

基于压缩调制模式的波前重构

庞博清^{1,2,3**}, 王帅^{1,3}, 杨平^{1,3*}

¹ 中国科学院自适应光学重点实验室, 四川 成都 610209;

² 中国科学院大学, 北京 100049;

³ 中国科学院光电技术研究所, 四川 成都 610209

摘要 介绍了一种利用压缩调制模式提高探测频率的波前重构方法。该方法选取与待测光场实部线性相关度较高的 Walsh 函数项进行系数求解, 实现对光场实部的重构; 同时, 基于空间光强分布对光场虚部进行重构, 以避免对 Walsh 函数乘法定理的依赖和额外调制模式的使用。该方法充分压缩了波前重构过程中所需的调制模式数量, 提升了波前采样频率。数值仿真结果表明, 该方法能够将波前采样时间缩短为原来的 1/12。

关键词 自适应光学; 波前传感; 相位测量; Walsh 函数

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0901005

Wavefront Reconstruction Based on Truncated Modulation Modes

Pang Boqing^{1,2,3**}, Wang Shuai^{1,3}, Yang Ping^{1,3*}

¹ Key Laboratory of Adaptive Optics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu, Sichuan 610209, China;

² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

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

Abstract We propose a wavefront reconstruction method which improves the wavefront sensing frequency, by compressing the number of the modulation functions. The Walsh functions which are highly correlated with the real part of the incident light field are selected, and their coefficients are calculated relatively. Thus, the real part of the light field is reconstructed. Meanwhile, the imaginary part of the optical field is reconstructed based on the light intensity distribution, which avoids the dependence on the multiplication theorem of the Walsh function and the use of the extra modulation modes. The method sufficiently compresses the number of modulation modes greatly in the wavefront reconstruction and improves the wavefront sampling frequency. The numerical simulation results indicate that the sampling time of wavefront can be decreased to 1/12 based on the proposed method.

Key words adaptive optics; wavefront sensing; phase measurement; Walsh function

OCIS codes 010.7350; 120.5050; 120.5060

1 引 言

波前传感技术是自适应光学系统的重要组成部分之一。它以一定的空间和时间分辨率对波前像差进行探测, 为自适应系统实时校正波前畸变提供依据。目前, 大部分波前传感技术是通过分析阵列光敏探测器采集获得的强度分布信息来实现波前探测, 例如哈特曼波前传感技术^[1-2]、曲率传感技术^[3]、剪切干涉技术^[4-5]和相位反演^[6]等。然而, 通常情况下高性能的阵列光敏传感器制造工艺复杂, 成本高昂。同时, 阵列光敏传感器在高速的波前传感过程

中, 会产生巨大的数据量, 且这些巨量的测量数据也增加了数据的传输和处理成本。这使得基于阵列光敏传感器的波前传感器成本高昂。

然而, 这些波前传感技术所获取的二维强度分布信号通常包含了大量的冗余信息。以哈特曼波前传感器为例, 为实现单个子孔径中的波前信息(斜率)的测量, 其需要对 $M \times M$ 个像素的灰度值进行探测、传输和处理。其中, M 值通常为十几到几十。而实现整个波前的测量通常需要数万乃至数十万个采样数据。但是, 在这些大量的数据中, 仅有那接收光斑强度分布的像素点所对应的信息对波前信息的

收稿日期: 2018-02-26; 修回日期: 2018-04-13; 录用日期: 2018-05-02

基金项目: 中科院创新基金(CXJJ16M208)

* E-mail: pingyang2516@163.com; ** E-mail: pangboqing@126.com

求解是有效的,其他的大部分数据信息对于波前的计算帮助很小,甚至没有帮助。因此,在这些基于阵列光敏传感器花费巨大成本所获取的采样数据中,很多数据对于波前像差的计算并没有帮助。如果能够在波前信息的采集过程中减少乃至避免对这些冗余数据的采集,那么实现波前传感所需要测量的数据量将极大地减少,而波前信息的传输和处理过程也会受益于此。因此,探究一种快速获取波前有效信息的波前传感技术对于降低波前传感器成本、提高波前探测频率具有重要价值。

基于单元光敏传感器的波前传感技术就是其中的一个非常具有潜力的研究方向,在该方法中,单元光敏探测器代替了阵列光敏探测器,被用于探测波前或波前相关信息。单元光敏传感器是一种工艺成熟、价格低廉的器件,以此作为信号探测器件可以降低波前传感器的成本,而且,相较于阵列光敏探测器,其在量子效率、测量频率和带宽等方面也同样具有显著优势。针对基于单元光敏传感器的波前传感技术,各国科研工作者们开展了大量的相关研究工作^[7-11]。为了实现对整个波前信息的传感,该类波前传感技术的测量系统通常采用全孔径聚焦的方式,因而,单元光敏传感器能够接收整个光束的信息,这也使得其所获取的信号中包含了整个光束的波前像差信息,增强了所捕获信号的有效性。通常情况下,该类方法仅需要数百乃至数十个测量信号就可实现波前的精确重构^[7-8]。同时,基于单元光敏传感器的波前传感技术,光路结构简单、便于装调,可在不改变光路结构的情况下,实现波前传感空间分辨率可调。而且,该方法不需要对光束进行分束,单元光敏传感器通常被放置于远场位置,极大地提升了光能利用率,有利于对暗弱目标的探测。

