

论天文光学的检测方法

摘要：本文描写了最常用的方法并以例介绍了用于光学工场工艺检验和验收测定以及成品望远镜最终检验结果。其中试图简短权衡一下各种方法的优缺点，并由此而限定不同的使用范畴。对于成套的检验，有必要采用多种互为补充的方法。

各种望远镜一直是观察天文的起码的和不可缺少的工具。它们的重要性始终是无可争辩的，尽管由于射电天文学的发展或是由于卫星的发展而提供了新的观察辅助手段。自从伽利略发明望远镜以来，生产的技术越来越精密。这一发展的刺激因素来自两个方面，其一，是由于天文工作者对于望远镜的大小、成象质量和校准状态提出较高的要求；其二，是由于材料、加工技术和计算程序方面技术上的进步以及由于检测方法的提高。

后者是不可缺少的条件，只有它能对光学元件和光学系统的状态加以证实。而这些又成为每一个加工过程的先决条件。从这里可以看出，能否很好地生产出一种光学系统，取决于可用的检测方法。本文叙述的一个重要部分是卡尔·蔡斯厂过去十年中所研制的那些专门检测方法，为了更好地了解它们，也要谈及其他的方法。

一般来说，光学元件的检验被理解为对其表面实际形状相对于已知标准面的一种检测。就检测的重点来说，上面的看法广义上是正确的，然而，对于光学元件材料的检验是不容忽视的。工作的成果往往主要取决于材料的性能，材料检测工作在加工开始阶段进行，需要加工的光学元件越大和越贵重，当然材料的检验就越显得重要。

材料检验的第一步，首先是单纯对物镜或反射镜所用玻璃的检查，必须确知这种材料是否含有杂质和气泡以及它们存在于何种程度。完成检测要借助于所谓的“锤形灯”，

用这种灯可以看到玻璃体里边的情况。

条纹检测是用在对物镜毛坯的检验，为此目的先将物镜毛坯两面抛光，质量一般，然后做 Foucault 实验。

图 1 示出一块未经加工物镜片的条纹照片，因其条纹过多。这是由 PK50 玻璃制成的直径 240 毫米的玻璃片，准备用在 Bergdorf 天文台的天体摄影仪上。图 2 指出一块采用的同样物镜片的照片。许多情况，特别是在

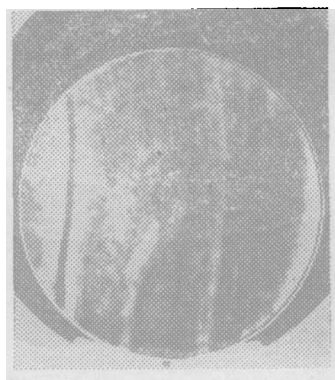


图 1

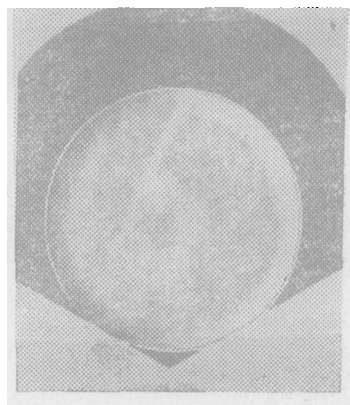


图 2

大直径的情况下，物镜片达到要求之前，不得不退回 2 块或 3 块。

判断这样的条纹照片特别困难。情况是这样的：虽然与玻璃制造人员一道合作，但至今仍未成功地提出一个条纹质量方面定量的详细说明。很多情况还继续依赖光学家的经验。有些使用特殊玻璃的地方，甚至不得不接受明显的剩余误差，因为完全地消除条纹是根本做不到的。这一点在上面列举的事例中已得到证实。大多数玻璃无效，尽管它们因别的光学参数特别适合于消除色差。

物镜片的另一种检验是针对其应力状态而做的，借助交叉的偏光器可看到应力状态。

图 3 示出日本HIDA天文台用的65厘米折射望远镜玻璃片的一张照片。阴影形成对称十字的时候，达到理想状态。此外，作好的物镜也需要进行这类应力检验，以便看清可能由于透镜框造成的应力情况。

