



基于阶梯相位调制的窄谱激光主动照明均匀性

罗文 陈天江 张飞舟 邹凯 安建祝 张建柱

Active illumination uniformity with narrow spectrum laser based on ladderlike phase modulation

Luo Wen Chen Tian-Jiang Zhang Fei-Zhou Zhou Kai An Jian-Zhu Zhang Jian-Zhu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 154207 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210228

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210228>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

相位调制信号对窄线宽光纤放大器线宽特性和受激布里渊散射阈值的影响

Effect of phase modulation on linewidth and stimulated Brillouin scattering threshold of narrow-linewidth fiber amplifiers

物理学报. 2017, 66(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.234203>

基于偏振光相位调制的超衍射极限空间结构光研究

Sub-diffraction-limit spatially structured light pattern based on polarized beam phase modulation

物理学报. 2017, 66(11): 110201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.110201>

相位调制激光多普勒频移测量方法的改进

Improvement of phase modulation laser Doppler shift measurement method

物理学报. 2018, 67(6): 064204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172049>

单脉冲时间精确可控的单纵模Nd:YAG激光器

Single-axial-mode Nd:YAG laser with precisely controllable laser pulse output time

物理学报. 2019, 68(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190393>

基于随机场照射的最优微波成像

Optimal microwave imaging with random field illuminations

物理学报. 2019, 68(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182122>

畸形波电磁散射特性分析及其特征识别标识的研究

Electromagnetic scattering characteristics analysis of freak waves and characteristics identification

物理学报. 2017, 66(13): 134302 <https://doi.org/10.7498/aps.66.134302>

基于阶梯相位调制的窄谱激光 主动照明均匀性

罗文¹⁾³⁾⁴⁾ 陈天江²⁾ 张飞舟¹⁾ 邹凯²⁾ 安建祝¹⁾ 张建柱^{1)†}

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900)

3) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

4) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

(2021年1月30日收到; 2021年3月11日收到修改稿)

提出一种基于阶梯相位调制的窄谱激光主动照明方法, 利用阶梯型相位调制器对窄谱激光进行相位调制, 提高照明激光到达目标处的光斑均匀性和稳定性. 建立了窄谱激光阶梯相位调制和照明激光远场光斑均匀性的理论模型, 搭建了光束经过 1.8 km 水平传输的窄谱激光主动照明实验平台, 通过 5 阶梯相位调制器对 0.05 nm 线宽的照明激光进行相位调制, 实现了照明激光远场光斑匀化实验. 实验结果表明, 通过 5 阶梯相位调制器进行相位调制后, 远场光斑包含 57% 能量区域的空间闪烁率从 0.73 改善到 0.33, 中心光强时间闪烁指数从 0.38 改善到 0.14, 照明激光远场光斑均匀性和稳定性都得到明显提升.

关键词: 主动激光照明, 闪烁指数, 大气湍流, 相位调制

PACS: 42.68.Ay, 42.68.Wt, 42.79.Ag

DOI: 10.7498/aps.70.20210228

1 引言

主动激光照明是主动跟踪、主动成像、目标识别、激光瞄准等领域的关键技术^[1-4]. 由于大气湍流的随机扰动及单波长照明激光高相干性, 主动照明激光到达目标处的光斑呈散斑分布且随时间快速变化^[5,6], 使照射到目标上的光能量随时间快速变化, 目标回光光子数强烈起伏, 严重影响系统对目标的成像清晰度、探测识别率、跟踪瞄准精度^[7-9]. 如何抑制大气湍流引起的随机散斑效应, 提高远场光斑均匀性和稳定性成为主动激光照明技术迫切需要解决的问题.

1998年, Billman^[10]提出多光束发射技术, 采用多束互不相干的激光束组成的发射光源, 在目标平面非相干叠加, 抑制大气湍流引起的光场不均匀

性. 该方法中互不相干的激光光源可以由多个激光器组成, 也可以由单个激光器分光后增加每个光束之间的光程差实现, 其本质是多个光束非相干叠加, 以改善照明光斑在目标平面处的均匀性. 1998年至1999年, 林肯实验室 Higgs等^[1,11,12]利用 Firepond 望远镜开展了一系列单光束、4光束和9光束的主动激光照明试验, 对比分析多光束照明相对于单光束照明对改善光斑均匀性、提高成像清晰度的作用. 试验结果显示, 9光束照明激光在目标平面的光场强度起伏(闪烁指数)相对于单光束照明减少了近2/3, 均匀性得到明显改善. 2002年至2003年, 万敏等^[13,14]提出了利用空间相干性较差的激光器作为照明光源的方法, 实现了激光空间相干性对照明光斑均匀性的影响实验, 结果显示, 降低激光空间相干性有利于提高照明均匀性. 2009年, Qian等^[15]利用激光大气传输数值模拟