Wang 等^[5]提出了一种基于二元像差模式测量的波前传感技术。该技术利用 Walsh 函数对待测光束的波前进行了展开,接着设计相应的调制函数对待测波前进行纯相位调制,并根据单元光敏传感器对所接收到的强度信号进行简单的波前测量。在此基础上,文献^[8]利用数字微镜器件作为空间光强度调制器对待测波前进行调制,实现了较为复杂波前的测量。而后,Pang 等^[11]提出了基于光场重建的波前重构方法,对光场展开系数的解析解进行求解,实现了波前的快速精确重构。但现有的波前传感方法在求解过程中受限于 Walsh 函数的乘法定理,需要测量一组完备的 Walsh 函数序的系数才能够实现波前重构。对于根据 Kolmogorov 大气湍流

模型生成的随机波前,可以利用 Zernike 多项式的低阶项进行精确表示^[12-13]。为了实现对由 Zernike 前 35 项生成的波前重构,需要测量 256 个 Walsh 函数项对应的光强,这说明并非所有的 Walsh 函数项均具有测量价值^[8]。如果将这些没有测量价值的模式从测量过程中剔除,则可以对调制模式数量进行压缩。通过压缩重构过程中所使用的调制函数的项数来提升波前采样效率,进而提升波前的采样频率。

基于此,本文对现有的基于光场调制的波前重构方法提出了一种改进方法。该方法对重建波前过程中所用的调制模式数量进行优化,以用尽可能少的调制模式数实现对波前的精确重构。对大量光场重构过程中所使用的 Walsh 函数项的系数进行统计,选取了与待测波前相关程度较高的 Walsh 函数项,并以此选取光场实部重构中所需进行系数测量的 Walsh 函数项,并进行相应的测量以实现光场实部重构。同时,为避免光场虚部求解过程中调制函数的额外增加,引入光强分布来对光场的虚部进行重构。该方法不仅避免了光场虚部重构中所需的额外调制函数的使用,而且也避免了 Walsh 函数乘法定理的限制。该方法通过压缩波前重构过程中所需的调制模式数,实现了波前采样频率的大幅提升。

2 原理介绍

波前测量系统的光路图如图 1 所示。待测光束经数字微镜器件(DMD)调制后,在数字微镜器件的两个反射方向上形成两束调制光束。对两束调制光束分别进行聚焦,经针孔滤波后利用光电二极管(PD)对焦点处(针孔内)的光强度进行探测。由于数字微镜器件可以在其两个反射方向上形成两个互补的调制图案,利用两个光电二极管在数字微镜器件的两个反射方向上同时接收信号,可以使用一个

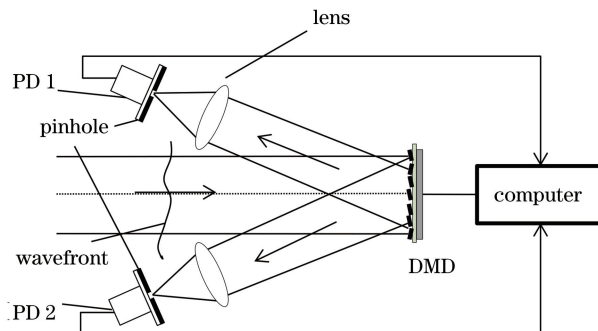


图 1 波前测量光路结构图

Fig. 1 Optical setup for wavefront measurement

调制图案获得互补的两个调制模式下的远场光强采样,提高了波前采样频率。与在数字微镜器件的一个方向上进行信息采集相比,该测量结构可以将波前采样频率提升一倍。此外,在两个方向上进行信号采样,也提高了光能的利用率。

首先,将入射光场表示为实部和虚部的和,即

$$E(x,y) = E \exp(i\varphi) = E_0 \cos \varphi + i \cdot E_0 \sin \varphi, \quad (1)$$

式中: E_0 和 φ 分别为入射光场的振幅和相位。利用 Walsh 函数对入射光场的实部进行展开可得

$$E_0 \cos \varphi = \sum_{l=0}^N a_l W_l, \quad (2)$$

式中: W_l 为第 l 项 Walsh 函数,下标 l 可以取从 0 到 N 的任意整数; a_l 为光场实部第 l 项 Walsh 函数的展开系数。为了实现光场实部的重构,需要对展开系数 a_l 进行求解。然而,在利用 Walsh 函数对光场实部进行展开时,部分 Walsh 函数项的系数始终为 0 或近似为 0,该部分对波前重构的影响极小。为了减少波前重构所需的 Walsh 函数项数,提高波前探测的频率,可不再测量这些 Walsh 函数项的系数,则光场实部可以表示为

$$E_0 \cos \varphi = \sum_{l=0}^N b_l W_l, \quad (3)$$

式中:

$$b_l = \begin{cases} 0, & a_l < \varepsilon \\ a_l, & a_l \geq \varepsilon \end{cases}, \quad (4)$$