反射镜的坯料和应力检验一样在偏振光下进行，这时拍得的照片如图 4 所示。在白光中产生有色的、近似于旋转对称光谱，环

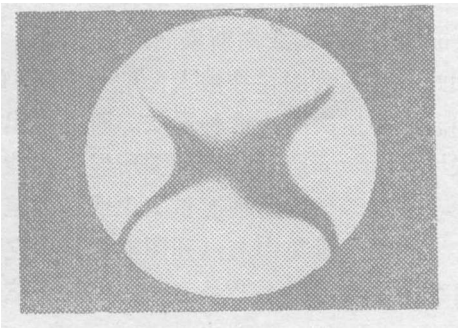


图 3

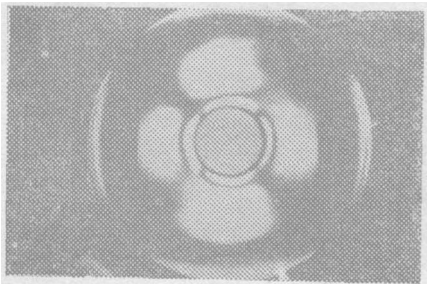


图 4

系统的数目就是应力总数的大小，颜色的顺序给出梯度的符号。一块好的反射镜应当提供好的旋转对称的应力，环形系统的数目尽可能小、而且梯度须有以下的符号，即在反射镜坯的内外圆柱面上只出现压缩应力而无张应力。

一般情况是利用这种方式完成对材料的检验。下面再谈一下使光学元件实际波形可能看得到的检验方法，如果这时做的是定量数据，则波差相位干扰，总是说明表面精度。

首先应当提到已知的付科试验，或所谓的刀口检查。该检验借助一自准直光路在车间进行，在检验做好的望远镜时，用一块星点板，如果需要检测的表面是一球面，则检测从曲率中心开始进行；如果要检测的面是一抛物面，或是一个物镜的波面，那么，检测利用一块很平的反射镜作辅助从焦点开始进行。如果检测件是一个非同心成象的元件，那么，为了强求同心焦点，必须利用一个补偿系统，然而，这并非在所有的情况都有可能。

图 5 示出65厘米HIDA物镜这样的阴影照片。这样一种检验通过阴影与明亮部分，清楚地给出波面的误差，这种检验有优点也有缺点，特别优越的是，这种方法格外敏感，即使是 $\lambda/50$ 和 $\lambda/100$ 的误差，也可辨别出来。另一个优点是可以容易地确定需要面的波面误差符号，可直接看到波面有误差的地方。缺点是阴影照片不能做误差的定量测量，阴影图的明暗不取决于相位干扰的值，而依赖于其梯度，所以，人们看到的是误差的导数。如果人们在加工检验过程中只依靠阴影照片，那么就有些冒险，至少在大误差中是这样。人们往往倾向于过多地排除掉镜面的小的误差，只是因为它们在阴影图中由于一种大的梯度而非非常强烈地显示出来。在这种情况下就须将光学元件整个面再次加工。这就是我们为什么在加工检验中只用刀口检测以确定误差的符号和加工技术精细结

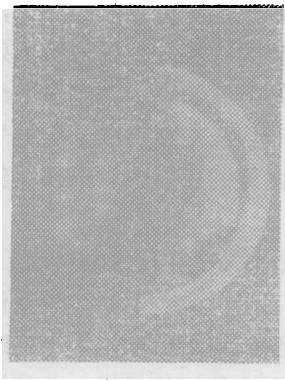


图 5

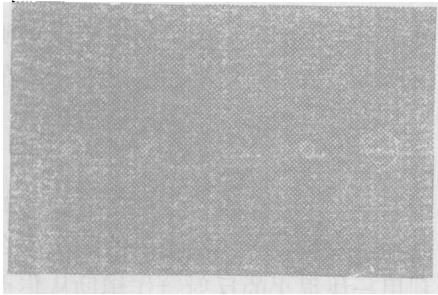


图 6

构的原因。

第二种方法就是所谓的星点检验。这种方法在结构和应用方面可以与刀口检测相比。通过用显微镜观察一个小孔光栏，完全可以代替刀口。上述小孔光栏这时沿着光轴一点一点地移动。此时，会或多或少地指示出旋转对称的衍射图形，该衍射图形极适于做质量的判别。星点检测实际上和刀口检测是一样地敏感。它可确定一个光学系统的中心调整状态，同时也可定性判断球差校正状态。图6指出HIDA天文台65厘米折射镜最终检测的星点照片。明显的衍射图形上的六角结构是物镜装框的结果。由于物镜的重量关系，镜框的影响是不可能完全克服的，幸而它在量的方面无足轻重。从比较的干涉测量得出，物镜具有一个93%—96%的定义亮度，因而是衍射极限的。这一事实一方面表明它有高的灵敏度，另一方面也有和刀口检测具有的同样缺点；从衍射图中得出的定量的判断是不可能的。自身有规则的清晰的误差也必须是无缺陷的。

另一种常用的方法称作Hartmann检测法。把Hartmann屏放在光学系统的光瞳上或直接放在被测光学元件之前，屏在一些适当的位置有小孔，每个小孔让一束细的光束通过，该光束各在焦内和焦外象面摄影。

