

基于随机微透镜阵列的激光光场复相干度调制

李雪强^{1,2}, 吴芳^{1,2}, 龚爽^{1,2}, 步扬^{1,2*}¹中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学与光电技术实验室, 上海 201800;²中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049

摘要 建立了基于泰森多边形排布的随机微透镜阵列激光光场复相干度调制模型,分析了旋转随机微透镜阵列参数对激光发散角以及激光光场复相干度模的影响规律。仿真与实验结果表明:子透镜单元的平均口径与曲率半径共同影响随机微透镜阵列的发散角,通过控制随机微透镜阵列子透镜单元的参数可提供特定发散角;随机微透镜阵列转速影响激光光场复相干度的模,复相干度的模随转速增加而下降,转速从 0 增加至 4800 r/min,复相干度的模下降总幅度为 96.67%,且随转速增加下降趋势逐渐变缓。

关键词 激光光学; 激光光场; 随机微透镜阵列; 复相干度; 发散角

中图分类号 O431.1 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL221537

1 引言

激光具有高相干性的特点。激光高相干性在某些领域应用中会产生不利影响,如激光投影显示中,激光高相干性引起的散斑效应严重影响显示质量^[1-4];激光大气通信中,激光相干性越强,越容易受到大气扰动的影响,致使误码率变高^[5-7];此外,在关联成像中普遍使用的赝热光源,通常也需要通过降低激光相干性来获得^[8-10]。因此,激光高相干性抑制在很多领域有着重要应用价值。

激光相干性抑制方法可以分为两类。一是通过改变激光器结构实现,例如在激光谐振腔内加入一个大小可调的小孔,通过控制小孔孔径调整谐振腔内振荡模式数,从而抑制输出激光相干性^[11-12]。但这种方式降低了激光器的能量转换效率,在大多数实际应用场景中不可行。二是通过在激光传输光路中添加光学元件抑制激光相干性,使用的光学元件如旋转毛玻璃^[13-14]、空间光调制器^[10,15]、旋转光管^[16]、高频振动微镜系统^[17]等。其中,旋转毛玻璃是最常用的激光相干性抑制方法,但激光经过毛玻璃时会发生严重的散射,无法精准控制出射光分布区域,导致光能利用率低。不同于毛玻璃、乳玻璃等漫射体,随机微透镜阵列(RMLA)是由许多形状不同、矢高不同、参数可控的微透镜单元组成的一种具有微结构化表面的漫射体,激光经过随机微透镜阵列后集中分布在一定发散角内,能量利用率很高^[18]。2015年,付瀚毅等^[18-19]提出使用随机微透镜阵列抑制激光照明散斑,通过旋转随机微透镜阵列使得图像散斑对

比度降低到 1.15%。2018年,Kirner等^[20]通过旋转随机微透镜阵列减弱四倍频二极管激光器用于光刻时带来的散斑效应。这些研究论证了随机微透镜阵列可用于激光相干性抑制。不同应用场景下对于激光发散角和相干性的要求不同,需要进一步分析激光发散角与相干性受旋转随机微透镜阵列参数的影响。因此,本文建立了基于泰森多边形排布的随机微透镜阵列激光光场复相干度调制模型,分析了旋转随机微透镜阵列参数对激光发散角以及激光光场复相干度模的影响规律。

2 基本原理

2.1 旋转漫射体对光场复相干度模的调制

在经过漫射体之前,对光场平面 O 上的任意点对 r_1, r_2 , 互相干函数为^[21]

$$\Gamma_{12}^{(-)}(r_1, r_2, \tau) = \langle U_1^{(-)}(r_1, t + \tau) U_2^{(-)*}(r_2, t) \rangle_T, \quad (1)$$

式中: $U^{(-)}(r, t)$ 表示经过漫射体前的光场; * 表示复共轭; $\langle \rangle$ 表示取时间平均; τ 为延迟时间。

经过漫射体之后的互相干函数为

$$\Gamma_{12}^{(+)}(r_1, r_2, \tau) = \langle U_1^{(+)}(r_1, t + \tau) U_2^{(+)*}(r_2, t) \rangle_T, \quad (2)$$

$$U^{(+)}(r, t) = T(r, t) U^{(-)}(r, t), \quad (3)$$

式中: $U^{(+)}(r, t)$ 和 $T(r, t)$ 分别为经过漫射体后的光场和漫射体的传递函数。设在 t 时刻, 点 r_1, r_2 对应的漫射体上的坐标分别为 $(a_1, b_1), (a_2, b_2)$, 则 $T(r_1, t) = T(a_1, b_1), T(r_2, t) = T(a_2, b_2)$ 。

将互相干函数归一化得到光场复相干度:

收稿日期: 2022-12-16; 修回日期: 2023-02-14; 录用日期: 2023-03-15; 网络首发日期: 2023-03-22

通信作者: *buyang@siom.ac.cn

$$\gamma_{12}^{(\pm)} = \frac{\Gamma_{12}^{(\pm)}(r_1, r_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma_1^{(\pm)}(r_1, t + \tau)} \sqrt{\Gamma_2^{(\pm)}(r_2, t)}}, \quad (4)$$

式中:

$$\Gamma(r, t) = \langle U(r, t) U^*(r, t) \rangle_T. \quad (5)$$

$0 \leq |\gamma_{12}| \leq 1$, $|\gamma_{12}|$ 越大, 光场相干性越强。

由式(2)~式(5)可得

$$\gamma_{12}^{(\pm)} = \left[\frac{\Gamma_1^{(-)}(r_1, t + \tau) \Gamma_2^{(-)}(r_2, t)}{\Gamma_1^{(+)}(r_1, t + \tau) \Gamma_2^{(+)}(r_2, t)} \right]^{\frac{1}{2}} \times T(r_1, t + \tau) T^*(r_2, t) \gamma_{12}^{(-)}. \quad (6)$$

由式(3)~式(5)可得

$$\Gamma^{(+)}(r, t) = |T(r, t)|^2 \Gamma^{(-)}(r, t). \quad (7)$$

则有

$$\gamma_{12}^{(+)} = \frac{T(r_1, t + \tau) T^*(r_2, t)}{|T(r_1, t + \tau)| |T^*(r_2, t)|} \gamma_{12}^{(-)} = \frac{T(a_1, b_1) T^*(a_2, b_2)}{|T(a_1, b_1)| |T^*(a_2, b_2)|} \gamma_{12}^{(-)}. \quad (8)$$

