

文章编号: 1001-3806(2005)06-0565-03

一种基于衍射图样的相位检测手段研究

高文静, 侯 静, 陆启生*

(国防科学技术大学 光电学院, 长沙 410073)

摘要: 基于双半圆孔衍射的基本原理, 通过对其两部分分别施加不同的相位, 利用衍射图样, 进行了相位信息提取研究。在仿真的基础上, 将实验所得结果与其进行了对比, 二者得到很好的吻合。结果表明, 该方法可有效提取出相位信息, 从而为分立表面的大型光学镜面各单元的精确定相提供了一种简单有效的方法。

关键词: 衍射与光栅; 相位检测; 相位差; 双半圆孔衍射; 孔径分割

中图分类号: O436 文献标识码: A

A phase detection method based on diffraction pattern

GAO Wen-jing HOU Jing LU Qi-sheng

(Institute of Photo Electricity, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract Based on the principle of the double hemicycle diffraction, by giving each of them different discrepancy, the phase can be detected with the diffraction patterns. The experimental results are compared with the simulation results and both of them is consistent which shows that the method can efficiently obtain the phase information. Sequentially it gives a simple and effective method for accurate phase detection of the segmented mirrors of a huge combined mirror.

Key words diffraction and gratings; phase detection; discrepancy; double hemicycle diffraction; aperture segment

引 言

随着自适应光学技术的不断发展, 人类的观测领域逐渐由地域向空域发展, 发展最快的是基于空域的研究。最直接影响研究进展的关键技术之一是初级望远镜的孔径分割。目前, 分立表面的大型光学镜面已经作为一种渐近成熟的技术^[1~3]被用于 Keck 天文望远镜, 该技术的一个核心问题即子孔径之间的定相问题。究竟定相到何种程度才能发挥望远镜的最佳性能, 即保证各组成部分协调工作, 只有保证分立表面的大型光学镜面每两个相邻单元之间的相位差恒定且最小, 该分立表面的大型光学镜面才可等效为一个连续的镜面发挥其最佳性能。国外对此进行了大量的研究并提出多种不同的定相方法^[4~7], 主要借助于哈特曼波前传感器来进行波前相位的测量。目前国内也是借助于哈特曼波前传感器进行相位的测量。由于哈特曼波前传感器只用来对倾斜进行测量, 而对分立表面的大型光学镜面所引入的这种活塞误差 (piston error) 无法进行测量。几何光学由于其自身的局限性, 对相位不敏感, 通常是采用波动光学技术, 如干涉或衍射来实

现孔径之间相位差的精确测量。

本文中利用双半圆孔衍射的衍射图样来检测相邻单元之间的相位差。在仿真的基础上, 进行了相位提取的实验研究, 得到了很好的实验结果, 表明该方法可有效提取出相位信息并可通过衍射光斑对相位进行精确的测量。

1 工作原理

图 1 为分立表面光学镜面示意图。

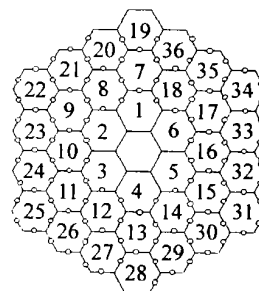


Fig 1 Sketch map of segmented mirror

要使分立表面的大型光学镜面发挥其最佳性能, 就需要对其两分割单元进行相位差的精确测量, 采用

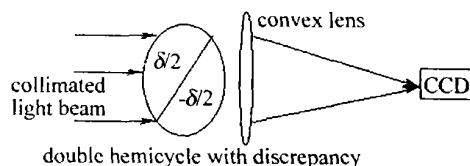


Fig 2 The diffraction principle of the double hemicycle

作者简介: 高文静 (1978-), 女, 硕士研究生, 主要从事自适应光学信标的研究。

* 通讯联系人。E-mail: s2031@nudt.edu.cn

收稿日期: 2004-09-27; 收到修改稿日期: 2004-11-05

双半圆孔衍射的测量方法,使两半圆孔分别跨越两分割单元之间的交线(见图 2),通过精确测量双半圆孔之间的相位差来得到两分割单元之间的相位差。下面以一个双半圆孔为例来进行研究。