图7示出一种这样的Hartmann照片，Hartmann点在一个比较仪上测出，同时得出数学分析的结果。分析的直接结果是波前面积单元的斜率数据。

Hartmann方法和Foucault检测及星点检测相反，它是一个良好的手段，它既可用于对完工的望远镜也可对光学元件制造过程波差变化作定量判断。这几种方法可以互为补充。遗憾的是在测量过程中有不足之处，即波象差只能借助积分过程而得，可惜这种积分过程存在较严重的缺陷。因此可知，Hartmann检测法作为一种永久性的加工检测手段，因其太费时间而不适合。此外，还有缺点，即Hartmann点数受限，并对Hartmann点之间的变化过程不可能得出判断，所以我们在作Hartmann测量时一般地只限于大范围误差影响的确定，如象散与球差，其中还存在积分误差。

此外，还流行这样一种作法，即从Hartmann照片构成高斯象面的列点图，可惜如此一张点列图往往被人误解为能量的集中。必须坚决防止这种看法。研究指出，一张Hartmann照片的点列图所显示的能量集中，较之等值的物理能量集中明显地差。

物理能量集中与点列图能量集中之间各自在理论上的关系乃是完全清楚的。这里出

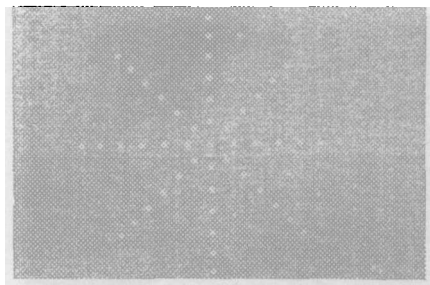


图 7

现下面的印象：假如一个光学系统完全没有误差，那么Hartmann 照片的点列图势必重合于一个中心点上。集中非常之好。而物理能量集中有一个衍射条件的扩展，因此就会显而劣于Hartmann 的集中。另一方面，依据经验在有象差的光学系统中——处于天文方面可以接受范围的误差——物理的能量集中显然优于此类Hartmann 的集中。如果人们断定这两种状态间有连续的过渡，则必定存在误差状态，其中Hartmann 集中与物理能量集中近似相等。何处寻得这点，尚未弄清，无论如何，明显处于那种象差之中，人们在天文光学系统中必然接触到这些象差。这里还暴露了一个有必要弄清楚的关于理论和实验研究的广阔场所。

第四种大家喜欢使用的检测方法，就是剪切干涉测量术，这种方法既适用于加工检验，又适用于完整望远镜的检测。该方法主要是将产生于元件和光学系统的波前，通过一个光束分离器分为两个完全相同的波前，然后，使其中一个波前相对于另一个波前做少量倾斜，进而导致两个波前产生干涉。实现的方式很多，一种较简单的结构是由J.B. Saunders [参考文献之1] 采用了一块Köster 棱镜制成(图8)。

这种仪器非常方便，并可方便地置于望远镜的焦点。

图9 指出一张剪切干涉图。干涉条纹是两个波前之间相位差为整数波长的线条。因为孔径内相干波前的面积有一个几何固定的距离，即所谓的剪切量，所以，人们以此测得试件可见面积相位干扰的差。

这种方法的优点在于：无需大面积的检测手段；波面形状是球面还是非球面均无关

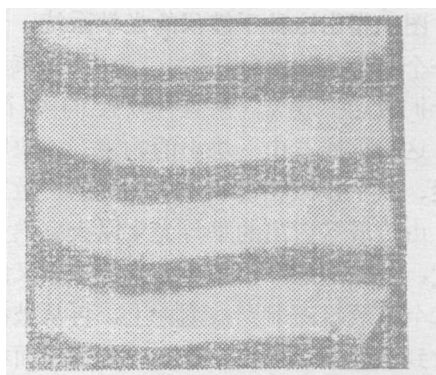


图 9

紧要；外部干扰，例如大气湍流等均无影响。这种方法的缺点主要在于剪切本身，剪切分别按其剪切量一般妨碍人们对照片中整个孔径的覆盖；并且从干涉图象中不能够读出有关波面误差的直接信息。为了判断波面情况，不得不还是先对干涉图进行测量，而这一测量又包含了不理想的积分过程，因此，仅对于大范围的误差部分敏感。

再提一种剪切干涉，其中两波前的剪切不再是通过一种倾斜获得，而是通过两个分面中一面的曲率的改变而得。人们称之为径向剪切[文献2]，另有人考虑到一种波前的相对旋转[文献3]。何时这种径向剪切或方位剪切成功地用于实验室范围之外，现在还不清楚。

