

# 基于三步相移干涉法的光学传输矩阵测量与聚焦

王剑南<sup>\*\*</sup>, 李伟, 刘杰涛, 孙雪莹, 郭成飞, 邵晓鹏<sup>\*</sup>

西安电子科技大学物理与光电工程学院, 陕西 西安 710071

**摘要** 基于光学传输矩阵实现透过散射介质进行聚焦和成像是近年来光学领域的研究热点。为了测量得到散射介质的光学传输矩阵, 并利用光学传输矩阵研究散射介质的特殊性质, 首先结合三步相移干涉法测量磨砂玻璃的光学传输矩阵, 分析哈达玛基和笛卡尔基下光学传输矩阵的特征值分布特点, 然后基于笛卡尔基下的光学传输矩阵以及相位共轭的思想, 实现透过散射介质的单点聚焦和多点聚焦, 验证散射介质的聚焦点可控特性; 研究相机处于不同位置时透过散射介质的聚焦性质, 测量光学系统的焦深; 基于聚焦点可控性质及光学系统焦深, 验证系统中磨砂玻璃的类透镜性质。结果表明: 三步相移干涉法测量散射介质光学传输矩阵的测量时间短, 聚焦的增强因子较高; 哈达玛基和笛卡尔基下光学传输矩阵的实部和虚部的特征值分布均服从高斯分布, 与理论结果比较符合, 验证了三步相移干涉法对散射介质光学传输矩阵测量的正确性; 所述系统的可聚焦焦深较长, 且在焦深范围内均可实现单点聚焦和多点聚焦。

**关键词** 散射; 光学传输矩阵; 三步相移干涉法; 随机散射介质; 聚焦; 焦深

**中图分类号** O436.2

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/CJL201845.0804007

## Measuring Optical Transmission Matrix Based on Three Steps Phase Shift Interferometry and Focusing

Wang Jiannan<sup>\*\*</sup>, Li Wei, Liu Jietao, Sun Xueying, Guo Chengfei, Shao Xiaopeng<sup>\*</sup>

*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China*

**Abstract** Focusing and imaging through scattering medium based on the optical transmission matrix is a hot topic in the field of optics recently. To measure the optical transmission matrix of the scattering medium and study special properties of the scattering medium, we propose a method named three steps phase shift interferometry to measure the optical transmission matrix of the frosted glass, and analyze eigenvalue distribution characteristics of the optical transmission matrix in Hadamard basis and Cartesian basis. Then combining the optical transmission matrix in Cartesian basis and phase conjugation, we achieve single point and multipoint focusing through scattering medium to verify the controllability of focusing points of the scattering medium. We study properties focusing through scattering medium with the camera in different positions, and measure the depth of focus of the optical system. We verify the lenslike effect of the frosted glass based on the controllability of the focusing points and the depth of focus of the system. The results show that three steps phase shift interferometry has the advantages of less measuring time and high enhancement factors of focusing; The eigenvalue distribution characteristics of the optical transmission matrix in Hadamard basis and Cartesian basis are both following the Gaussian distribution, which agrees well with theoretical prediction, and the correctness of the three steps phase shift interferometry to measure the optical transmission matrix of scattering media is verified; the focusable depth of focus of the system is long, within which the single point and multipoint focusing can be achieved.

**Key words** scattering; optical transmission matrix; three steps phase shift interferometry; scattering medium; focusing; depth of focus

**OCIS codes** 290.7050; 290.2558; 290.5820

**收稿日期:** 2018-03-05; **修回日期:** 2018-04-11; **录用日期:** 2018-04-15

**基金项目:** 国家自然科学基金(61575154)、中央高校基本科研业务费专项资金(SA-ZD160501)、高等学校学科创新引智计划(B17035)

**\* E-mail:** xpshao@xidian.edu.cn(通信作者); **\*\* E-mail:** 1315293599@qq.com

# 1 引 言

在科学技术快速发展的今天,光学成像在日常生活中越来越重要,尤其是在生物医学成像方面具有重要意义。在光学成像技术的发展中,对光波传输的研究一直局限于各向同性、均匀介质或弱散射介质的情况,这种情况下的光波可以自由传播,并且不会引起相位和光强的变化。相比之下,散射现象通常因介质的无序性导致输出光的相位以及光强发生变化而需要被尽可能避免。例如:许多光学实验要求光学成像元件要绝对清洁,以避免散射对成像质量造成影响;在加工光学透镜时,为避免分辨率降低,要尽可能减小加工误差。然而,实际成像过程中经常要求在非常强烈的散射情况下进行成像,如生物医学成像以及超衍射极限成像<sup>[1]</sup>等。近年来,对随机散射介质的研究<sup>[1]</sup>表明,利用传统光学领域中对成像“不利”的散射光可以实现聚焦,并且已经在超衍射极限成像应用中起到了较大作用。光学传输矩阵(OTM)用于表征散射介质入射光场与出射光场之间的关系,在获知散射介质的光学传输矩阵后,可以将其看作是一个光学元件,使其参与成像过程,以实现增大光学系统数值孔径和视场角等目的<sup>[2]</sup>;同时,一旦获得散射介质的光学传输矩阵,不仅可以研究介质的特性,还可以实现对光的控制、聚焦、成像、图像重建等。