假设双半圆孔所在孔径平面为 $\xi-\eta$ 平面;接收像平面为 $x-y$ 平面,根据圆对称性采用极坐标表示衍射场的复振幅分布。假定上半圆孔的活塞误差为 $\delta/2$ 下半圆孔为 $-\delta/2$ 则两孔的物理步幅为 δ 相应的波前步幅长度为 2δ 像平面上的复振幅 $E(\vec{\rho}; k\delta)$ 可表为孔径函数 $E(\vec{\rho}_0; k\delta)$ 的傅里叶变换。

设初始同相时为单位振幅的单色平面波入射,则加相位差后的孔径平面复振幅可表为:

$$E(\vec{\rho}_0; k\delta) = \begin{cases} \exp(k\delta), & \eta \geq 0, \rho_0 \leq a \\ \exp(-k\delta), & \eta \leq 0, \rho_0 \leq a \\ 0, & \rho_0 > a \end{cases} \quad (1)$$

式中, η 为孔径平面上点的纵坐标, $\vec{\rho}_0$ 代表孔径平面上点的位置矢量, ρ_0 代表位置矢量 $\vec{\rho}_0$ 的大小, a 为衍射圆孔的半径, $k=2\pi/\lambda$ 为波数,其大小与入射激光的波长有关, δ 为双半圆孔间的物理步幅。

则像平面上的复振幅可表示为:

$$E(\vec{\rho}; k\delta) = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^\pi \int_0^a \exp(k\delta) \exp(k\vec{\rho}_0 \cdot \vec{\rho}) \rho_0 d\rho_0 d\theta + \frac{1}{\pi a^2} \int_0^\pi \int_0^a \exp(-k\delta) \exp(k\vec{\rho}_0 \cdot \vec{\rho}) \rho_0 d\rho_0 d\theta = \frac{2}{\pi a^2} \int_0^\pi \int_0^a \cos(k\delta + k\vec{\rho}_0 \cdot \vec{\rho}) \rho_0 d\rho_0 d\theta \quad (2)$$

式中, $\vec{\rho}$ 为像平面上点的位置矢量, θ 为孔径平面上点的角向分量。

像平面上的光强可表示为:

$$I(\vec{\rho}; k\delta) = E^2(\vec{\rho}; k\delta) \quad (3)$$

下面考察几种特殊情况。

(1) 双半圆孔同相 ($\delta=0$) 时的复场分布为:

$$E(\vec{\rho}; 0) = \frac{2}{\pi a^2} \int_0^\pi \int_0^a \cos(k\vec{\rho}_0 \cdot \vec{\rho}) \rho_0 d\rho_0 d\theta \quad (4)$$

对 θ 的积分不依赖于 φ , φ 为像平面上的角向分量,则上式变为:

$$E(\vec{\rho}; 0) = \frac{2}{a^2} \int_0^a J_0(k\rho_0 \cdot \rho) \rho_0 d\rho_0 \quad (5)$$

式中, ρ 代表位置矢量 $\vec{\rho}$ 的大小, J_0 为零阶贝塞尔函数。

像平面上的光强分布为:

$$I(\vec{\rho}; 0) = \left[\frac{2J_1(ka\rho)}{ka\rho} \right]^2 \quad (6)$$

(6) 式正是圆孔衍射所得爱里斑的光强分布表达式,此时像平面上所得衍射光斑为一理想的爱里斑。式中各个物理量的表述同前。

(2) 双半圆孔不同相 (加固定相位差 $k\delta = \pi/2$) 时的衍射场分布变为:

$$E(\vec{\rho}; \pi/2) = \frac{2}{\pi a^2} \int_0^\pi \int_0^a -\sin(k\vec{\rho}_0 \cdot \vec{\rho}) \rho_0 d\rho_0 d\theta = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{u \cos u - \sin u}{u^2} du \quad (7)$$

