

doi:10.3788/gzxb20184702.0212003

拼接镜主动共相实验研究

李斌¹, 吴建¹, 刘燕德¹, 谢锋云¹, 陈莫^{2,3,4}, 鲜浩^{2,3}

(1 华东交通大学 机电学院, 南昌, 330013)

(2 中国科学院自适应光学重点实验室, 成都 610209)

(3 中国科学院光电技术研究所, 成都 610209)

(4 中国科学院大学, 北京 100049)

摘 要: 针对拼接型天文望远镜主镜的共相检测问题, 对宽窄带夏克哈特曼检测法在拼接主镜各子镜间平移误差的测量进行了理论与仿真分析, 并搭建了一套室内拼接镜的主动共相检测实验光路系统, 其中拼接镜是由 4 块对边长为 100 mm、曲率半径为 2 000 mm 的正六边形球面反射镜组成. 首先, 利用夏克波前探测器进行了拼接镜的精共焦误差的检测, 通过主动光学技术控制压电陶瓷促动器, 实现了拼接镜的精共焦的调节; 然后通过宽带共相检测实现了粗共相的检测; 最后, 通过窄带共相检测实现了精共相的检测, 并通过主动光学技术控制压电陶瓷促动器, 实现了共相的调节. 实验表明: 宽窄带夏克哈特曼检测法对拼接子镜平移误差测量量程达到几十微米, 共相检测精度达到 15 nm, 满足拼接镜对平移误差的测量要求.

关键词: 天文光学; 望远镜; 子孔衍射; 拼接镜; 共相; 主动光学

中图分类号: TH751; TK323

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2018)02-0212003-11

Co-phasing Experiment of Active Optics for Segmented Mirror

LI Bin¹, WU Jian¹, LIU Yan-de¹, XIE Feng-yun¹, CHEN Mo^{2,3,4}, XIAN Hao^{2,3}

(1 School of Mechatronics and Vehicle Engineering, East China Jiao-tong University, Nanchang 330013, China)

(2 Key Laboratory on Adaptive Optics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China)

(3 Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China)

(4 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: In order to solve the problem of co-phasing detection for the segmented mirror of telescope, the piston errors measurement of segmented mirror by the broadband and narrow-band Shack-Hartmann algorithm are theoretical analyzed and simulated, and an active optics and co-phasing experiment system is built. The segmented mirror is consisted of four hexagonal segments with the flat to flat lengths of 100 mm and the curvature of radius is 2 000 mm. Firstly, the Shack-Hartmann is used to detect the errors of co-focus, and the active optics is used to control piezoelectric actuators to realize the fine co-focus of segmented mirror. Then the broadband phasing algorithm is used to realize the measurement of coarse co-phasing of segmented mirror. Finally, the narrow-band phasing algorithm is used to realize the measurement of fine co-phasing of segmented mirror, and the active optics is used to control piezoelectric actuators to realize of the segmented mirror co-phasing adjustment. The experimental results show that the range is dozens of micros and the measurement accuracy is better than 15 nm of broadband and narrow-band phasing algorithm, which demonstrates that the methods are suitable for the segmented mirror co-phasing measurement and adjustment.

Key words: Astronomical optics; Telescope; Sub-aperture diffraction; Segmented mirror; Co-phasing;

基金项目: 国家自然科学基金(Nos.51565015, 51705153)资助

第一作者: 李斌(1989—), 男, 讲师, 博士, 主要研究方向为拼接镜共相检测技术. Email: libingioe@126.com

收稿日期: 2017-09-11; 录用日期: 2017-11-03

<http://www.photon.ac.cn>

Active or adaptive optics

OCIS Codes: 120.6085; 350.1260; 110.6770; 050.1220; 230.4040; 350.5030; 010.1080

0 引言

望远镜分辨率与大气湍流、望远镜口径和观测光波长等因素有关.若忽略大气湍流等因素的影响,且观测光波长大小一定时,为了探测到更加遥远、更加暗的天体,望远镜的口径需要不断增加.目前制作大口径望远镜有薄主镜、蜂窝镜和拼接镜三种设计方案^[1].但由于制造技术、加工成本、风险因素等方面的原因,单块口径的光学望远镜不能无限增大.目前单块光学望远镜主镜口径极限为 8.4 m.若要制造更大口径的光学望远镜,就需采用拼接镜技术.但是使用拼接镜技术会带来许多新的挑战,其中最主要的就是各子镜间的平移误差(piston)的检测问题.只有当拼接镜共相时,才能达到与相同口径的单镜面主镜系统同样的成像质量.相邻两子镜间的 piston 误差需达到 100 μm 以内,为了使拼接式望远镜得到良好的像质,系统的 piston 误差需要控制在 100 nm 以内^[2],因此拼接镜的共相测量需要兼顾量程和精度.目前测量子镜之间 piston 误差的方法有多种,如相位差法^[3-4]、曲率传感技术法^[5-6]、宽窄带夏克哈特曼法^[7-8]、四棱锥波前探测器法^[9]、色散瑞利干涉法^[10]、色散条纹干涉法^[11]和双波长检测法^[12]等.相比较而言,宽窄带夏克哈特曼法测量量程大、精度高、抗干扰性能好,因此被应用于两个正在运行的拼接望远镜上(Keck 和 GTC 望远镜)^[13-14].目前,国内也开展了拼接镜子镜间共相检测的实验研究.2000 年,苏定强等采用特殊球径仪和夏克哈特曼窄带法结合的方法,完成了拼接镜共相检测的室内实验,并实现了子镜间的共焦与共相^[15].2010 年,林旭东等采用特殊球径仪、白光斐索干涉和夏克哈特曼窄带法结合的方法,完成了拼接镜共相检测的室内实验^[16].但是采用球径仪的方法需接触拼接子镜镜面,会对镜面带来一定的损伤,且球径仪调节需人工操作,这将非常耗时,对工人技术要求也高.

本文针对目前拼接镜共相检测方法存在大量程与高精度不能兼顾等问题,提出利用宽窄带相结合的方法来实现拼接镜大量程、高精度的共相检测方法.在共焦实现的基础上^[17],搭建了一套室内拼接镜共相实验系统,进行拼接镜在可见光波段下的拼接镜的共相检测和调节,以验证所提出方法的可行性.

1 基本原理

1.1 窄带检测方法

如图 1,圆孔的半径为 r ,通过 X 轴把圆孔分割成上下两等份;当 $Y > 0$ 时,这一部分半圆孔 piston 误差为 $\frac{\delta}{2}$;当 $Y < 0$ 时,这一部分半圆孔的 piston 误差为 $-\frac{\delta}{2}$.可知,上下两半圆孔的物理距离为 δ ,所以波前的距离为 2δ .