毛玻璃、乳玻璃、随机微透镜阵列等漫射体在光路中可以视作一块薄平板^[22]。入射光经过漫射体时, 漫射体表面随机起伏的厚度变化会使光束在不同位置附加一个随机相位, 即

$$\varphi(a, b) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d_1(a, b), \quad (9)$$

式中: (a, b) 表示漫射体上的位置坐标; d_1 为位置坐标对应的厚度。

漫射体传递函数为

$$T(a, b) = \exp[j\varphi(a, b)] = \exp\left[j \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d_1(a, b)\right]. \quad (10)$$

当漫射体静止时, r_1, r_2 两点对应的漫射体坐标 $(a_1, b_1), (a_2, b_2)$ 不变, 厚度 d_1 不变, 传递函数不变, 则 $|\gamma_{12}^{(+)}| = |\gamma_{12}^{(-)}|$, 即漫射体静止时, 光场复相干度的模不发生改变。

当漫射体转动时, r_1, r_2 两点对应的漫射体上的坐标不断发生变化, 厚度随之改变, 传递函数也在不断变化。

设

$$C_D(r_1, r_2) = \left\langle \frac{T(a_1, b_1) T^*(a_2, b_2)}{|T(a_1, b_1)| |T^*(a_2, b_2)|} \right\rangle_T, \quad (11)$$

则

$$\gamma_{12}^{(+)} = C_D(r_1, r_2) \gamma_{12}^{(-)}. \quad (12)$$

$C_D(r_1, r_2)$ 为漫射体归一化传递函数的相关函数, $0 \leq |C_D(r_1, r_2)| \leq 1$ 。因此可以得到

$$|\gamma_{12}^{(+)}| \leq |\gamma_{12}^{(-)}|. \quad (13)$$

由此可知, 经过旋转漫射体后, 光场复相干度的模会下降。

2.2 随机微透镜阵列模型

在 2.1 节中论证了旋转漫射体能够对光场复相干度的模进行调制, 且对复相干度的模的调制实际上是基于漫射体表面的高度随机变化带来的相位调制。毛玻璃是最常用的漫射体, 其表面面型具有高度的随机性, 导致激光在通过毛玻璃时会发生严重的散射, 极大地降低入射光利用率。在激光实际应用中, 通常要求出射光分布在一定的发散角内, 从而实现高光能利用率。作为具有结构化表面的漫射体, 微透镜阵列可以满足上述要求。在传统的微透镜阵列中, 微透镜单元为周期性排布, 激光在经过微透镜阵列后会发干涉, 严重影响出射光斑的质量。

为解决上述问题, 本文将基于泰森多边形的区域划分方法运用到微透镜阵列设计中, 在平面上取若干随机点作为微透镜单元的中心。将相邻点两两相连, 取连线的垂直平分线作为区域的边界, 形成若干紧密排布、互不相同的多边形, 如图 1(a) 所示。将每一个多边形的边界作为微透镜单元的边界, 在打破微透镜阵列排布周期性的同时, 实现了微透镜口径的随机变化, 即形成了随机微透镜阵列, 如图 1(b) 所示。

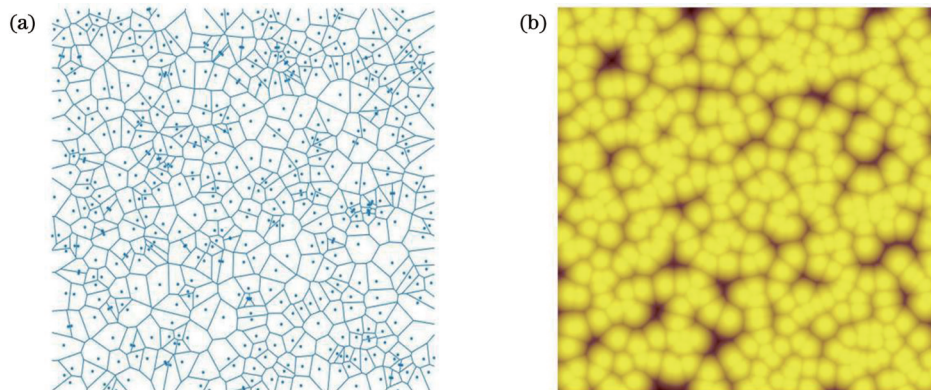


图 1 泰森多边形和基于泰森多边形排布的随机微透镜阵列。(a) 泰森多边形; (b) 随机微透镜阵列

Fig. 1 Thiessen polygons and random microlens arrays based on Thiessen polygonal arrangements. (a) Thiessen polygons; (b) random microlens array

3 仿真与分析

图 2 为仿真得到的随机微透镜阵列的结构

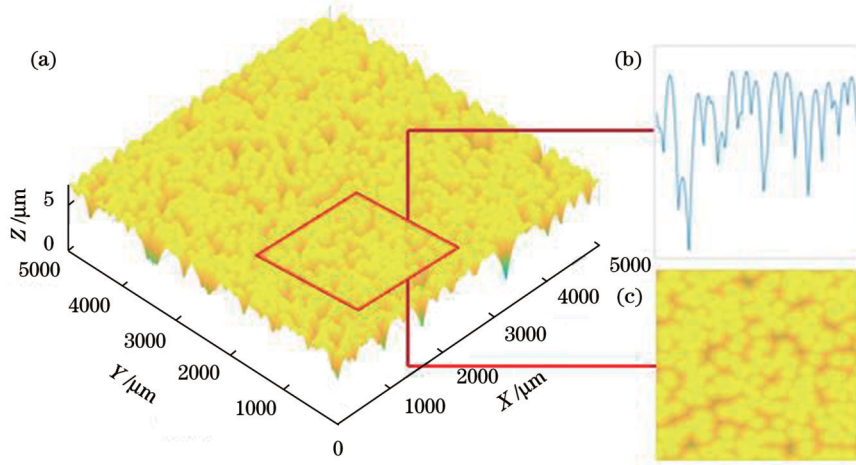


图 2 随机微透镜阵列结构图。(a)三维结构图;(b)表面高度起伏;(c)二维平面图

Fig. 2 Structure diagram of random microlens array. (a) Three-dimensional diagram; (b) surface height fluctuation; (c) two-dimensional diagram

3.1 随机微透镜阵列对发散角的影响

在激光的实际应用中,通常需要激光通过光学元器件后的出射光分布在一定的发散角内,以匹配后续光学系统并满足高光能利用率要求。图 3 为对随机微透镜阵列进行光线追迹得到的出射光空间分布情况。