式中, $u = ka\rho \cos(\theta - \varphi)$, φ 为像平面上的角向分量,其它物理量的表述同前。

(3) 双半圆孔任意相位时其强度分布都可用以上的复振幅表示:

$$I(\vec{\rho}; k\delta) = [\cos(k\delta)E(\vec{\rho}; 0) + \sin(k\delta)E(\vec{\rho}; \pi/2)]^2 \quad (8)$$

可见,当给其中之一半圆孔引入一定的位相时,所得衍射图样的极值位置将发生一定的偏移,从而引起衍射图样的重分布。当相位差 $k\delta$ 很小时,峰值位置偏移为:

$$\Delta y = \frac{16\delta}{3\pi a} \quad (9)$$

2 仿真及实验结果分析

2.1 理论仿真结果

根据 (1) 式, (2) 式所得结果,利用 MATLAB 进行了仿真模拟,当步幅为 $\pi/8$ 时所得理论衍射图样如图 3 所示。

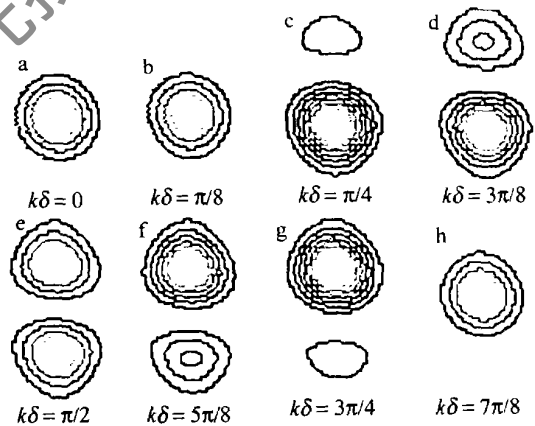


Fig 3 Theoretical diffraction patterns for a split circular subaperture of radius a with a physical step δ between the two halves $a = 5\text{mm}$

图 3 给出了无量纲的活塞误差 $k\delta$ 从 0 增加到 π 时波前传感器像平面上分割圆形孔径的理论衍射模式仿真结果。在此, $k=2\pi/\lambda$ 是波数 (假设光为单色光), 圆孔的半径为 a ($a=5\text{mm}$), 两个半圆之间的物理步幅为 δ 由 $k\delta=0, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8, \pi/2, 5\pi/8, 3\pi/4, 7\pi/8$ 得到不同相位差时的衍射图样, 分别对应图 3a~图 3h。

仿真结果表明,随着两孔径之间所加相位差的增加,衍射图样逐渐偏离中心位置,且出现两个峰值强度,初始峰的平移和第 2 个衍射峰的强度都随着相位差的增加而增大。

以上只是给出了定性的说明,下面给出定量描述。在双半圆孔之间相位差为 $\pi/2$ 附近依次改变一

微小相位差 $\varphi = \pi/2Q$ 分别选取了相位差为 $-5\varphi, -4\varphi, -3\varphi, -2\varphi, -\varphi, 0, \varphi, 2\varphi, 3\varphi, 4\varphi, 5\varphi$ 时的衍射光斑, 进行第 1 衍射峰峰值归一化偏移及两衍射光斑能量相对分布的计算, 所得结果如图 4 所示, 其中, I_1, I_2 分别代表上下两衍射光斑的总能量。仿真结果表明: 衍射光斑第 1 峰值的光斑归一化偏移随相位差呈线性变化关系, 随着相位差的增大, 峰值的偏移量越来越大, 这与 (9) 式所得结论一致。而两部分的能量之比随相位差的变化是单调递减的, 在此是针对 $\pi/2$ 附近 $\pm\pi/4$ 范围 (半个周期) 内处理所得的结果, 同样对一个周期也满足一定的递减规律, 利用以上两种关系曲线都可对微小的相位差进行精确的测量。