ε 为近似阈值。对于 b_l 的值不为零的 Walsh 函数系数的求解,基于相应的 Walsh 函数生成调制函数,可表示为

$$T_k = \frac{1 + W_k}{2}, \quad (5)$$

式中: k 为 0 到 N 之间的任意整数, T_k 为数字微镜器件在正偏转方向上形成的调制函数。相应地,PD1 所探测到的信号可表示为

$$\begin{aligned} I_k &= D_0 \cdot \left| \iint_A T_k E(x,y) dx dy \right|^2 = \\ &D_0 \cdot \left| \iint_A T_k \left(\sum_{l=0}^N b_l W_l + i E_0 \sin \varphi \right) dx dy \right|^2 = \\ &D_0 \cdot \left| \frac{b_0 + b_k}{2} \right|^2 + D_0 \cdot \left| \iint_A T_k E_0 \sin \varphi dx dy \right|^2, \end{aligned} \quad (6)$$

式中: A 为通光孔径的面积; D_0 为比例常数。在数字微镜器件的负偏转方向上形成的调制函数为

$$T'_k = 1 - T_k = \frac{1 - W_k}{2}, \quad (7)$$

式中: T'_k 为数字微镜器件在负偏转方向上的调制函数。相应地,PD2 探测到的信号强度可以表示为

$$I'_k = D_0 \cdot \left| \frac{b_0 - b_k}{2} \right|^2 + D_0 \cdot \left| \iint_A (1 - T_k) E_0 \sin \varphi dx dy \right|^2. \quad (8)$$

已知波前的整体平移并不会改变波前像差。同时,其也不改变探测器探测到的信号强度,但可以实现光场实部和虚部之间的相互转换^[14]。所以,在求解过程中,假设光场虚部的积分为 0,可得

$$\left| \iint_A E_0 \sin \varphi dx dy \right|^2 = 0. \quad (9)$$

在此条件下,PD1 和 PD2 所探测到的信号中光场虚部的值相等,即

$$\left| \iint_A T_k E_0 \sin \varphi dx dy \right|^2 = \left| \iint_A (1 - T_k) E_0 \sin \varphi dx dy \right|^2. \quad (10)$$

因此,联立(6)式和(8)式可得 PD1 和 PD2 探测到的信号差值为

$$\Delta I_k = I_k - I'_k = D_0 b_0 b_k. \quad (11)$$

根据(11)式,对待测实部的展开系数 b_k 进行求解,进而根据(3)式实现光场实部的重构。

光场虚部的绝对值可以相应地表示为

$$U = |E_0 \sin \varphi| = \sqrt{E_0^2 - (E_0 \cos \varphi)^2} = \sqrt{E_0^2 - \left(\sum_{l=0}^N b_l W_l \right)^2}. \quad (12)$$

根据(6)式可知,PD1 探测到的信号会受到光场虚部的符号的影响。可知当光场虚部的符号正确时,其所对应的不同调制模式获得的光强均与测得的信号强度吻合。基于此,将光场虚部符号的确定转换为求 \hat{b} 的最小值,且有

$$\hat{b} = \left\| \left\{ \frac{II_1}{I_1}, \frac{II_2}{I_2}, \dots, \frac{II_N}{I_N} \right\} \right\|_2, \quad (13)$$

式中:

$$II_k = \left| \frac{b_0 + b_k}{2} \right|^2 + \left| \iint_A T_k \cdot U_{\text{sgn}} |E_0 \sin \varphi| dx dy \right|^2, \quad (14)$$

其中 U_{sgn} 表示光场虚部。通过优化(13)式,可以实现虚部符号的确定。

至此,实现了光场的重构。基于重构得到的光场,可以得到重构的波前,可表示为

$$\phi = i^{-1} \ln \frac{\sum_{l=0}^N b_l W_l + i \cdot \text{sgn}(E_0 \sin \varphi) |E_0 \sin \varphi|}{E_0}. \quad (15)$$

3 波前展开及平滑

从光场中获得的波前值范围为 $[-\pi, \pi]$,发生了相位缠绕,为了获得更为精确的重构波前,需要对波前进行解缠。若直接对提取的波前进行展开,需要处理大量的数据,限制了波前重构的速度。因此,在对波前展开之前,先对波前进行等效。图 2(a)为单位圆切分形成的扇形单元,图 2(b)为极坐标下的 Walsh 函数。

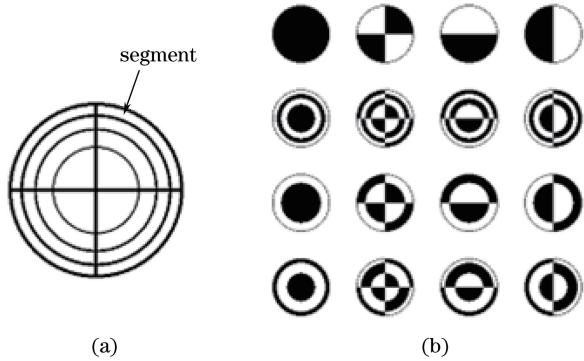


图 2 Walsh 函数。(a)单位圆切分形成的扇形单元；(b)极坐标下的 Walsh 函数(黑色区域代表 1,白色区域代表-1)