图。由图 2 可知随机微透镜阵列表面排布不再具有周期性,且形状、口径随机,高度起伏分布随机。

在仿真中,设置随机微透镜阵列厚度为 2 mm;激光视为理想平面波,发散角 θ 为 0° ,波长 λ 为 355 nm,光源到随机微透镜阵列的距离为 100 mm,接收屏放置在距离随机微透镜阵列 200 mm 的位置。由图 3 可知,激光经过随机微透镜阵列后发生了扩束,发散角不再等于 0° 。

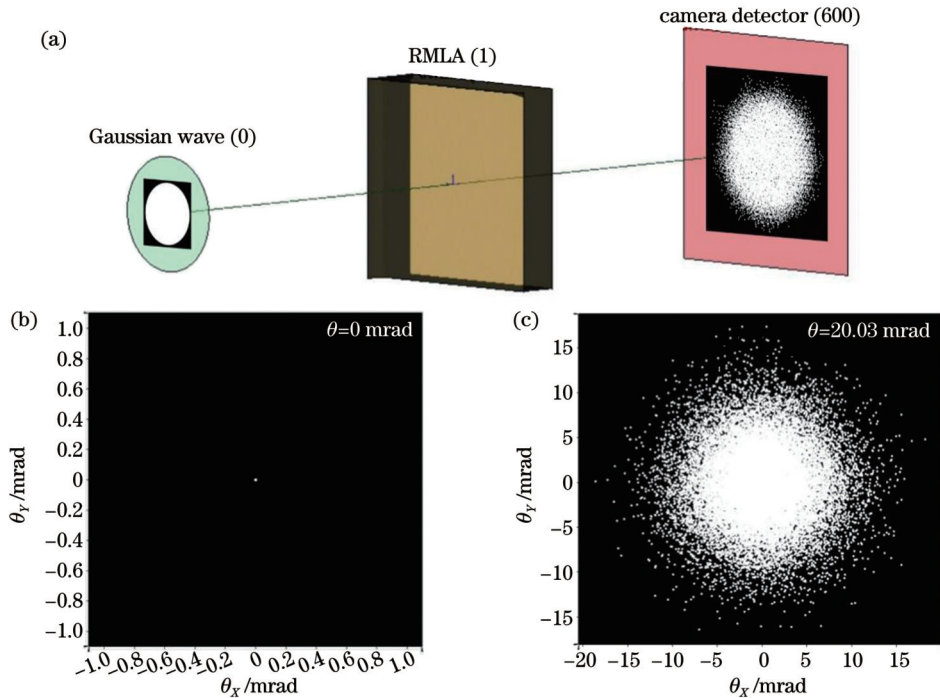


图 3 仿真示意图。(a)光路结构;(b)初始光束发散角;(c)随机微透镜阵列后光束发散角

Fig. 3 Simulation diagram. (a) Optics structure; (b) initial beam divergence angle; (c) beam divergence angle after random microlens array

如图 4 所示对组成微透镜阵列的单透镜进行分析。单透镜发散角公式为

$$\theta = \arctan \frac{d}{2f} = \arcsin \frac{d(n-1)}{2r}, \quad (14)$$

式中: f 为焦距; r 为曲率半径; d 为微透镜口径; n 为折射率; θ 为发散角。

由式(14)可知,单透镜发散角由透镜的口径、曲率半径以及折射率决定。激光经过随机微透镜阵列

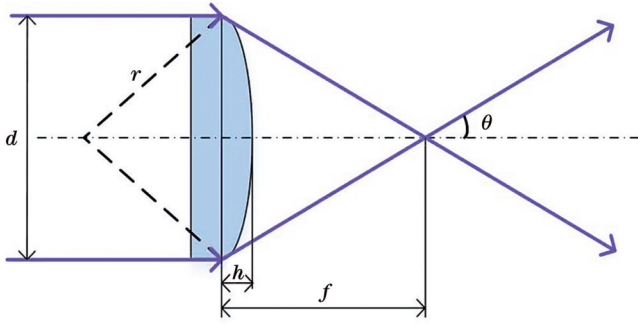


图 4 微透镜单元结构

Fig. 4 Microlens unit structure

后的发散角由随机分布的微透镜单元叠加而成,因此可以通过改变微透镜单元参数调整微透镜单元的发散角,进而控制随机微透镜阵列的发散角。随机微透镜阵列中每个微透镜单元形状与口径均不同,我们在仿真中通过设置微透镜单元分布密度调整微透镜单元平均口径。设置微透镜单元分布密度为 50 个/mm²、100 个/mm²、200 个/mm² 和 400 个/mm²,对应微透镜单元平均口径为 141.4、100.0、70.7、50.0 μm,曲率半径设置为 1、2、3、4、5 mm,通过光线追迹模拟计算随机微透镜阵列发散角,结果如图 5 所示。

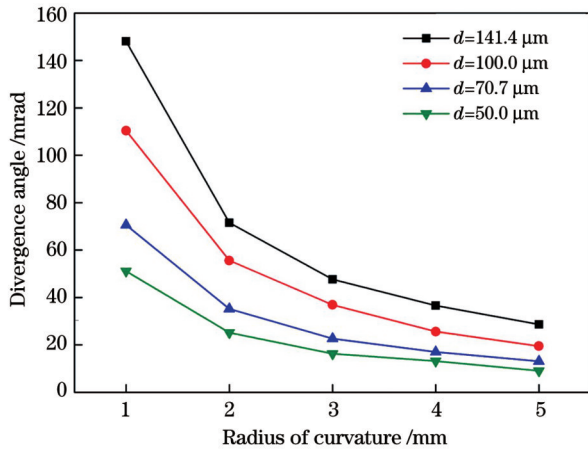


图 5 不同微透镜单元参数对应的发散角

Fig. 5 Divergence angle for different microlens element parameters

由图 5 可知,不同参数微透镜单元组成的随机微透镜阵列的发散角范围为 9.1~148.1 mrad。微透镜单元的平均口径越小、曲率半径越大,随机微透镜阵列的发散角越小,与式(13)中的变化规律一致。因此,可根据不同的需求调整微透镜单元的参数进而获得具有不同光束发散角的随机微透镜阵列。