除了上面提到的检测方法之外，还有很多其他不同的方法，这里不能深究。我想现在还是对卡尔·蔡斯厂系统地研制过的那些方法，详加说明。我们认为，必须使这些方法完善。这里所指是一种激光干涉测量术的方法，它与剪切干涉照像的差分方法相反，可以称为一种绝对方法。其中，充分利用了激光光束的相干长度，以便使Twyman干涉仪或Michelson干涉仪的两臂的长度差非常大。这样就再次有可能在那些产生比较光束的光学元件中，可以处理那些小的放在干涉仪近处的光学元件，同时又可处理大的放置距离较远的被测光学元件。但是，距离必须在激光器的半个相干长度之内。



图 8 Saunder-剪切干涉仪

图10指出这种干涉仪的光学系统。光源是一个一般结构的气体激光器，其光束利用一个扩展器扩展为一束直径较大的平行光束。这一扩展器由一块小的物镜、一块针孔光栏、一个显微物镜和一个倒置的扩散器构成。由扩展器射出的平行光束以大家熟知的方式，首先经过分束器。出来的光束又经过第二个扩散器而射到被测件上，再从被测件反射到干涉仪。另外一条光束到达平面检测反射镜，并从那里同样反射回到干涉仪。在照相机的地方出来一对光束进行干涉。可以用一块目镜观察，也可用照相机拍照。

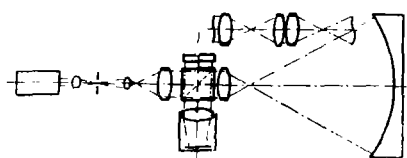


图10 零位测试、激光干涉仪(具有补偿系统)

应当详细地说明一下，为什么正好选择了这样一种装置。第一个着眼点是，这样一种干涉图可以直接就其位置又可就其数量弄清波象差。因此，如果人们能够假定选择文章所谈的干涉图的一些方法，那么比加工检测的方法用起来较为优越，无需首先要求麻烦的测量方法。相位干扰符号是不能直接确定的，也许这在理论上有一定价值，而在实践中不起什么作用。如果能够以20%的精度察觉相位干扰，只要清楚地看出误差本身，则对大部分加工来说就算足够了。只有在精密加工的最后阶段，误差减小到 $\lambda/3$ 的时候，有的情况可能在干涉图的判读过程中出现不清楚的地方。然后，干涉图还要经过以下说明的测量方法的处理，在这些测量方法中既不需内插法，又不需要用积分法。因此，结果既不包含测量值的平滑化，也不包含积分误差。这种特性导致定量结果的一种相对较高的可靠性。测量方法如果经过特别研究确定下来的话，其剩余误差约为15毫微米均方根值，这在判别过程中几乎可以忽略不

计。

这个方法的另一优点是对不同波面形状的适应能力较好。人们可以把所谓的补偿系统加在第二扩散器之后。然后，甚至可以对非球面的波面直接作零位测试。补偿系统为2至6片的透镜系统，其计算要达到使每束光线垂直射到被测面，尽管这个面不是球面。就是说，补偿系统引出来一个有目的的球差，使在干涉空间出现的被测件的波面成为平的波面。

一般在物理学当中，这些优点也随带而来一些缺点，就总的观点来衡量，可知这些缺点是难免的。如下情况，就属此列：如这种方法提供一个足够大直径的平面反射镜后，才能适用于完整的光学系统。因此，光学系统的这种检验，一般情况只限于一米直径以下的，然而这一缺点是这种方法和所有其他方法共同存在的。

另外一种在实践中影响较大的缺点，就是装置对于大气扰动和微地震的敏感。人们不得不至少是在加工的最后阶段，考虑测试通道的一个良好的大气屏蔽，而为测试的进行等待安静的夜阑时辰。车间里机床所引起的震动，对测量的影响相当严重。

在这一类检测方法中，补偿系统被赋予特别的意义。该系统已由Offener提出过〔文献4〕。Offener系统的特点是它的第一部分作为一种场透镜放在被测件的曲率中心；第二部分放在干涉仪的输入端。这两部分之间的距离是比较大的，与此相反，我们所欢迎的是一短的、封闭的、不要场透镜的补偿系统。我们将之称为“紧凑补偿系统”。这种紧凑补偿系统的公差要求一般高于那些相当Offener系统的公差要求，然而，因其结构紧凑，较之分放的Offener系统容易达到公差要求。