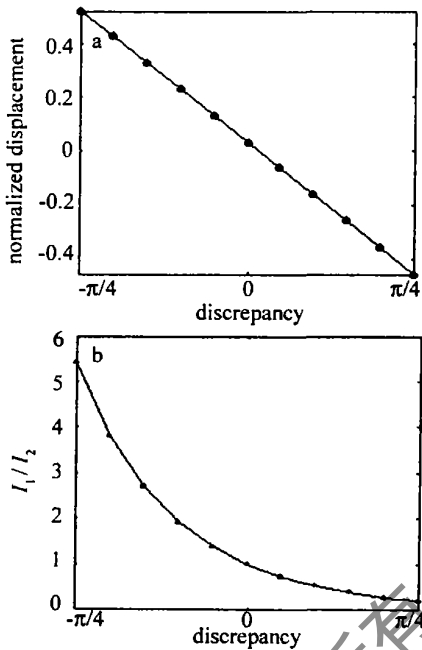


Fig 4 a— change of the normalized displacement of the first diffraction apex with the discrepancy b— change of the ratio of the energy with the discrepancy

2.2 实验结果

He-Ne激光经准直扩束后以平行光入射双半圆孔, 又经透镜会聚于光电探测器 CCD 上, 然后被采集计算机接收进行处理。其中, a 为圆孔的直径 (10mm), f 为透镜的焦距 (1m), 透镜的口径为 25mm。

利用实验室现有条件, 进行了利用双半圆孔衍射进行相位差测量的实验, 实验光路图如图 5 所示, 由于受实验条件的限制, 只采集了部分图像, 其中所用的步幅为 $\lambda/8$ 依次采集了相位差为 $\pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ 时的

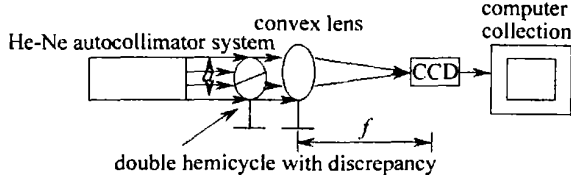


Fig 5 Experiment of diffraction by a double hemicycle

衍射图样, 所得衍射光斑及处理结果如图 6 所示。

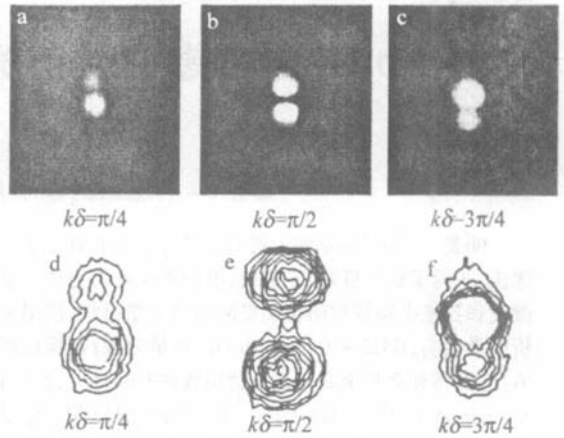


Fig 6 Diffraction patterns and the corresponding contour line patterns of the two semicircles for different discrepancy

图 6 中给出了双半圆孔加不同相位差时的衍射图样及其对应的等高线图。在此, 实验是在直径为 10mm 的圆孔中间加一挡板 (挡板宽度为 2mm) 的基础上采集所得到的。其中 $k\delta$ 代表两半圆孔之间所加的相位差。实验发现: 若中间不加挡板, 很难将两个光斑进行物理上的分离, 挡板宽度比较小 (头发丝宽度) 时, 效果不是很好, 随着挡板宽度的增加, 像平面上的光斑观测效果越来越好, 但是挡板宽度并不能无限制的增加, 当增加到超过孔径大小的 1/5 后, 衍射效果并不是很好, 主要是这时不能再将其看作理想的双半圆孔衍射。

