带区误差,为使阴影图反映出的波面形状与实际波面最接近,也就是说能将各环带的波差都反映出来,在刀口切至光轴的同时,应仔细地轴向移动刀口,直至呈现出最复杂的阴影图止,如图 3-8 所示。

若以此时的刀口位置为球心,作两个同心球面,把实际波面包络其中,则该两同心球面间距必然较刀口位于其它位置时所作包

络球面间距都小。该位置是波差 ΔW 最小的位置,称最佳会聚点,以此点为球心的参考波面称为最接近波面。由刀口口所在最佳会聚点处拦得的阴影图,便可检测实际波面的相对起伏分布,并由此给出待检面的面形偏差。

2. 检测方法

按检测要求的相对位置放置刀口仪及待检镜,使刀口大致垂直于待检面的光轴。依据待检面的孔径、半径以及波差对称与否,合理选择星孔大小或狭缝宽度,并将星孔 S 射出的光束调均匀。沿轴向移动刀口,由刀口处的纸屏拦得的光斑逐渐变小,并达到清晰。此时,象 S' 已位于刃口处。再随着刃口的切入而仔细地调刀口轴向位置,使观察到的阴影图最复杂(刀口刚好切到最佳象点处)。由此判别待检面的面形偏差的性质、程度和范围。检测面形时,利用刀口放在球心处的特点,还可测曲率半径。

3. 检测灵敏度

如图 3-9 所示的待检凹球面,其直径为 D ,曲率半径为 R ,若刀口准确位于球心 O 处,且凹球面无缺陷,则可看到亮暗均匀的“平面影象”的阴影图。

实际上,刀口偏离球心 ΔR ,而使阴影图产生的亮度对比度,刚好等于人眼的对比灵敏度时,人眼仍将看到“平面影象”的阴影图。此时,以 O 为球心的波面 AB 相对以 O' 为球心的参考波面 $A'B'$ 有一波差 ϵ 。故可用 ΔR 或 ϵ 表示刀口阴影检测的灵敏度。

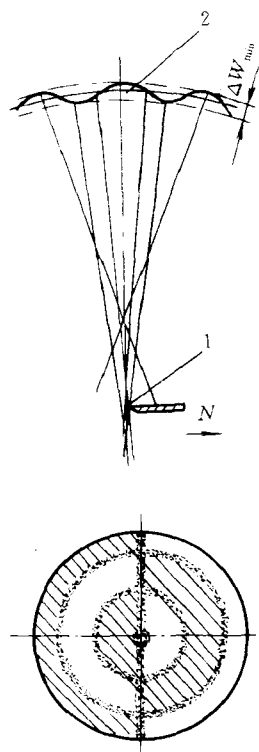


图 3-8 刀口切于最佳会聚点处的阴影图

- 1—最佳会聚点;
- 2—最接近波面

效应增强、阴影图亮度的降低以及 $\bar{K}$ 值的增大,检测灵敏度反而要降低,故选择光源尺寸时要恰到好处。

4. 刀口阴影法测曲率半径

利用刀口阴影法定焦灵敏度高的特点,可准确地定出待检凹球面最佳球心的位置,故借助测尺可测凹球面的曲率半径,如图 3-10 所示。

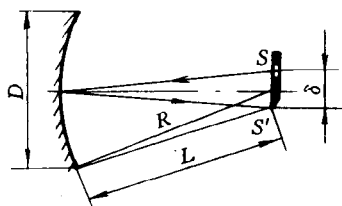


图 3-10 刀口阴影法测凹球面曲率半径

由刀口 S 发出的光束经待检面反射后会聚于刀口 S' 处。测出 S' 至待检面边缘的距离 L ,则曲率半径 R 近似为

$$R = L + \frac{D\delta}{4L} \quad (3-7)$$

式中 D ——待检面的有效口径; δ ——刀口至光源 S 的间距。

曲率半径的测量误差包括:由人眼对比灵敏度限制而引入的定心误差 ΔR_1 ,可由式(3-3)、(3-4)或(3-5)、(3-6)给出;因刀口实际切至象散光束的子午焦线位置而非切至球心,引起的原理误差 $\Delta R_2 = \delta^2/4R$;测尺的误差 ΔR_3 ,它是影响 R 测量精度的主要因素。

刀口阴影法测凹球面曲率半径的范围为几百毫米到几米,测量中误差 σ_R/R 约为 $\pm 0.05\%$ 。

二、检平面镜的面形偏差

刀口阴影法检平面镜,须有一块局部偏差与象散均很小的标准凹球面反射镜作为辅助工具,共同组成一自准直检测光路,如图 3-11 所示。

图中 M 是标准凹球面镜(镀均匀铝膜),其 D/R 值一般选 $1/8 \sim 1/11$ 。待检平面镜 F 尽量靠近镜 M , M 的光轴与平面镜法线夹角 ω 大致成 45° 角。刀口放在镜面 M 的球心附近, L 为刀口到平面

镜中点 G 的距离。眼经刀口看去，圆平面镜投影成椭圆状，其长短轴之比约为 $1.4:1$ 。

若待检面是完好的平面，当刀口切至其球心时，可看到视场瞬间变半暗状态。如待检平面存在带区误差或局部偏差，则会在半暗阴影图中相应部位上出现亮暗不均匀的阴影。由于检测时光线在平面上斜反射两次，故检局部偏差的精度提高近一倍。

若待检平面是个曲率半径较大的球面，则光源 S 对该球面相当是轴外物点，自准回来的波面将是个象散

波面，并在刀口附近形成相应的子午焦线（垂直图面）和弧矢焦线（图面内）。检验时，将刀口垂直图面放置，刀口自右向左切割光束。同时轴向调节刀口仪位置。若见到视场瞬间全部呈半暗，则表明刀口刚好切到子午焦线处，记下刀口仪的轴向位置读数。然后将刀口转至与图面平行，自上而下切割光束，并轴向移动刀口，又可找到视场瞬间全部呈半暗的位置。这表明刀口刚好切到弧矢焦线处。在刀口仪上再次读得一轴向位置读数，两读数之差即为象散 x_0 ，其大小反映了待检平面的凸凹程度，其正负反映了待检面的凸凹特性。如子午焦线靠近待检面一边，则待检面是微凹的平面。反之，弧矢焦线靠近待检面一边，则待检面是微凸的平面。

x_0 值与待检平面实际存在的凸凹量（即矢高 h ）关系为

$$h = \frac{D_0^2 x_0}{16L^2 \sin \omega \tan \omega} \quad (3-8)$$

式中 D_0 ——待检平面的通光口径。

实际工作中，除了检测低精度的大平面用上式计算外，一般都是直接将待检面修到子午焦线与弧矢焦线重合，即 $x_0 = 0$ 为止。此

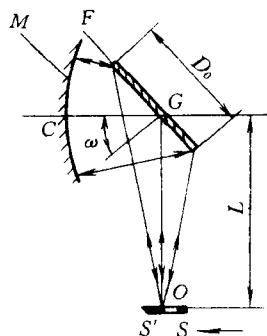


图 3-11 检测平面镜

M 标准凹球面镜；

F 待检平面镜

时,相应的面形光圈值小于 0.2 圈。

若平面镜有最小焦距 $f'_{\min}$ 要求,可利用式(3-8)求得 h 值。再用 $R = D_0^2/8h$ 及 $f'_{\min} = R/2$ 式,可求得最小焦距值。

三、检非球面面形偏差

这里仅介绍具有无象差共轭点的二次非球面的面形偏差检测方法。

1. 无象差点刀口阴影法

为提高检测面形偏差的灵敏度,常将待检系统与辅助的平面或球面反射镜组成自准直检测光路,即使辅助球面反射镜的曲率中心同待检非球面的一个无象差点重合,而点光源或其成像点同另一个无象差点重合。利用这一原理可设计出多种实用的检测光路,其中三种典型检测光路如图 3-12 所示。

检凹椭球面:可直接利用无象差点进行检测,即在无象差点 F_1 处放点光源 S ,在另一无象差点 F_2 处放刀口,见图 3-12(a)。

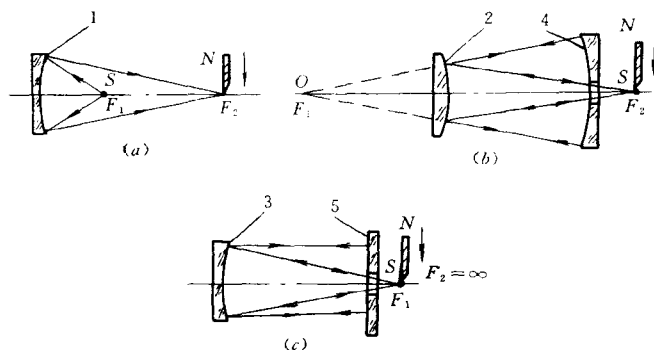


图 3-12 无象差点阴影法检测二次非球面

- 1—待检椭球面; 2—待检双曲面;
- 3—待检抛物面; 4—标准球面镜
- 5—标准平面镜

检凸双曲面:它的一对无象差共轭点分别位于待检面两侧。故应采用如图 3-12(b)所示的用标准凹球面镜作辅助镜的检测光路,刀口 N 及光源 S 均放焦点 F_2 处,而使标准球面镜的球心 O 与另一焦点 F_1 重合。

检测凹抛物面:光源 S 及刀口 N 均放抛物面的焦点 F_1 处,借助标准平面反射镜作为辅助镜,组成自准直法检测光路如图 3-12(c)所示。从双曲面与抛物面的检测光路可以看出:光线均由待检面反射两次,故将表面偏差放大四倍。而光线在辅助镜只反射一次,即将辅助镜的偏差只放大两倍。这样做,可提高检测面形偏差的相对灵敏度。关于阴影图的判别同前所述。

用图 3-12 所示的检测光路,将射向刀口仪的待检波面作为球波面干涉仪或泰曼干涉仪的测试波面,即可实现干涉法检测非球面。

2. 用光学补偿器的刀口阴影法

这种方法的实质是利用专门设计的光学补偿器,放在检测光路的特定位置上,把平面波或球面波变成与待检非球面的理论面形相一致的非球面波,并以此非球面波作为标准波面与待检非球面表面比较,通过阴影法检测出两者间的差

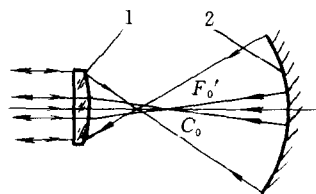


图 3-13 补偿器检非球面

1 补偿器;2 待检非球面

别。图 3-13 为该法的原理图。由于补偿器的球差曲线设计与待检非球面的法线象差曲线完全重合。只要使补偿器的近轴焦点 F_0 与非球面顶点曲率中心 C_0 重合,补偿器的光轴与非球面对称轴重合,则平行光经补偿器后,将形成沿非球面法线射出的各种光线。光束经非球面反射,再经补偿器重新形成平行光束。如果补偿器理想且安装位置准确,则自准回来的波面变形即是由非球面的偏差所致。用刀口阴影法确定波面变形的大小和符号,就可给出非球面

的面形偏差值。

可见,该法对补偿器的设计、加工和装配要求很严格。用光学补偿器的刀口阴影法,实质上是利用补偿器与非球面一起构成产生平面波前或球面波前的自准直系统。再利用刀口阴影法或干涉法检测该波前,就可得知非球面的面形偏差。该法在检测大型轴对称非球面方面具有优势。例如,采用口径 65mm 的补偿器,已成功地检测通光口径 450mm 的抛物面。

刀口阴影法在检测大口径球面反射镜、平面反射镜面形偏差方面,与通常的干涉法比较,可略去大口径的标准面,检测灵敏、方便。但存在着不易定量的缺点,为此可采用国内新研制的刀口干涉仪进行定量干涉检测。刀口干涉仪巧妙地利用径向剪切干涉光路,可使大尺寸光学元件面形的检测精度达 $\lambda/20$ 。其原理示意图如图 3-14 所示。分束棱镜由一直角棱镜和斜方棱镜胶合而成,其胶合面作为分束面。

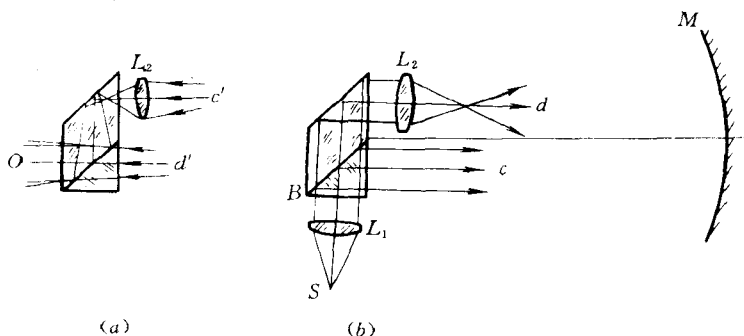


图 3-14 刀口干涉仪原理示意图

(a)返回的相干光束 (b)射出的光束

在图 3-14(b)中,透镜 L_1 将光源的象成在待检面的中心部位,相应成象光束以 c 表示;透过分束面的光束经透镜 L_2 聚焦在待检镜面的曲率中心处,并照明整个待检镜面,该光束如图中 d 所示。这两部分光束经待检镜反射并各自沿图 3-14(a)所示的 c' 、 d' 方向

返回。 c' 、 d' 即表示相应的参考波和待检波,经棱镜后两波前在 O 处产生径向剪切干涉条纹。由于参考波是由待检面中心部位处的小区域反射的,故可认为是理想的,则径向剪切干涉条纹即反映了待检面的面形偏差。若透镜 L_2 做成等半径的双凸透镜,则透镜的象差使两相干波面叠加同一变形量,因而对干涉条纹没影响。此外,干涉仪是按两相干光波等光程共路设计的,仪器对震动和空气抖动的影响不敏感,可在通常检测环境中使用。仪器小巧、条纹判读直观、易定量。若外加小光阑和刀片可作为刀口仪使用。

3.1.4 全息干涉法检测面形偏差

全息干涉法检测面形偏差是全息干涉测量的一个重要方面,全息干涉的相干光波是采用时间分割法获得的,即两相干光波是由同一光学系统在不同时间产生的。因而干涉系统的固有误差基本上可抵消,较易实现大孔径光学面的干涉检测。

此外,全息干涉信息量大,全息干板可完整记录与真实再现三维波面。通过测试波面与标准波面的干涉比较,可实现待检面的工艺检测。还可对工序过程中零件的受力变形及应力状况作出判别。计算全息图还可再现出一个预想的标准波面。因此,全息干涉法在检测面形偏差方面已得到有效应用。

一、用全息样板检测球面

先制作一张标准波面的全息样板,然后用待测物波面与参考光同时照射全息样板。使直接透过全息样板的物波面与再现的标准波面相干涉。由干涉条纹便可判别待检面的面形偏差。图 3-15 是用全息样板检测球面的干涉光路。这是个参考光路与测试光路分开的实时全息干涉系统。

氦氖激光器发出的偏振激光束经半波片后,由偏振分束棱镜分为物光束和参考光束。在物光路,光束经扩束镜扩束后,射向物镜并会聚于 O 点处。为制作全息样板,将标准凸球面 S' 置入光路,

时照全息样板 H , 则透过全息图的光场复振幅分布为

$$\begin{aligned} W(x, y) = & \tau_H(R + O') \\ = & CR_0 \exp(i\phi_R) + \beta' O_0 R_0^2 \exp[i(\phi_0 + \pi)] \\ & + \beta' O_0 R_0^2 \exp[-i(\phi_0 - 2\phi_R + \pi)] + CO_0 \exp \\ & \times [i(\phi_0 + \Delta\phi)] + \beta' O_0^2 R_0 \exp[i(2\phi_0 + \Delta\phi - \phi_R + \pi)] \\ & + \beta' O_0^2 R_0 \exp[i(\Delta\phi + \phi_R + \pi)] \end{aligned}$$

式中 I、II、III 项是参考光照射时, 再现的零级和正、负一级衍射; 第 IV、V、VI 三项是待检物光波照射时, 再现的零级和正、负一级衍射。

其中第 II 项与第 IV 项分别为初始物光波与待检物光波项, 两物光波相干的光强分布为

$$I(x, y) = O_0^2[\beta'^2 R_0^4 + C^2 + 2C\beta' R_0^2 \cos(\Delta\phi - \pi)] \quad (3-10)$$

可见视场中光强按余弦规律变化, 具有双光束干涉条纹的特点。干涉条纹反映了待检物光波相对标准物光波的位相变化 $\Delta\phi$, 即反映了待检面的面形偏差。采用光电探测器可准确地测定这一位相变化。应看到位相中 π 的存在, 使得产生亮暗条纹的条件与双光束干涉的条件相反。

上述干涉光路的特点是: 便于调参考光路与物光路的光程大致相等; 采用偏振分束棱镜和半波片, 可随意改变参考光与物光的光强比, 易获得对比度好的干涉条纹; 若将物镜换成准直物镜, 可用类似方法检测平面面形偏差; 如用标准非球面按上述步骤制得全息样板后, 即可检测非球面的面形误差。

当标准非球面不易得到时, 也可用双重记录方法制备非球面全息样板, 只要加照明装置, 就构成简单的全息干涉检测仪器, 这在光学车间使用是很方便的。

二、用计算全息图检测非球面

由全息干涉检测原理可知, 制作全息样板, 须有一块标准镜面。而要提供一块标准的非球面镜面是相当困难的。于是出现了

用计算全息图检测非球面的方法

计算全息图 CGH(Computer-generated hologram)就是由计算机计算并由图形输出,所制备的全息样板,它存储了标准波面的信息。为此,应依照标准波面的解析表达式或离散数据,算出该波面在全息图面处的振幅透射比函数,并编码各取样单元的振幅与位相,再由绘图仪绘制在纸上或塑料膜上得全息图原图,然后经过适当缩版制得一张二元的计算全息图。

CGH 技术始于 1966 年,1971 年成功地用于高精度非球面检测。典型的 CGH 干涉系统如图 3-16 所示。这是一台改型的泰曼—格林干涉仪。待检非球面 M 的顶点曲率中心 O 与扩束镜 L 的焦点重合。准直的 He-Ne 激光束经分束器 S_1 后,分为参考和测试两支光路。CGH 置于共同光路中,以抵消全息样板片基厚度不均引入的位相误差。

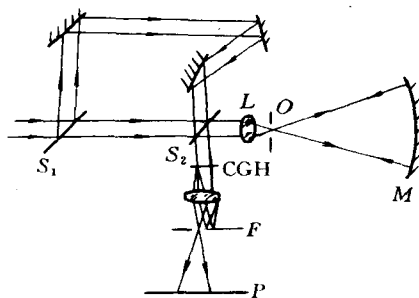


图 3-16 检非球面的 CGH 干涉系统

S_1 、 S_2 分束镜； M 待检非球面；

L —扩束镜； F —空间滤波器； P —观察屏

空间滤波器 F 只允许 CGH 再现的一级衍射波(标准波面)和测试光路的零级待检波面通过。如待检面理想,则 P 处给出平行的直干涉条纹。若干干涉条纹有变形则表明待检面对理想非球面存在面形偏差。

计算全息图检测非球面的主要误差源有:计算位相的量化误差;全息图缩小倍率的误差;绘图仪的误差;照相精缩时产生的畸变;全息图定位时因偏心转动而产生的误差以及待检面的定位误差。综合上述误差因素,目前计算全息图检测非球面的精度约为 $\lambda/10 \sim \lambda/20$ 。

3.1.5 超精镜面的干涉检测方法

在激光技术、空间技术、现代光谱学和精密计量等领域中,经常采用超精镜面。超精镜面包含两个质量指标,一是镜面的表面光洁度要求很高。例如 x 射线用光学元件、激光核聚变用光学元件、大规模集成线路用硅片等要求表面粗糙度 1nm 以下。另外象光盘,微光学等微细加工技术需要测定表面微观形貌。二是面形偏差要求严。例如:直径 100mm 的光学平面,其平面度要求高达 $\lambda/200$;对球面形的局部偏差要求为 $\lambda/50 - \lambda/100$ 。对于超精镜面,检测精度往往决定加工精度。

一、表面粗糙度与微观形貌的检测

以往的触针式轮廓仪可提供待检面较为准确的粗糙度与微观形貌,但易划伤表面。

光学表面轮廓仪是非接触测量且检测精度很高的仪器。主要有两种:一种是利用位相测量技术的干涉显微镜,其缺点是被测表面尺寸受显微镜视场限制,并需高质量的参考表面。另一种是激光外差干涉仪,其优点是不需高质量的参考表面。近年提出的激光外差干涉轮廓仪,利用了光学和电子学的共模抑制技术,且待测表面尺寸已不受限制。但测量时易受外界干扰。而新的激光共路外差干涉仪实现了仪器的高度稳定性和检测的高精度。

激光共路外差干涉仪的光路原理如图 3-17 所示。此干涉仪是由两个独立干涉仪构成。前面的 Mach-zehnder 干涉仪用来产生两个共心、偏振方向相互垂直、光频率稍有差别的光束;后面的等腰

三角环形干涉仪,则用来进行表面粗糙度的测量。

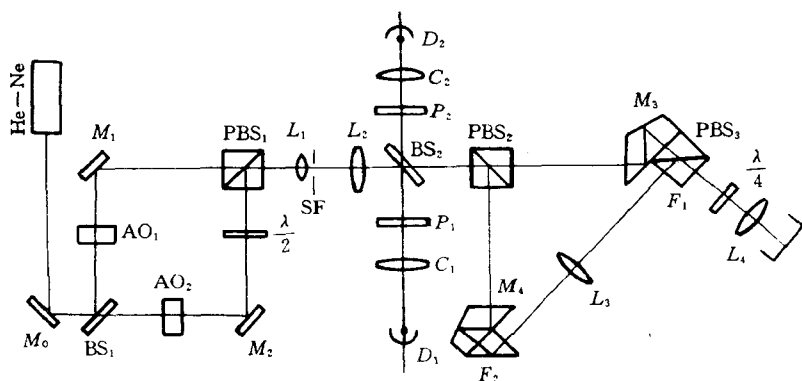


图 3-17 共路外差干涉仪光路

M —反射镜; BS —分束器; AO —声光调制器; $\lambda/2$ 片—二分之一波片;

PBS —偏振分束器; L —透镜; D —探测器; SF —空间滤波器; P —偏振片;

C —聚光镜; $\lambda/4$ 片—四分之一波片

单模线偏振激光束在第一个干涉仪中经过 BS_1 分束后, 分别通过两个声光调制器 AO_1 、 AO_2 , 它们的工作频率之差为 20kHz。一路经过 $\lambda/2$ 波片后, 偏振方向旋转 90° , 由偏振分束器 PBS_1 把沿两互相垂直方向振动的线偏振光合并为共心的双频激光束, 该激光束经透镜 L_1 、 L_2 和空间滤波器 SF 组成的扩束准直系统扩束后, 由分束器 BS_2 分成两路。反射部分经偏振片 P_1 和会聚透镜 C_1 后, 由探测器 D_1 接收, 作为参考信号; 透射光束作为等腰三角环形干涉仪的光源。两相互垂直的光束, 一束经 PBS_2 反射, 再经棱镜反射镜 M_4 和透镜 L_3 后会聚在 F_1 点, 由 PBS_3 反射和 L_4 准直后到达试样表面。此光束直径为 1.7mm 作为待测试样的参考光束, 经试样反射回环形干涉仪。参考光束两次经 $\lambda/4$ 波片, 偏振方向转过 90° , 再依次经 PBS_3 透射, M_3 反射、 PBS_2 透射和 BS_2 反射, 进入探测器 D_2 。另一束光经 PBS_2 透射后, 依次经 M_3 、 PBS'_3 和 L_4 后会聚

在试样表面作为检测光束、其光斑直径为 $3\mu\text{m}$ 。检测光束经样品反射后,也两次经 $\lambda/4$ 波片,使其偏振方向旋转 90° ,它经 PBS_3 反射,由 L_3 会聚在 F_2 点,再经 M_4 、 PBS_2 和 BS_2 后进入探测器 D_2 。探测器 D_1 和 D_2 接收到的光场分布分别为

$$\begin{cases} E_1 = A_1 \exp[i(2\pi f_1 t - k_1 l_1)] + A_2 \exp[i(2\pi f_2 t - k_2 l_2)] \\ E_2 = B_1 \exp[i(2\pi f_1 t - k_1 l_1 - k_1 l_3)] + B_2 \exp[i(2\pi f_2 t - k_2 l_2 - k_2 l_4)] \end{cases} \quad (3-11)$$

式中 f_1, f_2 ——分别为光束经 AO_1 和 AO_2 后频移的光频; k_1, k_2 ——分别为与 f_1, f_2 有关的波数; l_1, l_2 ——分别为 Mach-Zehnder 干涉仪中两光束的光程; l_3, l_4 ——分别为在环形干涉仪中两光束的光路; A_1, A_2, B_1, B_2 ——分别为光振幅。

两探测器的光强度信号为

$$\begin{cases} I_1 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \phi_1 \\ I_2 = B_1^2 + B_2^2 + 2B_1 B_2 \cos \phi_2 \end{cases} \quad (3-12)$$

式中 $\phi_1 = 2\pi(f_1 - f_2)t - (k_1 l_1 - k_2 l_2)$

$$\phi_2 = 2\pi(f_1 - f_2)t - [(k_1(l_1 + l_3) - k_2(l_2 + l_4))]$$

经电学系统后,两信号的相位差为

$$\Delta\phi = (2\pi/c)f_1 \Delta l \quad (3-13)$$

式中 c ——为光速; $\Delta l = l_4 - l_3$ 。

由于采用共路干涉, Δl 仅由宽光束的平均相位值与小光斑的相位值之差决定,若 Δh 表示试样表面的高度变化,则 $\Delta l = 2\Delta h$,于是式(3-13)可写为

$$\Delta h = (\lambda/4\pi)\Delta\phi \quad (3-14)$$

由上述分析可见,环形干涉仪中,测试光束以顺时针方向通过三角形光路而参考光束以逆时针方向通过三角形光路。它们的光路是完全共路的,并且会聚到探测器 D_2 的测量光束和参考光束具有相同的波面,从而保证干涉的信噪比高,同时也保留了共模抑制光路特性。因此,仪器不用稳频激光器,且在一般实验室中也可

得到高精度的测量结果。这是共路外差干涉仪的主要优点。

按照图 3-17 所示的光路,选用功率 20mw,单模线偏振的 He-Ne 激光器,在 D_1 、 D_2 处用两个相同的硅光二极管接收,信号经电学放大处理后,输入到 DRANETZ Technic 公司 305 型数字相位计中进行比相。该相位计,相位测量分辨率为 0.01° ,测量精度为 0.05° 。整个干涉仪装置放在未采取防震措施的工作台上。试样采用钻石车床加工的铝平面反射镜,干涉系统的稳定性由静止的试样测定。在扫描长度为 $300\mu\text{m}$ 时,其两次检测的 rsm 值重复性为 0.1nm ,它的 rsm 值与用 Talystep 所测结果一致。比相结果表明:该装置的横向分辨率优于 1nm ,纵向分辨率为 0.1nm 。

超光滑表面的粗糙度和微观形貌的检测与评价,除了上面提到的方法外,近几年相继出现用扫描电子显微镜 SEM、原子力显微镜(AFM)、扫描隧道显微镜(STM)和光隧道显微镜(PTM)等的检测与评价方法。

二、多光束干涉法检面形偏差

多光束干涉法是常用的方法,如多光束平面斐索干涉仪和多光束球面斐索干涉仪,它适于镀有反射膜的平面或球面的面形检测。这种方法虽不能提高相位分辨能力,但由于多光束干涉条纹强度呈 Airy 分布,条纹锐度高,且有细而清晰的边界,故有较高的精细度 N (条纹间隔与条纹半宽度的比值),目前 N 可达 300 以上。因而大大提高了条纹的定位判读精度。缺点是待检面要镀反射膜,并且膜层的不均匀性要影响面形的测量精度,故不能用于抛修过程中的监测。此外,由于条纹间隔相对拉大,势必要丢失两条纹间的面形信息,一定程度上降低了检测面形的可靠性。

三、多通道及多波长干涉法检面形偏差

多通道干涉法是利用标准平面与待检面之间的多次反射,即用多重光路使放大了位相误差的波面与参考波面产生双光束干涉

的方法。若测试波面在标准面与待检面间反射 N 次,则一条纹间隔对应程差变化为 $\lambda/2N$ 。如用肉眼直接判读这种条纹,则检测面形偏差的精度可达 $\lambda/100$ 。如用照相记录,并借助显微密度计扫描,可得到准确的条纹定位,再由计算机处理面形,则检测精度可更高些。该法要求待检面镀反射膜,并且对标准面的面形偏差要求十分严格。例如所用的标准平面,须采用三块平板互检方法,并借助多光束干涉条纹以及等密度照相处理等手段,实现平面面形的绝对检测,使其检测精度为 $\lambda/500$ 左右。但这样测得的数据也只是粗略地表示了面形偏差的最大值。相比之下,液面法检测标准面较为可靠。

为提高干涉仪的灵敏度,又不丢失条纹间隔中的面形信息,也可采用多波长干涉法。它借助可调谐激光器或变程差的法布里-珀罗标准具产生的不同单色光,对条纹间隔进行多波长内插。若内插 N 个等间隔的波长,则一条纹间隔将代表 $\lambda/2N$ 面形偏差。目前可调谐激光斐索平面干涉仪,用于检验没镀反射膜的平面,其检测面形误差约为 $\lambda/300$ 。

四、实时相位探测技术检面形偏差

前述的面形检测方法均属经典干涉法,只是在提高仪器灵敏度及条纹位置判读精度方面做了许多努力。但对测量过程中的大气扰动、振动等随机影响仍无法消除。

70 年代以来,人们将激光技术、电子技术和数值计算技术综合运用到波面位相的直接测量中,发展为实时相位探测技术。使波面检测精度达到 $\lambda/100$ 以上。目前比较典型的有外差干涉技术,锁相探测技术和条纹扫描技术。

这些技术的基本原理是在两支相干光的位相差中,引入一个时间调制,使得待检面各处的微量面形偏差,变为位相的变化。用阵列或扫描光电探测器,接收随时间作规律变化的干涉条纹图样,并将光电信号数字化后,输入计算机作实时处理,以获得高的位相

分辨率和位相测量精度。另外,通过计算机存储波面并进行波面相减,可剔除干涉仪的系统误差。再由对多幅干涉图的采样平均,将外界干扰的随机影响减到最小,故可实现面形偏差的高精度检测。如美国 Tropel 公司和 Zygo 公司生产的干涉图处理机,其精度在 $\lambda/70 \sim \lambda/100$ 之间。我国也研制出激光数字波面干涉仪。

§ 3.2 球面曲率半径的测量

光学零件的面形多为球面,其曲率半径为光学设计的重要参量。曲率半径的准确度是保证光学系统象质的关键要素之一。在光学零件加工中,球面曲率半径精度通常是由工作样板检测的光圈数及样板精度等级控制的。因此,曲率半径的精确测量是光学工艺的重要环节。

在光学仪器中,透镜表面的曲率半径的范围是相当宽的,小者仅毫米级,大者可以是几十米,甚至更大些。目前尚没有一种能在如此大的范围内均使测量精度达到满意要求的通用方法。故应针对曲率半径的长短和不同精度要求,选取相应的检测方法。

曲率半径的测量,实质上属面形偏差的检测范畴。在检测面形偏差时,往往也可测出曲率半径。本节主要介绍光学生产中广泛应用的测量曲率半径的通用方法,即机械法和自准直法,还介绍了平行板剪切干涉和涉及到的某些新技术。

3.2.1 机 械 法

机械法是以球径仪测量曲率半径的。该法测曲率半径的范围在 $\pm 1200\text{mm}$ 以内,其极限相对误差 $\Delta R/R$ 约为 $\pm 0.03\%$ 至 $\pm 0.06\%$ 。机械法主要用于测量基准样板,工作样板及透镜球表面的曲率半径,也可测细磨过程中的球面曲率半径。

一、测量原理

利用球径仪可精确测量待测面球冠的矢高 h , 若已知对应的弦半径 r , 则由图 3-18(a) 中几何关系有 $R^2 = r^2 + (R-h)^2$, 整理得待测球面的曲率半径 R 为

$$R = \frac{r^2}{2h} + \frac{h}{2} \quad (3-15)$$

当用尖棱式测量环, 测凸或凹球面的曲率半径时, 分别是测量环的内棱口或外棱口与球面接触。显然若棱口磨损会产生测量误差。为此, 可改用钢珠式测量环。

用钢珠式测量环时, 以通过硬质钢珠中心的圆周半径 r 为弦半径, 则由图 3-18(b) 可导出曲率半径的计算公式为

$$R = \frac{r^2}{2h} + \frac{h}{2} \pm \rho \quad (3-16)$$

式中正负号是这样选取的: 测凹球面时取“+”号, 测凸球面时取“-”号。

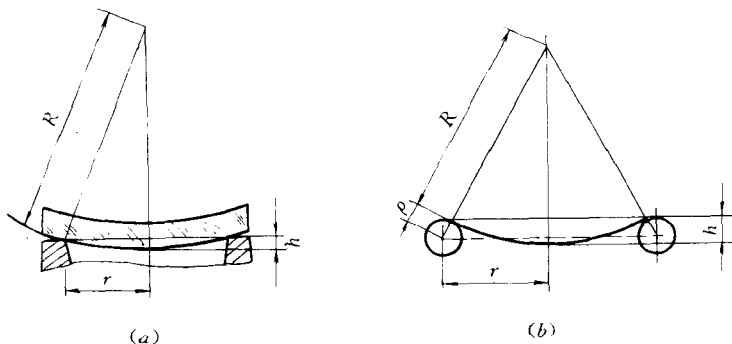


图 3-18 (a) 用尖棱式测量环测曲率半径 (b) 用钢珠式测量环测曲率半径

二、测量仪器

机械法测曲率半径的仪器是环型球径仪。仪器主要由测量环、

测量杆和读数显微镜组成。

测量环对待测件起支承作用。它能给出准确的 r 值与 ρ 值,并可确定矢高 h 的零位读数。仪器一般备有 7~9 个测量环供选用。

测量杆位于测量环中央,并可带动玻璃刻尺沿测量环的轴线移动。通过调焦到刻尺面的读数显微镜可精确定出测量杆所在位置,从而测得相应矢高。

三、测量方法

先依据待测球面的口径,配装直径尽可能大的测量环,并将平面样板放测量环上。通过读数显微镜读得测量杆与样板工作面接触时的零位读数。换上待测球面,读得测量杆与待测面接触时的位置读数。两位置读数之差即为测得的矢高值,将 h 值及该测量环的 r 和 ρ 值代入式(3-16)中,即求得曲率半径 R 值。

当测量对板时,可将一凸一凹两块对板先后置于同一钢珠式测量环上,由读数显微镜读得相应两球冠的矢高和 H ,则对板的曲率半径 R 为

$$R = \frac{r_0^2}{H} + \frac{H}{4} \quad (3-17)$$

$$\text{其中} \quad r_0 = r + \frac{\rho^2 r}{2(R_0^2 - r^2)} \quad (3-18)$$

式中 R_0 ——为对板曲率半径的名义尺寸。

显然,这种测法免除了平面样板面形偏差对测量矢高的影响,又因测得的是 H 值,与 h 值比其相对误差减小一倍,故可提高曲率半径的测量精度。

四、测量误差

对式(3-16)求全微分,得曲率半径的标准偏差

$$\sigma_R = \sqrt{\left(\frac{r}{h}\right)^2 \sigma_r^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{r^2}{h^2} - 1\right)^2 \sigma_h^2 + \sigma_\rho^2} \quad (3-19)$$

结合式(3-19)进行测量精度分析:

1. 关于测量环的选取

用 $h \approx r^2/2R$ 代入式(3-19)得

$$\sigma_K = \sqrt{\left(\frac{2R}{r}\right)^2 \sigma_r^2 + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{2R}{r}\right)^2 - 1 \right] \sigma_h^2 + \sigma_p^2} \quad (3-20)$$

由式(3-20)可见尽量选半径 r 大的测量环,对减小测量标准偏差有利。

2. 矢高的测量误差 σ_h 分析

在式(3-19)中 σ_r 、 σ_p 是给定量,其中 $\sigma_r = 0.001\text{mm}$; $\sigma_p = 0.0005\text{mm}$ 。由于 σ_h 前的系数很大,故 σ_h 是影响 σ_K 的主要因素,应设法减小。 σ_h 包括三项误差因素:玻璃刻尺检定后的刻度值标准偏差 σ_{h1} ,经修正后为 $\sigma_{h1} = 0.0005\text{mm}$,此误差将直接叠加到矢高误差中去;目镜测微器分划板上刻制的螺旋分划线的螺距误差 σ_s 引起的读数误差 $\sigma_{h2} = \sigma_s/\beta$ 。当 $\sigma_s = 0.001\text{mm}$,显微物镜的垂轴放大率 $\beta = 5\times$ 时, $\sigma_{h2} = 0.001/5 = 0.0002\text{mm}$;读数显微镜对准误差 $\sigma_{h3} = 0.073\delta/\Gamma_M$,当 δ 取 $0.1'$, $\Gamma_M = 58'$ 时, $\sigma_{h3} = 0.00013\text{mm}$

测量矢高值需两次对准和两次读数,故上述三因素引起的矢高测量标准偏差为

$$\sigma_h = \sqrt{\sigma_{h1}^2 + 2\sigma_{h2}^2 + 2\sigma_{h3}^2} \quad (3-21)$$

将上述数值代入式(3-21),得 $\sigma_h = \pm 0.0005\text{mm}$ 。

此外,平面样板的面形偏差应不大于 0.5 圈。测量环在待检件与样板重力作用下产生变形,如两次读数时变形量不一致,则会使矢高产生误差。故精确测量时应予以修正,测量环变形量与待检件或样板重量的关系可通过实验测出。测量前待检件需等温足够长的时间。否则也将影响矢高值。

在保证一定极限误差的前提下,球径仪各测量环能测的曲率半径最大值,可由式(3-19)逆推求得,其计算结果见表 3-1。可见机械法测曲率半径,在正常测量范围内可满足一级对板的精度要求。

表 3-1 各测量环能测的曲率半径最大值

测量环 序 号	2r(mm)	极限误差 $\left \frac{\Delta R}{R} \right < 0.03\%$ 时		极限误差 $\left \frac{\Delta R}{R} \right < 0.06\%$ 时	
		凸 mm	凹 mm	凸 mm	凹 mm
No9	内 6/外 7	/	/	3.8	5
8	内 10/外 11	5.5	6	9	10
7	15	8	10	17	20
6	21	16	20	35	40
5	30	32	35	72	80
4	42	65	70	145	150
3	60	135	140	300	300
2	85	270	280	600	600
1	120	550	550	1200	1200

3.2.2 自准球径仪法

自准球径仪法检测曲率半径的相对标准偏差 σ_R/R 为 $\pm 0.01\%$ 至 $\pm 0.1\%$ (取决于待检面孔径角的大小), 可对曲率半径在 $2 \sim 1200\text{mm}$ 的抛光凹面或 $2 \sim 25\text{mm}$ 的抛光凸面进行非接触测量。

一、测量原理及仪器

带有自准显微镜的专门用于测曲率半径的仪器称自准球径仪。自准球径仪测量曲率半径的原理如图 3-19 所示。

当自准显微镜分别调焦于待测面的球心 C 和顶点 A 时, 人眼通过目镜将先后两次看到清晰无视差的自准象。自准显微镜两次调焦沿轴向移动的距离, 即为待测球面的曲率半径。

自准球径仪在其底座上装有测量座和夹持器座。测量座由滑座、滑板、自准显微镜和投影读数器组成。自准显微镜可沿轴向移动, 其位置借助玻璃刻尺(量程 200mm)由投影读数器示出。夹持

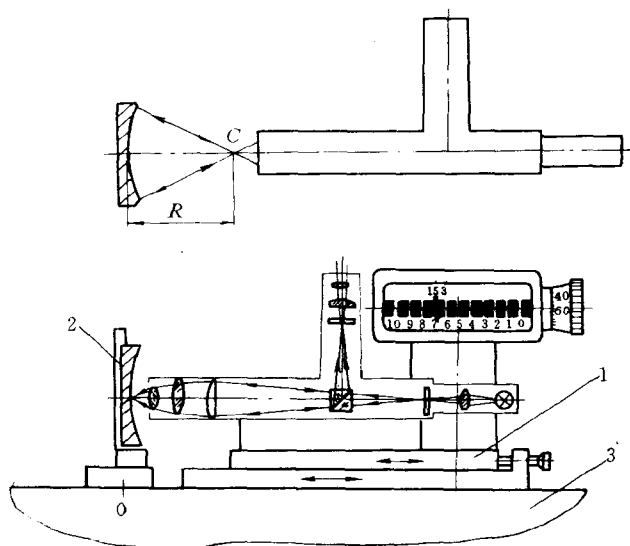


图 3-19 自准直球径仪工作原理

1—测量座；2—夹持器；3—底座；

器座可沿导轨定位在底座的某一刻线标志(0、200、400、600、800、1000mm)处,并能对待测面进行二维倾斜微调,以便显微镜对待测面球心调焦。

二、测量方法

先根据待测面的孔径角($\sin u' = D/2R$)选择合适倍率的显微物镜,使其数值孔径 NA 大于 $\sin u'$ 。当检测凸球面时,要求显微物镜工作距大于待测面的曲率半径。将待测件装到夹持器上,并依据待测面的曲率半径名义值,将夹持器座定位在需要的标志位置,当 $R \leq 200\text{mm}$ 时,定位在“0”刻线标志位置; $200 \leq R \leq 400\text{mm}$,则定位在“200”刻线标志位置,依此类推。

沿导轨移动测量座,同时倾斜微调待测面,使在显微镜视场中看到自准的十字线象,轴向微调自准显微镜,直至十字线象清晰

无视差地成在十字分划处,在投影读数器上读得球心位置读数 x_1 值,再轴向移动测量座,以使待测面顶点处的自准象清晰无视差地成在分划处,读得顶点位置读数 x_2 值。则待测面曲率半径 R 应为

$$R = x_2 - x_1 + x_0 \quad (3-22)$$

式中 x_0 ——夹持器座定位的刻线标志数。

三、检测误差

自准球径仪检测曲率半径的标准偏差应包括以下诸项:

夹持器座定位误差 σ_1 为 $3.0\mu\text{m}$ 。当 $x_0=0$ 时, σ_1 对 R 误差没影响;刻尺刻线误差 σ_2 为 $0.5\mu\text{m}$;投影读数器的读数误差 $\sigma_3 \approx 0.5\mu\text{m}$;显微镜的两次调焦(清晰度法)的标准偏差 σ_4 为

$$\sigma_4 = \sqrt{2} \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[\left(\frac{73n\alpha_r}{2NA\Gamma} \right)^2 + \left(\frac{2n\lambda}{6(NA)^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3-23)$$

式中 NA ——显微镜实际利用的数值孔径; α_r ——人眼分辨率(分)。

若对待测面曲率中心调焦时,没充分利用显微物镜的 NA 值,则应以有效的数值孔径计算球心的调焦误差,再计算待测面顶点处的调焦误差,两者合成为总的调焦误差以替代式(2-23)的 σ_4 值。

曲率半径测量的标准偏差为

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 + \sigma_4^2} \quad (3-24)$$

3.2.3 自准望远镜测量法

自准望远镜测量法主要用于长曲率半径抛光面的非接触测量。其检测曲率半径的范围为几米~几百米,相应测量误差 σ_R/R 在 $0.2\% \sim 10\%$ 。

一、测量原理

自准望远镜测量曲率半径的光路原理如图 3-20 所示。其中 C

是待测面的球心, F 和 F' 是望远物镜的前、后焦点。若自准目镜沿

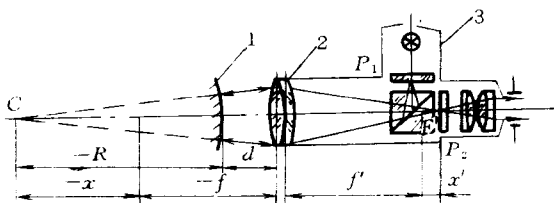


图 3-20 自准望远镜测曲率半径光路图

1—待测面; 2 望远物镜; 3 自准目镜

轴向移动 x' 距离, 刚好使物镜射出光束的会聚点与点 C 重合, 则由待测面自准回去的分划 P_1 的象, 将清晰无视差地成在分划 P_2 上, 用牛顿公式, 求得待检面的曲率半径:

$$R = d - \frac{f'(f' + x')}{x'} \quad (3-25)$$

式中 d ——为待检面顶点到物镜前主面的距离。

对于图 3-20 所示情况, x' 为“+”, 算得 $-R$, 则待测面为凸面; 若 x' 为“-”, 算得 $+R$, 则待测面为凹面。

二、测量方法

本方法所用的主要测量仪器是带伸缩筒的自准望远镜, 通常按 $f' < R/20$ 选取望远物镜, 并按检测精度要求, 选取合适的放大率, 先用自准直法校自准望远镜的分划 P_1 与 P_2 , 使其准确位于物镜的后焦面上, 由镜管侧面的刻尺读得伸缩筒的零位读数; 然后放置待测面, 通过伸缩筒轴向移动目镜, 直至由待测面自准回来的分划象清晰无视差地成在分划 P_2 上, 从镜管侧面的刻尺又得一读数。两读数之差即为 x' 值, 并由伸缩筒移动方向, 注明其正负。

将 x' 及用尺量得的 d 值代入式(3-25), 算得待测面曲率半径。

三、测量误差

考虑到不因离焦过大而使物镜的成象质量变坏,应控制 $|x'| \leq f'/20$, 即目镜的轴向移动距离应不大于物镜焦距的十分之一。故该法只适于测量较长的曲率半径,如测量曲率半径为几米到几百米的镜面。若待测面位于物镜前焦点附近。式(3-25)可简化为 $R \approx -f'^2/x'$ 。则测量曲率半径 R 的相对标准偏差

$$\frac{\sigma_R}{R} \approx \sqrt{\left(\frac{1}{x'}\right)^2 \sigma_{x'}^2 + \left(\frac{2}{f'}\right)^2 \sigma_{f'}^2} \quad (3-26)$$

其中 $\sigma_{f'}/f'$ 一般为 0.1%; $\sigma_{x'}$ 主要是由调焦误差与平面反射镜的面形偏差所引起的 x' 误差(此处忽略目镜位置读数误差)。

当自准望远镜分别对平面反射镜和待测面进行清晰度法调焦时,由调焦误差引起 x' 的测量标准偏差 $\sigma_{x'_1}$ 为

$$\sigma_{x'_1} = \frac{f'^2}{\sqrt{6}} \left[\left(\frac{0.29\alpha_e}{f'D} \right) + \left(\frac{4\lambda}{3D^2} \right) \right] \quad (3-27)$$

式中 α_e ——人眼分辨角(分); D ——望远镜有效入瞳直径(mm); λ ——所用光的波长(μm)。

若平面反射镜在有效孔径 D_0 内存在 N 个光圈,则由此引起的 x' 的测量标准偏差为

$$\sigma_{x'_2} = \frac{4N\lambda f'^2}{D_0^2} \quad (3-28)$$

总的 x' 的测量标准偏差为

$$\sigma_{x'} = \sqrt{\sigma_{x'_1}^2 + \sigma_{x'_2}^2}$$

由式(3-26)明显看出, $\sigma_{x'}$ 是影响曲率半径测量精度主要因素,故检测中应设法减小 $\sigma_{x'}$ 值。几种常见自准望远镜检测曲率半径的范围及其标准偏差,见表 3-2。

表 3-2 自准望远镜检测 R 的范围及其相对标准偏差

自 准 望 远 镜				测 R 的最小值, 最大值及相对标准偏差			
f' (mm)	D (mm)	Γ	$x'_{\max}$ (mm)	$R_{(\min)}$ (m)	σ_R/R (%)	$R_{\max}$ (m)	σ_R/R (%)
500	50	25 $\times$	± 25	10	± 0.37	250	± 7.8
1000	100	50 $\times$	± 50	20	± 0.25	1000	± 7.8
1600	150	80 $\times$	0~100	50	± 0.26	2500	± 8.5
2000	200	100 $\times$	0~100	80	± 0.25	4000	± 7.8
3000	300	150 $\times$	0~150	120	± 0.23	9000	± 7.8

表中 $R_{\max}$ 与 $x' = 1\text{mm}$ 对应, $R_{\min}$ 与 $x'_{\max}$ 对应; σ_R/R 是以自准望远镜入瞳直径为有效孔径, $\sigma_f/f' = 0.1\%$ 且不计平面反射镜面形偏差求得的。

四、准直光束补偿法

为提高曲率半径的测量精度, 可用准直光束补偿法, 其检测原理是: 一束准直光射向待测面时, 经镜面的反射将变成会聚或发散光束。若通过准直物镜沿轴移动, 引入相反曲率的入射光, 则可补偿镜面反射光的曲率, 使其恢复为准直光。图 3-21 为检测一凹球面的实验光路, F_0 为曲率半径为 R 的凹面的焦点, 若点光源 S 发出的单色光经透镜折射后, 光束的交点与 F_0 重合, 则该光束经待测面反射后, 必然变为准直光。

若 d 为透镜至待测面的距离, x 为离焦量, 则凹表面的曲率半径

$$R_v = -2 \left(\frac{f'^2}{x'} - f' + d \right) \quad (3-29)$$

考虑到光束经分束棱镜产生的纵向位移

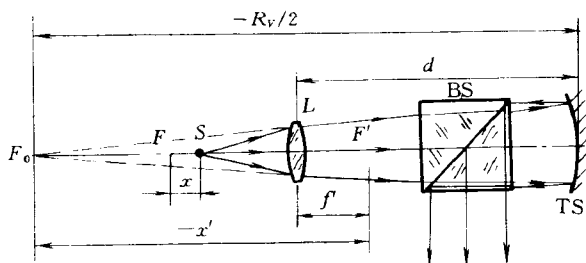


图 3-21 测量凹面曲率半径的光路安排

L —准直物镜； TS 待测凹面； BS 分束棱镜；

S —点光源

$$h = (n - 1)t/n \quad (3-30)$$

这里 t 与 n 分别为分束棱镜的厚度和材料折射率。故凹表面的曲率半径的准确公式应为

$$R_v = -2 \left(\frac{f'^2}{x'} - f' + d - h \right) \quad (3-31)$$

同理可推得测凸面的曲率半径公式

$$R_x = 2 \left(\frac{f'^2}{x'} + f' - d + h \right) \quad (3-32)$$

测量步骤：

先用标准平面镜代替待测面，用自准直方法调校准直物镜使其处于零位。然后换以待测面和 BS 镜，沿轴向移动物镜（移动距离由格值为 0.01mm 的量器测出），使由待检面反射回来的光束呈准直光束。对光束准直性的高精度检测，可通过双光楔剪切干涉法或 Talbot 干涉术实现。

将量测出的 x 值，以及相应的 f' 、 D 及 h 值代入式(3-31)或式(3-32)，即可求得待检面的曲率半径值。该法的测量精度高于自准望远镜测量法，其曲率半径测量范围为—一米至几十米，只需通用装置即能实现对曲率半径的精确测量。

3.2.4 平行板剪切干涉法

一、检测原理

平板剪切干涉仪是一种最简单的干涉仪,其光路如图 3-22 所示。He-Ne 激光经扩束准直系统以准直光射出。平行板与光轴大致成 45° 安置,且其前后面均不镀膜。准直光分别经平行板前后面反射而形成横向剪切。

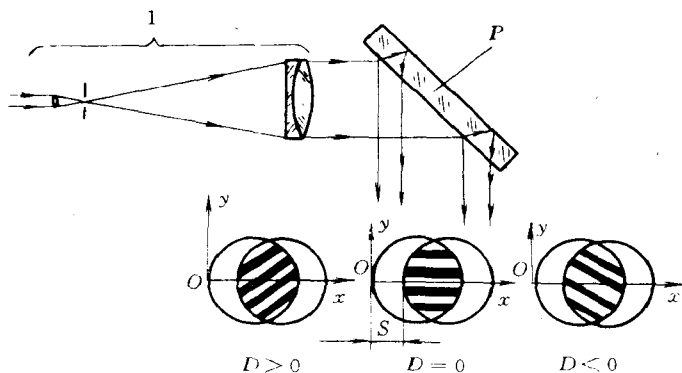


图 3-22 1—扩束准直系统;P—楔形平板

若平行板在垂直图面方向存在一小楔角 β (约 $10''$ 量级),则沿垂直剪切方向引入一波面倾斜量。当离焦与倾斜均存在时,干涉区的光程差为

$$\Delta W = 2Dxs + Ey = N\lambda$$

$$\text{即} \quad y = \frac{N\lambda}{E} - \frac{2Ds}{E}x \quad (3-33)$$

式中 N ——干涉条纹级次; D ——离焦系数; s ——剪切量; E ——倾斜系数。

若平行板折射率为 n ,则 $E=2n\beta$ 。显然,这是一组沿特定取向的平行等距直条纹。当无离焦($D=0$),即平面波射向玻璃平行板

时,则干涉条纹是一组平行剪切方向的等距直条纹。这样,通过判别条纹相对剪切方向有无倾斜,或测出条纹倾角,便可测得入射波面的曲率半径,进而求得待测球面的曲率半径。

二、常见尺寸的曲率半径测量

检测球面曲率半径的平行板剪切干涉仪光路如图 3-23 所示。激光经扩束准直系统后,以平行光透过平行板 P ,再经优质的准直

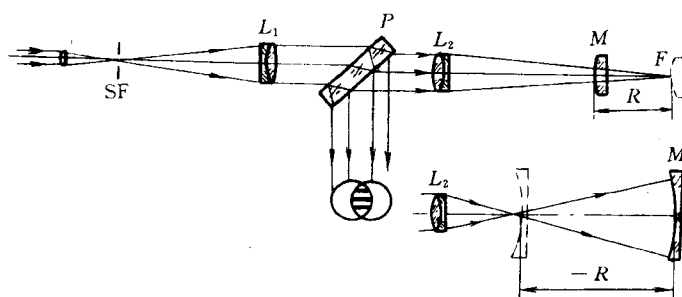


图 3-23 测球面曲率半径的平行板剪切干涉光路

L_1 、 L_2 —准直物镜； P —楔形平行板； M —待检面

物镜 L_2 会聚到焦点 F' 处。当待测球面 M 的顶点与球心分别位于 F' 处时,则光束经球面反射后,将沿原路自准回去,经平行板 P 产生横向剪切,在屏处可看到平行剪切方向的等距直条纹。若以此定出待测面球心与顶点的准确位置,再由测长机构测出两位置间距,即为待测球面的曲率半径 R 值。

测量曲率半径的误差主要取决于待测面两位置间的测量误差 σ_{R1} 及两位置的定位误差 σ_{R2} 。其中 σ_{R1} 一般可达到 0.01mm 量级。

若人眼发现干涉条纹相对剪切方向的最小倾角为 $\Delta\alpha$ (取 $10'$),由式(3-33)可得

$$\Delta\alpha = \frac{2Ds}{E} = \frac{Ds}{n\beta} \quad (3-34)$$

设准直物镜 L_2 的焦距为 f' ,则与 $\Delta\alpha$ 相对应的离焦量(即定

位误差) $\Delta x' = 2f'^2 D$, 得待测面两位置的总定位误差

$$\sigma_{R2} = \sqrt{2} \Delta x' = \frac{\sqrt{2} (2n\beta) \Delta \alpha f'^2}{s} \quad (3-35)$$

曲率半径测量标准偏差为

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_{R1}^2 + \sigma_{R2}^2}$$

若干涉仪中两准直物镜是优质的, 且光路经精心调校, 则检测曲率半径的相对标准偏差 σ_R/R 约为万分之几。在平行板剪切干涉法检测曲率半径的同时, 还可检测待测面的面形偏差。

三、长曲率半径的测量

当待测球面曲率半径长达数米至数十米, 且口径很小时, 用平行板剪切干涉仪测量可达到较准确结果。检测光路如图 3-24 所示。

待检面是个曲率半径很长的凹球面。由扩束准直系统射出的平行激光, 透过平行板并经待检面反射形成曲率半径 $R' = R/2$ 的会聚球面波, 此波经平行板剪切产生的干涉条纹, 将与剪切方向有一倾角 α , 由式 (3-33) 可求得干涉条纹倾斜率

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2D\delta}{E} \quad (3-36)$$

若屏处于干涉条纹间距为 a , 则上式中 E 可用 $\frac{\lambda}{a/\cos \alpha}$ 替代, 经整理得会聚球面波曲率半径

$$R' = \frac{sa}{\lambda \sin \alpha} \quad (3-37)$$

则待测面曲率半径

$$R = 2(R' \pm L) \quad (3-38)$$

式中 L ——待测面顶点经平行板到屏面 N 的间距。

待测面为凹面时, 取“+”; 待测面为凸面时取“-”。当待测面的凸凹, 肉眼不易区分时, 可借助干涉条纹的取向判别。若干涉条纹取向沿坐标的二、四象限, 则屏面处接收的是会聚波面, 相应的

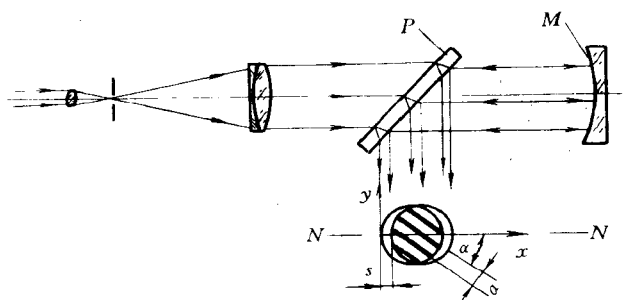


图 3-24 测长曲率半径的平行板剪切干涉光路

N —屏面; P —楔形平行板; M —待测面

待测镜面必定是凹球面;反之,若干涉条纹取向沿坐标的一、三象限,则屏处接收的发散波面相应待测面是凸球面。

为检测曲率半径,只要在屏面处拍摄干涉图,测出条纹间距 a ,倾角 α 以及剪切量 s ,利用式(3-37)与式(3-38),即可算得待测球面的曲率半径 R 值。

波面曲率半径 R' 的相对标准偏差为

$$\frac{\sigma_{R'}}{R'} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_s}{s}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\alpha}{\tan \alpha}\right)^2} \quad (3.39)$$

求得 $\sigma_{R'}$ 及 L 的标准偏差 σ_L ,便可求得曲率半径的标准偏差。该法的相对标准偏差 $\sigma_{R'}/R$ 约在 0.3%~1%。

近年来,用莫阿条纹偏转法、Talbot 干涉法等检测曲率半径的工作,已有所报导,并取得满意的检测结果。其着眼点一是设法提高与半径相关的特征点的定位精度,从而提高曲率半径的检测精度,二是设法完成其它方法难以胜任的长曲率半径的测量工作。

§ 3.3 平面光学零件光学不平行度测量

工作面由平面构成的光学零件称为平面光学零件。其种类繁

多,应用十分广泛。如各种反射棱镜、多面体镜、玻璃平板以及光楔等。绝大多数平面光学零件的角度测量,可简化为光学不平行度的测量问题,它属小角度测量范畴。如反射棱镜的主要加工误差,某些大角度如 30° 、 45° 、 60° 的角度误差,均可通过测量其等效玻璃平板的不平行度求得,光学不平行度是平面光学零件的主要检测项目。其常用检测方法是自准直法和干涉法。

3.3.1 自准直法测光学不平行度

一、基本原理

测量平面光学零件光学不平行度的自准直法的基本原理,实质上就是测透明玻璃平板光学不平行度的原理。如图 3-25 所示。

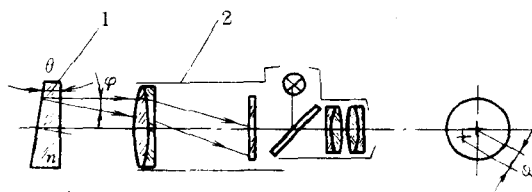


图 3-25 自准直法测光学不平行度基本原理

1 待测玻璃平板; 2 自准直望远镜

由自准望远镜射出的平行光射向待测玻璃平板,由其前、后表面反射的两束光的夹角 ϕ 与玻璃平板不平行度 θ 的关系为

$$\sin \phi = n \sin 2\theta$$

作小角度近似后有

$$\theta = \frac{\phi}{2n} \quad (3-40)$$

式中 n ——待测玻璃平板的折射率; ϕ ——自准望远镜中两自准象间的角距离。

通常自准望远镜分划板上标注的角度值为实际角值之半,故光学不平行度 θ 应为

$$\theta = \frac{\phi}{n} \quad (3-41)$$

玻璃平板厚薄端的判别:在待测件后表面哈口气。则变模糊的象即为后表面反射象,该象所在的那端即为待测平板的厚端。

二、反射棱镜光学不平行度的测量

理论上,所有反射棱镜均可展成入射面与出射面严格平行的等效玻璃平板,如果棱镜存在角误差和棱差,则当光线垂直棱镜入射面入射时,光线在出射前对出射面法线的夹角,即为反射棱镜的光学不平行度。该角在入射光轴截面内的分量称第一光学不平行度 θ_1 ,它是由棱镜光轴截面内的角度误差引起的;在垂直光轴截面内的分量称第二光学不平行度 θ_2 ,它是由棱差产生的。故图 3-25 所示的检测原理也同样适于反射棱镜的光学不平行度的测量。为检测方便,应将自准望远镜的两互相垂直的刻线,分别调到平行于和垂直于棱镜入射光轴截面。

以上分析是对光轴截面为单一平面的棱镜而言的。若是复合棱镜,则应按各单棱镜考虑平行差 θ_1 与 θ_2 ,再依据所规定的入射光轴截面方向,将两者综合。下面介绍几种反射镜的检测。

1. 直角棱镜 D I —90°的检测

如图 3-26 所示。将待检棱镜放在承物台上,使其入射光轴截面与承物台大致平行。调自准望远镜和承物台,由自准望远镜可看到两个自准象,它们分别由棱镜的 AC 与 BC 面自准回来的。为便于读数,调象①的竖线与刻尺的长竖线重合,象②的横线与长横线重合。 $\phi_1 = n\theta_1$, $\phi_2 = n\theta_2$, 则

$$\theta_1 = \frac{\phi_1}{n}, \quad \theta_2 = \frac{\phi_2}{n} \quad (3-42)$$

相应的棱镜误差为

$$\delta_{45^\circ} = \theta_1 = \frac{\phi_1}{n}$$

$$\gamma_A = \frac{\phi_1}{\sqrt{2}} \doteq \frac{\phi_1}{1.4n} \quad (3-43)$$

式中 δ_{45° —棱镜的两个 45° 角之差;
 γ_A —棱镜两直角面构成的棱 C 与弦面间的夹角。

用哈气法确定 BC 面的自准象为②,由图 3-26 可知 $\angle A < \angle B$;棱镜大端垂直图面朝向读者。

2. 直角棱镜 D II - 180° 的检测

将待测棱镜按图 3-27 放置在承物台上。先调望远镜的高低手轮,如棱镜的 90° 角有误差,可看到经 AC' 与 BC 面偶次内全反射象②、③,该两象最亮,且不随棱镜在入射光轴截面内摆动而移动。

象①、④、⑤随着棱镜摆动而进入视场,其中象④、⑤是光线经 AC 与 BC 面四次内全反射和 AB 面的反射形成的五次反射象。故象最暗,且与 AB 面自准象①同步移动。这样便可容易地区分视场中的五个象。

若 $\theta_1 = 0$,则五个象位于同一光轴截面内,并对称于象①排成一行;若 $\theta_1 \neq 0$,则象②、③重合,象④、⑤重合,并沿垂直于光轴截面方向排开;如果 $\theta_1 = \theta_2 = 0$,则五个象重合为一个象。

从棱镜展开图可知,其光学不平行度应由象①与象⑤或象④的间距决定。依据 θ_1 与 90° 角误差 $\Delta 90^\circ$ 关系以及 θ_1 与 γ_A 间关系可得

$$\begin{aligned} \Delta 90^\circ &= \frac{\theta_1}{2} = \frac{\phi_1}{2n} \\ \gamma_A &= \frac{\theta_1}{2} = \frac{\phi_1}{2n} \end{aligned} \quad (3-44)$$

$\Delta 90^\circ$ 正负的判别:可在棱镜入射面 AB 与望远物镜间用黑纸

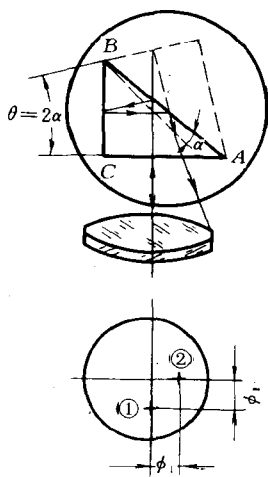


图 3-26 检测直角棱镜 D II - 90°

从右移入光路。若五次反射象中右边先消失,则 $\Delta 90^\circ$ 为正;若左边的象先消失则 $\Delta 90^\circ$ 为负,即图 3-27 中情况。

棱差方向判别:由象②、③、④、⑤均在①上方,故棱镜大端是垂直于图面朝向读者。

3. 屋脊棱镜 $D III_j - 45^\circ$

检测屋脊棱镜 $D III_j - 45^\circ$ 的光路如图 3-28 所示。

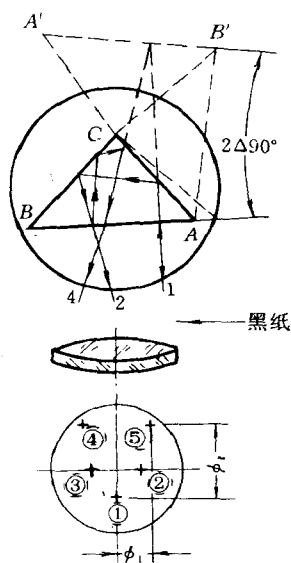


图 3-27 检测直角棱镜 $D II - 180^\circ$

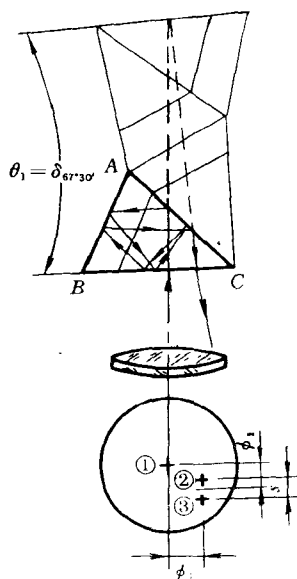


图 3-28 检测屋脊棱镜 $D III_j - 45^\circ$

若棱镜存在角度误差和棱差,在自准望远镜视场中将出现两个自准象,如还有屋脊角误差,则从 AC 面反射回来的象还要分成两个,故视场中共看到三个象。其中象②、③的形成过程类似于检测直角棱镜 $D II - 180^\circ$ 时视场中看到的④、⑤两象,只是②、③两象沿垂直于棱镜光轴截面方向排列,其间的角距离 S 称为双象差。

$$S = 4n\delta\cos\beta \quad (3-45)$$

式中 β ——入射光轴与垂直屋脊棱的平面间的夹角； δ ——屋脊角误差。

为判别入射面 BC 反射的象①，则对着棱镜 AC 面哈气，视场中亮度不变的那个象便是。并读得 $\phi_1 = n\theta_1$ ； $\phi_1 = n\theta_1$ 和 S 值，其中 ϕ_1 应从象②、③的中间读起。相应棱镜误差为

$$\delta_{\delta 7^{\circ}30'} = \theta_1 = \phi_1 / n$$

$$r_c = \frac{\theta_1}{0.76} = \phi_1 / 0.76n \quad (3-46)$$

式中 $\delta_{\delta 7^{\circ}30'}$ ——棱镜两底角 $\angle A$ 、 $\angle B$ 之差。

由图 3-28 可知 $\angle A > \angle B$ 。屋脊角误差 δ 的正负判别方法：

(1) 在棱镜入射面与望远镜镜间，用黑纸沿垂直于承物台面方向往下移入光路，若双象中上面的象先消失，则 δ 为正；若下面的象先消失，则 δ 为负。

(2) 将自准望远镜的目镜外移，若看到双象②、③彼此靠近，则 δ 为正；若看到双象离开，则为负。

三、特殊角的角误差测量

在光学冷加工中，经常用到一些标准角度块或标准棱镜。它们中的某些工作角为 30° 、 45° 、 60° 及 90° 等。若光线在角的两面上反射后，沿光路能将棱镜展成等效玻璃平板，则其角度误差同样可用自准直法测得，并可达到较高的测量精度。

1. 45° 角的测量

用自准直法测等腰棱镜 45° 顶角误差的光路如图 3-29 所示。

自准望远镜对向待测棱镜的 BC 面，调望远镜时可看到两个自准象①、②，且当棱镜在其光轴截面内转动时，两个象不动，测出两象间的角距离 ϕ 值。

在棱镜的展开图中，虚线表示存在误差 $\Delta 45^\circ$ 时的最后一次展开位置。不难看出，其光学不平行度 $\theta = 4\Delta 45^\circ$ ，则由 $\theta = \frac{\phi}{n}$ 可求得 45° 顶角的误差为

$$\Delta 45^\circ = \frac{\phi}{4n} \quad (3-47)$$

可见,自准直法测等腰棱镜的 45° 顶角具有较高精度。

2. 30° 、 60° 及 90° 角的测量

图 3-30(a) 所示棱镜为常用的标准棱镜, 它能提供 30° 、 60° 和 90° 三个标准角。其角度误差可用自准直法测出。首先, 用测直角棱镜 D II - 180° 的 90° 角误差的方法, 测出该棱镜的 $\Delta 90^\circ$ 值。即在自准望远镜中, 测出入射光经棱镜 AC、BC 面反射所成两自准象间的角距离 ϕ_1 , 算得 $\Delta 90^\circ = \phi_1 / 2n$ 值。

再用图 3-30(b) 所示光路, 测量 30° 和 60° 角的误差。若 ϕ_1 表示 BC 面的反射象与经 AB、AC 面五次反射

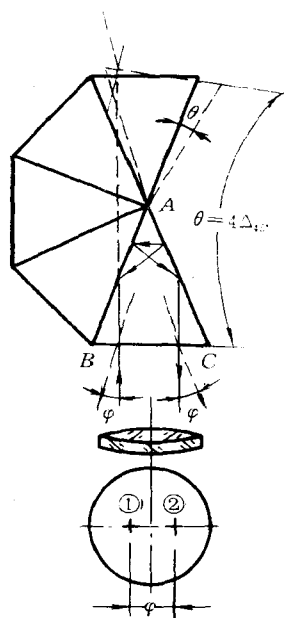


图 3-29 测等腰棱镜 45° 顶角误差的光路图

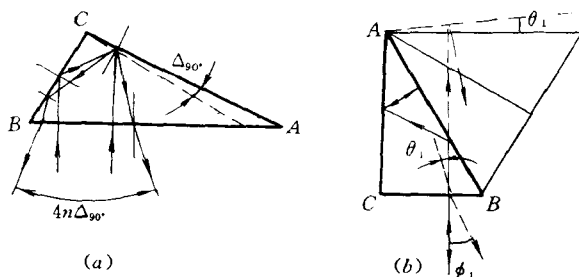


图 3-30

(a) 测 90° 角误差 $\Delta 90^\circ$ 光路图; (b) 测 60° 与 30° 角误差的光路图

$$\angle B - 2\angle A = \theta_1 = \frac{\phi_1}{n}$$

$$\angle B + \angle A = 180^\circ - \angle C = 90^\circ - \Delta 90^\circ$$

由上两式解得

$$\angle A = \frac{1}{3} \left[(90^\circ - \Delta 90^\circ) - \frac{\phi_1}{n} \right]$$

$$\angle B = \frac{1}{3} \left[(180^\circ - 2\Delta 90^\circ) + \frac{\phi_1}{n} \right] \quad (3-48)$$

一个棱镜有两个以上角作标准角使用时,如果存在棱差,则如图 3-30(b)那样,通过测 ϕ_1 求得的棱镜角,并不精确等于待测角的两面角,故必须考虑棱差对标准角测量结果的影响。经分析若棱差控制在 $3'$ 内,由此产生的角度误差仅 $0.2''$,可满足上述标准棱镜的测角精度要求。

3.3.2 等厚干涉法测光学不平行度

一、屋脊棱镜屋脊角误差的干涉测量

1. 测量原理及方法

用泰曼干涉仪测屋脊角误差的光路如图 3-31 所示。其中图 (a) 为测直角屋脊棱镜, $\beta = 45^\circ$; 图 (b) 为测列曼屋脊棱镜, $\beta = 30^\circ$ 。待测屋脊棱镜按其使用要求,置于测试光路中,测试反射镜 M_1 应垂直于屋脊棱镜的出射光束,以使光线沿原路返回。

若屋脊棱镜的材料均匀,且各工作面无面形偏差,仅存在屋脊角误差 δ (相应的双象差为 S); 则入射的平面波两次经过待测屋脊棱镜后,所得的测试波面 Σ_1 将是一个夹角为 $2S$ 的折面。微调测试反射镜 M_1 的倾斜位置,使 Σ_1 的上半部与参考波面 Σ_r 平行。显然,此时折射面的夹角 $2S$ 即为 Σ_r 下半部波面与 Σ_1 间的夹角 $2S$ 。相应的视场上半部无条纹,下半部为平行等距的直条纹,如图 3-31(a) 所示。由条纹间距 a 即可求得双象差

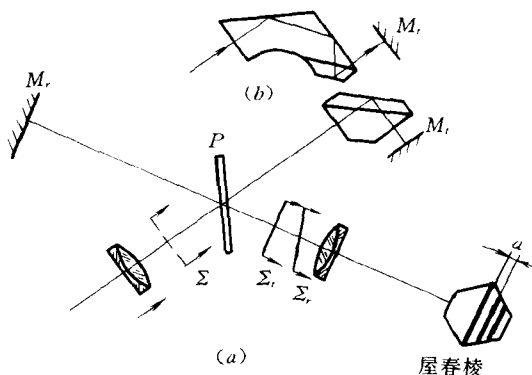


图 3-31 泰曼干涉仪测屋脊角误差

M_r 参考反射镜; M_t 测试反射镜;

P 分束镜

$$S = \frac{m\lambda}{D} = \frac{\lambda}{2a} \times 2062625'' \quad (3-49)$$

式中 D ——棱镜通光孔径; m ——下半视场条纹数。

将 $S = 4nD\cos\beta$ 代入式(3-40), 经整理得屋脊角误差公式

$$\delta = \frac{m\lambda}{4nD\cos\beta} \times 206265'' = \frac{\lambda}{8na\cos\beta} \times 206265'' \quad (3-50)$$

屋脊角误差正负值判别: 将参考反射镜微微向分束镜方向移动, 若条纹移向屋脊棱, 如图 3-32(a) 箭头所指, 则 $\delta > 0$; 如条纹移向视场边缘, 则 $\delta < 0$ 。

在实际测量中, 也可将干涉条纹调成图 3-32(b) 方式进行测量。即沿水平方向微调测试反射镜, 使 Σ_t 的上半部与 Σ_r 沿屋脊棱线方向成夹角 2α , 则视场上半部的干涉条纹垂直屋脊棱线。 Σ_t 的下半部分与 Σ_r 的夹角应为 $\sqrt{(2\alpha)^2 + (2S)^2}$ 。显然, 相应的干涉条纹偏向左方, 如图 3-32(b) 所示。

在应用式(3-50)时应注意, 此时的 m 表示上半视场条纹延长到下半视场所截得的条纹数。如按图 3-32(a) 调试, 便于判别 δ 角

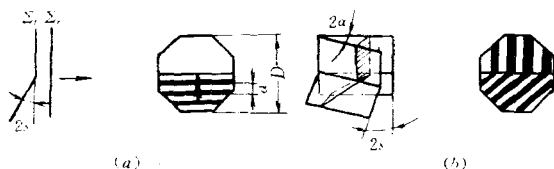


图 3-32 屋脊角误差的波面与干涉图关系

的正负;而按图 3-32(b)调试,对准确测量条纹数 m (也即 δ 角)较为有利。

2. 测量误差

由式(3-50)可知,产生测量误差的主要项是棱镜孔径 D 的测量标准偏差 σ_D 与干涉条纹计数标准偏差 σ_m 。并由该式求得屋脊角误差的测量标准偏差 σ_δ 为

$$\sigma_\delta = \sqrt{\left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_D}{D}\right)^2}$$

通常情况下取 $\sigma_D = 0.2\text{mm}$ 、 $\sigma_m = 0.1$, 则 σ_δ 为零点几秒。可见用泰曼干涉仪检测屋脊棱镜的屋脊角误差的精度是相当高的。

二、斐索干涉仪测平板的不平行度

1. 检测原理及方法

用斐索平面干涉仪检测玻璃平板不平行度的原理如图 3-33 所示。卸去干涉仪的标准平板,把待测玻璃平板放在准直物镜下面的可调水平工作台上。使准直物镜射出的平行光大致垂直入射到待测平板表面上,光线经平板上、下两表面反射后,进入干涉仪,形成等厚干涉条纹。若待测件的玻璃均匀性、面形质量均好,将形成平行等距的直条纹。若 Δh 表示平板两端厚度差,由图 3-33 可知

$$2n\Delta h = 2nb\theta = m\lambda$$

则平板的不平行度为

$$\theta = \frac{m\lambda}{2nb} \times 206265 \quad (3-51)$$

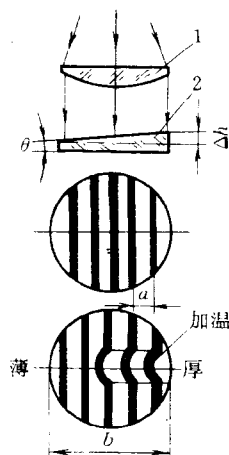
式中 n ——玻璃平板折射率; m ——长度 b 范围内干涉条纹数。

玻璃平板楔角方向应垂直干涉条纹方向;当沿垂直条纹方向对平板边缘加热时,干涉条纹凸向玻璃平板的薄端

若待检件长度 b 的测量标准偏差为 σ_b ,干涉条纹的计数标准偏差为 σ_m 。则由式(3-43)可得平板的不平行度的标准偏差为

$$\sigma_\theta = \theta \sqrt{\left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_b}{b}\right)^2}$$

(3-52) 图 3-33 检测平板光学不平行度



一般情况下, σ_b 约为 0.05 ~ 1 mm; σ_m 以目视估计可精确到 0.2 条纹,如用目镜测微器测条纹数,则 σ_m 还可小些。该法的测量标准偏差 σ_θ 也为零点几秒。

分析(3-51)式可得本方法测不平行度范围:若干涉场中条纹数 $m \leq 1$ 就不易测了,则与之对应的最小可测角 $\theta_{\min} = \lambda/2nb$;最大可测角 $\theta_{\max}$,由人眼可分辨并尚能计数的条纹间距 $a_{\min} = b/m_{\max} \geq 0.5\text{mm}$ 确定。玻璃平板不平行度 θ 的测量范围为 $1'' \sim 1'$ 量级。

三、泰曼干涉仪测平板的不平行度

泰曼干涉仪检测玻璃平板不平行度的光路如图 3-34 所示。先调干涉仪,使其视场亮度均匀一片。这表明参考反射镜 M_r 反回的参考波面 Σ_r ,与由测试反射镜 M_t 反回的测试波面 Σ_t ,两者彼此平行。

将待检玻璃平板 T 置于测试光路中,测试光束经过不平行度为 θ 的平板后,光束偏转角为 $(n-1)\theta$ 。此光束由 M_t 反射并再次经待检平板后,出射光束将形成偏转角 $\alpha = 2(n-1)\theta$ 的测试波面 Σ_t ,

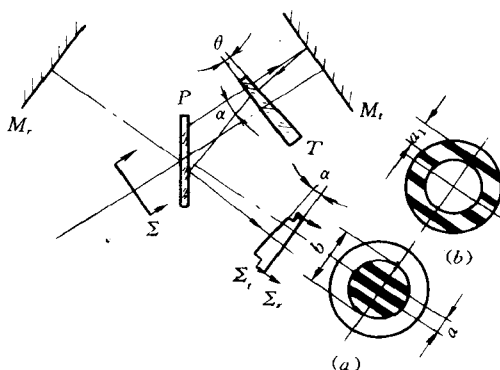


图 3-34 泰曼干涉仪测平板不平行度

P —分束器; M_r —参考反射镜;

M_t —测试反射镜; T —待检玻璃平板

此波面相对参考波面 Σ_r 的夹角也是 $2(n-1)\theta$ 故, 视场中可看到平行等距的直条纹。若待检平板在长度 b 内的条纹数为 m , 相应条纹间距为 a , 见图 3-34(a)。则待检玻璃平板的不平行度 θ 为

$$\begin{aligned}\theta &= \frac{m\lambda}{2(n-1)b} \times 206265'' \\ &= \frac{\lambda}{2(n-1)a} \times 206265''\end{aligned}\quad (3-53)$$

式中 n ——待检平板对光源波长 λ 的折射率。

上式与斐索干涉仪的公式(3-43)比较可知, 对于同一条纹间距 a , 本法的测角量程扩大近三倍, 平板的不平行度的测量标准偏差表达式类同式(3-52)。

玻璃平板楔角方向垂直于干涉条纹方向。其厚薄端判别如下: 向缩短光程方向移动参考反射镜, 干涉条纹移向平板的薄端。

提高小角度测量精度的两种方法:

(1) 转测试反射镜 M_t , 使经平板后, 射向 M_t 的光束刚好沿原路自准回去。则与待检件 T 对应的视场将是亮度均匀一片, 即无干涉条纹; 而环带视场出现平行等距直条纹, 测得条纹宽度 a_1 代

入式(3-53)即可求得角 θ 值。该法适于检测孔径小且 θ 角很小的待检件,这时视场内常常因条纹相对过宽而无法测得,但通过环带视场却易于测准 a 值,故提高了不平行度 θ 的测量精度。

(2)待检平板绕光轴转 90° 的方法。调测试反射镜 M_1 的俯仰,使干涉仪视场中出现适量的水平条纹。将待检平板置于测试光路中,并绕光轴转,直至对应视场内出现几条水平条纹,如图 3-35(a)所示。

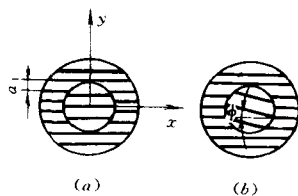


图 3-35 待检平板转 90° 干涉条纹的变化

此时,平板的主截面已调到 y 轴方向。使待检平板绕光轴转动 90° ,则相应视场内的条纹将偏转 ϕ 角,如图 3-35(b)所示。

由环带条纹宽度 a_1 可求得 M_1 的倾角 $\beta = \lambda/2a_1$,相应波面沿 y 轴方向倾角为 2β ,由待检件 θ 角引起的波面沿 x 轴方向的倾角为 $2\theta(n-1)$ 。则视场内倾斜条纹的方程为

$$2\theta(n-1)x + 2\beta y = m\lambda$$

式中 m 一条纹上任意点 (x, y) 的干涉级次。由上式解得

$$y = \frac{1}{2\beta}m\lambda - \frac{(n-1)\theta}{\beta}x \quad (3-54)$$

其条纹斜率为

$$\operatorname{tg}\phi = \frac{(n-1)\theta}{\beta} \quad (3-55)$$

将 $\beta = \lambda/2a_1$ 代入上式,则得

$$\theta = \frac{\lambda \operatorname{tg}\phi}{2(n-1)a_1} \times 206265'' \quad (3-56)$$

由干涉图量出环带视场条纹间距 a_1 ,测出待检平板相应视场的条纹相对环带视场条纹的倾角 ϕ ,即可求得不平行度 θ 值。该法对 θ 的测量标准偏差约为零点几弧秒的量级。

3.3.3 激光点光源干涉法测不平行度

当待检平板的不平行度很小,采用等厚干涉法已无能为力,或很难满足精度要求时,激光点光源干涉法便是行之有效的测试手段。该方法通过对其原理误差的修正,也可实现较大角度(几分)的高精度检测。

一、检测原理

激光点光源干涉法测不平行度的原理如图 3-36 所示。

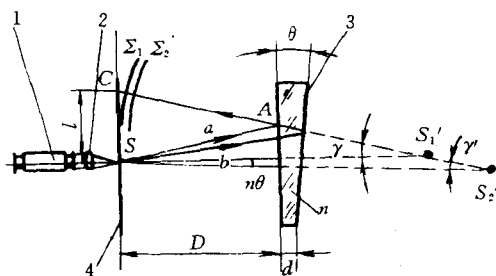


图 3-36 点光源干涉法测不平行度的原理

1—He-Ne 激光器;2—扩束镜;

3—待检玻璃平板;4—观测屏

氦氖激光器发出的激光束经扩束镜会聚,形成点光源 S ,点 S 至玻璃平板的距离为 D 。点光源 S 经平板前、后面所成虚象分别为 S'_1 和 S'_2 。由点光源 S 发出的 a 、 b 两列波分别经玻璃平板前、后面反射并一道沿 AC 方向传播,尤如从 S'_1 、 S'_2 发出两列波 Σ_1 、 Σ_2 沿 AC 传播一样,于是在观察屏处看到一组同心圆状干涉条纹,其中心位于 C 点。

当玻璃平板两面的不平行度 θ 很小时,显见 $SS'_1 = 2D$ 、 $SS'_2 = 2D + \frac{2d}{n}$ 、 $\angle S'_1SS'_2 = n\theta$ 。

由 $\Delta S'_1 S'_2 S$ 可得

$$\sin \gamma' = \frac{SS'_1 \sin(n\theta)}{S'_1 S'_2}$$

作小角度近似 $\sin \gamma' \approx \gamma'$ 、 $\sin \gamma \approx \gamma'$ 、 $\sin(n\theta) \approx n\theta$ ，上式可改写为

$$l = SS'_1 \gamma = 2D \left(\frac{nD}{d} + 1 \right) n\theta$$

由此得平板不平行度 θ 为

$$\theta = \frac{dl}{2nD(nD+d)} \times 206265'' \quad (3-57)$$

式中 l ——干涉条纹中心 c 偏移点光源 S 的距离。

这里玻璃平板的折射率 n 、厚度 d 以及距离 D 均为确定数，不平行度 θ 与 l 成正比。由于比例系数 $d/[2nD(nD+d)]$ 非常小，故通过测 l 值，即可求得小至秒级的不平行度 θ 。由分析可知：条纹中心 c 与点 S 连线方向即为待检玻璃平板的不平行度方向；条纹中心 c 所在方位，对应着平板的厚端。