各种补偿系统应用中的一个特殊问题在于，在测量技术上要证实与理想波面形式相一致。因为这一补偿系统受到一系列的限制，不能提供同心光束的象，所以，完成上

述证实是困难的。有两种弥补办法，一是从补偿系统作一Hartmann 检测，分析结果时要满足于测定作为光瞳半径函数的球差是否具有预先算得的形式而无偏心。出现的偶然测量误差允许忽略不计，因为补偿系统仅由高质量的球面构成，对这些球面可认为其局部误差无关紧要。第二种办法是，可以采用两个波面变形相同而结构不同的补偿系统。假如两个补偿系统得出相同的结果，大致可以认为两个系统都正确。为了排除方法上的误差，我们业已把Offener 系统当作第二系统使用，并在马克斯—普兰克天文研究所 (MPIA) 2.2米天文望远镜的检测示例中取得出色的一致性。

图11指给您一个典型的干涉图，这张干涉图是借助紧凑补偿系统而获得的。图上所指系马克斯—普兰克天文研究所的第二块2.2米的主反射镜。这张干涉图旁所出现的是干涉线条的显微结构和所谓错误干涉的现象。当然，这些结构并非所希望的。遗憾的是它们无法避免，它们是由于激光大的相干长度在最小干扰的光程中产生的，也可能是由玻璃中的尘粒和小的气泡所引起的，错误的干涉往往对测量的干扰是很微小的，正如测量误差很小一样。

干涉图的测量如下：(图12) 通过照片的等距网格线，差不多与干涉条纹相垂直，其距离等于或略小于干涉条纹的间距。在这些网格上，标记出与干涉条纹发暗的黑线相交点并读出这些点的图象坐标。随后，这些

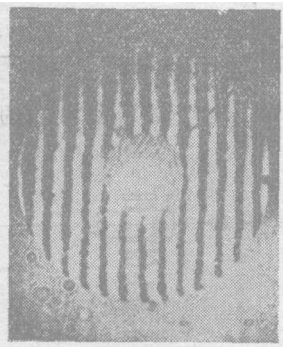


图 11

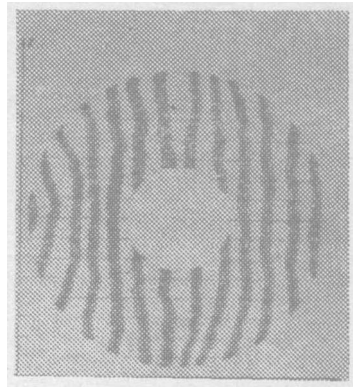


图12 零位检测干涉图的测量

数字材料受补偿方法的支配，这里对这种方法不能详加评述。对每个交叉点标出相对于某一参考面的波前象差。这个参考面通过倾斜平面和很大曲率半径球面的和，以数学的形式给出。参考面由如下程序确定，以使所有象差的平均值为零，而象差的变化为最小。这些参考面的参数受到干涉仪调节的限制，而与被测波前无关。第二步就算出塞德耳象散的参数，也就是象散轴和象散柱体曲率半径的方向，这样一种测量的综合结果就此得出。

图13中的例子指出马克斯—普兰克天文研究所一个1.2米直径和一对2.2米直径反射镜的检测结果，然而均未去掉测量误差部分。

为了弄明白显示出干涉测量剩余误差的反射镜具有怎样的能量集中度，我们利用一个确实正确可用的程序，计算1.2米反射镜的集中度。

图14表明的是测量结果。图中同时纪录了点集中度，这个集中度是这样得到的：即从测量的干涉图的相位干扰中计算出那个位于支撑点间表面单元的梯度。这样一种斑点图按其产生情况来说，和光点集中相似，正如人们希望从一张Hartmann 照片中得到那样，很清楚地看出物理能量集中与几何光点集中之间的差异。正如前面所说，对能量的集中与光点的集中彼此不可同等相待。在他们之间寻找可以想像的相互关系，也是

积累误差比球差		反射镜的直径		
		2.2米 I	2.2米 II	1.23米 III
AV (均方值)	毫微米	37.0	35.8	40.2
AV _{ss in} 100%	毫微米	224.5	209.6	195.5
AV _{ss in} 95%	毫微米	141.3	143.4	154.6
剩余误差比象散		四次测量的波前象差		
		AV (均方值)	毫微米	28.8
AV _{ss in} 100%	毫微米	178.6	168.3	129.2
AV _{ss in} 95%	毫微米	118.3	117.3	95.5
象散半径	千 米	±12200	±16200	±5500