目前,测量光学传输矩阵的方法主要包括全场四步相移干涉法<sup>[3]</sup>、相位恢复算法<sup>[4]</sup>、波前相位调制法<sup>[5]</sup>、空间频率域测量方法<sup>[6]</sup>等。全场四步相移方法是由 Popoff 等<sup>[3]</sup>提出的,该方法主要基于干涉获得光场的相位信息,并且能够在单臂条件下对散射介质的光学传输矩阵进行测量,装置简单,较易实现,但存在测量次数多、耗时较长等不足。Drémeau 等<sup>[4]</sup>提出了基于相位恢复算法的矩阵测量方法,主要使用数字微镜器件(DMD)代替空间光调制器(SLM),将光束分为两束,其中一束作为调制光,另一束被屏蔽,通过相位恢复算法计算出恢复相位,并将其加载到散射介质前的 DMD 上,这样仅需一次测量即可测得散射介质的光学传输矩阵,测量次数较少,避免了多次测量引入的误差。但该方法测量装置复杂,对噪声较敏感。Yoon 等<sup>[5]</sup>提出的波前相位调制法能够充分利用 SLM 的分辨率,直接使用 SLM 对波前进行调制优化,使入射光场产生的每个光学焦点与经过散射介质后的焦点相同,并利用相机探测得到二维强度信息,利用这些信息就可重建

出散射介质的光学传输矩阵。该方法测量速度快,但是需要超高精度的调制器件,较难实现。Choi 等<sup>[6]</sup>提出的频域传输矩阵主要利用断层相位显微镜直接测量不同入射角度的平面波,经过随机散射介质散射后的散斑光场构成空间频率域传输矩阵,可以实现宽场成像,但无法对倏逝波的光学传输矩阵进行测量。三步相移干涉法是对全场四步相移干涉法的一种改进,能在不降低测量精度的前提下缩短测量矩阵的时间,装置简单,测量结果可靠。为了测量得到较理想的单点聚焦及多点聚焦效果,本文结合相位共轭<sup>[7]</sup>思想,采用三步相移干涉法对磨砂玻璃的光学传输矩阵进行测量,同时测量光学系统的焦深,以验证已知光学传输矩阵的磨砂玻璃的类透镜性质。

## 2 基本原理

### 2.1 基于三步相移干涉法测量光学传输矩阵的原理

对于任意散射介质,其对入射光波的作用可以用一个传输矩阵  $\mathbf{K}$  来表示。将  $\mathbf{K}$  离散化,可表示为复矩阵形式  $\mathbf{K}_{mn}$  ( $m$  为输出光场维度,  $n$  为输入光场维度)。 $\mathbf{K}_{mn}$  表征了第  $m$  维输出元素与第  $n$  维输入元素之间的光场(振幅和相位)的相互关系,即

$$\mathbf{E}_m^{\text{out}} = \sum_{n=1}^N k_{mn} \mathbf{E}_n^{\text{in}}, \quad (1)$$

式中:  $\mathbf{E}_m^{\text{out}}$  为第  $m$  维的输出光场;  $k_{mn}$  为  $\mathbf{K}_{mn}$  在第  $n$  维输入和第  $m$  维输出时的传输矩阵系数;  $\mathbf{E}_n^{\text{in}}$  为第  $n$  维输入光场,可以自行设置。

结合(1)式,可以基于干涉理论<sup>[8]</sup>测量光学传输矩阵。对任何输入向量,采用参考光和调制光的干涉,即可解得输入向量,如果参考光相位不变,调制光的相位是一个随相移  $\alpha$  变化的量,那么第  $m$  维输出光场的强度<sup>[9]</sup>为

$$\begin{aligned} I_m^\alpha &= |\mathbf{E}_m^{\text{out}}|^2 = \left| \mathbf{s}_m + \sum_n e^{i\alpha} k_{mn} \mathbf{E}_n^{\text{in}} \right|^2 = \\ &= |\mathbf{s}_m|^2 + \left| \sum_n e^{i\alpha} k_{mn} \mathbf{E}_n^{\text{in}} \right|^2 + 2\text{Re}(e^{i\alpha} \bar{\mathbf{s}}_m \sum_n k_{mn} \mathbf{E}_n^{\text{in}}), \end{aligned} \quad (2)$$

式中:  $I_m^\alpha$  为在第  $m$  维输出模式下相移  $\alpha$  的参考光强度;  $\mathbf{s}_m$  为在第  $m$  维输出模式下参考光的光场;  $\bar{\mathbf{s}}_m$  为参考光经过散射介质后的结果,因散射介质为线性系统,  $\bar{\mathbf{s}}_m$  不会影响利用散射介质的光学传输矩阵进行聚焦的结果;  $e^{i\alpha}$  为未加入调制信号时的相移  $\alpha$  的初始输入光场。