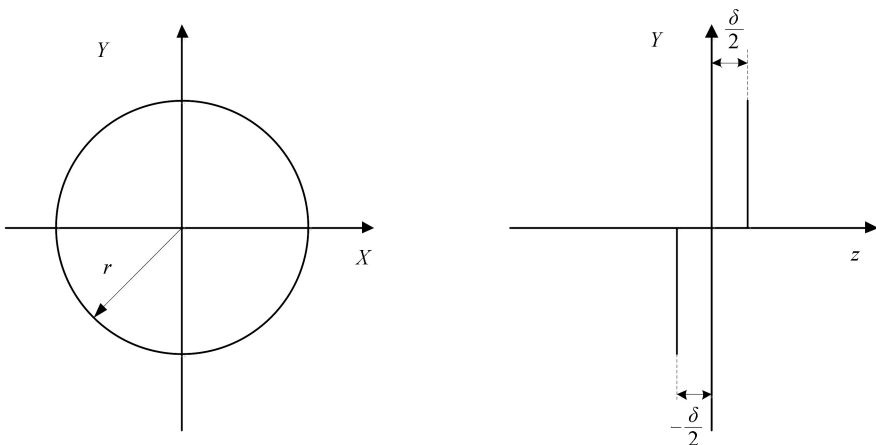


图 1 圆孔示意图

Fig.1 Schematic diagram of circular hole

假设检测光源为理想的单色光,其波长为 λ ,其孔平面的坐标为 (x, y) ,孔平面的极坐标 $\boldsymbol{\rho}$ 为 (ρ, θ) ,像平面的坐标为 (ξ, η) ,极坐标 \boldsymbol{w} 为 (w, ψ) .孔径平面的复振幅函数 $f(\boldsymbol{\rho}, k\delta)$ 为

$$f(\boldsymbol{\rho}, k\delta) = \begin{cases} \exp(ik\delta) & \eta \geq 0, |\boldsymbol{\rho}| \leq r \\ \exp(-ik\delta) & \eta \leq 0, |\boldsymbol{\rho}| \leq r \\ 0 & |\boldsymbol{\rho}| > r \end{cases} \quad (1)$$

式中, $f(\boldsymbol{w}, k\delta)$ 为像平面的复振幅函数, 根据傅里叶光学原理得

$$f(\boldsymbol{w}, k\delta) = \frac{1}{\pi r^2} \int_0^\pi \int_0^r \exp(ik\delta) \exp(ik\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) \rho d\rho d\theta + \frac{1}{\pi r^2} \int_{-\pi}^0 \int_0^r \exp(-ik\delta) \exp(-ik\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) \rho d\rho d\theta = \quad (2)$$

$$\frac{2}{\pi r^2} \int_0^\pi \int_0^r \cos(k\delta + k\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) \rho d\rho d\theta$$

式中, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, $x = \rho \cos \theta$, $y = \rho \sin \theta$, $\boldsymbol{w} = \sqrt{f_x^2 + f_y^2}$, $k = 2\pi/\lambda$, $\varphi = \arctan(\frac{f_x}{f_y})$, $f_x = w \cos \varphi$, $f_y = w \sin \varphi$, λ 为光源波长, f_x 、 f_y 为空间频谱。

当子镜间无 piston 误差时, 即 $\delta = 0$, 则

$$f(\boldsymbol{w}, k\delta) = f(\boldsymbol{w}, 0) = \frac{2}{\pi r^2} \int_0^\pi \int_0^r \cos(k\delta + k\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) \rho d\rho d\theta = \frac{2}{\pi r^2} \int_0^\pi \int_0^r \cos(k\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) \rho d\rho d\theta \quad (3)$$

当 $k\delta = \frac{\pi}{2}$ 时, 有

$$f(\boldsymbol{w}, k\delta) = f(\boldsymbol{w}, \frac{\pi}{2}) = \frac{2}{\pi r^2} \int_0^\pi \int_0^r \cos(\frac{\pi}{2} + k\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) \rho d\rho d\theta = -\frac{2}{\pi r^2} \int_0^\pi \int_0^r \sin(k\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) \rho d\rho d\theta \quad (4)$$

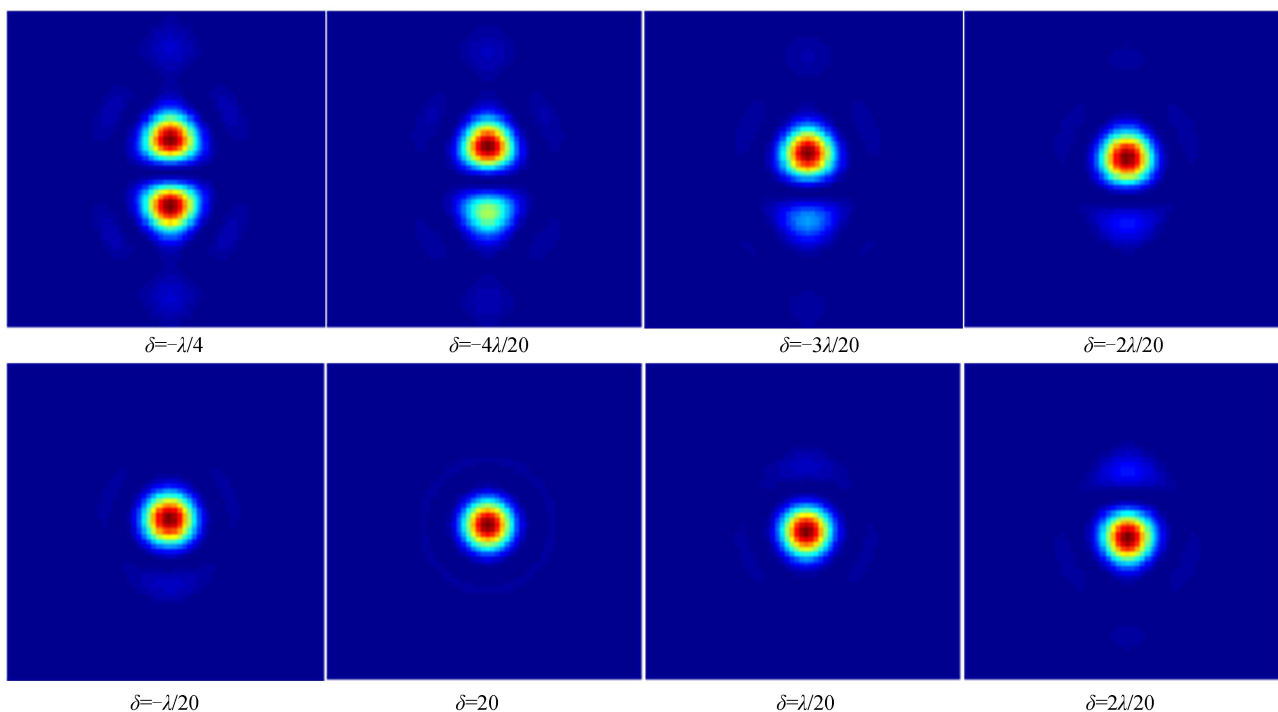
则

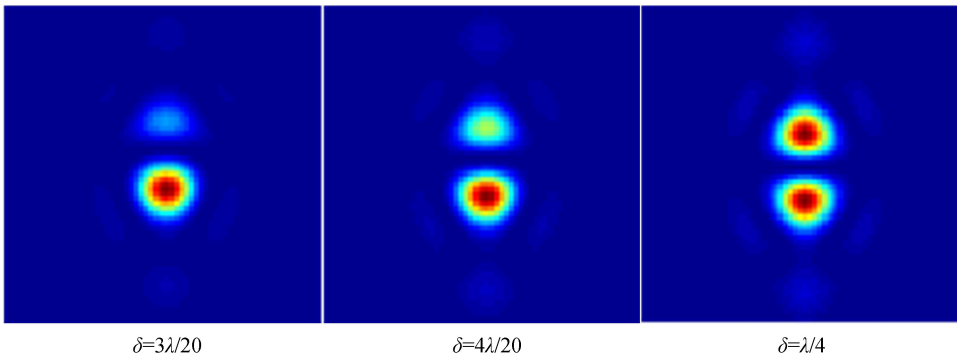
$$f(\boldsymbol{w}, k\delta) = \frac{2}{\pi r^2} \int_0^\pi \int_0^r \cos(k\delta + k\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) \rho d\rho d\theta = \frac{2}{\pi r^2} \int_0^\pi \int_0^r (\cos(k\delta) \cos(k\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w}) - \sin(k\delta) \sin(k\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{w})) \rho d\rho d\theta = [\cos(k\delta) \cdot f(\boldsymbol{w}, 0) + \sin(k\delta) \cdot f(\boldsymbol{w}, \pi/2)] \quad (5)$$