Fig. 2 Walsh functions. (a) Segments formed by divided unit circle; (b) Walsh functions in polar coordinates (Black areas are assigned value of 1, white areas are assigned value of -1)

由图 2 所示,二维极坐标下的 Walsh 函数是在相应的扇形单元内填入 1 或 -1 得到的。其中,扇形单元是通过在角度和半径方向分别进行切分形成的。因而,Walsh 函数在单个扇形单元中的值是不变的。相应地,利用该函数表示的光场在单个扇形单元内的值也是相同的,计算得到的波前也是相同的。所以,可以利用一个值对其进行表示,波前等效矩阵如图 3 所示。其中,横坐标表示圆周角度,纵坐标表示半径的平方。该等效过程大幅缩减了波前重构过程中所需处理的数据量,对等效波前进行展开,以获得波前的绝对值^[14-15]。

R^2	$\varphi_{4,1}$	$\varphi_{4,2}$	$\varphi_{4,3}$	$\varphi_{4,4}$	
	$\varphi_{3,1}$	$\varphi_{3,2}$	$\varphi_{3,3}$	$\varphi_{3,4}$	
	$\varphi_{2,1}$	$\varphi_{2,2}$	$\varphi_{2,3}$	$\varphi_{2,4}$	
	$\varphi_{1,1}$	$\varphi_{1,2}$	$\varphi_{1,3}$	$\varphi_{1,4}$	
0	θ/rad				2 π

图 3 波前等效矩阵

Fig. 3 Equivalent matrix of wavefront

波前展开后,其在单个扇形单元中的取值依旧是不变的,因而波前展开后得到的为离散波前。为了提高波前重构的精度,对波前进行平滑处理。根据 Kolmogorov 大气湍流模型,待测波前可以利用 Zernike 多项式表示为

$$\varphi = \sum_{k=1}^{N_z} c_k z_k, \quad (16)$$

式中: c_k 为 z_k 的系数, z_k 为第 k 项 Zernike 多项式。为方便表示,将(16)式简写为

$$\varphi = \mathbf{c}^T \mathbf{z}, \quad (17)$$

式中: \mathbf{c} 为 c_k 组成的列向量; \mathbf{z} 为 z_k 组成的列向量。

对于由 Zernike 多项式的单一项生成的波前,利用该波前传感技术对其进行重构并展开,可以得到一个离散的波前,可表示为

$$z_k = \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^Q \varphi_{p,q}^{(k)} \cdot U_{p,q}, \quad (18)$$

式中: p 和 q 表示扇形单元的位置; $\varphi_{p,q}^{(k)}$ 为第 k 项 Zernike 函数在对应扇形单元上的相位值; $U_{p,q}$ 为对应小扇形区域的单位值。相应地,对 Zernike 函数的前 N_z 项进行重构,可以得到

$$\begin{bmatrix} z_1 \\ z_1 \\ z_1 \\ \vdots \\ z_{N_z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varphi_{1,1}^{(1)} & \varphi_{1,2}^{(1)} & \varphi_{1,3}^{(1)} & \cdots & \varphi_{P,Q}^{(1)} \\ \varphi_{1,1}^{(2)} & \varphi_{1,2}^{(2)} & \varphi_{1,3}^{(2)} & \cdots & \varphi_{P,Q}^{(2)} \\ \varphi_{1,1}^{(3)} & \varphi_{1,2}^{(3)} & \varphi_{1,3}^{(3)} & \cdots & \varphi_{P,Q}^{(3)} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \varphi_{1,1}^{(N_z)} & \varphi_{1,2}^{(N_z)} & \varphi_{1,3}^{(N_z)} & \cdots & \varphi_{P,Q}^{(N_z)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_{1,1} \\ U_{1,2} \\ U_{1,3} \\ \vdots \\ U_{P,Q} \end{bmatrix}. \quad (19)$$

为了方便表示,(19)式可以简写为

$$\mathbf{z} = \Phi \mathbf{U}. \quad (20)$$

代入(17)式,将待测波前利用 Zernike 多项式进行表示,可得

$$\varphi = \mathbf{c}^T \Phi \mathbf{U}. \quad (21)$$

展开后的波前可以表示为

$$\varphi = \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^Q \varphi_{p,q} U_{p,q}. \quad (22)$$

将其简写为

$$\varphi = \xi \mathbf{U}. \quad (23)$$

联立(21)式和(23)式可得

$$\xi = \mathbf{c}^T \Phi. \quad (24)$$

进而可得

$$\mathbf{c}^T = \xi \Phi^+, \quad (25)$$

式中: Φ^+ 为 Φ 的广义逆矩阵。重构波前每个小扇形的相位 ξ 是已知的, Φ 可以通过理论计算得到。因而基于(24)式,可以快速实现相应 Zernike 多项式系数的求解,将该系数代入(16)式,可实现波前的

精确重构。

4 数值仿真及分析

选出需要求解系数的 Walsh 函数项的项数及其在 Walsh 函数序列中所处的次序。基于 Kolmogorov 湍流模型,利用 Zernike 前 35 项生成 1000 个随机波前^[12]。利用基于二值像差模式的波前重构算法^[11]对相应的入射光场实部进行重构,并对重构过程中每项 Walsh 函数的系数的绝对值进行了统计,Walsh 函数系数绝对值的平均值统计结果如图 4 所示。图 4 展示了在 1000 次光场实部重构过程中,Walsh 函数各项的系数绝对值的平均值。