输入第  $n$  维基向量,并根据(2)式测量 SLM 上附加的相移  $\alpha = 0, 2\pi/3, 4\pi/3$  时,相机上接收的强

度模式  $I_m^0$ 、 $I_m^{2\pi/3}$ 、 $I_m^{4\pi/3}$ ，此时，计算在第  $m$  维输出光场的强度：

$$\frac{2I_m^0 - I_m^{2\pi/3} - I_m^{4\pi/3}}{6} + \frac{\sqrt{3}i(I_m^{2\pi/3} - I_m^{4\pi/3})}{6} = \sum \bar{s}_m k_{mm} I^{\text{in}}. \quad (3)$$

假设测量一个  $N \times M$  的光学传输矩阵，只需控制 SLM 修改  $3N$  次相移且相机循环采集  $3N$  次强度散斑，根据(3)式，就可以计算得到光学传输矩阵的所有系数  $k_{mm}$ ，从而得到观测光学传输矩阵。

在测量过程中，输入光场的选择尤为重要，在保证输入光场振幅已知的同时，更应该考虑输入光场的相位信息。因此，对哈达玛基和笛卡尔基两种基作为输入光场时的调制状态进行比较，哈达玛基与笛卡尔基调制方式的对比结果如图 1 所示。由

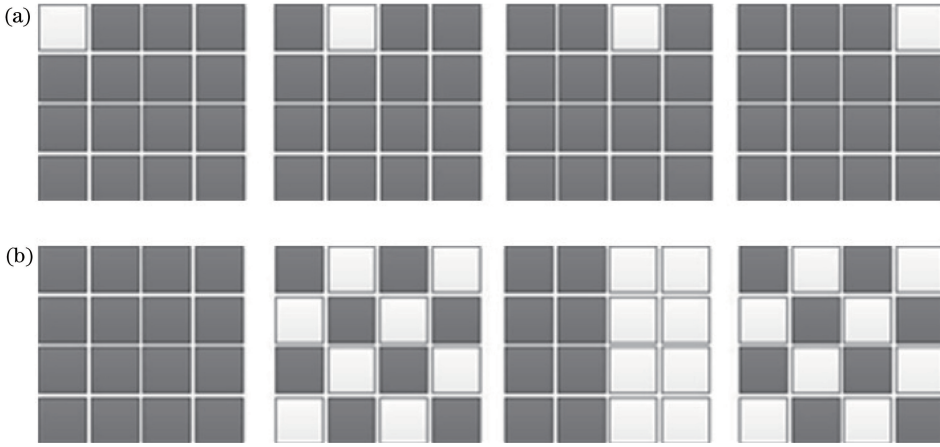


图 1 哈达玛基与笛卡尔基调制方式的对比。(a)笛卡尔基，灰色像素表示不反射光束信息，值为 0，白色像素表示反射光束信息，值为 1；(b)哈达玛基，灰色像素和白色像素均能反射光束信息，灰色像素的值为 -1，白色像素的值为 1，且灰色像素的相位滞后白色像素  $\pi$

Fig. 1 Comparison between modulation in Hadamard basis and Cartesian basis. (a) Cartesian basis, gray is not reflection pixel, equals to 0, white is reflection pixel, equals to 1; (b) Hadamard basis, gray and white are both reflection pixels, gray equals to -1 and white equals to 1, phase lag of gray is  $\pi$  comparing to white

由于哈达玛基可以将强度信息与相位信息分开调制，实现纯相位调制，并最大化地得到光波的强度，因此在实验过程中，采用哈达玛基  $H$  代替输入光场  $E^{\text{in}}$ ，测量得到在哈达玛基输入条件下的矩阵  $K_H$  (即观测矩阵)后，只需进行简单的基变换：

$$K_D = K_H \cdot H^\dagger, \quad (4)$$

式中： $K_D$  为笛卡尔基下的光学传输矩阵； $\dagger$  为厄米转置共轭。根据(3)式和(4)式即可得到笛卡尔基下的光学传输矩阵。

## 2.2 基于光学传输矩阵实现聚焦的原理

生物医学中，经常需要在生物组织的任意位置将光波聚焦，使能量足够集中，以消除某些病变或有害物质。考虑到此类散射介质为线性介质，根据波

图 1(a)可知，当输入光场为笛卡尔基时，每个像素为灰色 0 或者白色 1，其中：灰色 0 表示输入光场的强度经 SLM 时不发生反射，即输入光场的强度和相位均变为 0；白色 1 表示输入光场的强度经 SLM 后发生反射，即输入光场的强度和相位均保持不变。在这种情况下，无法实现对输入光场照射到 SLM 上的所有调制信号进行相位偏移。由图 1(b)可知，当输入光场为哈达玛基时，每个像素为灰色 -1 或者白色 1，其中：灰色 -1 表示输入光场经 SLM 时发生反射，其强度不变，且其相位会附加  $\pi$ ；白色 1 表示输入光场经 SLM 后发生反射，其强度和相位均不发生改变。在这种基调制下，输入光场照射到 SLM 上的所有调制信号均能被 SLM 调制，并且未被吸收，相机可以测得不同相移时的散斑图像。