实际检测时， $S'_1 S'_2$ 方向是随着 θ 角的不同而变化的，观测屏面并不与 $S'_1 S'_2$ 延长线垂直，故屏处拦得的干涉图形只是近似同心圆条纹。当 $\theta=0$ 时，点 S 、 S'_1 、 S'_2 共线，干涉条纹中心 c 将与 S 点完全重合，此时方得到同心圆条纹。

激光点光源干涉属共光路干涉体系，它对振动及温度变化等外界干扰不灵敏，干涉条纹十分稳定，故可在一般测试环境使用。

二、检测装置及方法

参看图 3-36 可知，激光点光源干涉装置主要由小功率氦氖激光器、扩束镜、观测屏、承物台及导轨组成。观测屏中央开有一小孔，激光经扩束镜聚焦于小孔处，形成点光源。屏面涂以白色漫射涂料，并在其上刻有以小孔为中心的同心环刻尺，或在屏面上装有专用测长装置，以方便地测出干涉环中心 c 到小孔的距离 l 值。承物台装卡待检玻璃平板，并能做二维移动和二维转动，以满足测量中各种调整需要。

检测方法:先根据待检玻璃平板的口径及不平行度 θ 的名义值,选择适当的距离 D ,以使条纹宽度适中,便于确定条纹中心位置。再调承物台使直接穿过小孔射向玻璃平板的激光自准到小孔处,则玻璃平板前表面已与光轴垂直,装好扩束镜,使点光源 S 发出的光束覆盖玻璃平板表面,观测屏处便可看到同心圆状干涉条纹。测出条纹中心 c 到点光源 S 的距离 l ,由式(3-57)求得平行度 θ 值,并判定玻璃平板厚端位置。

另一种激光点光源干涉装置如图 3-37 所示

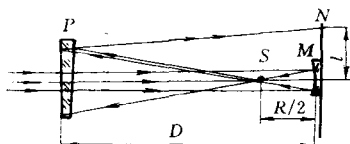


图 3-37 另一种激光点光源干涉装置光路

P 待检玻璃平板; N 毛玻璃观测屏; M 反射镜

在毛玻璃观测屏中央位置粘有一块小曲率半径 R 的凹面或凸面反射镜,其直径略大于激光光斑直径。激光穿过待检玻璃平板,射向反射镜并形成点光源 S ,再射向待检玻璃平板。调玻璃平板,使其反射光斑与反射镜重合,则在观测屏上可看到由玻璃平板前后面反射的两列波所形成的干涉条纹。测出条纹中心至反射镜中心的距离 l ,便可求得平行度

$$\theta = \frac{ld}{2n\left(D \pm \frac{R}{2}\right)\left[n\left(D \pm \frac{R}{2}\right) + d\right]} \quad (3-58)$$

式中 R ——反射镜曲率半径。凸面反射镜取“+”;凹面反射镜取“-”。

三、扩大测角范围的方法

式(3-57)及式(3-58)是在作了小角度近似后导出的。主要用于 $10''$ 以内不平行度的精确测量。当不平行度 θ 较大时,则随着 θ

的增大其原理误差将迅速增大。

当待检玻璃平板的口径较小且不平行度 θ 较大时,为在观测屏上看到干涉条纹,玻璃平板须转一角度 β ,以使其反射光落在 $S'_1 S'_2$ 延长线与屏的交点 C 周围,如图 3-38(a) 所示。显然,此时测

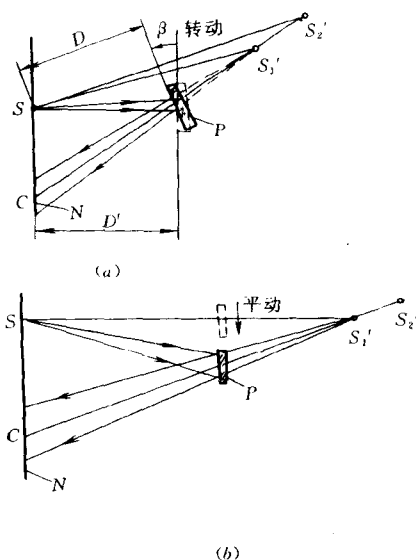


图 3-38 不平行度 θ 较大时的检测光路

N 观测屏; P 待检玻璃平板

得的距离是 D' ,而不是原理公式中的 D ,这将引入较大原理误差。

如待检玻璃平板沿平行于表面方向平移,以使观测屏 C 点处看到同心圆条纹,见图 3-38(b),这种方法可减少原理误差,但常因平板光照不均匀,而使 l 值的测量误差加大。

为减少因 D' 不等于 D 以及小角度近似造成的原理误差,现已导出适于测量较大不平行度 θ 的修正公式,即

$$\theta = \frac{dl}{2nD(nD + d)} \left(1 - \frac{l^2}{8D^2} - \frac{d}{nD} \right) \times 206265'' \quad (3-59)$$

用上式计算的检测结果表明：当不平行度 θ 大到 $4'$ 时， θ 的测量标准偏差约为零点几秒。此时，须对装置的平移及转动机构提出较严要求。

第四章 光学系统特性参数检测

§ 4.1 显微系统特性参数检测

4.1.1 显微系统放大率的检测

显微系统的放大率是指视放大率,表示人眼处于出瞳位置通过显微镜观察时,物体在人眼视网膜上所成的象的大小与人眼位于明视距离处直接观察同一物体时,在视网膜上所成象的大小之比。在数值上显微镜视放大率 Γ_M 等于显微镜物镜的横向放大率 β 与目镜的视放大率 Γ_e 的乘积

$$\Gamma_M = \beta \Gamma_e = \frac{y'}{y} \frac{250}{f_e} \quad (4-1)$$

由式(4-1)可知,只要分别测出物镜的横向放大率和目镜的视放大率,则可得到 Γ_M 。

显微物镜的横向放大率是指经显微物镜所形成的象高 y' 与物高 y 之比 $\beta = \frac{y'}{y}$ 。因此,显微物镜的横向放大率可以用一标准刻尺(格值 0.01mm)和一个测微目镜来检测。检测前,先将带抽筒的显微镜按抽筒的刻度尺调到所要求的机械筒长(国标规定 160mm),然后装上目镜和待测物镜,对标准刻尺调焦至象清晰,使刻尺位在实际的工作距离上,如图 4-1(a)所示。固定显微镜的工作距,用测微目镜代替目镜,见图 4-1(b),由于测微目镜的镜片与它靠面之间的距离与普通目镜不同,即机械筒长有变化,故要再调节抽筒,使刻尺线清晰地成象在测微目镜的分划板上。在测微目

镜的视场中央选择一对距离为 y 的刻线,测出其象距 y' ,由 $\beta = \frac{y'}{y}$ 算出物镜横向放大倍率。

由几何光学可知,目镜的视放大率公式为 $250/f_e$ 。因此,只要用测量焦距的方法测出 f_e ,则可以确定目镜的视放大率,从而确定显微系统的放大率。

显微系统的视放大倍率,也可以用前置镜直接进行检测,其测量光学原理如图 4-2 所示。

由图 4-2 可知

$$\text{tg}(-\omega) = \frac{y''}{f'_T} = -\frac{y'}{f'_e} = -\frac{y\Gamma_M}{250}$$

$$\text{故 } T_M = -\frac{y'}{y} \frac{250}{f'_T} \quad (4-2)$$

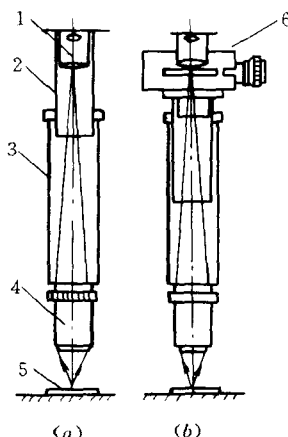


图 4-1 物镜放大倍率测量装置

- 1—目镜;2—抽筒;3—镜筒;
4—被测物镜;5—标准刻尺;
6—测微目镜

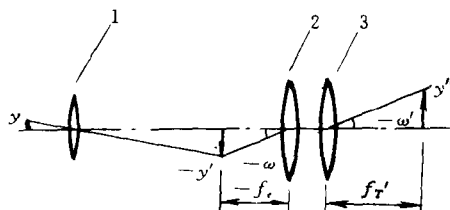


图 4-2 前置镜法测量光学原理

- 1—显微镜物镜;2—显微镜目镜;3—前置镜物镜

式中 f'_T ——前置镜物镜的焦距; y'' ——前置镜分划板上测出的象高。因物高 y 和前置镜物镜焦距 f'_T 已知,故只要测出 y'' ,则可求得显微镜的放大率。

其方法是,用显微镜调焦一标准刻尺至成象清晰,保持相互位置不变,再由前置镜分划板测出 y' 的象 y'' 。测量前,必须使显微系

统的目镜视度归零,并调前置镜的目镜视度,使分划刻线最清晰。

4.1.2 显微镜物镜的数值孔径检测

显微物镜数值孔径 NA 决定了显微系统分辨本领及象面照度。NA 用下式表示

$$NA = n \sin u \quad (4-3)$$

式中 n ——显微物镜物方折射率; u ——显微物镜物方半孔径角。

数值孔径可用专用的数值孔径计来检测,当数值孔径不大时($NA < 0.3$),也可用小孔光阑检测。

小孔光阑检测原理如图 4-3 所示,在待检显微镜的工作面上放一小孔光阑,其直径约 0.5mm;孔的中心大致与光轴重合。在离小孔光阑 l 处,垂直物镜光轴放一标准刻尺。这样刻尺成象在显微物镜象方焦点后不远的地方,而小孔光阑成象在物镜的象平面上。

测量时,调节显微镜,使小孔成象清晰,然后去掉目镜,人眼直接观察玻璃刻尺的象,并直接读出在显微镜线视场内的玻璃刻尺格数 m 。若刻线格值为 τ 。则由图得

$$\operatorname{tg} u = \frac{m\tau}{2l} \quad (4-4)$$

刻度尺到小孔光阑的距离 l 是预先测出的,由上式可算物方半孔径角 u ,从而求出显微物镜的数值孔径。

数值孔径计检测数值孔径的原理如图 4-4(a)所示。数值孔径计的主要部件是一块 12mm 厚的半圆玻璃柱体,沿直径的一面是与上表面成 45° 的斜面,光线在斜面上全反射。上表面的圆心附近有一直径为 8mm 左右的圆形镀铝面,铝面上有透光狭缝。沿圆周

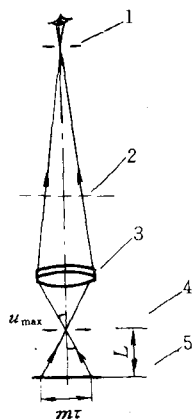


图 4-3 小孔光阑检测原理

- 1—光阑象;2—刻尺象;
3—被测物镜;4—小孔光阑;
5—标准刻尺

刻有两组数字,外圆刻度为数值孔径,内圆刻度示出相应的半孔径角,单位为度。半圆柱体装在金属底座上,其上有一个可以绕半圆玻璃柱体转动的金属框3,框上靠近柱面处装有一块乳白色玻璃4,其上刻有十字线。通过狭缝5可以看到反射的十字线象。金属框上还装有指示线标志,并可随十字线移动。测量时,以光照射的,乳白玻璃上的十字线作为观察目标。

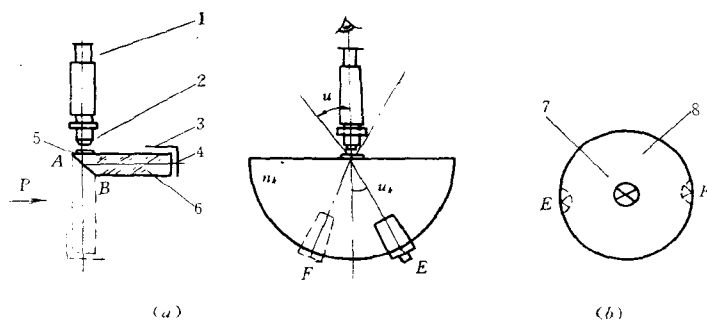


图 4-4 数值孔径计

1—目镜;2—物镜;3—金属框;4—乳白玻璃;5—狭缝;
6—半圆玻璃柱体;7—十字线;8—亮斑

为了测量数值孔径,将待测显微物镜2与目镜1组成显微镜。使显微镜对狭缝进行调焦至眼睛清晰地看到狭缝象。乳白玻璃上的十字线被照亮后,经玻璃斜面AB的反射,透过狭缝被显微物镜成象。如图中虚线所示,亮十字线相当于放在狭缝后一定距离上的目标。拿掉目镜后,人眼可在镜筒内看到一个大的亮斑(物镜的出瞳)和一个小的十字线象(见图4-4(b))。

当十字线绕圆柱面转到位置E时,十字线发出的光线在狭缝处与零位的法线方向形成入射角 U_k ,并以折射角 u 从狭缝射出。设玻璃的折射率为 n_k ,被测显微镜物空间的折射率为 n ,则根据折射定律

$$NA = n \sin u = n_k \sin u_k \quad (4-5)$$

当十字线象刚刚要移出显微镜的视场时,由半圆柱体的上表面外圈刻度读取的数值即是显微物镜的数值孔径值。

不难看出,半圆柱体上的狭缝作用相当于小孔光阑测量法中的小孔,而金属框上的十字线相当于小孔光阑测量法中的标准刻尺上的刻线。

检测时,为提高检测精度,可使十字线象分别对准显微物镜视场的两边缘,如图 4-4(b)中的 E 和 F 的两个位置,两个 NA 读数的平均值即为待检物镜的数值孔径。

当检测 $NA < 0.4$ 时,可以用小孔光阑代替目镜,以固定人眼位置,消除视差对读数的影响。当检测的数值孔径较大时,可在抽筒的另一端上装上附助透镜,以与目镜组成辅助显微镜,并使其在主镜筒内移动,进行对准测量。值得注意的是,在抽筒移动时,不得改变显微物镜原有的调焦位置。

§ 4.2 望远系统光学特性参数的检测

望远系统的光学特性参数检测有些已在“应光实验”中做过。这里仅就视度、视差及视放大倍率三个参数的检测加以论述。

4.2.1 视度检测

一、基本概念

目视光学仪器是供人眼观测使用的。为了适应不同视度的观测者使用需要,对目视光学仪器要求其出射光束能够调节。光学仪器的这种调节能力称为视度调节。

视度(SD)是指目视光学仪器出射光束的会聚或发散程度。视度可表示为

$$SD = \frac{1}{L} (\text{m}^{-1}) \quad (4-6)$$

式中 L ——眼点至仪器出射光束的顶点的距离,单位为 m 。由此可知,若系统出射的是平行光束,则视度为零,适应正常眼的要求。若出射的是发散光束,象点位于眼点之前,视度为负值,满足近视眼需要。当出射光束会聚时,视度为正值,满足远视眼需要。可见,视度值的正负及大小清楚地描述了出射光束的结构特性。

望远系统的视度调节通常是利用移动目镜的方法实现的。目镜的移动量即是其前焦点 F_e 相对物镜焦点 F'_o 的移动距离 Δ 。其大小及符号决定了视度的大小与正负。

无限远目标经物镜后成象在后焦面处,若目镜的前焦点 F_e 与物镜的后焦点 F'_o 重合,则出射光束是平行光束;若目镜前移,如图 4-5 所示(Δ 为正),则物象经目镜成象在距目镜左方 $-L$ 处,即出射光是发散光束;反之,若目镜后移(Δ 为负),则出射光束是会聚光束。

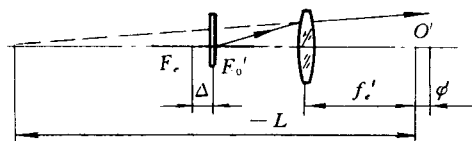


图 4-5 目镜视度调节

由牛顿公式有

$$L = -\frac{f_e'^2}{\Delta} \quad (4-7)$$

将 L 换算成视度,得

$$SD = -\frac{1000\Delta}{f_e'^2} (\text{m}^{-1}) \quad (4-8)$$

对于无分划板的望远系统,也可以用移动物镜的方法来实现视度调节。物镜移动量 Δ 与望远系统视度间的关系同样由式(4-8)决定。

视度检验是指目镜视度分划调节到某示值时,检测其视度装定误差是否在规定的公差范围内。对于固定视度的仪器,其视度装定在 $-0.5 \sim -1$ 屈光度。

二、普通视度筒检测

检测视度的仪器为视度筒。它是一个物镜可沿轴向移动的低倍望远系统。其结构如图 4-6 所示。

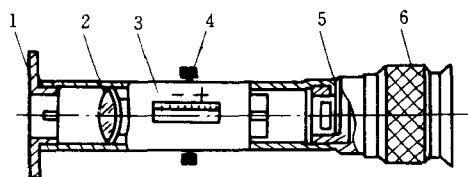


图 4-6 普通视度筒结构

- 1—靠面;2—物镜;3—镜管;4—调整螺钉;
5—分划板;6—目镜

普通视度筒检测原理如图 4-7 所示:

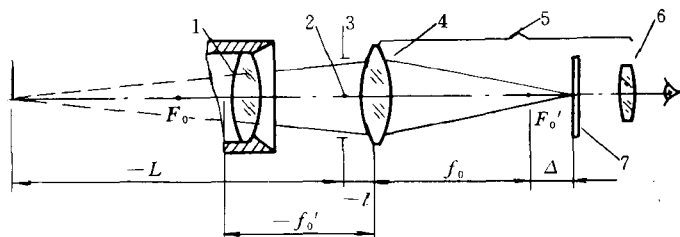


图 4-7 普通视度筒检测原理图

- 1—被测系统目镜;2—眼点;3—出瞳;4—物镜;
5—视度筒;6—目镜;7—分划板

若待检系统的视度为 $SD = \frac{1000}{L}$, 移动视度筒物镜, 使经待检望远系统成的象再经视度筒物镜成在分划板上。这样人眼通过视

度筒目镜可以同时清楚地看到物象和分划板。设视度筒物镜相对分划板移动距离为 Δ , 视度物镜至待检望远系统眼点的距离为 l , 则由牛顿公可写出

$$-(-L - l + f_0)\Delta = -f_0^2$$

若 l 可略去不计, 上式可写成

$$\Delta = -\frac{f_0^2}{L + f_0} = -\frac{\frac{f_0^2}{\frac{1000}{SD} + f_0}}{\quad} \quad (4-9)$$

式中 f_0 ——视度筒物镜的焦距。

根据上式可以刻制视度筒上的视度分划线。

测量时, 调节视度筒目镜视度直至分划面最清晰。将待检系统的视度分划对到所要检测的标记处, 并将待检系统放在平行光管和视度筒中间, 视度筒物镜大致放在待检系统的出瞳处, 调三者大致共轴。再轴向移动视度物镜, 直至平行光管分划象与视度筒的分划清晰无视差地轴向重合, 此时视度筒的读数与标记数之差即为待检系统视度的装定误差。

视度测量误差主要取决于视度筒的调焦误差, 即取决于视度筒的出瞳直径和放大倍率。而视度筒的入瞳等于待检系统的出瞳, 故视度筒的放大倍率不宜过高。普通视度筒常选用 $4\times$ 或 $6\times$ 。其检测范围为 ± 1.5 到 ± 2.5 屈光度。

三、大量程视度筒检测

普通视度筒因其物镜的轴向移动量不大, 而限定其检测范围。为扩大量程, 可在普通视度筒前加视度透镜, 即构成大量程视度筒。其检测原理如图 4-8 所示。若视度透镜与待检系统的眼点 O (或出瞳) 重合, B 是待检系统的象点, $OB = L$; B 经视度透镜成象为 B' , 象距为 L' ; B' 再经视度筒物镜在分划面上成象为 B'' , 设视度透镜的焦距为 f_s , 则由高斯公式得

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L'} - \frac{1}{f_s}$$

用视度表示为

$$SD = SD' - P \quad (4-10)$$

式中, P ——视度透镜的视度; SD' ——普通视度筒的视度读数;
 SD ——待测系统的视度值。

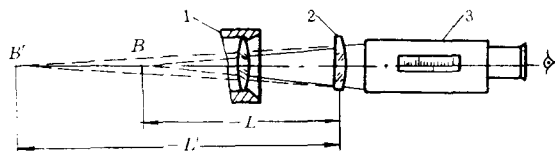


图 4-8 大量程视度筒检测原理图

1—被测系统目镜; 2—视度透镜; 3—普通视度筒。

可见, 只要视度透镜的视度与待检系统的视度符号相反, 即可抵消部分待检系统的视度, 使余下部分由视度筒测出。

例如, 待检系统的视度分划标记为 -4.5 屈光度, 可选“ $+4$ ”屈光度的视度透镜, 若视度筒的读数为 -0.3 屈光度, 则

$$SD = -0.3 - 4.0 = -4.3(\text{m}^{-1})$$

四、半透镜视度筒检测

普通视度筒检测误差较大, 有时不能满足要求。为提高视度检测精度, 可用半透镜视度筒进行检测, 半透镜视度筒是用半透镜组代替普通视度筒中的分划板。

半透镜组实际是一块双胶合场镜, 其负透镜是块被切成两半的平凹透镜, 并各沿相反方向有一偏心, 偏心量为 e 。因半透镜第一面为平面, 故半透镜组相当于在正透镜上贴了一对分象双光楔, 如图 4-9 所示。

由于双光楔的作用, 当物象成在双光楔的等厚线前或后时, 物象被分成左右错开的上下两部分。物象在等厚线上时, 象不错开, 如图 4-10 所示。

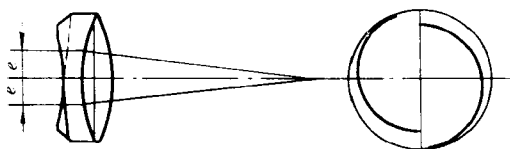


图 4-9 半透镜组结构

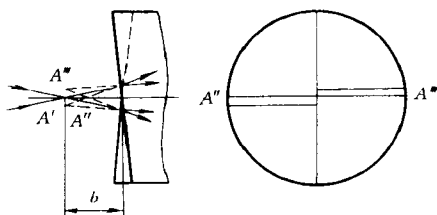


图 4-10 半透镜组工作原理

半透镜视度筒利用人眼对准精度高的特点,其检测视度的灵敏度高达二十分之一屈光度。

4.2.2 视差检测

一、视差角表示法

如果望远系统的分划面未装定在望远物镜的后焦平面上,那么通过目镜观察时,物象和标记相对人眼不在同一深度。这种现象称作视差。

用存在视差的望远系统进行瞄准时,就会产生对准误差。

望远系统的视差通常以视差角或视度差表示。前者是由视差而引起的物方极限瞄准误差角,而后者为物象和分划在系统象方的视度之差。

以视差角表示的原理如图 4-11 所示。当系统存在视差时,物象 O' 将成在距分划面为 b 的位置处,相应的物象 O' 相对分划的上

下错动量为 AB , 由此引起的物方视差角 ϵ 为

$$\epsilon = \frac{AB}{f'_0 + b} \approx \frac{AB}{f'_0} \quad (4-11)$$

由比例关系有

$$AB = \frac{D'b}{f'_e}$$

代入式(4-11)得

$$\epsilon = \frac{bD'}{f'_0 f'_e} \times 3438' \quad (4-12)$$

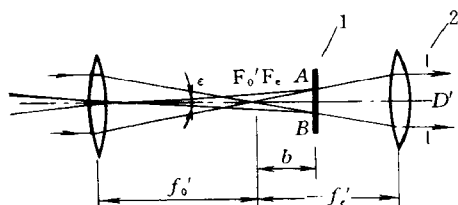


图 4-11 以视差角表示视差的光路

1—分划板; 2—出瞳

以视度差表示, 即以分划在系统的象方的视度 SD_k 和物象的视度 SD_0 之差表示

$$\Delta SD = SD_k - SD_0 \quad (4-13)$$

如图 4-12 所示, 当 F'_0 和 F'_e 重合时, 分划面到 F'_0 的距离为 b , 径目镜后象距为

$$L' = -\frac{f'^2_e}{b}$$

$$SD'_k = \frac{-1000b}{f'^2_e}$$

因 F'_0 和 F'_e 重合, 故物象的视度 $SD_0 = 0$

$$\Delta SD = SD_k - SD_0 = \frac{-1000b}{f'^2_e} \quad (4-14)$$

若 F'_0 和 F_e 不重合, 式(4-14)仍然成立。

视差角与视度差的关系是

$$\Delta SD = \frac{-0.29\Gamma}{D'}\epsilon \quad (4-15)$$

与视差的表示法相对应, 有两种视差的测量方法: 视差角检测法和视度差检测法。

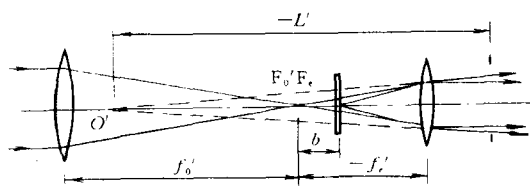


图 4-12 以视度差表示视差的光路

二、视差角检测法

视差角检测装置通常由平行光管, 待检系统支座和底座组成, 该仪器适于批量检测。其检测原理如图 4-13 所示。在平行光管的分划板上刻有视差公差带。若系统存在视差, 人眼沿待检系统的出瞳面摆动时, 可发现平行光管的分划象与待检系统的分划象相对错动, 离人眼远的分划象与人眼同向动, 近的则与人眼反向动。只

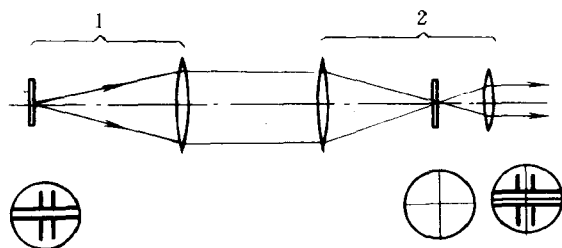


图 4-13 视差角检测装置

1—平行光管; 2—待检系统

要两个象最大错动量不超过公差带,则认为视差合格。

平行光管分划面的视差公差带的间隔为

$$\alpha = 0.00029 f' \epsilon \quad (4-16)$$

式中 ϵ ——待检系统允许的视差角; f' ——平行光管物镜的焦距。

测量时,先调待检系统,使之与平行光管的光轴重合。然后人眼沿出瞳面摆动,检测待检系统的分划象相对平行光管分划象间最大错动量是否超差。

三、视度差检测法

视度差测量常用普通视度筒或半透镜视度筒分别测出无限远目标的物象视度值和待检系统中心分划的视度值,二者之差即视差。通常用平行光管的分划作为无限远目标。为减少平行光管的视差对测量结果的影响,应使平行光管的焦距为待检系统焦距的2~5倍。

前面两种方法,要求两个象均为线状才具有较高的灵敏度。如果目标象是其它形式的,可用立体视差仪检验。

立体视差仪实质上是基线可变的并具有真假效应的体视测距机,其光学系统如图4-14所示。

位于左右两支系统中的狭缝光阑是系统的孔径光阑,其通过别汉棱镜在物空间形成的两个象是两支系统的入瞳,两入瞳间距 B 是测距基线。别汉棱镜可沿待检系统的光轴前后移动,以改变基线长短和变换真假效应。

如图4-15所示,棱镜处于(b)位置,左右入瞳重合,基线 $B=0$;棱镜处于(a)位置,两入瞳间隔为 $-d$,基线 $B=-d$;棱镜处于(c)位置,两入瞳间隔为 d ,基线 $B=d$ 。当基线为正时,看到的物象和分划的远近符合实际,称正体视效应或真效应;基线为负时,看到的两标记的远近与实际相反,称为负体视效应或假效应。

当别汉棱镜前后移动时,可发现两分划象在深度上作远近的

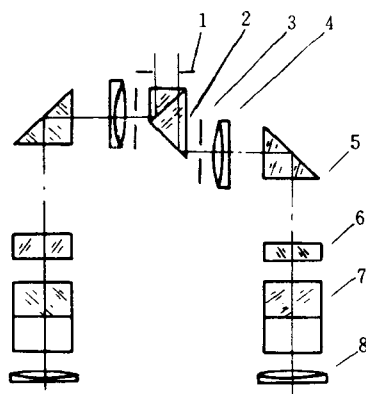


图 4-14 立体视差仪

1—出瞳；2—棱镜；3—狭缝光栏；4—物镜；

5—棱镜；6—补偿玻璃；7—斜方棱镜；8—目镜

交替变换。若待检系统无视差，则无论怎样前后移动别汉棱镜，两分划象始终在同一深度距离处。这样人眼就会在动态变化中，更灵敏地判别待检系统的视差有无。

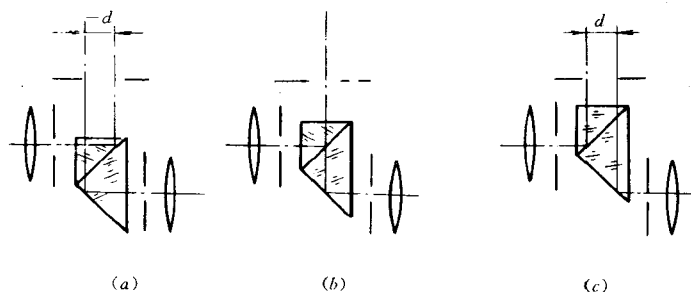


图 4-15 立体视差仪工作原理

立体视差仪只能发现被测系统有无视差，而不能读出视差量。要获视差的定量测量，需与一个可调焦的平行光管配合使用。使平

行光管的分划板沿轴向移动,直至所引起的物象视度变化量刚好补偿待检系统的视差量,则待检系统的视差应为

$$\Delta SD = \frac{1000\Delta}{f_e'^2} \Gamma^2 \quad (\text{m}^{-1}) \quad (4-17)$$

式中 f_e' ——平行光管的物镜焦距; Γ ——待检系统的视放大率; Δ ——平行光管分划板离焦量。

某一国产立体视差仪的技术参数如表 4-1 所示。

表 4-1

视放大率	物镜焦距	有效孔径	狭缝光栏宽	基线	灵敏度
2	50	12	1	± 4	0.01

立体视差仪的灵敏度由下式表示

$$\Delta SD_0 = \frac{1000\epsilon}{\sqrt{2} \Gamma B \rho} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (4-18)$$

式中 ϵ ——人眼体视锐度; B ——视差仪基线; Γ ——视差仪视放大率; ρ ——弧度对应的秒数(206265")。

4.2.3 视放大率的检测

一、基本概念

望远系统的视放大率定义为同一目标用望远镜观察时物象对人眼的张角正切($\text{tg}\omega'$)与人眼直接观察时的张角正切($\text{tg}\omega$)之比,即

$$\Gamma = \frac{\text{tg}\omega'}{\text{tg}\omega} = -\frac{f'_0}{f'_e} B_z = \frac{D}{D'} \quad (4-19)$$

式中 f'_0 ——望远系统物镜的焦距; f'_e ——望远系统目镜的焦距; B_z ——转象系统的垂轴放大倍率; D ——望远系统的入瞳直径; D' ——望远系统的出瞳直径。

由式(4-19)可知,欲测量望远系统的视放大率,可通过已知的

入瞳直径测出瞳直径;或根据已知的物方视场角测象方视场角;也可通过测量焦距求得。

二、用标准光栏和倍率计检测

将已知直径 a 的标准光栏套在待检望远系统的物镜框上。在被测系统的象方用倍率计测出该标准光栏的象尺寸 a' , 由公式 $\Gamma = D/D' = a/a'$ 求出视放大率。

倍率计是一个带有分划板的放大镜, 如图 4-16 所示。

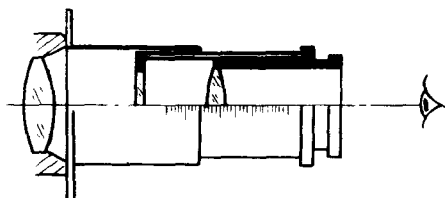


图 4-16 倍率计

测前要调目镜视度, 使人眼可清晰地看到分划线; 再移动内管, 使分划面与待检系统的出瞳面重合, 测得出瞳的大小。

标准光栏直径在入瞳范围内应选的尽量大, 标准光栏面要垂直于系统光轴, 其中心位于光轴上。此外, 对目镜视度可调的望远镜, 检测时视度应归零。

三、用平行光管和前置镜检测

检测光路如图 4-17 所示, 若平行光管的分划间隔 l 、物镜焦距 f' 均为已知, 则平行光管的视场角 2ω 可由 $\operatorname{tg} \omega = l/2f'$ 求得。 2ω 即为待检望远系统的物方视场角, 经待检系统后, 放大为 $2\omega'$, 再用前置镜测出 ω' 值。则待检系统的视放大率 $\Gamma = \operatorname{tg} \omega' / \operatorname{tg} \omega$ 。

检测时, 先将待检系统视度归零, 并置于平行光管与前置之间, 调三者共轴。由前置镜读得 ω' , 即可求得待检系统的视放大率。

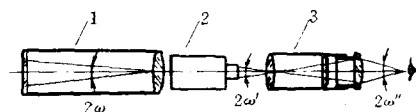


图 4-17

1—平行光管;2—待检系统;3—前置镜

在对望远镜放大率进行批量检测时,前置镜的分划板可以刻成公差带,如图 4-18 所示。

其上下偏差距离 $l'_{\max}$ 、 $l'_{\min}$ 可分别按下式计算

$$l'_{\max} = \frac{l f'_T}{f'_c} \Gamma_{\max} \quad (4-20)$$

$$l'_{\min} = \frac{l f'_T}{f'_c} \Gamma_{\min} \quad (4-21)$$

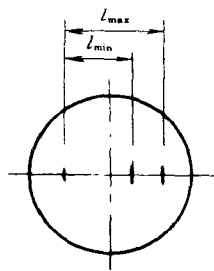


图 4-18

式中 f'_T ——前置镜物镜焦距; f'_c ——平行光管物镜焦距; $\Gamma_{\max}$ 、 $\Gamma_{\min}$ ——分别为待检系统允许的最大、最小视放大倍率。

检测时,使平行光管的一刻线象与前置镜分划板上的单线重合,如果平行光管的另一刻线象位于前置镜分划板双线间则为合格,否则超差。

此外,望远镜的视放大率还可用视场仪和经纬仪测量。视场仪提供待检望远系统的象方视场角,由经纬仪测得相应的物方视场角,即可求视放大率。

§ 4.3 照相物镜光学特性参数检测

本节主要介绍照相物镜的相对孔径(或光阑指数)、有效光阑

指数、渐晕系数、象面照度均匀度以及变焦距物镜的象面稳定性检测。

4.3.1 相对孔径的检测

照相物镜使用时的一个重要问题是控制底片上的曝光量 $H = E' t$, 即控制适当的曝光时间 t 和象面光照度 E' 值。照相物镜拍摄无限远目标时的象面光照度为

$$E' = \frac{\pi \tau B}{4F^2} \cos^4 \omega' = E'_0 \cos^4 \omega' \quad (4-22)$$

式中 E'_0 ——象面中心的光照度(勒克斯, 即 lm/m^2); B ——物面亮度(cd/m^2); τ ——照相物镜的透射比; F ——光阑指数, 或光圈; ω' ——物镜象方视场角。

可见, 只要通过调光圈, 即改变光阑指数 $F = f'/D$, 就可达到改变象面照度的目的; 改变光阑指数, 同时也会在很大程度上影响到物镜的分辨率和光学传递函数。

检测照相物镜相对孔径, 即测量其入瞳直径 D 和焦距 f' 值。焦距的检测将在第四章 § 4.4 中介绍, 故此处相对孔径的检测实际上就是入瞳直径的检测。

一、焦面点光源法检测入瞳直径

检测原理如图 4-19 所示。 P 为孔径光阑, P 经待检物镜前方系统所成象 P' 即为入瞳。在待检物镜象方焦面处放小孔光阑 3, 并通过灯泡与聚光镜照明该小孔, 以形成点光源。照明光束的孔径角 u' 应足够大, 以保证光束充满孔径光阑的口径。在物镜射出的平行光束中垂轴放置毛玻璃, 即可拦得一投影亮斑, 其大小等于入瞳直径。

为使毛玻璃上的亮斑边界清晰, 光阑的小孔应足够小, 一般可取待检物镜焦距的百分之一左右。

检测可在普通光具座上进行。首先将光阑的小孔调到待检物

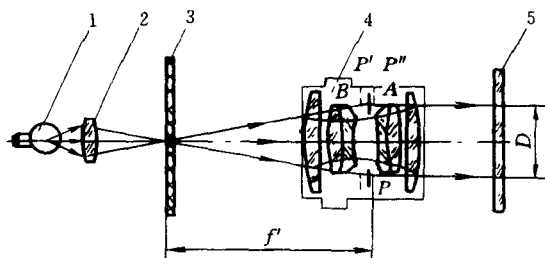


图 4-19 焦面点光源法检测入瞳

1—灯泡；2—聚光镜；3—小孔光阑；4—待检物镜；5—毛玻璃

镜的后焦点上。简便的方法是沿轴向移远毛玻璃，如看到其上的亮斑大小不变且没横向移动，即认为小孔已调到焦点处。较为准确的方法是利用自准直原理进行检调。然后，将毛玻璃尽量靠近待检物镜，用刻尺测得光斑直径即为入瞳值。也可在毛玻璃处放感光纸或底板，经曝光、显影后，用准确方法测得黑斑直径作为 D 值。

通常，照相物镜入瞳直径除最大口径时为圆形外，其余各挡口径的入瞳呈圆弧多边形。此时可采用面积与它相等的圆孔直径作为入瞳直径。若实际入瞳面积为 S ，则与之面积相等的圆孔直径 D 为

$$D = 2\sqrt{\frac{S}{\pi}} = 1.13 \sqrt{S} \quad (4-23)$$

以此可求得相对孔径或确定光阑指数 F 值

由于求面积 A 较烦，也可用实际入瞳的等效圆直径 D_e 或圆中径 D_0 来代替 D 值。当光阑叶片为偶数时，可测量多边形外接圆直径和内切圆直径，以两直径的平均值作为入瞳等效圆直径 D_e 值。若光阑叶片为奇数时，可直接测入瞳多边形的中径 D_0 ，即多边形顶点至对边的距离。这两种替代入瞳的方法，其理论误差均很小，可满足相对孔径的检测精度要求。

二、用测量显微镜检测入瞳直径

检测原理如图 4-20 所示。将待检照相物镜放在立式测量显微镜的承物台上,在其象方放一毛玻璃并用灯光照明,在物方用测量显微镜对光阑象(入瞳)进行调焦。然后以其十字线先后瞄准光阑象 P' 的左、右边缘,显微镜读数机构相应的两次读数之差,即为入瞳直径 D 。为准确起见,应以几个方向测得的平均值,作为入瞳直径的检测结果。

为瞄准 P' ,要求显微镜的工作距 L 应大于入瞳截距 l' 。本方法的检测误差比焦面点光源法小,一般不大于 0.05mm。

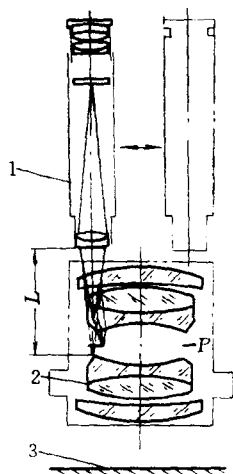


图 4-20 用测量显微镜检测入瞳
1—测量显微镜;2—待检物镜;
3—漫射光源

图 4-20 的检测光路也可在光具座上安排。使待检物镜的象方对向平行光管,并在其间放漫射屏。在其物方即可用显微镜检测入瞳直径。

4.3.2 有效光阑指数的检测

一、有效光阑指数的概念

过去,我国的照相物镜多采用 F 制光圈,这种标定是以物镜的几何特征为基础的,并不涉及物镜的透光特性。在式(4-22)中,光阑指数 F 与透射比 τ 是彼此独立的两个变量。对于同一亮度 B 的物体进行拍照时,即使物镜 F 固定不变,只要透射比不同,则底片曝光量还是相差很大的,这种曝光效果的差别往往会给使用带来不便。为此,采用有效光阑指数 T (即 T 制光圈),其刻度一律按物镜象面照度值进行标定。 T 值与 F 、 τ 间有如下关系

$$T = \frac{F}{\sqrt{\tau}} \quad (4-24)$$

于是式(4-22)可改写为

$$E = \frac{\pi B}{4T^2} \cos^4 \omega'$$

由上式可知,对照度为 B 的同一物体进行拍照,只要采用 T 值相同的物镜,即可得到同一象面照度 E 值。这对摄影及洗印工作是很方便的,故采用 T 值光圈的物镜日益增多,国外已普遍采用。

在测得物镜的 F 数及透射比 τ 后, T 值可按式(4-24)求得。为方便常用象面照度比较法检测有效光阑指数。

二、象面照度比较法检测 T 值

该法是用一个开孔直径为 D_0 的光阑模拟一个透过率为 100% 且有效光阑指数为 T_0 的“照相物镜”,检测在象面上的照度,并与待检照相物镜象面上所测量到的照度相比较,从而求得照相物镜的有效光阑指数 T 的。其检测光路如图 4-21 所示。光源为一个均匀漫射面,其亮度稳定不变,在待检物镜的焦面上放一个视场光阑,光阑后放硒光电池,由于视场光阑的孔较小(开孔直径一般为 10mm),且位于视场中部,故检流计的读数 m 反映视场中心的照度 E' 的大小,见图 4-21(a)。

然后,在原光路中取走待检物镜,并换以孔径为 D_0 的标准光阑,它与视场光阑的距离为 l ,见图 4-21(b)。此时检流计的读数 m_0 反映通光孔径 D_0 的光束在视场光阑上产生的照度 E_0 的大小。若 B 为白色漫射屏的亮度, u' 是圆孔光阑对视场光阑中心的孔径角,则有

$$E_0 = \pi B \sin^2 u' \quad (4-25)$$

由图 4-21(b) 知 $\operatorname{tg} u' = D_0 / 2l$, 因此

$$\sin u' = \frac{\operatorname{tg} u'}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 u'}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4l^2}{D_0^2}}}$$

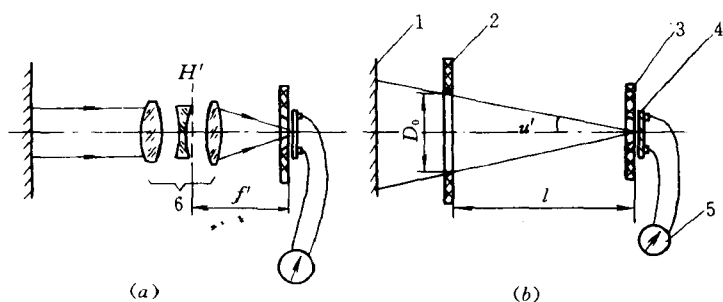


图 4-21 T 的检测光路

1—面光源；2—标准光阑；3—视场光阑；4—硒光电池；5—检流计；6—待检物镜

代入式(4-25)得

$$E_0 = \frac{\pi B}{1 + \frac{4l^2}{D_0^2}} \quad (4-26)$$

放物镜时，视场中心照度可由式(4-25)得

$$E'_0 = \frac{\pi B}{4T^2} \quad (4-27)$$

由于检测时光源亮度 B 保持不变，且检流计读数与照度成正比，故有

$$\frac{E_0}{E'_0} = \frac{4T^2}{1 + \frac{4l^2}{D_0^2}} = \frac{m_0}{m}$$

得 T 的表示式

$$T = T_0 \sqrt{\frac{m_0}{m}} \quad (4-28)$$

$$T_0 = \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{4l^2}{D_0^2}} \quad (4-29)$$

式(4-28)表明，若 T_0 值事先知道，只要测得象面照度的比值，便可求得 T 值。为减少检测误差，选用的标准光阑的 T_0 值应与待

检物镜的 T 值一致,即应符合标准系列 1、1.4、2、2.8、4、5.6、8、11、16、22 等。当规定 l 距离后,由式(4-29)即可算得满足 T_0 系列值的各个 D_0 值。

利用这种方法,不仅可检成品物镜 T 值光圈的刻线是否准确,也可在生产过程中,为尚未刻线的 T 值光圈调节环确定刻线位置。 T 值光圈按国际标准规定允差为 $\pm 5\%$ (见 ANSI PH2290-1964)。

4.3.3 渐晕系数的检测

一、渐晕系数概念

照相物镜对远距离目标成像时,参与成像的轴向平行光束要受物镜孔径光阑或入瞳的限制;而对于轴外平行光束往往还要受到透镜边框或者附加光阑限制。

通常,随着视场角 ω 的增大,能通过照相物镜的斜光束的截面面积将减少,如图 4-22 所示。从而使象面中央与边缘部位的照

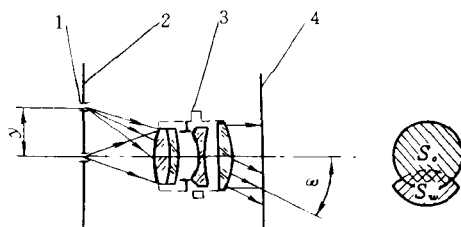


图 4-22 渐晕现象

1—小孔光阑;2—焦平面;3—待检物镜;4—投影屏

度不同。这种通过照相物镜的斜光束截面面积 S_ω 与轴向光束截面面积 S_0 不相等的现象称为渐晕现象,其数值用渐晕系数(几何渐晕系数) V_ω 表示,即

$$V_{\omega} = \frac{S_{\omega}}{S_0} \times 100\% \quad (4-30)$$

式中 S_{ω} ——某视场的斜光束,沿垂直光轴方向的截面面积;
 S_0 ——轴向光束沿垂直光轴方向的截面面积。

斜光束受遮拦,一般要产生渐晕,但不是产生渐晕的唯一因素,如光阑象差也能产生渐晕,称为象差渐晕。广角照相物镜设计时恰是利用象差渐晕,改善了视场边缘照度,此时的 V_{ω} 将大于 1.0。

二、渐晕系数检测

渐晕系数基本上由照相物镜的结构所确定。故检测渐晕系数主要应在研究与试制工作中进行,并尽可能采用通用检测装置。

渐晕系数可在光具座上用焦面点光源法进行检测,其检测原理如图 4-23 所示。待检物镜装于光具座的物镜夹持器上,并调其象方节点位于转盘垂直转轴轴线处。在物镜的焦平面上放置一小孔光阑,并以光源通过聚光镜照明小孔形成点光源。调点光源使其位于待检物镜的焦点上,并在物镜前垂直光轴放置感光底片。为使射出光束的截面影象清晰,小孔光阑直径应不大于待检物镜焦距的五分之一。

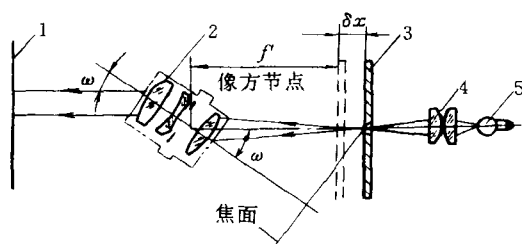


图 4-23 渐晕系数检测原理

1—底片(或感光纸);2—待检物镜;3—小孔光阑;

4—聚光镜;5—光源

检测时,先对轴上光束进行曝光,记录下光束截面的影象。接着将物镜夹持器转一视场角 ω ,为使点光源仍位于原焦面上,整个点光源系统应后移 $\Delta f'$ 距离,即

$$\Delta f' = \left(\frac{1}{\cos \omega} - 1 \right) f' \quad (4-31)$$

式中 f' —待检照相物镜的焦距。

再对感光底片进行曝光,记录视场角 ω 下,垂直于斜平行光束的截面影象。依次可分别记录各视场角下,垂直斜平行光束的截面影象。底片经显影、定影处理后,测得相应各视场角的截面积 S'_ω ,并将 S'_ω 修正为垂轴面内斜光束的截面积 $S_\omega = S'_\omega / \cos \omega$ 。将 S_ω 与 S_0 代入式(4-30),求得渐晕系数 V_ω 值。

S'_ω 的测量可在专用的面积仪上进行;也可借助透明方格纸蒙在图片上,数格计算;还可将感光相纸的影象部位剪下来,由分析天平称重,利用重量比近似等于面积比求得。

渐晕系数也可用小孔光阑检测。即在照相物镜焦平面上放置一光阑,其上开有一系列小孔,每一小孔位置对应一视场角的位置。在待检物镜的物方放暗盒,在暗室中,移动照明器依次照亮不同视场角的小孔,暗盒中的底片将依次曝光,摄得 S_ω 与 S_0 ,由式(4-30)算得渐晕系数。

4.3.4 象面照度均匀度的检测

一、象面照度均匀度概念

象面照度均匀度系指待检物镜象面上各处照度的均匀程度。从实际拍摄要求看,总是希望亮度相同的物面,经待检物镜后成象在视场各位置的象面照度相同。以使整个感光底片上获得与物面亮度分布成比例的曝光量。事实上,即使物平面是亮度均匀的发光面,并且物镜完全消畸变,也不存在渐晕(如图4-24所示),则其理论上象面处的光照度也是随着视场角的 $\cos^4 \omega$ 规律降低的。若象

面上视场角 ω 处的光照度为 E'_ω ，视场中心处的光照度为 E_0 ，则照度均匀度 K'_ω 为

$$K'_\omega = \frac{E'_\omega}{E_0} = \cos^4 \omega \quad (4-32)$$

如果考虑待检物镜存在着渐晕系数 V_ω ，则上式可写为

$$K'_\omega = V_\omega \cos^4 \omega \quad (4-33)$$

通常 $V_\omega < 1$ ，故象面照度随视场角增大而下降得更快些。这种情况对广角照相物镜尤为严重，故除采取 $V_\omega > 1$ 来改善象面照度分布外，还可放弃校畸变的要求，以获得较好的照度均匀度 K'_ω 。但有畸变的照相物镜， K'_ω 与 V_ω 间不再存在式 (4-33) 的简单关系，故需检测实际的照度均匀度 K'_ω 。

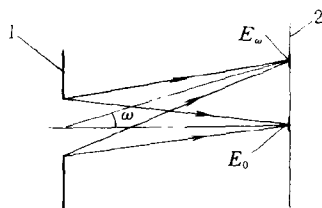


图 4-24 理想象面分布
1—出瞳；2—象面

二、象面照度均匀度的检测

照相物镜象面照度均匀度的检测方法，可分为直接检测法和照相检测法两种。

1. 直接检测法

该法是利用光电探测器直接在象面上扫描，测出象面各个位置的照度均匀度 K'_ω 值。其检测原理如图 4-25 所示。检测装置由积分球与光电探测器两部分组成。积分球作为亮度均匀而稳定的漫射面光源，以使面光源各部分的辐射光亮度不均匀度在面光源最大辐射光亮度的 5% 以下；在检测过程中，其辐射光亮度的变动量在 $\pm 2\%$ 以内。面光源应足够大，应能覆盖住待检物镜的最大视场，而且其相关色温应为 $2855.6 \pm 200\text{K}$ (A 光源)。光电探测器内装有光电倍增管和毛玻璃，它的外壳前端有一进光小孔（其直径应小于待检物镜相应画幅对角线尺寸的 $1/20$ ），它决定了象面上待测点的位置。光电探测器的光谱灵敏度应尽可能地 and 明视觉的光谱光视效率 $V(\lambda)$ 值一致。待检照相物镜的摄影距离刻度调到指定

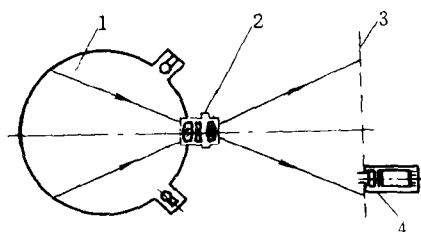


图 4-25 象面照度均匀度检测

1—积分球；2—待检物镜；3—象平面；4—光电探测器

的某一值(如是固定在某一距离处的,就以此条件下进行检测)。待检照相物镜安装在积分球出口处,将光电探测器的受光面调到与摄影距离相当的共轭象面上,并调物镜光轴与光电探测器移动方向相垂直。为此,可将光电探测器分别移到距光轴同样远的对称位置上,如输出的光电流读数相等,则表明已调好。光电探测器在测量射入受光面的全部光能量时,其误差必须控制在测量最大值的3%以内。然后,使光电探测器分别位于象面的视场中央和一系列选定好的视场角 ω 位置上,测得一系列读数值。各读数值 m_ω 与视场中心的读数值 m_0 之比就是照度均匀度 K'_ω 值。它反映了照相物镜象面照度的分布特性,为醒目起见,可以画出 K'_ω 与 ω 的照度分布曲线。检测时要尽量防止杂光进入光电接收器。

检测结果中,除了给出象面照度均匀度的测量值外,还应记录与检测相关的物镜参量:摄影画幅尺寸;所用光圈数;变焦距物镜检测时所用焦距值;物距刻度值等。

2. 照相检测法

照相检测法是利用感光底片记录下象面的照度分布,然后通过测量底片上不同位置处的光密度,求得照度均匀度 K'_ω 的。先将待检物镜装到镜箱上,并装上感光底片。再按图4-25所示的那样,将相机直接装到积分球出孔处,并对向积分球的亮度均匀稳定的漫射发光面曝光。冲洗后的底片的光密度与曝光量(或象面照

度)直接有关。故只要用光密度计、测量底片不同部位的光密度,就可得知待检物镜象面照度均匀性。

如在底片上测出视场中央处的光密度为 D_0 , 视场角 ω 位置处的光密度为 D_ω , 它们与相应部位的曝光量 H_0 与 H_ω 有以下关系

$$\begin{aligned} D_0 &= \gamma \lg H_0 = \gamma \lg E_0 t \\ D_\omega &= \gamma \lg H_\omega = \gamma \lg E_\omega t \end{aligned} \quad (4-34)$$

式中 γ ——底片的反差系数,即伽马值; E_0 、 E_ω ——分别与 H_0 、 H_ω 相应的光照度; t ——曝光时间。

由上式解得

$$K'_\omega = \frac{E_\omega}{E_0} = 10^{(D_\omega - D_0)/\gamma} \quad (4-35)$$

若测得底片上一系列不同部位的光密度值,即可按上式求出象面照度均匀度 K'_ω , 则象面照度的均匀度便可得知了。

照相检测法测 K'_ω , 往往受许多因素的影响,如曝光、显影、底片各点的光密度是否位于线性区、光密度测定误差等。如控制不好,就会给检测带来较大误差。相比之下,直接检测法较容易获得可靠结果。

4.3.5 变焦距照相物镜象面稳定性检测

一、象面稳定性的概念

近年来,变焦距照相物镜在电影摄影和电视技术方面得到广泛应用。变焦距物镜的基本特点是:焦距在一定范围内连续变化,而成象位置不改变,即象面稳定,同时保持良好的成象质量。如此,在变焦距照相物镜中,常以改变其中某些镜组的轴间间距的办法,达到改变总焦距而使象面稳定的目的。

变焦距照相物镜可分为光学补偿式和机械补偿式两大类。光学补偿式变焦距物镜是靠几个镜组同步地沿轴向移动实现变焦的。其示意图见图 4-26。这种物镜机械结构较简单,但不易做到象

面很稳定。

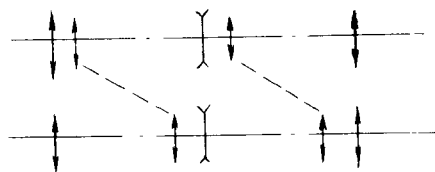


图 4-26 光学补偿式变焦距物镜示意图

目前流行的电视、电影变焦距物镜，多采用机械补偿式的。其示意图见图 4-27。物镜的焦距改变主要靠变倍镜组 1 的轴向移动实现的。在进行变倍过程中，镜组 1 的共轭距是不同的。譬如，当变倍镜组处于物象交换的两位置时，它有相同的共轭距，而倍率互为倒数；当变倍镜组处于 $1\times$ 位置时，此时共轭距有极小值，也就是对应的象面位移将最大。为了补偿变倍过程中产生的小量象面位移，要求补偿镜组同时沿轴向移动。变倍镜组与补偿镜组的移动必须按一定规律互相配合，才能做到物镜连续变倍时，保持象面稳定。这种互相配合关系可用空间凸轮机构来保证。从设计原理讲，可做到变焦距过程中象面位移量给终等于零；但由于凸轮等机构的制造误差与磨损，各镜组的焦距误差以及装配误差等因素，物镜在变焦距过程中总会产生象面位移的。

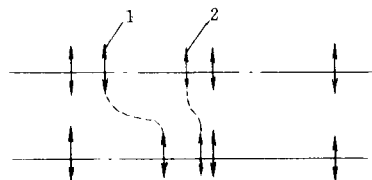


图 4-27 机构补偿式变焦距物镜示意图

1—变倍组；2—补偿镜组

综上所述，无论那一类变焦距照相物镜，在其研制、生产及使

用过程中,均需对象面稳定性进行检测。

二、检测方法

将待检照相物镜装到物镜夹持器上,并放在平行光管与观测显微镜之中,调三者的光轴基本重合,如图 4-28 所示。在平行光管

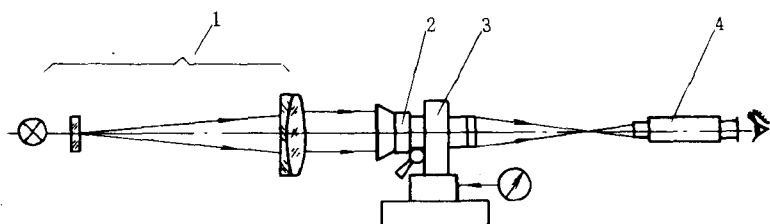


图 4-28 象面稳定性检测光路

1—平行光管;2—待检物镜;3—物镜夹持器;4—观测显微镜

焦面处放有分划板并用灯光照明,观测显微镜调焦到位于待检物镜焦面处的分划象上。将物镜焦距的刻线标志对到各个焦距位置,依次测定相应的目视最佳象面位置。检测时应注意消除显微镜的测微丝杆空回对读数的影响,或借助千分表读数。物镜的焦距从长调到短,再从短调到长算一个测回,各测三个往与返的值并取平均。画出焦距与象面位置关系曲线见图 4-29,再求得最大的象面位移量 Δl 。

若往、返的象面位移曲线的间距较大,则表明变倍组或补偿组在运动中有空回,应首先设法消除,直至同一个焦距的最佳象面位置变化量小于 0.02mm 止。若 35mm 电影物镜在变倍过程中,其象面位移量超过 0.05mm ,则能察觉出象清晰度的变化。而当象面位移量达 0.1mm ,清晰度会明显变差。

针对象面位移曲线的形状,可对物镜进行调整。如图 4-29 所示的弓形曲线,只要调变倍镜组与补偿镜组之间的间隔,或稍修改变倍组自身的组元间隔(即稍改变变倍组焦距),即可使曲线中部

与纵轴相交,而最终呈现 S 形曲线。如 S 形曲线仍有超差,可同时调变倍镜组与补偿镜组间隔和变倍组的组元间距,从而减少象面位移。调整中应对短焦距的象面位移调得更好些。

为清晰地了解待检物镜各镜组对象面位移的贡献。可计算或测出各镜组沿轴向的调整量与象面移动量的关系曲线。根据此曲线可方便地将象面位移校正到令人满意的程度,即物镜变焦过程中,所成象始终清晰,只是象的大小随焦距变化。此时,象面稳定性已调好。

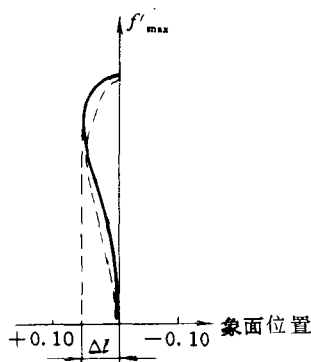


图 4-29 象面位移曲线

对检测装置的基本要求

(1) 平行光管的象质要好,其物镜口径大于待检物镜孔径,其焦距应比待检物镜的最长焦距大 2~3 倍。

(2) 显微镜的数值孔径 NA 应大于待检物镜象方孔径角,显微镜的调焦误差应与检测象面位移的精度匹配,并以此选择显微镜的视放大率。

§ 4.4 焦距和顶焦距的测量

焦距是确定光学系统物象关系的重要参量,它可确定物体经光学系统所成象的位置、大小、正倒与虚实等特性。理想光学系统的焦平面是在近轴单色条件下定义的。而实用焦平面是指白光照明下无限远物体经透镜全孔径成象最清晰的,并垂直于光轴的平面。本节所讨论的焦距和顶焦距都是对实用焦平面而言的。

由于主点和焦点均为空间无实体的点,显然焦距和顶焦距无

法通过直接测量精确给出。通常是用与焦距相关的物象基本关系式,由测量相关量而求得的。

常见的基本关系式有

(1)以焦点为起点的物象位置关系式

$$ff' = -f'^2 = xx'$$

(2)以焦点为起点,物象位置与横向放大率的关系式

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

(3)以主点为起点的物象位置关系式

$$f' = \frac{ll'}{l-l'}$$

(4)用焦面上象高 y' 与对主点张角 ω' 的关系式

$$f' = y' / \operatorname{tg} \omega'$$

(5)轴向平行光束高度 h 和对应孔径角 u' 的关系式

$$f' = h / \sin u'$$

目前测量焦距的方法有几十种,其测量原理大部分基于上述关系式或其演变式。

焦距和顶焦距测量的相对标准偏差,一般由百分之几到千分之几,特殊情况下,要求万分之几。为了获得所要求的测量精度,测量时应注意以下几点:

(1)待测系统应尽可能处于实际工作状态(如待检系统的物距、放置方向、使用全口径不切割成像光束等)进行测量。

(2)调平行光管、待检系统和观测系统三光轴共轴。

(3)平行光管焦距最好为待检透镜焦距的 2~5 倍。其焦点处的分划刻线应对称于光轴,最外一对刻线间距应在平行光管的带视场范围内。

(4)注意选用最佳的调焦方法,如测量时观测系统的出瞳大于或等于 2mm,应以消视差法调焦来判定成像位置。

4.4.1 放大率法

放大率法是目前最常用的方法。该法所需设备简单、测量范围大、测量标准偏差 $\sigma_f/f' \approx 0.3\%$ ，且操作方便。主要用于检测望远镜、照相物镜及目镜的焦距和顶焦距，也用于检测正、负透镜的焦距和顶焦距。

一、测量原理

待检透镜置于平行光管物镜前，平行光管物镜焦面处装有彼罗 (Porrer) 分划板如图 4-30 所示，若分划板某一刻线对的间距为 y ，在待检透镜焦面上对应的象间距为 y' ，平行光管物镜焦距为 f'_c ，待测透镜的焦距为 f' ，则有 $\tan \omega = y/2f'_c$ ， $\tan \omega' = y'/2f'$ ，由于 $\omega = \omega'$ ，故

$$f' = \frac{y'}{y} f'_c \quad (4-36)$$

式中 y'/y ——为分划间距 y 的放大倍数。

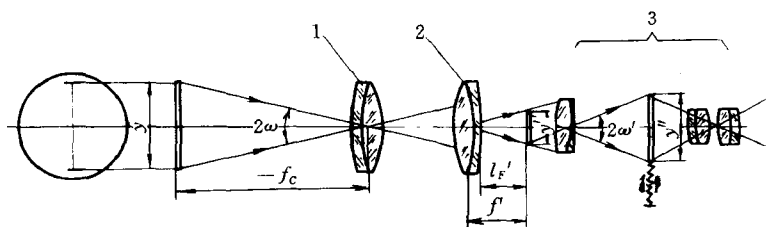


图 4-30 测正透镜焦距的原理图

1—平行光管物镜；2—待测透镜；3—测量显微镜

一般是选用带有测微目镜的测量显微镜测量的，此时，上式应改写为

$$f' = \frac{y''}{\beta y} f'_c \quad (4-37)$$

式中 β ——显微镜物镜的垂轴放大率； y'' —— y' 经测量显微镜

放大的象。

测负透镜焦距的光路如图 4-31 所示。由于负透镜成虚象 y' ，为观测，要求显微物镜的工作距 l 必须大于待测透镜的后顶焦距 l'_F ，故其放大率往往选 1 或更小。

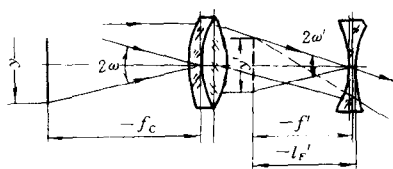


图 4-31 测负透镜焦距原理图

为测顶焦距，需使显微镜先调焦到待测透镜表面顶点处，再调焦到透镜的焦面上。两次调焦中，显微镜的轴向移动距离即是顶焦距 l'_F 或 l_F 。

二、测量方法

放大率法检测透镜的焦距和顶焦距，可在光具座上完成，也可在专用焦距仪上进行。所用基本组件是平行光管、测量显微镜和透镜夹持器等。首先将待检透镜装到夹持器上，调夹持器使透镜光轴与平行光管的光轴基本共轴。用描图纸承接待检透镜焦面上所成的刻线象 y' ，微调测量显微镜，使象 y'' 位于视场中部，且清晰无视差地成在测微目镜分划面处。测出 y'' 值，由式(4-37)计算待检透镜的焦距 f' ，式中 f'_c 与 β 应以实际标定值代入。记下此时测量显微镜的轴向位置读数，再将显微镜调焦到待检透镜后表面顶点处，又有一轴向位置读数，两读数之差即为后顶焦距 l'_F 。类似方法可测得前顶焦距 l_F 。

三、测量误差

由式(4-37)，利用间接测量的误差传递公式，可得焦距测量的

相对标准偏差为

$$\frac{\sigma_{f'}}{f'} = \sqrt{\left(\frac{1}{f_c}\right)^2 \sigma_{f_c}^2 + \left(\frac{1}{y}\right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{1}{y''}\right)^2 \sigma_{y''}^2 + \left(\frac{1}{\beta}\right)^2 \sigma_{\beta}^2} \quad (4-38)$$

式中 σ_{f_c} 、 σ_y 、 $\sigma_{y''}$ 和 σ_{β} 分别为 f_c 、 y 、 y'' 和 β 的测量标准偏差。

通常测量装置可确保 $\sigma_{f_c}/f_c = 0.1\%$ ； $\sigma_y = 0.001\text{mm}$ ， $\sigma_{y''} = 0.005\text{mm}$ ； $\sigma_{\beta}/\beta = 0.05\%$ 。当待测透镜象质良好，且相对孔径不太小的情况下，焦距的测量标准偏差 $\sigma_{f'}/f' \leq 0.3\%$ 。

例 用 550 型焦距仪测一正透镜的焦距，测得 $y'' = 2.451$ ，若已知 $\beta = 1.000\times$ ， $f_c = 550.1\text{mm}$ ， $y = 10.001\text{mm}$ ，求 f' 和 $\sigma_{f'}/f'$ 。

由式(4-37)得

$$f' = \frac{2.451}{1.000 \times 10.001} \times 550.1 = 134.8\text{mm}$$

由式(4-38)得

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{f'}}{f'} &= \sqrt{\left(\frac{1}{1000}\right)^2 + \left(\frac{1}{10.001}\right)^2 \times (0.001)^2 + \left(\frac{1}{2.451}\right)^2 \times (0.005)^2 + \left(\frac{5}{10000}\right)^2} \\ &= 0.23\% \end{aligned}$$

则

$$3\sigma_{f'} = 3 \times 0.23\% f' = 0.9\text{mm}$$

焦距测量值为

$$f' = 134.8 \pm 0.9\text{mm}$$

为检测待测透镜全孔径工作时的焦距，除要求平行光管通光口径大于待测透镜孔径外，还要求测量显微镜的数值孔径 NA 大于或等于待测透镜的象方孔径角 $\sin u' \approx D/2f'$ ，这样做也保证了显微镜的调焦精度。测负透镜焦距时，为使显微物镜有较长工作距，其 NA 往往满足不了要求，相应调焦误差增大，故负透镜焦距测量误差一般要大些，且测得的焦距常常接近它的近轴焦距。

测量顶焦距的误差包括显微镜的位置读数标准偏差和显微镜的两次调焦误差。显然正透镜测得的顶焦距应比负透镜的准确。对于同一正透镜，因后焦点象质好，故后顶焦距的测量标准偏差要小些。

4.4.2 附加透镜法

本方法用于测量负透镜的焦距。其检测原理是将一已知焦距 f_p 的正透镜与待检负透镜组成一伽利略望远系统,通过测量望远系统视放大率 Γ ,即可求得待检负透镜的焦距 $f' = -f_p/\Gamma$ 。其检测光路如图 4-32 所示。

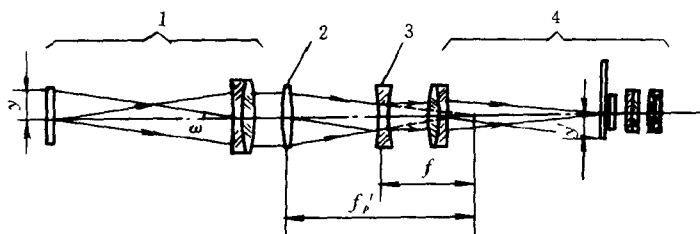


图 4-32 附加透镜法光路图

1—平行光管;2—正透镜;3—待测负透镜;4—前置镜

为使附加正透镜与待检负透镜调成伽利略望远系统,先将带测微目镜的前置镜直接对向平行光管,轴向微调测微目镜,使平行光管刻线象清晰无视差地成在测微目镜的分划面处。然后在光路中放入待检负透镜和附加正透镜,使其间距大致等于两焦距之差。在前置镜保持不动情况下,轴向移动待检负透镜,使平行光管分划象再次清晰地成在测微目镜的分划面处。则正、负透镜便准确地组成伽利略望远镜。

此时,用测微目镜测出平行光管一对刻线象的间距 y_1 ;取下正、负透镜,再由测微目镜测得同一对刻线象间距 y_2 。则伽利略望远镜的视放大率

$$\Gamma = -\frac{f_p}{f'} = \frac{y_1}{y_2} \quad (4-39)$$

待检负透镜焦距

$$f' = -\frac{y_2'}{y_1} f'_p \quad (4-40)$$

对式(4-40)全微分得焦距测量的相对标准偏差

$$\frac{\sigma_{f'}}{f'} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{f'_p}}{f'_p}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{y_1'}}{y_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{y_2'}}{y_2}\right)^2} \quad (4-41)$$

其中 $\sigma_{y_2'}$ 约为 0.002mm; 考虑到组成伽利略望远镜象质不一定好, $\sigma_{y_1'}$ 取 0.005mm; 用放大倍率法测正透镜焦距时, $\sigma_{f'_p}/f'_p \approx 0.3\%$ 。可见测量焦距的主要误差来自正透镜焦距的测量误差。如改用精密测角法, $\sigma_{f'_p}/f'_p \leq 0.1\%$, 则本方法的焦距测量误差与放大率法的基本相当。

4.4.3 附加接筒法

本方法适于测量显微物镜焦距; 或其它短焦距的正透镜焦距。

一、测量原理

附加镜筒法是通过附加镜筒给出待检透镜两象面的准确位移量, 由测量相应共轭面上的两个横向放大率, 求得待检透镜的焦距。如图 4-33 所示。将待检透镜拧到显微镜筒上, 对目标物成象, 在象距 l'_1 时测得透镜的垂轴放大率为 β_1 ; 在待检透镜上加接长度为 e 的附加接筒, 使象距变为 $l'_1 + e$, 测得放大率为 β_2 , 则有

$$\beta_1 = -\frac{x_1}{f'} = -\frac{l'_1 - f'}{f'}$$

$$\beta_2 = -\frac{x_2}{f'} = -\frac{l'_1 + e - f'}{f'}$$

两式相减得

$$f' = \frac{e}{\beta_1 - \beta_2} \quad (4-42)$$

上式即为附加接筒法检测焦距的基本关系式。由于待检透镜成倒象, 故测得 β_1 和 β_2 均以负值代入。

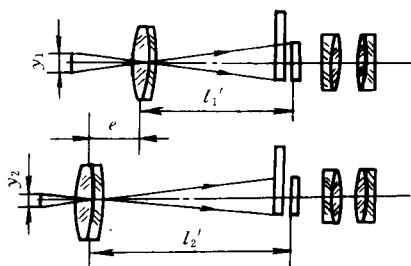


图 4-33 附加接筒法测焦距原理图

二、测量方法与误差

附加接筒法测透镜焦距的装置比较简单,只需一台带测微目镜的显微镜,已知长度的附加接筒和一块格值为 0.01mm ,刻度范围为 1mm 的玻璃刻尺。

测量时,先将待检透镜拧到显微镜的物镜筒上,通过对台面上的刻尺仔细调焦,使其刻线象清晰地成在测微目镜的分划面上,测得 y_1 (刻尺上 n_1 格) 对应的象 y_1' 。求得垂轴放大率 $\beta_1 = y_1' / (n_1 \times 0.01)$ 。

然后,取下待检透镜,用长度为 e 的接筒装到显微镜筒上,再将待检透镜拧到接筒上,同样的可测得 y_2 (刻尺上的 n_2 格) 对应的象 y_2' , 则垂轴放大率 $\beta_2 = y_2' / (n_2 \times 0.01)$ 。

由式(4-42)得待检透镜的焦距

$$f' = \frac{0.01e}{y_2/n_2 - y_1/n_1} \quad (4-43)$$

测量焦距的相对标准偏差

$$\frac{\sigma_{f'}}{f'} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_e}{e}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\beta_1}}{\beta_2 - \beta_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\beta_2}}{\beta_2 - \beta_1}\right)^2} \quad (4-44)$$

其中 $\sigma_{\beta_1} = \frac{1}{y_1'} \sqrt{y_1'^2 \sigma_{y_1}^2 + y_1'^2 \sigma_{y_1}^2}$;

$$\sigma_{\rho_2} = \frac{1}{y_2^2} \sqrt{y_2^2 \sigma_{v_2}^2 + y_2'^2 \sigma_{v_2}^2}$$

通常 $\sigma_y = 0.001\text{mm}$, $\sigma_{v_1} = \sigma_{v_2} = 0.005\text{mm}$, $\sigma_e = 0.01\text{mm}$ 。

显然, 焦距测量误差随着 y 的增大而减小, 但象高 y' 受测微目镜测量范围(8mm)限制, 故该法对低倍显微物镜, 其测量误差要小些。

例如 待检物镜焦距名义值 $f' = 15\text{mm}$ 时, 算得 $\sigma_f/f' = 0.4\%$, 若待检的不是显微物镜, 则需做一个透镜卡头, 拧到显微镜筒上才能进行测量。

4.4.4 精密测角法

本方法是通过测量待检透镜焦面上两刻线, 对其主点的张角求焦距的。只要待检透镜象质优良, 该法测量焦距的相对标准偏差约万分之几。主要用于测量长焦距平行光管物镜的焦距。

一、测量原理

如图 4-34 所示, 在待检透镜焦面处放置分刻板 1, 若间隔为

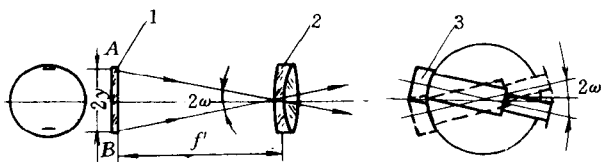


图 4-34 精密测角法测焦距原理图

1—分刻板; 2—待测透镜; 3—经纬仪

$2y$ 的分划, 对待检透镜主点的张角为 2ω , 则待检透镜的焦距

$$f' = y/\text{tg}\omega \quad (4-45)$$

刻线间隔 $2y$ 是预先给定的, 只要测准 2ω 角, 即可由上式计算待检透镜的焦距。

二、测量方法与误差

本方法所用测量仪器为精密测角仪或经纬仪,两者测角方法基本相同。下面简述用经纬仪测量焦距的方法,参看图 4-34。

先以自准直法,将分划面精确地调到待检透镜的焦面上。在待检透镜前方调好经纬仪,并对分划 AB 调焦使分划象清晰地成在经纬仪的望远镜分划面上。接着,转动经纬仪,使望远镜的分划竖线对准分划 A 的象,读取度盘的第一次角度读数;再转动经纬仪,使望远镜的竖线对准分划 B 的象,读取度盘的第二次角度读数。两次读数之差即为所测角 2ω 值。

将已知的 $2y$ 值与测得的 2ω 值代入式(4-45),即可求出待检透镜的焦距。

对式(4-45)取对数再微分,可求得焦距的相对标准偏差

$$\frac{\sigma_f}{f'} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2 + \left(\frac{2}{\sin 2\omega}\right)^2 \sigma_\omega^2} \quad (4-46)$$

为减少轴外象差对测量结果的影响,通常 2ω 值不能选取的过大,对长焦距待检物镜 2ω 以取 1° 为宜。故计算误差时, $\sin 2\omega$ 可用 2ω 替代,则式(4-46)可简化为

$$\frac{\sigma_f}{f'} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\omega}{\omega}\right)^2} \quad (4-47)$$

若经纬仪的测角标准偏差 $\sigma_\omega = 1''$; 分划间隔 AB 的测量标准偏差 $\sigma_y = 0.001\text{mm}$; 当 $2\omega = 1^\circ$, 待测透镜象质优良且仪器调试准确时, σ_f/f' 仅为万分之五。。可见该方法的测量精度是很高的。

4.4.5 平面光学元件最小焦距的测量

光路中的理想的平面光学元件应为零光焦度。实际的平面光学元件因存在工作面的面形偏差,玻璃材料的光学不均匀性以及装配应力变形等,故会产生很小的残余光焦度或习惯上称最小焦距 $f_{\min}$ 。这对一般光学系统不会引起可察觉的象质变坏,但对某些

场合,将会直接影响仪器测量精度。为此对平面光学元件规定了所允许的最小焦距值,并对其进行专门的测量。

一、调焦距离法

调焦距离法是目前光学零件生产中应用最普遍的方法。其基本思路是:将对待检件的最小焦距测量变为可调望远镜象方的调焦距离测量,故称调焦距离法。因此,设法提高定焦精度是本方法的关键所在。

用可调焦的自准望远镜测量平面光学元件最小焦距的原理如图 4-35 所示。自准望远镜的目镜可沿轴向移动,并可读出移动量。当自准目镜的分划由零位 F_T 刚好移到 P 处时,分划经望远物镜所成的象刚好位于待检件焦点 F' 处,于是由待检件射出的平行

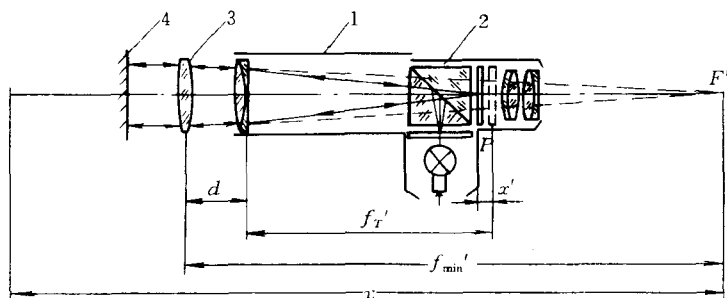


图 4-35 调焦距离法测量最小焦距的原理

1—自准望远镜;2—自准目镜;3—待检件;4—平面反射镜

光,经平面反射镜可按原路自准回来,并在 P 处形成自准象。只要测出调焦距离 x' ,由牛顿公式便可求得待检件的最小焦距

$$f'_{\min} = -\frac{f'^2_T}{x'} + d - f'_T = d - \frac{f_T(f'_T + x')}{x'} \quad (4-48)$$

式中 d ——待检件到望远物镜主面的距离; f'_T ——望远物镜的焦距。

一般情况下 $d \ll f'_T$,故式(4-48)可近似写为

$$f'_{\min} = -\frac{f'^2_T}{x'} \quad (4-49)$$

为测得调焦距离 x' 值,先对自准望远镜进行自准直法调校,使分划位于望远物镜焦面处,记下自准目镜的零位读数。再将待检件放入光路,轴向调自准目镜直到分划象无视差地成在分划处,读出自准目镜的位置读数,两读数之差便是调焦距离 x' 值。若自准目镜沿远离物镜方向移, x' 为“+”;靠向物镜移, x' 为“-”。

由式(4-49)取对数再微分,得最小焦距的相对标准偏差为

$$\frac{\sigma_{f'}}{f'} = \sqrt{4\left(\frac{\sigma_{f'_T}}{f'_T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{x'}}{x'}\right)^2} \quad (4-50)$$

其中,望远物镜焦距的测量相对标准偏差 $\sigma_{f'_T}/f'_T \leq 0.1\%$;而影响 $\sigma_{x'}/x'$ 的是调焦误差与测长误差,若借助千分表测长误差可达 0.01mm ,可见,调焦误差是影响测量精度的关键。

例如,用 $f'_T = 1600\text{mm}$ 的自准望远镜,测量“三米测距机”的光学补偿器的最小焦距 $f_{\min}$ 值(名义值为 $5 \times 10^6\text{mm}$),算得因调焦误差而引起的 $\sigma_{f'}/f'$ 约为 15% 以上。

可见普通定焦法测 $f'_{\min}$ 为几十米至几百米的尚能满足要求,如测 $f'_{\min}$ 为千米级的,则必须寻求新的定焦方法。

提高定焦精度的方法有双光楔法,双星点法、朗奇光栅法,双频光栅剪切法,Talbot 干涉术以及光电定焦法等。其中双星点定焦法所需装置简单、定焦灵敏度高,是提高定焦精度的典型方法。下面简要介绍双星定焦法。

如将不同时刻、不同调焦面看到的衍射象放同一视场中同时观察比较,此时人眼判别相邻两象点的亮暗差别的衬度灵敏度将会很高,约为 5% 。双星点定焦法就是基于上述想法提出的。其光路原理如图 4-36 所示。它类似于一般的星点检验装置,只是用双星点板代替通常的星点板。两星孔 A_1 、 A_2 大小相等;其沿轴与垂轴方向均保持适当距离,并得到相同的照明。图 4-36 还给出了两星点象 A'_1 、 A'_2 的中心亮度沿轴向分布曲线。

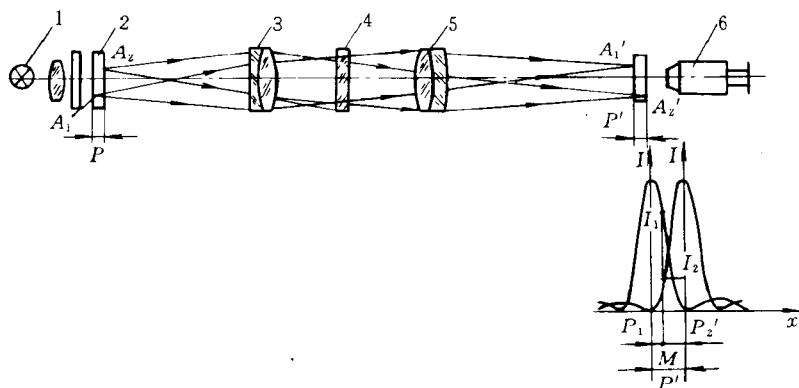


图 4-36 双星点定焦的光路

1—光源;2—双星点板;3—平行光管物镜;4—待测件;5—望远物镜;6—观测望远镜

若观测显微镜调焦到两星点象沿轴向分布曲线的 M 处,由于 M 至 A'_1, A'_2 的距离 P'_1, P'_2 不等,相应的 $I_1 \neq I_2$;当显微镜调焦到两星点象分布曲线的中间 K 处时, $I_1 = I_2$,观测到两星点象的中心亮度一致。此时,显微镜的调焦面即为望远物镜的焦平面。

为了能在最小离焦量下看到两星点象的最大亮度差,以达到最高的定焦灵敏度,显然 K 点应选在曲线上变化最快的地方,也就是选在艾利斑光强分布曲线二阶导数为零的点处

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)'' = \left(\frac{\sin^2 x}{x^2}\right)'' = \frac{2}{x^2} \left(\cos 2x - \frac{2 \sin 2x}{x} + \frac{3 \sin^2 x}{x^2} \right)$$

$$x = \Delta \frac{\pi}{8\lambda} \left(\frac{D}{f}\right)^2$$

式中 I_0 ——艾利斑中心光强; I ——离焦时衍射光斑中心光强;
 Δ ——离焦距离; D/f ——成象光束的相对孔径; λ ——成象光束的波长。

当 $(I/I_0)'' = 0$ 时,用逐次渐近法可分别解得

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\max} = -0.540, \frac{I}{I_0} = 0.548, x = 1.303$$

若取人眼判别相邻两点有无亮暗差别的衬度灵敏度为 5%，则 K 点处的两星点象中心亮度差值为

$$\Delta I = 5\% \times I = 5\% \times 0.548 = 0.027$$

这样对单个星点中心亮度只需改变 $\Delta I/2 \approx 0.014$ ，相应 K 点处的

$$\Delta x = \frac{\Delta I}{2} / \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\max} = 0.0254$$

与此对应的最小离焦量

$$\Delta_{\min} = \frac{\Delta x \times 8\lambda}{\pi} \left(\frac{f}{D} \right)^2 = \pm 0.0650\lambda \left(\frac{f}{D} \right)^2 \quad (4-51)$$

上式即为双星点定焦法的灵敏度或定焦极限误差。它比单星点定焦灵敏度高出 30 倍。 $\Delta_{\min}$ 只与望远物镜实际利用的相对孔径 D/f' 及波长 λ 有关。

为测量待检件的最小焦距，可分别在光路中放入与不放待检件，利用双星点定焦法分别读出观测显微镜两次调焦的位置读数，两读数之差即为 x' 值。将 x' 值与望远物镜焦距 f_T 代入式(4-49)，求得 $f'_{\min}$ 值。参看式(4-50)，由于此时的 σ_x 值很小，故双星点定焦法可提高平面光学零件最小焦距的测量精度。