图13 几个 RC-反射镜的干涉检测

一个尚未结束的任务。

随着全息照相方法在光学领域中的出现，我们的干涉测量的检测方法也取得进一步的发展。当然，发展绝非结束，而是有了一些初步的实验结果。应用全息图的基本思想在于，一张全息图可以将相位干扰纳入一个波前，该波前又可有目的地与波面理想变形做成相同的。这样的全息图基本上适宜完成补偿系统的任务。然而，这个问题的定量处理导致如下结果，即这种全息图的制作花费巨大而结果不保险。波前相对于球面要求的误差计为300—400波长，结果是全息图的梯度极度增大，因此，全息图的制作几乎不可能具有足够的精度，所以这条途径并非优先。我们多次利用下列的方法，当然，一般结构的紧凑补偿系统只是可分为多段的，因为消除检测件球差必须达到波长的最小部分。但是，如果用通常的单个的透镜代替补偿系统，那么，球差的绝大部分约90%—95%得到补偿。然而还残留几十个波长，它的解决应当依靠适当花费而不造成困难的全息图。

图15说明结构，全息图这里所处的位置是在干涉仪的照相机光程之内〔文献5〕。装置的调正如下进行，被测件的波前定在全息图一级衍射方向，与此同时，平面比较波前

通过零级衍射方向。因此，比较波前也正是在全息图通过之后保持平面，并用来作为产生干涉全息图的参考面。这种干涉仪的构造由于采用了全息图，只是看来保持一样，无大差异，然而在光学方面却要困难得多。困

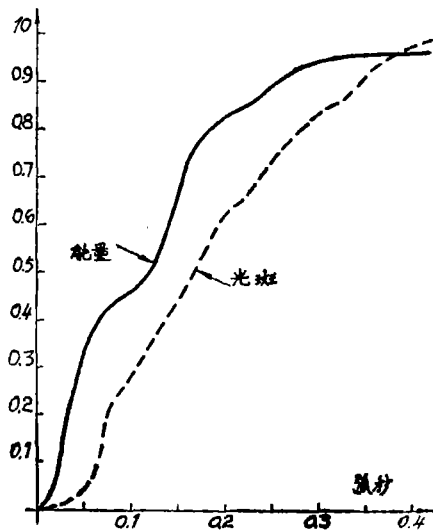


图14 1.23望远镜能量与光点的集中

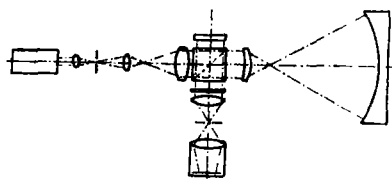


图15 Green 和 Birch 的全息图干涉仪

难首先在于光孔成象要求很高，其次是要正确地选出全息图的不同衍射级。这些意味着什么呢？图16中一张全息图的衍射方向的照片给予说明。

图中出现的每一个点表示一个衍射方向，干涉仪的正确调整就在于找出理想的衍射级并完全压低其余部分。

图17示出一张颇有艺术性的全息图。图18是一张全息照相干涉图，图中指的是对汉

堡 Bergedorf 天文台的 Cassegrain 光栅摄谱仪中照相机反射镜的检测。

最后，还要简短论及一下检测方法中特别困难的部分。这里所指主要是对 Cassegrain 以及 RC 系统中凸面次镜的检测。通常的检测一般都是这样进行：用一已做好的主镜构成一个复合系统的自准直光程。然后，可将次镜放在复合系统中检测。当然，这种方法如果不提供大型平面反射镜，它在大直径光学系统检测时就失灵了。为了解决这一问题，有人提出了各种不同的方法，最为知名的是 Hindle 方法，见图19所示〔文献6〕