动方程的可逆性，自行设置聚焦目标点，结合散射介质的光学传输矩阵能够反解出预期的波阵面(振幅和相位)，从而实现光波聚焦<sup>[10-11]</sup>，原理如图 2 所示。当未设置目标聚焦点时，输入的波阵面为混乱的光场，当设置聚焦目标点后，结合测得的光学传输矩阵对入射光场进行波前调制后，能够得到预期的波阵面，此时预期的波阵面再与真实的散射介质相互作用，即可以在相机上探测到聚焦结果。

根据上述聚焦原理，即相位共轭<sup>[7]</sup>的思想，对输入波前进行整形， $E_{\text{out}}^{\text{target}}$  为聚焦目标对应的输出光场，则根据笛卡尔基下的光学传输矩阵和  $E_{\text{out}}^{\text{target}}$  估计的输入向量为

$$E_{\text{in}}^{\text{estimated}} = (K_D)^\dagger \cdot E_{\text{out}}^{\text{target}}, \quad (5)$$

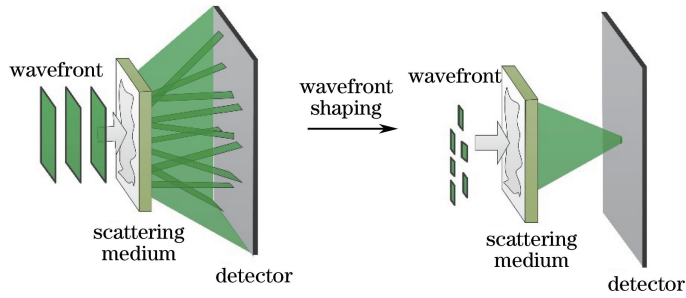


图 2 基于光学传输矩阵透过散射介质的聚焦原理图

Fig. 2 Schematic of focusing through scattering medium based on OTM

式中： $\mathbf{E}_{in}^{estimated}$  为估计的输入光场。将  $\mathbf{E}_{in}^{estimated}$  输入到 SLM 后，能够得到的输出光场  $\mathbf{E}_{out}$  为

$$\mathbf{E}_{out}^{final} = (\mathbf{K}_D)^\dagger \cdot \mathbf{E}_{in}^{estimated} = \mathbf{K} \cdot \mathbf{K}^\dagger \cdot \mathbf{E}_{out}^{target}, \quad (6)$$

式中： $\mathbf{E}_{out}^{final}$  为最终的聚焦结果。至此，即可实现基于散射介质光学传输矩阵的聚焦。

### 3 实验系统与测量结果

测量散射介质光学传输矩阵采用的光路图与实验装置如图 3 所示。光源使用单色激光器 (cobolt-04-01 型,) 波长为 532 nm, 功率为 100 mW, 光束直径为  $(1.7 \pm 0.2)$  mm。采用 GBE20-A 型扩束器可以将光束直径扩大 20 倍。采用石英波片, 偏转角度设置为  $47.2^\circ$ 。SLM 是一种纯相位调制器件 (HOLOEYE Pluto VIS-016 型) 像元尺寸为  $8 \mu\text{m}$ , 分辨率为  $1920 \text{ pixel} \times 1080 \text{ pixel}$ , 可以实现可见光范围内的纯相位调制。散射介质采用平均粒径为  $37 \mu\text{m}$  的磨砂玻璃, 磨砂玻璃的平均粒度体现了它

的散射能力, 平均粒度越小, 散射能力越强, 散射介质后方的散射模式数量越多, 测得的光学传输矩阵的通道元素准确性越高, 聚焦能力越强, 因此实验采用的散射介质的粒径为  $16 \sim 200 \mu\text{m}$ 。磨砂玻璃前的显微物镜的放大倍数为 20, 数值孔径为 0.45, 用于集中调制信号的能量并穿透磨砂玻璃; 磨砂玻璃后的显微物镜的放大倍数为 40, 数值孔径为 0.65, 用于收集散射信号。偏振片的偏转角度为  $118^\circ$ , 主要用于滤除弹道光, 相机 (Andor Zyla 5.5 sCMOS 型) 的像素数为  $2560 \text{ pixel} \times 2160 \text{ pixel}$ , 像元尺寸为  $6.3 \mu\text{m}$ 。激光器发出的激光经扩束及波片调制后照射到 SLM 上, 其中一部分作为参考光, 另一部分作为调制光, 如图 3(a) 所示, 其中调制光部分即图 1(b) 中的调制基。SLM 反射的光通过 20 倍的显微物镜会聚并照射通过磨砂玻璃, 之后被 40 倍显微物镜收集并经由偏振片滤波后, 由相机探测接收, 得到散斑强度图, 再结合 (3) 式和 (4) 式, 即可得到磨砂玻璃的光学传输矩阵。