二、干涉法测最小焦距

理想平面波经待检平面光学零件后，将变为曲率半径很大的球面波，故很容易由泰曼干涉仪检测出来。

将待检件置入泰曼干涉仪的测试光路中，并与测试反射镜构成自准光路。如待检件存在残余光焦度，则平面波经待检件后将产生球面变形，其相应的波差可由干涉仪测得的光圈数 N 给定。若已知待检件的通光口径为 D ，则球面波的曲率半径 R ，即待检件的最小焦距可表示为

$$f'_{\min} = R = \frac{D^2}{4N\lambda} \quad (4-52)$$

例如，若待检件通光口径 $D=50\text{mm}$ ， $\lambda=0.5461 \times 10^{-3}\text{mm}$ ， $N=0.6$ ，代入式(4-52)求得

$$f'_{\min} = \frac{50^2}{4 \times 0.6 \times 0.5461 \times 10^{-3}} = 1907 \text{ m}$$

测量 $f'_{\min}$ 的相对标准偏差为

$$\frac{\sigma_{f'_{\min}}}{f'_{\min}} = \sqrt{4\left(\frac{\sigma_D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2} \quad (4-53)$$

可见,影响 $f'_{\min}$ 测量精度的分别是通光口径 D 和光圈数 N 的测量标准偏差 σ_D 与 σ_N 。其中, σ_D 一般不难达到 $\leq 0.1\text{mm}$; 光圈数当用测微目镜或照相机精确测量时,并考虑仪器的残余光圈, σ_N 可取 0.1。后者是影响测量精度的主要因素。

近年来提出的基于双场光栅 (Talbot) 成象原理的莫阿条纹偏转定焦技术,以及双光楔横向剪切干涉定焦技术,由于灵敏度高,且有自身的参考基准,故在平面光学零件最小焦距的干涉测量中显出优越性。

第五章 光学系统象质检验与评价

§ 5.1 星点检验

星点检验法是对光学系统进行象质检验的常用方法之一。1947年 H. D. Taylor 曾全面定性地研究星点检验法。1956年 A. Marechal 指出,当球差为 $\lambda/4$ 时,最佳象点前后截面光能分布已显著不对称。1960年 W. T. Werford 从理论上说明检球差的极限灵敏度为 $\lambda/20$,此后,人们又做了许多工作,但至今仍是定性检验法。

在光学系统设计、制造及使用中,人们关心的是其象质,并希望将象质与诸项影响因素联系起来,借以诊断问题提出改进措施,星点检验在一定程度上可胜任上述工作。

一、星点检验原理

光学系统对相干照明物体或自发光物体成象时,可将物光强分布看成是无数多个具有不同强度的独立发光点的集合。每一发光点经光学系统后,由于衍射和象差以及其它工艺疵病的影响,在象面处得到的星点象光强分布是一个弥散光斑,即点扩散函数 PSF。在等晕区内,每个光斑都具有完全相似的分布规律,象面光强分布是所有星点象光强的叠加结果。因此,星点象光强分布规律决定了光学系统成象的清晰程度,也在一定程度上反映了光学系统对任意物分布的成象质量。上述的点基元观点是进行星点检验的基本依据。

按点基元观点,通过考察一个点光源(星点)经系统所成的象

及象面前、后不同截面衍射图形的光强变化及分布,定性地评价光学系统的成象质量,即是星点检验法。

依据夫朗和斐衍射理论,一个无限远的点光源,经光学系统所成衍射象的光强分布,是光瞳面振幅分布函数(光瞳函数)的付里叶变换的模的平方。对一个无象差衍射受限系统(圆形光瞳函数为常数)而言,星点象的相对光强分布就是熟悉的艾里斑(Airy disk)光强分布

$$\frac{I}{I_0} = \left[\frac{2J_1(\psi)}{\psi} \right]^2 \quad (5-1)$$

式中, $\psi = (2\pi/\lambda)h\theta = (\pi D/\lambda f')r$

上式所代表的几何图形及各量物理意义如图 5-1 所示。

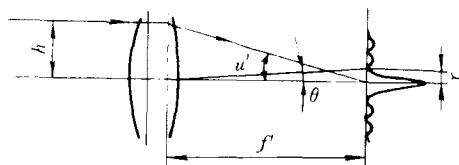


图 5-1 衍射受限系统参量与艾里斑光强分布

艾里斑是由中央亮斑及若干亮度迅速减弱的同心外环组成。艾里斑各极值点的相关数据如表 5-1 所示。

表 5-1 艾里斑光强极值点的几个主要数据

$\psi = \frac{2\pi}{\lambda}h\theta$	θ	$I(\theta)/I(0)$	能量分配	备注
0	0	1	83.78%	中央级大
1.220 π	0.61 λ/h	0	0	第一极小
1.635 π	0.818 λ/h	0.0175	7.22%	第一极大
2.233 π	1.116 λ/h	0	0	第二极小
2.679 π	1.339 λ/h	0.0042	2.77%	第二极大
2.238 π	1.619 λ/h	0	0	第三极小
3.699 π	1.849 λ/h	0.0016	1.46%	第三极大

计算表明,理想星点象的光强分布不仅是轴对称的,而且最佳象面前、后对称截面上,其星点衍射象的光强分布也是对称的。

光学系统的象差或缺陷会引起光瞳函数变化,从而使对应的星点象产生变形或改变其光能分布。待检系统的缺陷不同,星点象的变化情况也不同。故由实际星点衍射象与艾里斑比较,即可灵敏地反映出待检系统的缺陷并由此评价象质。该法主要用于检验望远系统、照相物镜、投影物镜及显微物镜,尤其适于小象差系统的检测。

二、星点检验装置

对于透镜型的光学系统或零件,星点检验装置主要由焦面上装有星孔光阑的平行光管和观察显微镜组成,如图 5-2 所示。

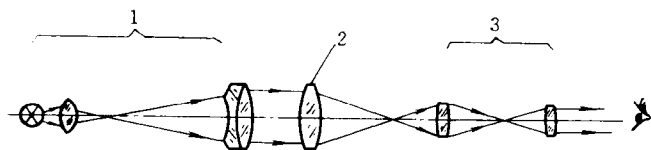


图 5-2 物镜星点检验原理

1—平行光管;2—待检物镜;3—观察显微镜

1. 对平行光管要求

(1) 平行光管物镜的象质应很好,且其通光口径应大于待检物镜的入瞳直径;

(2) 光源应选用发射连续光谱而亮度大的灯,如钨带灯,汽车灯泡等,并用聚光镜照明星孔,以便看清星点象的细节。

(3) 星孔直径的选择:为使星点衍射象有好的对比度和足够的衍射细节,星孔允许的最大角直径 $\alpha_{\max}$ 应等于待检物镜艾里斑第一暗环的角半径 θ_1 之半,如图 5-3 所示,即应有

$$\alpha_{\max} = \frac{1}{2} \theta_1 \quad (5-2)$$

查表 5-1 得 $\theta_1 = 0.61\lambda/h = 1.22\lambda/D$, 所以

$$\alpha_{\max} = \frac{0.61\lambda}{D} \quad (5-3)$$

式中 D ——待检物镜的入瞳直径; λ ——照明光源波长, 白光照明取平均波长 $0.56\mu\text{m}$

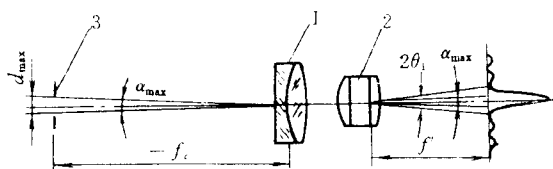


图 5-3 星孔最大角直径 $\alpha_{\max}$ 与艾里斑角半径 θ_1 关系

1—平行光管物镜; 2—待检物镜; 3—星孔板

平行光管物镜焦面处所允许的星孔直径为

$$d_{\max} = \frac{0.61\lambda}{D} f' \quad (5-4)$$

式中 f' ——平行光管物镜焦距。

例如 设 $f' = 1200\text{mm}$, 通光口径 $D_c = 100\text{mm}$; 待检物镜孔径 $D = 70\text{mm}$, 则所允许的星孔最大直径应为

$$\begin{aligned} d_{\max} &= \frac{0.61\lambda}{D} f' \\ &= \frac{0.61 \times 0.56 \times 10^{-3}}{70} \times 1200 \\ &= 0.006\text{mm} \end{aligned}$$

若检验时不用平行光管, 而直接将星点放于距物镜前节点的距离 $l \approx 20f'$ 处, 则

$$d_{\max} = \alpha_{\max} l = \frac{0.61\lambda}{D} l \quad (5-5)$$

例如 待检物镜口径 $D = 70\text{mm}$, 焦距 $f' = 500\text{mm}$, 由 $l = 20f' = 10000\text{mm}$, 得 $d_{\max} = \frac{0.61 \times 0.56 \times 10^{-3}}{70} \times 10000 = 0.05\text{mm}$ 。

2. 对观察显微镜的要求

在用显微镜观察星点衍射象时,除要求显微镜象质好外,还要注意合理选择显微镜的数值孔径 NA 及放大率。

(1) 显微物镜数值孔径:为使待检物镜射出的光束全部进入观察显微镜,应要求显微物镜的数值孔径等于或大于待检物镜的象方孔径角 u' ,即应按表 5-2 选取 NA 值。

表 5-2 由 D/f' 选 NA

待检物镜的 D/f'	应选取的 NA	消色差显微物镜的倍率
$<1/5$	0.1	4×
$1/5 \sim 1/2.5$	0.25	10×
$1/2.5 \sim 1/1.4$	0.40	25×
$1/1.4 \sim 1/0.8$	0.65	40×

(2) 显微镜总放大率:显微镜总放大率 Γ 的选取应保证人眼能将星点衍射象的第一、二衍射亮环分辨开。由平行光入射的圆孔衍射理论可知,第一、二衍射亮环的角半径分别为 $\theta_1 = 1.635\lambda/D$, $\theta_2 = 2.679\lambda/D$ 。两衍射亮环间的角距离应为

$$\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = 1.044\lambda/D \quad (5-6)$$

则待检物镜焦面上对应的线间距为 $\Delta R = 1.044\lambda f'/D$,经显微镜放大后,两亮环象的角距离应大于或等于人眼的分辨角 α ,即

$$1.044 \frac{\lambda f'}{D} \beta \frac{1}{f'_e} \geq \alpha \quad (5-7)$$

式中 β ——显微物镜的垂轴放大率; f'_e ——目镜的焦距。

由显微镜总放大倍率 $\Gamma = \beta \frac{250}{f'_e}$,故有

$$\Gamma \geq \frac{250D\alpha}{1.044\lambda f'}$$

若取 $\lambda = 0.56\mu\text{m}$, α 以分为单位,则上式可简化为

$$\Gamma \geq 125 \frac{D}{f'} \alpha$$

为便于观察,一般取 $\alpha = 2' \sim 4'$, 则有

$$\Gamma = (250 - 500)D/f' \quad (5-8)$$

当显微物镜的数值孔径选定后,其垂轴放大率 β 也就确定了。因此,只要合理选择目镜的放大率即可满足显微镜总倍率的要求。

若对望远系统或其它平面光学元件做星点检验,应采用前置镜(望远镜)进行放大观察。对前置镜除要求象质好外,还应使其入瞳直径大于待检系统出瞳直径,放大率满足人眼分辨星点象细节的要求。第一、二衍射亮环经待检望远系统后的角距离 $\Delta\theta' = \Delta\theta\Gamma = \frac{1.044\lambda}{D'}$ 。显然,前置镜放大率应为

$$\Gamma_T \geq \frac{\alpha}{\Delta\theta'} = \frac{D'}{1.044\lambda}\alpha \quad (5-9)$$

当取 $\lambda = 0.56\mu\text{m}$, α 以分为单位,待检望远系统出瞳直径 D' 以毫米为单位时,上式可简化为

$$\Gamma_T \geq \frac{D'}{2}\alpha \quad (5-10)$$

式中 α 根据实际情况可取 $2' \sim 4'$ 。

在进行轴上星点检验时,应注意调待检物镜光轴与平行光管光轴准确一致,以排除调校缺陷对检验结果的干扰。

三、星点检验方法与判别

根据星点衍射图的特征准确可靠地判断待检光学系统的象质及影响象质的主要因素是很重要的。它要求检测人员除了掌握星点检验的基本原理外,还必须具有丰富的实践经验。为此,应先了解单独具有某种象差或缺陷的星点衍射象的特征。

1. 检验光学系统的共轴性

检验前,应调待检系统光轴与平行光管光轴准确一致。在此基础上,如果所见衍射环不同心,或同一环上光能分布不一致,或颜色不一样,则表明待检系统的共轴性遭到破坏。共轴性检验在多组分离物镜的装配过程中很有用,由此可将各组间的光轴调到严格

重合。

2. 检验球差

如待检系统中各透镜的共轴性良好,仅存在球差,则射出系统的波面是轴对称的回转面,其星点衍射象的形状及光能分布仍是轴对称的。但光能由中央亮斑向各环带弥散,使各亮环变亮,各暗环光强也不再为零;更明显的特征是在最佳象点前后对称截面上,星点衍射图形不再对称。图 5-4 给出四种典型球差的光路图。有关星点图的特征说明列于表 5-3 中,表中只列出图 5-3(a)、(c)情况,图(b)、(d)情况分别与(a)、(c)的两截面对调后情况相同,可类推得知。

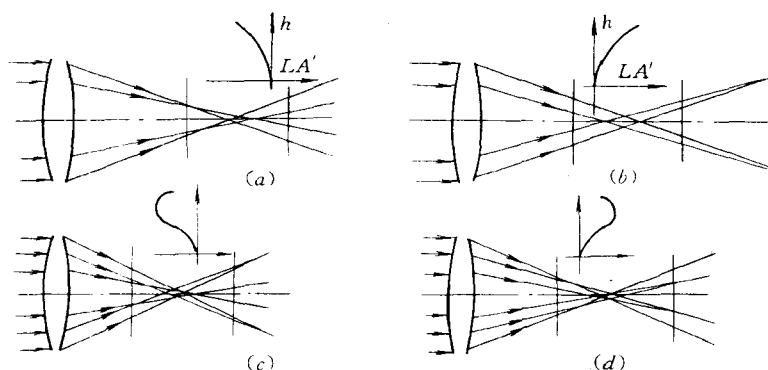


图 5-4 典型球差光路图

在典型球差的光路图中,由近轴光、带光与边缘光经待检透镜会聚后的光束位置可以看出,各截面拦截的光束疏密分布对应着星点衍射图的暗亮分布。通过观察各截面星点衍射图光能分布的连续变化趋势与其两特定截面(焦前、焦后截面)的特征,即可准确地判别待检物镜的球差校正情况。图 5-4 中(a)、(b)两种情况分别与单片正透镜和单片负透镜的球差情况相当。这在经过良好设计与制造的光学系统中很少见到。如出现这种情况,则多半是因某一

镜片装反,或检验时镜头反装所致;或因玻璃用错,透镜厚度与半径超差以及镜片间距严重超差等制造误差造成。图中(c)、(d)所示的是光学系统球差经校正后的常见情况。带球差是以两截面星点衍射图的中间环带的明暗变化来判别的。

表 5-3 典型球差星点衍射图特征

球差校正情况	星点衍射图光能分布情况		备 注
	焦前截面	焦后截面	
存在负球差	明亮外环 较暗中心	明亮中心 弥散外环	由星点衍射图外环和中心的亮度、对比度变化判别
存在负带球差	明亮中间环	暗中间环	由星点衍射图中间环的亮度、对比度变化判别

3. 检验位置色差

常见光学系统的色差曲线如图 5-5 所示。

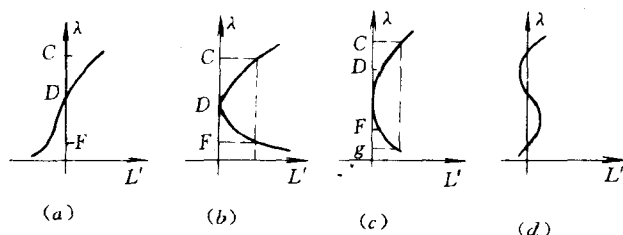


图 5-5 常见色差曲线

其中(a)为未消色差正透镜的色差曲线。轴上星点发出的白光经待检透镜后,将按着F、D、C光依次会聚在光轴的不同位置处。(b)为对C、F光消色差曲线,使对人眼灵敏的D光象点能量最集中。(c)为对C、g光线消色差曲线,使能量集中在对照相底片灵敏的D、F光范围内。(d)为复消色差曲线。

星点检验位置色差时,为排除球差等因素带来的复杂情况,常将待检系统限制在近轴区域成象。以白光照明轴上星点,若系统未校色差,则星点衍射象的显著特点是具有鲜艳的衍射彩环,并在D

光象点的前、后截面上可观察到色序相反的彩环。

若待检系统是对 C、F 光消色差的目视光学系统,则星点衍射象的彩色与未消色差的比,要柔和得多。在 D 光象点位置处,由于能量集中,将几乎看不到颜色。在象点前截面处,可看到彩色衍射图形,其中心微带绿色,周围是淡黄色,最外是紫红色。象点后截面看到的彩色衍射图形,其中心微带紫红色,周围是淡黄色,最外为黄绿色。

对于图(c)、(d)消色差光学系统,星点衍射图的彩色分布,可类似地进行分析。

倍率色差使各谱线的象点位置在象平面内不一致,故象面处形成一小段光谱及其外围的衍射彩环。检验待检系统色差时,除依据衍射环颜色的鲜明程度,及前后截面衍射图形的色序外,还应考虑人眼及观察仪器的色差,也可用已知色差的光学系统星点衍射图与待检的比较,以客观地评价消色差的效果。

4. 检验彗差

若待检光学系统的成像光束失去轴对称性,便产生彗差。造成光束失去轴对称性的原因可能是轴外点成像,也可能是光学系统共轴性遭到破坏所致。仅有彗差的星点衍射图的特征是衍射环及光能分布失去轴对称性,如图 5-6 所示。

当彗差较小,其波象差小于 0.1λ 时,可看出衍射亮环相对中央亮斑有极小量偏心,同一衍射环的粗细、亮暗及对比度不一致,如图(a)情况;随着彗差的增加衍射亮环靠近中央亮斑的一侧变细变暗,而远离的一侧变亮变粗,且相对中央亮斑的偏心也随之加大,当第一衍射亮环已断开约 $1/3$ 周时,其对应波差约为 0.2λ ,如图(b)情况;当彗差的波象差大于 0.5λ 后,星点象开始出现彗星状,即有一椭圆形中央亮斑(头部)和由残留断开衍射环形成的扩展变暗的尾部,无论焦前或焦后截面观察,明亮头部的指向不变且形状相似。如图中(c)、(d)所示的彗差星点象,其对应波差值分别为 1λ 和 2.5λ 左右。

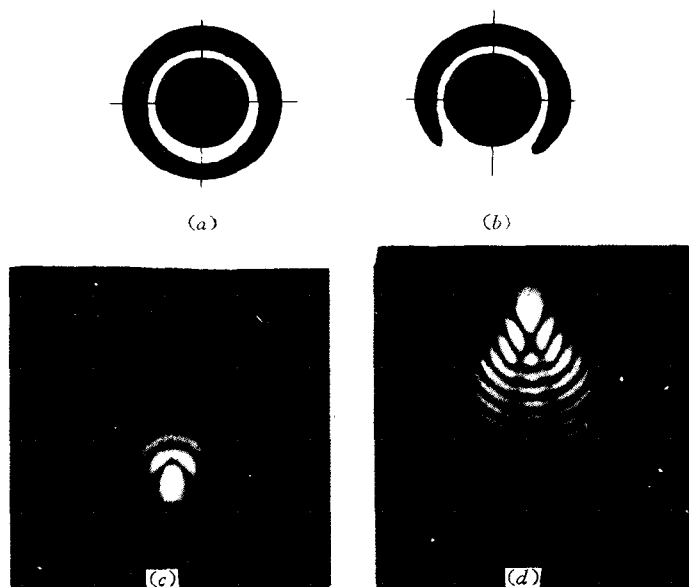


图 5-6 仅有彗差的星点图

若待检系统的轴上象点也出现彗差特征(轴向彗差),则表明光学系统存在工艺疵病。主要是单片透镜的中心偏差,胶合透镜偏心差、球面加工时的偏心以及装配时某些镜片的偏心等引起的。

利用这一特性可校正、检验系统的共轴性。

5. 检验象散

当象散较小时,其星点象的特征是中央亮斑往往还是圆形的。但第一衍射亮环出现四个暗缺(断开四处)或呈现四角形,如图 5-7(a)所示。

象散较大时,星点象的中央亮斑呈近似正方形状,或再进一步延伸为明显的十字形状,周围衍射亮环断为四段,如图(b)所示。而在焦前、焦后截面处将看到互相垂直的椭圆形星点衍射图,且同一椭圆形衍射环上光能分布是均匀对称的,见图(c)。

如待检系统的轴上象点也出现上述象散星点图(中心象散),

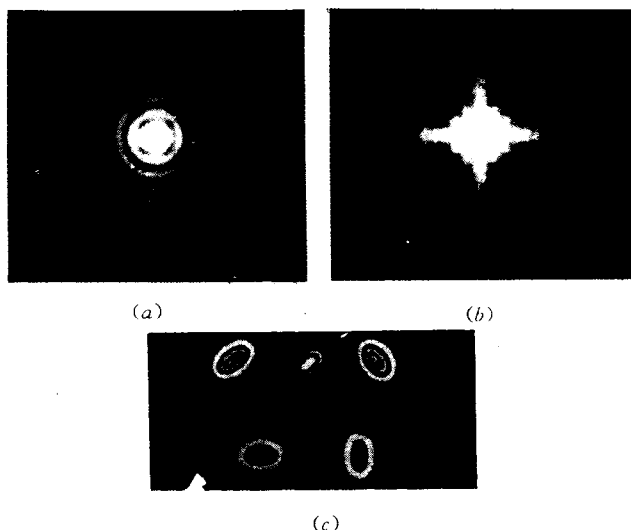


图 5-7 象散的星点图

则主要原因是光学面的变形或有较大偏心引起的。若星点象的主要特征表现为象散,而彗差不明显,这时的象散往往由光学面变形,尤其是系统中所含反射面的变形造成的。

6. 检验其它工艺疵病

当光学玻璃下料方向搞错,或选错条纹等级时,由于玻璃条纹的影响,星点衍射象中会出现“长刺”现象或暗带,在离焦观察时,将看到有刺状或片状暗带出现在星点衍射象中部,甚至将星点象断开。

若因装配或镜筒变形而使光学零件存在较大应力时,尤其当应力方向与光束通过方向垂直时,星点象往往呈现三角形、枣核形或在应力集中部位出现带角、带刺等情况。

7. 定量检验

按照前面提到的点基元观点,如能测得待检系统的点扩散函数 PSF,并与艾里斑光强分布比较,即可定量的评价系统的象质。故利用光电或照相技术测出星点象的光强分布曲线,或光强分布

的三维曲面,即得 PSF 值。这种方法要求光电探测器或感光材料具有极高的灵敏度和极宽的动态线性响应范围(要求到 10^6 量级以上)。由于目前技术上很难实现,故尚未普遍应用。

当前,对大象差的红外系统,常以平均弥散斑直径 $\bar{d}$ 表示星点衍射的检验结果,即

$$\bar{d} = \frac{\sum_{i=1}^N D_i d_i}{\sum_{i=1}^N D_i} \quad (5-11)$$

式中 D_i ——第 i 个入射环带光线的直径; d_i ——象面处与第 i 个环带光线对应的弥散直径。

在实际星点检验中,往往是各种残余象差及工艺疵病同时存在,这给准确判断、分析象质带来一定困难。尽管如此,由于星点衍射象包含有同光学传递函数等价的象质信息量,并可找出影响象质的主要因素,加之装置简单,检验直观且灵敏度高。故迄今一直是光学系统进行象质检验,尤其对高质量的零部件或系统的工艺过程中的象质检验的重要手段。

§ 5.2 分辨率检测

分辨率检测可获得有关待检光学系统象质的信息,它可给出象质的数字指标,且容易测量与比较。对于象差较大的光学系统,分辨率会随着象差增大而有明显变化,便于区分大象差系统的象质差异,而且通过测低对比分辨率可部分弥补信息量的不足。由于分辨率检测的灵敏度不如星点法,且检测结果与几何象差间没有直接联系,尤其是小象差系统的分辨率几乎只是入瞳大小的函数。因此,以其评价象质具有一定局限性。分辨率作为评价象质指标比较直观,易于定量测量,其检测装置简单,故仍是检测一般成像光学系统象质的主要方法之一。

一、衍射受限系统的分辨率

一发光物点经衍射受限系统(即无象差理想光学系统)成的象为一艾里斑;两个靠得很近的独立发光点的艾里斑,其重叠部分的光强为两艾里斑光强之和。分辨两衍射斑的前提条件是其重叠区的光强对比度 k 应大于人眼的对比灵敏度。为统一判断标准,提出下面三种判据。瑞利(Rayleigh)判据,分辨条件 $K=15\%$,即两衍射斑的中心距刚好等于第一衍射暗环半径 σ ,即

$$\sigma = 1.22\lambda F \quad (5-12)$$

道斯(Dawes)判据,分辨条件 $K=2.6\%$,相应两衍射斑的中心距为

$$\sigma_D = 1.02\lambda F \quad (5-13)$$

斯派罗(Sparrow)判据,极限分辨条件 $K=0$,相应两衍射斑中心距为

$$\sigma_0 = 0.95\lambda F \quad (5-14)$$

式中 F ——待检系统的 f'/D 值。

实际工作中,由于光学系统种类不同,分辨率的具体表示形式也不同,并通常以道斯判据给出的分辨率作为光学系统的目视衍射分辨率(或称理想分辨率)。

望远系统以物方刚能分辨开的两发光点的角距离 α 表示分辨率,即以望远物镜后焦面上两衍射斑的中心距 σ 对物镜后主点的张角 α 表示,

$$\alpha = \sigma/f' = \frac{1.02\lambda}{D} \quad (5-15)$$

照相物镜是以象面上刚能分辨的两衍射斑中心距的倒数(每毫米的线条数) N 表示分辨率

$$N = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{1.02\lambda F} \quad (5-16)$$

显微系统是以物面处刚能分辨的两物点间距 ϵ 表示分辨率

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{\beta} = \frac{1.02\lambda}{2NA} \quad (5-17)$$

式中 β ——显微物镜的垂轴放大率。

表 5-3 列出三种光学系统按不同判据表示的视场中心的理论分辨率。表中 D 为望远系统的入瞳直径(mm); NA 为显微镜的数值孔径;取 $\lambda=0.56\mu\text{m}$ 。

表 5-3 三种系统不同判据的理论分辨率

判 据	道斯 $\sigma_D=1.02\lambda F$	瑞利 $\sigma=1.22\lambda F$	斯派罗 $\sigma_s=0.95\lambda F$
望远镜分辨率 α/rad	$\frac{1.02\lambda}{D}$	$\frac{1.22}{D}$	$\frac{0.95\lambda}{D}$
照相物镜分辨率 N/mm^{-1}	$\frac{1}{1.02\lambda F}$	$\frac{1}{1.22\lambda F}$	$\frac{1}{0.95\lambda F}$
显微镜分辨率 $\varepsilon/\mu\text{m}$	$\frac{0.51\lambda}{NA}$	$\frac{0.61\lambda}{NA}$	$\frac{0.475\lambda}{NA}$

对于照相物镜除了考虑轴上(视场中心)分辨率外,还应考察轴外点(某视场角)的分辨率,如常用的 0.3、0.7、0.85 视场的分辨率。

如图 5-8 所示, $\bar{P}$ 表示视场角为 ω 的斜光束成象时,物镜出瞳处的子午波面; $\bar{MC}$ 表示相应的第一衍射暗环的半径 $\bar{\sigma}=1.02\lambda \bar{F}$ 。由图看出,此时的通光口径 $\bar{D}=$

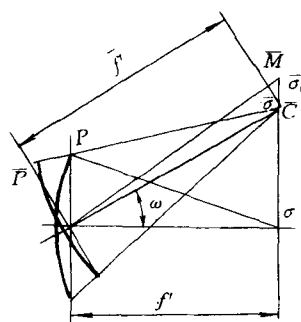


图 5-8 轴外点理论分辨率

$D\cos\omega$, 波面半径 $\bar{f}=f'/\cos\omega$, 相应的 $\bar{F}=\bar{f}'/\bar{D}=F\cos^2\omega$, 故 $\sigma=\sigma'/\cos^2\omega$; 又 $\bar{\sigma}$ 在高斯象面的投影 $\bar{\sigma}_t=\bar{\sigma}/\cos\omega$, 则轴外点子午方向的理论分辨率为

$$N_t = \frac{1}{\bar{\sigma}_t} = N_o \cos^3\omega \quad (5-18)$$

对于分辨弧矢方向两点的情况,与轴上点成象的区别仅在于

$\bar{f}' = f' / \cos\omega$, 故轴外点弧矢方向的理论分辨率为

$$N_s = \frac{1}{\sigma_s} = N_0 \cos\omega \quad (5-19)$$

可见随着视场角的增大, 子午方向的分辨率比弧矢方向分辨率下降得更快些。

二、分辨率图案

光学系统因存在象差和其它工艺缺陷, 其所成的实际星点衍射象与理想衍射象比, 在大小、形状和光强分布等方面均有一定差别。从而导致实际两衍射斑之间的光强对比度下降, 造成相应的分辨率下降。通常待检系统的象差或缺陷对轴外斜光束成象影响更大些, 则视场边缘分辨率下降的也更明显些, 故分辨率可作为评价待检系统象质的指标。

由于人工制作非相干的一对对星孔目标物很困难, 而常采用栅条状图案作检验目标物。考虑到两种目标物的衍射差别不大, 以及判据的分辨条件不很严格, 故仍可将理论分辨率公式算得的结果作为评定象质的参考标准。

由于各类光学系统的用途, 工作条件以及要求不同, 所设计的分辨率图案形式也不一样。图 5-9 所示的为三种常用的分辨率图案。

图 5-9(a) 所示的分辨率图案为我国目前应用最广的 WT-1005-62 型标准图案, 又称栅格状分辨率图案。新近修定后的这种标准图案由黑白相间、线宽相等的矩形光栅状线条组成, 整套图案的线条由粗到细按公比 $2^{-1/12} \approx 0.9439$ 的几何级数规律依次递减, 并顺序地分布在编号为 $A_1 \sim A_7$ 的 7 块分辨率板上。每块分辨率板由线宽递减的 25 个单元 (序号 1, 2, 3, ..., 25) 组成一个大正方形, 每单元又由 4 个不同方向的线条组排成一个小正方形。7 块分辨率板各单元的线条宽度见表 5-4。

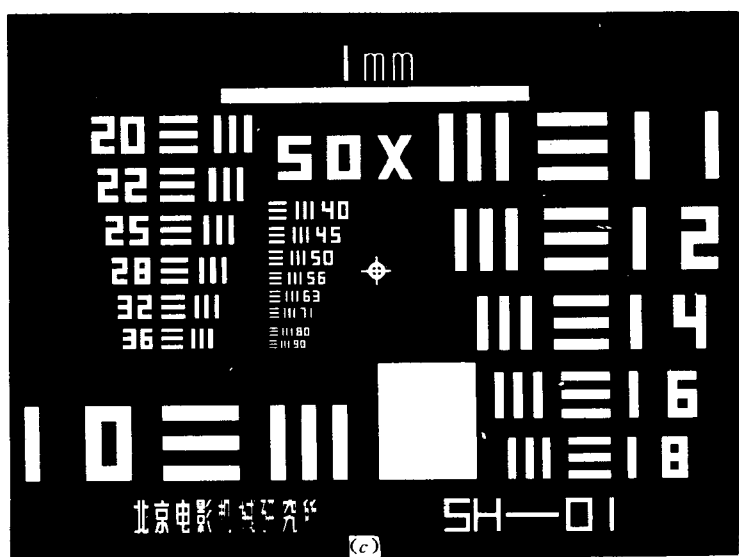
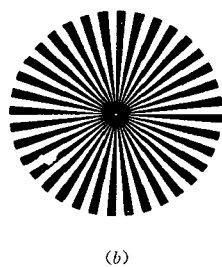
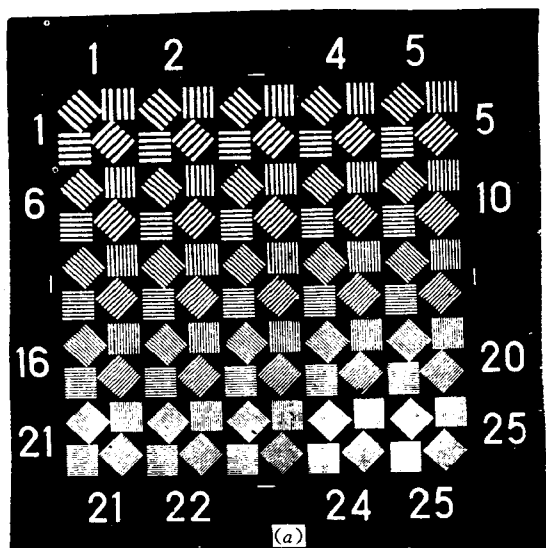


图 5-9 三种常用的分辨率图案

表 5-4 栅格状分辨率板线宽表

分辨率板号	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7
分辨率图 案单元号	线宽度 b 值/ μm						
1	160	80.0	40.0	20.0	10.0	7.50	5.00
2	151	75.5	37.8	18.9	9.44	7.08	4.72
3	143	71.3	35.6	17.8	8.91	6.68	4.45
4	135	67.3	33.6	16.8	8.41	6.31	4.20
5	127	63.5	31.7	15.9	7.94	5.95	3.97
6	120	59.9	30.0	15.0	7.49	5.62	3.75
7	113	56.6	28.3	14.1	7.07	5.30	3.54
8	107	53.4	26.7	13.3	6.67	5.01	3.34
9	101	50.4	25.2	12.6	6.38	4.72	3.15
10	95.1	47.6	23.8	11.9	5.95	4.46	2.97
11	89.8	44.9	22.4	11.2	5.61	4.21	2.81
12	84.8	42.4	21.2	10.6	5.30	3.97	2.65
13	80.0	40.0	20.0	10.0	5.00	3.75	2.50
14	75.3	37.8	18.9	9.44	4.72	3.54	2.36
15	71.3	35.6	17.8	8.91	4.45	3.34	2.23
16	67.3	33.6	16.8	8.41	4.20	3.15	2.10
17	63.5	31.7	15.9	7.94	3.97	2.98	1.98
18	59.5	30.0	15.0	7.49	3.75	2.81	1.87
19	56.6	28.3	14.1	7.07	3.54	2.65	1.77
20	53.4	26.7	13.3	6.67	3.34	2.50	1.67
21	50.4	25.2	12.6	6.30	3.15	2.36	1.57
22	47.6	23.8	11.9	5.95	2.97	2.23	1.49
23	44.9	22.4	11.2	5.61	2.81	2.10	1.40
24	42.4	21.2	10.6	5.30	2.65	1.99	1.32
25	40.0	20.0	10.0	5.00	2.50	1.88	1.25

注:空间频率 $N = \frac{1000}{2b} (\text{mm}^{-1})$; 平行光管对应角距离

$$\alpha = \frac{2b \times 10^{-3}}{f_c} \times 206265'' \quad \text{式中 } f_c \text{ 平行光管焦距}$$

图 5-9(b) 为辐射式分辨率图案。它通常由大小相同, 黑白相间的 72 个扇形条组成。相邻两黑(或白)扇形条的中心距 σ 随直径 d 连续改变, 即

$$\sigma = \frac{\pi d}{m} \quad (5-20)$$

式中 m ——黑或白的扇形条数(图示的 $m=36$)。

图 5-9(c)为 SH-01 型分辨率标准图案。该图案有 20 组分辨率线条,每组由互相垂直的三条平行线和表明其空间频率的数字组成。例如“10”表示当拍摄底片放大率标尺长度为 1mm 时,该组线条的空间频率为 10 线对/毫米。

放大率标尺以毫米计的长度与图案放大倍率相一致,标尺宽度等于 10 线对/毫米的线宽。图案的定位标记为一画有小圆的十字线,其中心位于 28 线对/毫米的水平中心线与密度控制区左侧边线延长线的交点处。图案的倍率系列为:5°、10°、20°、30°、50°、60°、75°、100°及 150°。SH-01 型分辨率图案分为标样正象(黑线白底)和标样负象(白线黑底),并制成高反差和低反差两种。其光密度值见表 5-5。

表 5-5 SH-01 型分辨率图案的光密度值

反 差		反射式图案	透射式图案
高反差 图 案	最大光密度	≥ 1.60	≥ 2.00
	灰雾度	≤ 0.08	≤ 0.08
低反差 图 案	最大光密度	0.4 ± 0.05	0.4 ± 0.05
	灰雾度	≤ 0.08	≤ 0.08

注:计量反射式测试图的灰雾度,应相对于硫酸钡白色反射器进行。

反射式分辨率图案用 4 号无光泽照相纸印制。透射式图案用特硬型正色软片缩拍制作。

上面列举的分辨率图案各有其优缺点。栅格状分辨率图案具有测量迅速可靠的优点,但空间频率不是连续的,不能反映伪分辨现象;辐射式分辨率图案做到了空间频率的连续变化,且容易发现伪分辨现象,但测量较烦,误差大;SH-01 型分辨率图案只适于中等以下焦距与视场的照相物镜的照相分辨率测量。

为检测光学系统对低对比目标的分辨率,需用照相真空着色法或照相复印法制作低对比分辨率图案,也可用光学方法在高对

比分辨率图案上,加入连续可变光强的背景光,以获得所需的低对比分辨率图案。

三、望远系统分辨率检测

望远系统的分辨率在很大程度上取决于望远物镜(或望远物镜组)的分辨率。这是因为物镜焦面上待分辨的两个象点是成象光束经入瞳衍射的结果,而目镜的作用仅仅是将其放大,并不限制光束,也就不再对两象点有衍射影响。

当然,由于目镜自身的象差或工艺疵病,对整个望远镜分辨率可能有影响,故有必要检测望远系统的分辨率。

1. 检测望远物镜的分辨率

检测装置主要由平行光管、透镜夹持器和观测显微镜组成。其检测光路如图 5-10 所示。

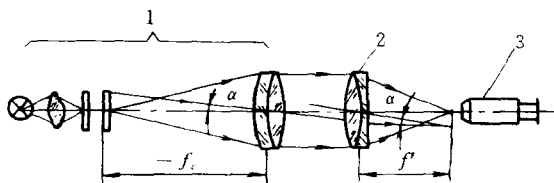


图 5-10 望远物镜分辨率检测光路

1—平行光管;2—待检望远物镜;3—观测显微镜

在高质量平行光管焦面处,放分辨率板。光源通过聚光镜与毛玻璃均匀照明分辨率板,再经平行光管物镜将分辨率图案成象在无限远,以作为待检望远物镜的目标物。若望远物镜设计时是与其后面的转象棱镜一起消象差的,则应检测整个望远物镜组的分辨率。观测显微镜的选取要求与星点检验时的要求相同:为不限制或切割成象光束, $NA \geq \sin \left(\arctg \frac{D}{2f''} \right)$; 放大倍率应满足人眼观察分辨率图案象的细节需要, $\Gamma_M > (250 \sim 500) D/f''$ 。

检测时,先调待检望远物镜与观测显微镜,使与平行光管共

轴。如选用栅格状分辨率板,则通过观测显微镜按顺序由粗线条单元向细线条单元逐组分辨,直至刚能将某单元四个方向上的线条象全部分辨清楚,而下一单元的线条象不能全分辨止。根据此单元号和分辨率板号,由表 5-4 查得该单元的线条宽度 $b/\mu\text{m}$ 值,再根据平行光管的焦距 f' ,求得待检望远物镜的分辨率为

$$\alpha = \frac{2b \times 10^{-3}}{f'} \times 206265'' \quad (5-21)$$

检测时,如选用辐射式分辨率板,则经待检望远物镜所成象将出现模糊圆。用观测显微镜测出模糊圆直径 d ,便可求得待检望远物镜的分辨率

$$\alpha = \frac{\pi d}{36 f'} \times 206265'' \quad (5-22)$$

式中 f' ——待检望远物镜的焦距; d ——模糊圆直径。

2. 检测望远系统的分辨率

检测望远系统分辨率的装置,由平行光管、待检望远系统支座和前置镜组成,如图 5-11 所示。

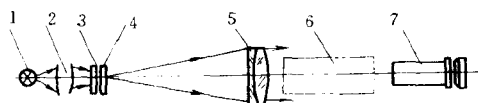


图 5-11 望远系统分辨率检测装置简图

1—光源;2—聚光镜;3—毛玻璃;4—分辨率板;

5—准直物镜;6—待检系统;7—前置镜

测量时,先不放前置镜,直接由待检望远镜(视度归零)观察,并调整望远镜,使分辨率图案的象位于视场中心部位。接着放入前置镜,找出刚好分辨开四个方向线条象的分辨单元,由表 5-4 查得相应的线条宽度 b 值,由式(5-21)求得待检望远系统的分辨率值。

对前置镜的要求与星点检验时的相同,前置镜倍率 Γ_T 也按式(5-10)选取。

若待检望远镜存在较大的象差或工艺疵病,除使分辨率有明显下降外,还使分辨率图案中的线条象出现特定的变化。由此变化可定性地判别影响象质的主要原因。例如:色差会使分辨率图案的线条象带有彩边,并影响线条边界锐度;球差引起透明线条象的边缘有均匀的光晕,使线条象对比度下降;彗差常使透明线条象形成单向的伸展光晕,严重时呈尾巴状;象散的存在,引起分辨率图案中相互垂直的线条象不能同时清晰,故观察显微镜需作调焦,才能分别看清各自方向的线条象。

若望远镜装配不良或某个镜片偏心过大,则线条象的边缘往往形成暗弱的次生象。

望远镜的杂光会在图案象的透明背景上形成漫射光,降低线条象的对比度等。

实际望远镜成像时,由于诸多缺陷并存,使得由分辨率图案象分析缺陷并评价象质变得很复杂,而更多地是靠经验以及和象质好的光学系统比较后,再客观地给出检测结果。

四、照相物镜分辨率检测

1. 在光具座上检测目视分辨率

在光具座上检测照相物镜目视分辨率的光路如图 5-12 所示。用栅格状分辨率板检测轴上点分辨率时,方法大致与检测望远物镜分辨率相同。根据刚能分辨的单元号和板号由表 5-4 查得线宽 b ,换算成线条数 $N_0 = 1000/2b$,由下式求得待检物镜轴上点的目视分辨率

$$N = N_0 \frac{f'}{f'_c} (\text{mm}^{-1}) \quad (5-23)$$

式中 f'_c —— 平行光管的焦距; f' —— 待检物镜的焦距。

在光具座上测轴外点的目视分辨率时,为了确保轴上点、轴外点测量的都是同一象面上的分辨率,须将待检物镜的后节点调到物镜夹持器的转轴上,且当转动物镜夹持器以获得视场角 ω 的斜

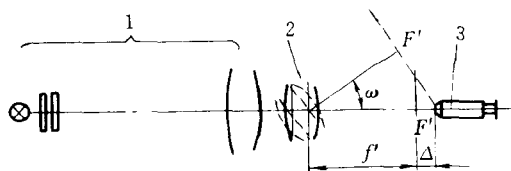


图 5-12 在光具座上检测目视分辨率

1—带分辨率板的平行光管；2—待检照相物镜；3—观测显微镜

光束入射时，观测显微镜也须相应的后移一段距离 Δ ，由图 5-12 可知

$$\Delta = \left(\frac{1}{\cos \omega} - 1 \right) f' \quad (5-24)$$

测量时，由于分辨率板通过待检物镜后的成像面与其高斯象面之间有倾角 ω ，而且象随着视场角 ω 的增大而变大，如图 5-13 所示。故分辨率板上同一单元号的线条宽，对应着轴上点和轴外点的不同 N 值。

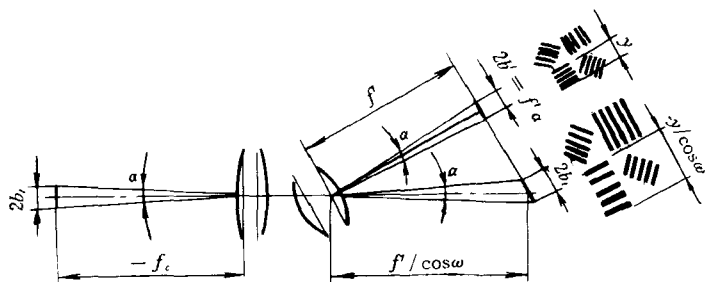


图 5-13 子午面内的线宽 b 与线宽象 b' 的关系

通过显微镜观察，找到线条方向垂直子午面(图面)的刚能分辨的单元号和板号；再找到线条方向平行于子午面刚能分辨的单元号和板号，由表 5-4 查得对应的线条宽 b_t 与 b_s ，并将其换算为待检物镜象面上对应的线宽条 b'_t 与 b'_s ，由图 5-13 可得

$$2b_i = \left(\frac{f'}{\cos\omega} \alpha \right) \frac{1}{\cos\omega} = 2b_i \frac{f'}{f'} \frac{1}{\cos^2\omega}$$

$$2b_i = \frac{f'}{\cos\omega} \alpha = 2b_i \frac{f'}{f'} \frac{1}{\cos\omega}$$

则轴外点目视分辨率为

$$N_i = \frac{1}{2b_i} = \frac{1}{2b_i} \frac{f'}{f'} \cos^2\omega \quad (5-25)$$

$$N_i = \frac{1}{2b_i} = \frac{1}{2b_i} \frac{f'}{f'} \cos\omega \quad (5-26)$$

测轴外点分辨率时,同一单元的线间距,在视场中心外的成像都大于视场中心的象,且子午方向的线间距 $2b_i$ 要大于弧矢方向的线间距 $2b_s$ 。如果观测显微镜垂直于待检物镜的高斯象面,在轴外观测时,将看到分辨率图案象不仅有放大现象,而且还有“拉长”现象,见图 5-13 右侧的分辨率图案象。

检测轴外点分辨率时,为使全部成像光束都进入显微镜,要求显微镜的数值孔径必须大于待检物镜象方孔径角 u' 与视场角 ω 之和。实际很难选到数值孔径很大而倍率又不太高的显微物镜。如保持显微镜的观察平面与经待检物镜成的分辨率图案象面一致,则显微镜中将看不到图案象的“拉长”现象,并且所需的数值孔径也容易满足要求。此时的分辨率仍按式(5-25)与(5-26)计算。

在光具座上检测分辨率的方法,适用于检测一些精度要求高的照相物镜。例如,精密航空摄影系统的物镜、特长焦距照相物镜等。

2. 用测试板检测照相分辨率

(1)测试板:在批量生产照相机的工厂、车间,检测照相物镜与胶片的综合成像的分辨率时,通常采用由多个 SH-01 型分辨率图案按一定规律排列的大型分辨率测试板。测试板表面涂无光黑漆,在板的幅面范围内,平面度公差值为 $1000\mu\text{m}$ 。SH-01 型分辨率图案选用白线黑底的标准负象。选用的倍率和空间频率、尺寸及极限偏差见表 5-6。

表 5-6 测试板参量

画面尺寸	24×36		56×56	
测试板倍率	50×		30×	
底片上空间频率范围(线对/毫米)	10~90		5~45	
尺寸极限偏差	尺 寸	极限偏差	尺 寸	极限偏差
宽 度	1200	±2.1	1680	±3.0
长 度	1800	±3.0	1680	±3.0
圆角半径	20	±0.42	24	±0.42
0.3 视场半径	325	±1.15	356	±1.15
0.5 视场半径	541	±1.4	594	±1.4
0.7 视场半径	757	±1.6	832	±1.8
0.85 视场半径	920	±1.8	1010	±2.1

注:允许在 24×36 画面的 0.7、0.85 视场上,换成 100×图案,则底片上空间频率 5~45 线对/毫米。

在测试板的中心视场和 0.3、0.7、0.85 视场的同心圆与对角线的交点处或与中心线的交点处,分别贴有高(低)反差的 SH-01 型摄影物镜分辨率图案。测试板的边线、中心线、对角线和圆的线宽均为 4~5mm,用无光白漆绘制。

(2)检测条件:在检测 35 毫米照相机时,照相倍率为 1:49,测试板到摄影物镜物方主点距离为物镜实测焦距的 50 倍;检测 120 照相机时,照相倍率为 1:29,测试板到摄影物镜物方主点的距离为物镜实测焦距的 30 倍。长焦距物镜和固定焦点照相物镜可以不受此限制。

感光材料采用 GB100/21°的全色胶卷,胶片分辨率为 95~120 对线/毫米。单独检测物镜的照相分辨率时,应采用标准机身,以保证感光材料乳剂面在正确的平面上,标准机身的物镜定位面与感光材料定位面平行,其不平行度小于 0.01mm。

测试板用近似模拟摄影昼光的光源照明,应严防光源的直射光和测试板的定向反射光进入待测物镜形成杂光。测试板的照度应能调节,以确保照相机在规定孔径拍摄时,其快门效率能达到 90%。

(3)检测步骤:按要求调好照相机的照相倍率,使物镜光轴垂

直测试板面,并对准板面中心处的定位标记。用观察显微镜或其它对焦装置检测调焦状况,以物镜最大相对孔径时调出最佳视觉象面为准。取其前后等间隔的共五个位置拍摄分辨率测试板的图案。间隔的选取约为待测物镜相对孔径的 F 数的百分之一,单位为毫米。

将待测物镜的相对孔径调到要求的值(程序快门相机采用调整测试板的照度实现),以能得到最佳分辨率的曝光量进行拍摄,拍摄时快门效率应在 90% 以上。

拍摄后的底片冲洗按所用感光材料的推荐规范进行。

(4)数据处理:从五张底片中选出最佳底片,用 30~50 倍的显微镜观察摄有分辨率图案的底片,以连续能分辨的最小间隔的那组线条为分辨率的极限,并注意排除伪分辨。

将同一视场带的分辨率数值经算术平均后,以切向(与从测试板中心到测定点所画的半径相垂直的方向)分辨率和径向分辨率的最低值作为该视场的分辨率值,分辨率低于 5 线对/毫米者当作零线对每毫米。

照相物镜的照相分辨率的检测报告,应按表 5-7 所示报告单记录有关参数和数据。

表 5-7 照相分辨率检测报告单

物镜规格:				物镜编号:					
被测相对孔径:				有效曝光时间:					
板面照度:				摄影倍率:					
测量时焦距:				感光材料:					
视场 方向		中 心		0.5Y		0.71Y		0.85Y	
		切向	径向	切向	径向	切向	径向	切向	径向
↗									
↖									
↘									
↙									
平 均									
分 辨 率									

3. 光具座上检测照相分辨率

将待检物镜连同暗箱一起装到物镜夹持器上,调物镜的入瞳中心与夹持器垂直转轴重合。将底片安装在待检物镜的象面处,直接拍摄所成的分辨率图案象。为此,应按一定的视场间隔,在同一底片上依次拍摄不同视场角下的分辨率图案象。拍摄后的底片经显影、定影等处理后,用显微镜观测。由公式(5-23)、(5-25)和(5-26)计算轴上点和轴外点的分辨率。

由于感光底片的光谱灵敏度与人眼的不同,照相物镜的目视最佳象面往往不是照相最佳象面(照相分辨率最高的象面)。为此,需在目视最佳象面及其前后按轴向间隔 δl 选择 3~5 个象面位置,进行同样条件的拍摄检测。 δl 的选择应适当,以不漏掉最佳象面又不至于增加检测工作量为好。如以最佳象面位置差所引入的波象差不大于 $\lambda/4$,则所确定的间隔 δl 为

$$\left. \begin{aligned} \delta l &= 0.008F\text{mm}, \text{当 } F < 4 \text{ 时} \\ \delta l &= 0.002F^2\text{mm}, \text{当 } F \geq 4 \text{ 时} \end{aligned} \right\} \quad (5-27)$$

式中 F ——待检物镜的光阑指数。

照相分辨率除与照相物镜自身的象质有关外,还与其相对孔径、照相底片、拍摄目标的对比度、离焦量、照明光源的光谱组成以及底片处理条件等因素密切相关,故检测必须严格按照规定条件进行。

五、低对比分辨率检测

以上讨论的光学系统分辨率的检测问题,都是以高对比 $K_0=1$ 的分辨率图案(通常要求明暗线条光密度差不小于 2)作为目标物进行的。这只反映了光学系统在截止频率附近的象质情况,却不能表明光学系统对低对比目标所成象的分辨率高低。为反映光学系统对低频信息的传输能力,检测多种低对比目标($K_0<1$)成象的分辨率是必要的,这样做可比较全面和客观地评定系统的象质。

对于 $K_0<1$ 的目标物的衍射分辨率的求法,与 $K_0=1$ 时的求

法大致相同。当已知目标物的对比度 K_0 时,为求得其象的对比度 $\bar{K}$,需应用以下两原理。

(1)同一空间频率不同亮度的光栅、经光学系统成的象的对比度相同。

(2)对比度 $K_0 < 1$ 的光栅图案,可看作由两个同空间频率、不同亮度且对比度为 1 的光栅,按亮栅条与暗栅条重叠一起构成。

由此可得结论:低对比目标的象对比度 $\bar{K}$,可由全对比目标的象对比度 K 与低对比目标对比度 K_0 之积求得,即

$$\bar{K} = K_0 K \quad (5-28)$$

知道象的对比度,再应用式(5-1),即可求得人眼对比灵敏度 K 时,目标物对比度 K_0 与衍射分辨率的关系,如表 5-8 所示。

表 5-8 低对比度目标的衍射分辨率

K_0	1.6	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	注
望远镜分辨率 α/rad	$\frac{1.02\lambda}{D}$	$\frac{1.02\lambda}{D}$	$\frac{1.03\lambda}{D}$	$\frac{1.03\lambda}{D}$	$\frac{1.04\lambda}{D}$	$\frac{1.05\lambda}{D}$	$\frac{1.07\lambda}{D}$	$\frac{1.10\lambda}{D}$	$\frac{1.16\lambda}{D}$	$\frac{1.28\lambda}{D}$	道斯判据 $\bar{K} = 2.6\%$
照相机分辨率 N/mm^{-1}	$\frac{1}{1.02\lambda F}$	$\frac{1}{1.02\lambda F}$	$\frac{1}{1.03\lambda F}$	$\frac{1}{1.03\lambda F}$	$\frac{1}{1.04\lambda F}$	$\frac{1}{1.05\lambda F}$	$\frac{1}{1.07\lambda F}$	$\frac{1}{1.10\lambda F}$	$\frac{1}{1.16\lambda F}$	$\frac{1}{1.28\lambda F}$	
显微镜分辨率 $\epsilon/\mu\text{m}$	$\frac{0.51\lambda}{NA}$	$\frac{0.51\lambda}{NA}$	$\frac{0.515\lambda}{NA}$	$\frac{0.515\lambda}{NA}$	$\frac{0.52\lambda}{NA}$	$\frac{0.525\lambda}{NA}$	$\frac{0.54\lambda}{NA}$	$\frac{0.55\lambda}{NA}$	$\frac{0.58\lambda}{NA}$	$\frac{0.64\lambda}{NA}$	

在光具座上作低对比分辨率测量时,可直接用低对比分辨率板进行。但须备有一套具有规定的不同对比度值的低对比分辨率板;也可用光学方法改变分辨率图案的对比度,图 5-14 所示为采用偏振光照明方式的低对比图案发生器。

主光路(装有高对比分辨率板)照明系统中的起偏器,其偏振方向与辅助照明系统的起偏器偏振方向互相垂直。通过旋转位于分束棱镜后面的检偏器,可连续改变所发出目标的对比度,为调节平行光管物镜发出目标的总亮度,在检偏器的一侧还可加入不同透射比的中性滤光片。低对比度分辨率的检测方法与高对比分辨

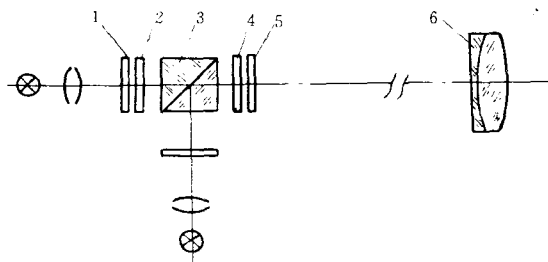


图 5-11 低对比图案发生器光路

1—起偏器;2—分辨率板;3—分束棱镜;

4—检偏器;5—中性滤光片;6—平行光管物镜

率检测类同。

§ 5.3 物镜几何象差检测

目前,光学设计仍采用光线追迹方法校正几何象差。检测光学系统的实际几何象差大小和分布,并直接与设计结果比较,由此评价象质,这对从事光学设计、测试与制造工艺的人员是项有意义的工作。本节主要叙述检测几何象差的哈特曼法、刀口阴影法以及检测畸变的常用方法。

5.3.1 哈特曼法检测几何象差

哈特曼法是德国光学工作者哈特曼(Hartmann)于1900~1904年首先提出并完成的。由于其原理简单、形象、测量结果可直接与光线追迹结果比较,故为检测光学系统几何象差的基本方法之一。该法目前已发展为高频采样和CCD列阵接收,检测内容也从求几何象差、发展到求点列图、光能分布及波前轮廓图等。这些已在大型天文望远镜的象质检测中得到成功的应用。

一、检测原理

哈特曼法是检测照相物镜,望远物镜几何象差的常用方法。其特点是借助一米字形排列的小孔光阑(哈特曼光阑),在待检系统物方形成采样光束,再由测量焦前,焦后两截面的光斑间距确定成像光束几何象差的。

哈特曼法可检测物镜的球差、位置色差、彗差、场曲和象散。

1. 球差的检测

哈特曼法检测球差的原理如图 5-15 所示。

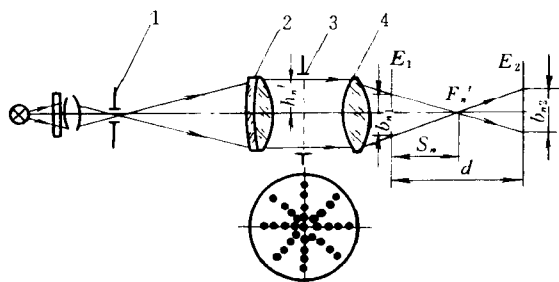


图 5-15 检测球差原理图

1—小孔光阑;2—平行光管物镜;3—哈特曼光阑;4—待检物镜

在平行光管物镜焦面上装有小孔光阑,光源通过滤光片、聚光镜照亮小孔。在平行光管物镜与待检物镜之间放置小孔呈米字型分布的哈特曼光阑,其上的中心孔应位于平行光管光轴上。由物镜射出的单色平行光被光阑分割成许多轴对称的细光束,射向待检物镜4。如待检物镜存在球差,则不同入射高度的细光束对,经待检物镜后,将交于不同轴向位置。测出焦前、焦后两截面 E_1 、 E_2 上所截得的相应光斑的中心距 b_{n1} 和 b_{n2} ,则不同入射高度的光线对,在象空间的交点 F_n 的位置坐标 S_n (以焦前截面 E_1 为测量基准面)为

$$S_n = \frac{b_{n1}}{b_{n1} + b_{n2}} d \quad (5-29)$$

式中 d — E_1 和 E_2 截面间距。

若以 S_n 为横坐标, 以光线的入射高 h_n 为纵坐标作一曲线, 并延长与横轴相交于 F'_0 (近轴焦点), 平移纵坐标到 F'_0 位置, 相应横坐标改为 LA' , 即可得到球差曲线, 如图 5-16 所示。

为便于测量和保存原始资料, 通常采用照相记录方法, 用照相干板分别在 E_1 和 E_2 截面拍摄米字形光斑照片, 再以测量显微镜或自动坐标测量仪测出底片上的 b_{n1} 和 b_{n2} 值。

2. 位置色差的检测

仍以 E_1 面为测量基准面, 按照待检物镜的消色差谱线, 用检测球差的方法, 分别作出两谱线对应的球差曲线。对目视望远镜一般测 C 和 F 谱线的球差曲线, 它们与横坐标轴的交点间的距离即为位置色差 Δl_{FC} 。两曲线的其它点的横坐标间距为色差 $\Delta l'_{FC}$, 如图 5-17 所示。

在检测斜光束象差时, 为使待检物镜获得某一视场角 ω 的平行光入射, 待检物镜应绕其光轴的垂直轴转动, 使其光轴相对平行光管光轴转过 ω 角。此外, 待检物镜还需轴向调节, 直至使通过哈特曼光阑中心孔的光线与通过待检物镜入瞳的斜光束的中心光线(实际

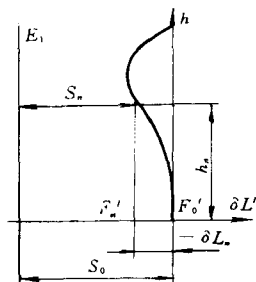


图 5-16 球差曲线

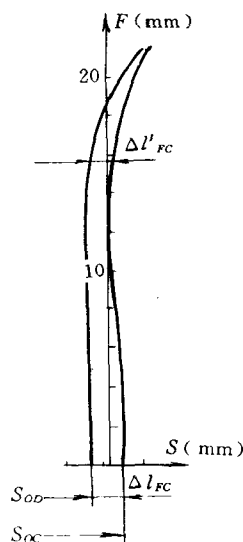


图 5-17 F、C 谱线的球差曲线

的主光线)重合。此时,看到 E_1 和 E_2 面上截得的左、右和上、下的光斑数均各自相等,即认为调整好,如图 5-18 所示。

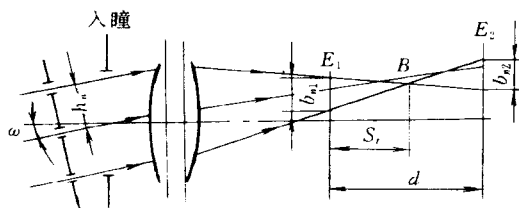


图 5-18 检测斜光束象差的原理图

3. 象散与轴外球差的检测

某一视场角 ω 的象散,是用与中心光线对称的子午光线对和弧矢光线对,经待检物镜后相应交点的轴向距离表示。见图 5-18,若离中心光线的高度为 h_n 的子午光线对经待检物镜后交于 B' 点,其坐标位置 S_r 为

$$S_r = \frac{b_{n1}}{b_{n1} + b_{n2}} d \quad (5-30)$$

同样,入射高度为 h_n 的弧矢光线对经待检物镜后的交点的坐标位置 S_s 为

$$S_s = \frac{b'_{n1}}{b_{n1} + b_{n2}} d \quad (5-31)$$

式中 b_{n1} 、 b_{n2} 和 b'_{n1} 、 b'_{n2} 分别为子午光线对和弧矢光线对,在 E_1 和 E_2 面上截得的光斑的中心距。

由式(5-30)和(5-31)可求出不同入射高度的光线对的交点位置坐标 S_r 和 S_s 值。再以 h_n 为纵坐标,以对应的 S_r 和 S_s 为横座标,即可作出轴外子午球差和轴外弧矢球差曲线,如图 5-19 所示。

延长两曲线与横轴相交,就可得到细光束子午与弧矢焦点位置 S_{or} 和 S_{os} 值。两点间的距离即为该视场角 ω 下的细光束象散 $x'_{r,s}$ 值。

4. 场曲的检测

实际主光线周围的子午细光束的和弧矢细光束的焦点与理想象面间的轴向距离,就是某一视场角 ω 下的细光束的子午场曲和弧矢场曲。

按照前面介绍过的检测某视场角 ω 下的 S_{at} 和 S_{mt} 的方法,测出各视场角下的 S_{at} 和 S_{mt} 值后,即以 ω 为纵坐标,以对应的 S_{at} 和 S_{mt} 为横坐标,作出待测物镜的细光束子午场曲和弧矢场曲曲线,如图 5-20 所示。

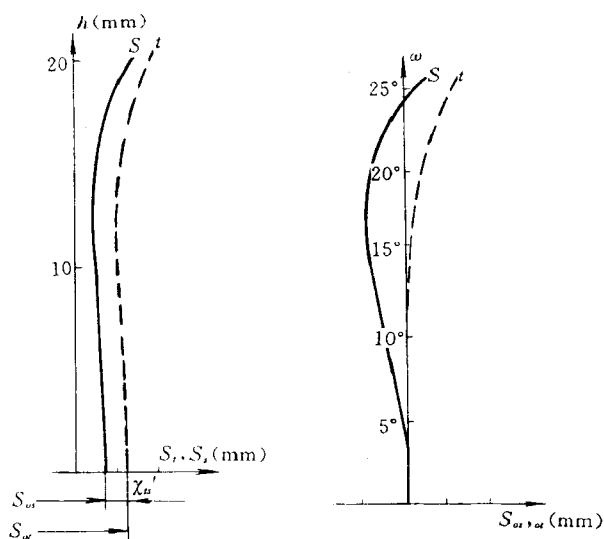


图 5-19 轴外子午和弧矢球差曲线 图 5-20 细光束场曲曲线

这里需指出的是:在测不同视场角的斜光束球差曲线过程中,每次调节待检物镜轴向位置时,截面 E_1 和 E_2 应与待检物镜同步移动,以确保测量基准面(E_1)的统一。

5. 彗差的检测

斜光束的子午光线对和弧矢光线对,经待检物镜后的交点到实际主光线的垂轴距离,分别称为子午彗差和弧矢彗差。

在图 5-21 中, B' 为子午光线对的交点, 线段 $A'B'$ 即表示视场角为 ω , 入射高度为 h 时的子午彗差 K_T' 值。由图看出, 只要分别在 E_1 和 E_2 截面上, 测出入射高度为 h_s 的子午光线对 (或弧矢光线对) 与中心光线的对应光斑的中心距 a_1 和 a_2 (或 a'_1 和 a'_2), 即可求得子午彗差或弧矢彗差

$$K_T' = -\overline{A'B'} = a_1 - \frac{S_1(a_1 + a_2)}{d} \quad (5-32)$$

$$K_s' = a'_1 - \frac{S_2(a'_1 + a'_2)}{d} \quad (5-33)$$

式中的 S_1 和 S_2 可分别由式 (5-30) 和 (5-31) 求得。

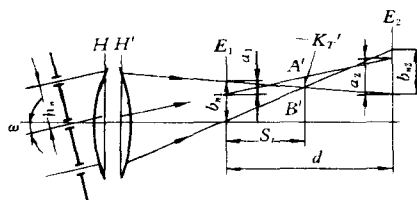


图 5-21 检测彗差原理图

以 h 为纵坐标, 以 K_T' 或 K_s' 为横坐标, 即可作出不同视场角 ω 下的子午彗差曲线或弧矢彗差曲线。

由于哈特曼法无法确定理想象高, 也无法确定实际主光线在理想象平面上的投射高度, 故不能检测畸变和倍率色差。

二、检测装置及调整要点

哈特曼法检测物镜象差的工作, 可在物镜检验仪上或大型光具座 (如国产 GZJ-2 型) 上进行, 也可在备有必要附件的普通光具座上完成。检测装置的基本组件应包括: 平行光管、物镜夹持器和照相测量装置。

平行光管可给出单色平行光, 并可在其物镜端装哈特曼光阑; 物镜夹持器用于装卡待检物镜, 并借助其上的双偏心环使待检物

镜的光轴沿两互相垂直方向微调,还可使得检物镜沿轴向移动。物镜夹持器组件置于转动臂的回转中心上方,以满足检测时调整的需要;照相测量装置用于确定 E_1 、 E_2 截面位置,并通过测量显微镜测得两截面上的光斑间距,也可放干板拍摄 E_1 、 E_2 处的米字形光斑。转动臂带着待检物镜和照相测量装置可相对平行光管光轴倾斜 ω 角,以获得检测所需的斜平行光。

检测过程中的调整要点:

(1) 将小孔光阑校正到平行光管物镜焦面上;转动臂转到轴向位置。

(2) 根据待检物镜的焦距和相对孔径选择合适小孔的哈特曼光阑。以使截面处拦得的光斑清晰、足够小且有一定数量。由经验,光阑孔直径的选取一般应为待检物镜焦距的 $1/100 \sim 1/400$ 。当待检系统的相对孔径较小时宜取下限,以保证有足够多的测量点;反之,宜取上限,以得到边界尽可能清晰的光斑,并减少检测工作量。

(3) 调待检物镜光轴与平行光管光轴重合。微调夹持器中的双偏心环,并使待检物镜绕水平轴旋转,若观测显微镜中看到的小孔光阑象不再划圆圈(不动),则表明两光轴已调重合。

(4) 确定两截面的轴向位置,以其拦截的光斑小而清晰为好。依据经验,焦前和焦后截面离开焦平面的距离,应分别选待检物镜焦距的 $1/7$ 和 $1/5$ 左右较为合适。

(5) 在检测斜光束象差时,应使待检物镜相对基准面的轴向位置始终保持不变。

三、检测误差分析及改进措施

检测装置按要求仔细调整后,哈特曼法检测几何象差的误差主要取决于各光斑中心距 b_{n1} 、 b_{n2} 和两截面间距 d 的测量标准偏差。由式(5-29)对 b_{n1} 、 b_{n2} 和 d 求偏微分,并根据误差传递公式可得

$$\sigma_{\sigma_n} = \frac{d}{b_{n1} + b_{n2}} \sqrt{\left(\frac{b_{n1}}{d}\right)^2 \sigma_d^2 + \left(\frac{b_{n2}}{b_{n1} + b_{n2}}\right)^2 \sigma_{b_{n1}}^2 + \left(\frac{b_{n1}}{b_{n1} + b_{n2}}\right)^2 \sigma_{b_{n2}}^2} \quad (5-34)$$

式中 $\sigma_d, \sigma_{b_{n1}}, \sigma_{b_{n2}}$ 分别为 d, b_{n1}, b_{n2} 的测量标准偏差。

当 D/f 较小时, $b_{n1}/d \ll 1/2$, 而通常 E_1, E_2 截面基本上与焦面对称, 于是

$$\frac{b_{n1}}{b_{n1} + b_{n2}} \approx \frac{b_{n2}}{b_{n1} + b_{n2}} \approx 1/2, \sigma_{b_{n1}} = \sigma_{b_{n2}} = \sigma_b$$

又 $\frac{d}{b_{n1} + b_{n2}} = \frac{f'}{2h_n}$, 故式(5-34)可改写为

$$\sigma_n \approx 0.71 \frac{f'}{2h_n} \sigma_b$$

考虑到连球差曲线时, 一点的位置要受相邻两点的制约, 故对每一象差曲线而言, 式中的 σ_b 如以算术平均值的标准偏差 σ_b 代替更合理些。当 D/f 较大 ($> 1/2$), 且 h_n 也较大时, 式(5-34)中 σ_d 项不能略去, 相应的标准偏差计算公式应为

$$\sigma_n = \frac{f'}{2h_n} \sqrt{\left(\frac{b_{n1}}{d}\right)^2 \sigma_d^2 + \frac{1}{2} \sigma_b^2} \quad (5-36)$$

由上式看出 σ_n 与 $\frac{1}{h_n}$ 成正比, 表明象差边缘区域精度要高于近轴区的精度, 因此连曲线时, 应更多照顾 h_n 较大的各点。

轴外球差、彗差的检测误差, 可按式(5-36)估算。轴外细光束的场曲曲线, 是利用相应轴外球差曲线的近轴交点求得的。而近轴交点恰是曲线上精度最低点, 故细光束象散与场曲曲线的检测误差要明显低于球差曲线的检测误差。

哈特曼检测法存在的主要问题是检测误差与效率问题。已有许多测试工作者对此提出各种改进办法。

首先是对哈特曼光阑进行改进。原始的米字形哈特曼光阑的主要缺点是: 对波面各环区的采样面积比差异大, 尤其是边缘带区采样面积比过小, 易出现大误差的漏检情况。为此, 可改用矩形阵列小孔光阑板。它可实现对入瞳面的均匀采样, 并在一定程度上消除了圆对称问题, 其采样面积可达整个入瞳面积的 $1/20$ 左右。由于采样频率高, 可避免随机气流对检测结果的影响。故能获得更可

靠的象差检测结果。为进一步提高采样密度,近年来又提出一种“夏克-哈特曼”检测法。其所用的夏克板是一块有机玻璃板,它的一面沿 x 方向为一条条的半圆柱状栅格,另一面沿 y 方向有同样的半圆柱状栅格,栅格宽度约为 1mm,这样,该板相当于布满了一毫米见方的透镜,每个小透镜的焦距均 200mm,显然,这样的小透镜可认为是理想的。因待检系统象差而引起的夏克板的焦面上列阵光斑的错位量,可用 CCD 列阵测出,如将此偏差归算到焦面上,即可求得焦面上的点列图,测得数据也可处理成评价待检系统象质的其它指标。

由于采用固体成像传感器(如 1024 个光电二极管列阵),或 CCD 列阵,可以高速准确地将各衍射光斑的光强分布转换成电讯号,并经电路放大,输入计算机处理。目前检测横向象差的测量标准偏差可达零点几微米,光束交点位置的检测标准偏差高达几微米。

二维矩形列阵小孔光阑板($\phi 2.54\text{cm} \times 440$),已成功地用于美国基特峰国家天文台 4 米天文望远镜主双曲面反射镜的检验上。

5.3.2 摄影物镜畸变检测

一、检测概述

对于物位于无限远的摄影物镜其畸变如图 5-22 所示。视场角为 ω ,无限远物 A 经摄影物镜在焦面处成的象为 A' ,对应象高为 y' ,若近轴焦距为 f'_0 ,理想象为 A'_0 ,相应理想象高 $y'_0 = f'_0 \text{tg} \omega$,则畸变 V_ω 可表示为

$$V_\omega = \frac{y'}{y'_0} - \frac{f'_0}{f'_\omega} \text{tg} \omega \quad (5-37)$$

若视场角为 ω 下的摄影物镜的实际焦距 f'_ω 定义为

$$f'_\omega = \frac{y'}{\text{tg} \omega} \quad (5-38)$$

代入式(5-37)得

$$V_a = (f'_\omega - f'_0) \operatorname{tg} \omega \quad (5-39)$$

上式表明,对物位于无限远的摄影物镜,畸变可以看成是各视场角下实际焦距 f'_ω 相对近轴焦距的不同。

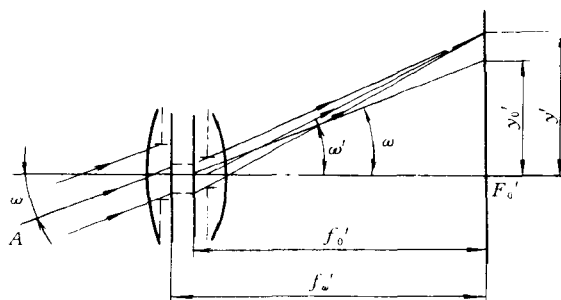


图 5-22 摄影物镜的畸变

一般摄影物镜或放映物镜,其相对畸变只要不大于 0.5%,即可满足要求;照相制版物镜或投影检查物镜,要求相对畸变不大于 0.1%;用于航测、星体测量及遥感技术的摄影测量物镜,则对畸变提出严格要求,其相对畸变往往小于 0.01%,甚至对整个视场范围内的绝对畸变 V_a ,要求不超过几微米。此时除了考虑上述的轴对称畸变外,还应考虑因物镜横向象差或光学组元偏心以及平板的光楔效应等产生的切向畸变(不对称于光轴且可使通过画面中心的直线发生弯曲变形的畸变),并仔细地进行畸变的检测,以对摄影测量结果进行修正。

由式(5-37)可以看出,畸变的检测可通过在给定视场角情况下测量象高来得到,也可在给定象高下,通过测量物方视场角来求得,后者实质上是测角问题。

畸变的检测方法应依据检测精度要求及摄影物镜的用途来选定。

二、节点滑轨法检测畸变

节点滑轨法检测畸变的原理如图 5-23 所示。将待检物镜仔细地装到夹持器上,并将待检物镜光轴,平行光管光轴以及测量显微镜

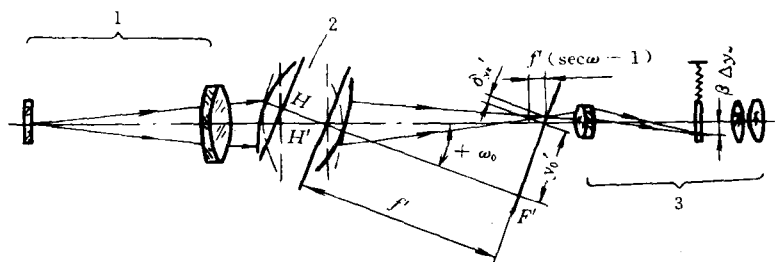


图 5-23 节点滑轨法测畸变原理图

1—平行光管;2—待检物镜;3—测量显微镜

镜光轴调成共轴。使待检物镜沿夹持器的滑轨微微轴向移动,并绕夹持器的垂轴左右小量摆动(约 $\pm 5^\circ$)。当显微镜里看不到平行光管的十字线象的中心有横向位移时,则表明待检物镜的后节点已位于滑轨的垂直转轴上了。然后将待检物镜绕通过其后节点 N' 的转轴准确地转过 ω 角,同时将已调焦到待检物镜后焦面上的显微镜沿自身光轴方向后移 $f'(\sec\omega - 1)$ 距离(f' 为待检物镜焦距)。为准确起见,该距离可用大量程百分表测得。此时,在显微镜中可发现平行光管的分划象中心相对 $\omega = 0^\circ$ 时的分划象中心有一横向位移,测出此位移量 $\Delta y'_\omega$;再将待检物镜反向转过 $-\omega$ 角,显微镜后移量还是 $f'(\sec\omega - 1)$,测出相应的横向位移量 $\Delta y'_{-\omega}$ 。则该视场角 ω 下的待检物镜的畸变为

$$\delta y' = \frac{1}{2}(\Delta y'_\omega + \Delta y'_{-\omega})\sec\omega \quad (5-40)$$

该种畸变检测方法比较简单,检测精度可达 $\pm 4\mu\text{m} \sim \pm 2\mu\text{m}$ 。能满足一般摄影物镜的畸变检测精度要求,故应用较广泛。

如将图 5-23 的检测畸变的光路反过来用,理想焦点处放目标

物,测量望远镜检测与畸变对应的偏角 ϵ ,即构成了反向节点滑轨法检测畸变的光路,如图 5-24 所示。在待检物镜的焦平面上放一被照亮的星点孔(或是个十字线目标) A' ,且它可沿轴向移动。

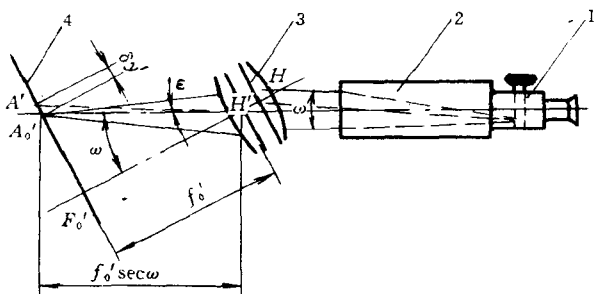


图 5-24 反向节点滑轨法测畸变

1—测微目镜;2—测量望远镜;3—待检物镜;4—理想焦平面

检测时,先调待检物镜的光轴,使与测量望远镜的光轴重合,并将星孔 A' 调到待检物镜焦点 F'_0 处。此时测量望远镜系统中看到 A' 的象,应与望远镜自身分划中心对准。星孔 A' 与待检物镜间以丁字型自动平象场机构相连接,当待检物镜绕后节点 H' 转一视场角 ω 时, A' 将沿原轴向后移 $f'_0(\sec\omega - 1)$ 距离,使 A' 始终位于焦面上。

如待检物镜不存在畸变,则其无论转多大视场角, A'_0 的象将始终与测量望远镜的分划中心对准。若待检物镜存在畸变,则由待检物镜射出的平行光将与望远镜光轴成一夹角 ϵ ,可看到 A'_0 的象将偏离分划中心,如图中所示。利用测微目镜可准确地测出偏角 ϵ ,该偏角即反映了视场角 ω 下的畸变 V_a 值。

结合图 5-24 由光线的可逆传播定律,很容易得出 $A'A'_0$ 就是待检物镜的畸变量 V_a ,并有

$$V_a = (\epsilon f'_0 \sec\omega) \sec\omega = \epsilon f'_0 \sec^2\omega \quad (5-41)$$

式中 f'_0 ——待检测物镜的焦距; ϵ ——测量望远镜测得的光束偏角。

实际检测时,在图 5-24 位置测出光束偏角 ϵ 后,再将待检物镜按相反方向转至相等的视场角,同样的可测得另一光束偏角 ϵ_- 。则待检物镜在视场角 ω 下的畸变为

$$V_u = \left(\frac{\epsilon + \epsilon_-}{2} \right) f'_u \sec^2 \omega \quad (5-42)$$

其中 ϵ 和 ϵ_- 分别为测得的光束偏角的绝对值。对于图 5-24 所示的情况,畸变为负值;反之,则为正值。

节点滑轨法适合于对摄影镜头畸变的检测。为提高检测效率,美国 NBS(国家标准局)在所研制的节点滑轨法的检测装置中,均加进了莫阿条纹数字测长装置。

三、精密测角法检测畸变

1. 检测原理

精密测角法检测畸变的原理如图 5-25 所示。在待检物镜的象面(相机的底片框)上,贴有一块分划间隔误差为微米量级的经过精密标定的网格板或米字形分划板,如图 5-26(a)、(b)所示。

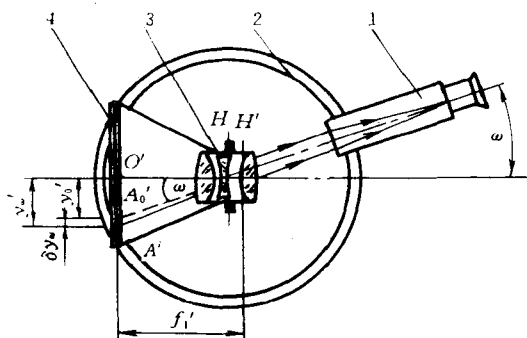


图 5-25 精密测角法检测畸变的原理图

1—望远镜;2—度盘;3—待检物镜;4—网格板

通常把自物镜后节点 H' 向底片框平面引垂线的垂足 O' 称为相机的主点,相机的底片框四周刻有框标,作为对准标记。安装时

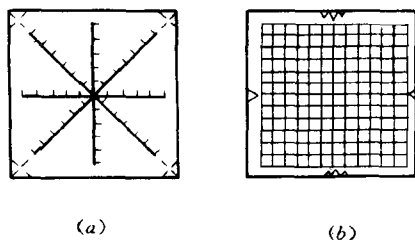


图 5-26 网格板

网络板表面应与待检物镜光轴垂直,网格板四周的标记应与框标重合,即保证网格板中心与相机的主点重合。将待检整机架设在测角仪工作台上,并调节待检物镜的入瞳中心与测角仪的旋转主轴的轴线相重合。此时通过望远镜可以看到网格板上的刻线象。

在网格板上距中心为 y'_0 的一点 A' 发出的光,经待检物镜后,以与光轴成 ω 角的平行光射出。若望远镜从初始位置(对准网格板中心象的位置)转动 ω 角才对准该平行光束,则观察到 A' 点的象与望远镜分划线对准。望远镜的转角 ω 可从度盘上准确地测得。

若待检物镜无畸变,则望远镜对准的平行光应是网格板上 A'_0 点发出的光,并有 $y'_0 = f'_j \tan \omega$ 。由于待检物镜存在畸变,则该平行光实际对应的是 A' 发出的光。 y'_0 可直接由网格板得到。于是待检物镜在所测视场角 ω 处的畸变为

$$V_\omega = y'_\omega - y'_0 = y'_\omega - f'_j \tan \omega \quad (5-43)$$

式中 f'_j ——待检物镜后主点到底片框平面(最佳象面)的距离,即镜箱焦距(或称主距); y'_ω ——网格板上观测点 A' 的坐标位置; ω — A' 经待检物镜发出的平行光与光轴夹角的实测值。

利用望远镜分别对准网格板上一系列的已知点,可由度盘上测得一系列 ω 值,将各 ω 值代入上式算出不同视场角的畸变值。镜箱焦距 f'_j 可根据测得的一系列 ω 值与对应 y'_ω 值,由下述的有关公式求得。

2. 镜箱焦距的确定方法

为确定镜箱焦距,首先应找到最佳象面。所谓最佳象面系指照相分辨率较高,同时畸变在整个视场内分布最有利的成象平面。目前,普遍以 MTF 达最大值来确定最佳象面。该平面不与近轴焦平面一致,相应的 f'_j 与近轴焦距 f' 亦不同,最佳象面应调到与相机的底片框平面重合。常见的确定镜箱焦距的方法有如下两种。

以所测各视场角下的畸变量 V_a 总和为零,来确定镜箱焦距 f'_j ,即

$$\sum V_a = \sum (y'_w - f'_j \operatorname{tg} \omega) = 0$$

由此可得

$$f'_j = \frac{\sum y'_w}{\sum \operatorname{tg} \omega} \quad (5-41)$$

或以各视场角下的畸变量 V_a 的平方和为最小值,来确定镜箱焦距 f'_j 。由于

$$\begin{aligned} \sum (V_a)^2 &= \sum (y'_w - f'_j \operatorname{tg} \omega)^2 \\ &= \sum (y'^2_w - 2y'_w f'_j \operatorname{tg} \omega + f'^2_j \operatorname{tg}^2 \omega) \end{aligned}$$

将此式对 f'_j 求导并令其等于零

$$-\frac{\partial \sum (V_a)^2}{\partial f'_j} = \sum (-2y'_w \operatorname{tg} \omega) + \sum (2f'_j \operatorname{tg}^2 \omega) = 0$$