3.2 旋转随机微透镜阵列对于光场复相干度模的影响

通过测量干涉条纹对比度获得光场复相干度的模。采用杨氏双孔干涉实验获取干涉条纹,如图 6

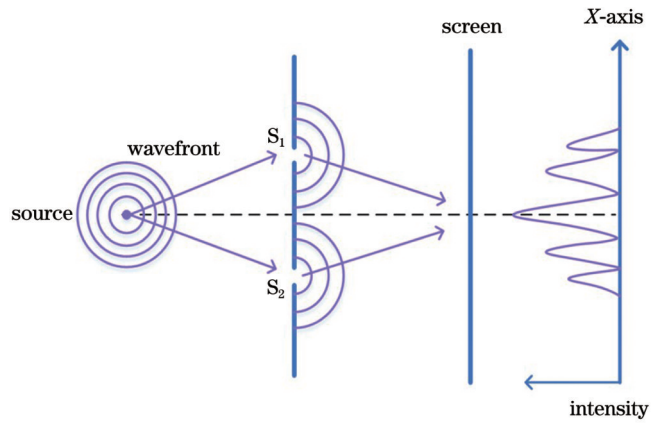


图 6 杨氏双孔干涉

Fig. 6 Young's interferometry with double holes

所示。

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}| \cos[\arg(\gamma_{12})], \quad (15)$$

式中: I_1, I_2 分别为通过孔 S_1, S_2 的光强。

干涉条纹可见度定义为

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}). \quad (16)$$

由式(15)和式(16)可得

$$|\gamma_{12}| = V(I_1 + I_2) / 2\sqrt{I_1 I_2}. \quad (17)$$

设 $I_1 = aI_2$, 则式(17)变为

$$|\gamma_{12}| = V(a + 1) / 2\sqrt{a}. \quad (18)$$

若 $a=1$, 即通过双孔的两束光光强相等, 则式(17)可简化为

$$|\gamma_{12}| = V. \quad (19)$$

式(19)表明, 当双孔的两束光光强相等时, 干涉条纹对比度等于光场复相干度的模。

对激光直接通过双孔、经过静止随机微透镜阵列后再通过双孔和经过旋转随机微透镜阵列后再通过双孔的干涉情况进行仿真, 得到的干涉条纹及条纹强度分布如图 7 所示。在仿真中设置通过双孔的光强相等, 干涉条纹对比度等于光场复相干度的模。由图 7 可知, 激光经过静止随机微透镜阵列后产生的干涉条纹对比度与直接产生的干涉条纹对比度均为 1, 即静止的随机微透镜阵列不改变光场复相干度的模; 经过旋转随机微透镜阵列后(仿真设置微透镜阵列转速为 60 r/min)产生的干涉条纹对比度为 0.3843, 即旋转的随机微透镜阵列会降低光场复相干度的模, 与 2.1 节中的讨论一致。

进一步分析随机微透镜阵列转速对于光场复相干度的模的影响, 经过不同转速随机微透镜阵列后产生的干涉条纹强度分布如图 8 所示。随机微透镜阵列的转速越大, 光场复相干度的模越低, 转速从 0 增加到 2400 r/min, 光场复相干度的模从 1 下降到 0.0832, 下降总幅度达 91.68%。

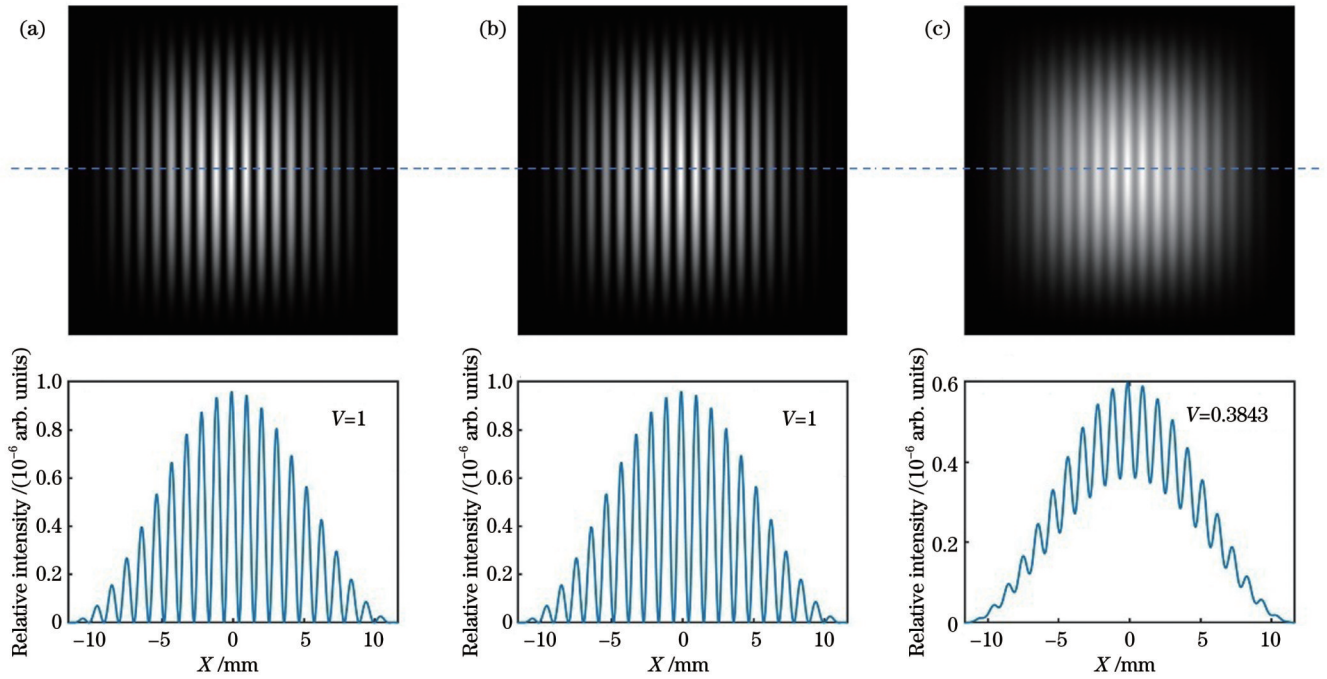


图 7 干涉条纹及条纹强度分布。(a) 未通过随机微透镜阵列; (b) 经过静止随机微透镜阵列; (c) 经过旋转随机微透镜阵列(60 r/min)
 Fig. 7 Interference fringes and fringe intensity distribution. (a) Without random microlens array; (b) through static random microlens array; (c) through rotating random microlens array (60 r/min)