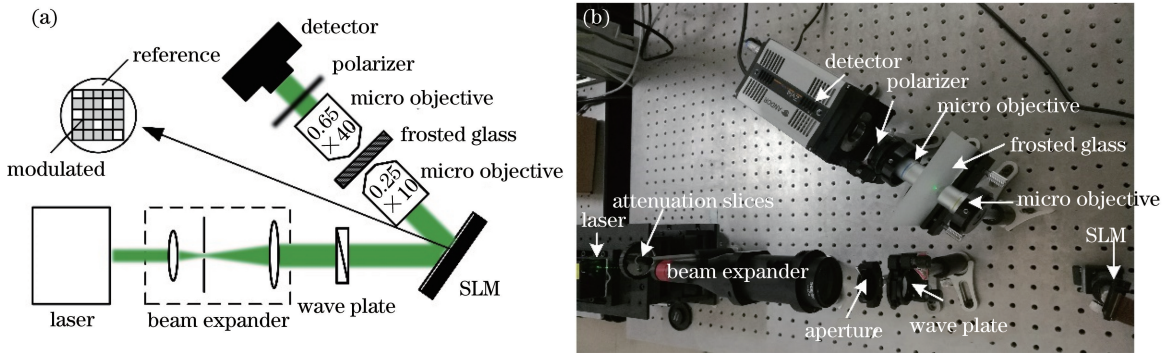


图 3 随机散射介质的光学传输矩阵测量系统。(a) 测量矩阵及聚焦光学原理; (b) 测量矩阵及聚焦实验装置实物图

Fig. 3 OTM measuring system of scattering medium. (a) Optical schematic of measuring matrix and focusing;

(b) experimental devices of measuring matrix and focusing

基于图 3(b) 所示的测量矩阵及聚焦实验装置测量磨砂玻璃的光学传输矩阵, 其维度为  $1024 \times 1024$ , 实验结果如图 4 所示。由图 4 可知, 不论是哈达玛基下的光学传输矩阵 (即  $\mathbf{K}_H$ ), 还是笛卡尔基

下的光学传输矩阵 (即  $\mathbf{K}_D$ ), 实部和虚部的特征值均服从高斯分布<sup>[12-14]</sup>。同时, 对 4 个分布分别进行拟合, 得到相应的曲线, 曲线均服从从高斯曲线的走势, 这表明使用高斯分布的矩阵对散射介质的光学传输

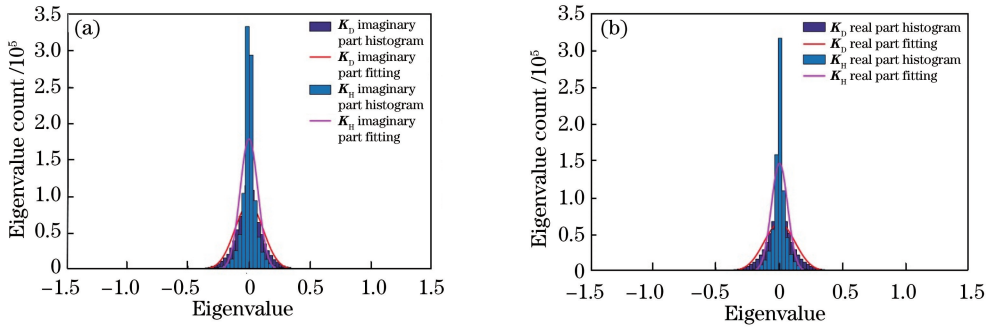


图 4 磨砂玻璃在哈达玛基与笛卡尔基下光学传输矩阵的实部和虚部的直方图分布与曲线拟合结果。

(a)  $K_H$  与  $K_D$  的虚部; (b)  $K_H$  与  $K_D$  的实部

Fig. 4 Histogram distributions and fitting results of real part and imaginary part of OTM of frosted glass at Hadamard basis and Cartesian basis. (a) Imaginary part of  $K_H$  and  $K_D$ ; (b) real part of  $K_H$  and  $K_D$

矩阵进行仿真,可以有效模拟实际散射介质对入射光场的传输,这对解决噪声较严重或时效性较差的介质的光学传输矩阵测量等具有重要意义。

基于散射介质的光学传输矩阵进行单点聚焦的结果如图 5 所示。图 5(a)所示为一个大小为  $32 \text{ pixel} \times 32 \text{ pixel}$  的单点待聚焦目标;图 5(b)所示为未使用测得的光学传输矩阵进行波前整形时探测

器接收到的散斑结果(16 位),其平均灰度值为 165;图 5(c)所示为使用测得的光学传输矩阵进行波前整形时相机的探测结果,聚焦点灰度的极大值为 65536,即  $2^{16}$ 。根据图 5(b)所示的散斑平均灰度值及图 5(c)所示的极大值,可以求得此时单点聚焦的增强因子<sup>[15]</sup>为 396,为其最大聚焦增强因子 804 的 49.1%。