由此求得镜箱焦距为

$$f'_j = \frac{\sum (y'_w \operatorname{tg} \omega)}{\sum \operatorname{tg}^2 \omega} \quad (5-45)$$

由于式(5-45)是基于最小二乘法原理求得的,故后一种确定镜箱焦距的方法对误差更为敏感,也是目前国际上采用的方法。

3. 网格板中心与相机主点的重合误差 Δ

在图 5-27 中,由于相机存在加工和装配上的误差,网格板中心 O 与相机主点 O' 不会刚好重合,即存在重合误差 Δ 。则由对称两刻线 A 、 B 位置测得的角度 ω_A 与 ω_B 将不等。显然,这会畸变

检测引入较大误差。为此,应设法由检测数据求得 Δ 值,并在计算畸变时予以修正。由图 5-27 可以得出

$$y'_w + \Delta = f'_j \operatorname{tg}(\omega_A + \theta)$$

$$y'_w - \Delta = f'_j \operatorname{tg}(\omega_B - \theta)$$

其中 $\operatorname{tg}\theta = \Delta/f'_j$, 若略去上式中的 $\operatorname{tg}^2\theta$ 项, 则有

$$\frac{y'_w}{f'_j} + \frac{y'_w}{f'_j} \operatorname{tg}\omega_A \operatorname{tg}\theta = \operatorname{tg}\omega_A$$

$$\frac{y'_w}{f'_j} - \frac{y'_w}{f'_j} \operatorname{tg}\omega_B \operatorname{tg}\theta = \operatorname{tg}\omega_B$$

整理得

$$\operatorname{tg}\theta = \operatorname{ctg}\omega_A - \frac{f'_j}{y'_w}$$

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{f'_j}{y'_w} - \operatorname{ctg}\omega_B$$

两式相加, 可得误差角 θ 的表达式

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{1}{2} (\operatorname{ctg}\omega_A - \operatorname{ctg}\omega_B) \quad (5-46)$$

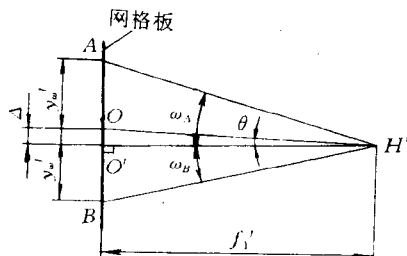


图 5-27 重合误差 Δ 的计算

实际检测时,是在网格板一系列对称位置上,测得一组角度 ω_A 与 ω_B ,由式(5-46)算得一组 $\operatorname{tg}\theta$ 值。最后取其算术平均值 $\operatorname{tg}\bar{\theta}$ 作为重合误差角的结果;即

$$\operatorname{tg}\bar{\theta} = \sum \operatorname{tg}\theta / n \quad (5-47)$$

式中 n 检测时所取对称位置的刻线对数目。相应的重合误差 Δ 为

$$\Delta = f' \cdot \text{tg} \bar{\theta} = \frac{1}{2} f' [\sum (\text{ctg} \omega_A - \text{ctg} \omega_B)] / n \quad (5-48)$$

算得 Δ 和 $\bar{\theta}$ 后, 就可在计算 A, B 点的畸变时进行修正。畸变计算公式为

$$\begin{aligned} V_{xA} &= (y'_w + \Delta) - f' \cdot \text{tg}(\omega_A + \bar{\theta}) \\ V_{xB} &= (y'_w - \Delta) - f' \cdot \text{tg}(\omega_B - \bar{\theta}) \end{aligned} \quad (5-49)$$

上面讨论的仅是沿网格板 y 方向测量时的重合误差 Δ_y , 同样的方法也可得到 x 方向的重合误差 Δ_x 。当分别测得重复误差 Δ_x 和 Δ_y 后, 则实际相机主点位置也就确定了, 并且有 $\Delta = \sqrt{\Delta_x^2 + \Delta_y^2}$, 参看图 5-28。 Δ_x 、 Δ_y 及 $\bar{\theta}$ 的符号由相机主点偏离方向确定。

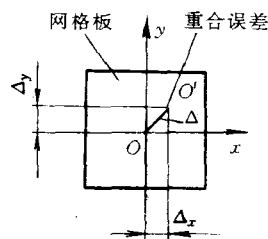


图 5-28 重合误差

如将图 5-25 的光路逆用, 在待检相机的物方由列阵平行光管给出准确的各视场角 ω , 用判图仪或其它精密测长装置测得底片上相应的象高 y'_w , 则仍可用式 (5-43) 求得某视场角的畸变值。

精密测角法检测畸变的主要误差源有: 测角标准偏差; 温度变化导致网格板膨胀而引入的角度标准偏差; 测长标准偏差。

此外, 因相机野外作业的温度偏离标准温度 20°C 而引起镜箱焦距的变化, 以及底板乳剂漂移等也影响畸变检测精度。

对于畸变检测精度要求微米量级时, 测角仪器的精度应在 $1''$ 左右。故这种方法通常用高精度的经纬仪或精密测角仪来进行检测。镜箱焦距随温度的变化可用“星校”方法重新标定, 以使畸变重新在视场中得到最合理的分布。底板乳剂漂移, 可通过在象面处放标准坐标网格, 摄影时将网格曝光到底片上, 并测目标象相对网格十字交点的坐标值, 剔除其影响。

5.3.3 刀口阴影法检测几何象差

刀口阴影法可灵敏地判别会聚球面波前的完善程度。物镜存在的几何象差使得不同区域的光线成到象空间不同位置上。刀口在象面附近切割成象光束,即可看到具有特定形状的阴影图;另一方面,物镜的几何象差对应着出瞳处的一定波象差,并由此求得刀口图方程及其相应的阴影图。反之,由阴影图也可检测典型几何象差。刀口阴影法虽检测精度较低,但因所需设备简单,检测方便、直观,故仍有其实用价值。本节由波象差的一般表达式,导出定量检测几何象差的特征公式,并给出以刀口图与阴影图来判别典型几何象差的方法。

一、检测原理

刀口阴影法检测几何象差的原理如图 5-29(a) 所示。图中 $x-y$ 面表示待检物镜的出瞳平面,相应的波象差函数为 $W(x, y)$ 。 x_1-y_1 面为 $W(x, y)$ 的近轴象面, O_1 点为主光线与象面的交点, R 为物镜出瞳面至近轴象面的距离。按出瞳处波象差 $W(x, y)$ 与近轴象面处横向几何象差间关系有

$$\begin{cases} \frac{\partial W(x, y)}{\partial x} = \frac{-x_1}{R - W(x, y)} \approx -\frac{x_1}{R} \\ \frac{\partial W(x, y)}{\partial y} = \frac{-y_1}{R - W(x, y)} \approx -\frac{y_1}{R} \end{cases} \quad (5-50)$$

式中 x_1, y_1 分别为横向几何象差在 x_1-y_1 坐标上的分量。

则近轴象面上任一点 (x_1, y_1) 可近似表示为 $\left(-R \frac{\partial W}{\partial x}, -R \frac{\partial W}{\partial y}\right)$ 。若于近轴象面处放置刀口 N ,刀口至主光线象点 O_1 的距离为 r ,刀口与 y_1 轴夹角为 ϕ ,如图 5-29(b) 所示。则在 x_1-y_1 面上,刀口直线方程可写为

$$x_1 \cos \phi - y_1 \sin \phi = r \quad (5-51)$$

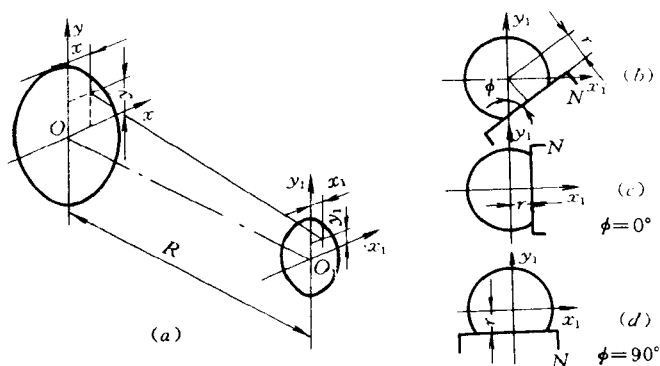


图 5-29 检测物镜几何象差简图

则近轴象面的刀口透射比函数可表示为

$$T\left(\frac{\partial W}{\partial x}, \frac{\partial W}{\partial y}\right) = \begin{cases} 1, & \text{当 } -\frac{\partial W}{\partial x} \cos \phi + \frac{\partial W}{\partial y} \sin \phi < \frac{r}{R} \\ 0, & \text{当 } -\frac{\partial W}{\partial x} \cos \phi + \frac{\partial W}{\partial y} \sin \phi > \frac{r}{R} \end{cases} \quad (5-52)$$

当选择近轴象面的 y_1 轴作为规定刀口位置的基准时 ($\phi=0^\circ$), 见图 5-29(c), 则式(5-52)可简化为

$$T\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right) = \begin{cases} 1, & \text{当 } -\frac{\partial W}{\partial x} < \frac{r}{R} \\ 0, & \text{当 } -\frac{\partial W}{\partial x} > \frac{r}{R} \end{cases} \quad (5-53)$$

当刀口透射比函数介于 1 与 0 间的临界状态(半明半暗)时, 相应的条件为

$$-\frac{\partial W}{\partial x} \cos \phi + \frac{\partial W}{\partial y} \sin \phi = \frac{r}{R} \quad (5-54)$$

该式即阴影图中处于半明半暗状态的刃口图的轨迹方程, 即刃口方程。对于 $\phi=0^\circ$ 和 $\phi=90^\circ$ 时, 刃口方程分别为

$$-\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{r}{R}, \quad \frac{\partial W}{\partial y} = \frac{r}{R} \quad (5-55)$$

以式(5-54)即可分别讨论几种几何象差的刃口图及相应的阴影图特征。

二、检测离焦

检测物镜的离焦和球差,通常有两种光路安排,如图 5-30 所示。其中图 5-30(a)为非自准检测光路,由象质优良的平行光管发出的单色平行光,经待检物镜 L 后成为会聚光,用刀口 N 在其焦点附近切割光束。为避免平行光管物镜的象质对检测结果的影响,可在物镜前约 30 倍焦距处放点光源直接进行检测;图 5-30(b)为自准直检测光路,借助一块面质量优良的平面反射镜 M ,使由刀口仪光源发出的光,经待检物镜与 M 后自准到刀口处。

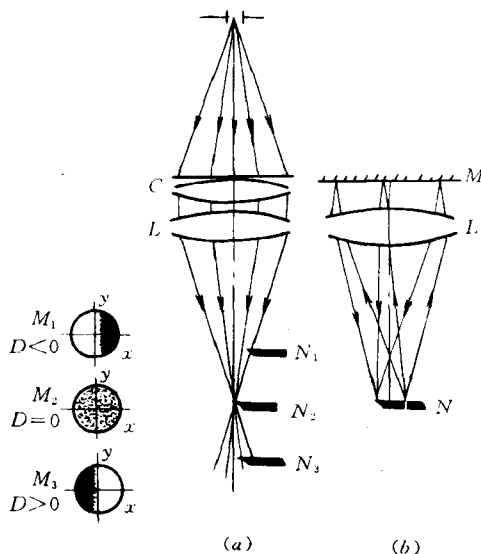


图 5-30 物镜的离焦阴影图

若待检物镜是理想的,当刀口处于离焦位置时,其相应的波象差表达式为

$$W(x, y) = D(x^2 + y^2) \quad (5-56)$$

取刀口平行 y_1 轴 ($\phi=0^\circ$), 则由式 (5-54) 可得刀口方程

$$x = -\frac{r}{2DR} \quad (5-57)$$

刀口位于焦点之内, 离焦系数 $D < 0$, 如图 5-30(a) 中 M_1 情况。阴影区 ($T=0$) 对应的条件是 $-\partial W / \partial x > r/R$, 即 $-2Dx > r/R$ 。可见, 阴影区应位于刀口线的右侧, 并随着刀口从右向左切割而逐渐扩展。亮区 ($T=1$) 的相应条件为 $-\partial W / \partial x < r/R$, 故亮区位于刀口线的左侧。阴影图的变化规律是右暗左明, 且阴影与刀口同向移动。若刀口位于焦点之外, $D > 0$, 则看到与 M_1 变化规律正好相反的阴影图, 如图中 M_3 情况。

上述分析表明, 待检物镜单纯离焦的阴影图变化规律, 与理想球面波阴影图的变化规律是一致的。

当离焦系数 $D=0, r=0$ 时, 即刀口刚好切到焦点处, 由于实际的象点并非几何象点, 而是一个衍射斑, 故看到光瞳处不是瞬间变暗, 而是很快地同时均匀变暗。这是离焦阴影图的显著特征。

三、检测球差

当待检物镜同时存在初级球差、二级球差及离焦时, 相应的波象差表达式为

$$W(x, y) = D(x^2 + y^2) + A_1(x^2 + y^2)^2 + A_2(x^2 + y^2)^3 \quad (5-58)$$

式中 A_1, A_2 分别为初级、二级球差系数。

若检测球差时, 刀口仍沿 x_1 方向切割, 则由式 (5-54) 可求得刀口图方程为

$$\begin{aligned} -\frac{\partial W(x, y)}{\partial x} &= -[2Dx + 2A_1(x^2 + y^2) \cdot 2x \\ &\quad + 3A_2(x^2 + y^2)^2 \cdot 2x] \\ &= -\frac{r}{R} \end{aligned}$$

$$\text{即} \quad 6A_2(x^2 + y^2)^2x + 4A_1(x^2 + y^2)x + 2Dx + \frac{r}{R} = 0 \quad (5-59)$$

上式表明,刃口图是 y^2 的函数,即刃口图相对 x 轴是对称的。
刃口图沿 x 轴的位置坐标为

$$6A_2x^3 + 4A_1x^2 + 2Dx + \frac{r}{R} = 0 \quad (5-60)$$

下面结合式(5-59)与(5-60)具体分析几种情况。

1. 初级球差的阴影图

当待检物镜存在初级球差,且刀口离焦时,式(5-59)和式(5-60)分别变为

$$4A_1(x^2 + y^2)x + 2Dx + \frac{r}{R} = 0 \quad (5-61)$$

$$x^3 + \frac{Dx}{2A_1} + \frac{r}{4A_1R} = 0 \quad (5-62)$$

当刀口切至光轴,即 $r=0$ 时,由式(5-61)可求得刃口图的解为

$$x=0, x^2 + y^2 = -\frac{D}{2A_1} \quad (5-63)$$

$x=0$ 表明是一条过光轴且沿 y 轴方向的刃口线;

而 $x^2 + y^2 = -D/2A_1$ 表明是以光轴为圆心,以 $(-D/2A_1)^{1/2}$ 为半径的刃口环,且随着离焦量增大变大。此刃口环只有在 D 与 A_1 符号相反的情况下才会出现。

由式(5-62)可求得刃口图沿 x 轴的位置解

$$x_1 = 0, \quad x_{2,3} = \pm \sqrt{\frac{-D}{2A_1}} \quad (5-64)$$

图 5-31 给出了透镜存在负球差,刀口切至光轴的三个特定位置时,所得到的阴影图。当刀口切至近轴焦点($D=0$)时,由式(5-63)可知,此时的刃口图是由一条刃口线与光轴处的刃口斑组成。刃口图及相应阴影图如图 5-31 所示。

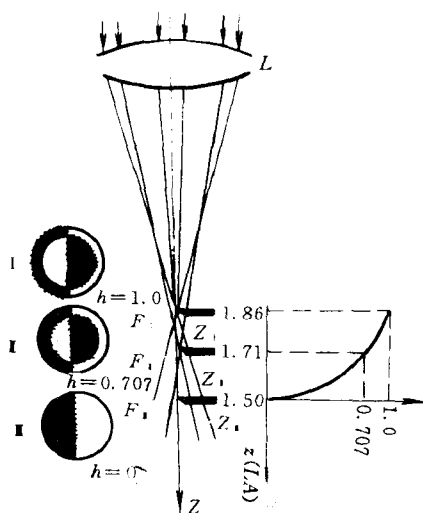


图 5-31 球差的阴影图

若刀口位于焦内 $D = -A_1$ 的点处, 并切至光轴时, 由式(5-63)可知, 此时的刃口图应由一刃口直线和位于 0.707 带的刃口环组成, 刃口图及其相应的阴影图如图 5-31 II 所示。

当刀口位于焦点内 $D = -2A_1$ 处, 并切至光轴时, 由式(5-63)可知, 此时的刃口图将由一刃口直线和光瞳边缘带的刃口环组成, 刃口图及阴影图如图 5-31 I 所示。实际检测时, 随着离焦的增大, 刃口图及阴影图是连续变化的。

上述分析的只是这一变化过程中几个典型图例。类似的方法, 可分析得检物镜存在初级正球差时的刃口图及阴影图。

2. 二级球差的阴影图

当待检物镜同时存在离焦、初级球差、二级球差、且边缘球差校正为零时, 刀口刚好切至光轴处的阴影图, 如图 5-32 所示。此时, 两球差系数间应满足 $A_1 = -\frac{3}{2}A_2$, 并将 A_1 值代入式(5-59)得刃口方程

$$[3A_2(x^2 + y^2)^2 - 3A_2(x^2 + y^2) + D]x = 0 \quad (5-65)$$

此方程解为

$$\begin{cases} x = 0 \\ x^2 + y^2 = \frac{3A_2 \pm \sqrt{9A_2^2 - 12A_2D}}{6A_2} \end{cases} \quad (5-66)$$

当刀口切到位置 3 时, 即离焦系数 $D = \frac{3}{4}A_2$ 时, 得刀口方程解 $x=0$ 及 $x^2 + y^2 = \frac{1}{2}$ 。显然, 刀口图是由一条刀口直线与 0.707 带刀口环组成。刀口图及相应阴影图如图 5-32(3) 所示。

当刀口位于高斯象面刚好切至光轴时, 由于 $LA'_M = 0$, 故刀口方程解为 $x=0$ 与 $x^2 + y^2 = 0$ 、 $x^2 + y^2 = 1$ 。表明刀口图是由一条刀口直线、刀口斑及边缘带刀口环组成。刀口图及相应阴影图如图 5-32(1) 所示。图 5-32(2) 是介于上述两阴影图中间的情形, 其特征是具有两个刀口环。当刀口由位置 2 逐渐向位置 3 移动时, 将看到阴影图里圈的刀口环向外扩展, 而外圈的刀口环向内收缩, 直至两刀口环重合, 得到图 5-32(3) 情况。

当刀口由位置 2 逐渐向位置 1 后移时, 阴影图将出现内圈刀口环向里收缩, 外圈刀口环向外扩张, 直至达到图 5-32(1) 的极限情况。

若待检物镜存在二级球差且边缘未校正为零, 则因 A_1 、 A_2 均为定值, 故只能通过改变离焦量补偿球差的办法, 使式 (5-59) 成立, 即

$$D = -[3A_2(x^2 + y^2)^2 + 2A_1(x^2 + y^2)]$$

可见只要测出此时的离焦量 $\frac{2}{nu'^2}D$, 该值即为待检物镜的球差, 即

$$\begin{aligned} LA' &= \frac{2}{nu'^2} \frac{\partial W}{\partial (x^2 + y^2)} \\ &= \frac{-2}{nu'^2} [3A_2(x^2 + y^2)^2 + 2A_1(x^2 + y^2)] \end{aligned} \quad (5-67)$$

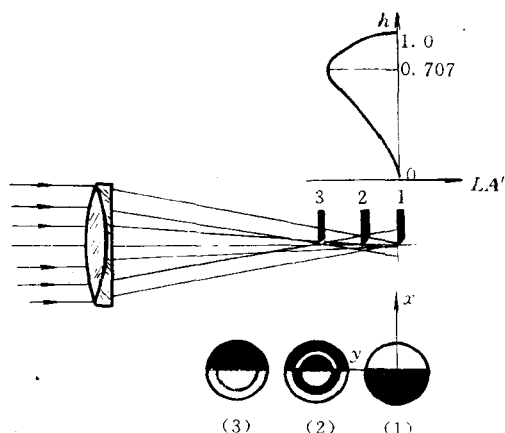


图 7-32 三级球差的阴影图

式中 u' ——待检物镜象方孔径角。

3. 检测初级球差

前面分析了待检物镜存在球差时的阴影图特征, 以及与刀口轴向位置关系。据此, 可由阴影图形状而得知刀口轴向位置。实际上不需求解象差系数 D 、 A_1 与 A_2 , 而只需由阴影图求得球差曲线。

若待检物镜只存在球差, 则刀口环应是与光瞳面同心的圆。测量前应调刀口位置, 使其刚好切在光轴上。若刀口轴向移动, 看到刀口环对称地扩大或缩小, 说明刀口轴向移动方向已与光轴一致。首先观察阴影图的变化, 判断球差是初级的, 还是高级的, 球差校正情况及其正负。由于球差表示各环带光线的交点轴向位置分布, 故将刀口依次切在各环带光线的交点处, 同时记下相应刀口的轴向位置读数, 以近轴焦点位置的读数为零, 即可得各环带光线的球差值, 各环带光线的规化入射高度, 以相应刀口环半径与阴影图最大半径之比表示, 可从阴影图中求出。也可借助出瞳处的刻尺测出, 或在待检物镜孔径光阑面依次放置几个不同直径 d 的环带光阑, 若孔径光阑直径为 D , 则 $h = d/D$ 。于是便可画出相应的球差曲

线。

对于边缘球差已校为零的情况,也可大致按上述做法检测。只是与刀口位置相对应的带区位置不易定准,故检测精度受到限制。

若采用自准直光路,由于检测时刀口与星孔光源(或狭缝光源)通常是一起轴向移动的,故与各环带光线对应的刀口轴向位置读数,与近轴焦点的位置读数之差就是球差,而不需要将两位置读数之差减半。

四、检测轴向色差

轴向色差是指不同波长的光线经过待检物镜后的焦点轴向位置之差。由于一般情况待检物镜同时存在球差,故应指明是哪个带区的轴向色差。检测轴向色差的方法与检测球差的方法相似。使用两不同的单色光(加相应滤色片),测出同一带区出现刀口环时刀口的位置之差,即为该带区两波长的轴向色差。如若检测各个带区的色差,可分别测得每种单色光的球差曲线,并画在同一坐标上,两曲线的横坐标之差即为相应各带区的轴向色差。滤色片半宽度应满足检测色差的需要,且应将滤色片放在刀口仪的平行光路中。

若待检物镜的球差校正得较好,则因各带区不易定准,故轴向色差的检测精度不会高。但此法可直观地看到球差、色差校正状况的完整过程,故还是经常用到的。

五、检测彗差

若待检物镜存在初级彗差和离焦误差,则相应的波象差函数可表示为

$$W(x, y) = By(x^2 + y^2) + D(x^2 + y^2) \quad (5-68)$$

式中 B ——彗差系数。

若刀口沿垂直于彗差的对称轴(y 轴)方向放置,刀口距 x' 轴为 r ,如图 5-33(a),则将上式代入式(5-55)可求得刀口方程

$$B(x^2 + 3y^2) + 2Dy = \frac{r}{R}$$

上式稍加整理得

$$x^2 + 3\left(y + \frac{D}{3B}\right)^2 = \frac{r}{RB} + \frac{1}{3}\left(\frac{D}{B}\right)^2 \quad (5-69)$$

该式是一个以 $(0, -D/3B)$ 为中心的偏心椭圆刃口方程。椭圆的长轴与 x 轴平行, 而短轴与 y 轴方向一致, 见图 5-33(b)。由于此时的刃口方程与离焦量有关, 故检测彗差的误差较大, 一般不采用。

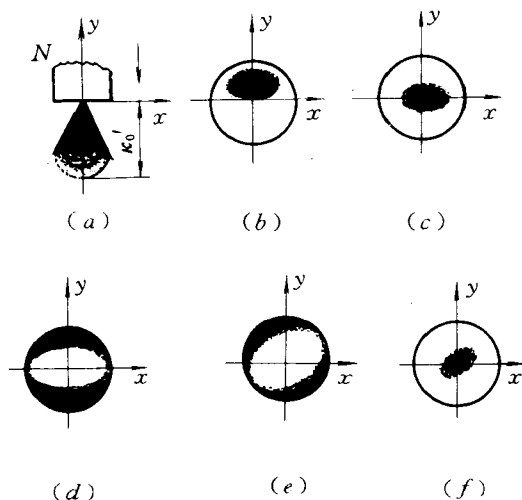


图 5-33 彗差阴影图

实际检测彗差时, 应将刀口调到近轴象面 ($D=0$) 内进行, 则公式(5-69)变为

$$x^2 + 3y^2 = \frac{r}{RB} \quad (5-70)$$

这是个标准椭圆方程, 其长轴在 x 轴方向。椭圆的长轴与短轴之比为 $1.73:1$, 见图 5-33(c)。椭圆形刃口环的大小与彗差系数 B 的大小、正负有关。还决定于刀口至 x 轴的间距 r 的数值, 即

刀口在近轴象面内沿垂轴方向切割的位置。

彗差通常可按其基本定义进行检测。彗差系指通过待检物镜光瞳面上的各环带光线,不会聚于一点而产生的垂轴方向的偏差。存在初级彗差时,光瞳面某一环带上各个径向的光线对的象方交点,仍形成一环状象,但与各环带光相对应环状象的大小和位置均不同。最后叠加成彗差象。当刀口 N 在近轴象面内沿彗差象轴线向着光轴方向切入时,若从彗差的头部切割,则先切掉的是光瞳中心部分光线所成的象。故先看到光瞳面中心处稍出现椭圆形阴影暗区。随着刀口的进一步切入,椭圆形阴影暗区逐渐扩大,直至光瞳面的上、下边缘的月牙状亮区全部变暗止。测出刀口 N 垂轴移动的距离 K'_0 值,则彗差值应为

$$K' = (K'_0 - d) \quad (5-71)$$

式中 d ——星孔光源直径。

同样地,若刀口 N 先从彗差的尾部切割,则看到光瞳边缘上下部位,先出现月牙状阴影暗区,见图 5-33(d)。随着刀口进一步切入,瞳面处阴影暗区逐渐扩大,其所包容的椭圆形亮区逐渐缩小,直至光瞳中心部位的最后一点亮区消失止,测出刀口垂轴移动距离 K'_0 ,由式(5-71)同样可求得彗差值。

若刀口切入方向与彗差象轴线倾斜,则阴影图也是倾斜的,如图 5-33(e)、(f)示。由图 5-33 还可看出一个规律,即椭圆形阴影图的长轴垂直于彗差象的对称轴。由此可方便地调整刀口,使其刀口与彗差象的对称轴垂直。

六、象散的检测

待检物镜如果存在象散,则出射光束的波面不再为球面波,波面在不同方向的截面内相应的曲率半径不一样。波面曲率半径最大、最小值是在子午面或弧矢面内。通常以子午焦线与弧矢焦线间的轴向距离表示某一视场角的象散值。

当待检物镜存在初级象散与离焦误差时,则相应的波象差可

表示为

$$W(x, y) = C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2) \quad (5-72)$$

式中 C —— 初级象散系数

象散没有径向对称性,故必须考虑在特定方向放置刀口。现分析刀口沿与 y 轴夹角为 ϕ 的方向切入时,所发生的各种情况,如图 5-34 所示。将式(5-72)分别对 x, y 求偏导数得

$$\frac{\partial W}{\partial x} = 2Cx + 2Dx, \quad \frac{\partial W}{\partial y} = 6Cy + 2Dy \quad (5-73)$$

将上式代入式(5-54),求得刀口图方程

$$-(C + D)x \cos \phi + (3C + D)y \sin \phi = r/2R \quad (5-74)$$

上式表明,有象散的刀口图是一条斜率为 $\tan \phi$ 的直线,即

$$\tan \phi = \frac{3C + D}{C + D} \tan \phi \quad (5-75)$$

为确保象散的检测精度,应使刀口对子午焦线与弧矢焦线的灵敏度均达到最佳。故刀口应与 y 轴成 45° 角放置,并规定由右上方方向左下方切入,则上式变为

$$\tan \phi = \frac{3C + D}{C + D} \quad (5-76)$$

由式可看出,当刀口轴向移动时,即 D 变化时,刀口线的斜率 $\tan \phi$ 也随之改变,在阴影图上出现刀口线的转动现象。下面讨论刀口位于轴向几个特定位置时的刀口线方位。

若刀口切于子午焦线 u 处,即式(5-72)中 y^2 项系数为零,则 $3C + D = 0$ 。由式(5-76)知 $\phi = 0^\circ$,即刀口线平行于 y 轴。由图 5-34(b)也可看出,由于刀口切割子午焦线是从右端开始的,而右端焦线恰是光瞳处平行于子午面的右半部分光线的交点。看到阴影图从右端出现暗影。刀口线与刀口夹角为 45° ;当刀口切于弧矢焦线 SS 时,此时 $D = -C$ 。对应 $\phi = 90^\circ$,故刀口线垂直于子午面与刀口夹角为 135° ,如图 5-34(d)示。刀口切割 SS 线是从上半部开始,而这相应于波面上平行弧矢面的下半部光线的交点,刀口线垂直于子午面向上移动;若刀口位于子午焦线与弧矢焦线之间的最小弥散圆

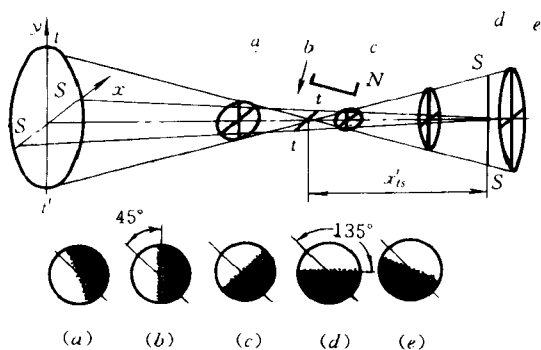


图 5-34 象散的阴影图

位置(平均焦点位置),即 $D = -2C$ 时,由式(5-76)得 $\phi = -45^\circ$,即刃口线与子午面夹角为 45° ,刃口线与刀口夹角为 90° ,如图 5-34 (c)所示。同理可推论出刃口位于 u 之前,刃口线与刀口夹角将小于 45° ,刀口位于 SS 线之后,刃口线与刀口夹角将大于 135° ,分别如图 5-34 (a)、(e)所示。

综上所述可知,当刀口与焦线成 45° 放置,并从右上向左下切割光束至主光线处,再将刀口从焦前向焦后移动(远离物镜方向移),如看到刀口直线呈顺时针转,则象散光束的子午焦线更靠近待检物镜,象散为负的,如图 5-34 情况;如看到刀口直线呈逆时针转,则表明弧矢焦线更靠近待检物镜,象散为正的。分别找到刀口切至 u 、 SS 线的阴影图,测得对应的刀口轴向移动距离 x'_{ts} ,即为象散值。

实际检测时,只有当待检物镜以象散为主时,才较明显地看到上述现象。若待检物镜同时存在象散与彗差等,为尽量减少彗差以及其它象差对检测象散的影响,可通过缩小待检物镜通光孔径的办法达到。此时测得的是细光束的象散值。

值得注意的是,当以光具座检测轴外象差如彗差、象散时,往往是借助待检物镜绕后节点转过某视场角 ω ,获得轴外光束的。如刀口仪的纵向移动仍按平行光管轴线方向或垂直方向,则测得值

并不是象散或彗差原定义方向的值,故应按视场角 ω 进行方向修正(参看实验十七相关部分)。

为检测不同视场角下的细光束的子午和弧矢场曲,其方法基本与检测象散相同。只是检测时需有专门的平象场机构,使改变视场角时,刀口的位置读数始终保持以选定的某一象面为基准。则各视场角下测得的子午焦点与弧矢焦点到此基面的距离,减去零视场焦点到此面的距离,即可测各视场角下细光束的子午场曲和弧矢场曲。

刀口阴影法检测几何象差,可通过连续改变离焦量或切入量以及变换切入方向等方式,观测象差的变化过程,这对了解某种象差校正全貌是有益的。该法特别适于检测物镜的轴向象差。对焦距较长的望远物镜,望远摄影物镜及视场较小的物镜,均能给出满意检测结果。

对于大视场、大相对孔径的待检物镜,往往是各种象差同时并存。因而阴影图的特征就不够明显,或刀口图不够清晰。这就需采取相应措施来突出要检测的象差,尽量减少其它象差的影响并结合经验,刀口阴影法是能粗略测定象差数据的。

§ 5.4 物镜波象差检测

波象差是评价物镜象质的较好方法,并可根据物镜的用途,给出象质优良的容限数值。通常,波象差可通过测量干涉图求得。本节介绍几种干涉仪检测波象差的技术。

5.4.1 泰曼-格林干涉仪检测波象差

一、测量原理

泰曼-格林干涉仪主要用于检测照相物镜、显微物镜和望远系统的波象差。检测照相物镜的光路如图 5-35 所示。

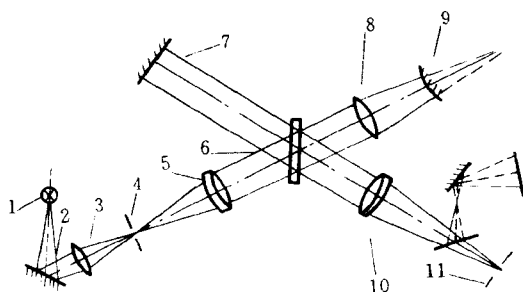


图 5-35 检测照相物镜的光路

- 1—光源;2—反射镜;3—聚光镜;4—小孔光栏;
5—准直物镜;6—分束镜;7—参考反射镜;8—待测物镜;
9—球面反射镜;10—观察物镜;11—光栏

将待检物镜放在测试光路中,使物镜的后焦点与标准球面反射镜的球心大致重合。在观察物镜的焦面处,即光栏 11 位置,形成小孔光栏 4 的两个象。调标准球面反射镜使两光栏象重合,再轴向移动参考反射镜,使两支光路光程相等。在光栏处可看到对比度较好的干涉条纹。干涉条纹疏密和形状取决于测试波相对参考波的位相大小和位相分布。由干涉图可以确定光学系统全口径的波象差。

待检物镜的波象差是指其变形波前对理想球面波前的偏差。由干涉图所反映的波差应为待检物镜波象差的两倍。

因实际待检物镜的波象差一般都很小,故当标准球面反射镜的球心与待检物镜最佳象点重合时,干涉条纹很少且不稳定,这给准确判读干涉条纹带来很大困难。为此可使球心故意偏离最佳象点位置,即离焦。离焦后的干涉条纹增多,也较稳定。此时干涉图表示的波差是实际待检波面相对离焦比较波面的波差 W_1 。为了求出实际波面相对最接近波面的波差 W ,必须求出由离焦引起的波差 W_2 ,即离焦比较波面相对最接近波面间的波差。

如图 5-36 所示,向焦外离焦时 $W = W_1 - W_2$;向焦内离焦时,

$$W = W_1 + W_2.$$

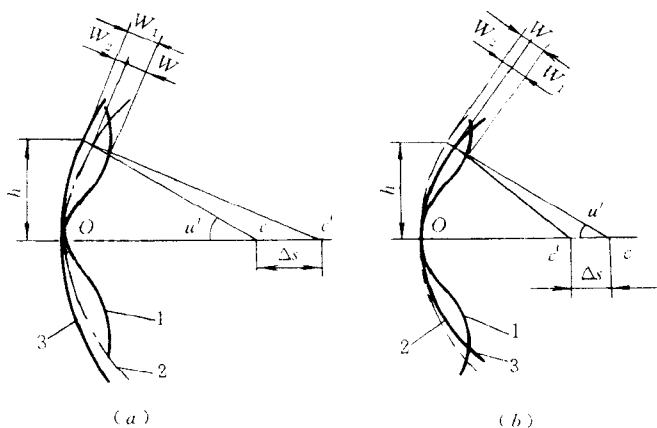


图 3.36

1—实际波面；2—最接近波面；3—离焦比较波面

当待检物镜相对孔径不太大时，由离焦量 Δs 引起的波象差 W_2 为

$$W_2 = \frac{1}{2} \Delta s \sin^2 u' = \frac{1}{2} \frac{\Delta s}{f'^2} h^2 \quad (5-77)$$

式中 f' ——待检物镜焦距； h ——待测物镜的半孔径。

可见， W_2 与 h^2 成正比。若以 W_2 为横坐标， h^2 为纵坐标，则所得的波象差 W_2 曲线是一条直线，其斜率为

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h^2}{W_2} = \frac{2f'^2}{\Delta s}$$

利用此关系，就可从干涉图测得波象差 W_1 中剔除 W_2 ，从而求得波象差 W 。

二、作图法求实际波象差

作图法是使实际波面的最大波差达最小来确定 W_2-h^2 直线的斜率 $\operatorname{tg} \alpha$ 值，算出各 h^2 对应的波差 W_2 ，即可求出 W 值。

(1) 测量前先调出适当数目的高对比度的干涉条纹, 并移动参考反射镜, 使参考光路的光程缩短。根据增大测试光路和参考光路的光程差, 干涉条纹向干涉级次低移, 减少光程差, 干涉条纹向级次高处移的特点。可判断待检波面的形状。直至全部条纹同时扩大或缩小, 再调球面反射镜, 使条纹对称干涉场中心。

(2) 拍摄离焦干涉图。量出干涉图直径 D' , 若待检物镜的通光口径为 D , 则干涉图的放大率 $M = D'/D$ 。实际光线的入射高度 h 与入瞳处干涉环半径 r 关系为 $h = r/M$ 。按相邻干涉条纹程差变化 $\lambda/2$, 求得离焦干涉图上各半径 r 的波象差 W_1 值。

(3) 作 W_1-h^2 曲线。

(4) 求 W_2-h^2 离焦波差曲线。用两条平行直线夹 W_1-h^2 曲线, 改变两平行线的斜率, 至两平行线的水平间隔最小。过坐标原点作直线, 使其平行于两平行线, 该直线即 W_2-h^2 曲线。



图 5-37 物镜离焦干涉图

(5) 曲线 W_1-h^2 对直线 W_2-h^2 的偏差即是待检透镜的实际波差 W 与 h^2 对应值, 再转换为 $W-h$ 值, 即求得波象差曲线。

例如, 一物镜离焦干涉图如图 5-37 所示, 测得干涉图直径 $D' = 45\text{mm}$, 待检物镜的实际通光口径 $D = 50\text{mm}$, 图片放大率 $M = 45/50 = 0.9$ 。

由照片测得各干涉环半径, 并换算成光线入射高度 h , 再算得 W_1-h^2 对应值列于表 5-6 中。

表 5-6 由离焦干涉图测得的数据

左				右			
W	r	$h = \frac{r}{M}$	h^2	W	r	$h = \frac{r}{M}$	h^2
0	0	0	0	0	0	0	0
0.5λ	5.27	5.79	33.52	0.5λ	5.14	5.6λ	32.92
1.0	7.70	8.46	71.57	1.0	7.72	8.48	71.91
1.5	9.72	10.68	114.06	1.5	9.89	10.87	118.16
2.0	11.63	12.78	163.33	2.0	11.91	13.09	171.35
2.5	13.38	14.70	216.09	2.5	13.80	15.17	230.13
3.0	15.13	16.63	276.56	3.0	15.45	16.98	288.32
3.5	16.51	18.14	329.06	3.5	16.85	18.52	342.99
4.0	17.73	19.49	379.86	4.0	17.89	19.66	386.52
4.5	18.69	20.54	421.89	4.5	18.75	20.61	424.77
5.0	19.45	21.38	457.10	5.0	19.45	21.38	457.10
5.5	20.16	22.19	492.40	5.5	20.02	22.00	484.00
6.0	20.73	22.78	518.93	6.0	20.50	22.52	507.58
6.5	21.18	23.28	541.96	6.5	20.92	22.99	528.54
7.0	21.63	23.77	565.01	7.0	21.30	23.41	548.03
7.5	21.93	24.10	580.81	7.5	21.56	23.69	561.21

根据上表作 W_1-h^2 曲线,如图 5-38 所示。

由 W_1-h^2 曲线求 W_2-h^2 直线,即图中过原点的点划线。在其上任取一点 $p(h^2=400\text{mm}, W_2=4.9\lambda, \lambda=0.5461\mu\text{m})$,则斜率为

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h^2}{W_2} = \frac{400}{4.9 \times 0.5461 \times 10^{-3}} = 149483$$

若物镜焦距 $f'=200\text{mm}$,算得离焦量

$$\Delta S' = \frac{2f'^2}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{2 \times 200^2}{149483} = 0.535\text{mm}$$

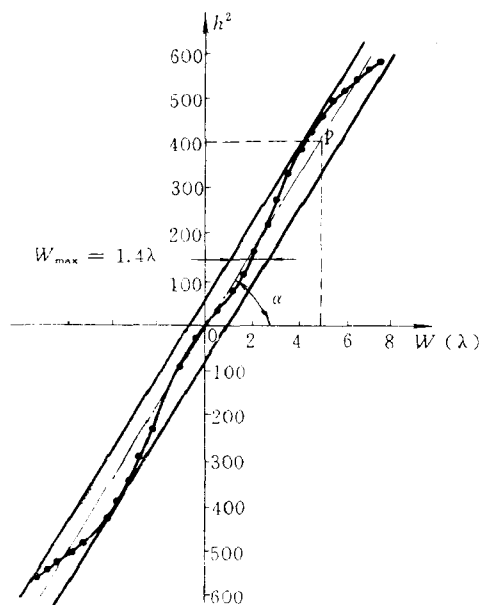


图 5-38 W_1-h^2 曲线

相应的 W_2 为

$$\begin{aligned} W_2 &= \frac{1}{2} (\Delta S') \frac{h^2}{f'^2} = \frac{1}{2} \times 0.535 \times \frac{h^2}{200^2} \\ &= 0.067 \times 10^{-4} h^2 \end{aligned}$$

以波长为单位度量

$$W_2 = \frac{0.067 \times 10^{-4}}{0.5461 \times 10^{-3}} h^2 = 0.0123 h^2 (\lambda)$$

由 $W(h^2) = W_1(h^2) - W_2(h^2)$ 计算待检物镜的波差 W , 如表 5-7 所示。

由表 5-7 作待检物镜波象差曲线 $W-h$, 如图 5-39 所示。其最大波差 $W_{\max} = 0.60 - (-0.75) = 1.35\lambda$ 。

表 5-7 由 W_1 计算 W_2 和 W 的各采样点数据

左					右				
h^2	W_1	W_2	$W_1 - W_2$	h	h^2	W_1	W_2	$W_1 - W_2$	h
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
33.52	0.5 λ	0.41 λ	0.09 λ	5.79	31.92	0.5 λ	0.39 λ	0.11 λ	5.65
71.57	1.0	0.88	0.12	8.46	71.91	1.0	0.88	0.12	8.48
114.06	1.5	1.40	0.10	10.68	118.16	1.5	1.45	0.05	10.78
163.33	2.0	2.01	-0.01	12.78	171.35	2.0	2.11	-0.11	13.09
216.09	2.5	2.66	-0.16	14.70	230.13	2.5	2.83	-0.33	15.17
276.56	3.0	3.40	-0.40	16.63	288.32	3.0	3.55	-0.55	16.98
329.06	3.5	4.05	-0.55	18.14	342.99	3.5	4.22	-0.72	18.52
379.86	4.0	4.67	-0.67	19.49	386.52	4.0	4.75	-0.75	19.66
421.89	4.5	5.19	-0.68	20.54	424.77	4.5	5.22	-0.72	20.61
457.10	5.0	5.62	-0.62	21.38	457.10	5.0	5.62	-0.62	21.38
492.40	5.5	6.06	-0.56	22.19	484.00	5.5	5.95	-0.45	22.00
518.93	6.0	6.38	-0.38	22.78	507.58	6.0	6.24	-0.24	22.52
541.96	6.5	6.66	-0.16	23.28	528.54	6.50	6.50	0.0	22.99
565.01	7.0	6.95	0.05	23.77	548.03	7.0	6.74	0.26	23.41
580.81	7.5	7.14	0.36	24.10	561.21	7.5	6.90	0.60	23.69

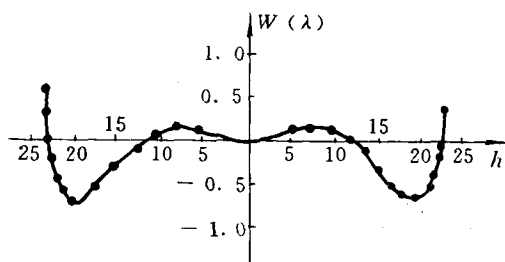


图 5-39 W - h 波象差曲线

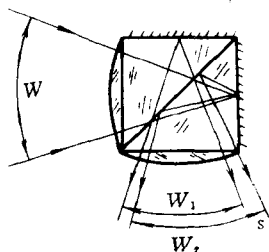
5.4.2 剪切干涉法检测波象差

一、概述

用泰曼-格林干涉仪检测波象差须对干涉仪本身提出严格的质量要求。而剪切干涉仪的两束相干光是由待检波面错位形成的，其光学通道相同，故对干涉仪元件的要求较低。同时，仪器对震动和温度变化等外界因素不敏感。

波面剪切方式有横向、径向和旋转剪切等。由于横向剪切简单并应用广泛，这里仅叙述横向剪切干涉检测物镜波象差的问题。

棱镜式会聚光横向剪切干涉仪如图 5-40 所示。它由两块相同的直角棱镜胶合而成(胶合面镀折光膜)，其中两直角面镀全反射膜，并相对光轴稍有倾斜，以给出一个固定剪切量。棱镜入射面和出射面各胶合一平凸透镜(与棱镜材质相同)，其球面刚好与入射、出射波面同心，如图 5-40 所示。



为获得高对比度的剪切干涉条纹，图 5-40 会聚光横向剪切干涉仪光源的空间相干性必须足够好，使两个剪切波面间都彼此干涉。

光源的直径应满足

$$d = \frac{\lambda f'}{s} \quad (5-78)$$

式中 f' ——待检系统的焦距； s ——两波面的横向剪切量； λ ——光源的波长。

二、波面形状与剪切干涉图

图 5-41 画出了原始波面与横向剪切波面。若以原始波面的中心 o 为坐标系 xoy 的原点，原始波面任一点 $p(x, y)$ 的波象差为 W

(x, y) , 当此波面沿 x 方向的剪切量为 s 时, 则同一点 p 处剪切波面的波差为 $W(x-s, y)$ 。 p 点处的光程差 ΔW 为

$$\Delta W(x, y) = W(x, y) - W(x-s, y) = N\lambda \quad (5-79)$$

式中 N —— 干涉条纹数。

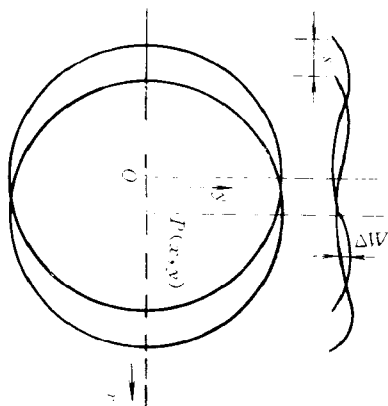


图 5-41 横向剪切与波差

当 S 很小时, 有

$$\Delta W(x, y) = \frac{\partial W}{\partial x} s = N\lambda \quad (5-80)$$

上式即为波象差与干涉条纹的关系式。干涉条纹给出波面的差分, 经解析运算便可求得原始波面。

在出瞳面, 一个仅有初级象差的波面, 对球心位于高斯象点的球面波的偏差可表示为

$$\begin{aligned} W(x, y) = & A(x^2 + y^2)^2 + B y(x^2 + y^2) \\ & + C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2) + E x + F y \end{aligned} \quad (5-81)$$

式中, A, B, C, D 分别为球差、彗差、象散和离焦系数; E 和 F 分别为绕 y 轴、绕 x 轴的波面倾斜系数。由上式中单一象差表示式, 经式(5-80)可求出剪切干涉条纹的特征形状。这种对应关系, 对根据实际剪切干涉图正确评价待检物镜的象质是很有用的。

1. 离焦

当系统仅存在离焦时,实际的波象差可表示为

$$W(x, y) = D(x^2 + y^2) \quad (5-82)$$

离焦波面沿 x 轴横向剪切干涉的条纹分布

$$\Delta W(x, y) = 2Dxs = N\lambda \quad (5-83)$$

此式为一组平行等间隔的直条纹。条纹的方向垂直于 x 轴,干涉条纹的间隔为 $e = \frac{\lambda}{2DS}$ 。若 $D=0$, $\Delta W(x, y)=0$,干涉场呈现均匀一片。图 5-42(a)、(c)和(b)分别表示在焦内、焦外和理想焦点位置见到的剪切干涉图

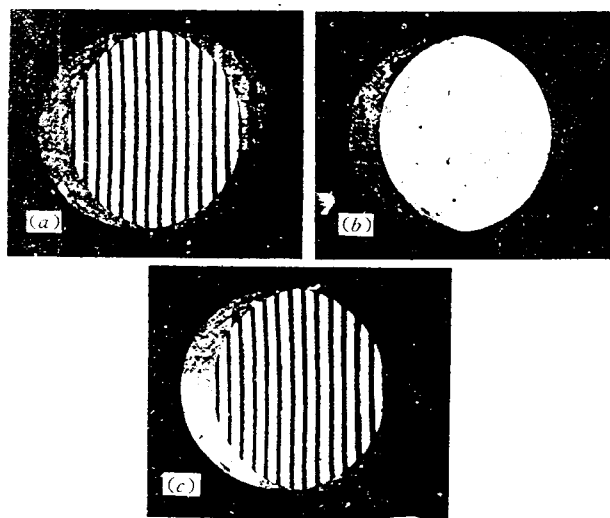


图 5-42 离焦剪切干涉图

2. 倾斜

当沿 y 方向的倾斜与离焦同时存在时,剪切干涉条纹分布为

$$\Delta W(x, y) = 2DSx + Fy = N\lambda \quad (5-84)$$

这是平行等间隔的直条纹,其斜率 $\tan\alpha = -2DS/F$ 。图 5-43 分别表示在焦内、理想焦点和焦外时的剪切干涉图。

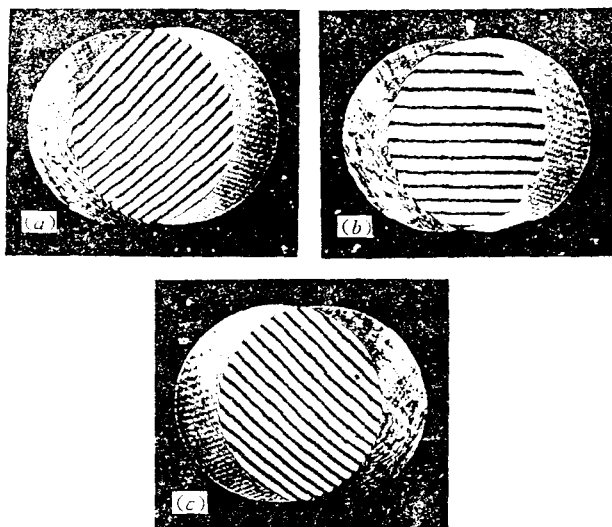


图 5-43 两波面有倾斜和离焦的剪切干涉图

由图可知,在焦内和焦外位置处,干涉条纹倾斜方向相反。

3. 初级球差

若被测物镜仅存在初级球差,其沿 x 方向剪切时干涉条纹分布为

$$\Delta W(x, y) = \frac{\partial W(x, y)}{\partial x} S = 4A(x^2 + y^2)xS \quad (5-85)$$

当同时存在离焦,则其沿 x 方向剪切时干涉条纹分布

$$\Delta W(x, y) = 4A(x^2 + y^2)xS + 2DxS = N\lambda \quad (5-86)$$

这表明,仅有初级球差的剪切干涉图是 x 的三次曲线,如图 5-44 所示。因离焦位置在焦内和焦外时 D 值符号相反,故焦内和焦外所得球差干涉条纹的疏密和形状差异较大。

若同时存在初级球差、离焦和倾斜,则干涉条纹方程

$$\Delta W(x, y) = 4A(x^2 + y^2)xS + 2DxS + Fy = N\lambda \quad (5-87)$$

当 $D=0$ 时, x 轴附近的干涉条纹可近似写为

$$\Delta W(x, y) = 4Ax^3S + Fy = N\lambda \quad (5-88)$$

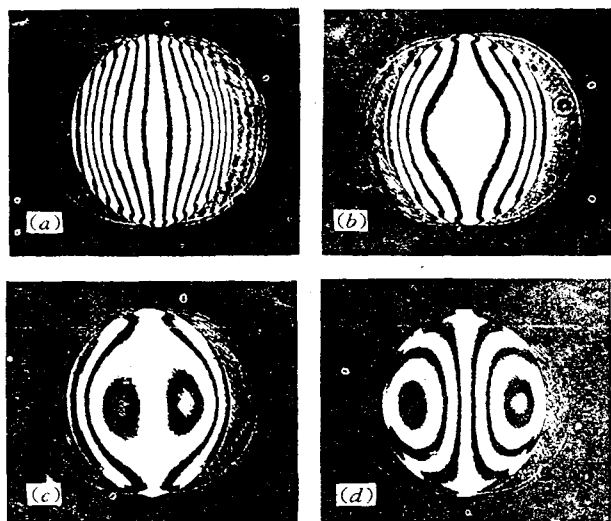


图 5-44 初级球差的剪切干涉图
(a)焦内;(b)理想焦点处;(c)、(d)焦外

上式表明, x 轴附近的条纹具有“ $\subset$ ”形状特征, 如图 5-45 所示。根据这个特点容易从剪切干涉图中分析出球差的存在。

4. 初级彗差

若被测物镜仅存在彗差, 则沿 x 轴方向剪切时, 其条纹分布为

$$\Delta W(x, y) = 2B_y x S = N\lambda \quad (5-89)$$

这是以 x 轴和 y 轴为渐近线的等轴双曲线型干涉条纹, 如图 5-46 (a) 所示。

若同时存在离焦, 则有

$$\Delta W(x, y) = 2B_y x S + 2DxS = N\lambda \quad (5-90)$$

剪切干涉条纹仍为双曲线, 相当于原等轴双曲线条纹沿 y 向偏移, 如图 5-46 (b) 所示。

5. 初级象散

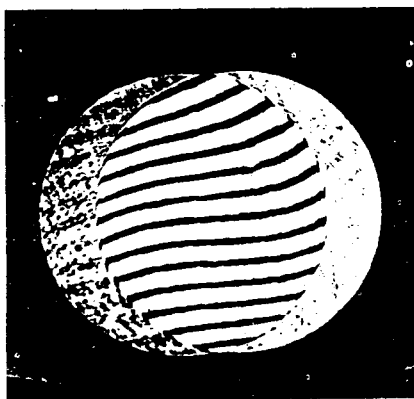


图 5-45 有球差与倾斜的剪切干涉图

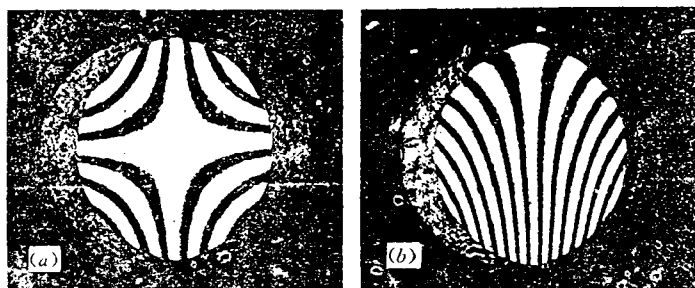


图 5-46 初级球差的剪切干涉图

沿 x 轴剪切时,有初级象散的干涉条纹分布

$$\Delta W(x, y) = 2CxS = N\lambda \quad (5-91)$$

当沿 y 轴方向剪切时,条纹分布为

$$\Delta W(x, y) = 6CyS = N\lambda \quad (5-92)$$

式(5-91)和(5-92)表明,仅存在象散时,得到的是垂直剪切方向的平行等间隔直条纹,且沿子午方向(y 向)剪切时的干涉条纹比沿弧矢方向剪切时的条纹密些。根据这一特征可以判别象散的存在。图 5-47(a)、(b)分别示出沿子午和弧矢方向剪切时的干涉

图。

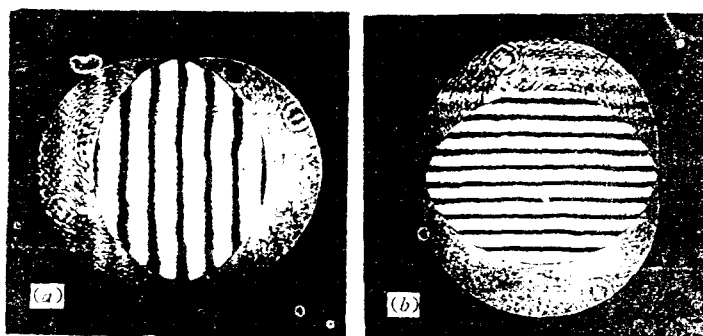


图 5-47 初级象散的剪切干涉图

当象散波面同时存在离焦时,其干涉条纹分布为

$$\Delta W(x, y) = (2Cx + 2Dx)s = N\lambda \quad (5-93)$$

$$\Delta W(x, y) = (6Cy + 2Dy)s = N\lambda \quad (5-94)$$

而当 $D = -C$ 和 $D = -3C$ 时, $\Delta W = 0$, 即出现两个无干涉条纹位置, 其间距即为象散值。

场曲类似于不同视场情况下的离焦。畸变和倍率色差是表示不同视场角的主光线位置偏差, 故剪切干涉仪不能检测这两种象差。

三、一维剪切干涉图的数字分析法

上面的讨论在于能由剪切图简便、迅速地判断出待检系统存在的主要象差。若定量地确定波象差 $W(x, y)$, 可用图解分析法和数字分析法。这里主要讨论一维剪切干涉图的数字分析法。

图 5-48(a)、(b) 分别表示剪切干涉图、原始波面 W 和剪切波面 W' 。

在干涉图上选择 $N+1$ 个采样点, 其间隔为剪切量 s , 采样点连线沿剪切方向。在原始波面上采样点以 $P_\nu (\nu = 1, 2, \dots, N)$ 表示,

$$\delta_\nu = \delta_{\nu-1} + \lambda q_\nu + \nu - \varepsilon \nu \quad (5-97)$$

式中的各参考点的干涉级 q_ν 可以从干涉图中获得。当 ν 取 $1, 2, \dots, N$ 时, 上式表示 N 个方程, 但却有 $(N+3)$ 个未知数, 即 $\delta_0, \delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N$ 和 r, ε 。因此, 为求解方程, 必须再补充三个方程。这相当于找一个合适的参考球面, 它包含三个条件, 球心坐标和半径。可以用最小二乘法来选择一个参考球面, 使所有参考点对这个参考球面的波差平方和最小, 即 $\sum_{\nu=0}^N \delta_\nu^2$ 最小, 由此得下面三个方程

$$\sum_{\nu=0}^N \delta_\nu = 0 \quad (5-98)$$

$$\sum_{\nu=1}^N \nu \delta_\nu = 0 \quad (5-99)$$

$$\sum_{\nu=1}^N \frac{1}{2} \nu(\nu+1) \delta_\nu = 0 \quad (5-100)$$

由式(5-97)至式(5-100)的 $N+3$ 个方程可以解出实际波面对最接近的参考面的偏差。

5.4.3 波面位相自动探测技术

波面位相探测技术是建立在自动处理干涉条纹基础上的。并依此将干涉仪分为外差干涉仪、销相干涉仪和数字波面干涉仪。

数字波面干涉仪是用电视—微机系统来自动实现干涉条纹的扫描、记录 and 处理的。下面介绍三种常用的数字波面自动探测方法。

一、三干涉图法

三干涉图法是扫描、记录具有不同参考位相位置的三个干涉图。由三个干涉图可写出三个光强分布公式, 其差别仅在于参考波的光程差 d_1, d_2 和 d_3 不同。

$$I_1(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[k(W(x, y) + d_1)] \quad (5-101)$$

$$I_2(x, y) = a(x, y) + b(x, y)\cos[k(W(x, y) + d_2)] \quad (5-102)$$

$$I_3(x, y) = a(x, y) + b(x, y)\cos[k(W(x, y) + d_3)] \quad (5-103)$$

式中 $W(x, y)$ ——参考波与物波的波差; d ——参考光波的光程差; k ——波数, $k = 2\pi/\lambda$ 。

对于泰曼-格林干涉仪, 被检系统的实际波差为 $W/2$ 。 $a(x, y)$ 、 $b(x, y)$ 和 $W(x, y)$ 都是干涉图坐标 x - y 的函数。对于每个干涉图, d 、 d_2 和 d_3 都是常数。

设三个特定参考波的光程差为 $d_1 = 0$, $d_2 = \lambda/4$, $d_3 = \lambda/2$, 则对于每一采样点可以求出

$$C = \frac{I_1 - I_2}{I_1 - I_3} = \frac{\cos kW + \sin kW}{2\cos kW} = \frac{1}{2}(1 + \operatorname{tg} kW) \quad (5-104)$$

由此得实际波象差为

$$W_0 = \frac{W}{2} = \frac{1}{2k} \operatorname{arctg}(2C - 1) \quad (5-105)$$

因为上式中的反正切函数是多值函数, 所以波差 W 有一 $\lambda/8$ 到 $\lambda/8$ 的位相跃迁。为了剔除位相跃迁, 要在跃迁点上加 $\lambda/4$ 的整数倍的值。直到相邻点的差值不超过 $\lambda/8$ 。因此, 应用三个干涉图法研究波差时, 其梯度应小于采样点间隔 $\lambda/8$ 。

按等间隔灰度值分解干涉图要引起波前重现时非等间隔量化问题。表 5-7 列出灰度级与波差 W 最大量化级间的关系。

由表可知, 为获得 $\lambda/100$ 的分辨率, 取 6 个灰度级就满足了。

图 5-49 示出按三干涉图法, 实现波前位相自动探测的数字泰曼-格林干涉仪。

参考光束的相移是通过压电位移器 p 使参考光路中的平行平板 G 转某一角度来实现的, 对应的相移为 0° 、 90° 、 180° 。压电位移器通过位相控制器由计算机自动控制。

表 5-7 灰度级对 W 最大量化级的影响

灰度级	W 最大的量化级
2	0.0625(λ)
4	0.0157
8	0.00611
16	0.00274
32	0.00130
64	0.00064
128	0.00032
256	0.00016

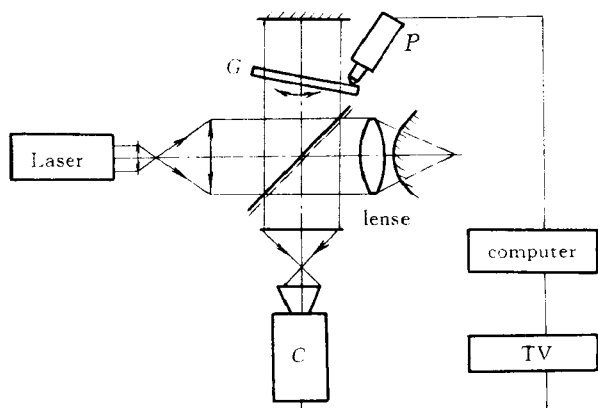


图 5-49 数字泰曼-格林干涉仪

三个干涉图被 CCD 摄像机连续地接收,成象在 TV 监视器上。电视图象按 128×128 象元被扫描记录,每个象元按 256 个灰阶,以 8 位二进制(8bit)实现数字化,送入计算机处理。对于三个干涉图的扫描、记录和处理,大约需 60s。

在测量之前,必须校正平板玻璃的转动角度,使其满足相移的要求。通过测试程序使二次相移及三个干涉图的扫描、记录和处理

自动实现。

图 5-50 示出用数字泰曼-格林干涉仪测 Xenon 照相物镜的三维波差图。

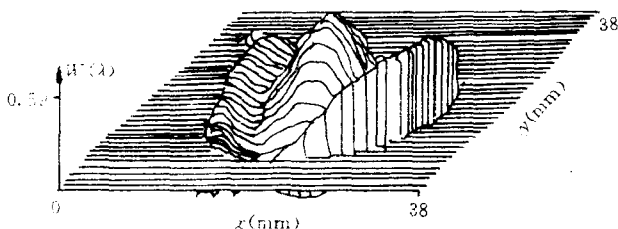


图 5-50 Xenon 照相物镜三维波差图

数字泰曼-格林干涉仪使用方便,重复精度为 $\lambda/100$,测试精度 $\lambda/50$ 。只要扫描点的特征曲线是线性的,则在扫描范围内,照明的不均匀性,以及感光灵敏度的变化对波差不产生任何影响。

根据测得的实际波面函数,即光瞳函数 $W(x, y)$,可以计算点扩散函数和光学传递函数。对光瞳函数进行付里叶变换,得点扩散函数为

$$\text{PSF}(x', y') = \mathcal{F}\{W(x, y)\} \cdot \mathcal{F}^*\{W(x, y)\} \quad (5-106)$$

$$\mathcal{F}\{W(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(x, y) e^{-i2\pi(x x' + y y')} dx dy \quad (5-107)$$

$$\mathcal{F}^*\{W(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(x, y) e^{i2\pi(x x' + y y')} dx dy \quad (5-108)$$

式中 x', y' —象空间坐标。

由点扩散函数的付里叶变换得光学传递函数

$$\text{OTF}(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(x', y') e^{-i2\pi(f_x x' + f_y y')} dx' dy' \quad (5-109)$$

图 5-51 和图 5-52 分别示出 Xenon 物镜的点扩散函数和相应

的调制传递函数 MTF。

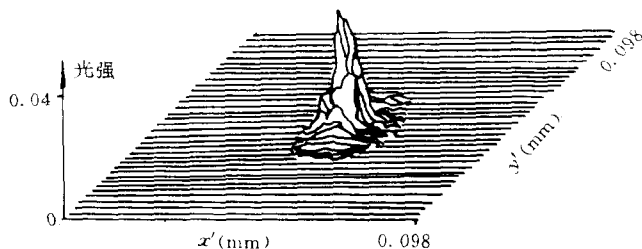


图 5-51 Xenon 照相物镜 PSF

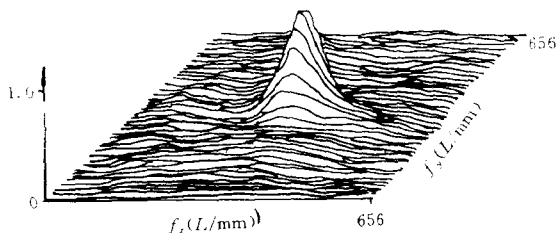


图 5-52 Xenon 照相物镜的 MTF

二、一干涉图法

如果在测试过程中,干涉条纹是静止不动的,那么也可以用—个干涉图实现波前位相的自动处理。该方法的—大优点是处理速度快,整个干涉图的扫描处理大约为 20~40s。

对于三干涉图法,在扫描范围内,照明的不均匀性对波前位相的计算不产生任何影响,而—干涉图法对照明的不均匀性是敏感的,因此要进行数字平滑滤波。

—干涉图法的原理是,用电视摄像机按列扫描干涉图,中间列必须与所有出现的水平干涉条纹交叉。为了在确定干涉级时使同—干涉条纹获得同—干涉级,要从中间列开始,同相邻的列进行比

较。这样标志的极大值或极小值形成采样点群。因此,对于干涉图法,封闭条纹是不能计算的。必须通过倾斜参考反射镜将其调整到水平状态。

采样点数和位置随干涉图变化。所以扫描器的扫描区是不固定的,可通过边界限制程序确定要计算的干涉条纹的扫描区。

干涉图法的波前位相计算可通过二次付里叶变换实现,即由所测量的一个干涉图的强度计算出波前位相差。为此,参考反射镜必须稍微倾斜,以便获得一个干涉条纹级数较高、对比度较好的干涉图。

设干涉场的强度分布

$$I(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[\phi(x, y) + kx \sin \theta] \quad (5-110)$$

式中 θ ——参考反射镜相对光轴的倾角; ϕ ——被测波面的位相。

以复数表示

$$I(x, y) = a(x, y) + c(x, y) e^{ikx \sin \theta} + c^*(x, y) e^{-ikx \sin \theta} \quad (5-111)$$

式中
$$c(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) e^{i\phi(x, y)}$$

$$c^*(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) e^{-i\phi(x, y)}$$

在 x 方向进行付里叶变换, 上式变为

$$\mathcal{F}\{I(x, y)\} = A(f_x, y) + C(f_x - f_0, y) + C^*(f_x + f_0, y) \quad (5-112)$$

式中 $f_0 = \sin \theta / \lambda$ 。

假定, 函数 $a(x, y)$ 、 $b(x, y)$ 和 $\phi(x, y)$ 与载频 f_0 比较, 沿 x 坐标缓慢地变化, 那么频谱 $A(f_x, y)$ 、 $C(f_x - f_0, y)$ 和 $C^*(f_x + f_0, y)$ 只有某一侧面, 如 $C(f_x - f_0, y)$, 可以被分开 (见图 5-53)。这就是说, 所有其它的项将被滤掉。

将函数 $C(f_x - f_0, y)$ 坐标移至原点, 变为 $C(f_x, y)$, 把被分离

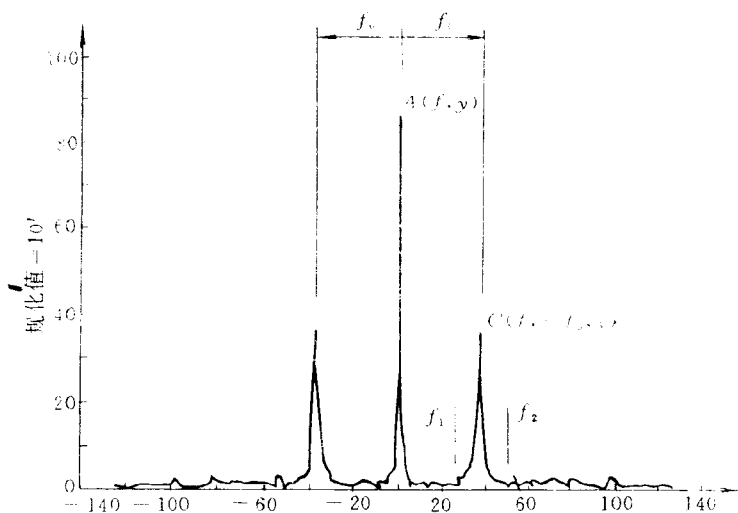


图 5-53

的频谱 $C(f, y)$ 进行付里叶逆变换, 又得到 $C(x, y)$, 即

$$\mathcal{F}^{-1}\{C(f, y)\} = c(x, y) = \frac{1}{2}b(x, y)e^{i\phi(x, y)} \quad (5-113)$$

由此求得待检波面位相

$$\phi = \arctg \frac{\text{Im}[c(x, y)]}{\text{Re}[c(x, y)]} \quad (5-114)$$

式中 $\text{Im}[c(x, y)]$ ——表示取 $c(x, y)$ 的虚部; $\text{Re}[c(x, y)]$ ——表示取 $c(x, y)$ 的实部。或通过计算 $c(x, y)$ 的复数对数求出 $\phi(x, y)$

$$\ln c(x, y) = \ln\left[\frac{1}{2}b(x, y)\right] + i\phi(x, y)$$

可见, 所研究的位相包含在虚部中。

实现该方法的主要困难在于确定两个要分离的边带频率 f_1 和 f_2 , 及确定载频 f_0 。

为达到数字平滑滤波, 可反复应用下式

$$f_i = \frac{1}{4}(f_{i-1} + 2f_i + f_{i+1}) \quad (5-115)$$

即可剔出有限的峰和谷噪声,以求出函数的极大值和极小值。从 $f_z = 0$ 出发,可以求出载频 f_0 ;经过第一个极小值后,可找到一个极大值;该极大值的左侧和右侧相邻的极大值就是 f_1 和 f_2 。对于整个干涉图的每一列傅里叶变换, f_0 , f_1 和 f_2 都保持不变。

三、条纹扫描法

条纹扫描法的波前位相测量是动态测量。其原理是,通过参考反射镜平移,使干涉场中任一点的
光强是位移 l 的正弦函数。这样,当 l 随时间作线性位移时,干涉场中各点的亮度随时间作正弦变化。

在泰曼-格林干涉仪中(图 5-54),假定参考波前和测试波前的复振幅分别是

$$A_r = a_r \cos[2k(L + l)] \quad (5-116)$$

$$A_m = a_m \cos[2k(L + W(x, y))] \quad (5-117)$$

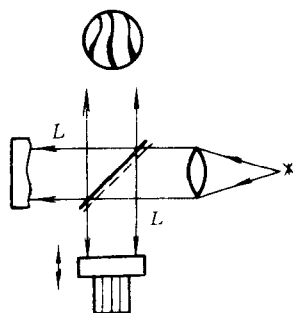


图 5-54 条纹扫描干涉仪原理图

式中 L ——参考镜和待检面到分束镜的距离; l ——参考镜的位移量; $W(x, y)$ ——待检面的面形函数。

干涉条纹的强度分布

$$I(x, y) = a_m^2 + a_r^2 + 2a_r a_m \cos 2k[W(x, y) - l] \quad (5-118)$$

由上式可知,干涉图内任意一点的光强总是 l 的正弦函数,故可展成付里叶级数

$$I(x, y, l_i) = a_0 + a_1 \cos 2kl_i + b_1 \sin 2kl_i \quad (5-119)$$

式中 a_0 ——付里叶级数的直流项; a_1, b_1 ——付里叶级数的一级谐波项。显然, a_0, a_1, b_1 是坐标 x 和 y 的函数。

每一采样点的系数由连续采集的条纹和三角函数的正交性确定:

$$a_0 = \frac{1}{np} \sum_{i=1}^{np} I(x, y, l_i) = a_r^2 + a_m^2 \quad (5-120)$$

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{2}{np} \sum_{i=1}^{np} I(x, y, l_i) \cos[2kl_i] \\ &= 2a_r a_m \cos[2kW(x, y)] \end{aligned} \quad (5-121)$$

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{2}{np} \sum_{i=1}^{np} I(x, y, l_i) \sin[2kl_i] \\ &= 2a_r a_m \sin[2kW(x, y)] \end{aligned} \quad (5-122)$$

式中 n ——每一周期内的采样点数; p ——被采样的干涉条纹的周期数。

由此得

$$W(x, y) = \frac{1}{2k} \arctg \frac{b_1}{a_1} \quad (5-123)$$

$$l_i = \frac{i\lambda}{2n}, i = 1, 2, \dots, np$$

在这种情况下,付里叶级数体现的就是同步探测技术和相关探测技术,被确定的系数代表 $I(x, y, l_i)$ 的最近似值。通过在 p 个周期内累加数据测量付里叶级数,可以消除大气湍流、振动、漂移等非线性引起的测量误差。在每个点上都有 2π 位相的不定性,但如果事先知道各采样点之间的位相变化不大于 $\pi/2$,那么可通过考察各个相邻点间的相对位移及最小倾斜面的连续性,解决不定性问题。一般情况下,可取 $p=4, n=25$ 。

图 5-55 示出扫描泰曼-格林干涉仪的光学系统。探测系统是 CCD 摄像机,接收信号显示在电视监视器上,这样可以在同一探测系统的不同位置进行重复地采样。 A/D 转换器把光电信号转变成数字信息,并输入计算机。 D/A 转换器把计算机信号转变成模拟电压,来驱动压电位移器 p 到所要求的位置。为了提高干涉条纹的对比度,减少杂散光对测试结果的影响,装置采用偏振干涉系统。偏振分束镜使垂直偏振光和水平偏振光分别进入参考光路与

测试光路中。激光光源前放 $\lambda/2$ 波片,转动 $\lambda/2$ 波片可以调整参考光束和测试光束的强度比。在参考光路和测试光路中各有一块 $\lambda/4$ 波片,偏振光两次通过 $\lambda/4$ 波片后,其偏振方向偏转 90° 。

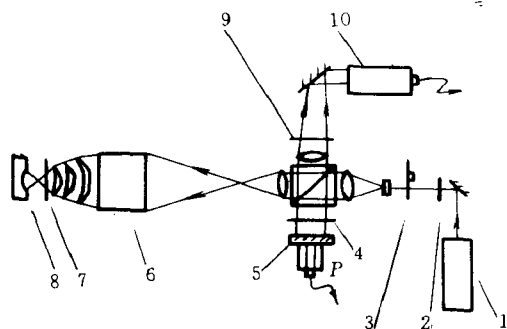


图 5-55 扫描泰曼-格林干涉仪的光学系统

1—激光源;2— $\frac{\lambda}{2}$ 波片;3—强度衰减器;4— $\frac{\lambda}{4}$ 波片;5—参考镜;

6—标准镜组;7— $\frac{\lambda}{4}$ 波片;8—被测面;9—检偏片;10—摄影机

测出系统的波象差之后,用式(5-106)和(5-109),可计算出点扩散函数和光学传递函数。

5.4.4 干涉图形的自动判读

数字波面干涉仪检测波象差时,先通过电视摄影机对干涉条纹进行自动扫描,获得干涉图的采样数据,接下来是干涉图的自动判读,即建立适当的参考面,并求出被测波面相对于参考波面的偏差量。通过计算机的自动处理,可以消除测量过程中引入的波前倾斜和离焦,建立判读被测波前的质量基准。

自动判读干涉图的方法较多,最简单的方法是最小二乘法,而比较完善的是 Zernike 多项式拟合法。

对于最小二乘法,取菲涅耳二阶近似,可以写出参考球面的一般方程:

$$W_R(x, y) = A + Bx + Cy + D(x^2 + y^2) \quad (5-124)$$

光瞳内的波前数据可以写成

$$W(x, y) = A + Bx + Cy + D(x^2 + y^2) + W_0(x, y) \quad (5-125)$$

式中 x, y —光瞳内点的坐标; $W_0(x, y)$ —波前相对于参考球面 $W_R(x, y)$ 偏差量; A —与干涉级次有关的常数项; B, C — x 和 y 方向的波前倾斜因子, 即对应于波前球心的横向离焦; D —波面的轴向离焦系数。

最小二乘法是使波前数据相对于参考球面的偏差量对光瞳内所有数据点 N 的平方和有最小值, 即

$$|\delta|^2 = \sum_{k=1}^N [W(x, y) - W_R(x, y)]^2 = \min \quad (5-126)$$

根据这一准则, 可以在公式(5-124)的球面函数族中找一个最佳拟合球面 $W_k^*(x, y)$ 。

根据多元函数极值的必要条件, 将 $|\delta|^2$ 分别对系数 A, B, C 和 D 求微分, 并令其值为

$$\left. \begin{aligned} AI + B \sum x_i + C \sum y_i + D \sum (x_i^2 + y_i^2) &= \sum W_i(x, y) \\ A \sum x_i + B \sum x_i^2 + C \sum x_i y_i + D \sum (x_i^2 + y_i^2) x_i &= \sum x_i W_i(x, y) \\ A \sum y_i + B \sum x_i y_i + C \sum y_i^2 + D \sum (x_i^2 + y_i^2) y_i &= \sum y_i W_i(x, y) \\ A \sum (x_i^2 + y_i^2) + B \sum x_i (x_i^2 + y_i^2) + C \sum y_i (x_i^2 + y_i^2) &+ D \sum (x_i^2 + y_i^2)^2 = \sum (x_i^2 + y_i^2) W_i(x, y) \end{aligned} \right\} \quad (5-127)$$

解出系数 A, B, C 和 D 后, 由方程(5-125)可求出各测量点的波前相对参考球面的偏差值 $W_0(x, y)$ 。

使用最小二乘法求得的解在数值上是不稳定的。增加采样点

可以改善这种情况,但会使计算量增大。Zernike 多项式拟合法比较可靠,与一般多项式带权最小二乘法相比,求解多项式系数更为简单,因它只需要把协方差矩阵当作解线性方程组的增广矩阵就可求得 Zernike 系数。下面介绍一种简单的 Zernike 多项式拟合法。

Zernike 多项式的指导思想是将一个任意波面看作由无穷多个基面的线性组合而成,若用前 n 项 Zernike 多项式来代表波面,则对于 N 次测量,有

$$W_i = a_0 + a_1 s_{1i} + a_2 s_{2i} + \cdots + a_j s_{ji} + \cdots + a_n s_{ni} \quad (i = 1, \cdots, N, \text{ 而且 } N > n) \quad (5-128)$$

其中 s_{ni} 表示 s_j 在第 i 个测量点上的值, s_j 表示各基面,系数 a_j 为相应的权因子。应该指出, s_j 为定义在单位圆上的正交多项式,因而实际光瞳都要经过归一化后方可进行 Zernike 多项式拟合。

若假定波面处在某坐标系中,其中 Z 为光轴, y - z 平面为子午面,则 s_j 可以表示为波面角坐标与径向坐标的函数

$$s_j(r, \theta) = R_n^m(r) e^{im\theta} \quad (5-129)$$

式中, r 和 θ 分别为单位圆的半径和与 y 轴的夹角; m 和 n 是整数, n 是多项式的阶数, m 是方向角频率,其满足下列条件

$$\begin{aligned} n &\geq 0; \\ -n &\leq m \leq n; \\ n - m &\text{ 是整数}; \\ j &= \frac{n(n+2) - m}{2} + 1; \end{aligned}$$

$R_n^m(r)$ 由下式确定

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} (-1)^s \frac{(n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s \right)! \left(\frac{n-m}{2} - s \right)!} r^{(n-2s)} \quad (5-130)$$

求 N 次测量的平均值:

$$\bar{W} = a_0 + a_1 \bar{s}_1 + a_2 \bar{s}_2 + \cdots + a_j \bar{s}_j + \cdots + a_n \bar{s}_n \quad (5-131)$$

变量 s_j 的平均值 $\bar{s}_j$ 定义为

$$\bar{s}_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s_{ji}$$

由公式(5-128)减去公式(5-131),并令 $u_{li} = W_i - \bar{W}$ 及 $u_{ji} = s_{ji} - \bar{s}_j$, 则有

$$u_{li} = a_1 u_{1i} + a_2 u_{2i} + \cdots + a_j u_{ji} + \cdots + a_n u_{ni} \quad (5-132)$$

按照 Gram-Schmidt 正交法,以 u_j 的线性组合来重构一个在数据点上正交的多项式 p_j ,并使 $u_l = c_1 p_1 + c_2 p_2 + \cdots + c_j p_j + \cdots + c_n p_n$ 。该式用矩阵表示为

$$u_l = (c_1, c_2 \cdots c_n) \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_n \end{pmatrix} \quad (5-133)$$

P_k 和 P_j 的正交性可以表示为

$$\sum_{i=1}^N P_{ji} P_{ki} = 0, (j \neq k) \quad (5-134)$$

按照下式来构造 P_j

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ \alpha_{21} & 1 & & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \\ \alpha_{n1} & \alpha_{n2} & \cdots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_n \end{pmatrix} \quad (5-135)$$

因 $P_{1i} P_{2i}$ 为正交,即:

$$\sum_{i=1}^N P_{1i} P_{2i} = \sum_{i=1}^N u_{2i} P_{1i} - \alpha_{21} \sum_{i=1}^N P_{1i} P_{1i} = 0$$

所以

$$\alpha_{21} = \sum_{i=1}^N u_{2i} P_{1i} / \sum_{i=1}^N P_{1i} P_{1i}$$

同样有

$$\sum_{i=1}^N P_{1i} P_{3i} = \sum_{i=1}^N u_{3i} P_{1i} - \alpha_{32} \sum_{i=1}^N P_{2i} P_{1i} - \alpha_{31} \sum_{i=1}^N P_{1i} P_{1i}$$

$$= \sum_{i=1}^N u_{3i} P_{1i} - \alpha_{31} \sum_{i=1}^N P_{1i} P_{1i} = 0$$

即

$$\alpha_{31} = \sum_{i=1}^N u_{3i} P_{1i} / \sum_{i=1}^N P_{1i} P_{1i}$$

同理得

$$\alpha_{32} = \sum_{i=1}^N u_{3i} P_{2i} / \sum_{i=1}^N P_{2i} P_{2i}$$

以此类推得

$$\alpha_{jk} = \sum_{i=1}^N u_{ji} P_{ki} / \sum_{i=1}^N P_{ki} P_{ki} \quad (j > k) \quad (5-136)$$

根据公式(5-135)有

$$\alpha_{jk} = 1, \quad (j = k) \quad (5-137)$$

$$\alpha_{jk} = 0, \quad (j < k) \quad (5-138)$$

这样所有系数 α_{jk} 均依次求出, 这时 $P_j (j=1, \dots, n)$ 即为已知。

再用最小二乘法求解系数 $C_j (j=1, \dots, n)$, 即要求使方差

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(u_{ii} - \sum_{j=1}^N C_j P_{ji} \right)^2$$

为最小时系数 C_j 的值。

$$\begin{aligned} \text{令} \quad \frac{\partial \sigma^2}{\partial C_j} &= -\frac{2}{N} \sum_{i=1}^N P_{ji} \left(u_{ii} - \sum_{j=1}^N C_j P_{ji} \right) \\ &= -\frac{2}{N} \sum_{i=1}^N (u_{ii} P_{ji} - C_j P_{ji}^2) = 0 \end{aligned}$$

得

$$C_j = \sum_{i=1}^N u_{ii} P_{ji} / \sum_{i=1}^N P_{ji} P_{ji} \quad (5-139)$$

将(5-135)式代入下式

$$u_i = (a_1, a_2, \dots, a_n) \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_n \end{pmatrix}$$

得
$$u_i = (a_1, a_2 \cdots a_n) \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ \alpha_{21} & 1 & & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \\ \alpha_{n1} & \alpha_{n2} & \cdots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_n \end{pmatrix}$$

将上式与(5-133)比较,得

$$(c_1, c_2 \cdots c_n) = (a_1, a_2 \cdots a_n) \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ \alpha_{21} & 1 & & \\ \vdots & \vdots & \ddots & \\ \alpha_{n1} & \alpha_{n2} & \cdots & 1 \end{pmatrix} \quad (5-140)$$