实验结果充分说明了利用衍射图样可有效提取出相位信息, 并且对很小的活塞误差可很好地检测, 利用衍射图样光斑峰值的偏移及能量分配可精确地对相位进行测量。

3 结论

在双半圆孔衍射基本原理的基础上, 利用衍射图样有效提取出了相位信息, 并可对微小相位差进行精确的测量, 在理论仿真的基础上, 结合实验验证了二者的统一, 实验结果表明, 这是一种精确定相的简单有效方法, 尤其对分立表面的大型光学镜面单元的精确定相来说具有重要的实际应用价值。

参 考 文 献

- [1] 杨国光, 宋菲君. 高等物理光学 [M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1991 85~95
- [2] KAN FW, ANTEBI J G. Iant segmented mirror telescope structure — a conceptual design [J]. Proc SPIE, 2003 4840: 485~496.
- [3] NELSON J E, MAST T S, CHANAN G A et al. California extremely large telescope conceptual design for a thirty-meter telescope [A]. CELT Report [C]. Pasadena California Institute of Technology 2002 89~169

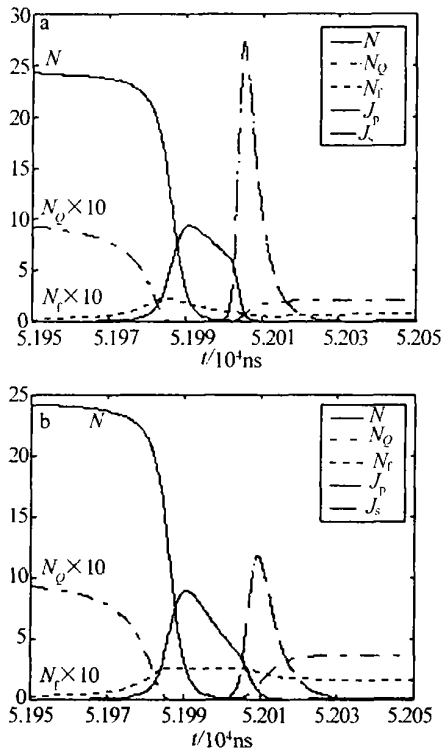


Fig 4 Characteristics of a passively Q-switched ICSRO with intracavity optical amplification for the SRO signal wave

由于 SRO 信号波 (1500nm) 在 Cr⁴⁺:YAG 中的受激发射截面和激发态吸收截面的具体值不详细, 假设其分别为 Cr⁴⁺:YAG 激光 (1.4μm) 的 1/2^[2]。此时 Cr⁴⁺:YAG 中 1400nm 和 1500nm 激光的反转粒子数始终处于阈值以下, 在没有 SRO 信号波时, 1500nm 的 Cr⁴⁺:YAG 激光不振荡, 反之 Cr⁴⁺:YAG 将对 SRO 信号波具有放大作用^[9]。

在考虑中间能级 |S> 条件下, $E_{s,out} = 4.9\text{mJ}$ 脉冲宽度为 6ns。若无 Cr⁴⁺:YAG 的放大作用, 则 $E_{s,out} = 4.5\text{mJ}$ 脉冲宽度为 6ns。而在不考虑中间能级 |S> 条件下, $E_{s,out} = 2.9\text{mJ}$ 脉冲宽度为 8ns。若无 Cr⁴⁺:YAG 的放大作用, 则 $E_{s,out} = 1.7\text{mJ}$ 脉冲宽度为 9ns。从两者的对比可以看出, 若被吸收的激发态 |2> 的粒子能迅速返回 |2> 参与对 SRO 信号波的放大作用, 则 Cr⁴⁺:YAG 对 SRO 信号波的放大作用非常明显。但是由于具有相对慢的弛豫时间的能级 |S> 的存在, 使在 SRO 信号波脉冲的形成时间内被吸收的激发态 |2> 的粒子不能参与激光跃迁, 减小了对 SRO 信号波的放大的作用。