所以像平面的强度为

$$I(\boldsymbol{w}, k\delta) = f^2(\boldsymbol{w}, k\delta) = [f(\boldsymbol{w}, 0) \cos(k\delta) + f(\boldsymbol{w}, \pi/2) \sin(k\delta)]^2 \quad (6)$$

图 2 为 δ 从 $-\lambda/4$ 到 $\lambda/4$ 变化时的 11 张理论衍射图案。从图中可知, 衍射图案在 δ 取不同值时有各自的特点。当两半圆孔间 δ 为 $-\lambda/4$ 时, 衍射图案是一个完全对称的上下两衍射光斑, 随着子镜间 δ 减少, 下面光斑慢慢消失; 当子镜间 δ 为零时, 衍射光斑为理想艾里斑, 然后随着 δ 的增加, 衍射图上半部分慢慢出现光斑且变亮; 当 δ 为 $\lambda/4$ 时, 衍射光斑又为对称的上下两衍射光斑, 即与起始光斑的亮度与形状相同, 即完成一个周期。



图2 δ 从 $-\lambda/4$ 到 $\lambda/4$ 变化时的理论衍射图Fig.2 Theoretical diffraction patterns with the variety of δ from $-\lambda/4$ to $\lambda/4$

1.2 宽带检测方法

当检测光源不为理想单色光时,假设 λ 为光源中心波长, $\Delta\lambda$ 为光源波长带宽,则光源的相干长度为

$$l = \lambda^2 / (2\Delta\lambda) \quad (7)$$

当 $\lambda^2 / \Delta\lambda \ll 1$ 不满足时, $\Delta k = -\frac{2\pi\Delta\lambda}{\lambda^2}$ 不为零,因此光波长 $\Delta\lambda$ 带宽对式(5)中三角函数的影响会很大.

当检测光源为宽带光源时,式(5)中的 f 函数中 k 用平均值来代替近似求解,用高斯型权重求 $\sin k\delta$ 与 $\cos k\delta$ 的加权均值^[5].

现假设 k 服从高斯分布,则^[5]

$$f(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_k^2}} \exp\left[-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_k^2}\right] \quad (8)$$

由式(8)可知 σ_k 与相干长度成一定的比例关系,假设 Δk 是式(8)的半波带宽,则可求出 $\Delta k = \sqrt{8\ln(2)}$

σ_k ^[7], 由于 $\Delta\lambda \approx \frac{2\pi\Delta k}{k^2}$, 根据式(7)可得

$$l = \pi / \Delta k \Rightarrow \sigma_k = \frac{\pi}{\sqrt{8\ln 2}} \frac{1}{l} = \frac{1.33}{l} \quad (9)$$

把式(8)带入式(6)得^[7]

$$I(\omega, k\delta) = \alpha_1 f^2(\omega; 0) + \alpha_2 f(\omega; 0) f\left(\omega; \frac{\pi}{2}\right) + \alpha_3 f^2\left(\omega; \frac{\pi}{2}\right) \quad (10)$$

式中, $\alpha_1 = \frac{1}{2} [1 + \exp(-2\sigma_k^2\delta^2) \cos 2k_0\delta]$, $\alpha_2 = \exp(-2\sigma_k^2\delta^2) \sin 2k_0\delta$, $\alpha_3 = \frac{1}{2} [1 - \exp(-2\sigma_k^2\delta^2) \cos 2k_0\delta]$.

当 $\sigma_k\delta \rightarrow 0$ 时,式(10)为式(6).当 $\sigma_k\delta \rightarrow \infty$ 时,式(10)为 $I(\omega, \infty) = \frac{1}{2} \left[I(\omega, 0) + I(\omega, \frac{\pi}{2}) \right]$, 此时衍射图案呈现不相干.

由此可知,窄带检测方法从式(6)中三角函数因子提取相位信息,而宽带检测方法从式(10)中的系数 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 提取相位信息.

2 仿真分析

2.1 图像对比算法选取

通过理论仿真可知,在不同 piston 误差下,衍射图案有各自的特征.因此可以利用与模板图案匹配的方法来计算子镜 piston 误差.

由于在拼接镜共相检测中需实时检测子镜间 piston 误差,且所选取的图像对比算法需对噪声有一定的抗噪能力,所以选取去均值归一化灰度相关法(Mean-residual Normalized Correlation Method, MNCM)来描述图像之间的相似程度^[7-8].去均值归一化灰度相关法的特点是计算量偏大,但区分能力大.在图像匹配过

程中,利用模板图与实时图进行互相关运算,得到互相关系数 C ,根据得到的最大互相关系数值来推算子镜间的 piston 误差,其中互相关系数公式为

$$C = \frac{\sum_{i \in N} (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i \in N} (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i \in N} (y_i - \bar{y})^2}} \quad (11)$$

式中, N 为像素点总个数, x_i 为探测图像 i 点灰度值, \bar{x} 为探测图像灰度平均值, y_i 为模板图像 i 点灰度值, \bar{y} 为模板图像灰度平均值.

互相关算法图像处理的流程如图 3,首先在控制器中输入模板,再对实时图做预处理,并提取匹配信息,得到数据,输出结果.

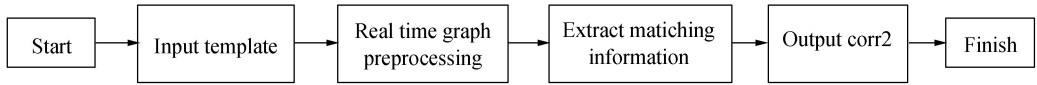
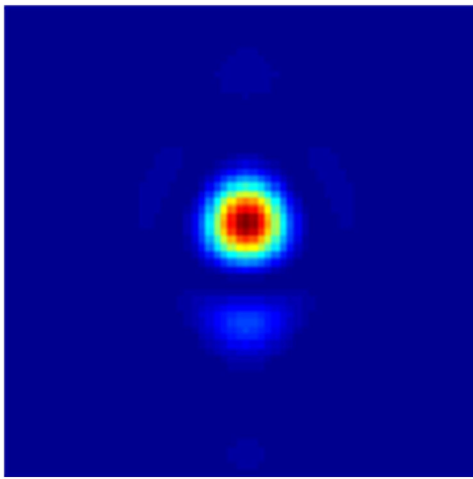