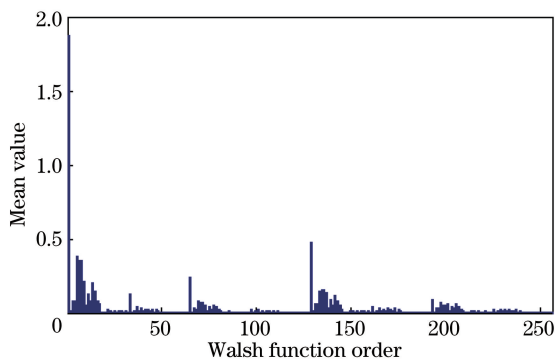


图 4 Walsh 函数系数绝对值的平均值
Fig. 4 Mean value of absolute value of Walsh function coefficient

从图 4 中可以看出,在光场实部重构过程中,Walsh 函数的不同项对于光场实部重构的贡献是有显著差异的。其中,有些 Walsh 函数项在波前重构过程中的系数绝对值的平均值基本为零,这些函数项在重构过程中的贡献量很小。

基于 Kolmogorov 湍流模型,利用 Zernike 前 35 项生成了随机待测波前,入射波前如图 5 所示,其中 PV 值为峰谷值,RMS 值为方均根值。

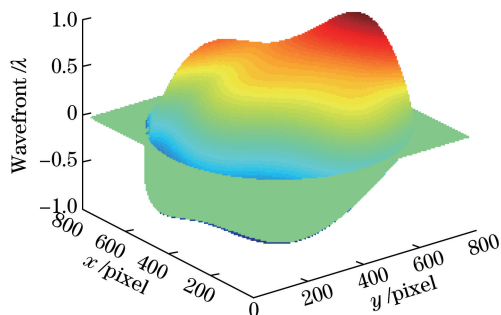


图 5 入射波前(峰谷值为 1.43λ ,方均根值为 0.31λ)
Fig. 5 Incident wavefront (PV is 1.43λ ,RMS is 0.31λ)

根据仿真统计结果,按照 Walsh 函数系数绝对值由大到小对 Walsh 函数项进行排序,并选取了前

N 项 Walsh 函数对波前进行重构。利用不同数量的 Walsh 函数项进行波前重构的残余波前的 RMS 值如图 6 所示。

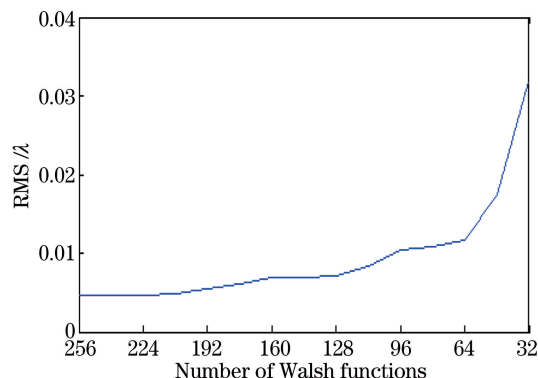


图 6 利用不同数量的 Walsh 函数项进行波前重构的残余波前的 RMS 值

Fig. 6 RMS of residual wavefront reconstructed with different number of Walsh functions

从图 6 中可以看出,随着波前重构过程中所使用的 Walsh 函数数量的减少,残余波前的 RMS 随之增加。当使用的 Walsh 函数项的数量多于 64 项时,残余波前的 RMS 值增加得较为缓慢,而当使用的 Walsh 函数项的数量少于 64 项时,残余波前的 RMS 值迅速增加。所以,仿真中选取了统计结果中系数绝对值最大的 64 项 Walsh 函数项进行重构。重构得到的光场实部如图 7 所示。

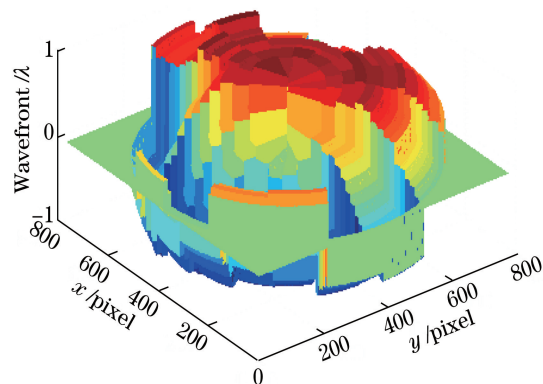


图 7 重构的光场实部

Fig. 7 Reconstructed real part of optical field

根据(12)式,可以重构得到光场虚部的绝对值如图 8(a)所示。对光场虚部的符号进行了优化,重构的光场虚部如图 8(b)所示。

根据(15)式,可以实现波前重构,重构得到的离散波前如图 9 所示。对重构波前进行解缠绕可以得到一个离散波前,如图 9(b)所示。为了提高波前精度,对重构得到的离散波前进行了平滑处理。图 10(a)为平滑后的波前,图 10(b)为重构误差。