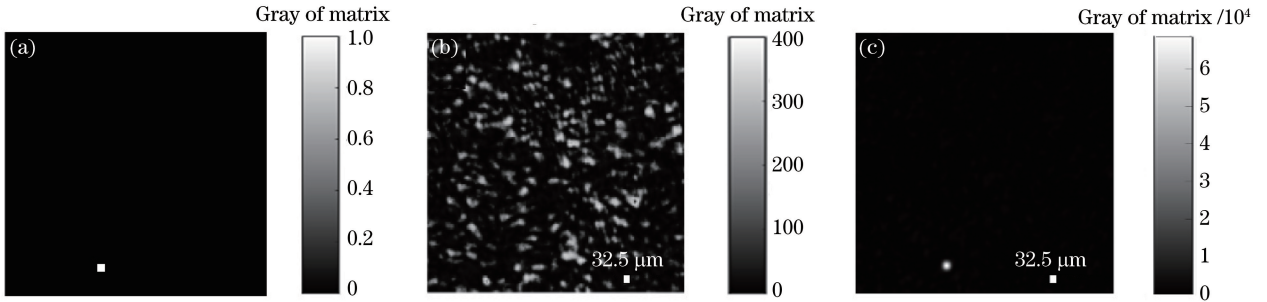


图 5 单点聚焦实验结果。(a)单点聚焦目标;(b)相机探测得到的散斑;(c)单点聚焦结果

Fig. 5 Single point focusing. (a) Single point focusing goal; (b) speckle detected by camera; (c) focusing result of single point

基于散射介质的光学传输矩阵进行多点聚焦的结果如图 6 所示。由图 6(c)和图 6(f)可知,聚焦点的能量分布之和为  $10^4$  量级,表明基于散射介质光学传输矩阵的方法进行多点聚焦时,仍然可以取得很理想的聚焦结果。值得注意的是,在两点 and 三点聚焦结果中,存在一个目标点比较亮而另一个点的值相对较暗的现象,这与初始设置的两点和三点目标的先验信息不是特别一致,这是由测量得到的矩阵元素的完备性导致的;另外,相位共轭的方法在多点聚焦时存在一定的弊端,无法自适应地对不同聚焦点的目标分配不同的权重,以得到与设置的初始目标更类似的聚焦结果,这也是后续研究中需要解决的问题。

为了深入研究基于散射介质的光学传输矩阵的

单点聚焦能力,计算了相机探测面不同聚焦位置的增强因子,即第 1~第 1024 个像素之间隔 10 个像素取一个点进行聚焦时的增强因子,结果如图 7(a)所示。由图 7(a)可知,最大增强因子<sup>[15]</sup>为 396,位于第 391 个像素处,表明此通道的聚焦能力最强,其余增强因子有大有小,表明所测得的矩阵并不是完全完备的,即矩阵的部分元素值并不准确,但是这并不影响研究散射介质的类透镜性质。

测量了相机距离偏振片不同距离时单点聚焦的增强因子及聚焦结果,结果如图 7(b)所示,其中,矩阵测量点距离图 3(b)中偏振片的距离为 20 mm,将此处设为原点。由图 7(b)可知,此时的单点聚焦增强因子为 358,以步长 5 mm 分别向前移动 4 次,即将相机移至距偏振片尽可能近的地方,其单点聚焦

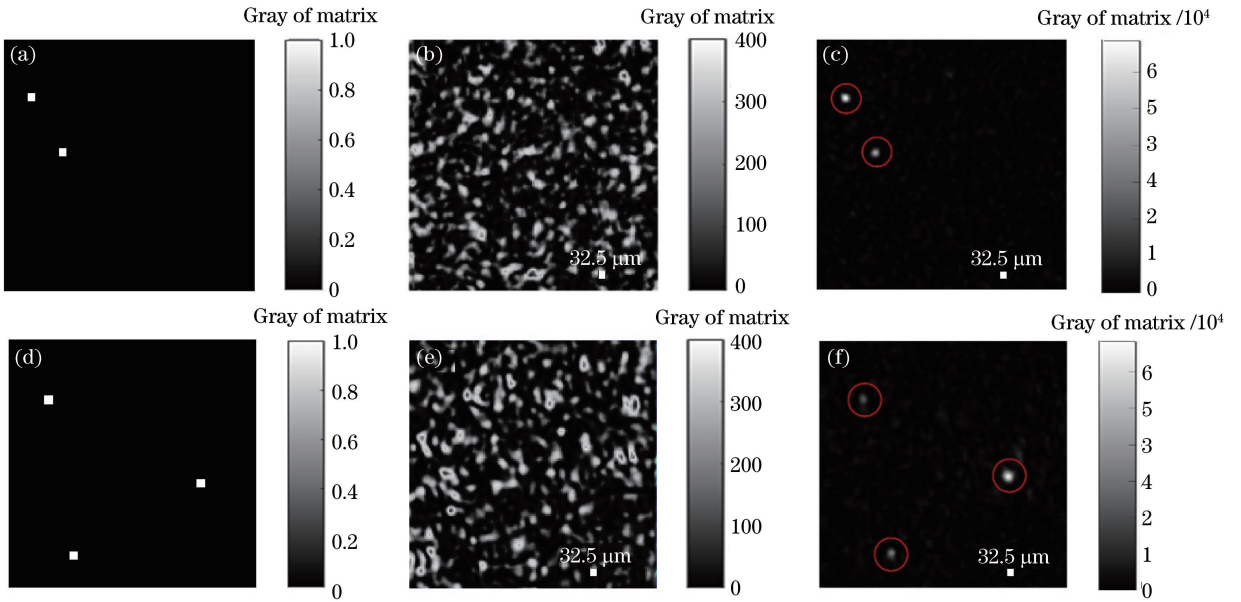


图 6 多点聚焦实验结果。(a)两点聚焦目标;(b)两点聚焦时相机探测得到的散斑;(c)两点聚焦结果;  
(d)三点聚焦目标;(e)三点聚焦时相机探测得到的散斑;(f)三点聚焦结果