图 3 互相关算法图像处理流程

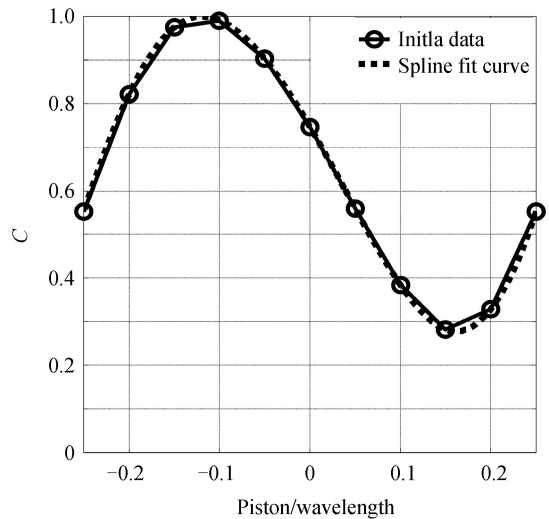
Fig.3 Flow chart of image process by cross-correlation algorithm

2.2 窄带检测仿真

在实际 piston 检测操作中,需将多幅仿真得到的含有 piston 误差信息的衍射图像(图 2)定义为模板图像库,提取实际探测到的图像,经过数据处理与模板库的图像做互相关运算,选取最大的互相关系数所对应的模板图像并把其 piston 误差作为实际误差.图 4(a)为存在 -0.12λ piston 误差的仿真衍射图,其中波长为 $0.55 \mu\text{m}$.根据式(10)可得该图像与模板图像之间的互相关系数,如图 4(b),图中纵坐标为互相关系数值,横坐标为存在的 piston 误差值.从图中可知,该图像与模板中第 4 幅图像的互相关系数最大值为 0.9908.由于模板被等分成 11 份,所以默认实际的 piston 误差为 -0.1λ ,其检测精度为 0.05λ .但不能确定实际 piston 误差是大于 -0.1λ 还是小于 -0.1λ .对图 5(b)中拟合所得曲线做二次样条插值拟合,所得的样条插值拟合曲线最大值偏方向为该误差偏向方向,从而使检测精度提高到 0.025λ .



(a) Theoretical diffraction pattern in -0.12 wavelength error



(b) Curve of C with piston errors

图 4 piston 误差为 -0.12λ 时,理论衍射图案与互相关曲线

Fig.4 Theoretical diffraction pattern and the curve of cross-correlation coefficient when piston errors is -0.12λ

2.3 宽带检测仿真

由于夏克哈特曼窄带法检测存在 2π 模糊的效应,使得检测量程为 $\lambda/2$,当误差超过 $\lambda/2$ 时,需采用夏克哈特曼宽带的方法检测.该检测方法是通过相干长度式(7)来确定子镜间 piston 误差.图 5 中下半部分圆孔相对于上半部分圆孔间 piston 误差 δ 以 $3 \mu\text{m}$ 为步长以 $-18 \mu\text{m}$ 误差为起点得到 13 张衍射图,其中心波长 650 nm ,带宽 10 nm (可知相干长度为 $21.2 \mu\text{m}$).从图中可知,当半圆孔间 $|\delta| \geq 12 \mu\text{m}$ 时,衍射图案没有特定形状,当 $|\delta| < 12 \mu\text{m}$ 时,衍射图案与图 3 模板衍射图案相似,因此可根据该特点来检测子镜间 piston 误差.

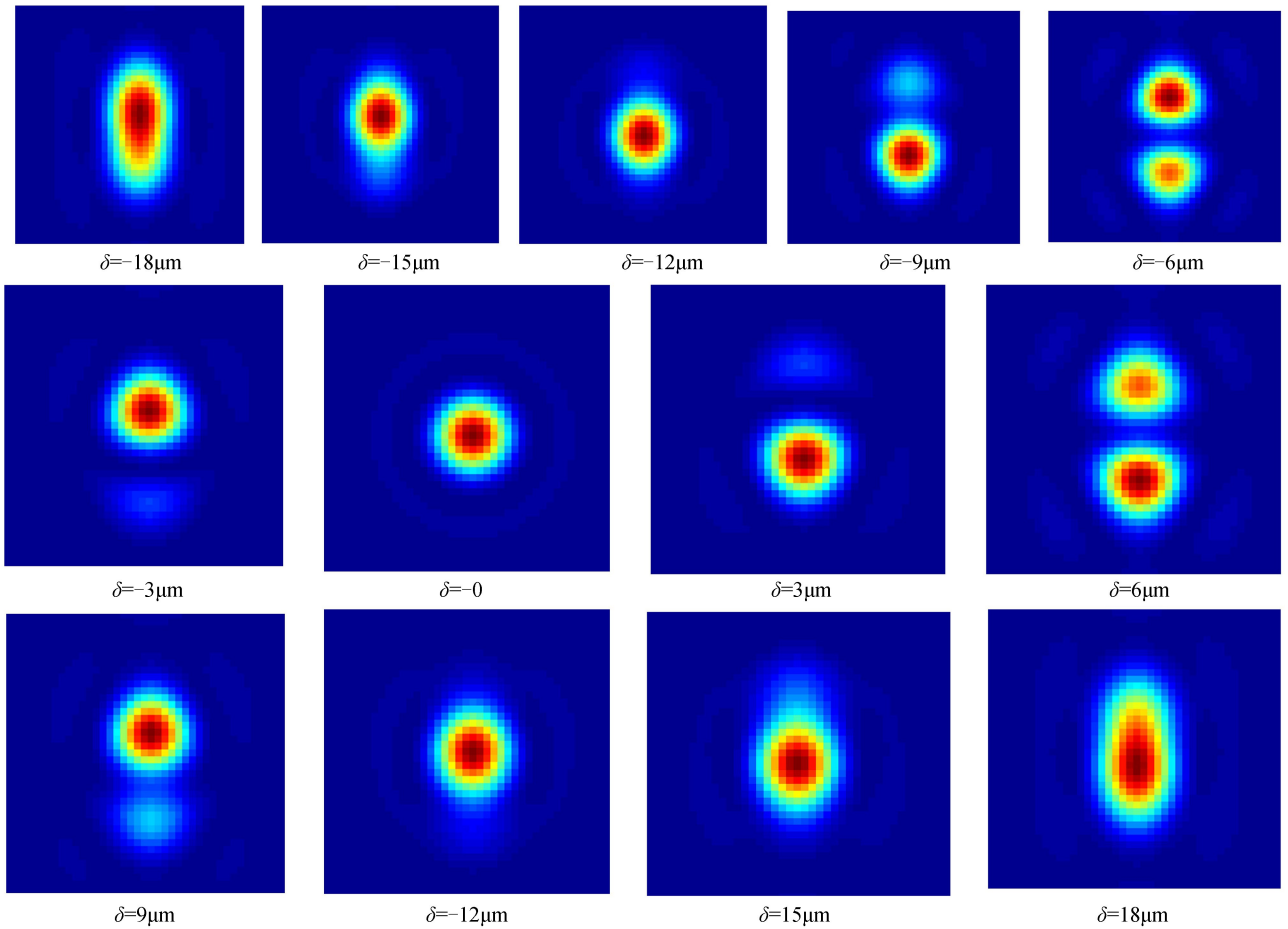


图 5 δ 从 $-18 \mu\text{m}$ 到 $18 \mu\text{m}$ 变化时的理论衍射图

Fig.5 Theoretical diffraction patterns with the variety of δ from $-18 \mu\text{m}$ to $18 \mu\text{m}$