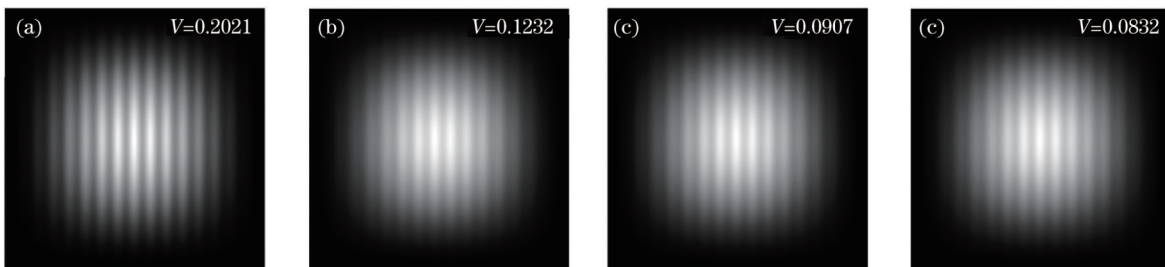


图 8 不同转速下的干涉条纹图。(a) 300 r/min; (b) 600 r/min; (c) 1200 r/min; (d) 2400 r/min
 Fig. 8 Interference fringe patterns at different rotation speeds. (a) 300 r/min; (b) 600 r/min; (c) 1200 r/min; (d) 2400 r/min

4 实验与分析

图 9 为搭建的基于旋转随机微透镜阵列的激光复相干度调控与测量装置。实验中光源为固体三倍频激光器, 波长 355 nm, 重复频率 2 MHz。为了排除倍频激光器输出杂散光的影响, 在光路中放置了可变光阑与滤光片, 可变光阑型号为 Thorlabs ID25Z, 最大通光口径 25 mm, 最小通光口径 0; 所用滤光片型号为 Thorlabs

FGUV5, 在 355 nm 波段透过率高于 80%。所用电机为无刷电机, 通过连接计算机控制旋转速度。使用的随机微透镜阵列子透镜单元平均口径为 50 μm , 曲率半径为 1 mm, 厚度为 2 mm, 在 355 nm 波段透过率约为 80%。依据此参数仿真得到的发散角为 2.91°。双孔间距为 100 μm , 孔直径为 20 μm 。CCD 型号为 JENOPTIK GRYPHAX® AVIOR, 3840 pixel \times 2160 pixel, 单像素尺寸 1.85 $\mu\text{m} \times 1.85 \mu\text{m}$, 积分时间设置为 5 ms。

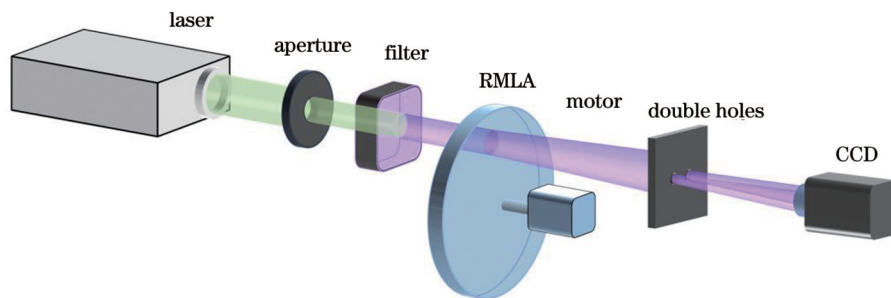


图 9 实验装置示意图
 Fig. 9 Schematic of experimental setup

4.1 随机微透镜阵列发散角测量

实验中使用的随机微透镜阵列表面面型如图 10

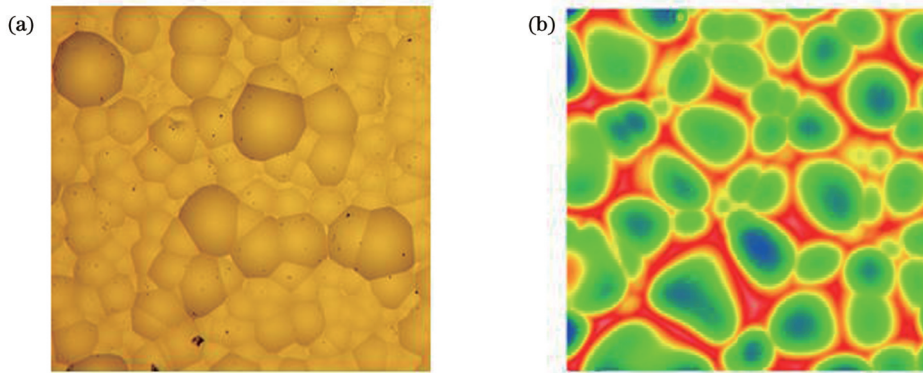


图 10 随机微透镜阵列表面面型图。(a)显微镜观测;(b)干涉仪观测

Fig. 10 Surface profile of random microlens array. (a) Observation by microscope; (b) observation by interferometer

对随机微透镜阵列发散角的测量如图 11 所示。通过测量入射光斑的大小(直径) D_0 、传播距离 Z 和对应出射光斑大小 D , 代入下式得出发散角 θ :

$$\theta = \arctan \frac{D - D_0}{2Z} \quad (19)$$

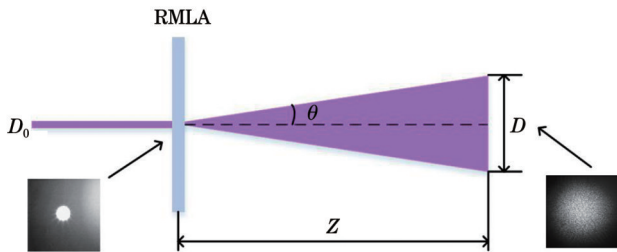


图 11 发散角测量示意图

Fig. 11 Diagram of divergence angle measurement

本文光斑边界定义光斑能量衰减到峰值 $1/e^2$ 的位置处。根据实验中 CCD 采集的光斑边界内覆盖的像

所示。各微透镜单元的位置、形状、口径为基于泰森多边形的随机排布。

素数与 CCD 的像素尺寸相乘获得出射光斑大小。实验中测得入射光斑的大小 D_0 为 2.63 mm, 传播距离 Z 为 165 mm, 对应出射光斑大小 D 为 10.87 mm, 求得随机微透镜阵列后光束发散角为 2.86° , 与仿真值 2.91° 基本一致。