Fig. 6 Multipoint focusing. (a) Two points focusing goal; (b) speckle detected by camera with two points focusing;  
(c) focusing result of two points; (d) three points focusing goal; (e) speckle detected by camera with  
three points focusing; (f) focusing result of three points

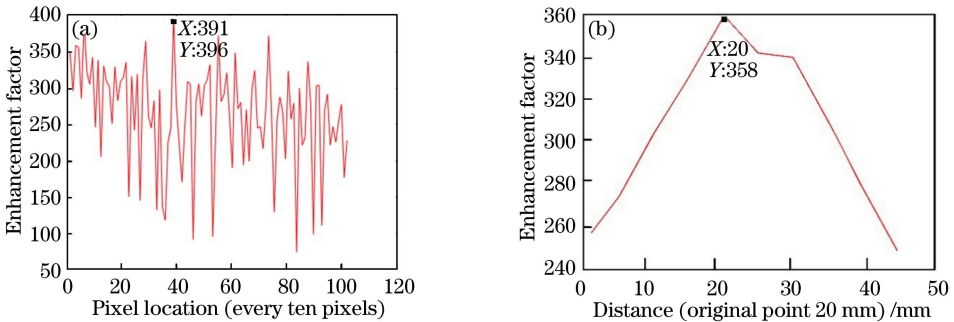


图 7 基于光学传输矩阵实现不同条件下单点聚焦时的增强因子。(a)不同聚焦位置;(b)不同相机位置

Fig. 7 Enhancement factors of single point focusing under different conditions based on OTM.

(a) Different focusing positions; (b) different camera positions

增强因子减小至 258 左右,然后以步长 5 mm 向后移动 5 次,即将相机移至距离偏振片 45 mm 处,其单点聚焦增强因子减小至 250 左右。因此,前后移动相机时,虽然聚焦的增强因子会有一定的减小,但是在一定范围内仍可以实现聚焦。

图 7(b)所示的相机移至距偏振片不同距离时聚焦增强因子的变化满足一定规律:无论位移平台向前还是向后移动,聚焦增强因子均减小。焦深测量结果如图 8 所示,当聚焦目标为单点目标时,相机距偏振片的距离从 0 变化到 45 mm 的过程中(20 mm 处为初始测量点),单点目标的聚焦结果由模糊到清晰再到模糊,与图 7(b)所示的聚焦增强因子的变化情况一致,由于单点聚焦能量较集中,因此

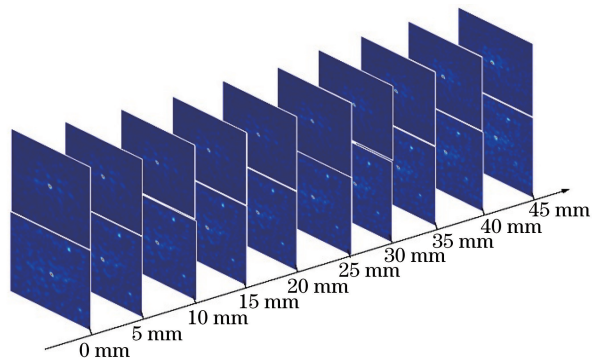


图 8 基于光学传输矩阵实现聚焦的焦深测量  
Fig. 8 Measuring depth of focus based on OTM

上述变化并不十分明显。但是,当聚焦目标变为三点时,在相机距偏振片的距离从 0 变化到 45 mm 的

过程中,三点聚焦的结果由较模糊变为十分清晰,再变为较模糊,这也与单点聚焦增强因子的变化相一致。可见,此系统的聚焦深度可控,有效焦深为45 mm,验证了基于散射介质光学传输矩阵聚焦时焦距可变的类透镜性质。