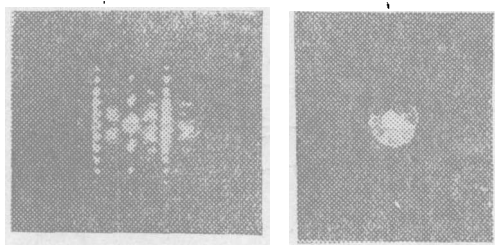


图16 全息干涉测量术
一张全息图的频谱

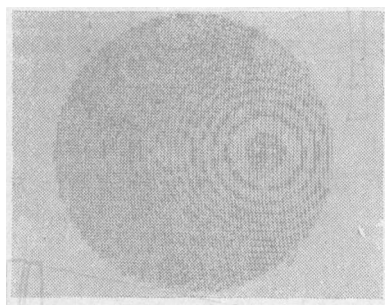


图17 全息干涉测量术
一个球波的Leith-Upatnie全息图

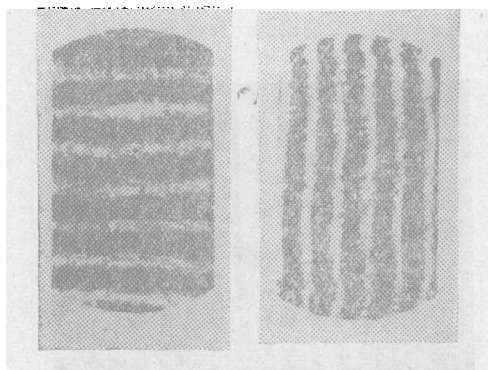


图18 全息干涉测量术
Cassegrain 摄谱仪400毫米照相机的主反射镜

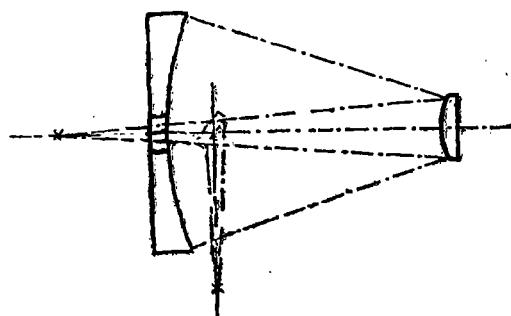


图19 次镜检测 Hindle 测试

这里用的是一个很大的球面反射镜，而其孔径系数极小，在约2—2.4量级内。因为次镜一般情况下具有一个双曲面，人们就充分利用了这个旋转双曲面的成象特性。从一个双曲面焦点出发的球面波，转为来自双曲面另一焦点的球面波。所以 Hindle 检测就是对所有双曲面次镜的真正的自准直方法。它的优点是有一个 Hindle 球可以检测许多次镜。然而，它也有一些造成困难的缺点，这种 Hindle 球的制作花费甚大。如此大的自准直光程的形成和调整也是困难的，而且为多种不同次镜用的 Hindle 球面镜的适用性，由于孔径和转向镜遮栏问题，受到了很大的限制。此外，特别是在 Coude 次镜检测中，不得不添加一个极长的光路。尽管如此，这种方法在 Kitt Peak 天文台那里为加工 4 米的次镜取得了成果。

第二种方法就是 Lytle 方法，见图20所

示（文献7）其结构与Hindle球近似，然而用的是在一个要求不很严格的自准直光程中的原有主镜。它的优点是费用小，因为不需要分别的检测手段；缺点是人们不能对主镜和次镜彼此同时加工，而且不能始终对次镜充分照明，经常剩有边缘部分未得检测，自然特别容易有误差。

还有另外一种方法是REOSC用于加工欧洲南方天文台(ESO)望远镜的次镜。这是一种利用五角棱镜的光学扫描方法，1920年已由Wetthauer〔文献8〕提出，后又经Espiard和Favre进一步发展〔文献9〕。图21指示该方法的结构。这种方法的成效如何有待分析。人们往往可以只掌握孔径的2个小的象面单元。在这种扫描过程中测量结构的变化完全当作误差源。此外，在每次扫描过程中往往只得到一个直径。所以，对于反射镜的象散部分不能够测得，或者测得的准确性很差。

我们多年来为加工次镜用的是一种样板玻璃方法，图22指出这种方法。

所谓的样板玻璃首先加工出来。它是一个凹面反射镜，其非球面与所加工的次镜的非球面相同。这块样板玻璃我们是用通常的干涉测量方法进行检测的，想把它当作一个标准的反射镜。被测次镜放到样板玻璃的前面，两个表面之间的距离保持在1/10毫米的数量级以内。次镜被一束光从后面照射，这样在两个波前之间以这种方式产生了干涉。一束光直接从次镜的表面反射回来，而第二束光则从样板玻璃的表面发生反射，二者均为一阶反射。在反射的光程中两波前发生干涉，因此，表现出两个波前之间的差别。这种办法特殊的优点是，干涉既无次镜玻璃不均匀的影响，又无光程内湍流的干扰，因为两个波前的程长相等。

图23指出马克斯—普朗克天文研究所的2.2米望远镜次镜干涉图的外观。黑色空点系次镜体后部夹持用的孔。无疑，这种方法有两个缺点。它是一种要求制作样板的间接

方法，而且不可能在其镜框内对次镜进行检测。然而这种方法从工艺技术角度看非常具有实用的价值，至今的经验认为，直至对80厘米直径的次镜都极为肯定的。应当特别指出，这种样板玻璃方法能够测量加工中需要鉴别的数值，即次镜严重影响望远镜中像位的顶点曲率半径。