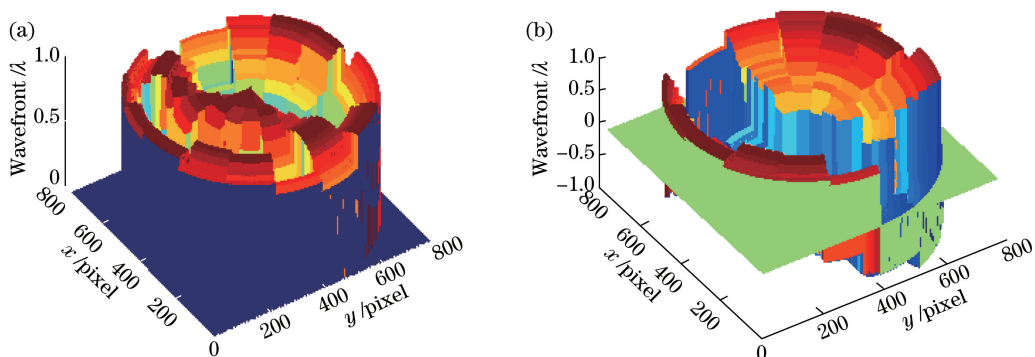


图 8 利用选出的 64 项 Walsh 函数重构的光场虚部。(a) 重构光场虚部的绝对值; (b) 重构的光场虚部
 Fig. 8 Reconstructed imaginary part of optical field with selected 64 Walsh functions. (a) Absolute value of reconstructed imaginary part of optical field; (b) reconstructed imaginary part of optical field

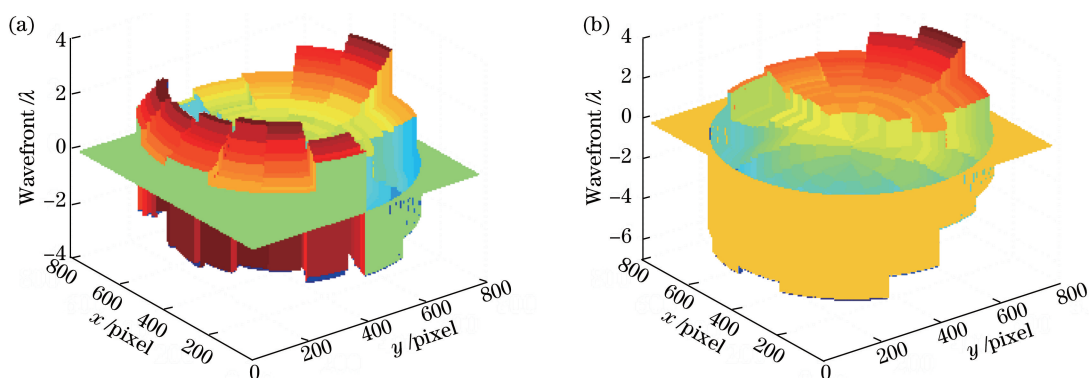


图 9 重构得到的离散波前。(a) 缠绕波前; (b) 解缠波前
 Fig. 9 Reconstructed discrete wavefront. (a) Wrapped wavefront; (b) unwrapped wavefront

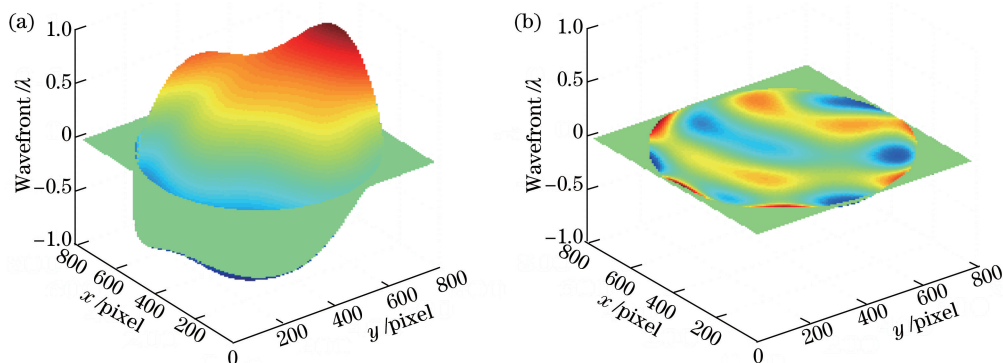


图 10 (a) 平滑后的波前; (b) 重构波前 (PV 值为 0.074λ , RMS 值为 0.0086λ)
 Fig. 10 (a) Wavefront after smoothing; (b) residual wavefront (PV is 0.074λ , RMS is 0.0086λ)

由图 10(b)可知,入射波前可以利用从 Walsh 函数前 256 中选出的 64 项实现精确重构。这也说明了利用缩减调制模式的方法依旧可以实现波前的精确重构。

从理论上来说,缩减调制模式不可避免地会降低重构精度。对相同波前利用 Walsh 函数的前 256 项进行重构,得到的重构波前和残余波前如图 11 所示。通过对比两者之间的残余波前像差,不难发现