## 4 结 论

基于三步相移干涉法对光经过强散射介质后的散射光进行聚焦。根据三步相移干涉法的调制过程和理论依据,首先对磨砂玻璃的光学传输矩阵进行了测量,测量的矩阵维度为 $1024 \times 1024$ ,测量时间约为1260 s。如果在上述装置中使用四步相移干涉法对同样维度的矩阵进行测量,测量时间约为1680 s。可见,三步相移干涉法相对于四步相移干涉法测量步骤减少了1/4,测量时间缩短了1/4。分析了哈达玛基和笛卡尔基下光学传输矩阵的特征值分布特点,哈达玛基和笛卡尔基下光学传输矩阵的实部和虚部的特征值均服从高斯分布,与理论结果比较符合,验证了三步相移干涉法对散射介质光学传输矩阵测量的正确性。利用所得的笛卡尔基下的光学传输矩阵实现了光波经散射介质后的单点聚焦及多点聚焦实验,测得基于三步相移干涉法的单点增强因子最大值为396,为理论最大聚焦增强因子的49.1%,而四步相移干涉法测量同等条件下的矩阵的单点聚焦增强因子的最大值为405,为理论最大聚焦增强因子的50.2%。可见,三步相移干涉法与四步相移干涉法的精度相差较小,并且在同一矩阵维度下,本研究得到的聚焦能力高于文献[16]得到的聚焦能力。测得系统的有效焦深为45 mm,验证了散射介质的类透镜性质,既可以使得光波聚焦,又可确保聚焦位置、聚焦深度可变。利用本研究实验装置以及相关方法可以测得随机散射介质的光学矩阵,并可实现光波在任意位置聚焦。值得注意的是,本研究提到的磨砂玻璃的散射为弱散射,所述三步相移干涉法不仅能够对单次散射介质进行聚焦,并且存在确定的焦深,还可以针对其他强散射且吸收较弱的介质进行聚焦,如氧化锌、鸡胸肉组织、树叶等介质<sup>[14]</sup>。同时,激光器波长的改变对于散射介质光学传输矩阵的测量过程没有影响,且不影响其聚焦和具备焦深的能力,这对研究透过浑浊介质成像、生物成像以及光与特殊介质相互作用具有非常重要的意义。

本研究的多点聚焦结果存在各点强度不同的问题,这也是后续研究中需要解决的难点之一。在后

续的工作中,将会在提高散射介质光学传输矩阵测量速度的同时,进一步改善多点聚焦的结果。

## 参 考 文 献

- [1] Dong Y, Jin W Q. Ultra-density optical storage technology[J]. *Laser & Infrared*, 2005, 35(8): 543-547.  
董怡, 金伟其. 超高密度光存储技术[J]. *激光与红外*, 2005, 35(8): 543-547.
- [2] Kim M, Choi W, Choi Y, *et al.* Transmission matrix of a scattering medium and its applications in biophotonics[J]. *Optics Express*, 2015, 23(10): 12648-12668.
- [3] Popoff S M, Lerosey G, Fink M, *et al.* Controlling light through optical disordered media: transmission matrix approach[J]. *New Journal of Physics*, 2011, 13(12): 123021.
- [4] Drémeau A, Liutkus A, Martina D, *et al.* Reference-less measurement of the transmission matrix of a highly scattering material using a DMD and phase retrieval techniques[J]. *Optics Express*, 2015, 23(9): 11898-11911.
- [5] Yoon J, Lee K, Park J, *et al.* Measuring optical transmission matrices by wavefront shaping [J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 10158-10167.
- [6] Choi W, Fang-yen C, Badizadegan K, *et al.* Tomographic phase microscopy[J]. *Nature Methods*, 2007, 4(9): 717-719.
- [7] Liu D W, Liu H L, Qiao M, *et al.* Scattering effect suppression and optical field recovery by phase conjugation technology [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(7): 0711002.  
刘迪维, 刘红林, 乔木, 等. 相位共轭技术抑制散射及还原光场研究[J]. *光学学报*, 2016, 36(7): 0711002.
- [8] Rotter S, Gigan S. Light fields in complex media: mesoscopic scattering meets wave control [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89(1): 015005.
- [9] Su X Y. Information optics [M]. 2<sup>th</sup> ed. Beijing: Science Press, 2011: 63.  
苏显渝. 信息光学[M]. 2版. 北京: 科学出版社, 2011: 63.
- [10] Lerosey G, de Rosny J, Tourin A, *et al.* Time reversal of electromagnetic waves [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(19): 193904.
- [11] Derode A, Roux P, Fink M. Robust acoustic time reversal with high-order multiple scattering [J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(23): 4206-4209.
- [12] Garcia N, Genack A Z. Crossover to strong intensity correlation for microwave radiation in random media

- [ ] . Physical Review Letters, 1989, 63(16): 1678-1681.
- [13] Beenakker C W J. Random-matrix theory of quantum transport[J]. Reviews of Modern Physics, 1997, 69(3): 731-808.
- [14] Webster M A, Gerke T D, Weiner A M, *et al.* Spectral and temporal speckle field measurements of a random medium[J]. Optics Letters, 2004, 29(13): 1491-1493.
- [15] Vellekoop I M, Mosk A P. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media[J]. Optics Letters, 2007, 32(16): 2309.
- [16] Zhao M, Zhao M J, Sun C W, *et al.* Measurement and light focusing by transmission matrices of scattering media based on phase-only modulation[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(1): 0129001.
- 赵明, 赵美晶, 孙程伟, 等. 基于纯相位调制的散射介质传输矩阵测量与光波聚焦[J]. 光学学报, 2018, 38(1): 0129001.