† 通信作者. E-mail: zhang_jianzhu@iapcm.ac.cn

技术分析了部分相干光及随机相位屏旋转速度对远场光斑的光束扩展、光轴抖动和光强闪烁的影响,进一步证明了部分相干光能有效提高激光照明远场光斑均匀性. 2014年, Poyet 等^[16]通过模拟与实验研究了光管照明技术,照明光斑空间闪烁指数改善了2.5倍. 2016年, 罗文等^[17]提出将光束整形技术应用到主动激光照明中,以提高照明光斑均匀性. 结果表明在无湍流情况下,光束整形能有效提高照明光斑均匀性,但是该方法不能弥补湍流引起的散斑效应. 2019年, 康凯^[18]研究了基于相位调制的高斯光束空域匀化技术,通过对光束相位进行调制,将高斯光束匀化为平顶光束. 研究表明,目前的主动激光照明主要通过增加照明激光数量、降低照明激光相干性、采用多波长激光、加入相位扰动来匀化远场光斑分布,从而提高主动激光照明远场光斑均匀性和稳定性. 多光束照明需要将多束激光聚焦到同一目标上,光学系统复杂,伺服控制和共轴更加困难. 部分相干光源照明对均匀性提升效果有限,且光斑扩展需要更高功率照明光源. 因此,研究匀化效果好、结构简单、易集成的均匀照明方法十分重要.

本文提出一种基于阶梯相位调制的窄谱激光主动照明方法,针对高功率照明激光的窄谱特性,结合纯相位结构扰动调制,通过特制的阶梯型光学相位调制器 (ladderlike phase modulator, LPM)

引入激光相位扰动,打乱原有窄谱激光近场分布,实现远场匀化的目的,且能够抑制大气湍流引起的散斑效应的影响. 该方法结构简单、具有共孔径发射和便于集成等特点,且光斑匀化效果与多光束照明相同. 本文建立了窄谱激光相位调制和大气传输的物理模型,推导了远场光斑分布表达式,开展了照明激光传输数值模拟,实现了1.8 km 主动激光照明传输实验,并对实验结果进行了分析和总结.

2 窄谱激光相位调制均匀照明方法

基于阶梯相位调制的窄谱激光主动照明远场光斑匀化原理如图1所示. 激光光源发出照明激光束,激光束通过阶梯型相位调制器被分为多个部分进行相位调制,每个部分光束的相位调制都不相同,光束经过望远镜扩束后聚焦发射,经过大气传输后到达目标处,形成均匀光斑照明目标.

照明激光束线宽为 $\Delta\lambda$,对激光谱线进行离散化,等间隔分为多个波长激光. 阶梯型相位调制器由厚度阶梯变化的多个光学镜组成,第 j 个光学镜厚度为 h_j ,相邻光学镜厚度(厚度梯度)为 $\Delta h = h_j - h_{j-1}$. 光束经过阶梯型相位调制器后被分为多个部分,每个单一波长的激光通过大气传输后在远场相干叠加形成干涉光斑. 由于光学元件色散效应,阶梯型相位调制器对不同波长激光的相位