当测量 piston 误差小于相干长度时,远场衍射图案与模板匹配得到相差较大的一系列匹配系数值;当测量 piston 误差大于相干长度时,远场衍射图案与所有模板的匹配系数都相差不大,约为 0.5. 为提高宽带的抗噪能力,定义所得图案的相关系数为与模板中最大匹配系数与最小匹配系数之差.当 piston 误差大于相干长度时,所得的最大匹配系数与最小匹配系数差值很小;当 piston 误差小于相干长度时,所得的最大匹配系数与最小匹配系数相差比较大,且随着 piston 误差的减小而增大;当两半圆孔间 piston 误差为零时,所得最大匹配系数值与最小匹配系数值之差最大.图 6 纵坐标为衍射图与模板图之间的互相相关系数,横坐标为两半圆孔间的 piston 误差,其中选择的宽带光的带宽为 10 nm,中心波长为 650 nm,两半圆孔间 piston 误差为 $2 \mu\text{m}$.根据式(7)可得 $l=21.1 \mu\text{m}$,以其中一半圆孔为参考,以 $1.5 \mu\text{m}$ 为步长,另一半圆孔相对于参考半圆孔前后移动 10 步得到 21 幅图片.将所得到的每一张图片分别与模板图片匹配,得到最大与最小匹配系数之差,并对其归一化,得到如图 6 中的仿真曲线,并对其做二次曲线拟合.从图中可得两半圆孔间 piston 误差为 $2.2 \mu\text{m}$ 时,二次曲线拟合中互相相关系数最大,而真实误差为 $2 \mu\text{m}$,精度在 $1.5 \mu\text{m}$ 范围之内.

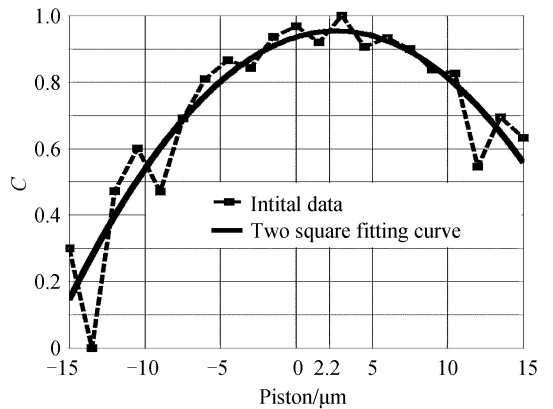


图 6 半圆孔间 δ 误差为 $2 \mu\text{m}$ 时衍射图与模板图的互相关系数 C 的变化曲线

Fig.6 Cross-correlation coefficient C as a function of diffraction patterns with template patterns under two halves δ errors of $2 \mu\text{m}$

3 实验与结果分析

3.1 实验系统组成

实验对象为4块对边长为100 mm、曲率半径为2 000 mm的正六边形球面反射镜,所有子镜都在背面安装有3套大行程、高精度的微位移平台,以实现对于镜的共焦、共相的粗精调节,如图7,通过精密调节螺杆来实现量程毫米级、分辨率微米级的调节;通过压电陶瓷促动器来实现量程100 μm 、分辨率纳米级的调节。

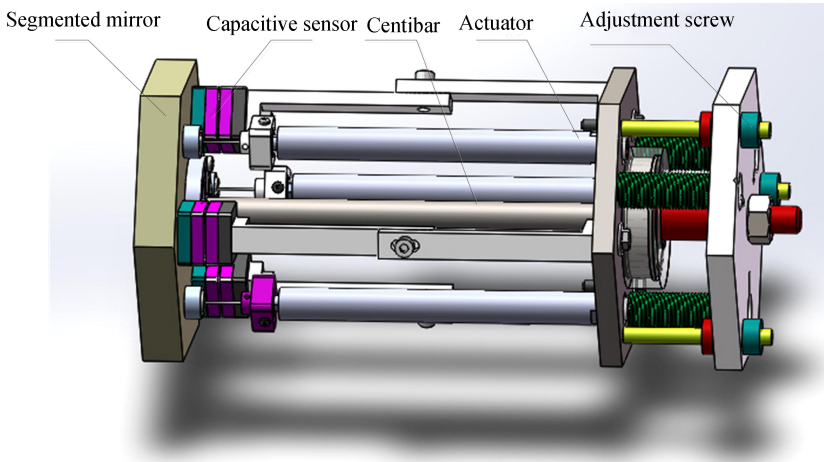


图7 拼接子镜支撑系统示意图

Fig.7 Schematic diagram of support structural of segmented mirror

图8为光学系统排布图,图9为实验系统照片。图8中 S_1 为卤素灯, S_2 为带宽2 nm、中心波长650 nm的光纤激光光源; P_1 为20 μm 小孔,OTF为滤光片, L_1 、 L'_1 和 L_3 为焦距为400 mm的双胶合透镜; L_2 和 L_4 为焦距为100 mm的双胶合透镜; R_1 和 R_2 为平面反射镜, BS_2 、 BS_3 和 BS_4 为分光镜, BS_1 和 BS_5 为分光棱镜。 $S-H$ 为夏克哈特曼波前探测器,其微透镜排布为对边长1.034 mm、 17×17 正六边形排布,焦距为100 mm,CCD相机分辨率为 $3\,296 \times 2\,472$,像素大小为 $5.5 \mu\text{m} \times 5.5 \mu\text{m}$ 。微透镜排布为对边长1.034 mm、 17×17 正六边形排布,焦距为100 mm。CCD₁分辨率为 $1\,296 \times 966$,像素大小为 $3.75 \mu\text{m} \times 3.75 \mu\text{m}$,CCD₂和CCD₃分辨率为 776×582 ,像素分辨率为 $8.3 \mu\text{m} \times 8.3 \mu\text{m}$ 。