4 结论

分析了以 Cr⁴⁺:YAG 作为饱和吸收体和激光增益介质的被动 Q 开关 Nd³⁺:YAG 激光器腔内抽运的 Cr⁴⁺:YAG 激光器和 KTP 单共振光学参变振荡器的特性。选择适当的腔参数和 Nd³⁺:YAG, Cr⁴⁺:YAG 参数以及二阶非线性晶体的参数, 除可实现一般的被动 Q 开关 Nd³⁺:YAG 激光器和被动 Q 开关 ICSRO 外^[11], 还可实现双 Q 开关复合腔 Nd³⁺:YAG-Cr⁴⁺:YAG 激光器, 并具有腔内 SRO 信号波光放大的被动 Q 开关 ICSRO 的特性。文中并分析了 Cr⁴⁺:YAG 较高激发态和激光上能级之间的弛豫时间约为 100ns 的中间能级对 Cr⁴⁺:YAG 饱和吸收体和激光器以及 ICSRO 的影响。

参考文献

- [1] YASHK R Y, DR EL H M Y. Passively Q-switched 1.57μm intracavity optical parametric oscillator [J]. Appl Opt 1999, 38(12): 2554~2559
- [2] EILERSH, DENNIS W M, YEN W M *et al*. Performance of a Cr:YAG laser [J]. IEEE J Q E, 1993, 29(9): 2508~2512
- [3] SPARDO S K, CHEN W, STULTZ R *et al*. Dual Q-switching and laser action at 1.06 and 1.44 μm in a Nd³⁺:YAG-Cr⁴⁺:YAG oscillator at 300K [J]. Opt Lett 1993, 18(10): 814~816
- [4] SUDA A, KADOIA, NAGASAKA K *et al*. Absorption and oscillation characteristics of a pulsed Cr⁴⁺:YAG laser investigated by a double-pulse pump technique [J]. IEEE J Q E, 1999, 35(10): 1548~1553
- [5] 王加贤, 吕凤萍, 苏娅菲. 双调 Q 复合腔 Nd:YAG-Cr⁴⁺:YAG 激光器的研究 [J]. 中国激光, 2004, 31(4): 399~402
- [6] DEBU ISSCHERT T, RAFFY J, FOCHOLLE J P *et al*. Intracavity optical parametric oscillator study of the dynamics in pulsed regime [J]. JO S A, 1996, B13(7): 1569~1587
- [7] CHEN Y F, IAN Y P, CHANG H L. Analytical model for design criteria of passively Q-switched lasers [J]. IEEE J Q E, 2001, 37(3): 462~468
- [8] PATEL F D, BEACH R J N. New formalism for the analysis of passively Q-switched laser systems [J]. IEEE J Q E, 2001, 37(5): 707~715
- [9] ZOTOVA I B, DNG Y J, MU X D *et al*. Reductions of threshold for a mid-infrared optical parametric oscillator by an intracavity optical amplifier [J]. Opt Lett 2003, 28(7): 552~554
- [10] SMITH A V, ARMSTRONG D J, ALFORD W J. Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off compensating nonlinear crystals [J]. JO S A, 1998, B15(1): 122~141
- [11] 程勇, 陈波. 加固型人眼安全 OPO 激光器的设计 [J]. 激光技术, 2004, 28(1): 91~93.

(上接第 567 页)

- [4] CHANAN G A, TROY M, SIRKO E. Phase discontinuity sensing a method for phasing segmented mirrors in the infrared [J]. Appl Opt 1999, 38(2): 704~713
- [5] CHANAN G A, TROY M, DEKENS F G. Phasing the mirror segments of the Keck telescopes the broadband phasing algorithm [J]. Appl

- Opt 1998, 37(1): 140~155.
- [6] CHANAN G A, TROY M, DEKENS F G. Phasing the mirror segments of the Keck telescopes II: the narrowband phasing algorithm [J]. Appl Opt 2000, 39(9): 4706~4714
- [7] TROY M, CHANAN G A. Diffraction effect from giant segmented mirror telescopes [J]. Proc SPIE, 2003, 4840: 81~92