缩减调制模式后的波前重构精度降低了。受限于波前校正器的空间分辨率,过高的波前重构精度对于校正结果的提升能力有限。然而,通过缩减调制模式数的方式可以极大地提升波前探测的频率。在自适应光学系统中,对于波前重构的残余波前的 RMS 通常要求为十几分之一一个波长至几十分之一一个波长。从图 10 的仿真结果中可得,压缩调制模式后的波前重构精度满足这一要求。

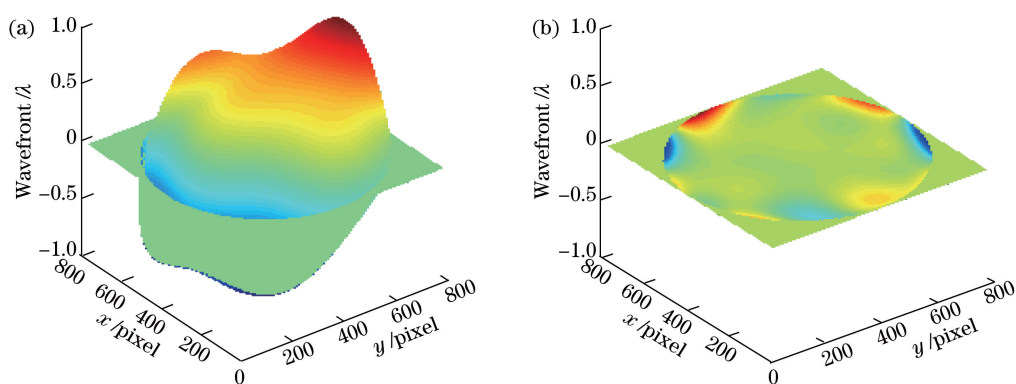


图 11 利用 Walsh 函数前 256 项重构的波前。(a) 重构波前; (b) 残余波前 (PV 为 $2.30 \times 10^{-3} \lambda$, RMS 为 $1.58 \times 10^{-4} \lambda$)

Fig. 11 Wavefront reconstructed with the first 256 Walsh functions. (a) Reconstructed wavefront;

(b) residual wavefront (PV is $2.30 \times 10^{-3} \lambda$, RMS is $1.58 \times 10^{-4} \lambda$)

同时,为了更进一步对该方法在工程应用中的可行性进行分析,对有噪声条件下的波前重构进行了仿真。其中,选取的噪声类型为热噪声,信噪比为

30 dB。波前重构结果如图 12 所示。从仿真结果来看该波前重构方法,在有噪声的情况下依旧可以实现一定精度的波前重构。

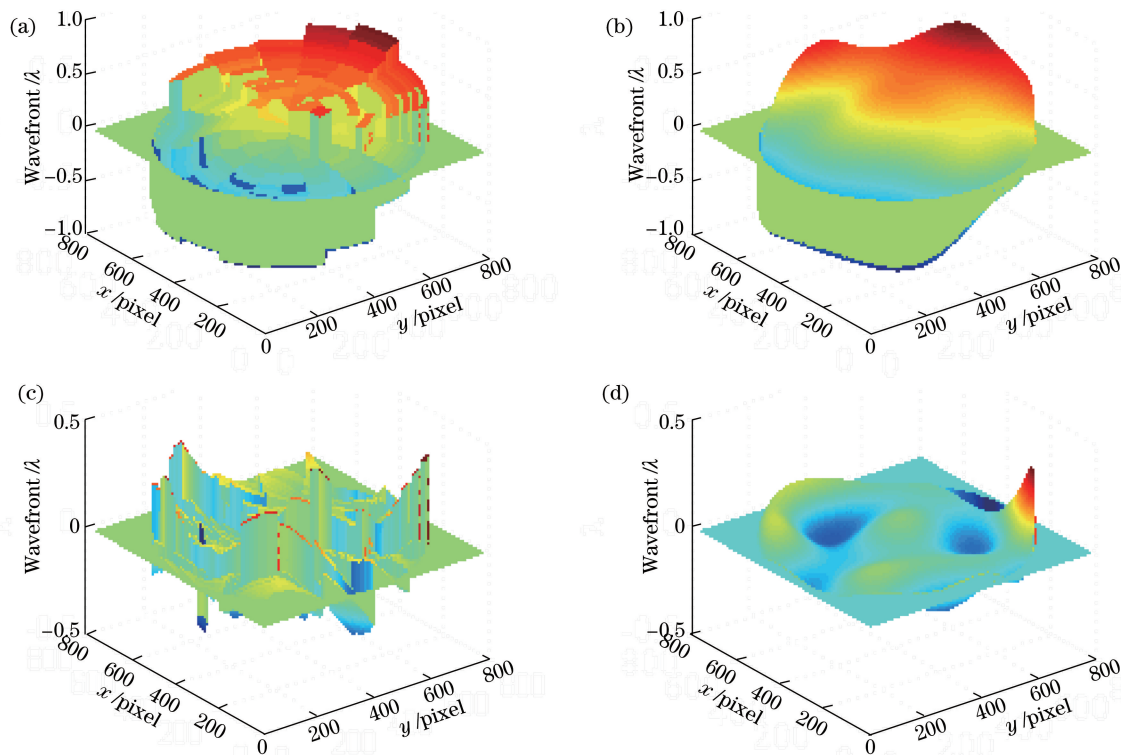


图 12 热噪声(信噪比为 30 dB)的波前重构结果。(a) 解缠后的离散波前; (b) 重构波前; (c) 解缠得到的离散波前与入射波前之间的残余误差; (d) 重构结果的残余波前 (PV 为 0.47λ , RMS 为 0.045λ)