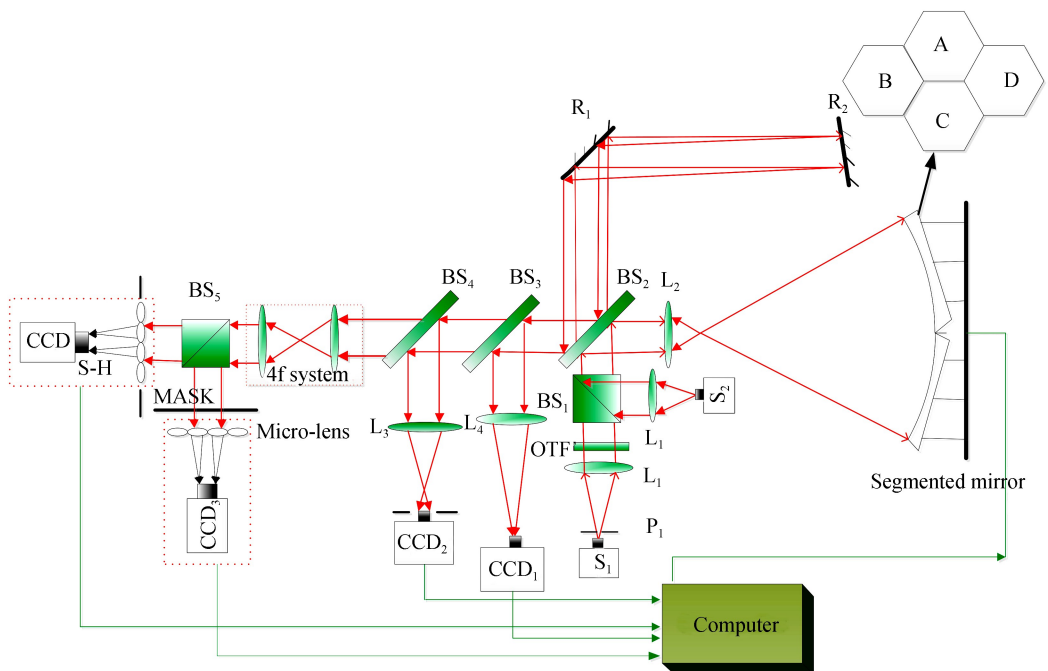


图8 实验系统排布

Fig.8 Experimental system light path

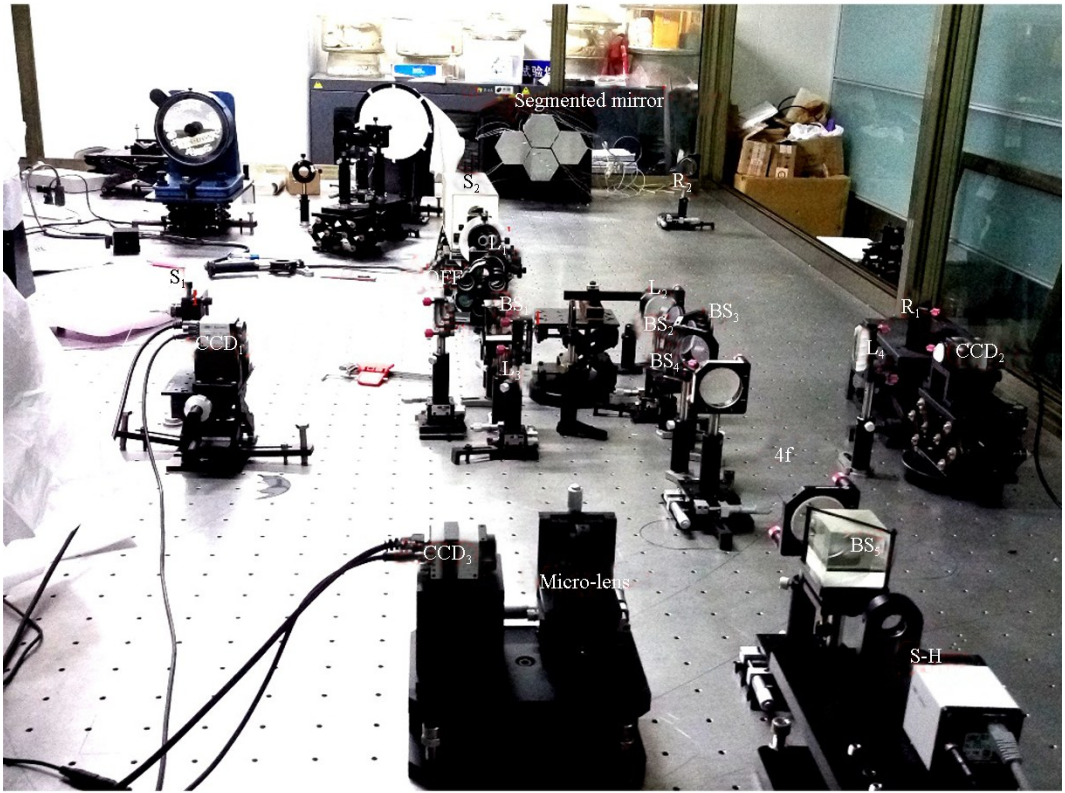


图9 实验系统实物

Fig.9 Experimental system picture of realproducts

3.2 实验调节过程

实验中在拼接镜出瞳面处放置对应的正六边形微透镜阵列,调节微透镜阵列的位置,直至微透镜与拼接镜像的边缘孔一一对应为止(如图10).其中对边长为 1.034 mm 的微透镜对应拼接镜 20.7 mm 的圆孔.

在共相检测前,利用S-H检测每块子镜的倾斜与离焦误差,通过调节子镜后面的促动器,使拼接镜精共焦^[17].在共相检测中,以子镜C为参考镜(如图8),实验中四块子镜间曲率偏差为 $\pm 0.05\text{ mm}$.首先选取波长为 650 nm 、带宽为 2 nm 的激光光纤光源,由式(7)可知相干长度 $l=100\text{ }\mu\text{m}$,手动调节A、B、D后的精密调节螺杆,直到它们相对于子镜C的圆孔图案为相干远场图案为止.此时A、B、D相对于子镜C的piston误差小于 $100\text{ }\mu\text{m}$.然后把光源转换为卤素灯光源,利用带通滤光片,得到中心波长为 636 nm 、带宽为 10 nm 的宽带光(同理知相干长度为 $l=20.2\text{ }\mu\text{m}$),通过控制子镜后促动器以 $10\text{ }\mu\text{m}$ 为步长调节子镜A、B、D,直到使A、B、D相对于子镜C的圆孔图案为相干远场图案为止.此时A、B、D相对于子镜C的piston误差小于 $20\text{ }\mu\text{m}$.以 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 为步长调节子镜A、B、D,相对于子镜C前后移动10步,并保存每张衍射图案,利用宽带法计算A、B、D相对于参考镜C的piston误差,并调节之.换置带通滤光片,得到中心波为 562 nm 、带宽为 40 nm 的宽带光(此时相干长度为 $l=3.9\text{ }\mu\text{m}$),以 $0.3\text{ }\mu\text{m}$ 为步长调节子镜A、B、D,对于参考子镜C前后移动10步,并保存每张衍射图案.利用宽带法计算A、B、D相对参考镜C的piston误差,并调节之.换置带通滤光片,得到中心波为 600 nm 、带宽为 200 nm 的宽带光(此时相干长度为 $l=0.9\text{ }\mu\text{m}$),以 $0.06\text{ }\mu\text{m}$ 为步长调节子镜A、B、D,相对于参考子镜C前后移动10步,并保存每张衍射图案.利用宽带法计算A、B、D相对参

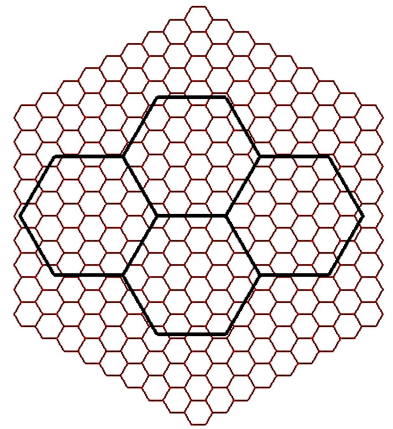


图10 主镜像上的微透镜排列

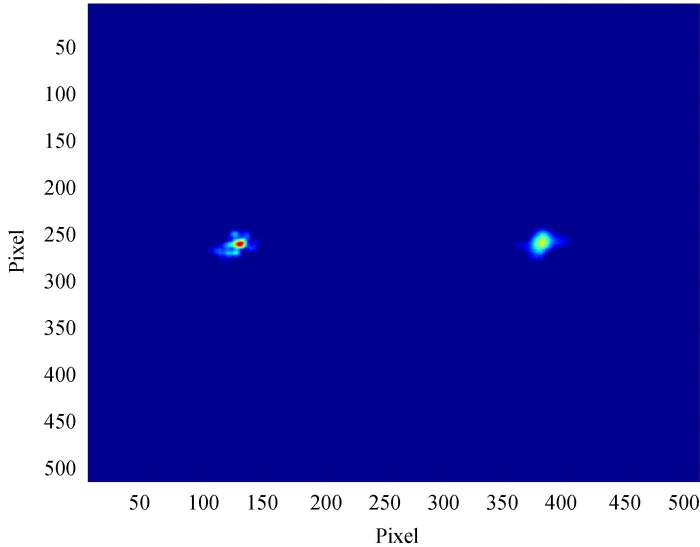
Fig.10 Micro lens array corresponding with primary mirror