我希望通过以上说明能得出在天文仪器检测中诸问题的一个梗概。我不得不局限于谈及最重要的方面。假如我要系统论及多方

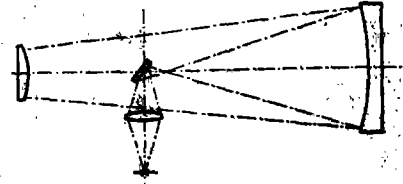


图20 次镜检测—Lythe测试方法

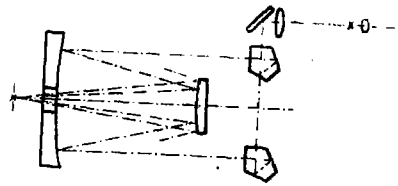


图21 次镜检测—Espiard和Favre方法

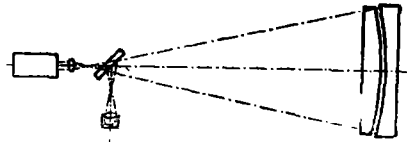


图22 次镜检测—样板玻璃方法

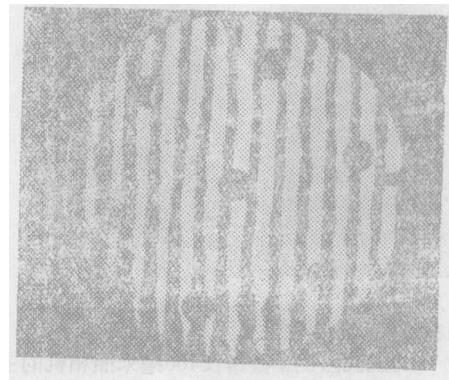


图 23

各种氧化硅相在薄膜中的性质

摘要 本文综述了各种氧化硅相在薄膜中的性质,同时较充分地讨论SiO和Si₂O₃膜的性质与化学和结构变化的关系。

1. 历史发展

SiO₂ 由于其突出的介质特性及其在光学和电子技术上稳定性而经常被采用。因此在发展薄膜技术时依靠这种材料是显而易见的。

在第二次世界大战期间内已经以工业规模的化学方法(从溶液中沉积胶体硅酸液)有所应用^[1]。在真空蒸发时当然必须首先采取恰当的途径,因为在直接加热的蒸发源内(四十年代初才有的)二氧化硅会还原为一氧化硅^[2-4]。因此人们因势利导直接蒸发一氧化硅,这就是加热Si和SiO₂混合物或从所谓“固体SiO”出发,这是通过Si和SiO₂混合物升华而得到的^[2-4]。

面的精度和困难,诸如各种检测方法的调整与公差,也许能举行一次座谈会。因此我必须请求大家原谅,当我未谈到一些很重要的检测方法的时候,如Burch〔文献11〕的散射光干涉方法、平面反射镜的检测。还应当提一下,目前卡尔·蔡司所用的检测方法是同行许多合作者的集体的成果。(以下为分工情况,从略)

参考文献

- 1 J.B Saunders, J. of Research of the NBS 1961, 65B, 239
- 2 M.V.R.K. Murty, Appl. Opt., 1964, 3(7), 853
- 3 W.J. Bates, Proc. Phys. Soc., 1946, 59, 940
- 4 A. Offener, Appl. Opt., 1963, 2, 153

这样制备出来的膜是硬的和牢固的,同时也很适用于作保护膜和复制(Replika)膜^[4]。它们也可作为电绝缘膜^[6],作为红外区介电膜^[6]并可用作所谓陶瓷金属(Cerm-et)一膜的垫入介质^[7, 8]。

在550毫微米之下的强吸收^[9]和折射率为1.8—2.0^[7]使其在光学多层膜系中不能使用。较高的损耗因数妨碍其用作聚缩介质^[6]。

通过附加退火或在提高剩余气体压强下蒸发可以得到一些改进,但不够用^[4, 9]。在五十年初 Auwarter 发明的反应蒸发的方法才获得决定性的补救^[10]。这就是在10⁻⁴ 托氧气中蒸发低氧化物(在我们的情况下是一氧化硅)。通过正确选择参数,即使在较高压

- 5 F.J.Green, K.G.Burch, Meeting of the Institute of Physics, London, 1971
 - 6 J.H.Hindle, Monthly Notices of the RAS, 1931, 91, 592
 - 7 J.D. Lytle, Appl. Opt., 1970, 9(11), 2497
 - 8 Wetthauer, Brodhun, Ztschr. f. Instr. Kunde, 1920, 40, 96
 - 9 Espiard, Favre, Nouv. Rev. d'Opt., 1970, 1(6), 395
 - 10 G. Schwesinger, Optik 1972, 34, 553
 - 11 J.M. Burch, Nature, 1953, 171, 889
- 译自:“über Methoden zur Prüfung astronomischer Optik” von C. Kühne
CARL ZEISS, Oberkochen

大舟 译 潘君华 校