Fig. 12 Wavefront reconstructed results when signal-to-noise ratio of thermal noise is 30 dB. (a) Unwrapped discrete wavefront; (b) reconstructed wavefront; (c) residual wavefront between unwrapped discrete wavefront and incident wavefront; (d) residual wavefront of reconstructed wavefront (PV is 0.47λ , RMS is 0.045λ)

该数值仿真实验利用从 Walsh 函数前 256 项中选出的 64 项 Walsh 函数实现了对波前的高精度重构。在确保所需波前重构精度的前提下,极大地缩减了波前重构过程中所需的调制函数。对于利用 Zernike 函数前 35 项生成的随机波前实现重构,原有

方法需要获取 768 次调制下的远场焦点光强才能实现 Walsh 函数前 256 项系数的求解,完成波前的重构^[11],而该方法仅需要测量 64 个调制模式下的光强信号即可实现。对于相同的调制器件,完成一次波前数据采集所需要的时间可减为原有方法的 1/12。

5 结 论

介绍了一种通过压缩调制模式数来提高波前探测频率的波前重构方法。该方法在满足自适应光学波前测量精度要求的前提下,尽可能地压缩了光场实部重构过程中所用的 Walsh 函数的项数,以缩短波前采样所需时间,提升波前采样频率。同时,引入光强分布进行光场实部的重构,避免了对 Walsh 函数的乘法定理的依赖和额外调制函数的使用,进一步压缩了波前重构中所需的调制模式的数量。在测量结构上,该方法采用了双探测器同时收集调制器件正负两个方向上的波前信号,以提升波前信号的探测频率。数值仿真结果表明,该方法大幅减少了波前重构所需的调制模式数。此外,在不同的应用场景中,由于波前像差的类型和测量精度不同,所需要测量的 Walsh 函数的项数及其位置是不同的,应当根据实际应用进行选取。

参 考 文 献

- [1] Liang J Z, Grimm B, Goelz S, *et al.* Objective measurement of wave aberrations of the human eye with the use of a Hartmann-Shack wave-front sensor [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1994, 11(7): 1949-1957.
- [2] Rao C H, Jiang W H, Ling N. Atmospheric parameters measurements for non-Kolmogorov turbulence with Hartmann-Shack wavefront sensor [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, 20(9): 1201-1207.
饶长辉, 姜文汉, 凌宁. 应用哈特曼-夏克波前传感器测量大气湍流参数[J]. *光学学报*, 2000, 20(9): 1201-1207.
- [3] Roddier F. Curvature sensing and compensation: a new concept in adaptive optics [J]. *Applied Optics*, 1988, 27(7): 1223.
- [4] Kong M M, Gao Z S, Chen L, *et al.* Cyclic radial shearing interferometry based on polarization phase-shifting technique [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(1): 127-131.
- [5] Wang L J, Liu L R, Luan Z, *et al.* Phase shifting-jamin lateral shearing interferometer [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2009, 36(5): 1156-1159.
王利娟, 刘立人, 栾竹, 等. 相移雅满横向剪切干涉仪 [J]. *中国激光*, 2009, 36(5): 1156-1159.
- [6] Gonsalves R A, Chidlaw R. Wavefront sensing by phase retrieval [J]. *Proceedings of SPIE*, 1979, 207: 32-40.
- [7] Wang F L. Wavefront sensing through measurements of binary aberration modes [J]. *Applied Optics*, 2009, 48(15): 2865-2870.
- [8] Wang S, Yang P, Ao M W, *et al.* Wavefront sensing by means of binary intensity modulation [J]. *Applied Optics*, 2014, 53(35): 8342-8349.
- [9] Booth M J. Wave front sensor-less adaptive optics: a model-based approach using sphere packings [J]. *Optics Express*, 2006, 14(4): 1339-1352.
- [10] Song H, Fraanje R, Schitter G, *et al.* Model-based aberration correction in a closed-loop wavefront-sensor-less adaptive optics system [J]. *Optics Express*, 2010, 18(23): 24070-24084.
- [11] Pang B Q, Wang S, Cheng T, *et al.* Wavefront reconstruction algorithm for wavefront sensing based on binary aberration modes [J]. *Chinese Physics B*, 2017, 26(5): 054204.
- [12] Noll R J. Zernike polynomials and atmospheric turbulence [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1976, 66(3): 207-211.
- [13] Wang J Y, Markey J K. Modal compensation of atmospheric turbulence phase distortion [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1978, 68(1): 78-87.
- [14] Goldstein R M, Zebker H A, Werner C L. Satellite radar interferometry: two-dimensional phase unwrapping [J]. *Radio Science*, 1988, 23(4): 713-720.
- [15] Karout S. Two-dimensional phase unwrapping [D]. Liverpool: Liverpool John Moores University, 2007.