据此,可以写出 a_j 的代数表示式

$$\left. \begin{aligned} a_n &= c_n \\ a_j &= c_j - \sum_{i=j+1}^N \alpha_{ji} a_i \quad (j = 1, 2, \cdots, n-1) \end{aligned} \right\} \quad (5-141)$$

由公式(5-131)又可得

$$a_0 = \bar{W} - \sum_{j=1}^N a_j \bar{s}_j \quad (5-142)$$

至此,Zernike 表达式完全求得。

以 $n=2$ 为例,实施拟合过程

$$\begin{aligned} u_3 &= a_1 u_1 + a_2 u_2 \\ a_{21} &= \frac{\sum_{i=1}^N u_{2i} u_{1i}}{\sum_{i=1}^N u_{1i} u_{1i}} = \frac{A_{12}}{A_{11}} \end{aligned}$$

这里,用 A_{ij} 表示 S_i 与 S_j 的协方差,也就是 u_i 与 u_j 的协方差

$$\begin{aligned} A_{ij} &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u_{ik} u_{jk} \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (S_{ik} - \bar{S}_i) (S_{jk} - \bar{S}_j) \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N S_{ik} S_{jk} - \bar{S}_i \bar{S}_j \end{aligned}$$

$$C_1 = \sum_{i=1}^N u_{3i} u_{1i} / \sum_{i=1}^N u_{1i} u_{1i} = \frac{A_{13}}{A_{11}}$$

$$C_2 = \sum_{i=1}^N u_{3i} P_{2i} / \sum_{i=1}^N P_{2i} P_{2i} = \frac{A_{32}A_{11} - A_{12}A_{31}}{A_{22}A_{11} - A_{12}A_{21}}$$

根据式(5-141)有

$$a_2 = c_2 = (A_{32}A_{11} - A_{12}A_{31}) / (A_{22}A_{11} - A_{12}A_{21})$$

$$a_1 = c_1 - a_{21}c_2 = \frac{A_{13}A_{22} - A_{23}A_{12}}{A_{22}A_{11} - A_{12}A_{21}}$$

当 $n=2$ 时的协方差矩阵为

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{pmatrix}$$

按照协方差的定义,有 $A_{ij} = A_{ji}$,对上述矩阵进行线性变换可得

$$\begin{pmatrix} 1 & A_{12}/A_{11} & A_{13}/A_{11} \\ 0 & 1 & \frac{A_{23}A_{11} - A_{13}A_{21}}{A_{22}A_{11} - A_{21}A_{12}} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{pmatrix}$$

显然,前两行所组成的矩阵恰是下面矩阵

$$\begin{pmatrix} 1 & a_{21} & C_1 \\ 0 & 1 & C_2 \end{pmatrix}$$

因此,当 $n=2$ 时协方差矩阵的前两行所组成的矩阵是关于 a_1, a_2 的线性方程系统的增广矩阵。可以推论,用 Gram-Schmidt 最小二乘法进行 n 项 Zernike 多项式拟合时,协方差矩阵的前 n 行所组成的矩阵

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & \cdots & A_{1n} & A_{1n+1} \\ A_{21} & A_{22} & \cdots & A_{2n} & A_{2n+1} \\ & & \cdots & & \\ A_{n1} & A_{n2} & \cdots & A_{nn} & A_{nn+1} \end{pmatrix}$$

就是解线性方程系统的增广矩阵。

第六章 光学系统杂光与透射比检测

§ 6.1 光学系统的杂光

一、概述

光学系统形成物体的实象时,在象面上除了按正常光路进行成象外,尚有少量的非成象光线在象面上扩散的现象称为杂光现象。这些叠加到象面处的不参于直接成象的有害光称为杂散光,简称杂光(Veiling glare)。

杂光对象质的影响很大,例如杂光大的照相物镜拍出的画面清晰度差、层次少且色饱和度低。这点早已引起人们的注意。

检测杂光的面源法,是由德国科学家哥尔特贝克于 1925 年提出的。该法检测结果易受诸多外界因素的影响,但由于它可检测各种因素产生的杂光,所用装置简单,故至今仍被普遍采用。1972 年 S·Martin 等人针对面源法存在的缺陷,提出检测杂光的点光源法,并由测得的杂光扩散函数(GSF)来评估系统的杂光大小。目前只是技术上的一些问题尚未普及。

长期以来,人们致力于杂光系数的准确检测,并从理论与实验上相继开展了许多研究工作。目前已研制出可连续扫描并自动记录的杂光检测装置,它不仅能准确地测定杂光系数,还可检测杂光分布。这些为开展杂光检测的标准化工作奠定了基础。近年来,ISO 下属的 TC-42 对照相物镜的检测方法开展了标准化工作,杂光检测是其中的一项。1991 年国际标准化组织的 optics 和光学仪器标准化技术委员会——ISO/172 提出杂光的定义和检测方法的标

准草案 ISO/DIS9358。这标志着杂光的研究与检测工作已日趋成熟和规范化。

二、杂光成因及危害

杂光的成因有下述几方面

(1)由光学元件的反射与散射造成的杂光:光学元件表面的多重反射,特别是偶次反射是形成杂光的重要因素。当光学系统中含有反射平面或镜片特别多时,则有可能在象面附近形成幻象而产生杂光;透镜的光洁度不好或存在灰尘、指纹、划痕等造成的散射,透镜边缘面(特别是厚透镜或凹面透镜的厚边缘)也会产生杂光;玻璃的气泡、条纹、结石造成的散射光,胶合面、增透膜的反射、散射等也要产生杂光。

(2)机械部件的反射与散射造成的杂光:镜筒内壁、内部机械件、光阑叶片和快门叶片的反射、散射等。叶片向光面的反射光对轴上象点处杂光影响不大,但对轴外点处的杂光影响明显,而叶片的朝象表面的反射产生的杂光要大些。

(3)相机内部各受光面的反射、散射与感光乳剂层的散射等造成的杂光。上述产生杂光的诸项因素中,由反射造成的杂光是主要成因。而散射造成的杂光一般说来是次要的。

通常,杂光在象面处是近于均匀分布的。如常遇到的拍摄大面积亮背景下的景物,则由镜面偶次反射产生的杂光就是近似均匀分布的。只有当景物中存在小面积亮源,且偶次反射光在象面附近成二次象时,才会出现串状亮斑,或较亮块区。遇到此情况,则需通过修改设计来消除象面附近的幻象。

光学仪器中杂光的存在不仅减少参于成象光的能量,更主要的是使整个象面上产生一个近似均匀的附加照度,画面犹如蒙上一层薄雾。杂光直接影响着画面中暗部阶调的再现,使黑部明显变灰,降低了画面的对比度,减少了整个画面的层次(即区分整个画面不同阶调的能力),使画面缺乏质感,整个画面显得平淡含混。

在彩色电影或彩色电视中,杂光会使整个画面彩色失真,彩色饱和度(色浓度)下降,导致画面彩色陈旧。因此,杂光检测与 OTF、畸变、光谱透射比等的检测一样,也是光学系统象质检测的重要方面之一。

为具体说明杂光对象质的影响,下面仅以一狭缝为例分析杂光对 MTF 的影响。若狭缝象的光强分布函数(即线扩散函数)为 $LSF(x)$,相应的杂光扩散函数为 $GSF(x)$,并假定杂光在象面上的分布是比较均匀的。 $GSF(x)$ 可简单表示为

$$GSF(x) = \begin{cases} F_G/2a, & |x| \leq a \\ 0, & |x| > a \end{cases} \quad (6-1)$$

式中 F_G ——象面处杂光的光通量; a ——象面半宽度。则象面上总的线扩散函数

$$LSF_{\Sigma}(x) = LSF(x) + GSF(x) \quad (6-2)$$

于是,按光学传递函数的定义,可写出存在杂光时的调制传递函数

$$\begin{aligned} MTF_{\Sigma}(f_r) &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} LSF_{\Sigma}(x) \exp(-i2\pi f_r x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} LSF_{\Sigma}(x) dx} \\ &= \left[1 - \frac{\int_{-\infty}^{\infty} GSF(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} LSF_{\Sigma}(x) dx} \right] \frac{\int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) \exp(-i2\pi f_r x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) dx} \\ &\quad + \frac{\int_{-\infty}^{\infty} GSF(x) \exp(-i2\pi f_r x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} LSF_{\Sigma}(x) dx} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} GSF(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} GSF(x) dx} \end{aligned}$$

式中若令

$$\frac{\int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) \exp(-i2\pi f_r x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) dx} = MTF(f_r)$$

表示无杂光时光学系统的调制传递函数;并令

$$\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \text{GSF}(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}_{\Sigma}(x) dx} = \eta$$

表示杂光系数,即表示象面处杂光光通量与总光通量之比。则上式可改写为

$$\text{MTF}_{\Sigma}(f_r) = (1 - \eta) \text{MTF}(f_r) + \eta \frac{\sin 2\pi f_r a}{2\pi f_r a} \quad (6-3)$$

由于式(6-3)中 η 是远小于 1 的数,当 f_r 不是过低时, $\frac{\sin 2\pi f_r a}{2\pi f_r a}$ 也远小于 1,故式中第二项可省略去。于是式(6-3)可简化为

$$\text{MTF}_{\Sigma}(f_r) = (1 - \eta) \text{MTF}(f_r) \quad (6-4)$$

显然,当空间频率不很低时,光学系统的调制传递函数在整个空间频率范围内,将随着杂光系数的增大而下降,如图 6-1 所示。

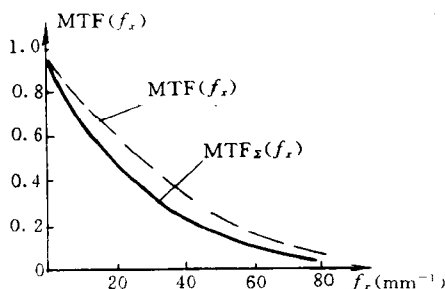


图 6-1 $\text{MTF}(f_r)$ 与 $\text{MTF}_{\Sigma}(f_r)$ 曲线

可见杂光系数是反映光学系统成像质量的重要指标。为减少杂光,在物镜结构设计时,应避免产生二次象;在工艺上对镜表面镀增透膜,对镜筒、透镜外缘、光阑片作涂黑处理。透镜外缘涂漆的折射率应比玻璃的大,以防止斜入射光产生的全反射;采取遮光罩和消杂光光阑等措施。使产生的杂光控制在允许的范围內。

三、杂光系数的度量

影响杂光的因素很多,即使是同一型号的物镜,其杂光也将随着空间物体的亮度分布而变化,同时杂光也是物镜自身的视场角和光圈数的函数。故为了对杂光进行度量,必须明确检测条件。

光学系统杂光系数的指标主要是依据检测方法确定的。目前检测杂光的通用方法是面源法(或称黑斑法),它是假定杂光在象平面上呈均匀分布而提出的。但实际上,杂光在象平面上的分布是不均匀的,故又提出用点源法检测杂光。这一方法直接测量的是点光源在象平面上的杂光分布曲线,即杂光扩散函数 $GSF(x, y)$ 。

为规定杂光系数的实际允许值,可在标准条件下检测一批物镜的杂光系数,然后实拍进行视觉检验,以确定允许值。根据经验,优良的照相物镜其常用孔径的杂光系数应小于 3%。一般照相物镜各孔径的杂光系数均小于 5%。

日本照相机和光学仪器检测协会(JCII)给出了照相物镜及相机杂光系数的度量标准如表 6-1 所示。

表 6-1 日本 JCII 杂光系数标准

杂光系数 η	评 价	备 注
$\eta \leq 1.5\%$	很好	不论黑白或彩色照相都能给出高质量照片
$1.5\% < \eta \leq 3\%$	好	对彩色照相用的相机允限 $\eta \leq 3\%$
$3\% < \eta \leq 6\%$	过得去	介于可接收与不可接收之间
$6\% < \eta$	差	不能接收的

按 ISO/172 标准,待检物镜按其物距、象距及应用范围分为 A、B、C 三大类,见表 6-2。

表 6-2 待检物镜的分类

象 距 物 距	a 无限远或大于 10×焦距	b 有限距离	c 有限距离,但不易 靠近的
A 物在无限远或物 距大于 10×焦距 (物视场不受限)	望远镜	照相物镜	TV 系统摄像机, 电影摄影机
B 有限距离 (物视场不受限)	投影物镜 放大镜 显微镜	扩大镜,变换 透镜,照相物 镜,带纤维面 板的变象管	TV 显微镜
C 有限距离,但不 能直接靠近 (物视场受限)	显微镜		带有玻璃面板 的变象管 TV 显微镜

对各类系统的杂光检测方法,ISO/DIS9358 标准做了相应的规定。

§ 6.2 杂光系数的检测

一、面源法的检测原理

在实际成象光学系统中,成象光线在象面上的有效扩散范围总是有限的。因此,由一均匀的面光源在象面上造成的杂光光强分布,可以看成是由面光源上的各个点光源在象面上造成的杂光的叠加。显然,此时象面上的杂光光强分布仍可认为是比较均匀的,故可用面源法检测杂光系数。如待检物镜对一扩展的均匀亮背景上的黑斑成象,测得黑斑象的光照度,即为象面上的杂光照度 E_G 。若面光源的成象光束在象面的照度为 E_0 ,面光源在象面上所成象的面积为 A ,象面总面积为 S ,则杂光系数的定义式可改写为

$$\eta = \frac{E_G S}{E_0 A + E_G S} (\%) \quad (6-6)$$

不难看出,若面光源越大,则象面上造成的杂光光通量也越大,并且杂光分布也越均匀,故越容易测量准确。若 A 趋近于 S ,则上式可变为

$$\lim \eta = \frac{E_G}{E_0 + E_G} (\%)$$

由上式可见,只要通过测量大面积均匀光源在象面上所成象的总照度 $E_0 + E_G$ 和杂光照度 E_G ,即可求得杂光系数 η 。按此原理检测杂光的方法称为面源法或黑斑法。尽管这一方法存在很多缺点,如检测条件与使用条件明显不符,测得数据在很大程度上取决于检测装置的参数,并不能满意地预言系统的使用效果等。但由于面源法检测易于实现,故仍是目前国内外广为流行的方法。

二、检测装置与方法

图 6-2 所示为基于面源法原理检测照相物镜(或投影物镜、复印物镜等)杂光系数的典型装置的示意图。带有若干个照明灯和光陷阱的积分球,将提供一个亮度均匀的扩展的面源和一个小的黑体目标

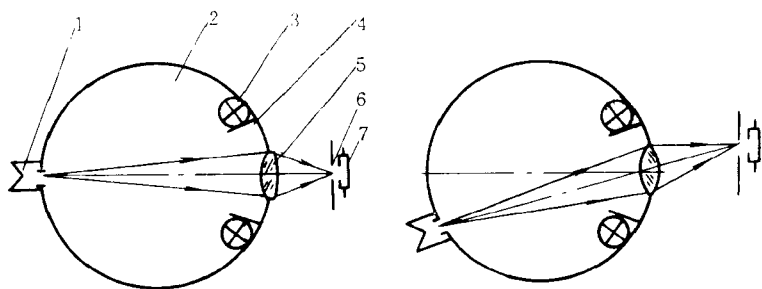


图 6-2 检测杂光系数的装置

- 1—光陷阱;2—积分球;3—灯;4—屏;
5—待检镜;6—测量孔;7—探测器

待检物镜装到与黑体目标相对的积分球直径的另一端入口

处,其前端至少应伸至积分球内表面,使积分球内壁的漫反射面相对待检物镜入瞳构成一个接近 2π 立体角的均匀亮场。光电探测器的光敏接收面应位于黑体目标象面处,在光电探测器前端放一个小孔光阑,以限制光敏元件接收的黑斑的大小。考虑到探测器的光谱响应曲线与待检物镜工作时所用感光底片的光谱灵敏度曲线往往不一致,且积分球光源的光谱功率分布与实际工作光源的也会不一致,故须在光敏面与小孔光阑间加入修正滤光片,以保证探测器的光谱响应曲线与实际感光底片的光谱灵敏度曲线基本一致。为使探测器的响应灵敏度在接收光照度的整个角度范围内保持一致,也就是为保证光敏元件表面获得比较均匀的光照,还须在修正滤光片与光敏面间加入毛玻璃等散射元件。

黑体目标可更换成涂层与积分球内壁的涂层完全相同的“白塞子”,从而使积分球又连成一个完整的漫反射面。由光电探测器分别测出待检物镜象面处黑体目标象的和“白塞子”象的照度值 E_G 和 $(E_0 + E_G)$,实际上由于它们分别与光电探测器的光电信号值 m_1 和 m_2 成正比,故物镜轴上象点处的杂光系数 η 应为

$$\eta = \frac{E_G}{E_0 + E_G} = \frac{m_1}{m_2} \times 100\% \quad (6-7)$$

检测时,也可以不用“白塞子”,而是将光电探测器移到黑体目标象相邻的亮背景区,测得与照度值 $(E_0 + E_G)$ 相对应的光电信号值 m_2 ,再由上式求得杂光系数。

当需检测轴外视场的杂光系数时,可将待检物镜绕通过入瞳中心并垂直光轴的轴线转过不同的视场角,先测出此时黑体目标象处的照度 E_G ,再测出换成“白塞子”(或与黑体目标象相邻的亮背景区)的照度 $(E_0 + E_G)$ 值,即可求得轴外某视场的杂光系数 η 。为提高检测效率,可在积分球壁沿直径圆周的不同位置处装有若干个黑体目标,如龙冈静夫研制的检测杂光的实验装置。此时,只要用性能相同的光敏元件便可同时检测出不同视场下的杂光系数。

由于相机本身结构的不对称性等因素,常使象面上出现不规则的杂光分布,故还需检测整个象面上的杂光分布,以便更全面、正确地评价整机的象质。为此,可用方箱式杂光检测装置替代积分球型检测装置。方箱式均匀亮的面源结构简图如图 6-3 所示,它的积分腔由前部和四周亮屏部分组成。这两部分均由多只并排的灯照亮透射的漫射屏,以获得内壁各处基本均匀的亮度。

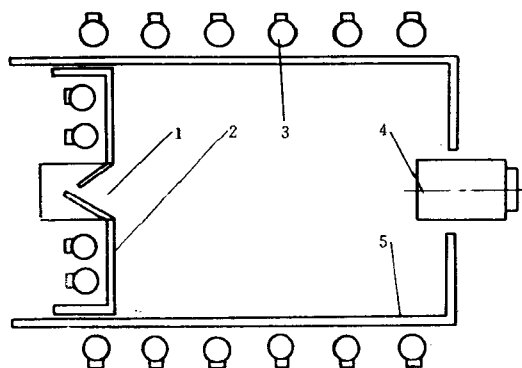


图 6-3 方箱式辐照面源简图

1 黑体目标; 2 可移动的前部; 3 灯; 4 待检镜; 5 四周亮屏

前部是个均匀的亮平面,其中间部位装有圆形的黑体目标。前部在积分腔内可沿镜头光轴方向连续移动,以应对不同焦距物镜检测杂光的需要。前部平面与待检照相物镜的象平面有着明确的对应关系,故这种形式的积分腔,有利于检测象面上各位置的杂光系数。若所用黑体目标是个可覆盖待检物镜全视场的带形黑体,当该黑体绕位于视场中心的枢轴旋转时,则黑体可使镜头物面处的不同部位变成全黑,因而可检测整个象面相应各部位的杂光系数。这种安排与象面处的探测器阵列配合,即可实现自动检测象面的杂光分布。

下面简要介绍的是这种方箱式杂光检测装置的典型实例。

1979 年日本 Konishirokn 照相工业有限公司应日本 JCII 的要

求,研制出一种测量照相机和物镜杂光分布的自动装置。为检测 135 相机的 $36 \times 24\text{mm}$ 的象面上 54 个点的杂光系数,在相机的成象面上放一薄的孔径板,板上列阵均布 6×9 个尺寸为 $0.5 \times 0.5\text{mm}^2$ 的方孔。孔径板的向光面模拟黑的胶片的表面。孔径板后按有 9 个硅光电池的线阵探测器,每个硅光电池连接一个光电流放大电路。当带形黑体目标绕与镜头光轴一致的枢轴旋转时,它的象依次扫过孔径板上的 54 个小方孔。第一排 9 个小孔后的硅光电池能分别测出当黑体目标象覆盖孔上时的照度 E_0 和没覆盖时的照度 $(E_0 + E_g)$ 。测定第一排孔后,光电池线阵自动移到第二排 9 个孔处,依次进行扫描检测。这样,即可测得全部 6 排 54 个方孔处的杂光系数。

当待检镜的物距要求较长时,可采用图 6-4 所示的两半球检测杂光系数的装置。它适于待检镜的物方视场非受限情况下的杂光检测。装置中,两半球的距离是可变的,球的孔径也是可变的。待检镜连同半球可相对另一半球的轴线 O 倾斜。相应的探测器也将随之倾斜,以检轴外视场的杂光

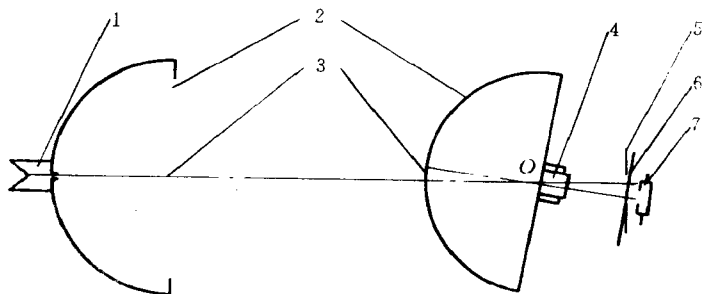


图 6-4 两半球检测杂光系数的光路

- 1 光陷阱; 2 可变距离的半球; 3 可变球孔径; 4 待检镜;
5 测量孔径; 6 象面; 7 探测器

当待检物镜的物距要求很长,且物方视场非受限时,应以带准直物镜(其焦距等于积分球直径)的积分球来检测杂光。图 6-5 所

示为检测轴外视场杂光的光路简图。

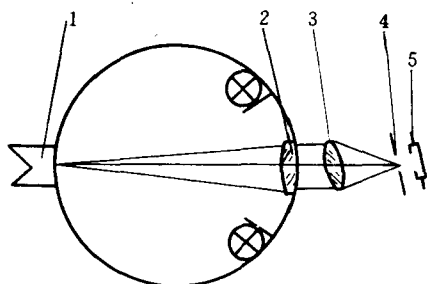


图 6-5 用带准直物镜的积分球检测杂光的光路

1 光陷阱;2 准直物镜;3 待检镜;4 检测孔径;5 探测器

为此,应使待检镜绕其入瞳中心倾斜一角度。准直物镜自身的杂光系数应尽可能小,以免影响检测杂光系数的精度。当对杂光要求严格时,应测出准直物镜自身的杂光系数,再对检测结果予以修正。

用图 6-5 所示的装置还可进行望远系统杂光系数的检测。将待检望远镜正对准直物镜并尽量靠近它,以便获得接近 140° 的均匀亮场。在望远镜出瞳处加一光阑,模拟眼睛对光瞳的限制。光阑孔直径应依据望远镜的使用条件决定。例如白天使用的望远镜,光阑孔直径选为 3mm 左右,若黄昏或夜晚使用时,光阑孔直径应选 8mm 左右。光电探测器与测照相物镜的相同,但光电探测器的小孔光阑应置于黑体目标在象方对应的暗区内。修正滤光片的光谱透射比应根据人眼的光谱光视效率和光敏元件的光谱灵敏度曲线进行设计和选择。

检测时,通过光电探测器分别测得对应黑体目标和“白塞子”的象面照度指示值 m_1 和 m_2 ,由式(6-7)即可求得待检望远系统的杂光系数。

§ 6.3 杂光扩散函数(GSF)的检测

杂光扩散函数的检测是采用点源法进行的。点源法是 1972 年由 S·Martin 等人提出的。该法的优点是检测结果不受测试条件的影 响,它适于杂光在待检物镜象面分布不均匀时的检测。

如直接从杂光系数的定义式

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \text{GSF}(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}_{\Sigma}(x) dx}$$

出发,使暗背景下的点光源经待检光学系统成象,通过检测象面上造成的杂光辐照度与到达象面的总光通量的比值,可求得杂光系数。这种利用小尺寸光源检测杂光系数的方法称为点源法。在此基础上,发展成直接检测杂光扩散函数 $\text{GSF}(x, y)$ 的方法,即直接检测视场内外不同位置处的点光源在待检物镜象面处所造成的归一化杂光光强分布函数。测得 $\text{GSF}(x, y)$ 后,即可求得待检物镜视场内各点的杂光系数 η ,并可估算出任意已知的物分布及其背景光在象面处产生的总的杂光分布,从而预测待检系统对不同物体和背景成象时,杂光对象质的影响效果。

对无限远的物成象的透镜,检测其 GSF 的典型光路安排如图 6-6 所示。

一个有均匀发光度的小圆光源置于准直物镜焦点位置,则在准直物镜的孔径处可得到均匀的辐照度。待检物镜置于准直仪出射光束中,并可绕旋转中心转动,以改变光源在其视场中的角位置。而与此同时,应保持光束完全充满待检物镜的入射孔径。为防止任何外来的光照度进入待检系统被探测器接收到,需采取挡板等措施,待检透镜象面处辐照度分布可由探测器系统测出。探测器系统通常由小孔、校正光源光谱成分的滤光片以及光电探测器组成。探测器系统可安放在待检物镜象场的任何位置处。

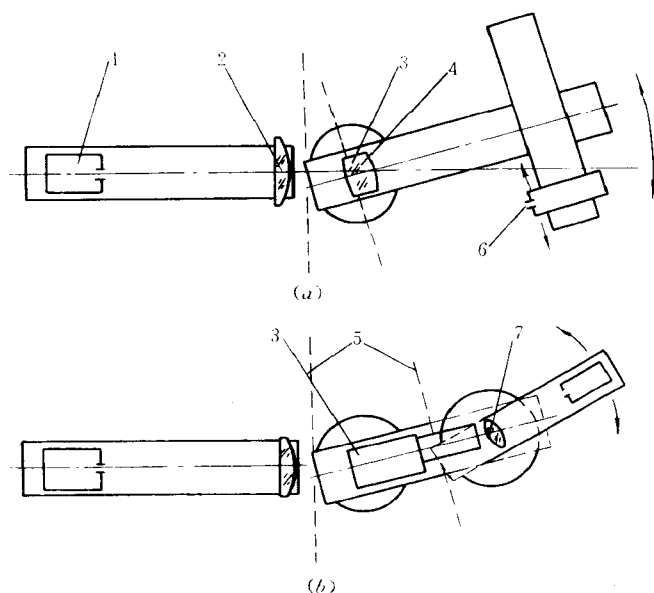


图 6-6 检测 GSF 的光路图

- 1 光源; 2 准直仪物镜; 3 待检系统; 4 旋转中心;
5 挡板; 6 探测器; 7 辅助透镜

在检测 $GSF(x, y)$ 时, 由于杂光信号很弱, 而点光源象的信号很强, 故要求探测系统必须具有非常大的辐照度动态检测范围。其值可达 10^4 至 10^6 , 甚至更大, 这取决于待检系统或透镜的类型。为适应这样大的动态检测范围, 探测器系统通常标有一条对数灵敏度曲线。如按检测量级, 将校正用的中性滤光片置入光源或探测器系统中, 则可显著降低对探测器动态范围的要求。

为得到 GSF 的规格化辐照度分布, 只需将测得值除以光源的轴向象的整个光通量。现以探测器接收到的信号 y 为纵坐标, 以 x 或 θ (分别表示象面的线位移或角位移) 为横坐标, 作出 GSF 曲线如图 6-7 所示。

设光源象的面积为 A ; 探测器面积为 a ; 探测信号的光通量为

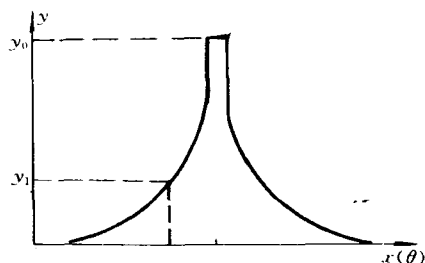


图 6-7 GSF 曲线

k ; 则 GSF 曲线的实际规格化方法如下;

(1) 若探测器的孔径比光源象小, 即 $a < A$, 则得辐照度为 ky_1/a ; 象的光通量为 ky_0A/a ; 每单位光通量的辐照度为 y_1/y_0A 。

(2) 若探测器的孔径比光源象大, 即 $a > A$, 则得辐照度为 ky_1/a ; 象的光通量为 ky_0 ; 每单位光通量的辐照度为 y_1/y_0a 。

对于第一种情况 ($a < A$), 象的全部光通量应该等于光源象的平均辐照度与光源面积的乘积。若光源有均匀的辐照度, 显然这时的 GSF 是很容易确定的。

第二种情况 ($a > A$), 当光源象调成与探测器孔径同心时, 则探测器所检得的信号值, 即为全部光通量的检测值。此时, 辐照度在光源象范围内的均匀性已不再重要。

光源为具有一定辐照度的亮盘, 当要求均匀辐照度时, 应采用图 6-8(a)、(b) 所示的形式, 其中图 (a) 表示在准直仪入瞳处形成一个漫射象。图 (b) 表示在准直仪入瞳处形成聚光镜的象。

当物位于有限距离, 且物方视场受限, 即表 6-2 中 B 类系统。这类物镜检测所用装置示意图如图 6-9 示。光学系统可在待检镜的物面范围内移到任一位置。

为在整个视场范围使待检镜获得均匀的辐照度, 可通过机构使光源系统倾斜, 并始终指向待检镜的入瞳中心。

(3) 对于物面不易接近的系统, 即表 6-2 中的 C 类系统。对这类系统的检测可加一辅助透镜系统以将光源象投射到待检镜的物

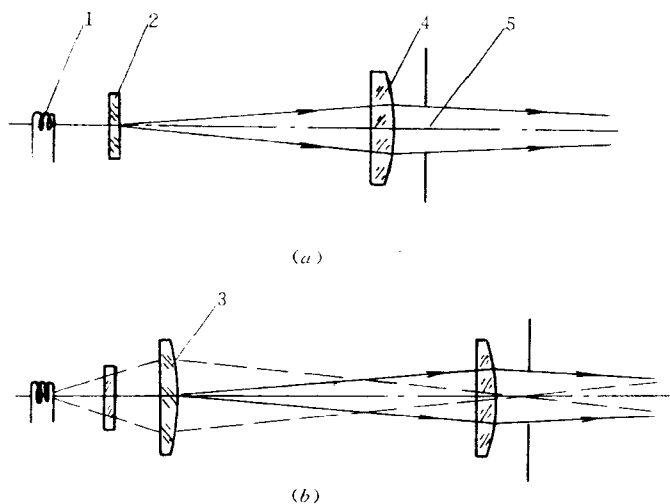


图 6-8 光源系统

1 灯; 2 半漫射体; 3 聚光镜; 4 中继透镜; 5 孔径

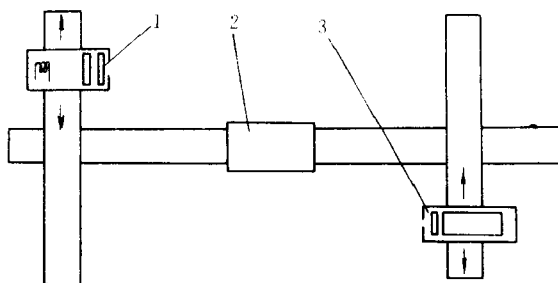


图 6-9 有限距离的透镜的 GSF 检测装置

1 光源系统; 2 待检透镜; 3 探测系统

面处。

例如检测变象管的 GSF, 其中的一种光路安排如图 6-10 所示。辅助透镜产生的杂光要很小, 它与待检镜的杂光相比, 可忽略不计。

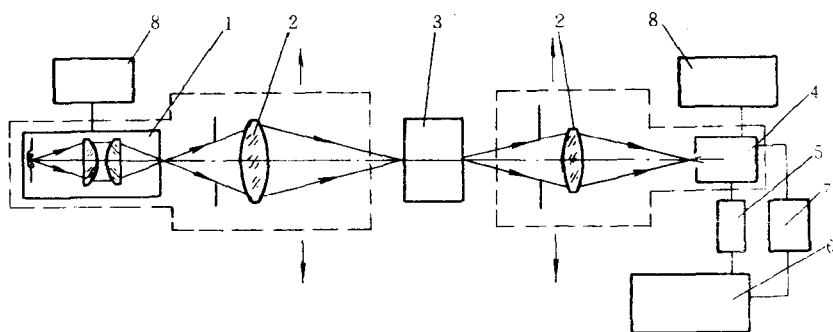


图 6-10 检测变象管 GSF 的装置

- 1 小孔光源; 2 中继透镜; 3 待检变象管; 4 带光电倍增管的探测器;
5 变换器; 6 x - y 记录仪; 7 对数放大器; 8 稳压电源

§ 6.4 检测条件的标准化

以面源法检测杂光系数时,其检测结果要受到具体测试条件等诸多因素影响,如黑体目标的大小,光电探测器前的接收孔的大小、亮区的张角、积分球内壁亮度的均匀性和亮度的大小等。为了保证检测结果的统一,必须依据待检光学系统的种类和使用要求规定统一的检测条件。为此,国际标准化组织制定的关于物镜杂光系数检测标准草案中,对检测条件做了若干主要规定:

一、扩展光源

1. 扩展光源的尺寸

对于 A 类待检系统,扩展源应尽量靠近待检物镜的入瞳,以使其所对的视场角尽量接近 2π 立体角(即对待检物镜的入瞳张角接近于 180°)。对于 B 类和 C 类待检系统,光源在尺寸和形状上应符合要求。

2. 亮度特性

在待检系统的整个视场角范围内,亮度应保持不变,在象面对角线之半所对应的圆视场范围内,亮度不均匀应好于 $\pm 5\%$;而在全视场范围,亮度不均匀应在 $\pm 8\%$ 之内。

3. 稳定性

在整个检测过程中,光源的亮度变化应低于 5% 。

4. 光谱特性

在探测器光谱响应范围内,扩展源的光谱功率分布特性应已知,并与检测要求的光谱特性一致。

5. 黑体目标

黑体目标经待检物镜所成圆形象的直径、方形象的边长或所成带形象的宽度,应等于待检物镜标称象对角线视场长度的 $1/10 \pm 20\%$ 。黑体目标的亮度应小于周围亮场亮度的 $1/1000$ 。

6. 准直仪及其它辅助镜的使用

准直仪物镜应选用优质的透镜,其两表面镀减反射膜。在物镜使用的整个波长范围内,每个表面的反射率应低于 1% 。

为使待检镜对整个目标均无渐晕,准直物镜的口径应足够大。准直仪的安置应确保扩展面源产生最小的弥散。若准直仪用于象空间,或以辅助镜将面源中继到物面时,也可作类似的考虑。

二、探测器系统

1. 测量孔径

光敏元件前的小孔光阑直径,应为黑体目标象直径的 $1/10 \sim 1/5$ 。

2. 角度响应度特性

探测器系统的输出与测量孔处的辐照度应成正比例(比例因子为常数),当入射角在 $\pm 45^\circ$ 范围内,其比例的变化量不超过 5% ;而入射角在 $\pm 80^\circ$ 范围内,其比例变化量不超过 10% 。

3. 探测器系统表面的反射率

在检测待检照相物镜整机的杂光系数时,探测器的小孔光阑外表面的尺寸和形状应与象面(底片)的格式相同。并在光阑外表面上覆盖一层照相机实际工作时所用的感光材料,或者覆盖一层与感光材料的光谱特性和角反射特性相近似的其他代用材料。其余外露表面的反射率应小于3%。若是单独检测照相物镜的杂光系数,则探测器系统的小孔光阑的外表面应涂成反射率低于3%的漫射面。

4. 线性

探测器系统连同放大器、仪表等的线性可满足所用照度范围(40dB)的检测需要,并与杂光系数的检测精度要求相适应。

5. 探测灵敏度稳定性

整个探测器、放大器系统的灵敏度的变动量,在杂光系数的检测周期内应小于2%。

6. 光探测器和滤光片的光谱灵敏度

应了解光探测器的光谱灵敏度,也应知道用于模拟具体光谱响应曲线的滤光片的光谱透过特性。滤光片或滤光片组应置于小孔光阑和探测器之间。光电探测器与滤光片的组合光谱响应曲线,应按待检系统实际使用要求进行分配。

滤光片应小心地拿放,避免因放斜而改变其透过特性,以确保不产生大的检测误差。

三、物象共轭关系

对于以无限远物共轭的待检系统,若该系统是透镜,则物共轭距最小值应为自身焦距的十倍;若是光电系统或非聚焦系统,则物共轭距最小值应为其物镜焦距的十倍。若待检系统是个组合系统(例如照相机)物共轭距应比系统的近点调焦距离更长。

若待检镜是以有限远物距工作时,那么用于杂光检测的物共轭距应等于待检镜所要求的距离或在所要求的距离范围之内。

四、视场位置及其它规定

杂光系数的检测应在待检镜的光轴位置处以及在透镜全视场内所规定的位置进行。若选用一个位置,则推荐选在最大视场的0.9带处。如需加选视场位置,可取下面推荐值:最大视场的0.3、0.5和0.7带位置。检测相机整机的杂光系数时,若所测杂光分布出现不对称特征,则应绕光轴转照相机物镜,并在最大杂光系数的方位进行检测。

透镜系统的杂光系数应在全孔径下进行检测。为评价光圈叶片的杂光影响,还应在其它选定的孔径下进行检测。

相机整机(或类似的组合系统)杂光系数的检测,应借助靠近相机底片的探测器的小孔光阑进行。为此,须拿掉相机后盖压板。小孔光阑的四周应以新底片或用有同样反射特性的模拟物环盖着相机的整个画面。

五、应注明的检测条件

在杂光系统的检测报告中,应注明以下各主要检测条件与参数:

(1)待检物镜或整机的牌号、名称、型号和制造号,以及待检镜的焦距和最小 F 数,或非聚焦系统的放大率和入瞳、出瞳直径。

(2)光源的形状和对待检镜的张角或线尺寸。

(3)黑体目标或其象的形状和对待检镜的张角或线尺寸。

(4)探测器系统中小孔光阑(检测孔)的直径。

(5)物距和放大率。

(6)光源的探测器与滤光片相组合的光谱特性。在适当场合(如检测纯光学系统),还应给出光源、探测器和滤光片组的组合光谱特性曲线。

(7)说明检测工作是否在象面处用了感光底片(或等效物)做的。

(8)若检测中,光学系统用了可拆的遮光罩,而该遮光罩又不是待检的部件,对此应做详细说明。

(9)检测时,待检镜的孔径(F 数)。

(10)检测的视场位置。

(11)若必须用辅助装置,如辅助镜以使检测变得可行或方便的话,这些应详细说明。

六、检测时的注意事项

(1)用直流检测系统时,即使没光投在探测器上,一般也存在着暗电流信号。此暗电流与杂光信号比可能是相当主要的,故检测中应予以考虑。注意暗电流随时间、温度等的变化,在每次检测杂光时应确定其影响值。

(2)杂散辐射光:某些杂散辐射光可能落到探测器的小孔光阑处,这些杂散辐射光并不是由待检光学系统的杂光引起的,而是来自实验室墙壁、光具座的表面、仪器罩的反射以及仪器指示灯等。

这种杂散辐射光对检测仪器输出信号的影响,可通过遮住待检光学系统的孔径来判读,并需采取屏蔽措施以使杂散辐射光的影响达最小。其残量对检测结果而言应在允许范围内。必要时可对光源采取调制措施,以提高检测系统的抗干扰能力和工作稳定性。

(3)光学外露面的污物和灰尘:待检系统光学面的任何污物、灰尘、油污(尤其是指纹)均可影响杂光的检测结果。系统在检测前,应仔细清洁其外露面。

(4)辅助光学系统:辅助光学系统是一个杂光源,如若可能应尽量避免采用。若非用不可,应采取适当地修正措施,以确保辅助系统的残余杂光对整个系统的杂光检测没大的影响。

(5)规格化:在检测杂光系数时,若光源象比探测器的小孔光阑大,杂光系数的规格化可通过校正检测装置的信号强度(或绘图仪的坐标比例)实现,即令光源象的平均输出信号值与光源象面积

的乘积等于 1。若探测器的小孔光阑比光源象大,则可令光源象的峰值输出信号值与探测器光阑孔面积之乘积为 1 来实现规格化。

在杂光系数测量结束时,应给出有关检测条件的全部资料。

§ 6.5 光学系统的透射比

一、CIE 标准照明体和标准光源

在检测光学系统透射比时,必须在统一规定的照明光源下,其检测结果才可以进行比较,故标准光源的问题在光度学和色度学中是十分重要的。为此国际照明委员会 CIE 早在 1931 年就推荐了三种标准照明光源 A、B、C,以后又推荐了标准照明体 D。

1970 年批准公布的 CIE 推荐书“色度学”中,正式规定把“照明体”和“光源”分开定义。照明体是指一种特定的光谱功率分布(或相对光谱功率分布),而不指明由哪种光源提供。光源系指能发光的物理辐射体。由于检测中主要关心的是照明光源的相对光谱功率分布,故统一规定的标准照明体,比推荐的标准光源更主要,也更为有利。这种以严格规定的相对光谱功率分布作为标准的照明性质,就称“CIE 标准照明体”。CIE 中所涉及到的色温概念,系指具有和光源辐射相同颜色的黑体的绝对温度,通称为该光源的色温(又称生理色温);在可见光范围内,和光源辐射具有相同(或最近似)的相对光谱功率分布的黑体的绝对温度称为该光源的分布色温;若光源辐射的光色与某一绝对温度下黑体辐射的颜色最接近,称此绝对温度为光源的相关色温。

白炽灯等热辐射光源的色温,基本分布在 CIE1931 色温图中的黑体轨迹上,如图 6-11 所示。而白炽灯以外的其它常用光源的色温,一般不在黑体轨迹上,故只能以相关色温表示,如图 6-11 中光源 C 的相关色温为 6774K。

CIE 最初推荐的三种标准照明体为:标准照明体 A 代表

“1968 年国际实用温标”中绝对温度约为 2856K 的完全辐射体(黑体)的光,其色温点落在 CIE1931 色度图的黑体轨迹上;标准照明体 B 代表相关色温约为 4874K 的直射阳光,它的光色相当于晴天中午的阳光;标准照明体 C 代表相关色温约为 6774K 的平均日光,它的光色近似于阴天天空的日光。

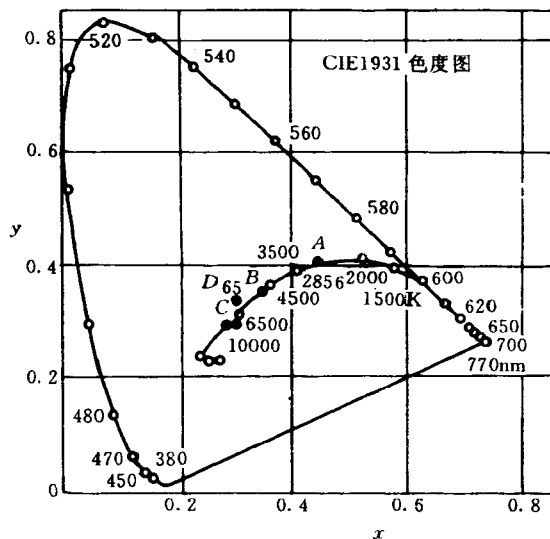


图 6-11 CIE1931 色度图上的黑体轨迹

表 6-3 给出 CIE 标准照明体 A、B、C 的相对光谱功率分布数据和色品坐标数据。

表 6-3 CIE 标准照明体 A、B、C 的相对光谱功率分布和色品坐标

波长	A	B	C	波长	A	B	C
360(nm)	6.14	9.60	12.90	630	150.84	101.00	88.00
370	7.82	15.30	21.40	640	157.98	102.20	87.80
380	9.80	22.40	33.00	650	165.03	103.90	88.20
390	12.09	31.30	47.40	660	171.96	105.00	87.90
400	14.71	41.30	63.30	670	178.77	104.90	86.30

续表

波长	A	B	C	波长	A	B	C
110	17.68	52.10	80.60	680	185.43	103.90	84.00
120	20.99	63.20	98.10	690	191.93	101.60	80.20
130	24.67	73.10	112.40	700	198.26	99.10	76.30
140	28.70	80.80	121.50	710	204.41	96.20	72.10
150	33.09	85.40	124.00	720	210.36	92.90	68.30
160	37.81	88.30	123.10	730	216.12	89.40	64.40
170	42.87	92.00	123.80	740	221.67	86.90	61.50
180	48.24	95.20	123.90	750	227.00	85.20	59.20
190	53.91	96.50	120.10	760	232.12	84.70	58.10
200	59.86	94.20	112.10	770	237.61	85.40	58.20
210	66.06	90.70	102.30	780	244.68	87.00	59.10
220	72.50	89.50	96.90		A	B	C
230	79.13	92.20	98.00				
240	85.95	96.90	102.10				
250	92.91	101.00	105.20				
260	100.00	102.80	105.30	<i>x</i>	0.4476	0.3484	0.3161
270	107.18	102.60	102.30	<i>y</i>	0.4074	0.3515	0.3162
280	114.44	101.00	97.80	<i>u</i>	0.2560	0.2137	0.2009
290	121.73	99.20	93.20	<i>v</i>	0.3495	0.3234	0.3073
300	129.04	98.00	89.70	<i>x</i> 10	0.4512	0.3498	0.3104
310	136.35	98.50	88.40	<i>y</i> 10	0.4059	0.3527	0.3191
320	143.62	99.70	88.10	<i>u</i> 10	0.2590	0.2142	0.2000
				<i>v</i> 10	0.3495	0.3239	0.3084

表 6-4 标准光源 B、C 的 Davis-Gibson 液体滤光器的配方

液 槽 1	B_1	C_1
硫酸铜 ($\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$)	2.452g	3.412g
甘露糖醇 [$\text{C}_6\text{H}_8 \cdot (\text{OH})_6$]	2.452g	3.412g
吡哌 ($\text{C}_5\text{H}_5\text{N}$)	30.0cm ³	30.0cm ³
蒸馏水加到	1000cm ³	1000cm ³
液 槽 2	B_2	C_2
硫酸钴铵 $\text{CoSO}_4(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	21.71g	30.580g
硫酸铜 ($\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$)	16.11g	20.520g
硫酸 (比重 1.835)	10.0cm ³	10.0cm ³
蒸馏水加到	1000cm ³	1000cm ³

CIE 规定的标准光源 A 为色温 2856K 充气钨丝灯。为更准确地实现标准照明体 A 紫外辐射的相对光谱功率分布,推荐使用熔融石英玻璃壳或带石英窗口的灯泡。标准光源 B、C 是由标准光源 A 和 Davis-Gibson 滤光器组合而成的光源,见表 6-4。

随着科学技术的发展,对模拟日光相对光谱功率分布的准确度提出了较高要求。为此,经过许多学者的努力,CIE 又提出了 CIE 标准照明体 D。D 是指一系列不同时间相(即不同时间、季节和气候条件)下的日光所具有的相对光谱功率分布总称。也称“重组日光”。其中常用的为 CIE 标准照明体 D_{65} 、 D_{55} 和 D_{75} ,并规定了它们的详细数据,如表 6-5 中所示。

标准照明体 D_{65} 代表相关色温为 6504K 的典型日光的相对光谱功率分布,它代表了正常天气状况下白天的平均日光,它适用于日间使用的观察瞄准仪器。当相关色温与 D_{65} 偏离较大时,CIE 建议尽可能用 D_{55} 和 D_{75} 。

表 6-5 CIE 标准照明体 D_{65} 、 D_{55} 、 D_{75} 的相对光谱功率分布和色品坐标

波长 (nm)	D_{65}	D_{55}	D_{75}	波长 (nm)	D_{65}	D_{55}	D_{75}
360	46.6	30.6	63.0	630	83.3	90.4	78.7
370	52.1	34.3	70.3	640	83.7	92.3	78.4
380	50.0	32.6	66.7	650	80.0	88.9	74.8
390	54.6	38.1	70.0	660	80.2	90.3	74.3
400	82.8	61.0	101.9	670	82.3	93.9	75.4
410	91.5	68.6	111.9	680	78.3	90.0	71.6
420	93.4	71.6	112.8	690	69.7	79.7	63.9
430	86.7	67.9	103.1	700	71.6	82.8	65.1
440	104.9	85.6	121.2	710	74.3	84.8	68.1
450	117.0	98.0	133.0	720	61.6	70.2	56.4
460	117.8	100.5	132.4	730	69.9	79.3	64.2
470	114.9	99.9	127.3	740	75.1	85.0	69.2
480	115.9	102.7	126.8	750	63.6	71.9	58.6
490	108.8	98.1	117.8	760	46.4	52.8	42.6
500	109.4	100.7	116.6	770	66.8	75.9	61.4

续表

波长(nm)	D ₆₅	D ₅₅	D ₇₅	波长(nm)	D ₆₅	D ₅₅	D ₇₅
510	107.8	100.7	113.7	780	63.4	71.8	58.3
520	104.8	100.0	108.7		D ₆₅	D ₅₅	D ₇₅
530	107.7	104.2	110.4				
540	104.4	102.1	106.3				
550	104.0	103.0	104.9	<i>x</i>	0.3127	0.3324	0.2990
560	100.0	100.0	100.0	<i>y</i>	0.3290	0.3475	0.3150
570	96.3	97.2	95.6	<i>u</i>	0.1978	0.2044	0.1935
580	95.8	97.7	94.2	<i>v</i>	0.3122	0.3205	0.3057
590	88.7	91.4	87.0	<i>x</i> 10	0.3138	0.3341	0.2996
600	90.0	94.4	87.2	<i>y</i> 10	0.3310	0.3487	0.3173
610	89.6	95.1	86.1	<i>u</i> 10	0.1979	0.2051	0.1930
620	87.7	94.2	83.6	<i>v</i> 10	0.3130	0.3211	0.3067

由于标准照明体 D₆₅ 比标准照明体 B 和 C 更符合日光的相对光谱功率分布,故 CIE 已准备废除标准照明体 B 和 C。

标准照明体 D₅₅ 代表相关色温为 5503K 的典型日光,这种日光相当于无云天气,太阳与水平方向成 45° 时的日光相对光谱功率分布。标准照明体 D₅₅ 常用于摄影仪器,如摄影闪光灯的设计就是模拟标准照明体 D₅₅,评价照相物镜彩色还原性能的色贡献指数 (ISO/CCI) 也是以 D₅₅ 为依据的。

标准照明体 D₇₅ 代表相关色温为 7504K 的典型日光,这种照明体主要用于高色温光源下进行精细辨色工作的场合。

二、光学系统的透射比

光学系统的透射比分为光谱透射比和白光透射比两种。若波长为 λ 的光进入光学系统的光通量为 $\phi(\lambda)$, 射出光学系统的光通量为 $\phi'(\lambda)$, 则光学系统的光谱透射比 $\tau(\lambda)$ 为

$$\tau(\lambda) = \frac{\phi'(\lambda)}{\phi(\lambda)} \times 100\% \quad (6-8)$$

此外,还常常用 CIE 规定色温下的白光作光源,测量在可见光区

域($\lambda_1 \sim \lambda_2$)内的光谱透射比总和,即白光透射比 τ 。

设规定色温下的标准光源的相对光谱功率分布为 $S(\lambda)$,人眼的光谱光视效率为 $V(\lambda)$,待检光学系统的光谱透射比为 $\tau(\lambda)$,则进入光学系统的总光通量为

$$\phi = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) V(\lambda) d\lambda$$

同样,射出光学系统的光通量为

$$\phi' = K \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \tau(\lambda) V(\lambda) d\lambda$$

则光学系统的目视透射比,即白光透射比为

$$\tau = \frac{\phi'}{\phi} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \tau(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) V(\lambda) d\lambda} \quad (6-9)$$

光学系统透射比反映了经过该系统之后光能的损失程度。对于目视仪器来说透射比低,拍摄时需增加曝光时间。

由于光学系统的膜层和玻璃材料的选择性吸收,对于彩色摄影、彩色电视和多波段照相物镜、放映镜头等,就需检测其光谱透射比。如果某些波长的光谱透射比相对值过低,则会影响待检系统的彩色还原效果(主要表现为偏色现象)。

由式(6-9)可看出,只要统一规定光源的色温,利用白光透射比这个单一数值指标,就可对光学系统之间的透射比进行对比,故一般情况下,只要检测光学系统的白光透射比就够了。如检测的不是目视光学系统,也可用式(6-9)计算,只是将式中的 $V(\lambda)$ 改为相应接收器的相对光谱灵敏度 $S_0(\lambda)$ 即可。对白天使用的目视观察瞄准仪器,建议使用 CIE 标准照明体 D_{65} 。

检测轴上点的目视透射比,其数值随光学系统的复杂程度和表面镀膜质量而有较大变化,约在 50~80% 之间。

照相系统的透射比分轴上和轴外两部分。一般检测它的光谱透射比。其所用光源的色温建议选用 CIE 标准照明体 D_{55} 。目前照

相物镜轴上点光谱透射比可达 90% 以上。

§ 6.6 光学系统透射比的检测

一、望远系统透射比的检测

望远系统透射比可用透射比测定仪进行检测,图 6-12 为测定仪的原理图。该装置由点光源平行光管和积分球接收器组成。点光源平行光管的物镜焦平面上设置一小孔板,并由光源经聚光镜照明。积分球接收器由积分球,晒光电池和检流计组成。可变光阑用于限制从平行光管射出的轴向平行光束的口径。

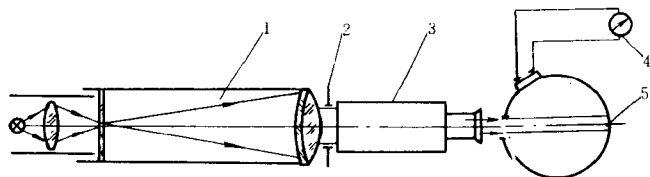


图 6-12 望远镜透射比测定仪原理图

1—点光源平行光管;2—可变光阑;3—待检望远镜;4—检流计;5—积分球

空测时,先不放待检望远镜,调节可变光阑使孔径稍小于积分球的入射孔,并使经可变光阑孔射出的平行光束全部进入积分球。检流计可读得一读数 m_0 ;然后将视度归零的待检望远镜放光路中,使其光轴和点光源平行光管的光轴大致对准,则经可变光阑射出的平行光,通过待检望远镜并使其射出的光束全部进入积分球。这一过程称为实测。相应检流计上又可得到一读数 m_1 。

显然,待检望远系统的白光透过率比为

$$\tau = \frac{\phi'}{\phi} = \frac{m_1}{m_0} \times 100\% \quad (6-10)$$

检测时注意事项:光源色温应符合 CIE 标准照明体 D_{65} 的要

求;整个检测过程中,照明灯泡的发光强度应保持稳定,其稳压误差
不大于 1%;待检系统及检测仪器的全部外露通光表面应仔细
清洁,不允许存在灰尘、指印和污物遮拦光线;应避免点光源象成
在待检系统的分划板上;当检测精度要求较高时,应在晒光电池前
加修正滤光片,以使光谱灵敏度校正到与 $V(\lambda)$ 一致。

望远系统的透射比一般指轴向透射比。图 6-12 所示的检测方
法只能测近轴透射比,即进入望远系统的平行光束直径比较小,它
受积分球进光孔限制。有时需检测望远镜的全口径透射比,可采用
附加透镜进行检测,如图 6-13 所示。

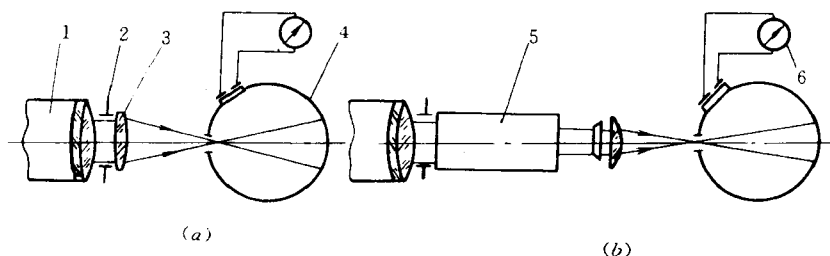


图 6-13 望远镜全口径透射比检测

- 1 点光源平行光管;2- 可变光阑;3- 附加透镜;
4 积分球;5 待检望远镜;6 检流计

空测时将附加透镜置于可变光阑之后,使平行光束经其会聚
后全部进入积分球,如图 6-13(a)所示。实测时,将同一附加透镜
移到待检望远镜的目镜之后,使由目镜射出的平行光经附加透镜
会聚后全部进入积分球,如图 6-13(b)所示。

为检测望远镜的光谱透射比,只要将光源换成单色仪,使单色
仪的出射狭缝经聚光镜成在平行光管的小孔板处即可。改变单色
仪的波长手轮,以一定波长间隔,测得各波长对应的光谱透射比。
注意控制单色仪狭缝高度,使空测时光束能全部进入积分球。因单
色仪光较弱,应以光电倍增管代替晒光电池。也可用一系列干涉滤
光片依次加在聚光镜与小孔板之间,检测各波长对应的光谱透射

比。

二、照相物镜透射比的检测

1. 照相物镜轴上点透射比的检测

图 6-14 为检测照相物镜轴上点透射比的光路图。空测时,可变光阑的口径应小到保证使全部光束进入积分球,积分球尽量靠近可变光阑,如图 6-14(a)所示。实测时,积分球应放置到待检物镜之后的会聚光中,如图 6-14(b)所示。并注意调积分球位置,使投射到积分球内壁上的光斑直径和位置与空测时的相近。在待检物镜象面处加视场光阑,以限制待检物镜产生的杂光进入积分球。空测与实测时,检流计上分别读得 m_0 和 m_1 ,则求得透射比为

$$\tau = \frac{m_1}{m_0} \times 100\%$$

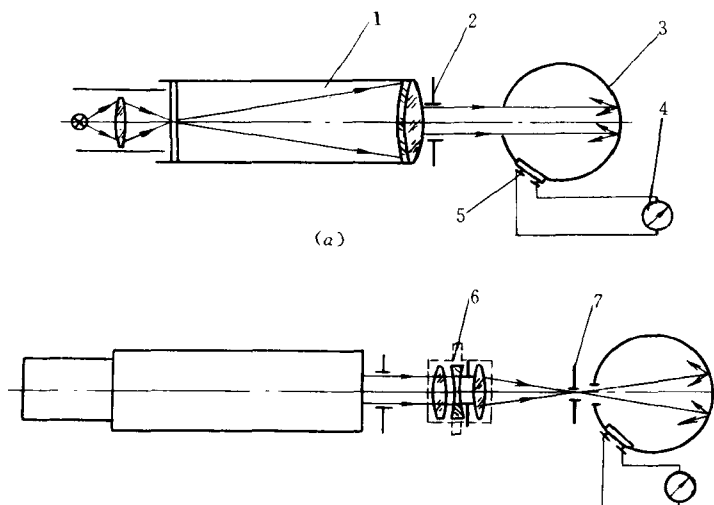


图 6-14 照相物镜透射比的测量

- 1 点光源平行光管; 2 可变光阑; 3 积分球; 4 检流计;
5 光电探测器; 6 待检照相物镜; 7 视场光阑

对于入瞳直径较大的照相物镜,可用图 6-15 所示的附加透镜法检测。可变光阑口径开到略小于待检照相物镜的入瞳直径或按规定调到所要求的直径。图 6-15(a)是空测时的情况。在可变光阑后放置一附加透镜,使光束会聚到积分球入射孔处。实测时利用附加透镜,将待检照相物镜焦平面上所成的小孔一次象成到积分球入射孔处。在小孔一次象处放小孔限制光阑,以防止杂光进入积分球,如图 6-15(b)所示。检测方法与前述的一样。

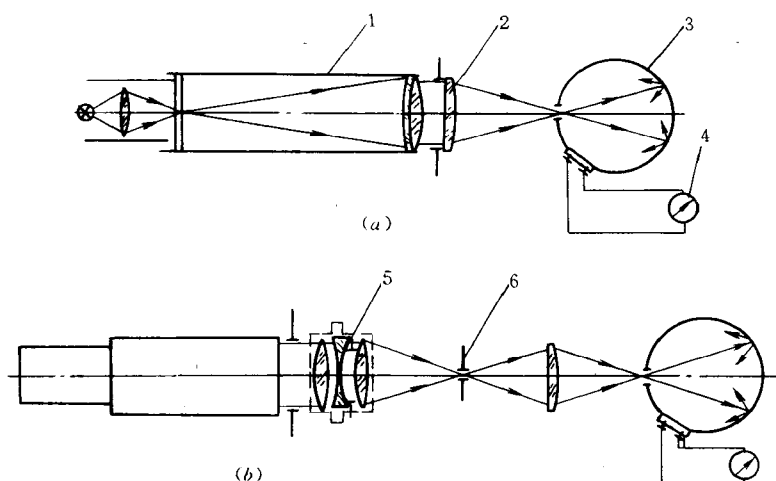


图 6-15 照相物镜全孔径透射比检测

1 点光源平行光管;2 附加透镜;3 积分球;

4 检流计;5 待检照相物镜;6 小孔限制光阑

对于物镜按有限距离设计的摄影物镜、投影物镜和制板物镜等,检测光路安排如图 6-16 所示。在小孔光阑后一定距离上设置一孔径光阑,用于限制检测光束的孔径角。并注意使通过孔径光阑的光束无阻挡地通过待检物镜。空测与实测时的其它情况同 6-15。

2. 照相物镜轴外点透射比的检测

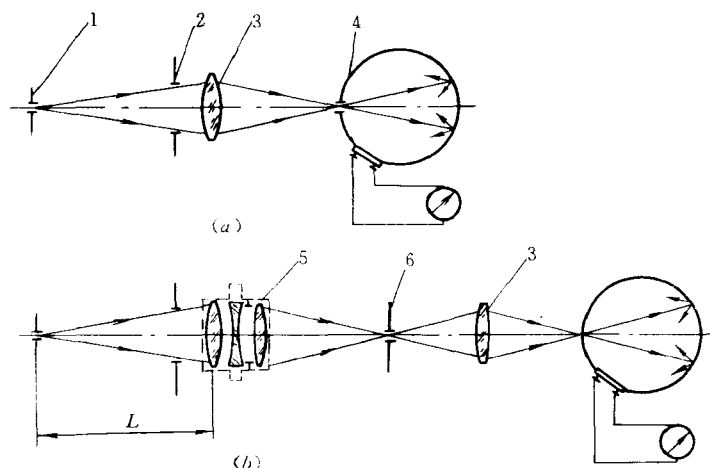


图 6-16 物距为有限距离的物镜的透射比检测

1 小孔板;2 孔径光阑;3 附加透镜;4 积分球;5 待检物镜;6 限制光阑

对于某些广角照相物镜需要研究透射比随视场的变化情况,故需检测规定视场角下的光谱透射比。检测光路如图 6-17 所示。待检物镜绕通过入瞳中心的轴转到相应的视场角,应使光束的中心与入射光瞳中心大致重合,并保证光束不被切割情况下通过待检物镜。积分球应正对待检物镜的出射光束。检测照相物镜的透射比时,光源色温应符合 CIE 标准照明体 D_{50} 的要求。并加入修正滤光片,将光电探测器的光谱灵敏度曲线校正到与感光胶片的光谱灵敏度曲线基本一致。

3. 照相物镜光谱透射比的检测

其检测装置基本上同图 6-14 所示的装置。因是逐点单色相对测量,故可不用修正滤光片。此时,用单色仪代替图中的光源,通过聚光镜使单色仪出射狭缝成像到小孔板处。调出射狭缝长度,使所射出的单色光全部进入积分球。积分球处的晒光电池可用光电倍增管替代。测得各波长单色辐射下的透射比 $\tau(\lambda) = \phi'(\lambda) / \phi(\lambda) \times$

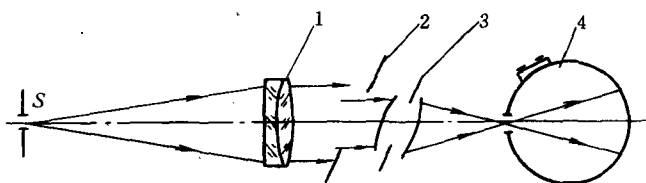


图 6-17 测照相物镜轴外点透射比的光路

1—准直物镜;2—可变光阑;3—待检照相物镜;4—积分球

100%。在规定波长范围内,按一定波长间隔逐点检测,可得光谱透射比曲线,如图 6-18 所示。

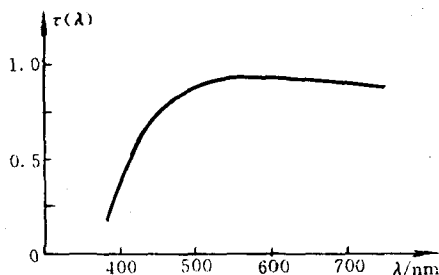


图 6-18 照相物镜的光谱透射比曲线

无论是检测积分透射比还是光谱透射比,其检测值均与检测条件有关,如光源色温、测量光束口径、积分球直径、单色仪的单色性、波长间隔的选取等等。为使检测结果能互相比较,ISO 在照相物镜光谱透射比检测条件的标准中提出以下几点建议:

(1)单色仪出射狭缝高度(在平行光管焦面处)必须小于平行光管物镜焦距的 $1/30$ 。对于物距为有限远工作的照相物镜,位于物平面的单色仪出射狭缝高度应小于物距(物镜前节点至物面距离)的 $1/30$ 。若物距足够长,则可使用平行光管,并调平行光管物镜,使单色仪狭缝象成在要求的距离处。此时,单色仪狭缝象的高度小于物距的 $1/30$ 。

(2)测量光束直径应等于待检照相物镜入瞳直径之半,并应位于入瞳的中心区域。为检查和调整测量光束在待检照相物镜入瞳处的直径和位置。可采用图 6-19 所示的方法。在待检物镜之后放一由毛玻璃与灯泡组成的漫射源,在平行光管物镜和小孔之间倾斜放置一块平面反射镜。人眼通过反射镜在平行光管物镜焦点处观察,可同时看到可变光阑与待检物镜的入瞳。调整到它们大小相等且完全重合,再将可变光阑直径缩小一半即可

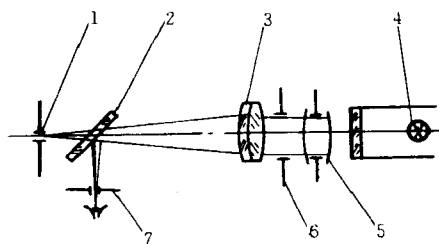


图 6-19 测量光束的调整方法

- 1 小孔;2 反射镜;3 平行光管物镜;4 漫射光源;
5 待检照相物镜;6 可变光阑;7 观察孔

(3)对于普通照相物镜,检测光谱透射比的波长范围建议取 360~700nm。检测时,波长间隔的选取原则是:当每 nm 的透射比变化量大于 0.2% 时,波长间隔取 20nm,否则波长间隔取 40nm。由于在 360~460nm 范围内透射比变化较大,故波长在 460nm 以下时,取波长间隔为 20nm。如检测值作为待检物镜彩色还原性能的评价,则在此谱段范围内应取波长间隔为 10nm。

(4)单色仪射出单色光的半宽度应不大于 10nm。如使用窄带滤光片,则在待检物镜每 nm 透射比变化量小于 0.2% 的波长范围内,半宽度选为 20nm 即可。否则滤光片的半宽度应适当小些。

(5)积分球的直径与位置应使射到其后壁上的光斑直径,为可变光阑直径的 0.5~2 倍。另外进入积分球的光束直径不得超过积分球入射孔直径的四分之三,并且光束应位于入射孔的中央部位。

此外,在检测时应将待检照相物镜的外露光学表面擦试干净;检测在暗室内进行并防止因照明光引起的杂光进入积分球;光电接收元件应有足够好的线性,并在整个检测过程中应保持光源的稳定性。

§ 6.7 照相物镜色贡献指数(CCI)的检测

用于彩色摄影、彩色电视的物镜,它的光谱透射比对于彩色还原有重要的影响。例如,摄影物镜用于拍摄彩色片出现的偏色现象,尤其是对蓝光谱段更明显些。其中定焦镜头多偏冷色(偏蓝),而变焦镜头则一般均偏暖色(偏黄)。因此,在照相物镜的设计和生产过程中,如何评价和预测镜头对彩色还原的影响,将是十分重要的。为此,美国国家标准化研究所(ANSI)做了大量研究工作,并在美国标准 ANSI·PH3.37—1969 规定用 CCI 值评价镜头透射比对彩色还原的影响。ISO 1979 年提出《摄影物镜光谱透射比检测方法》即 42/WG—12 标准化草案。在此基础上 ISO 于 1983 年公布了关于照相物镜色贡献指数的国际标准 ISO6728—1983。

一、色贡献指数的概念、计算与表示方法

1. 摄影响应

整个摄影系统是由待摄景物、照相物镜和感光底片组成的。设照明光源的相对光谱功率分布为 $S(\lambda)$,照相物镜的光谱透射比为 $\tau(\lambda)$,感光胶片的光谱灵敏度为 $S_0(\lambda)$ 。显然,该三项特性决定了感光底片上象的光密度值。现引入摄影响应概念,其定义为

$$R = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \tau(\lambda) S_0(\lambda) d\lambda \quad (6-11)$$

式中 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ ——感光底片的工作波长范围。

摄影响应 R 可以看成当景物是理想的漫反射体(即反射率 $\rho(\lambda)=1$),曝光后在底片上所得到的光密度值。

2. 彩色摄影响应

彩色感光底片是由分别对红、绿、蓝三原色感光的三感光层组成。从最外层向片基依次为蓝、绿、红光敏层。摄影时三种光敏层分别将景物分解成三原色象并记录下来。若蓝、绿、红光敏层的光谱灵敏度分别为 $S_B(\lambda)$ 、 $S_G(\lambda)$ 和 $S_R(\lambda)$ ，则相应色的摄影响应为

$$\begin{aligned} R_B &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \tau(\lambda) S_B(\lambda) d\lambda \\ R_G &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \tau(\lambda) S_G(\lambda) d\lambda \\ R_R &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \tau(\lambda) S_R(\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (6-12)$$

3. CIE 标准照明体 D_{55}

ISO 规定选用 GIE 标准照明体 D_{55} 作为彩色摄影的标准照明光源，又称“摄影日光”。ISO 还规定在设计闪光灯和滤光片等与摄影相关的器材时，均以标准照明体 D_{55} 为依据。

4. 标准彩色片的相对光谱灵敏度

若日光型彩色片的蓝、绿、红光敏层的相对光谱灵敏度分别为 $\bar{S}_B(\lambda)$ 、 $\bar{S}_G(\lambda)$ 和 $\bar{S}_R(\lambda)$ 。其数值是采用了 Kodak、Agfa、Fuji 和 Polaroid 四大胶片公司 1978 年各自生产的彩色片的光谱灵敏度数据加以平均，并将其最大值规化为 100 而得的，见表 6-6。

规定了标准照明光源和标准彩色片后，则彩色摄影响应式 (6-12) 可改写为

$$\begin{aligned} R_B &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{55}(\lambda) \tau(\lambda) \bar{S}_B(\lambda) d\lambda \\ R_G &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{55}(\lambda) \tau(\lambda) \bar{S}_G(\lambda) d\lambda \\ R_R &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{55}(\lambda) \tau(\lambda) \bar{S}_R(\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (6-13)$$

上式表明摄影响应值，只与照相物镜本身的光谱透射比有关，故可用彩色摄影响应值作为评价照相物镜彩色还原性能的指标。

表 6-6 标准彩色片的相对光谱灵敏度

波长(nm)	$S_B(\lambda)$	$S_G(\lambda)$	波长(nm)	$S_G(\lambda)$	$S_R(\lambda)$
250	2		520	$S_B(\lambda)1:20$	
360	5		530	31	1
370	12		540	60	1
380	26		550	100	2
390	49	1	560	51	3
400	71	1	570	54	5
410	27	1	580	39	7
420	47	1	590	11	12
430	100	1	600	2	19
440	87	1	610		26
450	80	1	620		34
460	68	1	630		54
470	47	2	640		83
480	25	3	650		100
490	11	6	660		70
500	4	9	670		17
510	3	14	680		2

5. 摄影响应值的规格化

为使摄影响应值变为更简便的评价指标,需对其作一些变换。现设有一光谱透射比 $\tau(\lambda)=1$ 的理想照相物镜,并规定三个摄影响应值均为 100,则式(6-13)可写为

$$\begin{aligned}
 R_B &= K_B \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{55}(\lambda) \bar{S}_B(\lambda) d\lambda = 100 \\
 R_G &= K_G \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{55}(\lambda) \bar{S}_G(\lambda) d\lambda = 100 \\
 R_R &= K_R \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{55}(\lambda) \bar{S}_R(\lambda) d\lambda = 100
 \end{aligned} \tag{6-14}$$

式中 K_B, K_G, K_R ——相应的规格化常数,该数与波长无关。

若分别以 $W_B(\lambda), W_G(\lambda), W_R(\lambda)$ 表示蓝、绿、红三光敏层的带权光谱灵敏度

$$W_B = K_B S_{55}(\lambda) \bar{S}_B(\lambda)$$

$$W_G = K_G S_{55}(\lambda) \bar{S}_G(\lambda) \quad (6-15)$$

$$W_R = K_R S_{55}(\lambda) \bar{S}_R(\lambda)$$

则可由式(6-14)求得规格化常数,并可由上式算得带权光谱灵敏数值,如表 6-7 所示。只要测得待检照相物镜的光谱透射比 $\tau(\lambda)$,由式(6-14)和式(6-15),即可写出用离散值计算的摄影影响应值,即

$$\begin{aligned} R_B &= \sum_i W_B(\lambda_i) \tau(\lambda_i) \Delta\lambda \\ R_G &= \sum_i W_G(\lambda_i) \tau(\lambda_i) \Delta\lambda \\ R_R &= \sum_i W_R(\lambda_i) \tau(\lambda_i) \Delta\lambda \end{aligned} \quad (6-16)$$

计算时,波长取值范围为 370~680nm,波长间隔 $\Delta\lambda=10\text{nm}$ 。

表 6-7 带权光谱灵敏度值 $W_B(\lambda)$, $W_G(\lambda)$, $W_R(\lambda)$

波长(nm)	$W_B(\lambda)$	$W_G(\lambda)$	波长(nm)	$W_G(\lambda)$	$W_R(\lambda)$
370	1		530	8	
380	1		540	15	
390	3		550	25	1
400	7		560	13	1
410	10		570	13	1
420	12		580	9	2
430	12		590	2	3
440	13		600	1	4
450	13		610		6
460	12		620		8
470	8	1	630		12
480	4	1	640		19
490	2	1	650		22
500	1	2	660		16
510	1	4	670		4
520		6	680		1

6. 色贡献指数

将式(6-16)算得的摄影影响应值,按下述步骤简化为色贡献指数。

(1) 对三个摄影响应值, 分别取常用对数得 $\log R_B$ 、 $\log R_G$ 、 $\log R_R$;

(2) 在三个对数中取最小值, 令其为 M , 三个对数各减去 M 值, 得 $(\log R_B - M)$ 、 $(\log R_G - M)$ 、 $(\log R_R - M)$;

(3) 将三个值各乘 100, 得三个数 $N_B = (\log R_B - M) \times 100$ 、 $N_G = (\log R_G - M) \times 100$ 、 $N_R = (\log R_R - M) \times 100$, 则该三个数即为照相物镜的色贡献指数 CCI 值。其规定表示法为 ISO/CCI $N_B/N_G/N_R$, 并以此作为评价照相物镜彩色还原性能的指标。

7. 色贡献指数的目标值与公差

在国际标准 ISO6782—1983 中给出的标准透镜的 CCI 值为 ISO/CCI0/5/4。并建议它作为照相物镜制造中的目标值。

ISO 标准给出了标准 CCI 值的公差为

$$N_B: 0^{+3}_{-4}; N_G: 5^0_{-2}; N_R: 4^{+1}_{-2}$$

在计算 CCI 值时, 最小数要取为零, 即不出现负值。如某 CCI 值为 $-4/5/5$, 可看出没超差。但要写成为 $0/9/9$, 就难于判别是否处于公差范围内。为此用图 6-20 所示的三线图办法, 来图解 CCI 值的极限偏差。

从原点(0/0/0)出发, 将色贡献指数的蓝、绿、红值沿图中规定的方向逐个接连数出, 最后确定的点即为物镜 CCI 值的点。此点如出现在三线图虚线所围六边形内或边界线上, 即为合格, 在边界线外为不合格。

由于人眼对各色变化的敏感性差异, 故 ISO 标准镜的 CCI 值不在六边形中央部位。

二、色贡献指数的检测

由色贡献指数的概念可以看出, 决定照相物镜色贡献指数的是它的光谱透射比。故色贡献指数的检测就是上节所述的照相物镜光谱透射比的检测, 然后再计算出 CCI 值。

目前, 国内外均已有了自动检测各种镜头(包括照相、放映、放

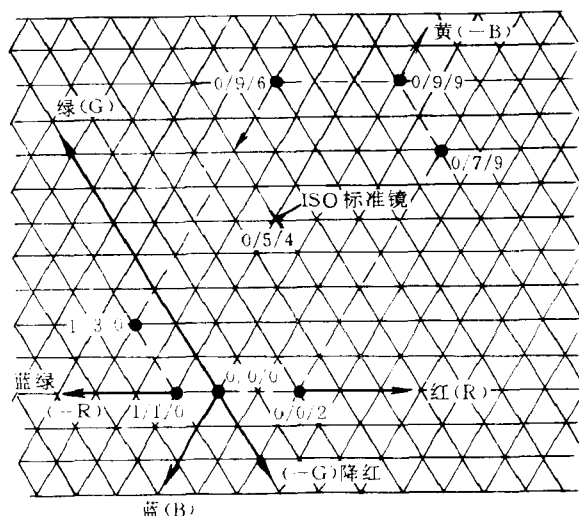


图 5-20 三线图

大、制版、广角等镜头)的光谱透射比和 CCI 值的专用仪器。其中光谱透射比的检测精度可达 $\pm 1\%$, 仪器的控制和数据处理系统, 可将检测结果以数字显示和自动打印方式输出。

为使检测的光谱透射比数据, 适于计算 CCI 值的需要, 在检测过程中应遵循下面一些要点:

(1) 根据 ISO 规定, 计算色贡献指数的光谱透射比系指轴上光谱透射比。入射光束直径应等于待检照相物镜入瞳直径的 50%;

(2) 检测时应在 370~680nm 波长范围内进行, 波长取样间隔为 10nm。总计要检测 32 个波长位置的透射比;

(3) 所用单色仪给出的单色光, 其谱线中心波长偏离实际值应不大于 2nm, 单色光的谱线半宽度在 10nm 以内。

(4) 检测装置中, 经准直物镜射向待检物镜的平行光束, 其平行度在一屈光度之内, 检测装置测量透射比的误差不大于 5%;

(5)检测时应注意使光电探测器工作在线性范围内。

由测得的光谱透射比 $\tau(\lambda)$, 计算色贡献指数的步骤(结合实例)大致如下:

(1)由测得的 $\tau(\lambda)$ 和由表 6-7 查得的带权光谱灵敏度 $W_B(\lambda)$ 、 $W_G(\lambda)$ 、 $W_R(\lambda)$, 计算 $W_B(\lambda)\tau(\lambda)$ 、 $W_G(\lambda)\tau(\lambda)$ 和 $W_R(\lambda)\tau(\lambda)$ 值, 其对应值列在表 6-8 中。

表 6-8 照相物镜色贡献指数计算实例

$\lambda(\text{nm})$	$\tau(\lambda)$	$W_B(\lambda)$	$W_B(\lambda)\tau(\lambda)$	$W_G(\lambda)$	$W_G(\lambda)\tau(\lambda)$	$W_R(\lambda)$	$W_R(\lambda)\tau(\lambda)$
370	0.33	1	0.330				
380	0.52	1	0.520				
390	0.66	3	1.980				
400	0.74	7	5.180				
410	0.79	10	7.900				
420	0.83	12	9.960				
430	0.85	12	10.200				
440	0.89	13	11.570				
450	0.89	13	11.570				
460	0.90	12	10.800				
470	0.92	8	7.360	1	0.920		
480	0.92	4	3.680	1	0.920		
490	0.93	2	1.860	1	0.930		
500	0.94	1	0.940	2	1.880		
510	0.94	1	0.940	4	3.760		
520	0.95			5	4.750		
530	0.95			8	7.600		
540	0.95			15	14.250		
550	0.95			25	23.750	1	0.950
560	0.96			13	12.480	1	0.960
570	0.96			13	12.480	1	0.960
580	0.96			9	8.640	2	1.920
590	0.95			2	1.900	3	2.850
600	0.95			1	0.950	4	3.800
610	0.95					6	5.700
620	0.95					8	7.600

续表

$\lambda(\text{nm})$	$\tau(\lambda)$	$W_B(\lambda)$	$W_B(\lambda)\tau(\lambda)$	$W_G(\lambda)$	$W_G(\lambda)\tau(\lambda)$	$W_R(\lambda)$	$W_R(\lambda)\tau(\lambda)$
630	0.94					12	11.280
640	0.94					19	17.860
650	0.95					22	20.900
660	0.95					16	15.200
670	0.93					4	3.720
680	0.92					1	0.920

(2)取 $\Delta\lambda=10\text{nm}$ 为单位值 1,按式(6-16)计算各摄影响应值:

$$R_B = 84.79; R_G = 95.21; R_R = 94.62$$

(3)取对数并确定最小值 M

$$\log R_B = 1.928; \log R_G = 1.978; \log R_R = 1.975;$$

$$M = \log R_B = 1.928$$

(4)各对数值减 M 得

$$\log R_B - M = 0; \log R_G - M = 0.050; \log R_R - M = 0.047$$

(5)将所得三个数各乘 100,得色贡献指数:

$$N_B = 0; N_G = 5.0; N_R = 4.7$$

(6)化为整数表示:

$$\text{ISO/CCI } 0/5/5$$

若检测的 CCI 值不合格,应分析原因,并采取相应措施加以改善。为使研制的摄影物镜获得较好的彩色还原效果,首先,在摄影物镜的光学设计时必须考虑其彩色还原性能。如设计时,选用少量折射率高、在蓝紫光波段透射比高的玻璃,并根据所选玻璃的折射率算出镜头无反射损失的光谱透射比和 CCI 值。再根据此 CCI 值设计增透膜的光谱特性,使包括反射损失在内的镜头 CCI 值符合要求。其次摄影物镜的偏色,可通过选用合适的减反射膜和校正膜予以校正。通常以单层、双层和多层减反射膜相结合的方法,改善镜头的彩色还原性能。如再辅以校正膜,即可使照相物镜获得较理想的彩色还原效果。

第七章 光学传递函数测量

用光学传递函数(OTF)评价光学系统的成象质量,是人们对传统的象质评价指标和方法在实践中不断认识、发展和完善的结果。

早在1946年法国的杜费(P. M. Duffieux)首次用傅里叶变换这一数学手段来分析处理光学系统的成象问题,并得出一非相干光成象系统可看作是个低通线性滤波器的结论。50年代霍普金斯(H. H. Hopkins)和林特贝格(P. T. Lindberg)分别在光学传递函数的理论和实验方面做了大量的基础工作,各国开始建造各种类型的OTF测量装置。60年代OTF测量装置开始在工厂生产过程中使用。70年代许多人致力于OTF测量标准化,即建立标准镜头(英科学仪器研究协会SIRA,1969年研制出)来鉴定OTF测量装置的精度并寻求OTF的单项评价指标等,使OTF进一步普及。有关OTF的专门性国际会议,相继在1968年、1970年和1974年召开。由于OTF是以谐波分析和频率滤波的观点来进行光学系统的象质评价的,它具有检测准确、客观、快速等优点,故80年代,光学传递函数已广泛应用于成象系统的检测与评价等领域,目前已研制、生产出多种类型的OTF实用装置和仪器。关于光学传递函数的定义、测量原理及方法、应用等,ISO(1992年)已制定出相应的标准ISO/DIS9334、ISO/DIS9335、ISO/DIS9336。

本章主要介绍与光学传递函数测量相关的基本理论、几种测量方法和仪器、OTF评价象质的方法以及与其它象质评价间的关系。

§ 7.1 光学传递函数测量基础

7.1.1 光学传递函数的基本概念

一、线性与空间不变性条件

使用光学传递函数的前提是成象系统应满足线性条件和空间不变性条件。

1. 线性条件

线性条件是指光学系统的物方图样(非相干光照明)与象面图样之间的光强度满足线性叠加的条件。满足线性条件的光学系统,其象面上任一点 (u', v') 处的光强度,等于物平面上各点的光强度 $o(u, v)$ 在象平面 (u', v') 处所形成光强度的叠加,如图 7-1 所示。象的光强度分布为

$$i(u', v') = \iint_{\sigma} o(u, v) h(u, v, u', v') du dv \quad (7-1)$$

式中 σ —— 物面内物体光强度分布范围; $h(u, v, u', v')$ —— 系统的脉冲响应函数,即光强度为单位值的物点 (u, v) 经光学系统后,在象面上形成的光强度分布。

若物面处物体范围外的光强度为零,则上式可写为

$$i(u', v') = \iint_{-\infty}^{\infty} o(u, v) h(u, v, u', v') du dv \quad (7-2)$$

可见,利用系统线性叠加的特性,可将物方图样分解为许多基元图样(点基元或余弦基元)的线性组合。而基元图样对应的象方图样是已知的,则这些基元的象方图样的线性叠加便得总的象方图样。用点基元或余弦基元描述成象系统的物象关系的方法,分别称为点基元法和余弦基元法。