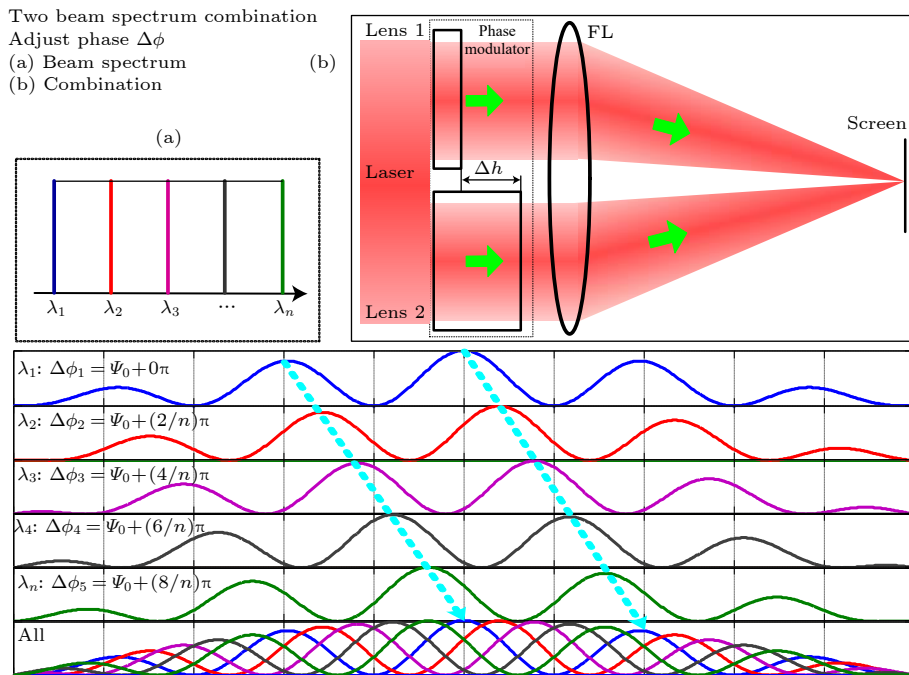


图1 阶梯相位调制的窄谱激光远场光斑匀化原理

Fig. 1. Uniformity principle of narrow spectrum laser illumination with ladderlike phase modulating.

调制量不同, 通过精密设计阶梯型相位调制器的光学镜厚度, 使不同波长激光束的远场干涉光斑强弱互补. 根据不同波长光束的非相干原理, 不同波长远场干涉光斑非相干叠加后产生均匀分布的照明光斑.

3 理论与模拟研究

3.1 窄谱激光相位调制

照明激光中心波长为 λ_0 , 激光线宽为 $\Delta\lambda$, 即中心波束为 $k_0=2\pi/\lambda_0$, 波数宽度为 Δk . 在发射平面 ($z=0$) 的激光光场为

$$\begin{aligned} E(\mathbf{r}, 0, t) &= \int_{k_0-\Delta k/2}^{k_0+\Delta k/2} E_k(\mathbf{r}, 0, t) dk \\ &= \int_{k_0-\Delta k/2}^{k_0+\Delta k/2} U_k(\mathbf{r}, 0) \exp(-i\omega_k t) dk, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $E_k(\mathbf{r}, 0, t)$ 是波束为 k 的单频激光光场, \mathbf{r} 是发射平面的半径向量, t 是时间, $U_k(\mathbf{r}, 0) = 1$, $\omega_k = kc$ 是角频率, c 是光束.

阶梯型相位调制器由 N 个光学镜组成, 激光束经过阶梯型相位调制器后被分为 N 个部分:

$$U_k(\mathbf{r}, 0) = \sum_{j=1}^N U_{kj}(\mathbf{r}_j, 0), \quad (2)$$

式中, $\mathbf{r}_j = \mathbf{r} - \mathbf{d}_j$ 是第 j 部分激光相对于中心的位置, 其中 \mathbf{d}_j 是第 j 部分激光的中心位置.

阶梯型相位调制器第 j 个光学镜厚度为 h_j , 厚度梯度为 $\Delta h = h_j - h_{j-1}$, 第 j 部分波数为 k 的光束被调制的相位为

$$\phi_{kj} = (n-1)kh_j, \quad (3)$$

其中, n 是光学元件的折射率.

窄谱激光经相位调制后的光场分布为

$$\begin{aligned} E'(\mathbf{r}, 0, t) &= \int_{k_0-\Delta k/2}^{k_0+\Delta k/2} \sum_{j=1}^N U_{kj}(\mathbf{r}_j, 0) \\ &\quad \times \exp(-i\omega_k t) \exp(-i\phi_{kj}) dk. \end{aligned} \quad (4)$$

3.2 窄谱激光大气传输

激光大气传输满足线性波束方程^[6,19]

$$\nabla^2 U_{kj} + k^2[1 + n_1(\mathbf{r}, z)]^2 U_{kj} = 0, \quad (5)$$

其中, $n_1(\mathbf{r}, z)$ 是大气湍流引起的折射率系数, z 是传输距离.

窄谱激光经大气传输到达目标处 ($z=L$) 的光场分布为

$$\begin{aligned} E(\mathbf{r}, L, t) &= \int_{k_0-\Delta k/2}^{k_0+\Delta k/2} \sum_{j=1}^N U_{kj}(\mathbf{r}_j, L) \\ &\quad \times \exp(-i\omega_k t) \exp(-i\phi_{kj}) dk, \end{aligned} \quad (6)$$

其中, $U_{kj}(\mathbf{r}_j, L)$ 是第 j 部分波数为 k 的激光经过大气传输后在目标处的场分布.

对于波数为 k 的单频激光, N 部分激光束的总光强分布为

$$\begin{aligned} I_k(\mathbf{r}, L) &= \sum_{j=1}^N I_{kj}(\mathbf{r}_j, L) + \sum_{j=1}^N \sum_{p \neq j}^N |U_{kj}(\mathbf{r}_j, L) \\ &\quad \times U_{kp}^*(\mathbf{r}_p, L) \exp(-i\Delta\phi_{kjp})|, \end{aligned} \quad (7)$$

其中, $I_{kj}(\mathbf{r}_j, L) = |U_{kj}(\mathbf{r}_j, L)|^2$ 是第 j 部分波数为 k 的激光光强分布, $\Delta\phi_{kjp} = (\phi_{kj} - \phi_{kp}) = (n-1)k\Delta h_{jp}$ 是第 j 部分和第 p 部分光学镜对波束为 k 的激光的调制相位差, $\Delta h_{jp} = h_j - h_p$ 是第 j 部分和第 p 部分光学镜厚度差.