4.2 随机微透镜阵列转速对光场复相干度模的影响

分别采集激光直接通过双孔、经过静止随机微透镜阵列后再通过双孔与经过旋转随机微透镜阵列后再通过双孔产生的干涉条纹, 并计算条纹对比度, 如图 12 所示, 每幅图像的大小均为 $1550 \text{ pixel} \times 1600 \text{ pixel}$ 。激光直接通过双孔的干涉条纹对比度为 0.9141, 激光经过静止随机微透镜阵列后再通过双孔的干涉条纹对比度为 0.9139, 二者基本一致。但激光经过旋转随机微透镜阵列后再通过双孔时, 干涉条纹对比度为 0.3525 (此时转速为 60 r/min), 相较于经过静止随机微透镜阵列的情形下降了 61.43%。实验结果证实了旋转随机微透镜阵列会降低条纹对比度。

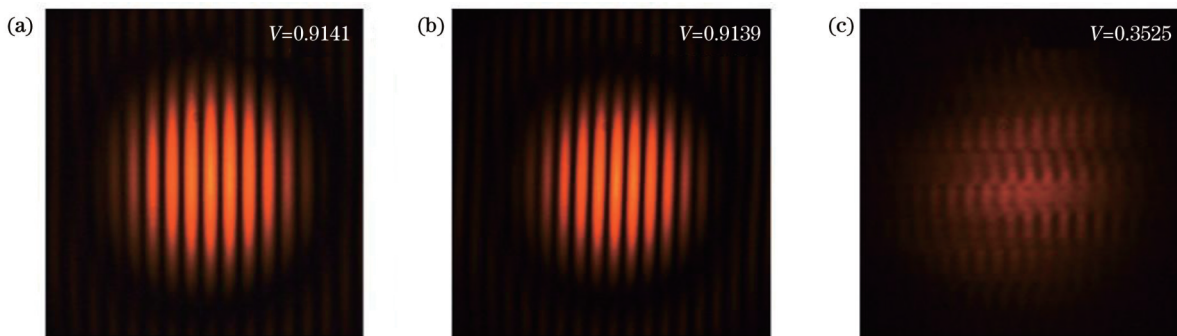


图 12 实验干涉条纹图。(a) 未经过随机微透镜阵列;(b) 经过静止随机微透镜阵列;(c) 经过旋转随机微透镜阵列 (60 r/min)

Fig. 12 Experimental interference fringe patterns. (a) Without random microlens array; (b) through static random microlens array; (c) through rotating random microlens array (60 r/min)

调整随机微透镜阵列的转速, 调整范围为 $0 \sim 4800 \text{ r/min}$ 。通过 CCD 采集不同转速下的干涉条纹, 如图 13 所示, 每幅图像的大小均为 $1550 \text{ pixel} \times 1600 \text{ pixel}$ 。由图 13 可知, 300 r/min 时条纹对比度

为 0.1992, 600 r/min 时条纹对比度为 0.1108, 1200 r/min 时条纹对比度为 0.0725, 2400 r/min 时条纹对比度为 0.0678。随着转速提高, 条纹对比度逐渐降低。

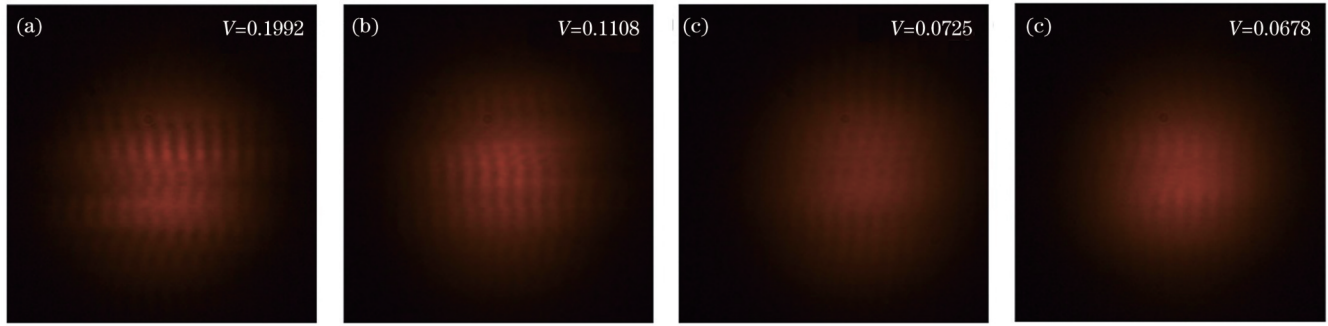


图 13 不同转速下的实验干涉条纹图。(a) 300 r/min; (b) 600 r/min; (c) 1200 r/min; (d) 2400 r/min

Fig. 13 Experimental interference fringe patterns at different rotation speeds. (a) 300 r/min; (b) 600 r/min; (c) 1200 r/min; (d) 2400 r/min

在理论仿真中,通过设置双孔的光强相等,计算得到的干涉条纹对比度等于光场复相干度的模。但在实际实验中,通过双孔的光强不能默认为相等,根据式(18),需获得通过双孔的光强 I_1 、 I_2 之比才可计算出复相干度的模。本文使用 CCD 采集通过双孔的光斑图像并计算光斑图像的灰度值总和,如图 14 所示。当 CCD 器件的 Gamma 值为 1.0 时,CCD 输出信号的灰度值与入射光的光强成正比,因此可用图像灰度值总和之比代替光强比,通过式(18)计算出不同转速下复相干度的模。计算得到的不同转速下双孔光强比与复相干度的模如表 1 所示。



图 14 双孔光斑图像

Fig. 14 Image of double-hole light spots

表 1 不同转速下双孔光强比与复相干度的模

Table 1 Double-hole light intensity ratio and modulus of complex coherence at different rotation speeds

Speed / ($r \cdot \text{min}^{-1}$)	Light intensity ratio	Fringe contrast V	Modulus of complex coherence $ \gamma_{12} $
0	0.8647	0.9139	0.9164
60	0.9561	0.3525	0.3526
300	0.9544	0.1992	0.1993
600	0.9526	0.1108	0.1108
1200	0.9534	0.0725	0.0725
2400	0.9541	0.0528	0.0528
3600	0.9523	0.0398	0.0398
4800	0.9522	0.0305	0.0305