2. 空间不变性条件

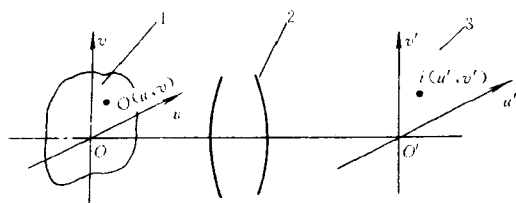


图 7-1 光学系统的成像

1 物平面; 2 光学系统; 3 象平面

系统满足空间不变性是指:物面任意位置 (u, v) 处光强度为单位值的物点,在象平面所形成的光强度分布是相同的。也就是说当物点沿物面移动 (u, v) 时,仅仅改变点象在象面的空间坐标位置,而不改变点象分布函数的形式,这种系统称为空间不变性系统,其脉冲响应函数仅是象点的空间坐标位置差 $(u' - u)$ 和 $(v' - v)$ 的函数,即

$$h(u, v, u', v') = h(u' - u, v' - v) \quad (7-3)$$

在讨论光学传递函数概念时,通常把物在象平面上成理想象的位置坐标,规化成与物平面上坐标一样(使垂轴放大率为1),以消去横向放大率的影响,并将实际成像位置直接与这一理想位置比较。当成象系统满足空间不变性条件时,物象关系式(7-2)可改写为

$$i(u', v') = \iint \circ(u, v) h(u' - u, v' - v) du dv \quad (7-4)$$

上式反映线性空间不变性系统的一个成象过程,即象的光强度分布可表示为物面光强度分布与脉冲响应函数的卷积。故脉冲响应函数完全决定了系统的成象特性。

光学系统的空间不变性条件又称等晕条件。它要求物面上任意物点,在象面上都有相同的光强分布,即有相同的成象质量。只有当点象光强分布与物一样仍为 δ 函数时,物象间才是严格的点

对点的关系。实际光学系统,由于光瞳孔径的衍射,存在残余象差及工艺缺陷等,点象光强分布不是 δ 函数,其卷积的结果是对原物光强分布的平滑作用,故造成系统成象的失真。

实际上只是在象点(u', v')附近较小范围内才满足空间不变性条件。即当光学系统轴上点满足正弦条件或轴外点满足余弦条件时,则在相应的轴上象点及轴外象点的附近不大区域内,点象的光强分布才不变,这一区域称为等晕区。在用式(7-4)时,只要将物平面划分成一系列对应的等晕区,并给出每一等晕区的脉冲响应函数,便可计算判定各等晕区的成象情况。

3. 保证线性与空间不变性的措施

线性与空间不变性系统是进行传递函数测量的前提。

为使成象系统满足线性条件,当目标物有一定的线度时,应设法确保对目标物有良好的非相干照明,使物面的各点发射光或透射光的初位相没有恒定关系,以便象面进行光强度叠加。采取的方法有两种:一种方法是在目标物附近加散射屏,如毛玻璃或乳白玻璃等,使屏上各点近似为非相干发光物点。但这样做将会大大减弱目标照明的光能量,对提高测量信噪比不利;第二种方法是使照明目标物的聚光系统有足够大的象方孔径角,以缩小目标物上的相干域,保证在测量的空间频率域内,可忽略目标物的相干效应。

当目标物线度很小,且后面光学系统的相对孔径也很小的特殊情况下,则无论是否相干照明,其相应成象已趋于一致。故在信噪比允许的前提下,应尽量缩小目标物的线度。

此外,还可以把物(象)场分为若干小区域,使各区域近似为等晕区。

二、光学传递函数的定义式

1. 以点扩散函数定义光学传递函数

在非相干照明条件下,如点象的光强度分布函数为 $h_0(u, v)$,则其规化光强度分布就称为点扩散函数PSF(u, v),即

$$\text{PSF}(u, v) = h_0(u, v) / \iint_{-\infty}^{\infty} h_0(u, v) du dv \quad (7-5)$$

满足线性条件的光学系统,在等晕区中,式(7-4)可写为

$$i(u', v') = \iint_{-\infty}^{\infty} o(u, v) \text{PSF}(u' - u, v' - v) du dv \quad (7-6)$$

上式表明,象面的光强度分布是物面的光强度分布和点扩散函数的卷积。

由傅里叶变换的卷积定理,式(7-6)可写为

$$I(f_x, f_y) = O(f_x, f_y) \text{OTF}(f_x, f_y) \quad (7-7)$$

这里, $O(f_x, f_y)$ 和 $I(f_x, f_y)$ 分别表示物面光强度分布 $o(u, v)$ 的傅里叶变换和象面光强度分布 $i(u', v')$ 的傅里叶变换。 f_x 和 f_y 是频域中沿相应两坐标轴方向的空间频率。式中的 $\text{OTF}(f_x, f_y)$ 称为光学传递函数,它为点扩散函数 $\text{PSF}(u, v)$ 的傅里叶变换,即

$$\text{OTF}(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(u, v) \exp[-2\pi j(f_x u + f_y v)] du dv \quad (7-8)$$

光学传递函数通常是复函数,可表示成

$$\text{OTF}(f_x, f_y) = \text{MTF}(f_x, f_y) \exp[-j\text{PTF}(f_x, f_y)] \quad (7-9)$$

其模 $\text{MTF}(f_x, f_y)$ 称为调制传递函数,表示成像系统传递谐波成分的调制度的衰减;其辐角 $\text{PTF}(f_x, f_y)$ 称为相位传递函数,它表示被传递到象面的谐波成分对其理想位置的横移。在零频处 MTF 为 1, PTF 为 0。二维的 MTF 和 PTF 如图 7-2 所示。

用欧拉公式展开式(7-8),可得

$$\begin{cases} \text{MTF}(f_x, f_y) = \sqrt{H_r^2(f_x, f_y) + H_i^2(f_x, f_y)} \\ \text{PTF}(f_x, f_y) = \arctg[H_i(f_x, f_y)/H_r(f_x, f_y)] \end{cases} \quad (7-10)$$

其中

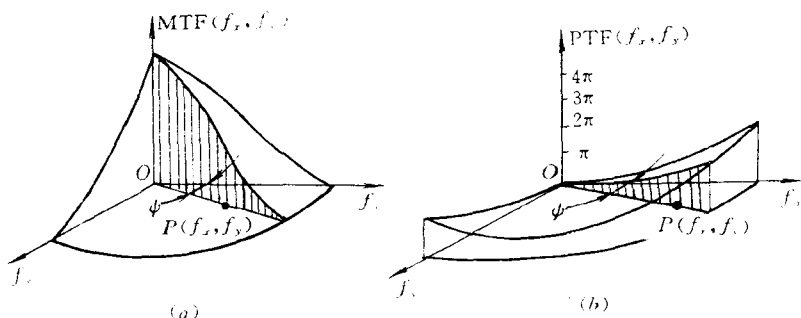


图 7-2 OTF(f_x, f_y)的图形

$$\begin{cases} H_c(f_x, f_y) = \iint \text{PSF}(u, v) \cos 2\pi(uf_x + vf_y) du dv \\ H_s(f_x, f_y) = \iint \text{PSF}(u, v) \sin 2\pi(uf_x + vf_y) du dv \end{cases} \quad (7-11)$$

为讨论和测量的方便,常将二维的 $\text{OTF}(f_x, f_y)$ 写成某一确定方位角 ϕ 下的一维函数,如图 7-3 所示,只要把象面坐标 (u, v) 转 ϕ 解,则在新坐标 $(\bar{u}, \bar{v})$ 下,光学传递函数就可以用一维函数表示。

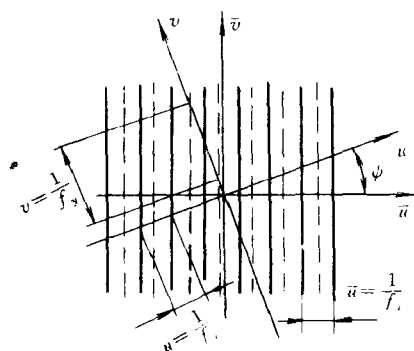


图 7-3 坐标变换

如以 $\text{LSF}(\bar{u})$ 表示沿 $\bar{u}$ 方向的线扩散函数, 它与 $\text{PSF}(\bar{u}, \bar{v})$ 的关系为

$$\text{LSF}(\bar{u}) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(\bar{u}, \bar{v}) d\bar{v} \quad (7-12)$$

其归化条件为

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(\bar{u}) d\bar{u} = 1 \quad (7-13)$$

将式(7-12)代入式(7-8), 为方便起见, 变量仍用 u 表示, 则得一维光学传递函数

$$\begin{aligned} \text{OTF}(f_x) &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) \exp(-2\pi j u f_x) du \\ &= \text{MTF}(f_x) \exp[-j \text{PTF}(f_x)] \end{aligned} \quad (7-14)$$

在测量时, 为获得 $\text{LSF}(f_x)$, 可采用窄缝扫描星点象, 也可直接用窄缝作目标物。对满足线性和空间不变性条件的光学系统, 象面的光强度分布为

$$\begin{aligned} i(u') &= \int_{-\infty}^{\infty} o(u) \text{LSF}(u' - u) du \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) o(u' - u) du \end{aligned} \quad (7-15)$$

2. 以余弦光栅成象定义光学传递函数

将光强度分布按各空间频率的余弦或正弦变化的目标物称为余弦光栅。其透过光的光强分布如图 7-4 中实线所示, 可表示为

$$o(u) = I_o + I_a \cos(2\pi f_x u) \quad (7-16)$$

式中 f_x ——沿 u 方向的空间频率; I_o ——平均光强; I_a ——光强按余弦变化的幅值。

利用式(7-13)和式(7-15)得象面的光强度分布为

$$i(u') = I_o + I_a \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) \cos(2\pi f_x u' - 2\pi f_x u) du$$

将 $\cos(2\pi f_x u' - 2\pi f_x u)$ 展开并逐项积分得

$$i(u') = I_o + I_a H_1(f_x) \cos 2\pi f_x u' + I_a H_1(f_x) \sin 2\pi f_x u'$$

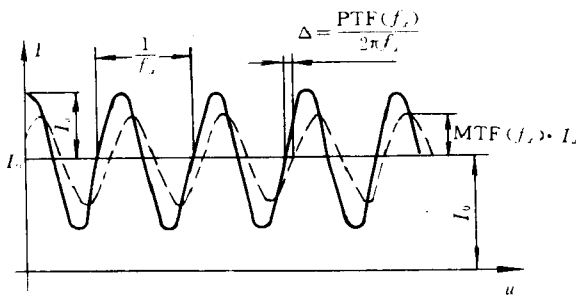


图 7-4 余弦光栅成象

$$= I_0 + I_0 \text{MTF}(f_r) \cos[2\pi f_r u' - \text{PTF}(f_r)] \quad (7-17)$$

式中

$$\begin{cases} \text{MTF}(f_r) = \sqrt{H_e^2(f_r) + H_s^2(f_r)} \\ \text{PTF}(f_r) = \arctg[H_s(f_r)/H_e(f_r)] \\ H_e(f_r) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) \cos(2\pi f_r u) du \\ H_s(f_r) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) \sin(2\pi f_r u) du \end{cases} \quad (7-18)$$

式(7-17)表示的象面光强度分布在图 7-4 中用虚线表示。由此得出如下重要结论：

(1) 余弦光栅成象仍为余弦光栅，在忽略光学系统对光的吸收和反射等损失情况下，光栅象的平均光强和物面上的余弦光栅的平均光强 I_0 一样。余弦光栅象的空间频率 f_r 不变。

(2) 余弦光栅象的幅值的衰减因子为 $\text{MTF}(f_r)$ 。光学传递函数中的调制度定义为

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (7-19)$$

式中 $I_{\max}$ —— 周期状分布的最大光强； $I_{\min}$ —— 周期状分布的最小光强。则余弦光栅物的调制度 $M_o(f_r) = I_u/I_0$ ；余弦光栅象的调制度 $M_i(f_r) = (I_u/I_0) \text{MTF}(f_r)$ ，故

$$\text{MTF}(f_x) = \frac{M_i(f_x)}{M_o(f_x)} \quad (7-20)$$

上式表明,调制传递函数可定义为光学系统对余弦光栅成象时,其象和物的调制度之比,显然 $\text{MTF}(f_x)$ 是空间频率的函数。

(3) 余弦光栅成象的位置相对理想成象位置可能发生横移。如把横移量 Δ 表示成余弦光栅的相位变化时,由式(7-17)可得

$$\text{PTF}(f_x) = 2\pi f_x \Delta \quad (7-21)$$

于是,以余弦光栅成象定义的光学传递函数为

$$\text{OTF}(f_x) = \text{MTF}(f_x) \exp[-j\text{PTF}(f_x)]$$

与式(7-14)比较看出,两种定义得到完全相同的结果。

3. 用光瞳函数表示光学传递函数

当有象差光学系统对发光物点进行衍射成象时,则象平面上光扰动的复振幅相对分布,即振幅扩散函数 $\text{ASF}(u, v)$ 与光学系统光瞳函数 $P(x, y)$ 间的关系,可利用基尔霍夫衍射公式导出,即

$$\text{ASF}(u, v) = C \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) \exp[-j \frac{2\pi}{\lambda R} (ux + vy)] dx dy \quad (7-22)$$

式中 x, y ——光瞳面坐标; R ——出瞳面到象平面距离。

由于光瞳函数 $P(x, y)$ 描述的是出瞳面处光扰动的振幅与相位分布,即

$$P(x, y) = \begin{cases} A(x, y) \exp[j \frac{2\pi}{\lambda} W(x, y)], & \text{在光瞳内} \\ 0, & \text{在光瞳外} \end{cases} \quad (7-23)$$

式中的 $A(x, y)$ 是振幅分布,它表示光瞳范围内透射比的均匀与否,通常认为是均匀的,并令其为 1。此时,光瞳函数仅由出瞳面处的波差函数 $W(x, y)$ 确定,并以此描述出瞳处实际波面的形状。 $\text{ASF}(u, v)$ 与 $\text{PSF}(u, v)$ 间的关系为

$$\text{PSF}(u, v) = \text{ASF}(u, v) \text{ASF}^*(u, v) \quad (7-24)$$

式中 $\text{ASF}^*(u, v)$ —— $\text{ASF}(u, v)$ 的共轭复数。将式(7-24)代入光学

传递函数的定义式(7-8)得

$$\text{OTF}(f_x, f_y) = c \iint_G P(x, y) P^*(x - \bar{x}, y - \bar{y}) dx dy \quad (7-25)$$

式中 $\bar{x}, \bar{y}$ ——光瞳的位移量; c ——归化系数。

积分域 G 表示光瞳与位移后光瞳间的重叠区域, 如图 7-5 所示。

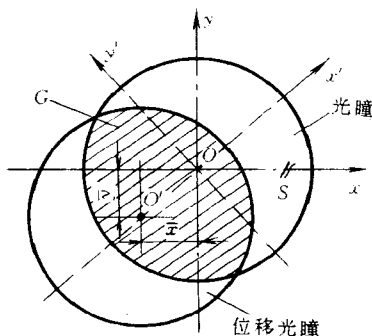


图 7-5 光瞳位移的重叠区

光瞳位移量 $\bar{x}, \bar{y}$ 与空间频率 f_x, f_y 间的关系为

$$f_x = \bar{x}/\lambda R, \quad f_y = \bar{y}/\lambda R \quad (7-26)$$

由式(7-25)看到, 光学系统的光学传递函数可用光瞳函数的自相关积分表示。

三、衍射受限系统的光学传递函数

如果忽略光的波动性, 一个理想的光学系统对点光源成的象仍是一个严格的点象, 即 δ 函数。而 δ 函数的傅里叶变换等于 1, 这意味着, 系统的光学传递函数对所有空间频率都恒等于 1。显然, 这样的系统实际上是不存在的。

现在讨论光波通过有限光瞳并衍射成象的无象差光学系统, 即所谓衍射受限系统的情况。由于系统不存在象差, 则波象差 W

(x, y) 为零。故式(7-23)表示的瞳函数为 $P(x, y) = A(x, y) \approx 1$, 将其代入式(7-25)得衍射受限系统的归化光学传递函数为

$$\text{OTF}(f_x, f_y) = c \iint_G dx dy = \frac{G}{S} \quad (7-27)$$

可见, 衍射受限系统的光学传递函数等于光瞳错开后的重叠区面积 G 与光瞳面积 S 之比。由此可容易地计算各种光瞳形状, 特定空间频率的传递函数值。

如果光瞳呈圆形, 为方便起见, 将图 7-5 中的坐标转到虚线所示方向。此时光瞳位移刚好沿坐标 x' 方向, 故得一维光学传递函数

$$\text{OTF}(f_x) = \frac{G}{S}$$

由图 7-6 可知, 光瞳重叠区面积 G 等于扇形 $AO'C$ 和三角形 $AO'B$ 的面积之差的四倍。若扇形 $AO'C$ 的顶角为 θ , 光瞳直径为 D , 光瞳位移量为 $\bar{x}$, 则有

$$\cos\theta = \frac{\bar{x}}{D}$$

$$\text{又} \quad \frac{G}{4} = \frac{D^2\theta}{8} - \frac{D^2\sin\theta\cos\theta}{8}, \quad S = \frac{\pi D^2}{4}$$

因此, 衍射受限系统的光学传递函数可表示为

$$\text{OTF}(f_x) = \frac{1}{\pi} (2\theta - \sin\theta) \quad (7-28)$$

由夫琅和费衍射可知, 无象差圆孔衍射的点象的光强分布就是艾利圆盘, 它的光学传递函数就是艾利圆盘光强分布的傅里叶变换, 故以两次傅里叶变换的途径同样可得式(7-28)所示的结果。

从图 7-6 可看出, 当光瞳错开的位移量达到与光瞳的直径相等时, 光强的起伏已不能通过系统 ($G=0$), 故 $\text{OTF}(f_c)=0$ 。此时, 对应的空间频率称为截止频率, 用 f_c 表示。由式(7-26)得

$$f_c = \frac{D}{\lambda R} \quad (7-29)$$

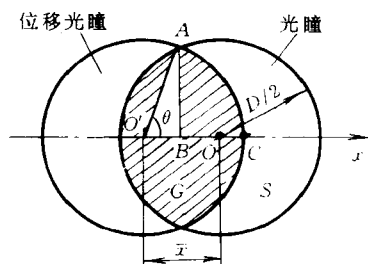


图 7-6 圆瞳重叠区的计算

式中 D ——出瞳直径； R ——出瞳到象面的距离（参考球面波半径）。对于无限远目标成像的光学系统如照相物镜， $R=f'$ ，而 F 数即为 R/D ，故式(7-29)可写为

$$f_c = \frac{1}{\lambda F} \quad (7-30)$$

对于物象均为有限距离的系统，如是显微物镜，其物空间的截止频率可表示为

$$f_c = \frac{2NA}{\lambda} \quad (7-31)$$

式中 NA ——显微物镜的数值孔径。若为投影物镜，则象空间的截止频率为

$$f_c = \frac{1}{\lambda F(1 + \beta)} \quad (7-32)$$

式中 β ——投影物镜的垂轴放大率。在测量与计算光学传递函数时，为避开系统特性参数的影响，常将 f_c 规化为 1。

7.1.2 光学传递函数测量概述

一、测量方法的分类

目前，光学传递函数测量技术和测量装置已发展到相当完善

的程度。已有很多种建立在不同原理基础上的测量方法。这些方法主要分为扫描法和干涉法两大类。扫描法的处理对象是线扩散函数或点扩散函数,而干涉法是将待测系统出瞳处的瞳函数作为处理对象,再由此求得光学传递函数。至今用得最广的还是扫描法。

1. 干涉法

利用光学传递函数与光瞳函数间的转换关系,见式(7-25),以干涉仪测出镜头的波象差,即可确定光瞳函数 $P(x, y)$,从而间接求得光学传递函数。光瞳函数主要包含了出瞳处波面的相位信息。如使该波面与一参考波面相干涉,或使该波面自身产生剪切干涉,利用干涉图即可求出与相位信息对应的瞳函数。以剪切干涉仪可直接用光学方法模拟自相关运算。也可由干涉图进行光电取样,把光瞳函数输入计算机进行自相关运算,得到光学传递函数。还可按式(7-22)以计算机求 $P(x, y)$ 的傅里叶变换,得振幅扩散函数 ASF (u, v) ,并由式(7-24)求得点扩散函数 PSF (u, v) ,再经一次傅里叶变换运算即得光学传递函数。该方法称为两次傅里叶变换法。

此外,也可用全息干涉法,即在全息图上记录待测系统光瞳函数的频谱,再经透镜进行傅里叶变换,在其谱面上得二维的光学传递函数。干涉法灵敏度高,适于小象差系统的检测。但该法一般只能用单色光,不能测白光传递函数,并且干涉条纹不易反映出杂光的影响。

2. 扫描法

扫描法是比较合乎实际使用条件的检测方法。它可用白光照明,直接测得白光传递函数。这类方法是通过对已知空间分布的物象的分析、测试求得光学传递函数的。扫描法可分为以下几种:

(1) 光学傅里叶分析法:按定义式(7-14),只要对待测光学系统的线扩散函数进行傅里叶变换,即可测得某一方向上的光学传递函数。例如,以狭缝或星孔作目标物,用余弦光栅扫描目标物的象,同时测出透过的光通量变化,就可模拟线扩散函数的傅里叶变

换运算。由输出量的振幅衰减和相位移动,即可求得调制传递函数 MTF 和相位传递函数 PTF。

(2)光电傅里叶分析法:由于余弦光栅制作较难,后来人们提出用矩形光栅代替余弦光栅作扫描屏。通过电学滤波的方法,把信号中的高次谐波滤掉,同样可测得光学传递函数。这种用非余弦光栅作扫描屏的方法,称为光电傅里叶分析法。

(3)电学傅里叶分析法:为避免制作光栅扫描屏的困难,提出用狭缝直接对星点象或狭缝象重复进行扫描的方法,得到与线扩散函数形状相似的电信号,并直接进行频谱分析(电学傅里叶变换),求得光学传递函数。

(4)数字傅里叶分析法:利用狭缝或刀口,直接对狭缝象或星点象进行线扩散函数抽样,将数据经 A/D 变换输入计算机,由计算机进行包括傅里叶变换在内的数学运算,得到光学传递函数。

3. 其它方法

调制度法,根据以余弦光栅成象为基础的光学传递函数定义,可使待测光学系统直接对不同空间频率且已知调制度的余弦光栅成象,由测光栅象的调制度来求得光学传递函数。

此外,还有互相关法,激光散斑测量法等。

上述两类检测光学传递函数的诸多方法间的关系,如图 7-7 所示。

二、测量中的几个问题

1. 与光学传递函数相关的参量

光学传递函数除了是空间频率的函数外,还与离焦、视场角、方位角、相对孔径和色光等有关。光学系统通常是以上述不同参数的组合并对空间频率测量其传递函数的。

在测量装置中,应充分考虑改变各参数的可能性和方便性,对于选定的空间频率、离焦量和视场角在测量时应能自动改变。方位角通常取子午和弧矢两个方位。在改变方位时,需注意扫描方向必

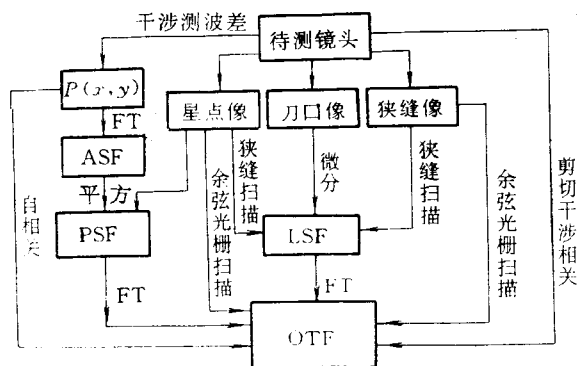


图 7-1 测光学传递函数的方法

须与线扩散函数的伸展方向一致。当测白光传递函数时,校正光谱应与成象系统实际规定的光谱能量分布相一致。

对同一光学系统,上述各参量的不同组合将会有几百个,这对评价象质显得过于复杂。实际测量时,往往是根据被检系统的实际使用情况,选择一些有代表性的参量组合。

2. 测量光路安排

测量光路依据频谱分析器所处位置,可有如下几种光路安排。

(1)顺光路安排:这种光路安排是将目标物(狭缝或小孔)放于待测物镜的物方。如需将物放无限远,则目标物应放于准直物镜焦面上。在待测物镜的象平面对目标象进行傅里叶频谱分析。顺光路安排优点是测量情况与使用情况一致,频谱分析的空间频率等于物镜的实际成象面的空间频率。但由于待测的空间频率很高,相应的扫描光栅及机构运动精度均难以实现。为此,需一高质量(平场、复消色)的大数值孔径的显微物镜作为中继镜,以缩小扫描光栅,并在显微物镜的象面上进行扫描测量。

(2)逆光路安排:把狭缝或小孔放于待测物镜的象面上,在其物面上(或准直物镜焦面上)进行扫描测量。通常物距比象距大得多(或准直物镜的焦距 f 比待测物镜的焦距 f' 大),故光栅空间

频率要求可降低,避免了用中继显微物镜。但扫描空间频率转换到待测物镜象面上的实际频率时,需乘以放大倍数 $M = f'/f''$,这将使实际频率与待测物镜的焦距有关,给频率转换带来麻烦。

(3) 无光焦度系统的测量光路安排:例如望远系统,物与象均位于无限远,测量时要用两个准直物镜。狭缝放第一个准直物镜焦面上,望远物镜对向第一准直物镜。由望远镜目镜出射的平行光经第二准直物镜会聚,在其焦面上进行扫描测量。

3. 轴外测量

用扫描法测轴外点光学传递函数时,应注意到傅里叶变换面与测量时的扫描面不一致。傅里叶变换面垂直于主光线,而扫描面垂直于光轴,如图 7-8 所示。若子午面空间频率由扫描测量面转换到傅里叶变换面时,应将空间频率除以 $\cos\omega$ 修正之。

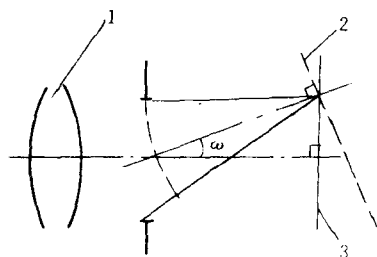


图 7-8 轴外 OTF 测量

1 待测物镜;2 傅里叶变换面;3 扫描测量面

轴外测量时空间频率转换的修正不仅与视场角有关,还与测量光路的安排方式有关。如逆光路安排在空间频率转换时,弧矢方位需乘 $M\cos\omega$,子午方位则需乘 $M\cos^2\omega$,其中 M 为测量光路的放大倍率。

4. 测量误差的考虑

光学传递函数的测量精度,主要取决于测最弱光线、最高空间频率时的测量误差。测量的误差源可分为系统误差和偶然误差两类。系统误差有:狭缝宽度(未修正)、光栅的端部效应、光路安排与

实际成象关系的不一致、照明不均匀及不满足非相干性、辅助光学系统(准直物镜、中继物镜等)的象差、光具座的机构误差、光源的波长标定误差;空间频率、狭缝方位、视场的标定误差;零频的归化误差、光电接收系统的非线性及频率响应误差等。属偶然误差的有:光电测量系统的噪声及漂移、杂光、振动、气流抖动等。

上述误差源对高频段及轴外测量时的影响尤为灵敏。在仔细分析误差源并尽可能减小其影响后,目前调制传递函数的测量精度:轴上可达1~2%;轴外约为3~5%。

为了标定光学传递函数测装置的整机精度,可用“标准透镜”并按其计算与测量方法的规定,进行测量和比对。

§ 7.2 光学传递函数的扫描测量法

7.2.1 光学傅里叶分析法

一、测量原理

通常将使用余弦光栅测量光学传递函数的方法称为光学傅里叶分析法,图7-9给出了其测量原理。待测物镜对物平面的狭缝成象,在象平面内用面积型余弦光栅沿狭缝垂直方向对狭缝象扫描,光电探测器接收经狭缝象并透过余弦光栅的光通量。

若缝宽足够窄,则狭缝象的光强分布就是线扩散函数LSF(u)。余弦光栅的透射比分布可表示为

$$g(u) = a[1 + \cos 2\pi f_x u] \quad (7-33)$$

随着余弦光栅扫描移动,狭缝象透过光栅的光通量 $L(u')$ 应为狭缝象光强分布与余弦光栅透射比的卷积,即

$$\begin{aligned} L(u') &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) a[1 + \cos 2\pi f_x (u' - u)] du \\ &= a \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) du + a \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) \cos 2\pi f_x (u' - u) du \end{aligned} \quad (7-34)$$

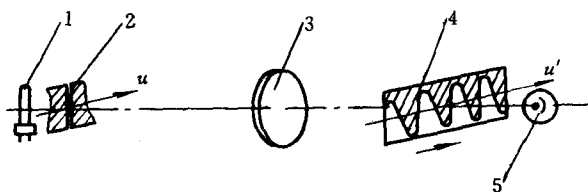


图 7-9 光学傅里叶分析法测 OTF 原理

- 1—光源；2—狭缝；3—待测物镜；
4—面积型余弦光栅；5—光电探测器

将狭缝象的全部光通量规范化为 1, 即

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u) du = 1$$

并参照式(7-17)的推导方法可得

$$L(u') = a \{ 1 + \text{MTF}(f_x) \cos[2\pi f_x u' - \text{PTF}(f_x)] \} \quad (7-35)$$

上式表明, 一余弦光栅扫描狭缝象时, 光电探测器接收到的光通量是随扫描位置作同频率的余弦变化的, 其振幅的衰减量就是调制传递函数 $\text{MTF}(f_x)$, 与参考信号比较, 其相位的变化值就是相位传递函数 $\text{PTF}(f_x)$ 。可见用余弦光栅对狭缝象扫描, 相当于模拟了线扩散函数的傅里叶变换。关于测量原理还需说明两点:

(1) 狭缝宽度的影响: 实际测量中, 为保证一定的信噪比, 狭缝总是要有一定宽度的。若狭缝宽度为 $2d$, 见图 7-10(a), 把透过狭缝的光强分布称为狭缝函数 $S(u)$, 则

$$S(u) = \begin{cases} \frac{1}{2d}, & |u| \leq d \\ 0, & |u| > d \end{cases} \quad (7-36)$$

待测物镜对有限宽狭缝成像时, 狭缝象的光强分布应为如下的卷积

$$S(u') = \int_{-\infty}^{\infty} S(u) \text{LSF}(u' - u) du \quad (7-37)$$

若以 $M_s(f_x)$ 和 $P_s(f_x)$ 分别表示狭缝函数 $S(u)$ 的傅里叶变换

的模和幅角,即

$$S(f_r) = M_s(f_r) \exp[jP_s(f_r)] \quad (7-38)$$

由式(7-36)有

$$M_s(f_r) = \frac{\sin 2\pi f_r d}{2\pi f_r d} \quad (7-39)$$

狭缝函数的傅里叶变换图形如图 7-10(b)所示。当空间频率在 $1/2d < f_r < 1/d$ 范围内时, $S(f_r)$ 为负值,意味着其幅角产生 π 的变化量,即 $P_s(f) = \pi$ 。

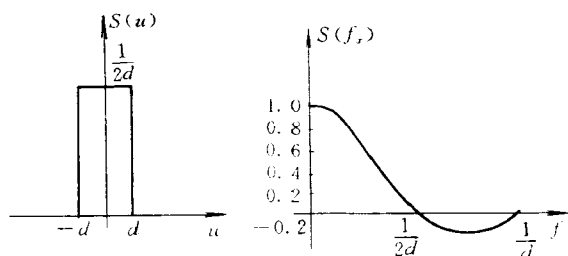


图 7-10 狭缝函数及其傅里叶变换

同时还可看到,当狭缝宽率 $2d = 1/f_r$ 时, $M_s(f_r) = 0$,故无法测 $MTF(f_r)$ 值。因此,测量时狭缝宽度应限制在 $2d < 1/f_r$ 范围内。

狭缝宽度对调制传递函数 $MTF(f_r)$ 测量的影响,可由式(7-39)算得的模 $M_s(f_r)$,对实测值 $MTF'(f_r)$ 修正如下

$$MTF(f_r) = \frac{MTF'(f_r)}{M_s(f_r)} \quad (7-40)$$

只要注意坐标位置的选择,狭缝函数 $S(u)$ 可视为偶函数,因此 $P_s(f_r) = 0$ 。

为避免对狭缝宽度进行修正的麻烦,在信噪比允许和保证测量精度的前提下,提出控制狭缝宽度的允限。一般按测量的最高空间频率 $f_{\max}$ 控制狭缝宽 $2d$ 。例如,当 $2d < 0.1/f_{\max}$ 时, $M_s(f_{\max}) > 0.98$,由此引入的测量误差不大于 2%。注意:这里的 $2d$ 与 $f_{\max}$ 的

尺度均需在同一狭缝的物面或象面上计量。

(2)狭缝扫描余弦光栅象:上述的余弦光栅扫描狭缝象的测量方式,可用卷积式(7-34)来描述,而卷积运算满足交换律,故也可用狭缝扫描余弦光栅象来测量。以式(7-33)表示的余弦光栅为目标物,则经待测光学系统所成象的光强分布,由式(7-17)可表示为

$$i(u') = a\{1 + \text{MTF}(f_x)\cos[2\pi f_x u' - \text{PTF}(f_x)]\}$$

在象面处用狭缝扫描,则透过狭缝的光强随扫描位置的变化为

$$L(u'') = a \int_{-\infty}^{\infty} \{1 + \text{MTF}(f_x)\cos[2\pi f_x(u'' - u') - \text{PTF}(f_x)]\} S(u') du' \quad (7-41)$$

由上式不难得到

$$L(u'') = a\{1 + \text{MTF}'(f_x)\cos[2\pi f_x u'' - \text{PTF}'(f_x)]\} \quad (7-42)$$

式(7-42)与式(7-35)完全相同,故两种方法是等价的。不过在用狭缝扫描余弦光栅象的方法中,余弦光栅必须是变密度型的,即这种光栅沿坐标轴 u 方向的透射比是按余弦变化的,且要求光源在余弦光栅较大范围内予以均匀的非相干照明。这些在技术上都是较难办到的。故光学傅里叶分析法的测量仪器,多采用面积型余弦光栅扫描狭缝象的光路安排。

二、测量仪器简介

以面积型余弦光栅扫描狭缝象方式工作的调制传递函数测定仪结构如图 7-11 所示。这是我国(长春光机所)最先研制并实际使用的传递函数测量仪器。它主要由光学台(含物镜夹持器、丁字尺机构)、平行光管及转象镜、扫描及光电接收、记录系统等组成。下面介绍几大组件的作用原理。

(1)狭缝照明系统:它由光源、滤光片、聚光镜、漫射屏及狭缝组成。以使狭缝得到即强又均匀的非相干白光(或单色光)照明。狭

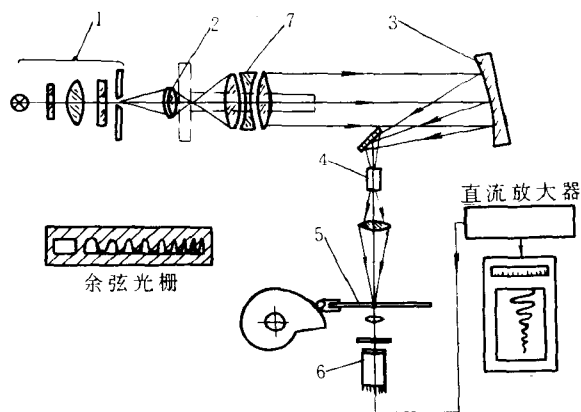


图 7-11

- 1 狭缝照明系统；2 显微物镜；
3 平行光管物镜；4 转象镜；
5 余弦光栅板组件；6 接收记录组件；
7 待测物镜

缝刃口的平直度和平行度均要求较严。

(2) 显微物镜：显微物镜的作用是将狭缝形成一缩小的狭缝象，以此作为待测物镜的目标物（狭缝象宽度约比待测系统的线扩散函数有效宽度小一个数量级）。这样，就可用较宽的实际狭缝，以获得较多的光能量，从而提高信噪比和测量精度。为使引入的显微物镜不致影响测量精度，要求显微物镜有较大的数值孔径、平象场且象差校正得较好。

(3) 平行光管及转象镜：狭缝象位于待测物镜的焦面上作为目标物，经待检物镜后成象在无限远，利用平行光管物镜将狭缝象成到其焦面处。物镜夹待器连有一自动平象场的丁字尺机构，以确保轴外测量时，狭缝象始终位于选定的焦面上。

为测量子午（切向）光学传递函数和弧矢（径向）光学传递函数，狭缝方向应能转动 90° 。转象镜作用是补偿余弦光栅处狭缝象

的转动,使转动了 90° 的狭缝象再转回到原始方位处,从而保证余弦光栅板处的狭缝象方向不变。

若将平行光管物镜与待测物镜看成一组组合系统,则其垂轴放大率为 β_0 ,而频率扩展器(显微物镜)的垂轴放大率为 β ,设余弦光栅的空间频率为 f_0 ,则测 MTF 时的实际空间频率 $f = \beta_0 \beta f_0$ 。显然,制作较低空间频率 f_0 的余弦光栅板是较容易的。

(4)余弦光栅扫描板组件:余弦光栅板包含有一系列以公比 $\sqrt{2}$ 递增的空间频率,每一空间频率下有若干个余弦波形。空间频率范围为 $0.2 \sim 12.8 \text{ mm}^{-1}$,共分 13 级。测 MTF 的实际空间频率范围应为 $(0.2 \sim 12.8) \beta_0 \beta_1$ 。只要余弦光栅对狭缝象作一次扫描,就可记录一组空间频率下的 MTF(f_r)值。光栅一端有一矩形窗孔,其宽度比狭缝象的扩散宽度大得多,故可作为零频规化用。

为使光电探测器接收到的光强度随时间变化的频率 ν (等于余弦光栅扫描速度 v 和空间频率 f 的乘积)保持不变,要求光栅板的扫描速度随空间频率的不同而改变,这点是靠凸轮机构实现的。频率 ν 恒定,有利于使放大器工作在线性区并易保证测量精度,同时使测量结果不受记录仪频率特性的影响。

(5)接收、记录系统:该部分是对扫描获得的光电信号进行接收、处理。最简单的方式是将测得的光电流作直流放大,然后用记录仪记录下各频率的信号幅度及零频的信号幅度,其比值就是各频率的 MTF 值。或将结果数字化,显示或打印出各频率的 MTF 值。

用光学傅里叶分析法测光学传递函数,必须使用质量良好的正弦光栅。同时,此法不易准确地测定相位传递函数,故当前的测量仪器中已较少使用。但它是了解扫描法测量光学传递函数的基础。

7.2.2 光电傅里叶分析法

一、测量原理

为避免余弦光栅制作上的困难和提高光学传递函数的测量精度,提出采用非余弦光栅,用电学滤波法除去高次谐波并取出余弦基波,这就是光电傅里叶分析法。常见的非余弦图形有矩形光栅和莫尔条纹。现以矩形光栅为例说明测量原理。

光电傅里叶分析法可有矩形光栅扫描狭缝象和狭缝扫描矩形光栅象两种方案,这两种扫描方式是等价的。

一个空间频率为 f , 幅值为 a 的矩形光栅, 其透过光强分布 $g_R(u)$ 可展开为傅里叶级数

$$g_R(u) = a \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} [\cos 2\pi f_s u - \frac{1}{3} \cos 2\pi (3f_s) u + \frac{1}{5} \cos 2\pi (5f_s) u - \frac{1}{7} \cos 2\pi (7f_s) u + \dots] \right\} \quad (7-43)$$

若采用矩形光栅扫描狭缝象的方式测光学传递函数, 当狭缝足够窄时, 则狭缝象的光强分布为 $\text{LSF}(u')$, 透过扫描光栅的光通量变化 $L(u'')$ 为

$$L(u'') = \int_{-\infty}^{\infty} \text{LSF}(u') g_R(u'' - u') du'$$

若矩形光栅扫描速度为 v , 则有 $vt = u''$, 光通量随时间变化的频率为 $\nu = fv$ 。将式(7-43)代入上式, 则光电探测器接收到的随时间 t 变化的光通量为

$$L(t) = a \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \text{MTF}(f_s) \cos[2\pi \nu t - \text{PTF}(f_s)] - \frac{1}{3} \frac{4}{\pi} \text{MFT}(3f_s) \cos[2\pi (3\nu) t - \text{PTF}(3f_s)] \right\}$$

$$+ \frac{1}{5} \frac{4}{\pi} \text{MFT}(5f_r) \cos[2\pi(5\nu)t - \text{PTF}(5f_r)] - \dots \quad (7-44)$$

由光电探测器将光通量变化转换成时间频率为 $\nu, 3\nu, 5\nu, \dots$ 的电信号。对电信号的处理有两种方法：

用数个中心频率分别为 $\nu, 3\nu, 5\nu \dots$ 的窄带通滤波器，将相应的频率成分滤出。于是它们的振幅将分别正比于各自空间频率下的调制传递函数，各频率分量的初相位对应各空间频率的相位传递值，可用相位计测量。这种电信号的处理方法适于 LSF 为非对称的情况。但因高次谐波电信号很微弱，故难以测准，该法用得较少。

对电信号的另一种处理方法是，仅以中心频率 ν 的窄带通滤波器将基频成分选出，而将直流成分和高次谐波成分一并滤去，所得交流信号为

$$I(t) = \frac{4}{\pi} a \text{MTF}(f_r) \cos[2\pi\nu t - \text{PTF}(f_r)] \quad (7-45)$$

如用一系列不同空间频率的矩形光栅扫描，即可得到调制传递函数和相位传递函数。

若狭缝的有限宽度为 $2d$ ，则可用式(7-39)算出狭缝函数 $S(u)$ 的傅里叶变换的模 $M(f_r)$ ，对测量结果进行修正。

由于光学传递函数的测量是靠狭缝象与矩形光栅的相对扫描和电学滤波共同完成的，故称光电傅里叶分析法。该法还可利用其它形状的周期性变化的光栅实现，如用两块空间频率相同的矩形光栅以小角度交叉重叠获得的三角形波光栅（莫尔条纹），或者以辐射状圆盘光栅对狭缝扫描获得的梯形波光栅等。这些波形同样可用傅里叶级数表示，并通过电学滤波获得余弦波响应，从而实现光学传递函数测量。

二、测量仪器简介

利用光电傅里叶分析法原理的传递函数测定仪种类很多，诸

如 C-4 型光学传递函数测定仪;国产 GCH-1 型传递函数测定仪;英国的 EROS 系列光学传递函数测量仪;荷兰的 ODETA 传递分析仪等。这些仪器虽各具特点,但基本原理是类同的。

(1)GCH-1 型光学传递函数测定仪:它是我国在 70 年代研制的高精度、多功能光学传递函数测量仪器,也是目前国内用得最多的仪器之一。GCH-1 型光学传递函数测定仪采用的是顺光路安排。由平行光管给出无限远的目标狭缝,再用矩形光栅对成在待测物镜焦面处的狭缝象进行扫描。为能测有限远共轭距离的光学系统,仪器备有一套近距离目标发生器组件。仪器由光具座和电气柜两大部分组成。前者包括目标物发生器,象分析器和物镜夹持器。后者包括 MTF 和 PTF 的电路系统和曲线记录、数值打印、数字显示装置及各种电源等。

仪器的主要技术参数:可测最长焦距 700mm;通光孔径 150mm;视场角 $\pm 60^\circ$;线视场 $\pm 100\text{mm}$;最高空间频率 200mm^{-1} ;工作波长在可见光范围内;测量方位有子午、弧矢和 45° ;可在无限远和有限共轭距两种状态工作。MTF 测量精度:轴上 2%、轴外 5%,重复性 1%;PTF 测量精度 7° 。仪器可用于测量照相系统、望远系统、电子光学成像系统及纤维面板等。

有关仪器的光路原理、结构及测量步骤可参看实验二十一相应内容。

(2)EROS 型光学传递函数测定仪:英国 Ealing Beck 公司在英 SIRA 协会指导下,开发的 EROS 型系列仪器在国际上应用较为广泛。其中 EROS-IV 光学传递函数仪是在国际上具有先进水平的仪器之一。测 PTF 和 MTF 的精度分别为 $\pm 5^\circ$ 和 1%,是 SIRA 协会的标准设备。装置的结构示意图如图 7-12 所示。其光学系统示意图如图 7-13(a)、(b)所示。其中(b)为无限远共轭距成象的测量光路安排。

光学系统分为目标发生器和象分析器两大部分。这两大部分可灵活地分别安置在待测物镜的物方和象方共轭位置上。目标发

生器的主要作用是产生空间频率连续改变的周期光栅。象分析器实现狭缝对光栅象的扫描,由光电探测器接收透射光强变化,并变成电信号。再由电学系统进行滤波、放大和比较等处理,从而测得MTF和PTF值。

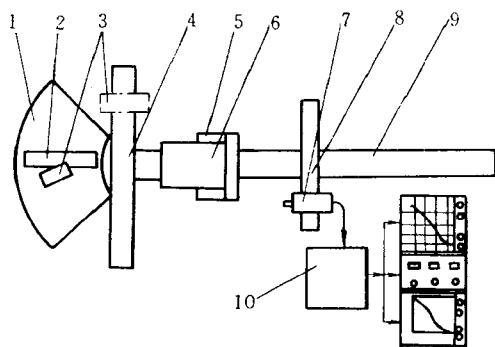


图 7-12 ERQS-M 型测定仪结构示意图

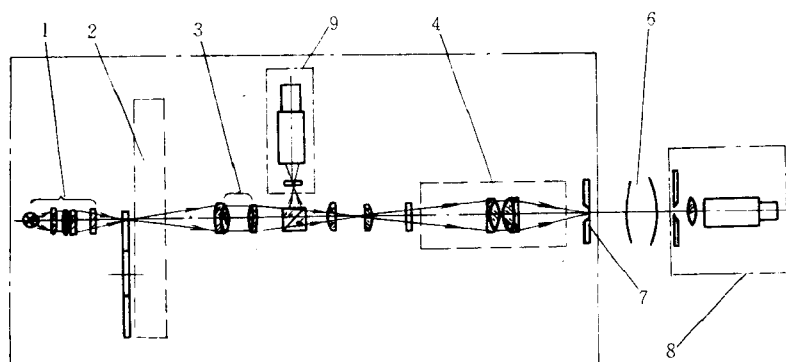
- 1 扇形导轨;2 平行光管;3 目标发生器;4 物面导轨;
5 夹持器;6 待测系统;7 象分析器;8 象面导轨;
9 焦距导轨;10 光电信号处理系统

仪器的主要特点是采用积木式组件,具有很高的灵活性;可给出某些频率范围的连续 MTF 和 PTF 值;采用了双光路指零测量系统。

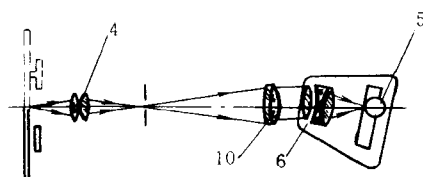
仪器的目标发生器由固定空间频率的辐条形圆盘光栅、变焦镜头、中继物镜和物狭缝等组成。圆盘光栅是在直径 170mm 的玻璃圆盘上,沿圆周以沉淀镀铬方法制作 15mm 长共 4800 条线的光栅,对应空间频率为 10mm^{-1} 。当利用圆盘光栅的一小部分时,可看作矩形光栅。

光栅盘可绕自身轴作恒角速旋转(实现时间频率调制),同时又可平稳地绕通过物狭缝中心的目标发生器的光轴转动,于是沿物狭缝方向产生空间频率连续变化的周期光栅,如图 7-14 所示。

可见,透过圆盘光栅和物狭缝的光强分布呈梯形周期分布。沿



(a) EROS N型装置光学系统图



(b) 无限共轭距成像的光路

图 7-13 EROS N型测定仪光学系统图

- 1—照明组件；2—圆盘光栅组件；3—变焦镜头；
4—中继物镜；5—探测器；6—待测镜头；
7—物狭缝；8—象分析器；9—参考通道；
10—准直物镜

物狭缝方向移动的扫描光栅的空间频率 f 与圆盘光栅在物狭缝处象的空间频率 f' 间的关系为

$$f = f'_0 \cos \alpha \quad (7-46)$$

式中 α ——圆盘光栅线条移动方向与物狭缝方向的夹角；
 f'_0 ——圆盘光栅空间频率 f_0 经变焦镜头、中继物镜放大后的空间频率。

只要使光栅盘绕目标发生器的光轴转动，即使角 α 连续变化，

便可得到沿物狭缝方向移动的、空间频率连续变化的扫描光栅。当光栅线条方向与物狭缝方向一致时($\alpha=90^\circ$),扫描光栅的空间频率为零,并以此位置进行零频规化。当光栅线条方向与物狭缝方向垂直时($\alpha=0$),则沿物狭缝方向移动的扫描光栅的空间频率达到最大 $f_{\max}=f'_0$ 。当光栅线条位于其它相对位置时,空间频率在 $0\sim f'_0$ 间变化。

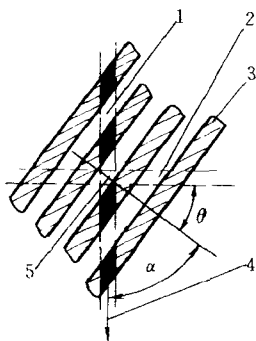


图 7-14 目标发生器变频原理

1 物狭缝;2 象狭缝;3 圆盘光栅线条;
4 扫描光栅移动方向;5—有效扫描孔

扫描光栅经待测物镜成象在位于象分析器前端的象狭缝

处,象狭缝方向与物狭缝方向互相垂直,如图 7-13 所示。两狭缝的相交位置正是透过光的有效扫描孔。透过有效扫描孔的随时间变化的光通量,经聚光镜会聚到光电倍增管处。

变焦镜头的作用是形成圆盘光栅的中间象,以便在光路中经分束棱镜反射形成参考通道。圆盘光栅的象成在参考通道前端的小孔板处,随着圆盘光栅的转动,透过该小孔的光强不断变化。由后面光电倍增管接收,并产生用作基准的光电流信号,又称参考通道信号。而通过象分析器的光电倍增管得到的另一个光电流信号称为测试通道信号,该信号与参考通道信号作相位比较,就可测得相位传递函数。

EROS—IV 型光学传递函数测定装置的指标与性能:

- (1)检测 MTF 达到 $\pm 1\%$;PTF 达到 $\pm 5^\circ$,空间频率准确到 $\pm 1\%$;
- (2)探测的光信号强度变化范围 $1\sim 10^5$;
- (3)空间频率范围 $0\sim 100\text{mm}^{-1}$, $0\sim 200\text{mm}^{-1}$, $0\sim 400\text{mm}^{-1}$;
- (4)可对白光和单色光进行测量;

- (5)狭缝宽度的影响能自动修正;
- (6)有限、无限共轭距成象均可测定;最大通光口径 $\phi 200\text{mm}$;
- (7)待测系统焦距范围 $12\sim 120\text{mm}$;
- (8)视场角 $\pm 40^\circ$,空间频率取向可任意方位;
- (9)最大画面直径 800mm ,最大相对孔径 $1/1.6$;
- (10)测量光路与待测系统使用情况一致;
- (11)以示波器作快速显示,便于装置调整 and 选择象面; x - y 记录仪记录;
- (12)还可用来测光学纤维面板的和象增强器的 MTF。

7.2.3 数字傅里叶分析法

一、测量原理

前面介绍的光学傅里叶分析法和光电傅里叶分析法都是以狭缝作目标物,经待测系统成象而得到线扩散函数,再用各种方法对其进行傅里叶分析。这些方法的一个主要问题就是可测量的空间频率范围有很大的局限性,当要求测量的空间频率高达每毫米几百周或上千周时,扫描光栅的制作几乎不可能。

数字傅里叶分析法是通过测量线扩散函数 $LSF(u)$ 的一系列关于坐标 u 位置的离散抽样值,变成数字信号后,输入计算机进行傅里叶变换运算,从而求得光学传递函数的方法。

获取线扩散函数 $LSF(u)$ 抽样值的方法有两种。一种方法是在象面处用一很窄的狭缝对待测物镜所成狭缝象进行扫描,透过它的光通量即为扫描到 u_k 位置处的 $LSF(u_k)$ 值。如扫描狭缝沿 u 轴方向按间隔 Δu 进行抽样,即可得到一系列间隔为 Δu 的,位置在 $u_0, u_1, \dots, u_{N-1}$ 处的线扩散函数抽样数据,如图 7-15 所示。利用这 N 个抽样数据,即可对 $LSF(u)$ 作傅里叶变换的数值计算。

由一维传递函数的定义式(7-14),可以写为离散的傅里叶变换式,即

$$\begin{aligned}
 \text{OTF}(f_x) &= \Delta u \sum_{K=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k) \exp(-2\pi j f_x u_k) \\
 &= C(f_x) - jS(f_x)
 \end{aligned} \quad (7-47)$$

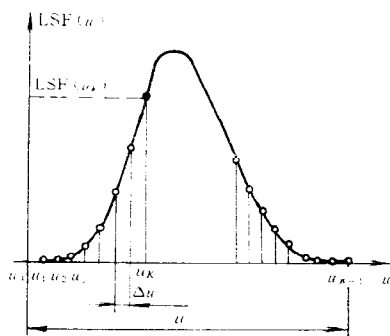


图 7-15 LSF(u) 抽样值

$$\text{其中} \quad \begin{cases} C(f_x) = \Delta u \sum_{K=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k) \cos(2\pi f_x u_k) \\ S(f_x) = \Delta u \sum_{K=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k) \sin(2\pi f_x u_k) \end{cases} \quad (7-48)$$

当式(7-47)中 f_x 为零时有

$$\text{OTF}(0) = \Delta u \sum_{K=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k) = D$$

其中, D 表示 $\text{LSF}(u)$ 曲线下的面积, 则经零频规范化后的光学传递函数表示式为

$$\begin{aligned}
 \text{OTF}(f_x) &= \frac{\Delta u}{D} \sum_{k=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k) \exp(-2\pi j f_x u_k) \\
 &= \text{MTF}(f_x) \exp[-j\text{PTF}(f_x)]
 \end{aligned} \quad (7-49)$$

式中的 $\text{MTF}(f_x)$ 和 $\text{PTF}(f_x)$ 可按下式计算

$$\begin{cases} \text{MTF}(f_r) = \frac{1}{D} \sqrt{C^2(f_r) + S^2(f_r)} \\ \text{PTF}(f_r) = \arctg[S(f_r)/C(f_r)] \end{cases} \quad (7-50)$$

为避免离散抽样时因产生周期重叠误差而影响计算精度,根据傅里叶变换的抽样定理可知,其抽样间隔 $\Delta u \leq 1/2f_c$, 其中 f_c 为衍射受限系统对应 $\text{MTF}(f_r)=0$ 的空间频率,即截止频率。由于 Δu 为微米量级,抽样数 N 很大,而且对每一空间频率 f 均要按公式重新计算一遍。

此外,为减少扫描时机械振动和光电系统噪声的影响,还要通过多次扫描,由计算机对抽样数据取平均值,并注意计算处理中对两个缝宽的影响应予修正。故对测量多个空间频率 f 值而言,计算是很麻烦的。

通常在电子计算机上,采用快速傅里叶变换(FFT)进行计算处理的。若沿 u 方向散布的线扩散函数的范围为 $u=N\Delta u$, 相应的空间频率 $f_0=1/n\Delta u$, 则可算出 f_0 的 n 倍空间频率(f_n)的光学传递函数为

$$\text{OTF}(f_n) = \sum_{k=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k) \exp[-2\pi j \frac{nk}{N}] \quad (7-51)$$

$$\text{和} \quad \begin{cases} \text{MTF}(f_n) = \frac{1}{D} \sqrt{C_n^2 + S_n^2} \\ \text{PTF}(f_n) = \arctg(S_n/C_n) \end{cases} \quad (7-52)$$

式中

$$C_n = \sum_{k=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k) \cos(2\pi \frac{nk}{N})$$

$$S_n = \sum_{k=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k) \sin(2\pi \frac{nk}{N})$$

$$D = \sum_{k=0}^{N-1} \text{LSF}(u_k)$$

获得线扩散函数的另一种方法是,用刀口扫描点扩散函数 $\text{PSF}(u,0)$ 得刀口分布函数 $\text{ESF}(u)$, 求 $\text{ESF}(u)$ 的微分得 $\text{LSF}(u)$ 。

如图 7-16 所示,在待测物镜的物平面上设置一星点,经成像,则象面上的光强分布可认为是 $\text{PSF}(u,v)$ 。在象面处设置一刀口,对该星点象进行扫描,当刀口位于坐标位置 u 时,透过刀口的光通量可用刀口分布函数表示,即

$$\text{ESF}(u) = \int_{-\infty}^u \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(u,v) du dv$$

由于刀口长度比 $\text{PSF}(u,v)$ 分布范围大得多,故沿 v 轴方向的积分大到无限,故上式可写为

$$\text{ESF}(u) = \int_{-\infty}^u \text{LSF}(u) du \quad (7-53)$$

则线扩散函数 $\text{LSF}(u)$ 可用刀口分布函数 $\text{ESF}(u)$ 的微分表示

$$\text{LSF}(u) = \frac{d}{du} [\text{ESF}(u)] \quad (7-54)$$

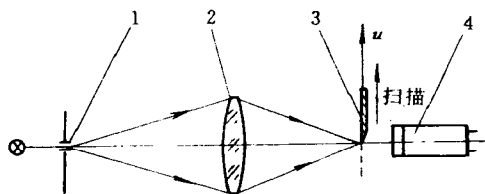


图 7-16 刀口扫描星点象

- 1 星点光源; 2 待测物镜;
3 刀口; 4 光电探测器

刀口沿 u 轴方向按间隔 Δu 逐点扫描,得一系列的 $\text{ESF}(u)$ 离散抽样值。用电子计算机按式(7-54)进行微分运算,得到 $\text{LSF}(u)$ 。再对 $\text{LSF}(u)$ 进行离散傅里叶变换计算,即可得 $\text{MTF}(f_x)$ 和 $\text{PTF}(f_x)$ 。

二、测量仪器介绍

以数字傅里叶分析法为测量原理的仪器有:ASKANIA 物镜测量仪,Tropel 2000 型光学传递函数测定仪等。

现以我国研制的显微镜光学传递函数测定仪为例作具体说明。该测定仪由于使用了理想的星点目标,采用了良好的信号接收数据处理系统,测得的最高空间频率达 4000mm^{-1} ,这已接近于 $100\times$ 显微物镜($\text{NA}=1.3$)的截止频率。该仪器可客观、全面地测定、评价显微物镜的成象质量。

1. 仪器的主要系统

显微物镜光学传递函数测定仪的主要系统如图 7-17 所示。

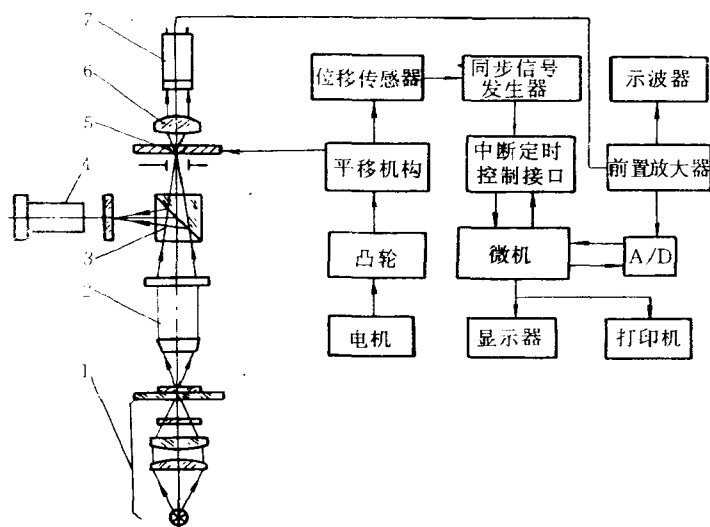


图 7-17 显微物镜 MTF 测定仪主要系统

- 1 星孔照明系统; 2 待测显微物镜; 3 分束镜;
4 目镜; 5 狭缝; 6 聚光镜; 7 光电倍增管

星孔照明系统由电源、聚光镜、光谱校正滤光片、星孔目标物组成。滤光片的光谱透射比曲线依据人眼的光谱光视效率和光电倍增管的光谱灵敏度曲线进行选择。目视光路用于将星点对准某一指定视场位置,并供测量时对焦用。狭缝宽度的附加卷积效果对测量光学传递函数的影响,可在数据处理时修正,聚光镜的作用是使

光电倍增管接收面上的光强分布均匀。前置放大器将光电倍增管输出的光电流,经放大并转换成电压送入快速 A/D 转换器,再由主机读入内存。决定于狭缝位置的同步信号,由控制中断定时器和中断控制逻辑给出,使计算机与仪器同步工作。微机作数据平滑、傅里叶变换和光学传递函数计算。其结果由打印机输出或由显示器示出。示波器用于辅助观察扫描输出的线扩散函数,并进行调焦监视。

狭缝扫描运动是由稳速电机带动线性凸轮,推动狭缝平移实现的。在抽样周期 1.4ms 内,狭缝移动 $2.79\mu\text{m}$ 抽样一次(相应显微镜物面上抽样间隔为 $2.79/\beta\mu\text{m}$)。当测定轴外点的光学传递函数时,星点、扫描狭缝均将移到相应的轴外点处,并可沿子午、弧矢方向扫描。

2. 仪器的电路设计及数据处理

用快速傅里叶变换(FFT)程序计算光学传递函数的数学模型,可参看式(7-51)及式(7-52)。

仪器的硬件电路主要包括:信号接收与放大电路、中断定时电路和计算机接口电路。

为满足探测微弱光强的需要,选用 GDB-53LA 型光电倍增管。它具有高增益、低噪声、暗电流小、高量子转换效率及良好的温度特性,在可见光范围内具有合适的光谱响应特性。

采用优质运放 3140 组成测量电路。它具有高增益、高精度、低噪声、快速响应、可把光电倍增管的电流输出转换成电压输出。故测量电路可完成弱信号的接收、放大并得到理想的信噪比。

高速 A/D 转换器及相应计算机接口,选用 A/D574 和 8253 芯片作为中央处理机的一个外设,计算机对其直接寻址,并以软件控制其工作状态。

精密的中断定时电路如图 7-18 所示。它由 8253 可编程定时器及其相应电路组成。外同步信号取决于狭缝扫描位置,该信号使计算机与仪器同步工作,控制抽样起始时刻,躲过凸轮的非线性区。

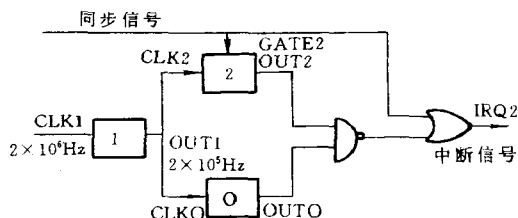


图 7-18 中断定时电路

测试系统的电路方框图如图 7-19 所示。仪器的软件部分包括数据采集和数据处理两部分。

数据采集软件是用 8088 汇编语言完成并作为子程序,由 Basic 语言主程序调用。

数据处理软件主要包括平滑处理、数据重排序、背景噪声处理、FFT 运算、插值、图形显示等。

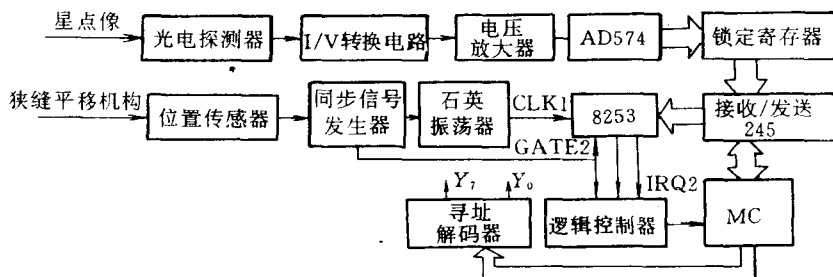


图 7-19 电路方框图

3. 测量结果分析

显微物镜光学传递函数测定仪的精度,主要取决于信号接收和处理系统,采集和处理象光强分布的准确程度。

该仪器经过对不同倍率、不同型号的显微物镜的大量测试,其结果分析表明:对轴上点,在象面空间频率 10mm^{-1} 内,MTF 最大误差不大于 $\pm 3\%$,其稳定性 $< 0.5\%$;在象面上,空间频率

10mm⁻¹内,测定的标准偏差为1%。

利用该仪器分别测量日本的 Olympus 公司生产的平象场、复消色差 100 $\times$ 显微物镜 (NA=1.4), 和上海产 100 $\times$ 普通显微物镜 (NA=1.25) 的 MTF 曲线, 如图 7-20 所示。

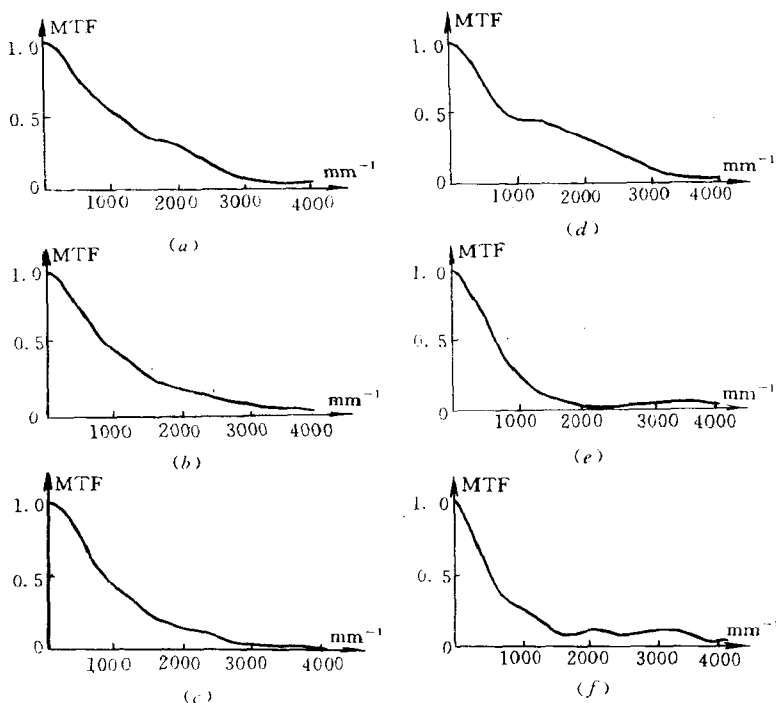


图 7-20 显微镜的 MTF 曲线

其中(a)、(b)、(c)分别为 Olympus 显微物镜的轴上子午方向、轴外象高 5mm 子午方向、轴外象高 5mm 弧矢方向的 MTF 曲线; (d)、(e)、(f)分别为上海产显微物镜的轴上子午方向、轴外象高 5mm 子午方向、轴外象高 5mm 弧矢方向的 MTF 曲线。

由两种显微物镜的 MTF 曲线可以看出: Olympus 显微物镜

的轴上点和轴外点的 MTF 曲线均较好。上海产的显微物镜的轴上点 MTF 较好;轴外点的 MTF 与轴上点比,相差较大,其中子午方向的空间频率在 2000mm^{-1} 处就截止了。这与星点检验的结果是吻合的。待测显微镜是否平象场、复消色差,其对象质的影响由 MTF 曲线可明显、准确的反映出来。由此可见,该仪器测得的 MTF 能客观、准确地反映显微镜的成象质量。

§ 7.3 用光学传递函数评价象质

空间滤波的概念引入光学系统后,人们开始在频率域寻求和探索评价光学成象质量的方法,光学传递函数的理论与实践就是这方面的一个重要成果。它加深了人们对传统象质评价方法的认识。近年来,随着电子技术、计算机技术和微光度测试技术的发展。为 OTF 测量与评价象质开辟了更广泛的前景。

7.3.1 光学传递函数的表示及评价方法

光学传递函数是用于表示光学系统的空间频率响应特性的,它是个复函数,由模量 $\text{MTF}(f)$ 和辐角 $\text{PTF}(f)$ 两部分组成。在实际评价象质时, $\text{PTF}(f)$ 用得较少,其原因有两点:一是对于旋转对称的光学系统,只有当存在慧差、偏心差和轴外色差等非对称性缺陷时,才出现 $\text{PTF}(f)$ 。故 $\text{PTF}(f)$ 实质反映的是成象的不对称性,它除使象产生位移外,更灵敏地反映是使 $\text{MTF}(f)$ 下降,故 $\text{MTF}(f)$ 在一定程度上可替代 $\text{PTF}(f)$;二是对常用的接收器而言,成象系统的低频响应往往是更为重要的,而低频段的 $\text{PTF}(f)$ 一般很小。故目前一般均以 $\text{MTF}(f)$ 评价光学系统的象质。

一、光学传递函数的表示方法

光学传递函数 $\text{OTF}(f)$ 是空间频率的函数,同时它也随象面位置、视场角、相对孔径、光的波长及空间频率的取向等参量改变。

因此,若全面地了解待测系统的光学传递特性,就需对上述不同参量组合成的各种成象状态进行 $OTF(f)$ 测量。测得如此多的 $OTF(f)$ 曲线不仅要花费大量时间,而且也不易对成象质量好坏作出概括性的结论。因此,人们提出简化测量结果的表示法与评价方法。

1. OTF 常规表示

光学传递函数的常规表示如图 7-21 所示。一般仅给出 $MTF(f)$ 曲线,有的测定仪根据需要,也可绘出 $PTF(f)$ 曲线。

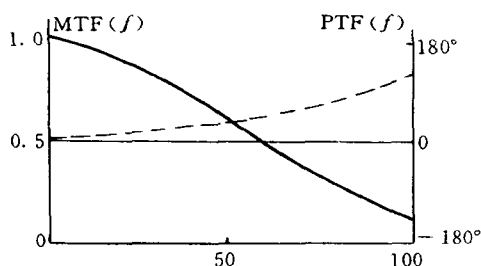


图 7-21 $OTF(f)$ 曲线

显然在所选定的空间频率范围内, $MTF(f)$ 曲线下降得越缓慢, $PTF(f)$ 曲线越接近于一条直线,则待测系统的象质就越好。由于曲线是在一定成象状态下测得的,故必须在图上或用附表形式,将组成该成象状态的各种测试参量以及重要的测量条件注明清楚,以免日后混淆。

需注明的内容包括:

待测试样的名称与编号;焦距; F 数;角视场或线视场;物象共轭距;光源与接收器的光谱特性;子午、弧矢或其它方位;参考角(试样某标记的安装方位);调焦准则;测量平面。其它诸如温度、湿度等环境条件;光电探测器的工作电压;附加光学无件等也应记载。

2. 以 MTF 曲线族表示

光学传递函数 OTF 不是空间频率的单值函数,这点对显微镜、望远镜等视场小,相对孔径也比较固定的光学系统的评价比较简单。但对照相物镜这样的光学系统,则必须以相对孔径、视场、焦点位置和方位角等作为参量或自变量,绘出曲线族来评价象质。在特定情况,给出各参量组合的综合象质显得更为重要。下面以照相物镜为例,给出各参量不同组合的 $MTF(f)$ 曲线族,图中实线表示弧矢方位,虚线表示子午方位。图 7-22(a)与(b)分别表示以视场(线视场 y' 或视场角 ω)和 F 数为参量的 $MTF-f$ 曲线族。图(a)反映不同视场位置象质的变化情况;图(b)示出 MTF 随相对孔径的变化,可见对于某一相对孔径,在希望的频率范围内可能给出均衡而较高的传递特性,即具有较高的象质。

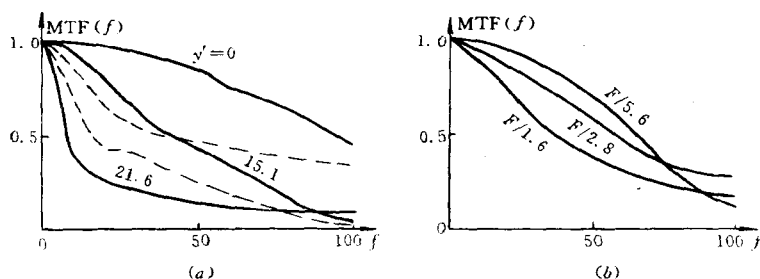


图 7-22 MTF- f 曲线族

(a)以 y' 为参量的 MTF- f 曲线族;

(b)以 F 为参量的 MTF- f 曲线族

图 7-23(a)与(b)分别表示以空间频率 f 和离焦量 ΔZ 为参量的 $MTF-\Delta Z$ 和 $MTF-y'$ 曲线族。由曲线族(a)可以看出,空间频率变化可引起的最佳象面的移动;对曲线族(b)的分析,可以确定一个兼顾全视场的最佳离焦位置。

图 7-24(a)与(b)分别表示以波长和视场角为参量的 $MTF-\Delta Z$ 曲线族。图(a)中,所选空间频率 $f=30\text{mm}^{-1}$,由此可评价色差的校正情况。图(b), $f=10\text{mm}^{-1}$,可确定使各视场的 MTF 取得折

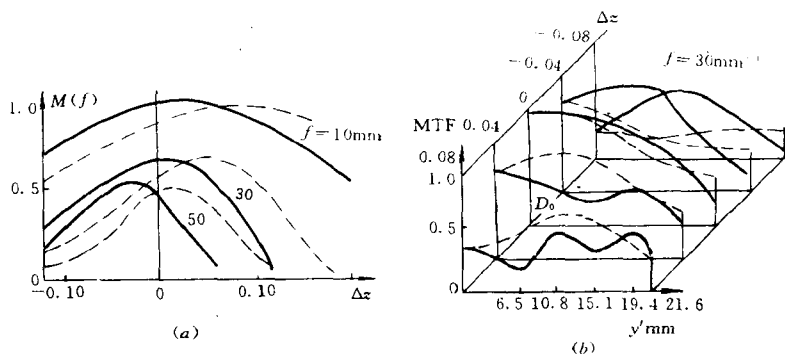


图 7-23 MTF 曲线族

(a) 以 f 为参量的 MTF- Δz 曲线族;

(b) 以 Δz 为参量的 MTF- y' 曲线族

表的焦面位置,也有以两个参量作直角坐标,对特定频率作出 MTF 等值线的表示方法。例如:以视场角与离焦量为坐标轴,对 $f = 10\text{mm}^{-1}$ 作 MTF 的等值线。它能反映出 MTF 的三维分布情况及共轴性是否良好等信息。但获得这样曲线族,测试与数据处理的

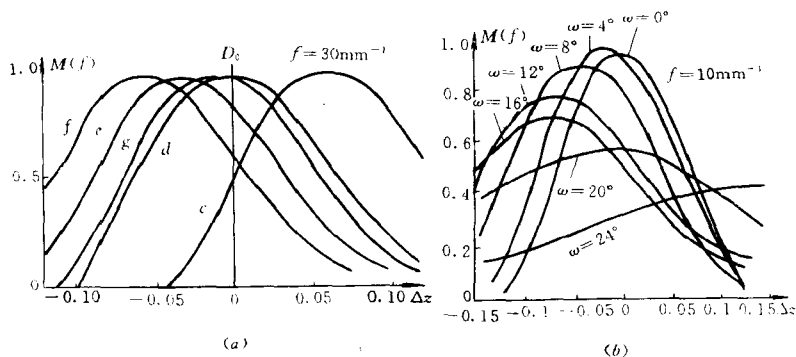


图 7-24

(a) 以 λ 为参量的 MTF- Δz 曲线族;

(b) 以 ω 为参量的 MTF- Δz 曲线族

工作量均比较大,需借助自动化程度较高且备有微机数据处理的 OTF 测定仪来完成。

以上给出的几种较常用的 MTF 曲线族,它们以不同侧面反映了待测系统的象质状况,其特点是信息量大、直观、便于分析。此外,还可根据特殊需要测出其它参量组合的曲线族。

二、评价方法

对于照相物镜而言,由于影响象质的参量比望远系统和显微物镜的要复杂得多,故只有当不同参量的组合均有良好的传递特性时,才能认为该待测系统具有令人满意的象质。

为便于产品检验或在生产线上实现对产品的质量控制与调试,必须考虑测试规范的简化。这应在大量测试与分析基础上,针对待测系统的实际要求,确定一种或几种最有代表性的成象状态。再根据光学系统是低通滤波器,而且大多数 OTF 曲线变化是比较平缓的实际情况,取单值指标在一定程度上可以代表某种成象状态下的 OTF 曲线的特征。故常以简化评价的单值指标来评价生产过程中的产品象质。

常用的简化评价指标有如下几种:

(1) 特定调制传递函数下的空间频率 f_k : 先按试样要求,规定调制传递函数的某一值 M_k ,然后在所测得的曲线中,取相对 MTF 降到 M_k 时,得对应的空间频率 f_k ,如图 7-25 所示。一般讲, f_k 越高,待测系统的象质越好。例如对高挡照相物镜或电影摄影物镜, M_k 值可取 0.8。也有人提出在半视场内,相对 MTF 值 $M_k=0.5$ 时,所对应的 $f_k \geq 40\text{mm}^{-1}$;在 0.7 视场内, $M_k=0.5$ 时,对应的空间频率 $f_k \geq 30\text{mm}^{-1}$ 。

(2) 特定空间频率下的调制传递函数 $M(f_k)$: 按照待测系统的使用要求,在最重要的频带上选定一个能反映成象质量的空间频率,即特征频率 f_k ,并以 f_k 对应的调制传递系数 $M(f_k)$ 作为评价指标,如图 7-26 所示。当 f_k 确定后, $M(f_k)$ 越大越好。由于该评

价方法不需作 $MTF(f)$ 曲线,这给测量和计算都带来方便,且更适合于生产检验用的 OTF 测定装置。如西德 Opton 厂生产的 K—N 型 MTF 物镜检查仪。

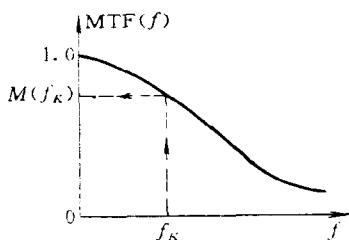


图 7-25 特定 MTF 值的空间频率 f_k

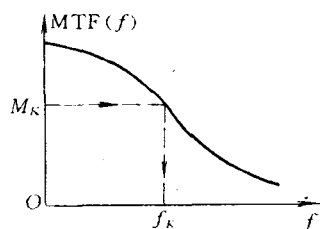


图 7-26 特征频率的 $M(f_k)$

通常,特征频率 f_k 是依据镜头使用时的分辨率和清晰度要求确定的;而调制传递函数 $M(f_k)$ 是依据光学象的对比层次要求确定的。例如:电影摄影物镜的 f_k 选 $25, 50\text{mm}^{-1}$;照相物镜的 (f_k) 选为 $10, 20, 40\text{mm}^{-1}$ 或 $10, 30\text{mm}^{-1}$;电视镜头的 f_k 选为 16mm^{-1} 。若 f_k 对应的理想调制传递函数为 $M_0(f_k)$,而实际光学系统的调制传递函数为 $M(f_k)$,则当 $M(f_k)/M_0(f_k) \geq 0.8$ 时,则认为该光学系统具有良好的成象质量。表 7-1 给出了日本 135 相机的物镜合格品达到的质量指标。

表 7-1 日本 135 相机物镜 MTF 合格指标

相对孔径	视 场	空间频率 10	30(mm^{-1})
全孔径	0ω	0.60	0.30
	0.7ω	0.30	0.15
$F/8$	0ω	0.75	0.40
	0.7ω	0.40	0.25

(3)组合调制传递函数面积值 MTFA:这是一种较好的象质评价指标。它是以待测系统象方的 $MTF(f)$ 曲线 A ,与接收器调制

阈值曲线 B 所包围的面积作为评价指标,称为组合调制传递函数,面积值 MTFA,如图 7-27 所示。

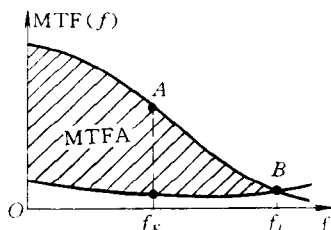


图 7-27 MTFA 值

使用 MTFA 的好处是它包括了接收器的频率调制特性。曲线 A 与 B 的交点所对应的空间频率 f_l ,即是光学系统加上接收器的极限分辨率,称为系统的组合极限空间频率。为获得 MTFA 判断,要求测定仪必须能测极限频率的 MTF,显然这是困难的。为此可用线性回归统计法,抽取 f_k 频率处的 MTF 值,使以足够精度与 MTFA 线性相关,从而替代 MTFA。如以 f_l 之半作为特征频率 f_k ,则可用 $MTF(f_k)$,或用与 f_k 对应的两曲线 A 、 B 之差,作为简化的评价指标。

(4)MTF 的加权积分值:这是以权函数 $W(f)$ 与调制传递函数乘积的积分值 Q 作为评价指标的,即

$$Q = \int_0^{\infty} W(f) MTF(f) df \quad (7-55)$$

当 $W(f)=1$ 时, Q 值代表相对中心点强度,或称 S. D 值。如将人眼、胶片等接收器的传递函数 $MTF_D(f)$ 作为权函数,这时的 Q 值称为信息容量。它代表了光学系统所能传递信息的多少。如取 $W(f)=MTF(f)$,即 $Q = \int_0^{\infty} [MTF(f)]^2 df$,这时 Q 值表示了能量集中度。可见 Q 值较大的系统象质较高。但由于 Q 值不能区分 $MTF(f)$ 的正和负(如伪分辨),故不适于大离焦,大象差光学系统的象质评价。

以 OTF 检测 35mm 相机摄影物镜(固定物镜和可换物镜)、复印机镜头以及望远镜时的相关参量规定,分别见表 7-2、表 7-3 和表 7-4,以供 OTF 检测与简化评价指标时参考。

表 7-2 检测 35mm 相机物镜的参量规定

参 量	数值/置位	备 注
MTF/PTF	必须给出 MTF 值,希望给出 PTF 值	
成象比	给出 $1 : \infty$; 希望给出有限距离(包括最近调焦距离)的成象比	
调 焦	1. 提倡: 全孔径、空间频率为 20mm^{-1} 处,使轴向 MTF 达最大的调焦 2. 认可: 空间频率为 30mm^{-1} 的调焦	
象高(h')	$h' = 0, 0.3h_{\max}, 0.5h_{\max}, 0.7h_{\max}, 0.85h_{\max}, h_{\max}$	$h_{\max}$ 为象视场对角线之半,该组象高用于 OTF 结果的比较。对专用,可选不同组的象高。
参考角(ϕ)	1. $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ 和 270° 或 2. $\phi = 56^\circ, 124^\circ, 236^\circ$ 和 304°	沿两对角线方向
方位角	子午方向和弧矢方向	
参考面	基准面或装配凸缘	
上限空间频率	50mm^{-1}	若专用,可选高空间频率
可选空间频率	1. 推荐: $10, 20$ 和 40mm^{-1} 2. 认可: 10 和 30mm^{-1}	
参量目录	除了在 ISO9335 子条款 6.1 所列的标准参量外,还应列出下列数据: 测量面相对基准面的位置; 估计测量的不确定度	

表 7-3 检测复印机镜头的参量规定

参 量	数值/置位	备 注
MTF/PTF	给出 MTF; 若可能, 给出 PTF	
象 高	$h_{\min}, 0.5h_{\max}, 0.7h_{\max}, h_{\max}$	参看 ISD/DIS9336-2 附录 A 的相应规定
成象比	1:1, 另加最高放大率或最小缩小率	
参考角	1. 狭缝系统: 取最佳性能的对对应角; 取与最坏性能对应角成 90° 的角 2. 其他系统: 0°、90°、180°、和 270°	
频谱特性	符合规定	按成彩色象设计的镜头, 应检测几种基本色
方位角	子午方向和弧矢方向	
参考面	对中心高 h , 在所选空间频率处, MTF 由最大值的面到下降 5% 的面, 选该两面的中间作参考面。	
可选空间频率	4、6、8mm ⁻¹	用于以象高函数给出 OTF 的场合。

表 7-4 检测望远镜的参量规定

参 量	数值/置位	备 注
MTF	必须给出 MTF; 若规定,可给出 PTF	
调 焦	对物空间 5mrad^{-1} ,使轴向 MTF 达最大的调焦,应对子午和弧矢两截面调焦。 轴外;必须对子午和弧矢两截面重新调焦。	须对无限远确定基准焦点,这对某些低或高空间频率的待检镜可能是合适的。
出 瞳	充满孔径,或为 3mm	
视场角(ω)	轴上、 ± 0.5 、 ± 0.7 、 ± 0.85 半视场	
参考角(θ)	1. 0° 、 90° 、 180° 和 270° 2. 屋脊棱角	
方位角	子午方向和弧矢方向	
视度装定	按规定	主要用于固定焦点的待测镜,由基准点和装定的轴向焦点位置差计算
场 曲		按所选视场角,分别在子午及弧矢两截面内,由标定的轴上焦点与轴外焦点之差计算
象 散		按所选视场角,由标定的子午与弧矢焦点之差计算
参考面	基准焦点装定在象分析器处	物在无限远且不放试件,象分析器对最大 MTF 调焦
象空间可选的空间频率	0.25、0.5、0.75、1.0、1.25、1.5、1.75 和 2.0mrad^{-1}	试件的性能可使截止空间频率为 1mrad^{-1} 甚至 0.5mrad^{-1}

7.3.2 光学传递函数与其它象质检测的关系

光学传递函数是一种理论严密,灵敏而又定量的象质评价方法。它可对成象过程的各环节进行测量与评价;光学传递函数的内容非常丰富,信息量大。其它的象质判据,从本质上看或是由它的

某一方面内容,或是由它派生的。这里仅从象质检验的角度,比较光学传递函数与其它几种象质检验方法间的关系。

一、与星点检验的关系

星点检验,就是以衍射受限系统所成星点象的光强分布(艾里斑)作为标准,使实际待测系统所成星点象的光强分布与之比较,由此了解并评价待测系统成象质量的优劣。星点检验虽能较全面地反映光学系统的成象质量,但由于这种检验方法,同时提供了系统有关的象差、工艺疵病、玻璃材料不均匀等质量信息,故很难加以区分和定量处理。