照子镜A、B、D,相对于参考子镜C前后移动10步,并保存每张衍射图案.利用宽带法计算A、B、D相对参

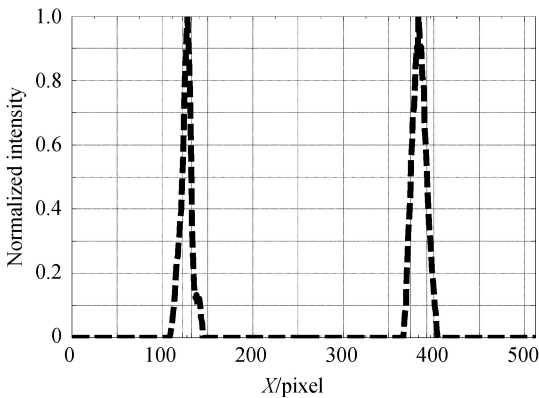
考镜的 piston 误差,并调节之.最后利用波长为 650 nm 光源,保存衍射图案,利用窄带法计算 A、B、D 相对参考镜的 piston 误差,并调节之.

3.3 实验结果与分析

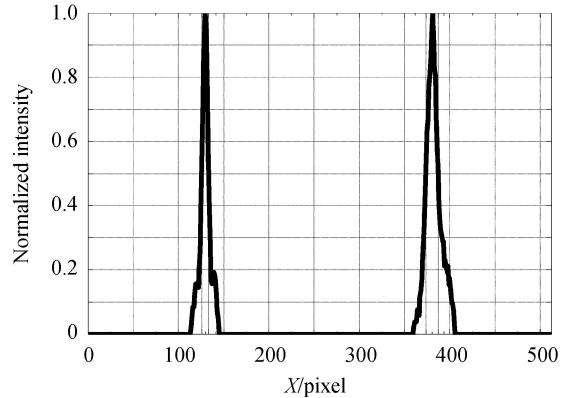
基于远场衍射原理可知,当子镜共相时,共相后的远场光斑大小成倍减小,即共相之后分辨率提高.从图 11 可知:在垂直方向的光共相时远场的半波带宽占 10 pixel,不共相时占 18 pixel,在水平方向的光共相时远场的半波带宽占 7.5 pixel,不共相时占 14.8 pixel;即拼接镜共相后远场的半波带宽在垂直和水平方向上分别提高了 1.8 倍和 1.96 倍,而理论上完全共相后拼接镜垂直和水平方向半波带宽可分别提高 2 倍和 2.5 倍,这表明子镜共相后还有残留误差,但已达到良好的共相效果,图 11(a)中的共相远场周围模糊像是由于系统色差产生的.



(a) Far field spot of co-phasing and un-phasing



(b) Vertical sectional view of the two far field spots



(c) Horizontal sectional view of the two far field spots

图 11 单块子镜远场在拼接镜不共相与共相时的对比

Fig.11 Contrast between far field spots of sub-mirror co-phasing and un-phasing

基于等倾干涉条纹原理可知:当子镜与参考光之间倾斜误差大于 0.25λ 时,子镜间存在干涉条纹,在子镜间完全共相且子镜已精共焦时,两子镜间条纹会相连.当子镜间存在 piston 误差小于 0.25λ 时,通过相邻子镜间的条纹的间距来计算子镜的 piston 误差.利用等倾干涉的原理,在子镜间达到精共焦后与精共相后,调整反射镜 R_2 ,使反射光与拼接子镜反射光干涉并产生干涉条纹,并通过两子镜间干涉条纹的间距来验证子镜间 piston 误差,从而达到验证宽窄带检测精度的目的.

图 12 为子镜共相后利用波长为 $0.65 \mu\text{m}$ 的单色光照射后形成的干涉条纹.从图中可知,通过该两块子镜的干涉条纹基本相连,利用条纹追踪法对其进行了处理,并对处理后的条纹做了线性拟合,拟合结果如图 13.