仿真与实验复相干度的模随转速变化情况对比如图 15 所示。由图 15 可知,仿真与实验中复相干度的模均随着转速增加而降低,下降趋势一致。相位差恒定是光场相干叠加的必要条件,激光经过旋转随机微透镜阵列时,光场中任意点附加了随机变化的相位值,使得任意两点间的相位差不再恒定。随着随机微透镜阵列转速的增加,相位差变化越来越频繁,致使相干叠加效应越来越弱,复相干度的模不断下降。实际实验环境中存在少许背景光的影响,导致在相同转速下,仿真得到的复相干度的模略大于实际实验中得到的复相干度的模。

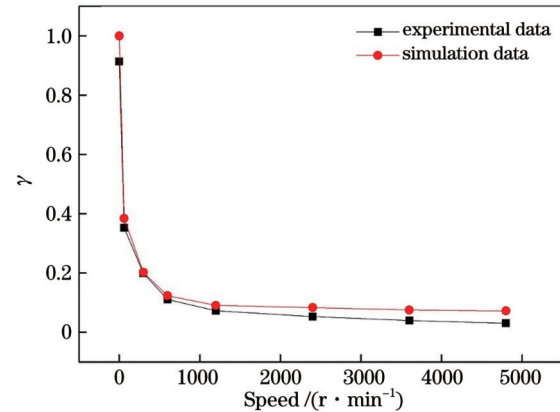


图 15 复相干度的模随转速变化

Fig. 15 Modulus of complex coherence varies with rotation speed

进一步分析复相干度的模的下降趋势,分别计算实验中不同转速区间内转速每增加 60 r/min 时复相干度的模下降百分比,如表 2 所示。由表 2 可知,转速每增加 60 r/min,复相干度的模下降百分比从 61.52% 降低到 1.17%,下降趋势逐渐变缓。随机微透镜阵列表面高度随机分布,转速增大时,激光经过的随机微透镜阵列面积增大,表面高度重复概率增大,即光场中任意点附加的随机变化的相位值重复概率增大。这使得任意两点间的相位差可能重复出现,相位差变化频率下降,复相干度的模下降趋势逐渐变缓。

实验中通过使用位移台移动了双孔在光斑中的位置,对光斑不同位置的复相干度的模进行了测量。不

表 2 不同转速区间转速每增加 60 r/min 复相干度的模下降百分比

Table 2 Percentage decrease of modulus of complex coherence with every 60 r/min increase in different speed ranges

Speed range / (r·min ⁻¹)	Reduction percentage of complex coherence with every 60 r/min speed increase / %
0-60	61.52
60-300	10.87
300-600	8.88
600-1200	3.46
1200-2400	1.36
2400-3600	1.23
3600-4800	1.17

同位置的复相干度的模均随随机微透镜阵列转速的增加而降低,且随转速增加下降趋势逐渐变缓,变化趋势一致。

5 结 论

本文基于旋转漫射体光场复相干度调制理论和随机微透镜阵列,建立了基于泰森多边形排布的随机微透镜阵列的激光调控模型,分析了旋转随机微透镜阵列参数对于激光发散角以及激光光场复相干度模的影响规律。仿真与实验结果表明,随机微透镜阵列中子透镜单元的平均口径与曲率半径共同影响随机微透镜阵列的发散角,子透镜单元的平均口径越小、曲率半径越大,发散角越小。实验中使用的随机微透镜阵列平均口径为 50 μm,曲率半径为 1 mm,依据此参数仿真得到的发散角与实测发散角基本吻合。旋转随机微透镜阵列转速影响激光光场复相干度的模,转速越大,光场复相干度的模越低。实验中随机微透镜阵列转速从 0 增加至 4800 r/min,激光光场复相干度的模不断下降,复相干度的模下降总幅度为 96.67% 左右,且不同转速区间内转速每增加 60 r/min 时复相干度的模下降百分比逐渐降低,下降百分比从 61.52% 降低到 1.17%,复相干度的模随转速增加下降趋势逐渐变缓。

参 考 文 献

- [1] Ma Q L, Xu C Q, Kitai A, et al. Speckle reduction by optimized multimode fiber combined with dielectric elastomer actuator and lightpipe homogenizer[J]. Journal of Display Technology, 2016, 12(10): 1162-1167.
- [2] Akram M N, Chen X Y. Speckle reduction methods in laser-based picture projectors[J]. Optical Review, 2016, 23(1): 108-120.
- [3] Guo J Y, Zhou X, Li D, et al. A hybrid structured-light measurement using a laser projector[J]. Proceedings of SPIE, 2017, 10329: 103294X.
- [4] 徐美芳,王浩全,高文宏,等.激光投影系统中影响散斑抑制的参数分析[J].中国激光,2015,42(6):0602011.
- [5] Xu M F, Wang H Q, Gao W H, et al. Parameters analysis for speckle suppression in laser projection systems[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(6): 0602011.
- [6] Wang F, Liu X L, Cai Y J. Propagation of partially coherent beam in turbulent atmosphere: a review (invited review)[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2015, 150: 123-143.
- [7] Yuan Y S, Liu X L, Wang F, et al. Scintillation index of a multi-Gaussian Schell-model beam in turbulent atmosphere[J]. Optics Communications, 2013, 305: 57-65.
- [8] Wang F, Cai Y J. Second-order statistics of a twisted Gaussian Schell-model beam in turbulent atmosphere[J]. Optics Express, 2010, 18(24): 24661-24672.
- [9] Wu H, Wang C L, Gong W L. Ghost imaging via sparse structured illumination source[J]. Optics Express, 2018, 26(4): 4183-4191.
- [10] Dou L Y, Gao L, Song X B. Non-local correlation interference with pseudo-thermal light[J]. Optics Communications, 2016, 381: 323-326.
- [11] 王凯,黎全,林惠祖,等.基于遗传算法的空间光调制器鬼成像研究[J].光学学报,2016,36(2):0227002.
- [12] Wang K, Li Q, Lin H Z, et al. Ghost imaging with spatial light modulator based on genetic algorithm[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(2): 0227002.
- [13] Nixon M, Redding B, Friesem A A, et al. Efficient method for controlling the spatial coherence of a laser[J]. Optics Letters, 2013, 38(19): 3858-3861.
- [14] Chriki R, Nixon M, Pal V, et al. Manipulating the spatial coherence of a laser source[J]. Optics Express, 2015, 23(10): 12989-12997.
- [15] Nagata K I, Umebara T. Spatial correlation of Gaussian beam in moving ground glass[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1973, 12(5): 694-705.
- [16] Wang F, Cai Y J. Experimental generation of a partially coherent flat-topped beam[J]. Optics Letters, 2008, 33(16): 1795-1797.
- [17] 梁传祥,张巍,芮大为,等.基于硅基液晶实现激光投影显示系统匀光整形和散斑抑制[J].中国激光,2016,43(12):1201001.
- [18] Liang C Y, Zhang W, Rui D W, et al. Beam homogenized shaping and speckle suppression in laser projection display system using liquid crystal on silicon[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(12): 1201001.
- [19] Sun M J, Lu Z K. Novel speckle suppression in LCoS based laser projection[J]. Proceedings of SPIE, 2009, 7506: 75060J.
- [20] Akram M N, Tong Z M, Ouyang G M, et al. Laser speckle reduction due to spatial and angular diversity introduced by fast scanning micromirror[J]. Applied Optics, 2010, 49(17): 3297-3304.
- [21] 付瀚毅,刘伟奇,魏忠伦,等.转动随机微透镜阵列对激光显示中散斑的抑制[J].液晶与显示,2015,30(2):359-364.
- [22] Fu H Y, Liu W Q, Wei Z L, et al. Speckle reduction using rotating random micro-lens array in laser display[J]. Chinese Journal of Liquid Crystals and Displays, 2015, 30(2): 359-364.
- [23] 付瀚毅,刘原原.高均匀性小孔径激光照明系统[J].液晶与显示,2018,33(7):548-554.
- [24] Fu H Y, Liu Y Y. High uniformity laser illumination system with small aperture[J]. Chinese Journal of Liquid Crystals and Displays, 2018, 33(7): 548-554.
- [25] Kirner R, Vetter A, Opalevs D, et al. Mask-aligner lithography using a continuous-wave diode laser frequency-quadrupled to 193 nm[J]. Optics Express, 2018, 26(2): 730-743.
- [26] Wolf E A. Optics in terms of observable quantities[J]. Il Nuovo Cimento, 1954, 12(6): 884-888.
- [27] 董磊.激光三维显示中散斑抑制及散斑测量[D].合肥:中国科学技术大学,2013.
- [28] Dong L. Speckle suppression in laser three-dimension display and speckle measurement[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2013.