星点象的光强分布以点扩散函数 $PSF(u, v)$ 表示。光学传递函数与星点象的光强分布构成一对傅里叶变换关系,两者包含有完全等价的信息,只是分别用频域与空域来描述的。因此 OTF 测量如同星点检验一样,对小象差系统的象质鉴定很灵敏。例如:系统的不对称性象差,可灵敏地由星点象形状的变化反映出来,也可以通过测不同方位的 OTF 值,准确地反映出来。只是星点检测乃属主观检验,难于用数值说明,故对其评价的规定也只能是比较抽象和笼统的。而 OTF 弥补了星点检验难以做到准确定量的缺点,而且对星点检验不敏感的轴对称性象差(如轴上球差),也可通过比较 MTF 的实测值与理论值的差异(在中频段差异最明显),灵敏地鉴别出来。因此,光学传递函数可看作是星点检验的定量表达函数。

然而,OTF 检测装置远比星点检验用的普通光具座复杂,而且不如星点检验那样简便、直观,故星点检验仍是判别、评价系统象质的一种好的辅助手段。

二、与分辨率检测的关系

检测光学系统分辨率的目标物是一组包含不同空间频率的矩形粗光栅,且其调制度接近于 1。经光学系统成象后,光栅象的调

制度要下降,当降到接近人眼或其它接收器的调制度阈值时,刚可连续分辨的最细一组光栅象所对应的空间频率 f_l 就是分辨率。若对调制度 $M_o(f)=1$ 的余弦光栅成象,则 $MTF=M_i(f)$,即 MTF 就等于光栅象的调制度。如不考虑矩形光栅与余弦光栅的差别,则 OTF 和分辨率都是以空间频率和调制度来反映光学系统的空间滤波特性的。此外,分辨率本身就意味着光学系统可看作是个低通的空间滤波器,它只能通过低于某一空间频率的光信号。

但是以分辨率评价象质有一定的局限性。这是由于分辨率主要与系统的相对孔径、照明条件、观察对象和接收器有关,而和象差的关系并不密切。只有在系统的象差较大时,才会使分辨率下降。此外,分辨率测量值在很大程度上受主、客观条件的影响。

若人眼的调制度察觉阈值为 0.03,则目视分辨率大致等于待测系统 MTF 值为 0.03 时所对应的截止空间频率 f_l ,见图 7-27。

可见分辨率只是反映截止频率附近的象质情况,即光学系统分辨细节的能力。但却丢失了比 f_l 低的各频率光栅象的象质信息,这正是分辨率检测的致命缺点。甚至会出现检测与使用效果不一致情况。例如:有两个摄影物镜 A 和 B,它们的轴上点 MTF 曲线如图 7-28 所示。

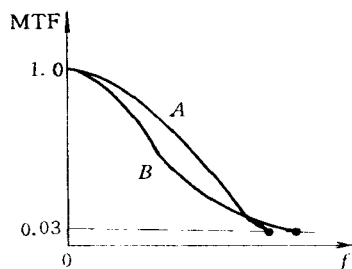


图 7-28 MTF 与分辨率

若过 0.03 作一条水平线,它与 MTF 曲线 A、B 之交点对应的空间频率值,分别为物镜 A、B 的目视分辨率。显然,物镜 B 的

目视分辨率要高于物镜 A 的,但实际使用效果物镜 A 优于物镜 B 。这是由于物镜 A 在一个较宽的频率范围内,对比传递能力优于物镜 B ,而摄影效果着眼于低频的综合作用,故总的看 A 好于 B 。再如,检测时遇到的伪分辨现象,用 OTF 很易解释:此时在 MTF 曲线上出现若干个零值点,这些点间的 MTF 不为零,说明黑白线条仍可分辨;相位有 π 的跃变(即 $PTF=\pi$)表明物象的黑白位置正好颠倒,即出现了伪分辨现象。

在分辨率检测中,为获得部分低频成象的信息,人们制作了调制度 $M_o(f)$ 较低的光栅图案作为分辨率检测的目标物。此时人眼能分辨的调制度察觉阈值仍取 0.03,则截止空间频率 f_1 将移向低频。但这种方法实际上难以获得低频率的大量成象信息。在检测分辨率的同时,还可借助看“象质”办法进行定性分析。即观察较粗光栅象是否发闷、拖尾巴、带颜色、有无次生象,同一组线条象的不同方向清晰度是否一样等,以此作主观的估评。当然,这种评价象质的方法即没数字表征,也不可能作统一的分级,故主要靠检验者的经验,其评价结果往往因人而异。

由于分辨率检测直观、简便、又能定量,并辅以象质的定性分析。故在一定程度上反映了待测光学系统的象质,至今仍作为镜头检测的主要手段而被采用。

3. 与波象差测量的关系

光学传递函数由光瞳函数的自相关积分确定。而光学系统的波象差 $W(x, y)$ 是光瞳函数 $P(x, y)$ 中的相位因子。由式(7-25)可知,当光瞳函数的振幅 $A(x, y)$ 视为常数,并采用规化坐标时,由波象差表示的光学传递函数为

$$\text{OTF}(f_x, f_y) = c \iint_G \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda} [W(x, y) - W(x - \bar{x}, y - \bar{y})] \right\} d\bar{x} d\bar{y} \quad (7-56)$$

式中 $f_x = \bar{x}/\lambda R$; $f_y = \bar{y}/\lambda R$; $W(x, y) - W(x - \bar{x}, y - \bar{y})$ —— 为波

差差分函数。

将上面函数用泰勒级数展开有

$$\begin{aligned} W(x, y) &= W(x - \bar{x}, y - \bar{y}) \\ &= \frac{\partial W}{\partial x} \bar{x} + \frac{\partial W}{\partial y} \bar{y} + \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \bar{x}^2 + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \bar{y}^2 + \dots \end{aligned} \quad (7-57)$$

由上式可见,对光学传递函数起决定作用的并不是波象差的绝对数量,而是波象差对坐标的偏导数。故对波面变化较平缓的系统,其传递函数值较高,即光学系统传输信息量大。

由于以光瞳函数表示的振幅分布是个复函数,只有通过一已知的参考波与其相干,才能在测量中保留光瞳函数的相位信息。故用干涉法测得光瞳函数后,可通过作光瞳函数的自相关积分求得 OTF;也可通过作两次傅里叶变换得 OTF。

可见 OTF(f_x, f_y)能由 $W(x, y)$ 唯一确定,但能测波象差的各种干涉法一般均限于单色光检测。当前基于自相关测量 OTF 的干涉装置,由于仪器复杂,检测空间频率范围小等问题,尚未普及。尽管可从测得的波象差中抽取许多有关表征象质的信息,但波象差毕竟不是表征光学系统成象清晰度的判据,因而它取代不了光学传递函数。深信,随着 OTF 技术日趋成熟,将会在象质评价领域中获得更广泛的应用。

光学测量实验技术

实验一 平行光管调校

一、实验项目

1. 了解自准直法、五棱镜法调校平行光管的原理,并掌握其调校方法。
2. 分析两种方法的调校误差,并总结各自特点。

二、实验要求及所用器具

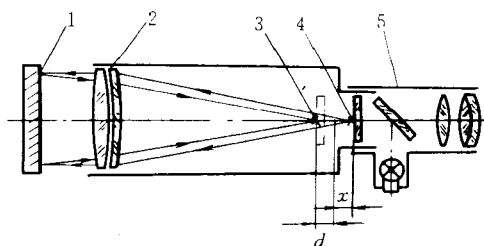
1. 把待校平行光管的分划面校到其物镜的焦面上,并给出调校精度。
2. 所用器具:装有十字丝分划板的焦距为 550mm 的待校平行光管、高斯式自准目镜、可调的标准平面反射镜(其有效孔径要大于平行光管物镜通光孔径)、五棱镜及承物台、适当倍率的前置镜。

三、实验原理及方法

1. 自准直法

自准直法调校平行光管的原理图如实验图 1-1 所示。

若忽略平行光管物镜的象差和光的波动性影响,当分划面 4 位于物镜焦面处时,则由平面反射镜自准回来的分划象 3 与分划均重合于物镜焦面处。若分划面离开物镜焦平面一小距离(离焦量) x ,则由平面反射镜反射回来的自准分划象将位于焦面另一侧,并且分划象离焦面的距离 d 近似等于 x ,即分划象至分划间的距离是离焦量 x 的两倍。故利用自准直法可使调焦精度提高一



实验图 1-1 自准法调校平行光管的原理图

- 1—平面反射镜;2—平行光管物镜;
3—分划象;4—分划;5—自准目镜

倍。

自准直法调校平行光管的步骤:

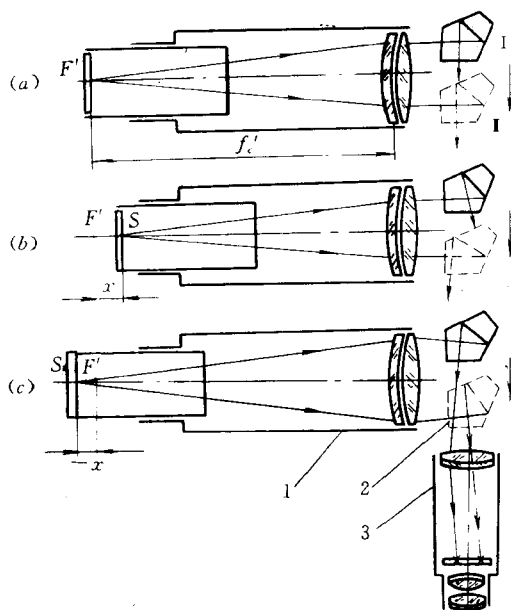
(1) 将装有十字分划板的待检平行光管、标准平面反射镜及高斯式自准目镜按实验图 1-1 自准光路摆好,并调出自准分划象。

(2) 当用清晰度法调准时,应调到使自准分划象与分划同样清晰,则认为平行光管已调好。

(3) 如以消视差法调焦,即通过眼瞳在出瞳面处横向摆动,由分划象相对分划是否存在横向错动(有无视差),来判定分划面是否位于物镜焦面处。若分划象错动方向与眼瞳摆动同向,则表明分划象比分划离眼瞳更远些。即分划象位于焦点之内,而分划面必然位于焦点之外,即实验图 1-1 所示情况。反之,若分划象错动方向与眼瞳摆动反向,则分划面位于焦内。然后,按照判定的分划面调整方向,微调分划板镜框,直至分划象与分划间消视差止。反复调校几次,调好后拧紧分划板的压圈,此时表明平行光管已调好。

2. 五棱镜法调校平行光管的原理及方法

理想的五棱镜有如下特点:在五棱镜的入射光轴截面内,不同方向入射的光线经五棱镜后,其出射光束相对入射光束折转 90° 。本方法即是利用五棱镜这一特点来对平行光管进行调校的。调校原理如实验图 1-2 示。



实验图 1-2 五棱镜调校平行光管的原理图

s —分划; 1—待校平行光管; 2—五棱镜; 3—前置镜

将五棱镜 2 放置在平行光管物镜前的承物台上, 五棱镜可沿垂直于平行光管光轴方向平稳地移动。沿五棱镜出射光束方向放置前置镜 3 (望远镜), 用以观察平行光管的分划象。若分划位于平行光管焦面上, 则由平行光管物镜射出一束平行光。当五棱镜沿垂直于平行光管光轴方向, 由位置 I 向位置 II 移动时, 平行光管分划经前置镜所成的分划象将不产生任何横向移动, 如实验图 1-2(a) 所示。若分划面 s 不位于平行光管物镜焦面上, 则随着五棱镜由 I 向 II 位置移动, 前置镜中形成的分划象将产生左右方向的横向移动, 如实验图 1-2(b)、(c) 所示。利用这一现象可将平行光管分划面准确调到焦面位置。

五棱镜法调校平行光管的步骤

(1) 将五棱镜放置在可沿垂直物镜光轴方向移动的承物台上,并使五棱镜的入射面对向平行光管物镜,其出射面对向前置镜。调整承物台的高低位置,并调前置镜的俯仰手轮和方位手轮,使分划象呈现于前置镜视场中,并使平行光管的竖线分划象与前置镜相应分划对准(若两分划均为竖线,则应利用两者间的横向微小间隙的变化进行对准,以提高调校精度)。

(2) 转承物台的手轮,使其上的五棱镜沿垂直于平行光管物镜光轴的方向,向着前置镜移动。若在前置镜中形成的平行光管的分划象由右向左移动,表明分划面位于焦前,如实验图 1-2(b)所示;反之,分划面在焦后,见实验图 1-2(c)。

(3) 松开分划板镜框压圈,按步骤(2)确定的分划面移动方向,沿轴向微调分划板框,直至五棱镜移动时,平行光管的分划象相对前置镜分划不发生横向移动(或两者间的微小间隙宽度不再变化),则表明分划面已准确位于平行光管物镜焦面上了。

(4) 调好后,拧紧分划镜框的压圈。

四、调校误差分析

1. 自准直法的调校误差

(1) 当以清晰度为准进行自准直法调校时,平行光管的调焦极限误差为

$$\Delta SD_1 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{0.29\alpha_r}{\Gamma D} \right)^2 + \left(\frac{8\lambda}{K D^2} \right)^2 \right]^{1/2} (\text{m}^{-1}) \quad (1-1)$$

式中 α_r ——人眼的极限分辨角(角分); K ——系数,一般取 6; λ ——波长,单位为微米; Γ ——平行光管与自准目镜组成的自准望远镜的视放大率; D ——平行光管物镜的实际通光孔径;

注:当瞳孔直径 D_e 大于自准望远镜的出瞳直径 D' 时, D 取平行光管物镜通光孔径;当 $D_e < D'$ 时,应以 ΓD_e 替代式中的 D 。

如考虑标准平面反射镜在口径 D 范围内的面形误差为 N 个光圈,由此引入的调焦误差为

$$\Delta SD_2 = \frac{4N\lambda}{D^2} (\text{m}^{-1}) \quad (1-2)$$

则平行光管的调校极限误差为

$$\Delta SD = \Delta SD_1 + \Delta SD_2 \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-3)$$

(2) 当以消视差为准进行自准直调校时, 平行光管的调焦极限误差为

$$\Delta SD_1 = \frac{0.29\delta}{\Gamma(D - \frac{\Gamma D_c}{2})} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-4)$$

式中 δ ——人眼的对准误差(单位为角分)。

同样, 如考虑平面反射镜面形误差, 引入的调焦误差 ΔSD_2 , 则调校极限误差可参看式(1-3)求得。

2. 五棱镜法的调校误差

本法的实质是将纵向调焦变为对人眼较灵敏的横向对准, 故与消视差为准的调焦误差相当。主要是由前置镜的横向对准误差确定, 所不同的是: 该法是由五棱镜在平行光管物镜前方沿垂直光轴方向移动, 替代了眼瞳在出瞳面内的摆动。故参看(1-4)式可得五棱镜法的调校极限误差为

$$\delta_M = \frac{0.29\delta}{\Gamma(D - D_w)} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (1-5)$$

式中 Γ ——前置镜的视放大率; δ ——人眼对准误差, 单位为角分; D ——平行光管物镜通光口径; D_w ——五棱镜通光口径。

分析式(1-5)可知当 $D_w \approx 0.5D$, 且选择最好对准方式时, 可使本法达最高调校精度。五棱镜法最适于较大口径的平行光管调校。

五、思考题

1. 比较自准直法与五棱镜法调校平行光管的各自特点?
2. 为提高自准直法调校平行光管的精度在实验设置上应考虑那些因素?

3. 对 $f' = 550\text{mm}$, $D/f = 1/10$ 的平行光管, 以消视差为准进行自准直法调焦时, 若所选高斯自准目镜的焦距 $f'_e = 44.0\text{mm}$, 求

平行光管的调焦误差(δ 取 $0.5'$,眼瞳直径 $D_e=2\text{mm}$)?

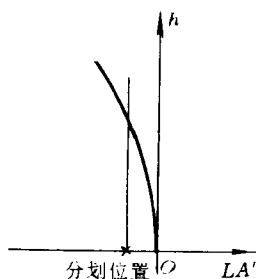
4. 若上题中,平面反射镜在 100mm 范围内凸一个光圈,其余条件不变,求分划面的调校位置精度有多高?

5. 两种方法,各自是如何判别分划面相对平行光管物镜焦面位置的?

6. 五棱镜法调校中,有人提出在五棱镜入射面前放置一垂直于入射光轴截面的狭缝光阑,这样做是否可提高平行光管的调校精度?为什么?

7. 五棱镜法调校平行光管的光路安排中,若平行光管位于观察者右方,或五棱镜背离前置镜方向移动,应如何判别分划面的调节方向?

8. 五棱镜法调校平行光管时,若五棱镜的入射面与出射面间的夹角不是严格的 90° 角,试分析对调校结果有无影响?



实验图 1-3

9. 从对准误差与分辨率的关系,分析五棱镜法调校平行光管的实验装置中,诸参量应如何正确选择?

10. 用五棱镜法调校平行光管,平行光管物镜的球差曲线如实验图 1-3 所示,且分划面落于球差曲线以内某一位置处。当移动五棱镜时,分析平行光管分划象相对前置镜分划应如何措动?

附录:平行光管技术性能及其主要附件介绍。

550 型和 1200 型平行光管的技术数据

名 称	型 号	物 镜		相对孔径	高斯目镜		照明灯规格
		焦距	口径		焦距	视放大率	
550 型 平行光管	5W	550 mm	55mm	1 : 10	44mm	5.7 $\times$	6V · 2.1W
1200 型 平行光管	32W	1200 mm	80mm	1 : 15	44mm	5.7 $\times$	6V · 30W

主要附件：

(1) 可调式平面反射镜：口径 $\phi 100\text{mm}$ ，装在可绕左右上下两相互垂直的轴线微转动的调节架上。调节时，每一方向由一只调节螺钉控制。

(2) 四种分划板

a. 十字分划板，调校平行光管用。

b. 傅科型分辨率板，用于测透镜分辨率。

c. 星点板通光孔径 0.05mm ，用于星点法检验透镜象质。

d. Porro 板，有间距分别为 1、2、4、10、20mm 的五对线，线间距精度 $\pm 0.001\text{mm}$ ，供测透镜焦距用。

实验二 准直检测的新方法

一、实验目的

1. 了解用塔耳波特 (Talbot) 成象和剪切干涉法进行准直检测的原理。

2. 熟悉两种准直检测的方法。

二、实验内容及所用工具

1. 分别用塔耳波特成象法和剪切干涉法定量地进行光束的准直检测，并比较两种方法的精度。

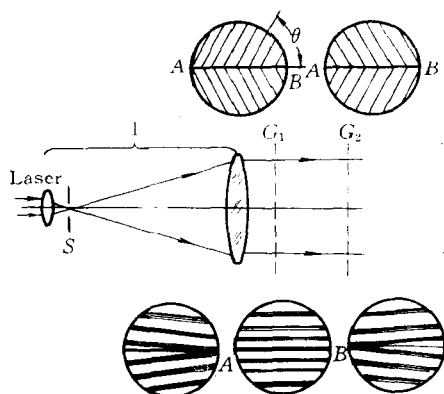
2. 所用器具：激光准直系统、两块改进的光栅及支架、双光楔剪切干涉仪。

三、实验原理及方法

1. 准直检测的原理

利用塔耳波特成象法进行准直检测的原理如实验图 2-1 所示。光栅 G_1 、 G_2 由中心参考线 AB 分开，且上下两部分由沿相反方向稍倾斜的同样的线性光栅组成。这样做可使其灵敏度提高一倍，并有自身的参考基准 AB 。

若经扩束准直系统 1 的一束准直激光照射 G_1 ，则在 G_1 的傅



实验图 2-1 用两个改进光栅的塔耳波特干涉法进行准直检测

里叶象面处,即特定距离 $Z_m = 2m/\lambda\mu^2$ 处(m 为整数, λ 为照明光波长, μ 为光栅空间频率),形成光栅 G_1 的自身正象。当 G_2 放置在 G_1 的傅里叶象面处时,则两光栅上下对应部分形成平行 AB 的莫尔条纹。非准直光照射,则 G_1 的傅里叶象的空间频率上下对应部分都变化,并使上下两部分产生相反的偏转,将形成夹角 2α 的莫尔条纹,如实验图 2-1。若能检测的平行性偏差可确保到一条纹宽度 P 的 $1/6$,照射光束直径为 A ,则可检测的光束发散度应为

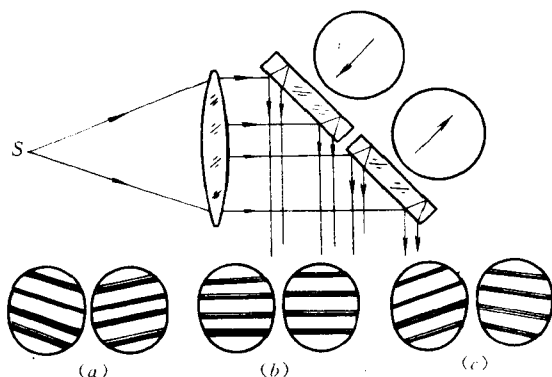
$$\phi = 2\lambda/5A\sin\theta \quad (2-1)$$

式中 λ ——光波长; θ ——栅线与 AB 线夹角。

可见该方法检测光束准直性的灵敏度是相当高的。

利用双光楔剪切干涉进行准直检测的原理如实验图 2-2 所示。

P_1 、 P_2 光楔的楔角互为反向 180° 放置。两箭头分别指向光楔的薄端。若照明光是准直光,则两光楔产生的剪切干涉条纹将是沿剪切方向相互平行的。若非准直光照明,则对应两组干涉条纹将产生一较大转角,实验图 2-2 中(a)、(c)所示。若以一水平线做参考



实验图 2-2 双光楔反向放置的剪切干涉仪用于准直检测

基准,条纹转角 $\alpha_{\min}$ 检测到 0.5° 或更小,则可检测到的准直透镜的离焦量 $\Delta f_{\min}$ 应为

$$\Delta f_{\min} = \frac{f^2}{S} n \beta \alpha_{\min} \quad (2-2)$$

式中 S ——剪切量; β ——光楔的楔角; n ——光楔的折射率。

2. 检测方法

(1) 调激光扩束准直系统,使其射出平行台面的准直光束。

(2) 按实验图 2-1 光路放置 G_1 ,并在 G_1 的傅里叶象面处放置 G_2 。 θ 角一般取 $88.5^\circ \sim 89^\circ$,条纹空间频率约为 20mm^{-1} ,相应莫尔条纹宽度约 $5 \sim 10\text{mm}$,调 G_1 、 G_2 的参考基准 AB 平行(可通过两光栅上下对应部分,形成的莫尔条纹宽度相等得以验证)。

(3) 轴向微调准直物镜,使两光栅上下对应部分形成的莫尔条纹与参考基准 AB 平行。按式(2-1)计算准直光束的发散度。

(4) 在扩束准直系统的右侧按实验图 2-2 所示方式放双光楔 P_1 、 P_2 。它们位置可用自准直仪校正,使其楔角真正达到互为反向 180° 放置。

(5) 取 S 约为 5mm , β 为 $20''$,光楔口径选取 40mm , $\alpha_{\min}$ 取 0.5° , $f' = 400\text{mm}$,由式(2-2)求得该方法的最小离焦量为

$$\Delta f_{\min} = \frac{400^2}{5} \times 1.5 \times \frac{0.3'}{3438} \times 0.5^\circ \times \frac{\pi}{180^\circ} = 0.04\text{mm}$$

也可求得准直光束的发散度。

(6) 对两种准直检测方法的精度进行比较、分析。

四、思考题

1. 当两光栅 G_1 、 G_2 的自身参考基准 AB 线不平时, 对应的莫尔条纹有何变化? 对测量结果有何影响?

2. 若双光楔不是严格的反向平行, 且棱也并非与图面平行, 试分析对准直检测精度有何影响?

3. 如两光楔的楔棱垂直纸面方向放置, 分析其离焦干涉条纹的变化规律, 该方法的精度与实验图 2-2 安排比, 分析哪个精度高些?

4. 结合具体实验装置, 计算两种准直检测方法各自的准直灵敏度?

实验三 V 棱镜折光仪测折射率和色散

一、实验目的

1. 掌握 V 棱镜法测量光学玻璃折射率与色散的原理及其测量方法。

2. 熟悉 V 棱镜折光仪的结构与操作方法, 了解影响测量精度的诸因素。

二、实验要求及所用器具

1. 用 WYV 型 V 棱镜折光仪分别测光学玻璃对 D、C、F、e、g、h 谱线的折射率, 并求得色散值。

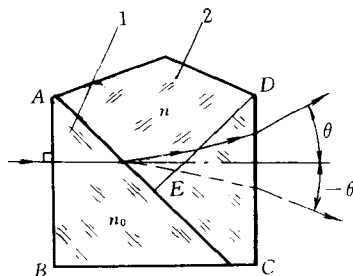
2. 所用器具: WYV 型 V 棱镜折光仪、钠灯、汞灯、氢灯、待测玻璃试样、折射浸液等。

三、测量原理及方法

1. 测理原理

V 棱镜法测理折射率的原理如实验图 3-1 所示。V 棱镜乃是一块带有“V”形缺口的组合棱镜, 它由两块材料性能完全相同的

直角棱镜胶合而成。V 棱镜的材料折射率 n_0 是已知的。V 形缺口的张角 $\angle AED$ 为 90° ，两个棱角 $\angle A$ 、 $\angle D$ 均为 45° 。



实验图 3-1 V 棱镜法测折射率原理图

1—V 棱镜；2—待测试样

待测试样应磨出两个互成 90° 的平面，置于 V 形缺口内，为使两者的表面很好地贴合，其间加入少量的与试样折射率大致相同的折射浸液。

单色平行光垂直 AB 面射入。经 V 棱镜和试样，最后从 CD 面射出。若待测试样折射率 n 与 n_0 相同，则入射的单色平行光将不发生任何偏折地从 CD 面射出。此时仪器的度盘有一零位读数。若 $n \neq n_0$ ，出射光线相对于入射光线将有偏角 θ 。显然 θ 角的大小、正负与 n 有关。测出 θ 角，则待测试样在测量条件下对某一波长的折射率为

$$n = [n_0^2 \pm \sin\theta(n_0^2 - \sin^2\theta)]^{1/2} \quad (3-1)$$

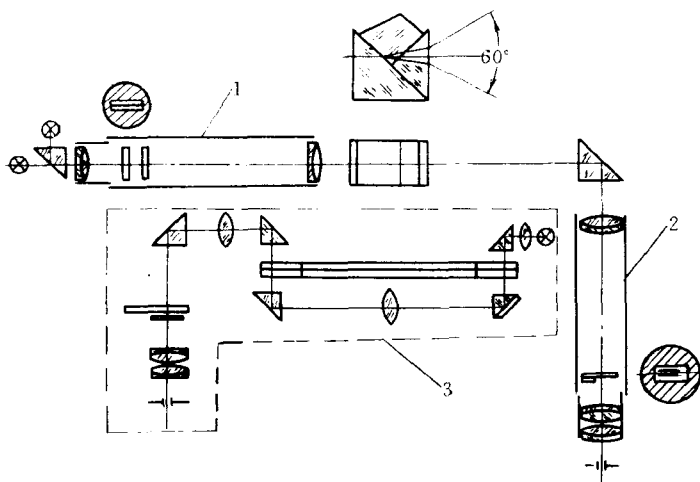
当 $n > n_0$ 时，出射光线向上偏折，取“+”号。 θ 角由度盘的 $0^\circ \sim 30^\circ$ 范围读值；当 $n < n_0$ 时，出射光线向下偏折取“-”号， θ 由度盘的 $360^\circ \sim 330^\circ$ 范围读值。

2. V 棱镜折光仪简介

按上述原理制成的专用仪器称为 V 棱镜折光仪，如实验图 3-2 所示，主要由准直系统 1、对准望远镜 2 和精密测角系统 3 组

成。

准直系统由平行光管及照明装置组成,以给出垂直射向 V 棱镜的单色平行光。其分划线(单线)平行于 V 棱镜的 V 型缺口底棱。对准望远镜可绕度盘主轴转动,以便确定透过 V 棱镜的光束



实验图 3-2 V 棱镜折光仪光学系统略图

1 准直系统;2 对准望远镜;3 精密测角系统

方向。为减少杂光,准直系统的分划选用狭缝方式照明细丝;为确保系统对各单色光均有良好的象质,准直物镜和望远物镜均采用复消色差物镜。

精密测角系统由度盘及其照明系统和读数显微镜组成。由于对准望远镜在瞄准时带动度盘一道转动,故通过读数显微镜可读取偏折角 θ 值。其中“度”,“十分”由度盘直接读得,小数部分由测微尺读出,仪器最小格值为 0.05 分。为扩大仪器的测量范围,仪器附有三块不同折射率的 V 棱镜供选用。

3. 测量方法

(1) 制备试样:两直角面细磨或抛光,直角误差 $<1'$ 。

(2) 制备折射浸液,其折射率 n_L 与待测试样折射率 n 之差控制在 0.01 范围内。

(3) 依据被测样品折射率选定 V 棱镜,使 $|n-n_0| \leq 0.2$ 。

(4) 校零位读数:将校正零位用的标准玻璃块涂以相应的折射浸液后,放入 V 棱镜 V 槽内,并注意排除其间气泡。用对准望远镜的双线对准平行光管的单线象。此时读数应校成 $0^\circ 0.00'$ 。如校后仍有余数,则以该数作为零位读数。更换 V 棱镜或改变单色光的波长时均需校零位。

(5) 取下标准块,仿上述办法放入试样,重新对准读数五次。各数经零位修正后,再求平均值。即得被测试样对某一谱线的偏角 $\bar{\theta}_\lambda$,依次测得试样对 D、C、F、e、g、h 谱线的偏折角。参看表 2-1 进行记录。

表 2-1 V 棱镜法测量玻璃折射率的数据记录表

V 棱镜编号	n_{0D} _____	n_{0C} _____	n_{0F} _____			
	n_{0e} _____	n_{0g} _____	n_{0h} _____			
被测试样编号	No _____	浸液折射率	n_{LD} _____			
零位读数	_____	_____	_____			
复测次数	θ_D	θ_C	θ_F	θ_e	θ_g	θ_h
1						
2						
3						
4						
5						
平均值 θ_λ						

(6) 由平均值 θ_λ 查 $\theta_\lambda - (n - n_0)_\lambda$ 表或代入式 (3-1),即得到待检试样对各单色光的折射率,并求得色散值。

四、测量误差分析

折射率的测量标准偏差为

$$\sigma(n) = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial n_0}\right)^2 \sigma^2(n_0) + \left(\frac{\partial n}{\partial \theta}\right)^2 \sigma^2(\theta)} \quad (3-2)$$

式中 $\sigma(n_0)$ —— V 棱镜的折射率标准偏差; $\sigma(\theta)$ —— 偏角的测量标准偏差。

上式中的微商可由式(3-1)求得

$$\frac{\partial n}{\partial n_0} = \frac{n_0}{n} \left[1 + \frac{\sin^2 \theta}{2(n^2 - n_0^2)} \right]$$

$$\frac{\partial n}{\partial \theta} = \frac{\sin 2\theta (n_0^2 - 2\sin^2 \theta)}{4n(n^2 - n_0^2)}$$

偏折角 θ 的测量标准偏差包括下述三个因素:度盘刻线的标准偏差 σ_1 , 对准望远镜的单次对准标准偏差 σ_2 以及读数显微镜的读数标准偏差 σ_3 。在测角 θ 时,需要两次对准和两次读数,故角 θ 的测量标准偏差为 $\sigma_{(\theta)} = \sqrt{\sigma_1^2 + 2\sigma_2^2 + 2\sigma_3^2}$ 。

$\sigma(n_0)$ 通常是用精密测角仪以最小偏向角法测得的。一般不大于 5×10^{-6} ; 而 $\sigma(\theta)$ 一般可控制在 1.5×10^{-5} 弧度范围内。对应的 $\sigma(n)$ 可达到 $(1 \sim 2) \times 10^{-5}$, 这满足一般的折射率测量精度要求。

五、思考题

1. 要使 V 棱镜折光仪达到预期的测量精度,你认为实验过程中应满足那些测试要求?

2. 本仪器中对准直物镜与对准望远镜物镜的象差校正有什么要求?

3. 为何要规定一块 V 棱镜只适用测量折射率为某一范围的玻璃试样?

4. 若采用一对样品法(即用同一待检玻璃做成两块偏差不大于 $5'$ 的直角形试样,然后再将两直角的一个面胶合在一起,磨另一面成平角),应如何测折射率? 这样做有什么好处?

5. 若已知 V 棱镜折光仪的对准望远镜放大率 $\Gamma = 6\times$, 读数显微镜总倍率 $\Gamma_M = 58\times$, 度盘刻度直径 $\phi = 114.6\text{mm}$, 格值中读差 $\sigma = \pm 2''$, 请你估算一下 θ 角的测量误差有多大?

6. 实验过程中,放入折射浸液有什么作用? 对折射浸液有什么要求? 应如何配制?

7. 平行光管的分划面的单线应按什么方向放置? 其透光狭缝有什么用?

8. 度盘转轴为什么要与 V 棱镜的 V 型缺口棱边平行?

9. 测各谱线的折射率时, 共用一个 D 光的零位读数可以吗? 为什么?

附录

按我国无色光学玻璃的国家标准规定: 每种玻璃应给出 7 种光谱线的折射率。表 3-1 列出 7 种谱线的波长, 符号及产生这些谱线的元素灯。表 3-2 列出了常用折射液的折射率及色散值。

表 3-1

谱线符号	波长(nm)	元素灯	备 注
b	404.7	汞(Hg)灯	当元素灯同时发出几条光谱线时, 为得到某一波长的谱线, 需配用相应波长的滤光片。
g	435.8	汞(Hg)灯	
F	486.1	氢(H)灯	
e	546.1	汞(Hg)灯	
D	589.3	钠(Na)灯	
C	656.3	氢(H)灯	
A	766.5	钾(K)灯	

表 3-2 常用折射液的折射率和色散

液体名称	n_D	$n_F - n_C$
煤 油*	1.446	0.0088
液体石蜡	1.480	0.0086
丁 香 油	1.533	0.0174
三 溴 甲 烷	1.593	0.0181
碘 苯	1.620	0.0253
α -溴代萘*	1.656	0.0320
α -碘代萘*	1.705	0.0375
二 碘 甲 烷	1.741	0.0375
二碘甲烷加硫磺的饱和液	1.787	0.0423
溴 化 硒(Se_2Br_2)	1.960	

表中*为常用的。

实验四 最小偏向角法测玻璃折射率

一、实验目的

1. 掌握最小偏向角法测量光学玻璃折射率的原理和方法。
2. 熟悉精密测角仪结构和使用方法。

二、实验内容及所用器具

1. 了解精密测角仪使用前的调整,测量棱镜顶角,并分别测C、D、F光对应的二倍最小偏向角值。

2. 所用器具

秒级精密测角仪、校正用平行板玻璃、待检试样、钠灯、汞灯及氢灯。

三、实验原理及方法

1. 测量原理

将待测玻璃制成三角形折射棱镜试样。最小偏向角法就是使单色平行光沿某一特定方向通过折射棱镜时,其出射光线相对入射光线的偏向角达到最小的条件。符合最小偏向角的光线位置是唯一的。最小偏向角 δ 的大小是由待测玻璃试样的折射率 n 决定的,其关系是

$$n = \frac{\sin(A + \delta)/2}{\sin(A/2)} \quad (4-1)$$

式中 A ——折射棱镜试样的顶角。

式(4-1)表明只要测出最小偏向角和折射棱镜顶角,即可求得某一波长的折射率。

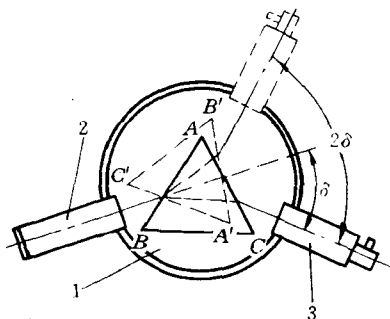
2. 测量方法

精密测角仪使用前调整应包括:主轴处于铅垂位置,自准直望远镜和平行光管须消视差。自准直望远镜视轴垂直于测角仪主轴(借助于校正用平行平板玻璃),调平行光管视轴与自准直望远镜视轴平行,调整方法结合实验讲述。

具体测量步骤如下：

(1) 将待测棱镜置于载物台上,使棱垂直于台面。调载物台,使自准直望远镜对构成棱镜顶角的两工作面都达自准直,并以自准直法测出顶角 A 的大小。

(2) 以如实验图 4-1 所示的二倍最小偏向角法,求得 δ 值。



实验图 4-1 二倍最小偏向角法

1—度盘；2—平行光管；3—自准直前置镜

为此,应使平行光管 2 发出的单色平行光经棱镜偏折一角度。转自准直望远镜 3 找到平行光管狭缝象,慢慢转载物台,使狭缝象向减少偏向角方向移动。当狭缝象刚要反向移动的临界棱镜位置。就是最小偏向角位置。微调望远镜使其分划中心与狭缝象对准,记下对应度盘读数 β_1 。转载物台直至使光由棱镜 AC 面入射,即转到图中虚线示的棱镜位置处。同样地可读得另一偏向角位置读数 β_2 ,两读数差即为 2 倍最小偏向角,即 $\delta = (\beta_2 - \beta_1)/2$ 。

将 A, δ 值代入式(4-1)即可求得某一单色光的折射率值。

(3) 更换单色光源,重复步骤(2),分别测得待测玻璃棱镜试样对 D 光、C 光及 F 光的折射率,并求出相应色散值。

四、测量结果及精度分析

测量数据可参照表 4-1 进行记录和处理。

表 4-1 光学玻璃折射率测量数据记录表

待测样品牌号 _____			工作波长 λ_0 _____ μm						
测试环境 温度 $t =$ _____ $^{\circ}\text{C}$			气压 $p =$ _____ Pa						
湿度 $f =$ _____ Pa									
测量次数	D 谱线			C 谱线			F 谱线		
	β_1	β_2	$\beta_2 - \beta_1$	β_1	β_2	$\beta_2 - \beta_1$	β_1	β_2	$\beta_2 - \beta_1$
1									
2									
$\vdots$									
7									
平均值									
最小偏向角	$\delta_D = \frac{1}{2}(\beta_2 - \beta_1)_D =$			$\delta_C =$			$\delta_F =$		

将求得的 δ_D 、 δ_C 、 δ_F 值代入式(4-1)计算相应谱线的折射率。

将式(4-1)按间接测量标准偏差传递公式,求得最小偏向角法的折射率测量标准偏差计算公式

$$\sigma_{(n)} = \frac{1}{2} \sqrt{\left\{ \frac{\cos[(\delta + A)/2]}{\sin(A/2)} \right\}^2 \sigma^2(\delta) + \left\{ \frac{\sin(\delta/2)}{\sin^2(A/2)} \right\}^2 \sigma^2(A)} \quad (4-3)$$

式中 $\sigma(\sigma)$ ——最小偏向角的测量标准偏差; $\sigma(A)$ ——待测玻璃棱镜试样顶角 A 的测量标准偏差。

对于高精度测角仪, $\sigma(n)$ 小于 2×10^{-6} 。当然要确保如此高的测量精度,还应注意下述必要的测量条件:

(1) 玻璃样品材质要求:气泡 2B;条纹 1A;应力 1 类;光学均匀性 1~2 类。

(2) 玻璃样品加工精度要求:平面度四分之一光圈;光洁度 IV 级。

(3) 玻璃测前需在 $20^{\circ} \pm 0.5^{\circ}\text{C}$,相对湿度小于 75% 环境中等温 12 小时以上,测量环境要求也如此,并排除气流、振动等因素干扰。

(4) 测量结果还要进行气压修正。

五、思考题

1. 精密测角仪使用前应进行哪几项调整？为什么？
2. 如何从测试技巧上进一步提高最小偏向角的测量精度？
3. 用精密测角仪测折射率还有哪些方法？它们与最小偏向角法比各有什么特点？
4. 为使折射率的测量标准偏差 $\sigma(n) < 2 \times 10^{-6}$ ，应保证那些必要的测量条件？

实验五 光学零件曲率半径测量

一、实验目的

1. 掌握机械法与自准显微镜法测量球面曲率半径的原理和方法。
2. 熟悉钢珠式环形球径仪和 3C 型自准球径仪的结构特征及其测量范围。
3. 了解影响两种方法测量精度的主要因素，并能正确地给出测量误差。

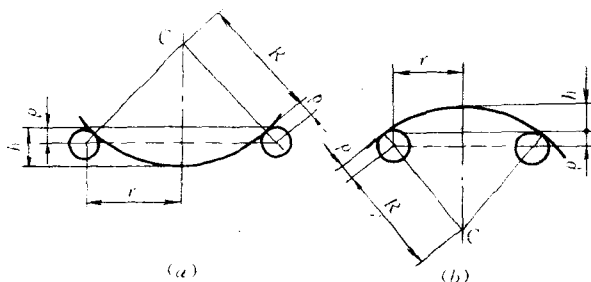
二、实验内容及所用器具

1. 用钢珠式环形球径仪分别测量凸、凹球面的曲率半径。
2. 用 3C 型自准球径仪分别测量凸、凹球面的曲率半径。
3. 所用工具：钢珠式环形球径仪、3C 型自准球径仪、平晶、待测凸、凹球面光学零件。

三、实验原理及方法

1. 环形球径仪测曲率半径的原理和方法

(1) 环形球径仪的测量原理：钢珠式环形球径仪测量曲率半径是通过测量球面某一特定弦所对应的矢高，间接测得该球面的曲率半径的。由实验图 5-1(a)、(b)所示的几何关系可得



实验图 5-1 环形球径仪测量球面曲率半径原理图

$$R = \frac{r^2 + h^2}{2h} \pm \rho \quad (5-1)$$

式中 r ——三个钢珠中心所确定的测量环半径； h ——三个钢珠顶点所确定的平面至球面顶点的距离； ρ ——钢珠半径。

当待测面为凹面时取“+”；凸面时取“-”。

改用普通尖棱式测量环时，只要令式(5-1)中 $\rho=0$ 便可计算曲率半径 R 值。

如测成对球面样板的曲率半径，可不用平晶，而直接测钢珠所截得的两球冠的矢高之和 H 来精确求得 R 值

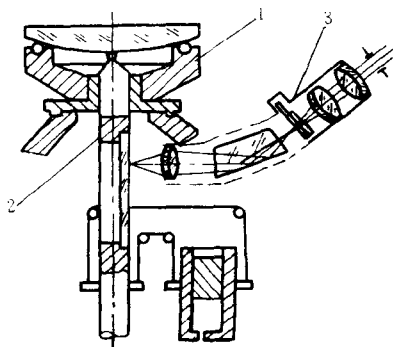
$$R = \frac{r_0^2}{H} + \frac{H}{4} \quad (5-2)$$

式中 $r_0 = r + \frac{\rho^2 r}{2(R_0^2 - r^2)}$ ，其中 R_0 为样板的名义半径。

(2) 仪器简介：现以 JGQ—1 型钢珠式环形球径仪为例，其结构原理如实验图 5-2 所示。仪器主要由测量环 1、测量杆系统 2 和读数显微镜 3 组成。

测量环可给出准确的 r 、 ρ 值，并可确定 h 的零位读数。借助测量杆系统和读数显微镜可精确测出矢高 h 值。为确保曲率半径测量精度，仪器备有 7~9 个测量环供选用。

环形球径仪测曲率半径范围为 5~1200mm，依据测量段的不同，曲率半径的极限相对误差 $\Delta R/R$ 为 $\pm 0.03\% \sim \pm 0.06\%$ 。



实验图 5-2 JGQ-1 型球径仪结构原理图

1—测量环； 2—测量杆系统； 3—读数显微镜

(3) 测量方法: 首先根据待测件的口径, 选择半径尽量大的测量环装到环座上, 并以平面样板确定测量杆的零位读数。

再转动手柄使测量杆下移, 拿掉平面样板, 将擦拭干净的待测件放到测量环上。使测量杆刚好与待测面顶点接触, 由读数显微镜读得测量杆的第二位置读数, 则测量杆的两位置读数之差即为对应的矢高值。最后按相应公式算出 R 和 σ_R 值。

2. 自准球径仪测曲率半径的原理和方法

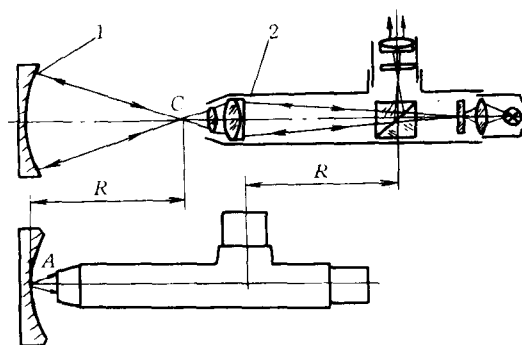
(1) 测量原理: 自准球径仪测量凹球面曲率半径的原理如实验图 5-3 所示。

自准球径仪的核心部分是自准显微镜。利用自准显微镜分别对待测球面的球心 C 和顶点 A 进行自准直调焦(可由自准分划象清晰无视差的成在分划处判定)。

借助投影测长机构测出两次调焦时, 自准显微镜(或待测球面)沿轴移动的距离, 即为待测球面的曲率半径。

在实际测量中, 为了获得尽可能高的测量精度, 仪器备有一套不同放大率的物镜供选用。

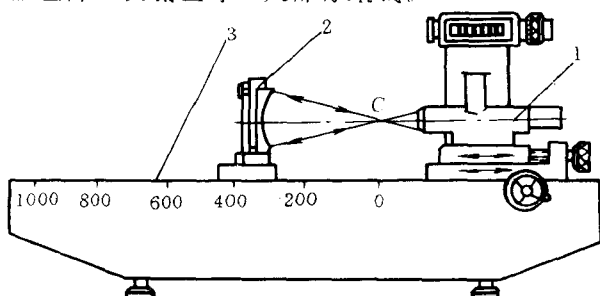
国产 3C 型自准球径仪结构如实验图 5-4 所示, 主要由测量



实验图 5-3 自准球径仪测曲率半径的原理图

1—待测球面； 2—自准显微镜

座、夹持器组件以及底座等三大部分组成。



实验图 5-4 自准球径仪结构示意图

1—测量座； 2—夹持器组件；3—底座

测量座由可沿底座导轨方向移动的上、下滑板、自准显微镜、200mm 长精密玻璃刻尺以及投影读数器组成。借助手轮，自准显微镜能沿光轴方向进行粗动和微调，其位置可由玻璃刻尺经投影读数器(最小格值 0.001mm)测得。夹持器可依据待测面曲率半径的名义值，沿导轨床面定位在某一时刻线标志处。

夹持器用于装卡和调整待测光学件。转动其上的两调节螺，即可使待测球面分别沿水平和垂直方向做倾斜微调，以将球心准确

调到显微镜瞄准轴线上。

(2) 测量步骤:由待测球面的口径、曲率半径尺寸及要求的精度选用适当倍率的显微镜。仪器备有 $4\times$ 、 $10\times$ 和 $40\times$ 物镜供选用。

由待测球面曲率半径名义值,将夹持器沿导轨床面装定到需要刻线标志位置。

将待测件装卡到夹持器上。轴向微动测量座并微调待测件使自准显微镜的目镜视场中,观察到过球心的清晰且无视差的自准象。在投影读数器读得对应球心的位置读数 x_1 。

移动测量座,使自准显微镜对待测面顶点调焦,直至目镜视场中再次看到清晰无视差的自准象。读得对应球面顶点的位置读数 x_2 ,则被检面的曲率半径 R 应为

$$R = x_2 - x_1 + x_0 \quad (5-3)$$

式中 x_0 为夹持器装定位置的刻线标志读数(0、200、400、600、……),

测凸球面曲率半径的步骤也大致类同,只是所测半径范围受到显微镜工作距限制。

四、测量误差

1. 钢珠式球径仪测量曲率半径的误差

先求矢高 h 的测量标准偏差

$$\sigma_h = \pm \sqrt{\sigma_{h1}^2 + 2\sigma_{h2}^2 + 2\sigma_{h3}^2} \quad (5-4)$$

其中, σ_{h1} 表示玻璃刻尺分划修正后,因刻度值误差而引入的矢高误差($0.5\mu\text{m}$); σ_{h2} 表示由测微目镜的螺旋分划板的螺距误差所引起的读数误差; σ_{h3} 表示因显微镜对准引入的读数误差。

钢珠式球径仪测量曲率半径的标准偏差为

$$\sigma_R = \sqrt{\left(\frac{r}{h}\right)^2 \sigma_r^2 + \left(\frac{h^2 - r^2}{2h^2}\right) \sigma_h^2 + \sigma_\rho^2} \quad (5-5)$$

式中 σ_r —— r 的测量标准偏差, $\sigma_r = 1\mu\text{m}$; σ_ρ ——钢珠 ρ 的测量标准偏差, $\sigma_\rho = 0.5\mu\text{m}$ 。

2. 自准球径仪测曲率半径的标准偏差为

$$\sigma_p = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 + \sigma_4^2} \quad (5-6)$$

式中 σ_1 ——夹持器的定位误差; σ_2 ——投影读数器的读数标准偏差; σ_3 ——自准显微镜的两次调焦误差; σ_4 ——玻璃刻尺的刻线标准偏差。

五、思考题

1. 如何用环形球径仪, 精确测得两待胶合面的曲率半径值? 写出相应的半径表示式?

2. 当平面样板与被检零件重量相差很大时, 若直接以测得的矢高求曲率半径, 这样做对否? 为什么?

3. 试分析实验中所用的 JGQ—1 型钢珠式球径仪, 测量矢高的标准偏差为多少?

4. 为什么说矢高的测量误差 σ_h 是影响半径测量精度的关键因素?

5. 环形球径仪所用的平面样板(有效口径 $\phi 120\text{mm}$), 分析其光圈数应控制在多大范围内?

6. 为确保环形球径仪的测量精度 $\sigma_R/R < 0.03\%$, 导出各测量环可测曲率半径的最大允许值?

7. 自准球径仪测球面曲率半径时, 球面顶点自准象与球心自准象, 哪个好找些? 为什么?

8. 为提高自准显微镜的清晰度法的调焦精度, 其光学参量应怎样选择?

9. 凸球面曲率半径的测量范围由什么限定? 在不降低测量精度条件下, 可否增大凸球面的半径测量范围?

10. 测 $R < 200\text{mm}$ 的凹球面曲率半径, 夹持器座的定位误差对曲率半径测量精度有否影响? 为什么?

11. 用自准球径仪测 R 为 30mm , 口径为 25mm 的凸凹对板, 发现所得数据不一致, 问哪个结果更可靠些?

实验六 放大率法测量焦距和顶焦距

一、实验目的

1. 掌握放大率法测正、负透镜焦距的基本原理。
2. 熟悉焦距仪的基本结构并掌握焦距的测量技术。

二、实验内容及所用器具

1. 检校显微物镜实际放大倍率。
2. 分别测量正透镜、负透镜的焦距与截距,并要求给出正确的测试结果。
3. 所用器具:焦距仪(或光具座)及相应附件,待测的正、负透镜。

三、测量原理和方法

1. 测量原量

放大倍率法测量正透镜焦距的原理如实验图 6-1 所示。待测物镜 2 置于平行光管物镜之前。若平行光管物镜焦面处的彼罗板线对间距为 y ,则在待测透镜焦面上成象为 y' ,如用测量显微镜 3 测得 y' 的象 $y'' = \beta y'$ (β 为显微物镜放大率),则由下式可求得待测物镜的焦距

$$f' = f'_c \frac{y''}{\beta y} \quad (6-1)$$

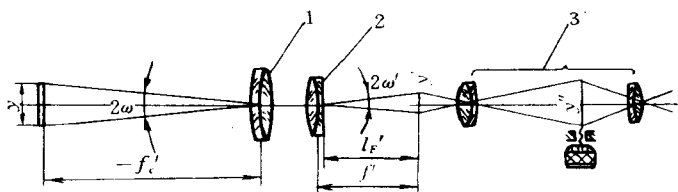
式中 f'_c ——平行光管物镜焦距; y'' ——测微目镜测得的 $\beta y'$ 值。

测量显微镜依次调焦到待测物镜焦面位置和物镜后表面顶点位置。显微镜的轴向移动距离即是待测物镜的后顶焦距 l'_F 值。

放大倍率法测量负透镜焦距的原理如实验图 6-2 所示,相应的焦距计算公式为

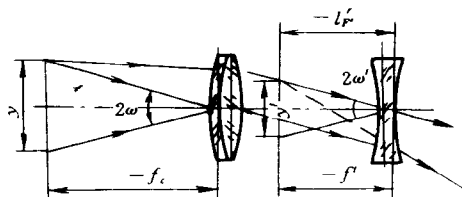
$$f' = -f'_c \frac{y'}{y} = -f'_c \frac{y''}{\beta y} \quad (6-2)$$

必须指出,由于负透镜成虚象 y' ,为用测量显微镜看清该象。



实验图 6-1 测正透镜焦距的原理图

1 平行光管物镜; 2 待测物镜; 3 测量显微镜



实验图 6-2 测负透镜焦距的原理图

显微物镜的工作距离一定要大于负透镜的后顶焦距。同样地依次调焦显微镜,从看清 y' 到看清后表面顶点,显微镜轴向移动距离就是后顶焦距 l_F' 值。

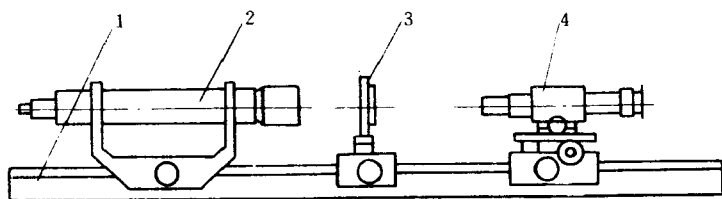
2. 焦距仪简介

焦距仪结构简图如实验图 6-3 所示。它主要由平行光管、透镜夹持器、测量显微镜及导轨组成。平行光管给出准确的焦距 f' 。及彼罗板的线对间距 y 值。

透镜夹持器用于装卡调整待测透镜。夹持器可沿导轨移动。也可绕垂直轴作水平方向的摆动和做高低微调。

测量显微镜装在支座上,并可相对平行光管光轴做纵向和横向、高低向调节,测量显微镜还能绕竖轴做水平方向摆动,微调,以及绕自身光轴转动,整个支座可沿导轨移动。

3. 测量方法



实验图 6-3 焦距仪结构简图

1—导轨；2—平行光管；

3—透镜夹持器；4—测量显微镜

(1) 待校显微物镜拧到镜筒上。在物镜前放彼罗板(或标准刻尺),使测量显微镜对彼罗板的线对 y 调焦,直至视场中刻尺清晰地成象,并测出象 y' 的大小,则显微物镜的实际放大率 $\beta = y'/y$ 。

(2) 将待测透镜装到夹持器上,并调整其光轴与平行光管,显微镜光轴一致。

(3) 微调显微镜,使刻线象清晰无视差地成在测微目镜分划板上,并测得 y'' 值。代入式(6-1)求出透镜焦距。

(4) 记下此时显微镜的轴向位置,再使显微物镜调焦到待测物镜后表面顶点处,显微镜轴向移动距离即为被检物镜后顶焦距。将物镜转 180° ,用测后顶焦距类似方法,可测透镜的前顶焦距。

四、测量误差

放大率法测焦距的相对误差为

$$\frac{\sigma_{f'}}{f'} = \sqrt{\left(\frac{1}{f'}\right)^2 \sigma_{f'}^2 + \left(\frac{1}{y}\right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{1}{y''}\right)^2 \sigma_{y''}^2 + \left(\frac{1}{\beta}\right)^2 \sigma_{\beta}^2} \quad (6-3)$$

式中, $\sigma_{f'}$ 、 σ_y 、 $\sigma_{y''}$ 和 σ_{β} ——分别为 f' 、 y 、 y'' 和 β 的标准偏差。

当待测透镜象质良好,检测时显微物镜实际利用的数值孔径不过小的情况下, $\sigma_{f'}/f'$ 不超过 0.3%。

测量负透镜的焦距时,因所选显微物镜的倍率小,又测得的只是近轴光束的焦距,故负透镜焦距的测量误差较大,可达 0.5% 左

右。

测量顶焦距的误差包括显微镜的位置读数误差和显微镜的两次调焦误差,因透镜不同,测量误差从零点几毫米到1毫米不等。

为了达到预期的测量精度,实验中还应注意以下几点:

待测透镜的测试状态尽量与使用状态一致或相近。

平行光管、待测物镜和测量显微镜三光轴应调重合。

平行光管焦距最好为待测透镜焦距的2倍以上,显微物镜的数值孔径大于待测透镜的象方孔径角。

要测的彼罗板分划象在显微镜视场中应对称分布,且位于带视场附近为好。

五、思考题

1. 用焦距仪以放大率法测透镜焦距,问测量中应考虑哪些因素才能达到预期的测量精度?

2. 现有焦距名义值相同(不考虑符号)的正、负透镜,问哪个透镜的焦距、顶焦距能测得准些?为什么?

3. 用焦距仪测同一透镜的前顶焦距与后顶焦距,哪个精度高些?为什么?

4. 为使550型焦距仪的测量精度达0.3%,问可测量的正透镜的最大焦距应多少(平行光管焦距为550mm)?

5. 如果显微物镜的倍率没有刚好校到规定倍率,对焦距的测量结果有否影响?

6. 通常选位于带视场附近的一对彼罗板分划象来测象高,这样做有什么好处?

7. 放大率法测得的负透镜焦距,通常称为近轴光束的焦距,请解释这一说法?

8. 显微物镜倍率的正确选择需考虑哪些因素?

实验七 平面光学元件的光学不平行度测量

一、实验目的

1. 掌握比较测角仪的使用和测量玻璃平板光学不平行度的原理和方法。

2. 掌握测量反射棱镜光学不平行度的原理和方法。

二、实验内容及所用器具

1. 测量直角棱镜 D I—90°的光学不平行度,并判别角度误差和棱差。

2. 测量直角棱镜 D II—180°的光学不平行度,判别角误差和棱差。

3. 测量屋脊棱镜 D III_J—45°的光学不平行度,判别角误差、棱差和屋脊角误差。

4. 所用器具:GXY 型比较测角仪、待测玻璃平板、直角棱镜 DI—90°和 D II—180°、屋脊棱镜 D III_J—45°。

三、测量原理和方法

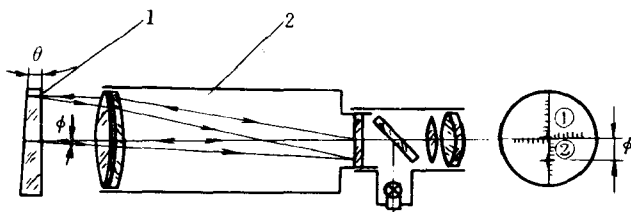
1. 测量原理

若反射棱镜存在角误差或棱差,则展成的玻璃平板将存在不平行度,称为反射棱镜的光学不平行度。其中,在入射光轴截面内的不平行度分量称为第一光学不平行度 θ_1 (它是由角度误差引起的);而垂直光轴截面方向的不平行度分量称第二光学不平行度 θ_2 (由棱差产生的)。

自准直法测量光学不平行度的原理如实验图 7-1 所示。

由自准直望远镜射出的一束平行光,分别经玻璃平板的前后面反射,在望远镜的视场中得到互成 ϕ 角的两个象,则玻璃平板的不平行度

$$\theta = \frac{\phi}{2n} \quad (7-1)$$



实验图 7-1 自准直法测光学不平行度原理图

1—待测玻璃平板； 2—自准望远镜

式中 n ——玻璃平板的折射率。

考虑到自准望远镜分划是按实际角度值之半标注的,故

$$\theta = \frac{\phi}{n} \quad (7-2)$$

2. 比较测角仪简介

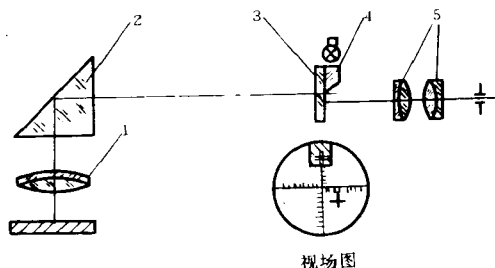
测量光学不平行度常用的仪器是光学比较仪。如 GXY—1 型双管比较测角仪。它由底座、支座、两个阿贝式自准望远镜和承物台构成。阿贝式自准望远镜的光学系统如实验图 7-2 所示,由物镜、直角棱镜、分划板、照明棱镜和目镜组成。分划最小格值为 15"。

3. 测量方法

(1) 测直角棱镜 D I —90°的光学不平行度如实验图 7-3 所示,待测棱镜放承物台上,使其入射光轴截面与承物台平行。将自准望远镜对向棱镜入射面。调自准望远镜和承物台,在视场中可看到两个象①、②,它们分别为棱镜入射面与出射面的自准象。将象①、②各自调到分划板的垂直分划线上和水平分划线上,并测得 ϕ_1 、 ϕ_2 , 则

$$\theta_1 = \frac{\phi_1}{n}; \theta_2 = \frac{\phi_2}{n} \quad (7-3)$$

进一步求出棱镜的两 45°角之差 $\delta 45^\circ$ 及棱差 γ_A 分别为



实验图 7-2 阿贝式自准望远镜光学系统

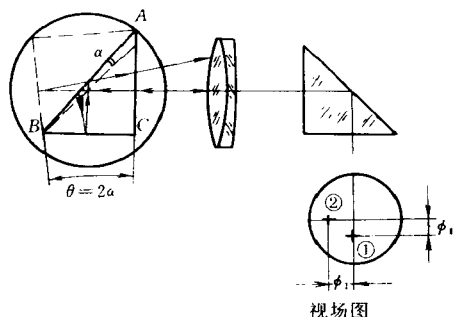
1—物镜； 2—直角棱镜； 3—分划板；

4—照明棱镜； 5—目镜

$$\delta 45^\circ = \frac{\phi_1}{n}; \gamma_4 = \frac{\phi_1}{1.4n} \quad (7-4)$$

两 45° 角大小的判别：在 AB 面哈气，则出射面的自准象②将变暗或消失。由象②在①左侧可知 $\angle A < \angle B$ 。

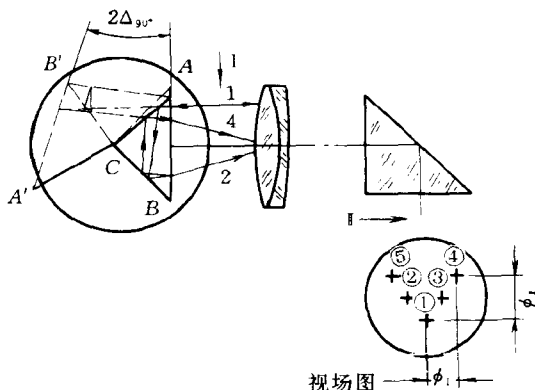
棱镜大小端判别：由②在①的上方，则棱镜大端是垂直纸面向着读者方向。



实验图 7-3 测量直角棱镜 $D1-90^\circ$ 的光路图

(2) 测直角棱镜 $D1-180^\circ$ 光学不平行度：测量光路如实验图 7-4 所示。自准望远镜对向棱镜的入射面 AB ，调自准望远镜和承

物台,直至在视场中看到五个分离的自准象。其中象①是从AB面直接反射的自准象;象②、③是两次全反射象,故象最亮且不随棱镜在入射光轴截面内转动而移动;象④、⑤是五次反射象(四次内全反射和AB面的反射),故象最暗。



实验图 7-4 测量直角棱镜 $D_{II}-180^\circ$ 的光路图

读出自准象①与④(或⑤)间对应的角距离 ϕ_1 和 ϕ_2 值,则待测棱镜的角度误差 $\Delta 90^\circ$ 及棱差 γ_A 为

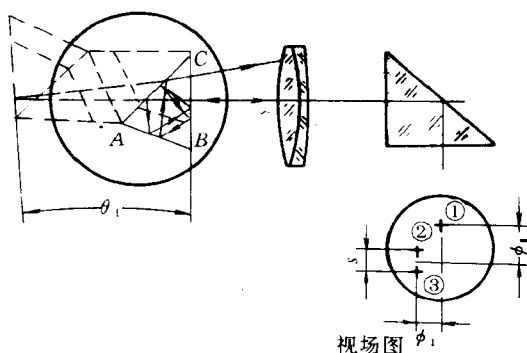
$$\Delta 90^\circ = \frac{\phi_1}{2n}, \gamma_A = \frac{\phi_2}{2n} \quad (7-5)$$

$\Delta 90^\circ$ 的正负判别:在棱镜与望远物镜间用黑纸沿箭头 I 方向移入光路,等价于箭头 II 方向的栏挡效果。若五次反射象消失的方向与箭头 II 栏挡方向相同,则 $\Delta 90^\circ$ 为正;反之 $\Delta 90^\circ$ 为负。

棱镜大小端判别:若自准象②、③、④、⑤在象①的上方,则棱镜大端是垂直纸面向着读者;反之,棱镜大端是垂直纸面远离读者。

(3) 测施米特屋脊棱镜 $D_{III}-45^\circ$ 的光学不平行度:施米特屋脊棱镜 $D_{III}-45^\circ$ 的检测光路如实验图 7-5 所示。

由自准望远镜射出的平行光垂直于棱镜的 BC 面入射。若棱



实验图 7-5 测量斯米特屋脊棱镜 D₁-45° 的光路图

镜存在角误差、棱差和屋脊角误差 δ ，则视场中将出现三个自准象，①是 BC 面的自准象，②和③是经 BC 面折射并先后两次经屋脊面反射的光束所成的象。象②、③间的角距离即对应于棱镜的双象差 S 。 S 与屋脊角误差 δ 的关系为

$$S = 4n\delta\cos\beta \quad (7-6)$$

式中 n ——待测棱镜材料的折射率； β ——入射光与屋脊棱垂线的夹角。

棱镜的角度误差 $\delta 67^{\circ}30'$ 与棱差 γ_c 分别为

$$\delta 67^{\circ}30' = \frac{\phi_1}{n}, \gamma_c = \frac{\phi_1}{0.76n} \quad (7-7)$$

由图 7-5 看出，若象①在②、③右方，则 $\angle A > \angle B$ 。屋脊角误差 δ 的正负判别：由上向下垂直地拦掉一半入射光束，若双象中上一个象先消失，则 δ 为正；若下面一个先消失，则 δ 为负。

四、思考题

1. 用自准望远镜测玻璃平板不平行度，若经平板前后表面反射的自准象①与②在视场中分布如实验图 7-3 的视场图所示，指出玻璃平板不平行度方向及光楔厚端？

2. 现欲用自准望远镜测一深茶色玻璃平板的不平行度，问应

如何进行测量?

3. 测棱镜的光学不平行度时,若自准望远镜为直筒式的,那么棱镜 D I—180°及 D III_J—45°的自准象排列会发生怎样变化?判别角大小或屋脊角误差 δ 的规则又将怎样变化?

4. 如何用 GXY—1 型比较测角仪测 D I—90°棱镜的三个角的实际值?三个角的测量精度一样吗?为什么?

5. 若棱镜 D I—180°及 D III_J—45°仅存在某种误差时,指出视场图象的分布特征?

实验八 激光点光源干涉法测棱体转镜的角差与棱差

一、实验目的

1. 熟悉检测棱体转镜角差与棱差的原理和方法。
2. 熟悉检测棱体转镜角差与棱差的检测装置和调校过程。

二、实验内容及所用器具

1. 利用激光点光源干涉法检测八面棱体转镜的角差与棱差。
2. 所用器具:检测座、测量屏组件和导轨。

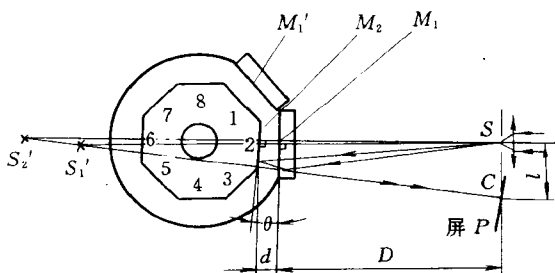
三、实验原理及方法

1. 检测原理

检测转镜角差与棱差的原理如实验图 8-1 所示。

He-Ne 激光经扩束镜会聚到小孔 S 处,形成点光源。由 S 射出的两束光分别经高质量的析光膜 M_1 与多面体镜面 M_2 反射,并一道沿 AC 方向传播,如同分别由 S'_1 和 S'_2 发出的两列波沿 AC 传播一样,于是两相干光波在垂直 AC 的屏面 P 内产生一组同心圆状的海丁格(Haidinger)干涉条纹,条纹中心在点 C 处。若测得 C 至 S 的距离 l ,则可求得空气楔角 θ 为

$$\theta = \frac{ld}{2D^2} \left(1 - \frac{l^2}{8D^2} - \frac{d}{D} \right) \times 206265'' \quad (8-1)$$



实验图 8-1 测棱体转镜的角差与棱差的原理图

式中 D ——点光源 S 至析光面距离; d ——析光面与待测面距离。

当 θ 为 $300''$ 时, 式(8-1)的原理误差不大于 $0.15''$ 。当 θ 小于 $120''$ 时, 维持同样原理误差, 式(8-1)可简化为

$$\theta = \frac{ld}{2D^2} (D - d) \times 206265'' \quad (8-2)$$

分别测出 C 至 S 点水平距离 l 及铅垂距离 l' , 即可求得转镜的角差与棱差。

2. 检测方法

现以八面棱体转镜为例。析光镜的析光膜面 M_1 与 M'_1 朝向多面体镜粘在镜座上, M_1 、 M'_1 夹角为 $135^\circ + \alpha_0''$, 面 M_1 、 M'_1 与镜座基面的垂直偏差 β_0 各控制在 $5''$ 内。

角差的检测方法:

欲测镜面 1、2 之间的角差 α_{12} , 应调镜面 1 与面 M'_1 大致平行并对向光源 S , 再微调八面体镜, 使干涉环中心 C 位于过 S 点的垂线上。此时面 1 与 M'_1 沿水平方向已平行。将镜座逆时针转 45° 角 (转时保持镜面 1 与 M'_1 相对位置不动), 测出干涉环中心 C 与 S 的水平距离 l_{12} , 并标明 C 的左右方位。再使镜座转回原位, 使镜面 2 与 M'_1 平行, 依次测得 $l_{23}, \dots, l_{78}, l_{81}$ 值, 并代入式(8-2), 求得 $\theta_{12}, \theta_{23}, \dots, \theta_{78}, \theta_{81}$ 值, 则相邻两面间的夹角

$$\alpha_{i,i+1} = \theta_{i,i+1} - \frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 \theta_{i,i+1} \quad (8-3)$$

棱差的检测方法:

选析光面 M_1 做为检测的参考基准,并对向光源 S ,微转八面棱体镜,使镜面 1 与析光面形成的干涉环与过 S 的垂线左右对称。测出 C 至 S 的垂直距离 l' ,并标明 C 的相应上下方位。同样的方法可测得 $l'_2, l'_3 \dots, l'_8$ 值,并逐个代入式(8-2),求得相应倾角 $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_8$ 值。将各 θ 值减去 β_0 ,即得八面体镜各棱的棱差值。

四、检测误差

由式(8-2)可知,因 Δl 、 Δd 和 ΔD 引起的 θ 测量标准偏差为

$$\sigma_\theta = \left\{ \left[\frac{d}{2D^3} - (D-d)\Delta l \right]^2 + \left[\left(\frac{l}{2D^2} - \frac{2ld}{D^3} \right) \Delta d \right]^2 + \left[\left(\frac{3ld^2}{2D^4} - \frac{ld}{D^3} \right) \Delta D \right]^2 \right\}^{1/2} \times 206265'' \quad (8-4)$$

例 $D=390\text{mm}$, $d=4.05\text{mm}$,若取 $\Delta l=0.2\text{mm}$, $\Delta d=0.01\text{mm}$, $\Delta D=0.25\text{mm}$,则由式(8-4)求得 $\sigma_\theta \approx 0.6''$ 。可见该方法的检测精度是很高的。

五、思考题

1. 用几何光学知识推导公式(8-1)。
2. 干涉环的疏密取决于哪些因素?
3. 两析光镜间的夹角误差 α_0 对检测角差有否影响?为什么?
4. 如何确定点源至析光镜间的距离 D 的大小?

实验九 泰曼干涉仪检测双象差

一、实验目的

1. 熟悉泰曼干涉仪的调整与使用。
2. 掌握泰曼干涉仪检测屋脊棱镜双象差的原理及方法。

二、实验内容及所用器具

1. 调干涉仪处于使用状态(干涉场调成亮度均匀一片)。

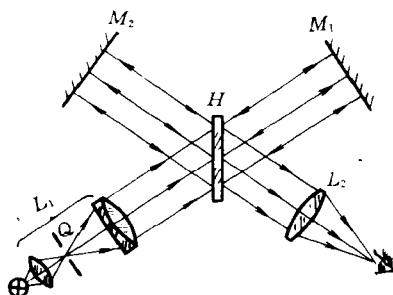
2. 检测直角屋脊棱镜 $D 1_j - 90^\circ$ 的双象差, 判别屋脊误差的正负。

3. 所用器具: 组件式泰曼干涉仪、待检棱镜 $D 1_j - 90^\circ$ 以及棱镜调节座。

三、检验原理及方法

1. 仪器的调整

泰曼干涉仪是一种分振幅的干涉仪器。其工作光路如实验图



实验图 9-1 泰曼干涉仪光路图

L_1 —准直系统; M_1 —测试反射镜; M_2 —参考反射镜

H —析光镜; L_2 —观察透镜

9-1 所示。主要由准直系统、测试反射镜、参考反射镜、析光镜以及观察透镜组成。为使参考光波与测试光波叠加后, 产生对比度好 ($K > 0.75$) 的干涉条纹, 首先应使准直物镜焦面处圆光阑的半径满足

$$r \leq \frac{f}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{h}} \quad (\text{mm}) \quad (9-1)$$

式中 f ——准直物镜的焦距; λ ——光源的波长; h ——两反射镜对应的等价空气板厚度。

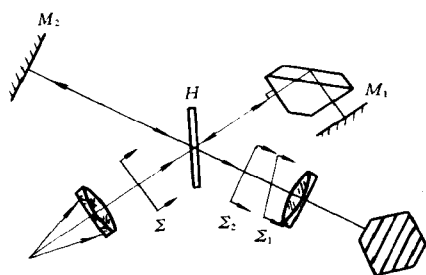
其次应将两相干光的程差控制在 0.4 倍相干长度内; 两相干光强比控制在 5 以下; 准直物镜射出光波的畸变量应在 0.4λ 范围内, 并以此定出准直物镜的调焦精度。

仪器调整步骤：

点亮汞灯，使其成像到光阑 Q 处。放测试反射镜 M_1 并对其进行左右、俯仰微调，直至光阑自准象 Q_1' 与 Q 重合。再放参考反射镜 M_2 和析光镜 H （使 H 的析光膜大致平分 M_1 与 M_2 中心法线间的夹角）。用纸屏挡在 M_1 与 H 之间，调 H 与 M_2 ，使光阑孔的自准象 Q_2' 与 Q 重合。此时，眼睛放在 I_2 后焦点处，即可看到很细的干涉条纹。再沿着使干涉场中条纹变宽方向微调 M_1 ，直至干涉场中呈亮度均匀一片，此时仪器已调好。

2. 双象差的检测原理

屋脊角误差是在垂直光轴截面的平面内两屋脊面间的直角偏差。现以直角屋脊棱镜 $D1_1-90^\circ$ 为例，检测双象差的光路如实验图 9-2 所示。



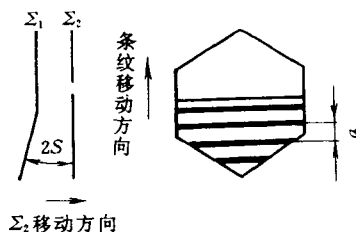
实验图 9-2 泰曼干涉仪检测双象差

若棱镜材料均匀，表面质量理想，只是存在屋脊角误差 δ ，则一平面波两次通过待测棱镜后，将形成夹角为 $2S$ 的折面波 Σ_1 。当调 Σ_1 使其上半部与参考波前 Σ_2 平行时，则下半部视场相应的条纹间距 a 即反映 $2S$ 值。如实验图 9-3 所示。

由 $2S = 8n\delta\cos\beta = \frac{\lambda}{a} \times 206265''$ 求得屋脊角误差

$$\delta = \frac{\lambda}{8na\cos\beta} \times 206265'' \quad (9-2)$$

式中 n ——棱镜材料折射率； β ——在光轴截面内，光线与屋脊棱



实验图 9-3 测双象差的干涉图

垂线间的夹角。

3. 检测方法

将待测棱镜装入镜座上,并按实际光路走向一道置于测试光路中。微调镜座,使棱镜入射面垂直于入射光束,再粗调 M_1 使其垂于棱镜的出射光束,则在干涉仪出瞳处便可看到干涉条纹。再微调 M_1 直至出现如实验图 9-3 所示的干涉条纹,量出条纹间距 a ,可计算屋脊角误差 δ 或双象差 S 。

屋脊角误差正负判别:向着分光镜微动 M_2 ,若条纹移向屋脊棱,则 $\delta > 0$;反之,条纹背离屋脊棱移动,则 $\delta < 0$ 。

四、思考题

1. 泰曼干涉仪中,小孔光阑的大小、小孔光阑的轴向离焦量各应如何确定?
2. 根据条纹方向,如何调测试反射镜才能使干涉场尽快达到均匀一片?
3. 本法检测屋脊角误差的精度由哪些条件限定?

实验十 平面干涉仪检测面形偏差

一、实验目的

1. 熟悉斐索型平面干涉仪的结构及工作原理。
2. 掌握平面干涉仪检测面形偏差的方法。

二、实验内容及使用器具

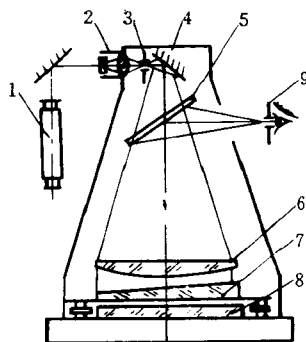
1. 检测玻璃平板的面形偏差(光圈数、局部光圈数和部位),并判别面形偏差的性质。

2. 所用器具:国产等厚干涉仪(或激光平面干涉仪)、待检玻璃平板。

三、实验原理及方法

1. 检测原理

激光斐索型平面干涉仪光路如实验图 10-1 所示。激光经扩束镜 2 聚焦到位于准直物镜 6 焦点处的小孔 3 上。再依次经反射镜 4、分束镜 5 及准直物镜 6 射出平行光束。此平行光束分别由平面样板的标准面与待检面反射回去,在仪器出瞳处形成干涉条纹。由调整螺调标准面的倾斜方位与倾斜量,使干涉条纹的取向与疏密适当,便可参照标准 GB2831—81 的光圈识别方法判别面形偏差。样板具有楔角,以使上表面反回光偏离视场。



实验图 10-1 激光斐索型平面干涉仪光路图

- 1—激光光源;2—扩束镜;3—光阑;4—反射镜;
5—分束镜;6—准直物镜;7—平面样板;
8—待检件;9—出瞳

2. 检测方法

将充分等温的待检件放承物台上,眼瞳距出瞳 9 约 250mm 处,可观察到两个亮斑,调标准面使与待检面趋于平行,则看到标

准面反回的亮斑逐渐移向待检面的亮斑,直至调到两亮斑重合。

瞳孔移至出瞳 9 处,便可看到干涉条纹。微转调整螺使干涉场内出现 3—5 条纹,且中间一条通过干涉图中心,判读面形偏差。并将此值折算成标准波长 $0.5461\mu\text{m}$ 对应的面形偏差值。手指轻压承物台,由条纹弯曲方向和加压后的条纹移动方向,判别待检面的面形偏差性质。

四、思考题

1. 用 He-Ne 激光作光源的平面干涉仪实测面形偏差与待检面的真实面形偏差有什么关系?
2. 平面干涉仪的平面样板是否一定要制成有楔角的?
3. 如何判别待检面的光圈高低?

实验十一 激光球面干涉仪检测面形偏差

一、实验目的

1. 熟悉激光球面干涉仪的工作原理与调试。
2. 能用激光球面干涉仪检测球面的面形偏差。

二、实验内容及所用器具

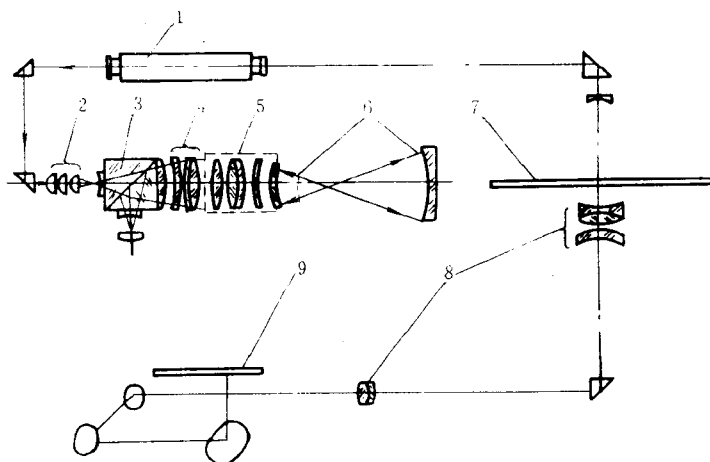
1. 测出球面的实际曲率半径并与要求的曲率半径比较,求得 ΔR 值,将 ΔR 换算成相应的光圈数 N 。
2. 检测球面的局部偏差 ΔN ,并判别其性质。
3. 所用器具:国产 QGY—1 型激光球面干涉仪(或类似装置)、待检球面镜。

三、实验原理及方法

1. 原理

QGY—1 型激光球面干涉仪属斐索型球面干涉仪,其光路原理如实验图 11-1 所示。

仪器主要由干涉系统和投影读数系统两大部分组成。干涉系统:由 He-Ne 激光器射出一束激光依次经聚光镜、分束棱镜及准



实验图 11-1 QGY-1 型激光球面干涉仪光路原理

- 1 He-Ne 激光器; 2 聚光镜; 3 分束棱镜;
4 准直物镜组; 5 标准物镜组; 6 待检件;
7 精密刻尺; 8 $100\times$ 投影系统; 9 投影屏

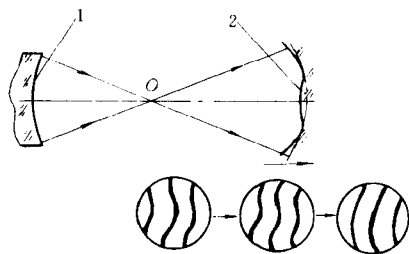
直物镜组后变成平行光束。此光束经标准物镜组折射,最后沿其标准面法线方向射出。则由标准面自准回去的波面为参考波面。调待检面,使其曲率中心刚好与标准面射出光线同心,由待检面自准回去的光束形成测试波面,此波面与参考波面相干,在视场中形成干涉条纹。投影读数系统:由精密刻尺、 $100\times$ 投影系统和投影屏组成。用于测量待检面的移动距离,从而精确测得待检面的曲率半径 R 。

2. 检测方法

在球面干涉仪上测待检面的曲率半径,原则上是测镜面的球心至顶点间的距离。故根据待检面的口径比 D/R 及 R 名义值,选取合适的标准物镜组,并以干涉场中条纹变直,确定其球心位置;待检面顶点位置可用顶点与标准面球心重合时产生直条纹确定,

或由标准面顶点与待测面顶点接触来确定。从而求得半径差 ΔR 或光圈数 N 。

ΔN 的检测: 当待检面存在局部偏差或带区误差时, 视场内将不能调出完全直的干涉条纹。故需依据条纹弯曲的部位、所占范围及弯曲程度, 判断局部偏差的大小。再由待检面逐渐移离标准面时, 干涉条纹各处的变直过程, 即各局部偏差的曲率中心依什么次序“走过”标准面球心, 确定其性质。例如: 常见的边翘, 中心凸的凹表面, 如实验图 11-2 所示。



实验图 11-2 存在带区误差的凹球面移动时条纹变化的过程

1 - 标准面; 2 - 待检面

当沿头方向拉开待检面时, 则依次看到条纹由边缘直, 逐渐向带区及中心处变直。类似的分析方法, 可得其它面形偏差。

四、激光球面干涉仪检测精度的某些考虑

测球面的局部偏差的检测精度由两因素决定: 标准面射出光束的残存波差, 分析表明, 当此波差不超过 $\lambda/4$ 时, 对检测结果的影响可忽略; 标准面自身的局部偏差可部分或全部地反映到条纹变形中去 (由实际利用的标准面口径而定), 故应严格控制到 $\lambda/20$ 以内。

ΔR 的检测精度由精密刻尺的刻划误差、投影读数的对准误差与示值误差, 标准面曲率半径 R_0 的标定误差及干涉仪的瞄准定

位误差等因素决定。进一步分析表明,当标准面实际使用的包容角较小时, R_0 的标定误差及瞄准定位误差起主要作用;当包容角较大时,上述诸因素对测量精度的影响大致相当。仪器可满足一级对板的检测精度要求。

五、思考题

1. 检测球面面形偏差时,为什么要对干涉场中条纹数及条纹位置提出要求?
2. 为什么干涉场中要以直条纹做为参考基准?
3. 对于待检凸、凹球面,其各带区曲率半径的大小判别一样吗?为什么?