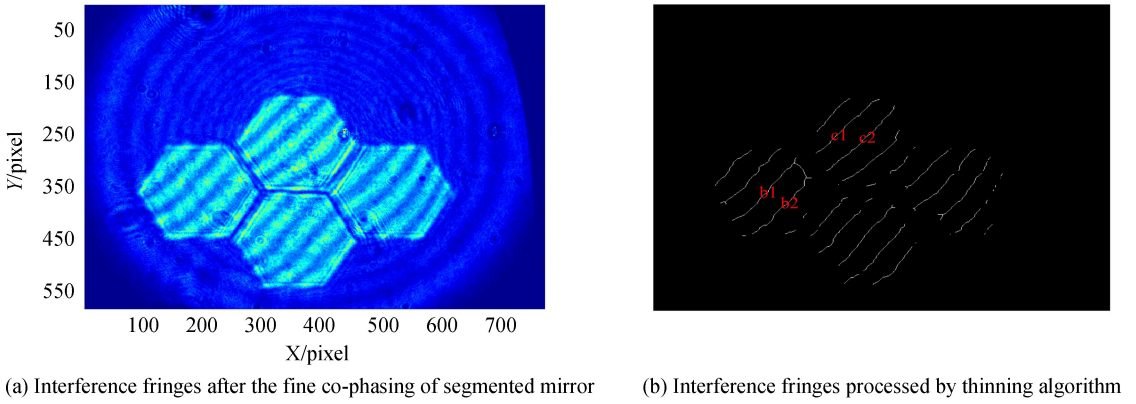


图 12 拼接镜共相时的干涉条纹

Fig.12 Interference fringes when segmented mirror is fine co-phasing

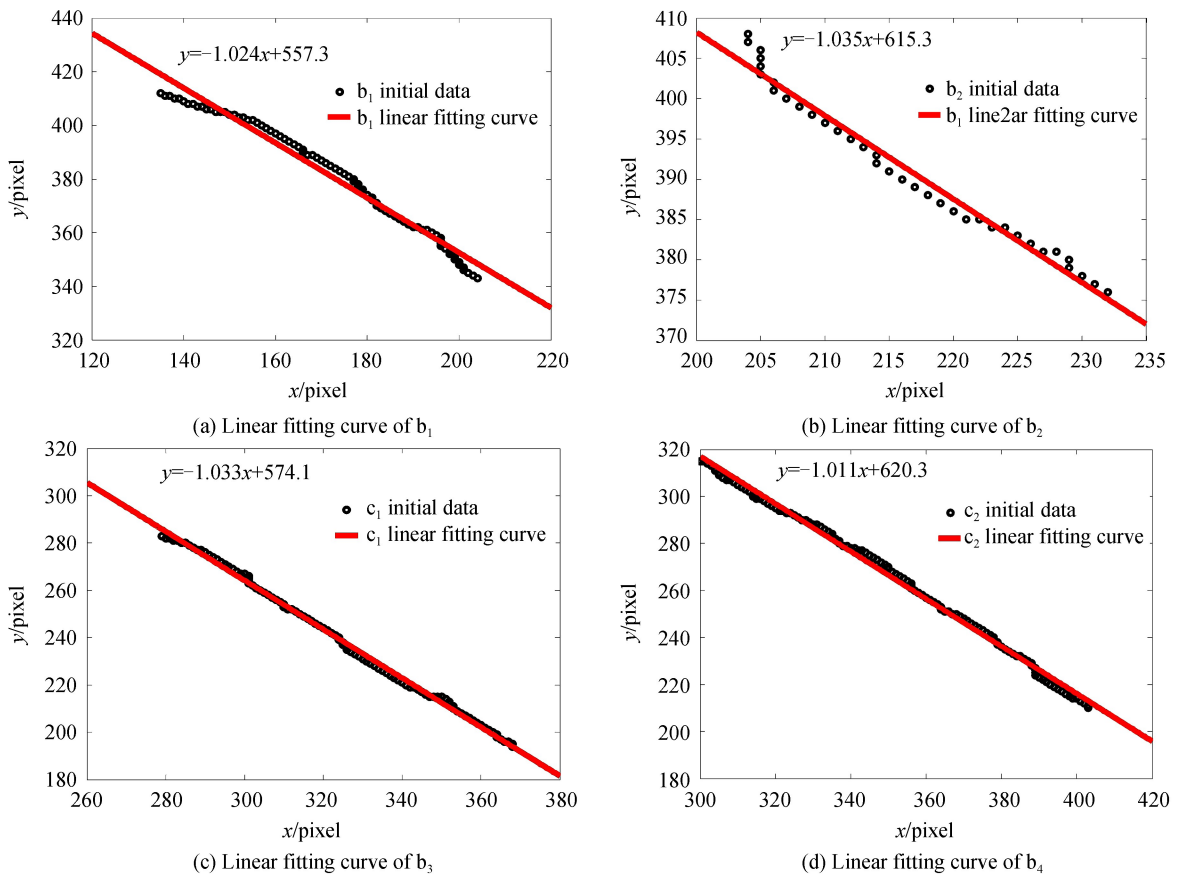


图 13 干涉条纹拟合曲线

Fig.13 Interference fringes linear fitting curve

条纹 b_1 、 b_2 、 c_1 、 c_2 的线性拟合曲线方程分别为 $y = -1.024x + 557.3$ 、 $y = -1.035x + 615.3$ 、 $y = -1.033x + 574.1$ 、 $y = -1.011x + 620.3$ 。当 $y = 350$ 时， $x_{b_1} = 202.4$ ， $x_{b_2} = 256.3$ ， $x_{c_1} = 216.9$ ， $x_{c_2} = 267.4$ 。则 $\lambda/2$ 对应的像素大小为 $(53.9 + 50.5)/2 = 52.2$ ，子镜 B 与 C 之间的 piston 误差为 $(x_{c_1} - x_{b_1} + x_{c_2} - x_{b_2}) / (2 \times 52.2) \lambda / 2 = 0.12\lambda$ ，即残留 piston 误差为 $0.12 \times 550 = 66$ nm。这是因为受到温度变化、空气扰动、外界振动等影响，实际电容传感器的精度约为 50 nm，后续实验需提高电容传感器精度，提高共相控制精度。

4 结论

本文搭建了一套拼接镜室内实验系统，在子镜已实现精共焦的情况下，利用宽窄带夏克哈特曼结合的方法实现子镜间可见光波段的共相检测和调节。测量方法精度由粗到精，粗一级的测量精度小于精一级的测量

范围,通过选取不同带宽的宽带光检测,实现了对子镜间的 piston 误差从几十微米到 15 nm 范围内的检测,同时实现了子镜间共相调节.实验表明该方法适合于拼接镜间共相的调节.

参考文献

- [1] CHEN Jing-quan. The principle and design of astronomical telescope[M]. Beijing: China Science & Technology Press, 2003, 20-80.
程景全.天文望远镜原理和设计[M].北京:中国科学技术出版社,2003:20-80.
- [2] GARY C, TROY M. Rtrehl ratio and modulation transfer function for segmented mirror telescopes as functions of segment phase error[J]. *Applied Optics*, 1999, **38**: 6642-6647.
- [3] LUO Qun, HUANG Lin-hai, GU Nai-ting, *et al.* A modified phase diversity wavefront sensor with a diffraction grating [J]. *Chinese Physics B*, 2012, **21**(9): 1277-1287.
- [4] LI Chang-wei, ZHAN Si-jiong. Co-phasing of the segmented mirror based on the generalized phase diversity wavefront sensor[C]. SPIE 2010, **8450**: 84500B.
- [5] ORLOV V G, CUEVAS S, GARFIAS F, *et al.* Co-phasing of segmented mirror telescopes with curvature sensing[C]. SPIE 2000, **4004**: 540-550.
- [6] MANUEL A M, PHILLION D W, OLIVIER S S, *et al.* Curvature wavefront sensing performance evaluation for active correction of the Large Synoptic Survey Telescope[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(2): 1528-1533.
- [7] GARY C, TROY M, DEKENS F, *et al.* Phasing the mirror segments of the Keck telescopes: the broadband phasing algorithm[J]. *Applied Optics*, 1998, **37**: 140-155.
- [8] GARY C, OHARA C, TROY M. Phasing the mirror segments of the Keck telescopes II: the narrow-band phasing algorithm[J]. *Applied Optics*, 2000, **39**: 4706-4714.
- [9] ESPOSITO S, PINNA E, TOZZI A, *et al.* Co-phasing of segmented mirrors using pyramid sensor[C]. SPIE, 2003, **5169**: 72-78.
- [10] LI Yang, WANG Sheng-qian, RAO Chang-hui. Dispersed-fringe-accumulation-based left-subtract-right method for fine co-phasing of a dispersed fringe sensor[J]. *Applied Optics*, 2017, **56**(15): 4267-4273.
- [11] WANG Shan-shan, ZHU Qiu-dong, CAO Gen-rui. Dispersed Rayleigh interferometer[C]. SPIE, 2009, **7283**: 72833G.
- [12] LI Bin, YU Wen-hao, TANG Jing-long, *et al.* Theory and experiment of phasing detection by use of two wavelengths [J]. *Applied Optics*, 2017, **56**(1): 1-7.
- [13] CUEVAS S, SANCHEZ B, BRINGAS V, *et al.* The commissioning instrument for the GTC: made in Mexico[J]. *Revista Mexicana De Astronomia Y Astrofisica*, 2007, **28**: 67-68.
- [14] ÁLVAREZI P, CASTR J, RUTTEN R, *et al.* The GTC project: from commissioning to regular science operation: Current performance and first science results[C]. SPIE, 2010, **7733**: 773305.
- [15] SU Ding-qiang, ZOU Wen-yao, ZHANG Zhen-chao, *et al.* Experiment system of segmented-mirror active optics [C]. SPIE, 2000, **4003**: 417-425.
- [16] LIN Xu-dong, WANG Jian-li, LIU Xin-yue, *et al.* Co-phasing experiment of segmented-mirror active optics[J]. *Optics & Precision Engineering*, 2010, **18**(7): 1520-1527.
林旭东,王建立,刘欣悦,等.拼接镜主动光学共相实验[J].光学精密工程,2010,**18**(7):1520-1527.
- [17] LI Bin, YU Wen-hao, CHEN Mo, *et al.* Co-focus experiment of segmented mirror[J]. *Chinese Physics B*, 2017, **18**(6): 124-130.