Complex Coherence Modulation of Laser Field Based on Random Microlens Array

Li Xueqiang^{1,2}, Wu Fang^{1,2}, Gong Shuang^{1,2}, Bu Yang^{1,2*}

¹Laboratory of Information Optics and Opto-Electronic Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract

Objective High coherence is one of the characteristics of laser, which brings adverse effects to some applications of laser, so it is necessary to suppress the high coherence of laser. Rotating ground glass is the most commonly used coherence suppression method, but when the laser passes through the ground glass, the beam will be seriously scattered and the spot distribution cannot be controlled, which results in low utilization rate of light energy. Different from ground glass, random microlens array is a kind of diffuser with a structured surface. The laser is concentrated in a certain divergence angle after passing through a random microlens array, so it has high energy utilization rate. Previous studies have demonstrated that rotating random microlens arrays can be used for laser coherence suppression. However, different application scenarios have different requirements for laser divergence angle and coherence, so it is necessary to analyze the influence of rotating random microlens array parameters on laser divergence angle and coherence. In this paper, the problems are analyzed and discussed.

Methods Firstly, this paper applies the region division method of Thiessen polygon to the design of microlens array, which obtains the random microlens array with high filling ratio and random variation of sublens unit apertures. Secondly, we analyze the influence of the mean aperture and curvature radius of the sublens element on the divergence angle of the random microlens array by changing the parameters of the sublens element. Finally, we establish a laser complex coherence regulation model based on random microlens array. The modulus of complex coherence is used as the criterion of coherence intensity. We use the modulus of complex coherence as the criterion to evaluate the intensity of coherence and analyze the influence of rotation speed of rotating random microlens array on the complex coherence modulus of laser field.

Results and Discussions The simulation and experimental results show that in terms of divergence angle, the average aperture and curvature radius of the sublens element affect the divergence angle of the random microlens array (Fig. 5). In the simulation, the average aperture range of the sublens element is set to be 50–141.14 μm , and the radius of curvature is set to be 1–5 mm. The divergence angle of the random microlens array is 9.1–148.1 mrad. The divergence angle of the random microlens array decreases with the decrease of the mean aperture and the increase of the curvature radius of the sublens unit. In terms of complex coherence modulus, the interference fringe diagrams (Figs. 7, 8, 12, and 13) at different rotation speeds (speed range 0–4800 r/min) are obtained in simulation and experiment in this paper. The complex coherence moduli at different rotation speeds are obtained by calculating the contrast of interference fringe and measuring the ratio of double-hole aperture light intensity (Fig. 15). The modulus of complex coherence decreases with increasing rotation speed of the random microlens array. When the rotation speed increases from 0 to 4800 r/min, the total modulus reduction of complex coherence is about 96.67%. We further analyze the modulus decline trend of complex coherence by calculating the modulus decline percentage of complex coherence at every 60 r/min increase in different speed ranges (Table 2). The modulus decline percentage of complex coherence decreases from 61.52% to 1.17% when the rotation speed increases by 60 r/min, with the decline trend gradually slowing down.

Conclusions In this paper, we design a random microlens array based on Thiessen polygon arrangement. We establish a laser complex coherence control model based on rotating random microlens array, and analyze the effects of rotating random microlens array parameters on laser divergence angle and complex coherence modulus of laser field. The simulation and experimental results show that, the average aperture and curvature radius of the sublens element affect the divergence angle of the random microlens array. The divergence angle of the random microlens array decreases with the decrease of the mean aperture and the increase of the curvature radius of the sublens unit. The average aperture of the random microlens array used in the experiment is 50 μm and the curvature radius is 1 mm. The divergence angle obtained by simulation based on these parameters is basically consistent with the measured divergence angle. In terms of complex coherence modulus, the rotation speed of the random microlens array affects the modulus of complex coherence of laser light field: the higher the rotation speed, the lower the modulus of complex coherence of laser light field. In the experiment, when the rotation speed of the random microlens array increases from 0 to 4800 r/min, the modulus of complex coherence of the laser light field decreases continuously and the total amplitude of the decline of the complex coherence modulus is about 96.67%. The modulus decline percentage of complex coherence decreases from 61.52% to 1.17% when the rotation speed increases by 60 r/min in different speed ranges. The decline trend of the complex coherence modulus gradually slows down with the increase of the rotation speed.

Key words laser optics; laser field; random microlens array; complex coherence; divergence angle