实验十二 全息干涉法检测面形偏差

一、实验目的

1. 掌握实时法检测面形偏差的原理。
2. 熟悉光路调整及检测方法。

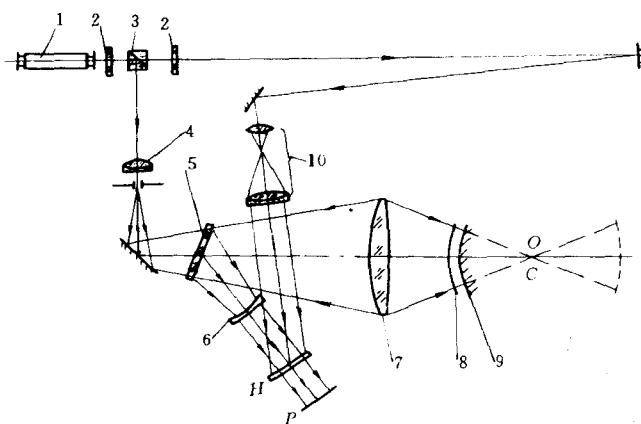
二、实验内容及所用器具

1. 设计实时法检测面形偏差的实验光路。
2. 制作全息样板并检测球面面形偏差。
3. 所用器具:全息实验装置一套,包括防震台、氦氖激光器、扩束准直镜、分束镜、平面反射镜、带复位架的全息片夹持器、物镜、标准球面镜及待检球面镜、投影屏以及满足特定要求的调节架等。

三、实验原理及方法

实时法就是使全息图的重现波前(标准面的波前)与待检面的波前重叠,由干涉条纹测出待检面面形偏差的方法。实时法的检测光路如实验图 12-1 所示。

氦氖激光器发出的偏振激光经半波片后,由偏振分束器 3 分为物光路与参考光路。在物光路,光束经扩束镜扩束并射向物镜。调标准面使其球心 C 与光束会聚点 O 重合,则由标准面 8 自准回



实验图 12-1 实时法检测球面面形的光路

- 1—激光器;2—半波片;3—偏振分束器;4—扩束镜;
5—分束器;6—透镜;7—物镜;8—标准面;
9—待检面;10—扩束准直镜

去的光束依次经物镜、分束器与透镜准直成平行光射到全息干板 H 上。而透过偏振分束器的参考光,经半波片、反射镜,最后由扩束准直镜变成准直参考光射到全息干板 H 上。全息干板 H 经曝光与底片的线性处理后,即成全息样板,将其准确复位;取掉标准面,换上待检面,微调其倾斜与轴向位置。人眼在 P 处对向物光观察,即可看到再现标准球面波与直射的待检球面波相干的条纹图。继续调待检面,使干涉场出现 3—5 条尽可能直的条纹。

由实时全息干涉的原理可知,两物光波相干时的光强分布为

$$I = A + B\cos(\phi_0 - \phi_1) \quad (12-1)$$

式中 A, B ——常数项; $\phi_0 - \phi_1$ ——标准物光波与待检物光波的相位差。

当相位差分别等于 π 的偶数倍或奇数倍时,可得相应的亮条纹或暗条纹。依据干涉条纹形状便可确定待检面的面形偏差。

四、实验要点与讨论

为使实验达到预期的效果,应注意以下要点:

1. 使参考光路与物光路到全息干板的光程大致相等。为此在制作全息样板前,应根据标准面曲率半径调参考光路中的反射镜位置,以改变参考光路光程;同时还应要求待检面与标准面的曲率半径相差不能过大。

2. 偏振分束镜与半波片可连续调两相干光的光强比。以使条纹对比度达最高。 P 处可用光电探测器提高检测精度。

3. 全息干板 H 应采用精密复位架,参考光、物光均应准直后射向 H ,以减少再现波前的变形量。

4. 通过更换实验图 12-1 中物镜 7,用类似的方法,可检平面面形偏差或二次非球面面形。

五、思考题

1. 全息干板片基有误差应如何剔出?
2. 怎样调试才能确保待检面的曲率中心与测试光束会聚点重合?
3. 怎样调才能使干涉场中出现尽可能直的条纹?若不这样做,对判定面形偏差有何影响?
4. 设计另一种适用的实时法检测面形的光路?

实验十三 刀口阴影法检验面形偏差

一、实验目的

1. 熟悉刀口仪的构造及使用方法。
2. 掌握刀口阴影法检测面形偏差的原理,并能依据阴影图分析面形偏差。

二、实验内容及所用器具

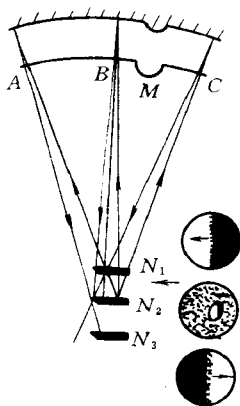
1. 用刀口仪检测凹球面镜的面形偏差,并测其曲率半径。
2. 由实验中选定的参量,估算检测面形偏差的灵敏度。
3. 所用器具:WS-4 型刀口仪、待检凹球面镜及夹持器。

三、检测原理及方法

1. 刀口阴影法检测面形偏差的原理

刀口阴影法是通过观察光瞳处的阴影图来判别实际会聚波面对理想波面的偏离情况的,从而得知待检光学面缺陷的部位、性质和程度。实验图 13-1 为检测凹球面镜面形偏差的情况。

国产刀口仪规定刀口从右向左拦切光束。由刀口在不同位置拦切光束的分析,可得判别面形偏差的准则:阴影与刀口同方向移动,则刀口位于光束会聚点之前,与刀口位置为球心的球面波相比,波面 ABC 是凸起的;阴影与刀口反方向移动,则刀口位于光束会聚点之后,与刀口位置为球心的球面波相比,波面 ABC 是凹陷的;若阴影图瞬间呈均匀的半暗状态,则刀口刚好切到光束会聚点位置。



实验图 13-1 刀口阴影法检测凹球面镜面形偏差

当波面存在局部凸起,且刀口切到波面球心时,可在均匀半暗背景中看到凸起处呈现左明右暗情况;若待检面存在带区误差,相应波面将产生轴对称的带区变形。当刀口切在某一带区波面的会聚点时,对余下的各带区波面而言,将出现刀口在会聚点前、后切割光束的情况。显然,波面误差与刀口所切轴向位置有关。

在刀口切至光轴的同时,应仔细地轴向微调刀口,使阴影图达到最复杂(刀口恰好切于波面的最佳象点处)。此时,检得的面形偏差与实际值最接近。当刀口轴向移动距离足够小时,由于人眼对比灵敏度的限制,人眼仍感到阴影图没出现明暗差别。此时,刀口相应的轴向移动量 ΔR 或与之对应的波差 ϵ 即表示刀口阴影法检验灵敏度。

用狭缝光源,且当人眼对比灵敏度 K 取 2% 时,刀口阴影法检

验灵敏度为

$$\Delta R_1 = 0.039 b \left(\frac{R}{D} \right), \epsilon_1 = 0.0049b \left(\frac{D}{R} \right) \quad (13-1)$$

式中 b ——狭缝宽度。

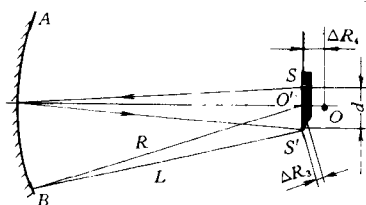
用星孔光源且当 $\bar{K}$ 取 2% 时, 刀口阴影法检验灵敏度为

$$\Delta R_2 = 0.17r \left(\frac{R}{D} \right), \epsilon_2 = 0.020r \left(\frac{D}{R} \right) \quad (13-2)$$

式中 r ——星孔半径。

由此可见, 刀口阴影法检验波差的灵敏度是与光源大小以及光源形状选择有关。在选择合适情况下, 刀口阴影法检验灵敏度可达几十分之一波长的数量级。根据检测光路安排及所选取的参量, 可由式 (13-1) 及 (13-2) 进一步求得检测面形偏差的灵敏度值。

3. 测凹球面曲率半径



实验图 13-2 测凹球面曲率半径的原理图

利用刀口阴影法能灵敏地确定凹球面最佳球心位置的特点, 可准确地测量待检面的曲率半径 R , 如实验图 13-2 所示。当刀口准确切在象点 S' 位置时, 只需用卷尺测出刀口至待检球面有效孔径边缘间的距离 L , 即可由下式求得待检面的曲率半径

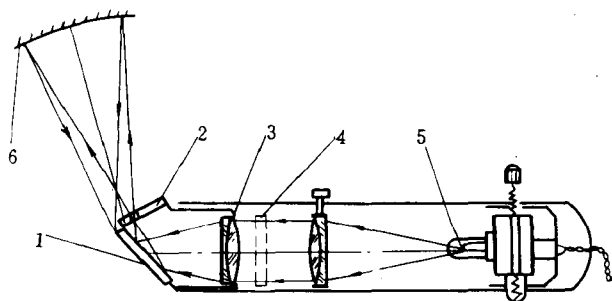
$$R = L + \frac{Db}{4L} \quad (13-3)$$

式中 D ——镜面有效孔径的直径; d ——刀口至点光源间的距离。

该方法测凹球面长曲率半径时具有很高的精度, 通常情况下 $\Delta R/R$ 可达 0.05% 左右。

4. 检测装置

为提高检测灵敏度,刀口仪多做成自准直式的。国产 WS-4 型刀口仪就是自准直型的,其结构如实验图 13-3 所示。



实验图 13-3 WS-4 型刀口仪结构简图

1—刀片;2—星孔转板;

3—聚光镜;4—滤光片;

5—灯座;6—待检面

对其基本要求是:刀口仪的刀片内面抛成镜面,该面与光轴成 30° 角。刀片的刃口要平直、锋利;聚光镜应将灯丝成象到星孔处,星孔转板备有大小不等的六个星孔和两个狭缝供选用;刀口仪应有纵向、横向微调机构,升降调节机构,以及用于改变刀口切入方向的调节机构。

5. 检测方法

先调灯丝位置与聚光镜,使星孔射出的光亮度均匀;再根据待检系统相对孔径大小,自准光的强弱和波差对称与否,合理选星孔直径或狭缝宽度。星孔直径一般取待检镜衍射中央亮斑的 5—10 倍较为合适。若检轴对称性波面,选狭缝较有利;接着调待检面与刀口仪的相对位置,使刀口仪的纵向移动方向与待检面光轴一致,刃口与光轴垂直。调刀口仪,使星点象落到刃口处;随着刃口的切入而微调刀口轴向位置,使阴影图呈最复杂;在刃口切到最佳球心位置时,用卷尺测出刃口到待检镜面边缘间的距离 L 。代入式(13-

3) 求曲率半径。

四、思考题

1. 待检凹面存在局部面形偏差应如何检?
2. 若刀口没切于最佳象点位置, 对检测面形有什么影响?

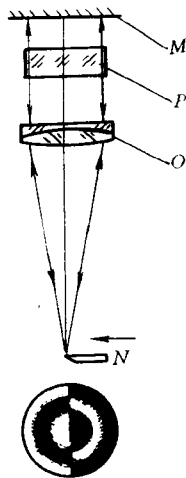
3. 刀口阴影法检测灵敏度与哪些因素有关?

4. 在检凹球面镜的面形时, 若刀口从左向右拦切光束, 光瞳面亮暗分布将有什么变化?

5. 在对玻璃平板 P 进行材料均匀性检测的光路中(见实验图 13-4), 若反射镜 M 是理想的, 且刀口刚好到理想透镜 O 的焦点处, 此时看到图示的阴影图, 试分析材料折射率的分布特征。

6. 用眼睛观察阴影图与在刀口后放一屏接收阴影图, 两者等效吗? 为什么?

7. 怎样调刀口仪, 才能较快地使刀口刚好切到星孔光源象处?



实验图 13-4

实验十四 望远镜的视度与视差检测

一、实验目的

1. 深入理解望远镜的视度和视差的概念, 以及两者的关系。
2. 掌握视度、视差的基本检测方法。

二、实验内容及所用器具

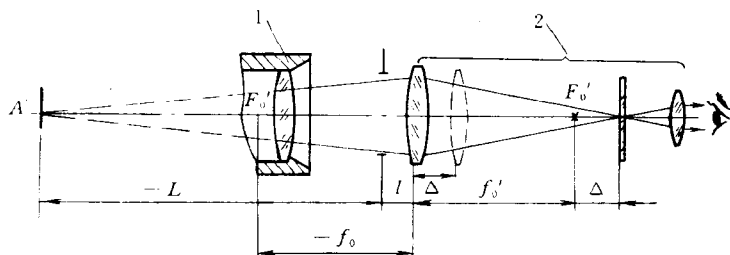
1. 以普通视度筒和大量程视度筒检测望远镜各视度的装定值。
2. 检测望远镜的视差值。
3. 所用器具: 平行光管、待检望远镜、普通视度筒、大量程视度筒、可调支架。

三、检测原理及方法

1. 视度的检测原理和方法

为适应正常人眼、近视眼、远视眼的观察需要,望远镜射出光束的发散会聚度须能调节,这种调节能力称为视度(SD)调节,并常通过轴向移动目镜的方法来实现。视度检测是指目镜调到视度分划圈的某一值时,检测其指示值与实际值的符合程度,看是否满足规定的要求。

检测视度的光路原理图如实验图 14-1 所示。



实验图 14-1 视度筒检测视度的光路原理图

1—待测望远镜的目镜;2—视度筒

由于待检望远镜存在视度,则由目镜射出的光束相当由距出瞳 $-L$ 的点 A' 发出的光束。故视度筒物镜须沿轴前移 Δ ,才能使 A' 成象到视度筒分划面处。视度筒物镜移动量 Δ 与待检视度 SD 关系为

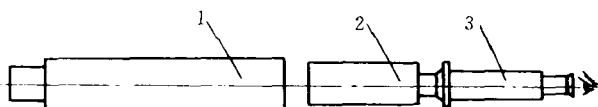
$$\Delta = \frac{-(SD)f_0'^2}{1000 + SDf_0'} \quad (\text{mm}) \quad (14-1)$$

式中 f_0' ——视度筒物镜焦距。

按上述关系将 Δ 换算成 SD 刻在视度筒窗口处,即可直接测视度值。普通视度筒的视度测量范围为 ± 1.5 到 ± 2.5 屈光度。要检更大范围的视度,可用大量程视度筒,它由普通视度筒加视度透镜组成。视度透镜的视度 SD_0 用于抵消待检视度 SD 的大部分,使

余下视度 SD 由普通视度筒测量。

视度检测方法:先使视度筒物镜调至零位,并直接对向平行光管。调目镜视度,使人眼清晰地看到平行光管分划象与视度筒分划线。将待检望远镜置入实验图 14-2 所示的检测光路中,并大致调共轴。再将视度对到要检的零位分划处。然后轴向移动视度筒物镜,使视场中视度筒分划和平行光管分划象同样清晰或消视差。记下视度筒测得的零位视度值;再依次将目镜视度对到要检的分划处,同样的方法可测得各分划的实际视度值。



实验图 14-2 检视度时的框图

1—平行光管;2—待检望远系统;3—视度管

对需大量程视度筒检测的视度,可在普通视度筒前方套上所选定的视度透镜,并使其物方主面大致与望远镜出瞳重合。类似的方法,测出各视度分划处的实际视度值。

2. 视差的检测原理及方法

目视望远系统因分划面与物象不重合,而使人眼在出瞳面不同处看到两者产生错动的现象称为视差。故视差会引起望远镜的瞄准误差。视差常以视差角或视度之差表示。视差以望远镜物方视差角 ϵ 表示时,有

$$\epsilon = \frac{D'b}{f'f_e} \times 3438' \quad (14-2)$$

式中 D' ——望远镜的出瞳; b ——分划面离开物象的距离; f' ——望远物镜的焦距; f_e ——目镜的焦距。

视差以分划与物象在望远镜象方对应的视度之差表示,则有

$$\Delta SD = \frac{1000}{f'_{2e}} b \quad (14-3)$$

式中 ΔSD 的单位为屈光度。

望远系统视差的公差可参看表 14-1 和 14-2

表 14-1 望远系统视差角 ϵ 的公差

待检系统类型	$\epsilon_{\max}$
高精度大倍率望远系统	$<1'$
一般瞄准望远系统	$<2'$
一般观察望远系统	$<3'$

表 14-2 望远系统视度差 ΔSD 的公差

出瞳直径 D' (mm)	1~2	2~3	3~4	4~5	>5
$\Delta SD_{\max} (m^{-1})$	0.7	0.5	0.4	0.3	0.25

视差常见的检测方法是在仪器出瞳处分别测出分划与物象的视度值,两者之差即表示待检望远镜的视差。显然 ΔSD 是受视度筒本身调焦精度限制的。为此可采用调焦精度高的半透镜视度筒检。

四、思考题

1. 计算视度筒的各视度的分划标志的间隔? 说明视度的正负应如何标出?
2. 在调视度筒的视度时,如视场中没有无限远目标的象做参考,而只以人眼看清视度筒的分划为调好,这样做行否? 为什么?
3. 在检测望远镜的视度过程中,经常用清晰度法,还是消视差法? 为什么?
4. 对于目镜视度可调的望远系统,为什么出瞳直径大的系统视度装定公差要严些?
5. 对于视度固定的望远系统,为什么零视度装定公差定为 $-0.5 \sim -1$ 屈光度?
6. 如何检测望远镜的视差?
7. 导出视差角 ϵ 与 ΔSD 间的关系式。
8. 一只 $f'_0 = 550\text{mm}$ 、 $D/f' = 1/10$ 的平行光管,若分划面装定误差 $b = 0.1\text{mm}$,问平行光管的视差角为多少?

实验十五 光学系统分辨率检测

一、实验目的

1. 掌握望远镜与照相物镜分辨率的检测原理。
2. 能正确地设计检测光路并确定相关参数。

二、实验内容及所用器具

1. 检测望远镜分辨率。
2. 分别检测照相物镜零视场的目视分辨率以及 0.7 视场、全视场的子午、弧矢方向目视分辨率。
3. 所用器具：装有分辨率板的平行光管、观测显微镜、前置镜、物镜夹持器及调节点机构、待检望远镜、照相物镜。

三、实验原理及方法

1. 栅格状分辨率板

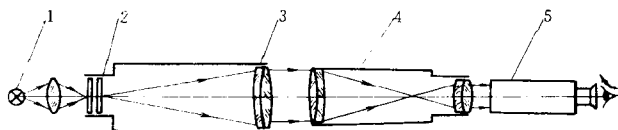
望远系统分辨率是以物方刚好分辨开的远方两物点的角距离表示，而照相物镜则以象面上刚能分辨的每毫米线对数 N 表示。分辨率最常用的是栅格状分辨率板。它共有 7 块板（分别为 $A_1, A_2, \dots, A_7$ ），每块由线宽递减的 25 个单元组成，每个单元由四个不同方向的黑白相间线条簇组成，参看图 5-9(a)。通常将分辨率板置于平行光管物镜焦面上，以形成无限远的检测标志。

2. 望远镜分辨率的检测

望远镜分辨率检测光路如实验图 15-1 所示。将选定的分辨率板置于优质平行光管物镜焦面处，由光源经聚光镜毛玻璃均匀照亮分辨率板。将待检望远镜视度归零，并置于平行光管与前置镜之间（前置镜入瞳应大致位于待检望远镜出瞳处），调三者共轴，则在前置镜视场中可看到放大的分辨率图案象。检测时应由线条粗的分辨单元顺序地向线条细的单元观看，以刚好能同时看清四个方向线条的单元组号为准，查得对应的线宽 b ，由下式求得待检望远镜的角分辨率

$$\alpha = \frac{2b}{f'_c} \times 206265'' \quad (15-1)$$

式中 f'_c ——平行光管物镜的实际焦距。



实验图 15-1 望远镜分辨率检测光路图

1 光源; 2 分辨率板; 3 平行光管物镜;

4 望远镜; 5 前置镜

检测前置镜倍率 Γ 的选择应满足

$$\Gamma \geq (1 - 2)D/\Gamma_T \approx (1 - 2)D' \quad (15-2)$$

式中 Γ_T ——待检望远镜的视放大率; D 、 D' ——分别为待检望远镜入瞳直径与出瞳直径。

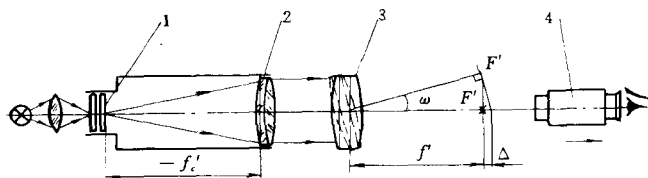
在检测分辨率的同时,还应根据分辨率图案象清晰程度,有否彩色边缘,透明线光晕,相互垂直的线条是否同时清晰,线条变形或线间距不均,出现重象等情况估计被检系统的象质。

3. 照相物镜目视分辨率的测量

照相物镜目视分辨率的检测光路如实验图 15-2 所示,通常是在光具座上进行的。将分辨率板置于优质平行光管物镜的焦面处,待检照相物镜装在夹持器上。要求夹持器能定位在某一视场角位置处,还可带动物镜沿轴向移动,以将其后节点调到垂直转轴上,观测显微镜能沿轴向移动。

(1) 轴上点零视场目视分辨率的检测:调待检照相物镜使其与平行光管、显微镜共轴。再微调观测显微镜使分辨率图案象位于视场中央,找出刚能分辨四个方向线条的单元号,查得线宽 b ,则轴上点目视分辨率 N 为

$$N = \frac{1}{2b} \frac{f'_c}{f'} \quad (15-3)$$



实验图 15-2 检测照相物镜分辨率的光路图

1—分辨率板;2 平行光管物镜;3—待检物镜;4—观测显微镜

式中 f'_c ——平行光管物镜的实际焦距; f' ——待检照相物镜焦距。

观察显微镜的倍率 Γ 按下式选

$$\bar{\Gamma} = (250 \sim 500) D / f' \quad (15-4)$$

式中 D/f' ——待检照相物镜的相对孔径。

(2) 轴外目视分辨率的测量:为保证在同一象面上检测分辨率,先将待检测物镜的后节点调到夹持器的垂直转轴上,并使物镜转到待检的视场角 ω ,观测显微镜相应沿光轴向后移动 $\Delta = f'(\sec \omega - 1)$ 距离。

通过观测显微镜分别找出线条在垂直子午方向和沿子午方向刚能分辨开的单元号,查得对应的线宽 b_t 和 b_s ,则该视场角 ω 下的子午方向和弧矢方向分辨率分别为

$$N_t = \frac{1}{2b_t} \frac{f'_c}{f'} \cos^2 \omega$$

$$N_s = \frac{1}{2b_s} \frac{f'_c}{f'} \cos \omega \quad (15-5)$$

同样可测出其它视场角下的 N_t 、 N_s ,画出所测物镜的分辨率随视场角的变化曲线。

四、思考题

1. 检测望远镜分辨率时,对前置镜的倍率有何要求?若检测时系统的视度没归零,对检测结果有什么影响?

2. 在照相物镜分辨率的检测光路中,观测显微镜的倍率及NA应如何选定?
3. 如何用分辨率图案象的变化,评价望远镜象质?
4. 为什么说望远镜的分辨率主要是由望远物镜的分辨率决定的?
5. 在检测照相物镜轴外目视分辨率时,如何做,才能确保所测结果均是同一象面上的分辨率?

实验十六 光学系统的星点检验

一、实验目的

1. 掌握星点检验法的原理,并熟悉其判别技术。
2. 能正确选定检验装置的相关参量。

二、实验内容及所用器具

1. 检验光学系统的共轴性。
2. 观察正透镜、负透镜、望远物镜和显微物镜的星点衍射象及其变化特征。
3. 结合单一象差或典型疵病的星点衍射图特征,估评待测透镜的象质。
4. 所用器具:带有星孔及照明装置的平行光管、透镜夹持器、待检望远物镜、显微物镜、正透镜、负透镜、观测显微镜。

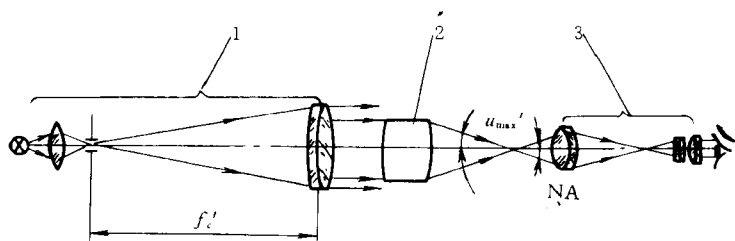
三、实验原理及方法

1. 星点检验原理

使待检光学系统对一点光源(星点)成象,则星点象必然反映系统存在的象差、工艺疵病、材料缺陷等状况。故观察待检物镜象面及象面附近的衍射象的光强分布,并与理的衍射光强分布比较,就可定性地评价透镜象质。尽管星点检验是种定性的相对比较的检验方法。由于它所需设备简单、现象直观、灵敏度高,故对小象差系统仍然是一种好的检验方法。

2. 检验装置及参量选择

星点检验装置主要由带有星孔和照明装置的平行光管、物镜夹持器和观察显微镜组成。检验物镜的光路原理图如实验图 16-1 所示。



实验图 16-1 物镜的星点检验原理图

1 装有星点的平行光管；2 待检物镜；3 观测显微镜

为使星点衍射象有好的对比度和足够的衍射环细节，星孔的最大允许直径 $d_{\max}$ 应为

$$d_{\max} \leq \frac{0.61\lambda}{D} f_c' \quad (16-1)$$

式中 λ ——照明光源波长； D ——待检物镜的入瞳直径； f_c' ——平行光管的物镜。

为对星点象的细节进行放大观察，显微镜除要求象质好外，还要求显微镜总倍率 $\Gamma \geq 250D/f'$ 并使显微物镜的 NA 大于待检物镜的象方孔径角。

3. 检测方法

按要求选定星点直径和观测显微镜参量。将待检透镜装到夹持器上，调夹持器和观测显微镜，使在显微镜视场中看到星点象。微调夹持器，直至显微镜调焦时看到星点衍射环同心的扩张并达到尽可能圆。这表明星点象已位于待检透镜光轴上，并以此检验系统的共轴性。

接着分别对正透镜、负透镜及双胶合物镜进行轴上星点检测,着重观察焦面处和焦前、焦后截面处星点衍射象的光能分布,并找出其变化规律(相应球差的特征)。

取下平行光管的滤光片,在显微镜调焦时,分别观察三种透镜的星点衍射图的色序变化,并结合焦点处星点象衍射环颜色的鲜明程度,判别三种透镜的色差校正特征。微微摆动物镜夹持器,分别观察具有慧差、象散特征的星点图。将待检显微物镜旋到显微镜筒上,并装上适当倍率的目镜。调聚光镜使其照明镀铝盖片玻璃,选一大小合适且圆整的小孔作为星点,将显微镜对星点调焦,通过观察星点象及其离焦时的变化过程,评价显微镜的象质。

四、思考题

1. 对于望远物镜的星点检验装置有哪些基本要求?
2. 星点检验法对透镜的哪些象差及工艺缺陷是灵敏的?为什么?
3. 星点检验时,为什么对星点衍射图沿轴向的变化过程很感兴趣?
4. 用星点法检验负透镜,分析焦前、焦后截面处星点衍射图的光强分布特征?

实验十七 刀口阴影法检测几何象差

一、实验目的

1. 熟悉刀口阴影法检测几何象差原理。
2. 掌握几种初级象差的阴影图特征。

二、实验内容及所用器具

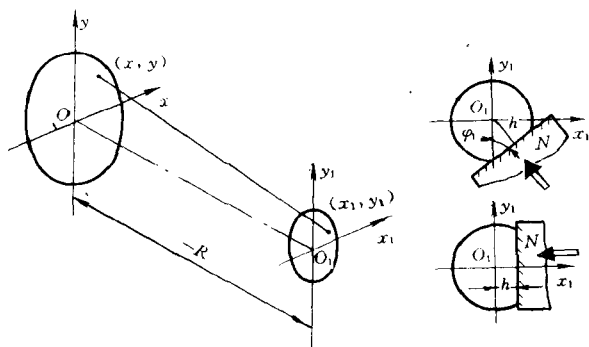
1. 分别测物镜的球差、慧差与象散。
2. 所用器具:小型光具座、刀口仪。

三、实验原理及方法

1. 检测原理

当待检系统存在几何象差时,通过刀口拦切成象光束,可看到特定形状的阴影图。反之,由阴影图的变化也可得知象差的类型与大致数值。

用刀口阴影法检测象差的原理如实验图 17-1 所示。



实验图 17-1 刀口阴影法检测象差的原理图

图中,面 $x-y$ 为待检系统的出瞳面,波差函数为 $W(x, y)$,面 x_1-y_1 为波差函数的近轴象面, O_1 点为主光线象点。 R 为两面的间距,刀口距 O_1 为 r ,与 y_1 轴夹角为 ϕ 。按 $W(x, y)$ 与象面横向几何象差间关系有

$$\begin{aligned}\frac{\partial W(x, y)}{\partial x} &= -\frac{x_1}{R - W(x, y)} \approx -\frac{x_1}{R} \\ \frac{\partial W(x, y)}{\partial y} &= -\frac{y_1}{R - W(x, y)} \approx -\frac{y_1}{R}\end{aligned}\quad (17-1)$$

由近轴象面上任一点 (x_1, y_1) 的刀口方程: $x_1 \cos \phi - y_1 \sin \phi = r$ 可求得刀口透射比函数为

$$T\left(\frac{\partial W}{\partial x}, \frac{\partial W}{\partial y}\right) = \begin{cases} 1 & \text{当 } -\frac{\partial W}{\partial x} \cos \phi + \frac{\partial W}{\partial y} \sin \phi < \frac{r}{R} \\ 0 & \text{当 } -\frac{\partial W}{\partial x} \cos \phi + \frac{\partial W}{\partial y} \sin \phi > \frac{r}{R} \end{cases} \quad (17-2)$$

现以式(17-2)讨论几种象差的阴影图。

(1) 初级球差的阴影图:待检系统同时存在离焦与初级球差,其出瞳处波象差可表示为

$$W(x, y) = D(x^2 + y^2) + A_1(x^2 + y^2)^2 \quad (17-3)$$

式中 D ——离焦系数; A_1 ——初级球差系数。

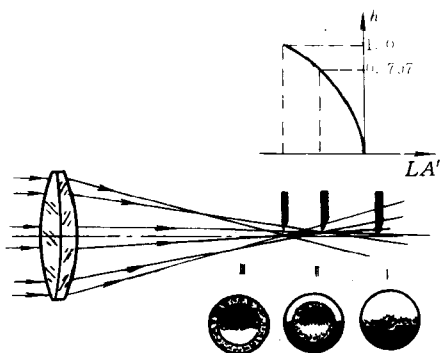
检球差时,刀口沿 x_1 方向切入,则刀口方程为

$$2Dx + 4A_1x(x^2 + y^2) = -\frac{r}{R} \quad (17-4)$$

当刀口切至光轴时,刀口图的 x 位置解为

$$x_1 = 0, \quad x_{2,3} = \pm \sqrt{\frac{-D}{2A_1}} \quad (17-5)$$

上式表明:刀口图的三个 x 位置解,除 $x_1=0$ 外, $x_{2,3}$ 的绝对值将随着离焦量增大而连续变大。若透镜存在如实验图 17-2 所示的初级负球差,则当 $D=0$ 、 $D=-A_1$ 、 $D=-2A_1$ 时,相应的 $x_{2,3}$ 位置解分别为 0、 ± 0.71 、 ± 1.0 ,与之对应的刀口见实验图中 I、II、III。



实验图 17-2 初级负球差阴影图

(2) 慧差的阴影图:若待检系统存在初级慧差和离焦,其象差可表示为

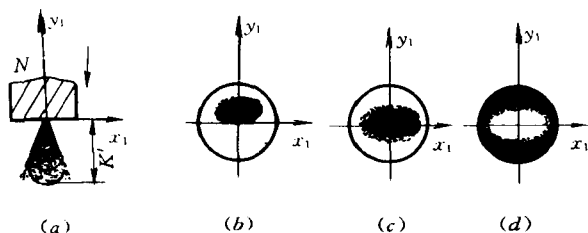
$$W(x, y) = By(x^2 + y^2) + D(x^2 + y^2) \quad (17-6)$$

式中 B ——慧差系数。

如刀口沿垂直于慧差象的对称轴(y 轴)放置,见实验图 17-3(a),则慧差的刀口方程为

$$x^2 + 3\left(y + \frac{D}{3B}\right)^2 = \frac{r}{RB} + \frac{1}{3}\left(\frac{D}{B}\right)^2 \quad (17-7)$$

这是个以 $[0, -(D/3B)]$ 为中心的椭圆方程,对应阴影图如实验图 17-3(b)所示。



实验图 17-3 慧差的阴影图

若刀口切至近轴象面处($D=0$),则有

$$x^2 + 3y^2 = \frac{r}{RB} \quad (17-8)$$

这是个标准椭圆,其长短轴之比为 $1.73:1$,见实验图 17-3(c)。椭圆的大小取决于慧差系数 B 和刀口到 x 轴距离 r 。实验图 17-3(c),(d)分别为刀口先拦掉慧差的头部或尾部时对应的阴影图。在实验图 17-3(a)中,若刀口沿垂轴方向从慧差头部连续切到尾部,观看到椭圆形阴影从光瞳中心逐渐扩大,直到将边缘亮区全部覆盖掉。刀口移动量为 K_0 ,则慧差值为

$$K' = (K_0' - d)\sec\omega \quad (17-9)$$

式中 d ——星孔光源直径; ω ——视场角。

(3) 象散的阴影图:当光学系统存在初级象散和离焦时,波象差为

$$W(x, y) = C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2) \quad (17-10)$$

式中 C ——初级象散系数。

相应刀口方程

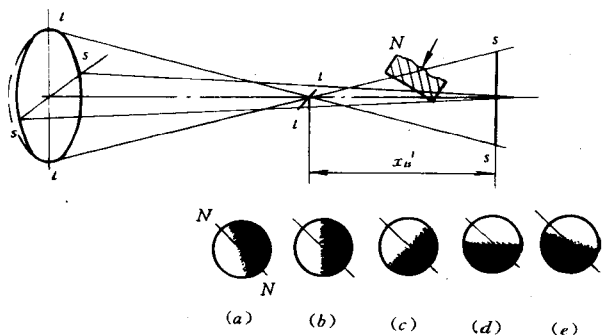
$$-(C+D)x\cos\phi + (3C+D)y\sin\phi = \frac{r}{2R} \quad (17-11)$$

当刀口沿与 x_1 轴成 45° 角切入时,其刀口图的斜率为

$$\operatorname{tg}\phi = \frac{3C+D}{C+D} \quad (17-12)$$

进一步分析可得结论:当刀口从右上向左下切至主光线,并从焦前向焦后移动时,刀口线顺时针转,则子午焦线在弧矢焦线之前(实验图 17-4),象散为负;若反时针转,则子午焦线位于弧矢焦线之后,象散为正值。若阴影图(b),(d)对应的刀口移动量为 x_{ts} ,则象散值

$$x'_{ts} = x_{ts} \sec\omega \quad (17-13)$$



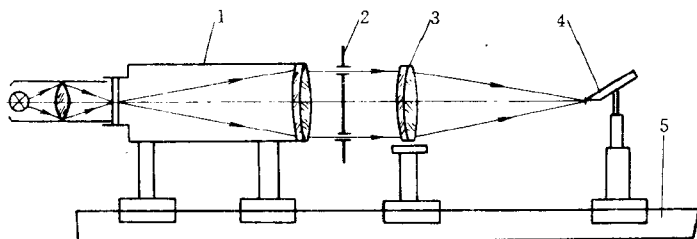
实验图 17-4 象散阴影图

当慧差、象散同时存在时,可缩小物镜通光孔径(减少慧差),测得细光束象散。

2. 检测方法

刀口阴影检测几何象差可在普通光具座上进行,其检测装置示意图如实验图 17-5 所示。

将待检物镜装入透镜夹持器中,轴向调物镜,使其后节点通过



实验图 17-1 检测象差的装置示意图

- 1 点光源平行光管; 2 环带光阑;
3 透镜夹持器; 4 刀口仪; 5 导轨

夹持器的垂直转轴轴线, 微调并转动物镜使之与平行光管共轴。调刀口仪的轴向移动方向与待检物镜的光轴方向一致。

(1) 检测球差: 装上环带光阑, 将刀口依次切在各环带焦点处, 同时记下相应刀口的轴向位置读数, 以近轴焦点读数位置为零点, 求得各环带光线的球差值, 画出相应的球差曲线。通过观察刀口图的连续变化, 判别球差正负及校正情况。

球差的检测也可通过自准直光路实现。此时, 各区域光线的球差值本应为实际值的两倍, 但因测量时刀口与星孔光源一起轴向移动, 故测得值即为实际球差值。

(2) 检测慧差: 将被测物镜绕后节点转过某一视角 ω , 沿纵向与横向调刀口, 使刀口沿垂直于慧差对称轴方向切入, 看到阴影由光瞳中心(或边缘)移向边缘(中心), 直至完全覆盖光瞳。测得刀口相应移动距离 K' , 由式(17-9)求得慧差值。

(3) 检测象散: 调刀口仪与 x 轴倾斜 45° , 分别调出刀口在子午焦线位置与弧矢焦线位置对应的阴影图, 并记下刀口位置读数。两读数之差为 x_0 , 再由式(17-13)求得象散值, 并依据检测象散时刀口图的转动情况, 判别象散的正负。

四、思考题

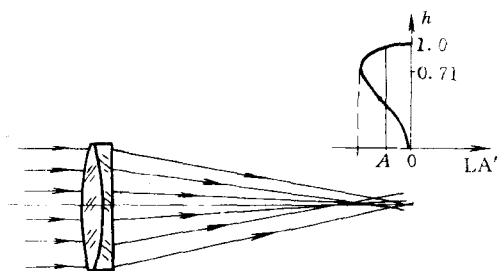
1. 刀口阴影法以自准光路测透镜球差时, 刀口相应的轴向移动距离 ΔL 就是球差吗? 为什么?

2. 检象散时,为什么刀口要相对子午焦线成 45° 角放置? 如何判别子午焦线所在位置?

3. 刀口没有沿慧差对称轴方向切入,光瞳面处椭圆形阴影图将会怎样变化?

4. 若刀口没位于焦面内,则慧差的阴影图将发生怎样的变化?

5. 已知物镜的球差曲线如图,试作出刀口位于最佳象点 A 处的刀口阴影图,并画出波面形状。



实验图 17-6

实验十八 泰曼干涉仪检测波象差

一、实验目的

1. 熟悉泰曼干涉仪的调整和使用方法。
2. 掌握泰曼干涉仪检测轴上点波象差的原理及方法。

二、实验内容及所用器具

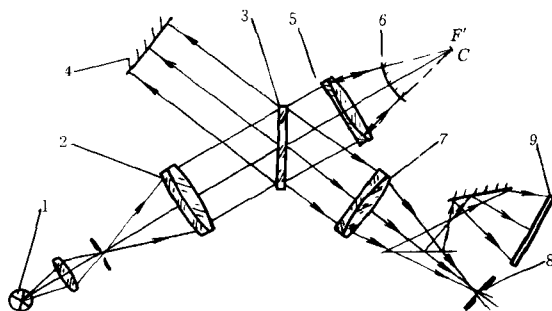
1. 在泰曼干涉仪上用透镜测量装置检测一物镜轴上点的波象差。

2. 所用器具: N210(或 LT-2 型)泰曼干涉仪一台,待检物镜、透镜测量装置,照相干板、显影、定影液,测量显微镜。

三、实验原理及方法

1. 实验原理

泰曼干涉仪检测物镜波象差的原理如实验图 18-1 所示。光源经聚光镜成像在小孔光阑处,再经准直物镜以平行光束射到分束镜上。其中一部分光射向参考反射镜,形成参考波面;另一部分光透过分束镜,并轴向地射向待检物镜。若球面反射镜的球心 C 刚好与待检物镜的最佳焦点 F' 重合,则由球面反射镜自准回来的实际波面与参考波面相干。纵向移动参考反射镜,使干涉仪的两支光路的光程大致相等,以得到对比度好的干涉条纹。拍下干涉图并进行测量,即可求得待检物镜的波象差。



实验图 18-1 泰曼干涉仪检测物镜波象差的光路图

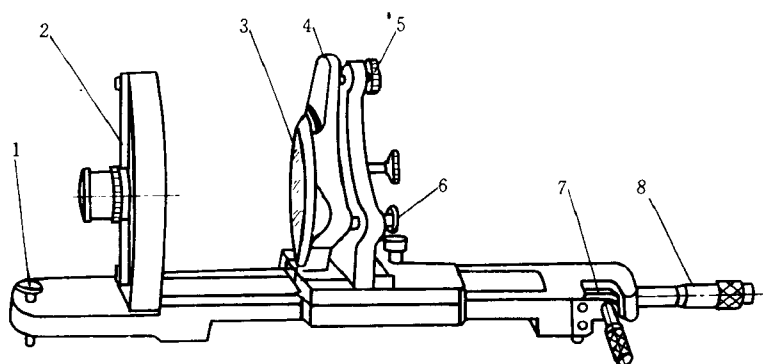
- 1—光源; 2—准直物镜; 3—分束镜; 4—参考反射镜;
5—待检物镜; 6—标准球面反射镜;
7—观测物镜; 8—观察孔阑; 9—照相干板

2. 检测方法

(1) 将如实验图 18-2 所示的透镜测量装置放入干涉仪的测试光路中,放平面反射镜于夹持器中,调垂直调节螺和水平调节螺,使该平面反射镜反射的亮斑与参考镜反回的亮斑重合。此时,夹持器定位面已垂直光轴。

(2) 取下平面反射镜装入待检物镜,并选一曲率半径略短于透镜后顶焦距的标准球面反射镜,固定在镜座上。

(3) 由调轴向测微螺杆,使测试光路反回的亮斑与参考光路



实验图 18-2 透镜测量装置

- 1—垂直调节螺；2—夹持器；3—标准球面反射镜；
4—镜座；5—垂直微调螺；6—水平微调螺；
7—水平调节螺；8—轴向微调螺杆

的亮斑在出瞳处消视差，并转微调螺，使两亮斑完全重合。再纵向微调参考反射镜，使小孔光阑处看到对比度好的干涉条纹，进一步微调球面反射镜，使条纹同向地收缩或扩张，且条纹宽度适当。

(4) 拍摄干板，经显影、定影处理，测各干涉环直径 $2r'$ ，列出测量数据与波象差 W 关系表 18-1。

表 18-1 波象差测量数据处理表

波象差	干涉环直径 $2r'$	r'	$h = \frac{d}{D} r'$	h^2

注： D 为待检物镜入瞳直径； d 为干涉图直径； h 为入瞳处相应光线入射高度。

(5) 画出 W 与 h^2 曲线。再用改变斜率的两条平行线夹该曲线，并使两平行线间距最小。由曲线相对其中一条平行线的位置关系，可求得不同入射高度对应的波象差。然后用等距平行线法，即可确定待检物镜最佳焦点位置对应的波面形状。

四、思考题

1. 如何借助离焦干涉图，求得物镜最佳焦点的波象差？

2. 怎样用泰曼干涉仪检测显微物镜的波象差?
3. 在拍干涉图前,为什么要调到使干涉条纹同向地收缩或扩张?

实验十九 光学系统透射比的测量

一、实验目的

1. 熟悉光学系统透射比的测量原理和方法。
2. 掌握照相物镜 CCI 值的测量方法。

二、实验内容及所用器具

1. 测量望远物镜的白光透射比。
2. 测量照相物镜的轴向光谱透射比和 CCI (Colour contribution index) 值。
3. 所用器具:透射比测定仪、单色仪、待检望远物镜与照相物镜。

三、实验原理及方法

1. 基本概念与测量原理

光学系统的透射比分为白光透射比和光谱透射比。在可见区域($\lambda_1 - \lambda_2$)内,光学系统透射光通量的总和与入射光通量的总和之比称为白光透射比,即

$$\tau = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \phi'(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(\lambda) d\lambda} \times 100\% \quad (19-1)$$

式中 $\phi'(\lambda)$ ——透射光通量的光谱功率分布; $\phi(\lambda)$ ——CIE 标准光源的光谱功率分布。

光学系统的光谱透射比为

$$\tau(\lambda) = \frac{\phi'(\lambda)}{\phi(\lambda)} \times 100\% \quad (19-2)$$

对应彩色胶片的蓝、绿、红三种光敏层而言,照相物镜的摄影透射比分别表示为

$$\left. \begin{aligned} \tau_B &= \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D_{55}(\lambda) \tau(\lambda) \bar{S}_B(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D_{55}(\lambda) \bar{S}_B(\lambda) d\lambda} \\ \tau_G &= \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D_{55}(\lambda) \tau(\lambda) \bar{S}_G(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D_{55}(\lambda) \bar{S}_G(\lambda) d\lambda} \\ \tau_R &= \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D_{55}(\lambda) \tau(\lambda) \bar{S}_R(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D_{55}(\lambda) \bar{S}_R(\lambda) d\lambda} \end{aligned} \right\} \quad (19-3)$$

式中 $D_{55}(\lambda)$ ——CIE 标准照明体 D_{55} 的相对光谱功率分布; $\bar{S}_B(\lambda)$ 、 $\bar{S}_G(\lambda)$ 、 $\bar{S}_R(\lambda)$ ——平均日光彩色片的蓝、绿、红光敏层的相对光谱灵敏度。

测得 $\tau(\lambda)$ 后,利用式(19-3)算出 τ_B 、 τ_G 、 τ_R ,经简单处理便可得 CCI 值。

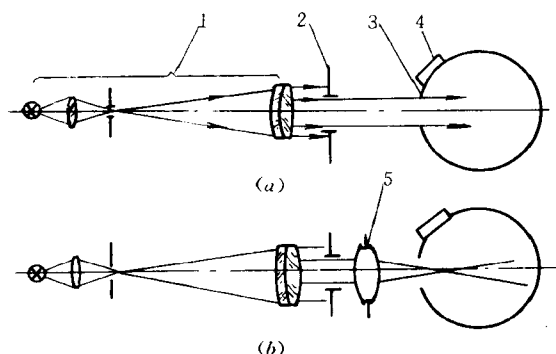
光学系统透射比的测量原理如实验图 19-1 所示。

光路主要由以白炽灯为光源的平行光管和光电接收器两大部分组成。从平行光管物镜射出的白光光束直接进入积分球,见实验图 19-1(a),相应的检流计读数为 m ;装上待检物镜后,见实验图 19-1(b),检流计读数变为 m_1 。由于检流计读数与进入积分球的光通量成正比,故

$$\tau = \frac{m_1}{m} \times 100\% \quad (19-4)$$

如测 $\tau(\lambda)$,可将白光源换成单色仪,硒光电池改用光电倍增管。

2. 测量方法



实验图 19-1 光学系统透射比测量原理图

1 平行光管;2—可变光阑;3—积分球;

4—晒光电池;5—待检物镜

按实验图 19-1 所示的检测光路,将待检物镜置于夹持器上,使与平行光管物镜基本共轴。调可变光阑,使其孔径约为 $0.9D$ (D 为待检物镜的入瞳直径)。打开积分球入射孔,则对应检流计上读数为 m_1 。取下待检物镜,检流计上再次读得 m ,由式(19-4)计算白光透射比。

照相物镜的光谱透射比的测量方法与白光透射比的测量方法基本相同。需在 $350\sim 700\text{nm}$ 范围内,按 10nm 波长间隔逐点测量,求得透射比曲线。将该曲线的最高点规化为 1,曲线上余下各点和透射比值均乘以同一规范化系数。再由式(19-3)求得 τ_B 、 τ_G 和 τ_R 。然后分别对 τ_B 、 τ_G 和 τ_R 取常用对数,再各乘 100,最后同时加一数,使三数中最小的一个数为零(标准化)。经上述规范化计算后的这三个数即为照相物镜的 CCI 值。如求得的 CCI 值刚好落在三线图的六角形内,则表明该透镜的色还原性能合格。

四、实验注意事项

1. 平行光管光源的色温与待测系统使用的光源色温一致。
2. 整个测量过程中,照明灯泡的发光强度应是稳定的。当用

蓄电池供电时,要求其容量足够大,且在放电电压稳定阶段使用。当用稳压电源时,要求电压稳定误差在 $\pm 0.5\sim 1\%$,且应在灯泡点燃 10 分钟后再进行测量工作。

3. 检流计的灵敏度应选 10^{-9}A/mm 左右。注意检流计的外接电阻应与硒光电池内阻匹配

4. 避免硒光电池因连续工作而产生的疲劳现象。其极限照度不允许超过一千勒克司。

5. 为便于测量结果比对,国际标准化组织 ISO 对照相物镜光谱透射比的测量方法做了规定,请参看 ISO《摄影术——照相镜头的光谱透射比——测试方法》第三次工作草案的规定。

五、思考题

1. 测量光学系统透射比时,为什么规定光阑孔径必须小于待检物镜入瞳 D 和积分球入射孔径?

2. 当测望远系统的透射比时,检测光路应如何安排?

3. 如测量过程中电源不很稳定,可采取什么措施补救?

实验二十 光学系统杂光系数测量

一、实验目的

1. 掌握扩展源法测量杂光系数的原理和方法。

2. 熟悉杂光测量装置及测量条件。

二、实验内容及所用器具

1. 测量照相物镜的杂光系数。

2. 测量望远镜的杂光系数。

3. 所用器具:目标发生器(积分球)、待检照相物镜与待检望远镜、光电检测器。

三、实验原理及方法

假定杂光在象面上分布是均匀的,且面光源足够大,则杂光系数 η 定义为象面上因杂光引起的附加照度 E_c 与总照度 E 之比,

即

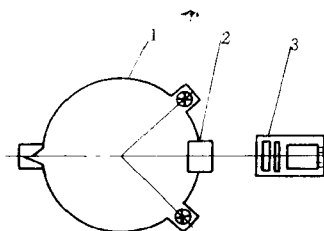
$$\eta = \frac{E_G}{E} = \frac{E_G}{E_0 + E_G} \quad (20-1)$$

式中 E_0 ——成象光束在象面的照度。

杂光的存在降低了系统的 MTF 值。

1. 照相物镜杂光系数测量

照相物镜杂光测量装置简图如实验图 20-1 所示。



实验图 20-1 照相物镜杂光测量装置简图

1—目标发生器;2—待检物镜;3—光电检测器

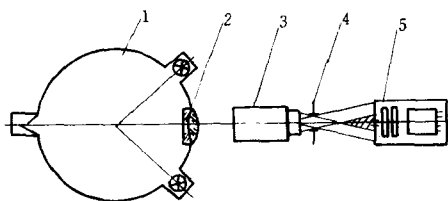
测量装置由目标发生器和光电检测器两部分组成。目标发生器是个装有多只照明灯和牛角形消光管的积分球,以提供一个对待检物镜入瞳张角接近 2π 立体角的均匀亮场,和一个黑体目标。光电检测器由小孔光阑、修正滤光片、毛玻璃及光电倍增管组成。注意调小孔光阑使与目标象重合。消光管可更换成“白塞子”。光电检测器分别测黑体目标象与“白塞子”象的照度 E_G 和 $(E_G + E_0)$ 值。它们分别与检测器示值 m_1 和 m_2 成正比,故

$$\eta = \frac{E_G}{E_0 + E_G} = \frac{m_1}{m_2} \times 100\% \quad (20-2)$$

2. 望远镜杂光系数的测量

测量装置简图如实验图 20-2 所示。

在积分球的出口处装有焦距等于球直径的物镜,构成球形平行光管。待检望远镜对向平行光管物镜,并尽量靠近它,以获得足



实验图 20-2 望远镜杂光系数的测量装置简图

1—积分球；2—物镜；3—待检望远镜；

4—光阑；5—光电检测器

够大的均匀亮场。在望远镜出瞳处加一光阑，用于模拟眼瞳。光电检测器的小孔光阑应置于黑体目标的成像暗区内。修正滤光片应按人眼的光谱光视效率、光源的相对光谱功率分布以及光敏元件的光谱灵敏度进行选配。测量方法与照相物镜杂光系数的测量类同。测量时，通过光电检测器分别测得黑目标与“白塞子”的象面照度指示值 m_1 和 m_2 ，代入式(20-2)即可求得待检望远镜的杂光系数。

为确保测量精度，测量前需仔细清洁待检系统的外露光学面；测量过程中对照明光源进行调制，以消除暗电流和室内杂光影响；对球型平行光管物镜的自身杂光系数予以修正。

四、测试条件的标准化

扩展源法测杂光时，具体测量条件对测量结果的影响较大。为便于比对，必须规定统一的测量条件。国际标准化组织第42技术委员会在照相物镜杂光系数测量标准草案中，对测量条件做了若干主要规定。具体内容可参看 ISO/TC42 相关文献。

五、思考题

1. 扩展源法测杂光系数的精度，受哪些测量条件的影响？
2. 如果面光源不够大，致使对应成像面积比象面总面积小，试分析对杂光系数有何影响。

实验二十一 光学传递函数测量 (光电傅氏分析法)

一、实验目的

1. 掌握光电傅氏分析法测量光学传递函数的原理。
2. 了解 GCH-1 型光学传递函数测定仪的结构及其测试方法。

二、实验内容及所用器具

1. 测量待检系统的子午方向的 $\text{MTF}(f)$, 并确定最佳象面位置。
2. 测量待检系统的弧矢方向的 $\text{MTF}(f)$ 。
3. 测量待检系统的轴外 $\text{MTF}(f)$ 。
4. 所用器具: GCH-1 型光学传递函数测定仪、待检镜头。

三、实验原理及方法

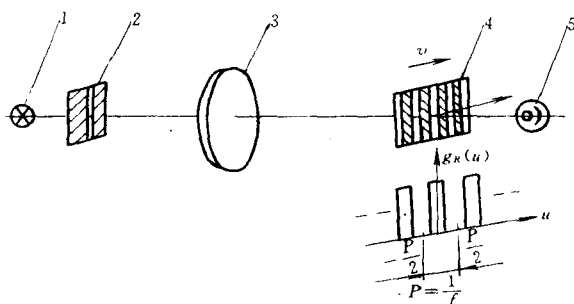
1. 检测原理

光电傅里叶分析法是采用矩形光栅扫描狭缝象(线扩散函数 LSF)的方法。其工作原理如实验图 21-1 所示。

若狭缝足够窄, 则待检物镜象面处的狭缝象的光强分布为线扩散函数。当 LSF 被频率 f 连续变化的矩形光栅扫描时, 则光电探测器接收到的随光栅位置而变化的光通量, 是时间 t 的函数, 若光通量随时间变化的频率为 ν , 则

$$\begin{aligned} L(t) = & a \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \text{MTF}(f) \cos[2\pi\nu t - \text{PTF}(f)] \right. \\ & - \frac{1}{3} \frac{4}{\pi} \text{MTF}(3f) \cos[2\pi(3\nu)t - \text{PTF}(3f)] \\ & \left. + \frac{1}{5} \frac{4}{\pi} \text{MTF}(5f) \cos[2\pi(5\nu)t - \text{PTF}(5f)] - \dots \right\} \quad (21-1) \end{aligned}$$

现通过电学滤波手段, 将高次谐波和直流成分一并滤掉, 上式变为



实验图 21-1 光电傅氏分析法原理图

1—光源； 2—狭缝； 3—待检物镜；

4—矩形光栅； 5—光电探测器

$$L(t) = \frac{4}{\pi} \text{MTF}(f) \cos[2\pi vt - \text{PTF}(f)] \quad (21-2)$$

于是由光电流信号中的交流成分的振幅和初位相,就可得到相应空间频率 f 的 $\text{MTF}(f)$ 和 $\text{PTF}(f)$ 值。

2. 仪器简介

依此原理研制的国产 GCH—1 型光学传递函数测定仪,其光学系统简图如实验图 21-2 所示。

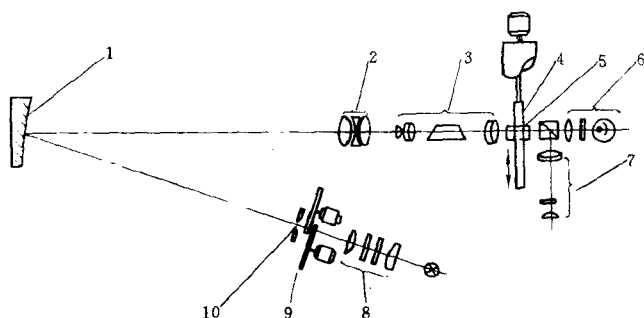
光学系统的组成与作用:

狭缝照明系统由光源系统、目标狭缝及调制盘组成。光源系统照明目标狭缝,狭缝可改变方向,以测子午、弧矢方位的光学传递函数。调制盘可进行千周调制,用于抑制杂光干扰,提高电系统的线性放大精度。调制盘还可进行五周调制(用于零频规化);

平行光管物镜采用反射式离轴抛物面镜,以将其焦面处的目标狭缝成像到无限远;

空间频率扩展系统用于将待检物镜成的狭缝象进行放大并投到扫描光栅处,还可调狭缝象使与栅条平行;

矩形波光栅扫描系统,通过空间凸轮控制扫描光栅的速度,使扫描时间频率为恒定值 5s^{-1} ,并给出 64 种测量频率。相位基准信



实验图 21-2 GCH-1 型测定仪光学系统简图

1—平行光管物镜；2—待检物镜；3—频率扩展系统；

4—扫描光栅；5—相位基准信号发生器；6—接收系统；

7—观察对准系统；8—光源系统；9—调制盘；10—目标狭缝

号发生器用于测 $PTF(f)$ ；

接收系统完成光电信号转换并送电路系统处理；

观察对准系统监视狭缝象与光栅的栅条平行。

3. 检测方法

将待测物镜装到夹持器上，使目标狭缝方向调成垂直子午面，由观察对准系统找到目标狭缝象。纵向调焦使狭缝象最清晰，再横向调节并转道威棱镜，使狭缝象刚好位于对准系统的分划双线中央。

按微机控制的 MTF 测量程序，测子午方向的 $MTF(f)$ 值。使仪器的测量箱作微调焦，观察 $MTF(f)$ 值的变化，当 $MTF(f)$ 最大时，即为相应的最佳象面位置。使目标狭缝方向调成与子午面平行，同样可测弧矢方向上的 $MTF(f)$ 。将待检系统转至规定视场角，并使狭缝象位于观察对准系统分划双线之间，测量待检系统的轴外 $MTF(f)$ 。

四、思考题

1. 目标狭缝宽度对 $MTF(f)$ 的测量有何影响? 如何选择狭缝宽度?
2. 在测轴上 $MTF(f)$ 时, 为什么要测待检系统的子午和弧矢两个方向的 $MTF(f)$?

思考题与习题

第一章

1. 比较三种偶然误差分布规律(正态分布, 等概率分布、三角形分布), 说明它们各自特征? 当三种分布的极限误差相等时, 那种分布的精度高些?
2. 要提高通过望远镜和显微镜观测时的对准精度, 应从哪些方面着手?
3. 分别导出以清晰度调焦法和消视差调焦法表示的望远镜、显微镜的调焦误差公式。
4. 焦距仪上的测微目镜($f' = 17\text{mm}$, 用叉丝对准), 测得某一象高 $y' = 2.250\text{mm}$, 问由对准误差引起的象高的相对测量标准偏差 $\delta y'/y'$ 为多少? ($\delta y'/y' = 0.028\%$)
5. 经纬仪水平度盘刻度圆直径 $\phi = 120\text{mm}$, 若读数显微镜因对准(叉丝对准方式)产生的测角误差不大于 $0.5''$ 。求显微镜放大率 Γ_m 为多少? 物镜的数值孔径 NA 至少应多大(波长 λ 取 $0.56\mu\text{m}$)? ($\Gamma_M = 69\times$, $NA = 0.2$)
6. 欲使望远镜瞄准误差不大于 $1''$ (以夹线方式对准), 已知目镜放大率 $\Gamma_e = 12.5\times$, 问该望远镜的物镜焦距 f'_o 与通光孔径 D 至少应多大? ($f'_o \geq 120\text{mm}$, $D \geq 12\text{mm}$)
7. 现对 $f'_e = 550\text{mm}$, $D/f' = 1/10$ 的平行光管以自准直法进行调焦(δ 取 $0.5'$)若所选高斯自准目镜的焦距 $f'_e = 44\text{mm}$, 标准

平面反射镜在 100mm 口径内面形偏差为凸 0.5 光圈,求调校极限误差为多少屈光度? (眼瞳 D_e 取 2mm, $\Delta SD = 3.8 \times 10^{-4} \text{m}^{-1}$)

8. 在五棱镜法调校平行光管的光路中,为获得最佳调焦精度,五棱镜、前置镜的参量应如何选择? (待调平行光管的焦距、口径均已知)

9. 在用双楔板剪切干涉仪检测光束准直性的光路中,如何确定参考基准方向?

10. 在用于 Talbot 干涉术进行准直检测时,若改进光栅 G_1 的两半部栅线频率不等或倾角不等,但 G_2 是 G_1 的复制象,试分析对检测结果有何影响?

11. 比较常见三种自准目镜特点及使用条件。

第二章

1. 要使 V 棱镜折光仪达到预期的检测精度,检测中应保证哪些测试条件?

2. 对 V 棱镜折光仪与阿贝折光仪所用折射液的要求有何不同?

3. 阿贝折光仪检测玻璃折射率时,其折射率检测范围由什么决定? 用日光照明,测出的折射率为什么是 n_D ?

4. 如何提高最小偏向角的位置判定精度?

5. 全波片法、四分之一波片法检测玻璃双折射时,两种波片的作用机理有何区别?

6. 检测玻璃平板 P 的材料均匀性的光路如题图 2-1 示。当刀口 N 刚好切到理想透镜 L 的焦点 F' 处,且反射镜 M 是理想时,看到如图示的阴影图,试分析平板 P 的折射率分布特征?

7. 若用半影检偏器检测光学玻璃双折射光程差,其半影角应如何确定?

8. 应力双折射检测时,为什么要找玻璃主应力方向? 玻璃主应力方向如何确定?

9. 有色光学玻璃的光谱特性参数检测时,为什么对试样的厚度有要求? 试样厚度取多少为宜?

第三章

1. 用斐索平面干涉仪检测高质量的面形偏差时,为什么要计读三个方位(两个互相垂直方位及 45° 角方位)的干涉图? 并常以调出五个条纹,且使中央条纹通过干涉图中心再计读,解释为什么要这样做。

2. 欲加工一直径为 $\phi 300\text{mm}$ 的平面镜,其平面度为 $2\mu\text{m}$,现以直径 $\phi 150\text{mm}$ 的平面干涉仪检测,问达到多少光圈时才为合格? ($N=1.8$ 光圈)

3. 利用斐索球面干涉仪检测面形偏差时,如何判别凸、凹面各带区曲率半径差值的符号? 如何判别局部偏差?

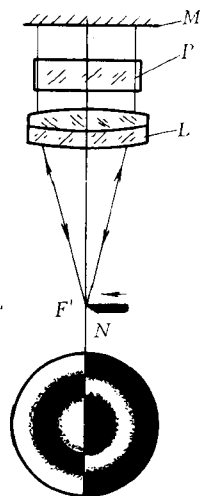
4. 以刀口阴影法检测具有边翘、中心凸和边塌、中心凹的面形偏差的凹球面反射镜,画出相应的检测光路及阴影图?

5. 某双胶合透镜组的球差曲线如题图 3-1 所示。以手修后表面成非球面的办法,使球差得以补偿,问采用刀口阴影法应如何检测并指导抛修?

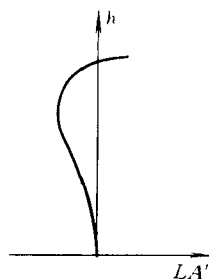
6. 如何根据阴影图确定刀口切入位置及所对应的镜面带区(切入位置为该带区的曲率中心或焦点)?

7. 比较透射式及反射式检测面形、观察阴影图的异同点?

8. 影响环型球径仪检测曲率半径精度的因素有哪些? 给出满足 A 级样板精度要求的曲率半径检测范围?



题图 2-1



题图 3-1

9. 采用双矢高测量法检测对板的曲率半径,为何能提高测量精度? 导出以双矢高计算样板曲率半径 R 的表达式?

10. 在某些情况下,以长度计量仪器和光学球径仪代替环型球径仪,可以获得更高的曲率半径检测精度,说明为什么?

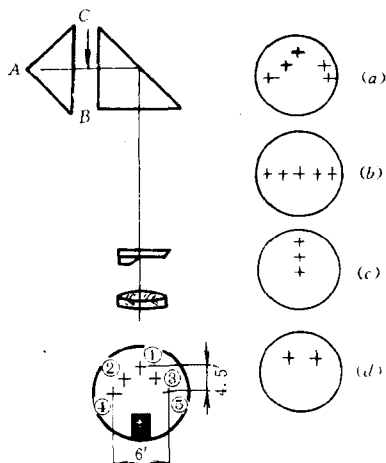
11. 光学球径仪(自准显微镜系统)备有三支倍率分别为 $4\times$ 、 $10\times$ 和 $40\times$ 的显微物镜。现欲测曲率半径名义值 R 为 30mm, 口径 D 为 20mm 的一对凸凹样板的半径值,问各应选哪支显微物镜进行检测? 哪块样板的 R 测量值更可靠些? 为什么?

12. 用自准显微镜(物镜倍率 $\beta=4\times$, $NA=0.1$, 目镜焦距 $f_e=25\text{mm}$)以清晰度调焦法测一凹球面的曲率半径,在充分利用显微物镜 NA 情况下,求因调焦误差而引起的曲率半径测量标准偏差为多少?(人眼分辨率 α 取 $1'$, 瞳孔直径 $D_e=2\text{mm}$ 时, $\delta_R=11.3\mu\text{m}$)

13. 激光球面干涉仪测量球面曲率半径时,对曲率半径超过刻尺量程外的凸球面或凹球面,为什么仍可检测?此时的检测应具备哪些条件?

14. 用自准直望远镜检测一球面曲率半径,其口径 $D=50\text{mm}$,测得 $x'=40\text{mm}$,待测球面顶点到物镜前表面顶点间距离 $d=50\text{mm}$ 。自准直望远镜的物镜焦距 $f'=1000\text{mm}$,口径 $D_0=100\text{mm}$,放大率 $\Gamma=50\times$,求待测球面曲率半径? 若以清晰度法调焦时,求因调焦而引起 x' 的标准偏差 $\sigma_{x'}$ 为多少?(假定自准直望远镜的零位标定准确,平面镜是理想的。人眼分辨角 α 取 $2'$, $\lambda=0.56\text{mm}$ 时, $R=-25.95\text{m}$, $\sigma_{x'}=0.28\text{mm}$)

15. 用比较测角仪测 D II - 180° 直角棱镜的光路及视场内象的分布如题图 3-2 所示。若黑屏垂直图面沿箭头方向档光时,象 5 先消失,棱镜折射率 $n=1.5$ 。问:(1)如何区别五个象?(2)求 θ_1 、 θ_2 及 $\Delta 90^\circ$? (3)判别 $\angle A$ 误差的正负?(4)判别棱镜的大端方向?(5)若检测时视场出现 a, b, c, d 情况,应如何解释? [(1)略;(2) $\theta_1=2'$, $\theta_2=3'$, $\Delta 90^\circ=1'$; (3) $A>90^\circ$; (4)厚端向纸内; (5)略]



题图 3-2 直角棱镜 D I $\rightarrow$ 180°光学不平行度

16. 屋脊角大于 90° 或小于 90° 的判别, 也可用外移自准望远镜目镜的方法实现: 若看到双象彼此靠近则屋脊角大于 90° ; 若看到双象彼此离开, 则屋脊角小于 90° , 画图解释其判别规律?

17. 在泰曼干涉仪上测一直角屋脊棱镜 D I $\rightarrow$ 90° 的屋脊角误差, 干涉条纹如题图 3-3 所示, 求屋脊角误差 δ 为多少? (棱镜折射率 $n=1.5$ 时, $\delta=1.3''$)

18. 以斯米特屋脊棱镜为例, 画出展成玻璃平板的光路图, 当测得其双象差为 $30''$ 时, 试计算屋脊角误差 $\Delta 90^\circ$ 的值 ($n=1.5163$)?



题图 3-3

19. 欲检口径皆为 $\phi=60\text{mm}$, 楔角分别为 $8'' \pm 0.1''$ 、 $30'' \pm 0.2''$ 、 $4' \pm 1''$ 、 $4' \pm 30''$ 的玻璃楔板。试选择合适检测方法。写出表达式并说明如何判别楔板薄厚端?

20. 为什么说回转变抛物面、回转变椭圆面和回转变双曲面反射镜

最容易实现刀口阴影检验？它们的检验装置有何差异？

21. 激光点光源干涉法检测平面光学零件的光学不平行度时，干涉场大小及条纹数与什么因素有关？

22. 如何实现非球面的干涉检验？什么情况下可直接检？什么情况下要采用辅助装置？

23. 什么叫零位补偿法检验，在刀口阴影检验和干涉检验中如何采用补偿器？补偿器应具备什么条件？

第四章

1. 测量高倍显微物镜数值孔径时，为何要用辅助物镜？

2. 某望远镜视放大率 Γ 的名义值为 $4\times$ ，现有测角精度为 $1'$ 的经纬仪一台，问应如何对其实际放大率进行检测？并分析放大率的检测误差？

3. 一目镜视度可调的 $6\times$ 望远镜，若目镜焦距 $f_e = 30\text{mm}$ ，问目镜应如何调节，才能适应 -300 度（ -3 屈光度）近视眼的观察需要？（ $\Delta_H = -2.7\text{mm}$ ）

4. 对 $f' = 550\text{mm}$ ， $D/f' = 1/10$ 的平行光管进行调校，若分划面的位置装定误差 $\Delta = 0.1\text{mm}$ 。问平行光管的相应视差角 ϵ 为多少？（ $\epsilon = 7.2''$ ）

5. 某 $8\times$ 的瞄准镜，其物镜焦距 $f'_o = 200\text{mm}$ ，口径 $D_o = 32\text{mm}$ 。若允许的视差角 $\epsilon = 2'$ ，求相应的视度视差为多大？（ 2.3m^{-1} ）

6. 如何利用立体视差仪，对大倍率瞄准望远镜进行视差的定量测定？

7. 视度筒物镜焦距 $f' = 80.05\text{mm}$ ，可检的最大视度范围为 ± 2.5 屈光度，问视度筒上视度分划的刻线范围有多长？

8. 两成象质量良好的物镜，其焦距名义值分别为 $f'_1 = 140\text{mm}$ ， $f'_2 = -150\text{mm}$ 。为使两焦距测量的相对标准偏差 $\sigma_f/f' \leq 0.3\%$ ，问各应采用什么方法测量？画出相应的检测光路，并写出

焦距表示式?

9. 上题中若要求 f' 的测量相对标准偏差 $\sigma_{f'}/f' \leq 0.1\%$ (物镜口径 $D=40\text{mm}$), 需选定什么检测方法?

10. 用 530 型焦距仪测一物镜的焦距, 已知平行光管焦距 $f'_c=550\text{mm}$, 其相对标准偏差 $\sigma_{f'_c}/f'_c=0.1\%$, 彼罗板某对刻线间隔 $y_0=12\text{mm}$, $\sigma_y=0.001\text{mm}$, 采用 $\beta=3\times$ 的显微物镜和 $15\times$ 测微目镜进行观测, 对准方式为叉丝对准, 测得象高 $y''_0=4.451\text{mm}$. 求焦距的相对测量标准偏差 $\sigma_{f'}/f'$ 为多少? (注读数误差及 β 标定误差可忽略不计)

11. 现用带有楔角的玻璃平板作为横向剪切干涉元件, 如事先不知楔角方向, 问应如何检测光束的准直性?

12. 在光具座上测某视场角 ω 的渐晕系数时, 小孔光阑应后移多大距离? 在求该视场角的渐晕系数 V_ω 值时, 为何要乘以一修正系数?

第五章

1. 用 $f'_c=1000\text{mm}$, $D_c=100\text{mm}$ 的平行光管, 以星点法检验一支 $f'=360\text{mm}$, $D/f'=1/4.5$ 的物镜, 问: (1) 星孔直径应选多大? (2) 观察显微镜倍率 Γ_M 及其物镜倍率 β 各依据什么选定? (3) Γ_M 及 β 应选多大? (人眼分辨角 $\alpha=2'$; 1) $d_{\max} \leq 4.4\mu\text{m}$, 2) 略, 3) $\Gamma_M \geq 56\times$, $\beta=10\times$)

2. 星点检验中, 你认为对哪些象差及缺陷是灵敏的, 哪些不够灵敏? 为什么?

3. 有一投影物镜, 其数值孔径 $nsin\alpha=0.02$, 物距 $l=600\text{mm}$, 象距 $l'=60\text{mm}$,

(1) 画出星点检验原理图;

(2) 如何选星孔尺寸及观察显微镜的参数? ($d \leq 8\mu\text{m}$, $NA \geq 0.2$, $\Gamma \geq 152\times$)

4. 一制版照相物镜其 $D/f'=1/3.5$, 工作波长为 $0.5461\mu\text{m}$,

若检此物镜的轴上点分辨率,问:(1)观测显微镜的倍率 Γ_M 依据什么选取?若 α 取 $2'$, Γ_M 至少应选多大?(2)若现有 $\beta=3^\circ$, $NA=0.1$; $\beta=6^\circ$, $NA=0.15$; $\beta=10^\circ$, $NA=0.25$ 的显微物镜,以及 $f'_o=30\text{mm}$, $f'_e=40\text{mm}$ 的目镜,如何组成满足检测要求的显微镜?(1. $\Gamma_M \geq 35.7^\times$, 2. $\beta=6^\circ$, $f'_e=40\text{mm}$)

5. 一架象差校正完好的航摄相机,在 20KM 高空拍摄地面目标,要求能分辨地面上相距 0.1m 的两点,问相机通光孔径至少应多大? ($\lambda=0.56\mu\text{m}$ 时, $D \geq 136\text{mm}$)

6. 一台天文望远镜要分辨开角间隔为 $0.05''$ 的一对双星,问:(1)需要多大口径的望远镜才能分辨它们?(2)此望远镜的放大率应设计多大才比较合理?(3)通过望远镜观察星体的主观亮度有否提高?(1, $D=2.8\text{m}$, 2, $\Gamma=1210^\times$, 3, 提高到 Γ 倍)

7. 在焦面内检测照相物镜子午和弧矢分辨率时,计算公式的系数是 $\cos^2\omega$ 和 $\cos\omega$;而计算子午和弧矢的理论分辨率时,系数却是 $\cos^3\omega$ 和 $\cos\omega$,解释为什么会这样?

8. 为用显微镜观察直径为 $1\mu\text{m}$ 的卤化银颗粒,问显微镜的倍率及 NA 应如何选定? ($NA=0.334$, $\Gamma_M=73^\times$)

9. 一油浸显微镜恰可分辨线对为 4000mm^{-1} ,若非相干光的照明波长 $\lambda=0.4358\mu\text{m}$,试求显微物镜的 NA 及入射光的孔径角?(浸油折射率为 1.52 时 $NA=1.06$,孔径角为 45°)

10. 哈特曼法检测物镜几何象差时,如何调待检物镜与平行光管共轴?测轴外象差时,如何保证通过米字形光阑中心孔的光线是实际光束的主光线?

11. 哈特曼法为什么不能检测物镜的畸变和倍率色差?

12. 简述哈特曼法是如何测物镜某一视场角 ω 的细光束象散 x'_n 的?

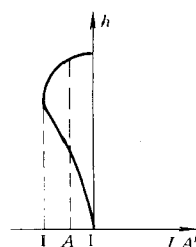
13. 画出哈特曼法测量子午慧差 K'_T 的光路图,并写出子午慧差的测量表达式?

14. 一双胶合望远物镜,其球差校正曲线如题图 5-1 所示。当

刀口刚好切到光轴,且从位置 I 沿光轴移动位置 II 时,试分析阴影图的变化过程?并画出刀口切于最佳象点位置 A 处的阴影图?

15. 刀口阴影法检测波差具有很高的灵敏度,而为什么检测球差时其精度却较低?

16. 分析刀口阴影法检光学系统初级彗差的阴影图形成原理?



题图 5-1

17. 在正、反向节点滑轨法测畸变时,若待检物镜的后节点没调到物镜夹持器转轴中心处,问将对检测畸变有何影响?

18. 用一平板式横向剪切干涉仪来检测准直透镜的定焦情况。若平板的折射率 $n=1.5147$,其楔角 α 为 $5''$,且楔角方向垂直剪切方向,剪切量 $s=6\text{mm}$ 。设透镜口径为 50mm ,焦距 $f'=300\text{mm}$,所用波长为 $0.6328\mu\text{m}$ 。问:

(1)对理想的准直光束在干涉场中可看到几条干涉条纹?条纹的取向?

(2)若透镜存在离焦,致使出瞳边缘处产生波差 W ,写出 W 函数亮条纹的分布表示式?

(3)如果条纹定向的检测精度为 1° ,计算定焦精度为多少?相应的离焦量为多少

(4)剪切量 S 的大小对检测精度和灵敏度有何影响? (1)6 条, 2)条纹方程 $2n\alpha y + \frac{W}{25^2} \times 2xS = m\lambda$, 3)定焦精度约为 0.1λ ; 离焦量 0.018mm)

19. 干涉法测波差时,如何将离焦产生的附加波差从总波差中剔除?

20. 从满足干涉系统的时间相干性和空间相干性要求出发,

讨论在泰曼-格林干涉仪上检测照相物镜或望远物镜的波象差时，应如何选择测试反射镜？

21. 在三分步条纹扫描技术中，如参考光束的相位作 0° 、 $\pm \frac{2}{3}\pi$ 变化，导出此时的波面相位表示式？ $(\phi(x, y) = \arctg \left[\frac{\sqrt{3}(I_3 - I_2)}{2I_1 - I_2 - I_3} \right])$

第六章

1. 导出杂光系数 η 对光学系统 MTF(f)影响的表达式？
2. 点源法与面源法测杂光系数，两者各有什么特点？
3. 怎样检测望远镜、照相物镜的杂光系数，测量时对光源有哪些要求？
4. 影响杂光系数检测精度的因素有哪些？
5. 在测量光学系统透射比时，平行光管物镜前的光阑孔必须小于待检物镜入瞳和积分球前的入射孔，为什么？
6. 检测投影物镜的透射比，检测装置应如何安排？
7. 如何由光谱透射比测量数据，求得 CCI 值？

第七章

1. 如何保证待测系统在满足非相干和等晕条件下测量 OTF？
2. 理论分析中，OTF 在 $f_x = f_y = 0$ 处都等于 1，这是为什么？OTF 值能大于 1 吗？如果光学系统真的实现了点物成点象，其 OTF 曲线应怎样？
3. OTF 有几种定义？与之对应的检测方法是什么？各有什么特点？
4. 在扫描法检测 OTF 中，用光栅扫描狭缝象或用狭缝扫描光栅象，其效果为什么一样？而为什么常用前者？
5. 在光学扫描法中，为什么变面积型余弦光栅不能作为目标

物使用?

6. 目标狭缝宽度对 $\text{OTF}(f)$ 的测量有何影响? 如何进行选择? 若要求能测的 $f_{\max}$ 为 100mm^{-1} , 狭缝宽所引起的 $\text{MTF}(f)$ 修正量不超过 0.02, 问目标狭缝的宽度应选多大?

7. 在测轴上点的 $\text{MTF}(f)$ 时, 为什么要测待检系统的两垂直方向的 $\text{MTF}(f)$?

8. 对 $F=4.5$ 的待检系统(λ 取 $0.56\mu\text{m}$) 采用数字傅里叶分析法测 $\text{OTF}(f)$, 对 $\text{LSF}(x)$ 的抽样间隔 Δx 应取多大? 若测 $f_{\max}=100\text{mm}^{-1}$, Δx 可取多大?

9. GCH-1 与 EROS IV 型两种测定仪, 在光栅扫描方式上各有什么特点? 在零频规化上有什么不同?

10. 标定 MTF 检测精度可采用哪几种方法?

11. 扼要说明 OTF 评价象质与用星点、分辨率和波象差评价象质间的关系?

参考文献

- [1] 苏大图等编著. 光学测量与象质鉴定 北京工业学院出版社, 1988.
- [2] D·马拉卡拉主编. 白国强等译. 光学车间检验. 北京: 机械工业出版社, 1983.
- [3] “光学测量与仪器”编辑组编. 光学测量与仪器. 北京: 国防工业出版社, 1978.
- [4] 蒋筑英等著. 光学系统成象质量评价及检验文集. 北京: 中国计量出版社, 1988.
- [5] 徐德衍编著. 剪切干涉仪及其应用. 北京: 机械工业出版社, 1987.
- [6] M. P. Kothiyal, R. S. Sirohi, K. J. Rosenbruch. Improved techniques of collimation testing, *Optics & Laser technology*, 20(3),

1988

- [7] Yun Woo lee, Half-aperture shearing interferometer for collimation testing, *Optical Engineering*, 32(11), 1993
- [8] A. R. Ganeson, P. Venkateswarlu. Laser beam collimation using Talbot interferometry, *Applied Optics*, 32(16), 1993
- [9] G B 903-87. 无色光学玻璃. 北京: 中国标准出版社, 1989. 6-7
- [10] 李锡善等. 自动 V 棱镜折射仪, *仪器仪表学报*, 13(2), 1992
- [11] 阎智春等. 一种光学玻璃折射率自动测量方法, *光学机械*, 1987(6)
- [12] 杨志文. 菲索型球面干涉仪检测精度分析, *长春光学精密机械学院学报*, 1988(2)
- [13] 杨志文. 刀口阴影检验的灵敏度, *长春光学精密机械学院学报*, 1987(1)
- [14] Л. Т. 普里亚耶夫著. 杨力译. 光学非球面检验. 北京: 科学出版社, 1982.
- [15] 韩昌元等. 刀口干涉仪, *光学精密工程*, 2(1), 45~48, 1994
- [16] 于美文等编著. 光学全息与信息处理. 北京: 国防工业出版社, 1984.
- [17] K. V. Sriram, M. P. Kathiyal, R. S. Sirohi. Talbot interferometry in noncollimated illumination for curvature and focal length measurements, *Applied Optics*, 31(1); 75-79, 1992
- [18] K. V. Sriram. Curvature and focal length measurements using compensation of a collimated beam, *Optics & Laser Technology*, 23(4): 241~245, 1991
- [19] 杨志文. Measurement of polygon by laser point source interferometry, *SPIE, Vol2101, Measurement technology and intelligent instruments (1993)*, 804~807
- [20] 杨志文. 扩大激光点光源干涉测角法测角范围的探讨, *光学技*

- 术, 1987 (2)
- [21] J. C. Bhattacharya, A. K. Aggarwal. Finite fringe moire' deflectionometry for the measurement of radius of curvature an alternative approach, *Optics & Laser Technology*, 25(3), 1993
- [22] G B2831-81. 光学零件的面形偏差检验方法(光圈识别)
- [23] ISO/DIS 9039 (1992). Optics and optical instruments—Quality evaluation of optical systems —Determination of distortion.
- [24] Frantz Sawchuk, Von der ohe. physical phase measurements in real time, *Applied Optics*, 18 (1979).
- [25] M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi. Fourier transform method of fringe pattern analysis for computer —based topography and interferometry. *JOSA*, 72(1982)
- [26] 王文生. 干涉测试技术. 北京: 兵器工业出版社, 1992.
- [27] 刘月爱. 条纹分析中一种简单的 Zernike 多项式拟合方法, *光学学报* 5(4), 368~372 (85)
- [28] ISO6728 — 1983, Photography — Camera lenses — Determination of ISO colour contribution index (ISO/CCI).
- [29] ISO/DIS 9358 (1992), Optics and instruments—Veiling glare of image forming systems—Definitions and methods of measurement
- [30] 仪器仪表综合技术经济研究所编. 照相机标准质量手册
- [31] 陈星旦主编. 庆祝王大珩教授从事科研活动五十五周年学术论文集. 长春: 吉林科技出版社, 1992. 10, 207~212
- [32] 李在清等编译. 颜色测量基础. 北京: 技术标准出版社, 1984.
- [33] ANSI. PH3. 37—1969
- [34] ANSI. PH 3. 607—1981
- [35] J. 富吕格著. 光学基本量的测量. 北京: 国防工业出版社, 1965.
- [36] Yaeli. J. M. Stray light measurement for imaging systems,

Optical Engineering, 27(1), 1988

- [37] Ю. В. 考洛米佐夫著, 李承业等译. 干涉仪的理论基础及应用. 北京: 技术标准出版社, 1982.
- [38] 庄松林, 钱振邦编著. 光学传递函数. 北京: 机械工业出版社, 1981.
- [39] ISO/DIS 9335 (1987). Optics and Optical Instruments—Optical transfer function—Principles and Procedures of measurement
- [40] 麦伟麟著. 光学传递函数及其数理基础. 北京: 国防工业出版社, 1979.
- [41] ISO/DIS 9336_{1,2,3} (1992). Optics and Optical instruments—Optical transfer function—Application—Part 1, Part 2, Part 3
- [42] А. Н. Калинин, С. Н. Гинак, Ф. В. Видмант. Голографический интерферометр для контроля сферических оптических поверхностей, 《ОМП》, No 5, 1987
- [43] 杨志文. Mach—Zehnder 干涉仪调试, 长春光学精密机械学院学报, 1987(2)
- [44] 杨国光编著. 近代光学测试技术. 北京: 机械工业出版社, 1987
- [45] Г. В. 柯略帕洛娃, Л. Т. 浦连耶夫著, 徐德衍、路敦武译. 光学系统的研究与检验. 北京: 机械工业出版社, 1983.
- [46] 韩昌元编著. 信息光学基础理论及其应用. 长春出版社, 1989.
- [47] R. R. Shannon and J. C. Wyant 编. Applied Optics and Optical Engineering, Vol. 8, Academic Press, INC. LTD., 1983
- [48] J. A. 诺维茨基主编, 朱源宏等译. 实验室光学仪器. 北京: 中国计量出版社, 1986.
- [49] 史大椿主编. 光学测量与应用光学实验. 北京: 机械工业出版社. 1992. 9
- [50] 国家计量总局颁布. 常用计量名词术语及定义 JJG1001—82. 北京: 计量出版社, 1982.

- [51]杜荷聪等编.法定计量单位宣贯手册.北京:国防工业出版社, 1984.
- [52]梁铨廷编.物理光学理论与习题.北京:机械工业出版社, 1985.