假设激光谱线为均匀分布, 不同谱线激光远场光斑为非相干叠加, 则同一部分不同波数激光的光强分布满足

$$I_{kj} \approx I_{k_0j}, \quad (8a)$$

$$U_{kj}(\mathbf{r}_j, L)U_{kp}^*(\mathbf{r}_p, L) \approx U_{k_0j}(\mathbf{r}_j, L)U_{k_0p}^*(\mathbf{r}_p, L), \quad (8b)$$

其中, k_0 是中心波束.

因此, 窄谱激光在目标处的总光强分布可表示为

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, L) &\approx \sum_{j=1}^N \Delta k I_{k_0j}(\mathbf{r}_j, L) \\ &\quad + \sum_{j=1}^N \sum_{p \neq j}^N \left| U_{k_0j}(\mathbf{r}_j, L)U_{k_0p}^*(\mathbf{r}_p, L) \right. \\ &\quad \left. \times \int_{k_0-\Delta k/2}^{k_0+\Delta k/2} \exp(-i\Delta\phi_{kjp}) dk \right|, \end{aligned} \quad (9)$$

其中,

$$\begin{aligned} &\int_{k_0-\Delta k/2}^{k_0+\Delta k/2} \exp(-i\Delta\phi_{kjp}) dk \\ &= f(\Delta h_{jp}) \sin[(n-1)\Delta k\Delta h_{jp}/2], \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} f(\Delta h_{jp}) &= -\frac{i}{(n-1)\Delta h_{jp}} 2[\sin(\Delta\phi_{k_0jp}) \\ &\quad + i \cos(\Delta\phi_{k_0jp})], \end{aligned} \quad (10b)$$

$$\Delta\phi_{k_{0jp}} = (n-1)k_0\Delta h_{jp}. \quad (10c)$$

由(9)式可以看出,经阶梯型相位调制器调制后窄谱激光在目标处的总光强分布由两部分组成,第一部分是各部分光束光强之和,第二部分是各部分光束间的相关项.(10)式表明,各部分光束间的相关项与阶梯型相位调制器第 j 部分和第 p 部分光学镜厚度差密切相关,通过精密设计光学镜的厚度梯度 Δh 可以消除相关项.

当阶梯型相位调制器光学镜厚度梯度为

$$\Delta h = q \times \frac{2\pi}{(n-1)\Delta k}, \quad (11)$$

则阶梯型相位调制器第 j 部分和第 p 部分光学镜厚度差为

$$\begin{aligned} \Delta h_{jp} &= h_j - h_p \\ &= (j-p) \times \frac{q \times 2\pi}{(n-1)\Delta k}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中, q 是大于0的整数.

因此

$$\sin[(n-1)\Delta k\Delta h_{jp}/2] = \sin[(j-p) \times q \times \pi] = 0. \quad (13)$$

将(13)式代入(10a)式和(9)式,得到窄谱激光在目标处的光强分布为

$$I(\mathbf{r}, L) \approx \sum_{j=1}^N \Delta k I_{k_{0j}}(\mathbf{r}_j, L) = \sum_{j=1}^N I_j(\mathbf{r}_j, L), \quad (14)$$

其中, $I_j(\mathbf{r}_j, L) = \Delta k I_{k_{0j}}(\mathbf{r}_j, L)$ 为各部分光束在目标处的光强分布.

(14)式表明,基于阶梯相位调制的窄谱激光照明远场光斑等价于阶梯相位调制器各部分光束的非相干叠加,照明结果等效于多光束照明,采用阶梯型相位调制器可实现多光束照明效果.

3.3 远场光斑闪烁指数

激光照明远场光斑的空间闪烁率为^[20]

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{is}}^2 &= \langle I^2(\mathbf{r}, L) \rangle / \langle I(\mathbf{r}, L) \rangle^2 - 1 \\ &= \left(\sum_{j=1}^N \langle I_j(\mathbf{r}_j, L) \rangle \right)^{-2} \times \left[\sum_{j=1}^N \langle I_j^2(\mathbf{r}_j, L) \rangle \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{j=1}^N \sum_{m>j}^N \langle I_j(\mathbf{r}_j, L) I_m(\mathbf{r}_m, L) \rangle \right] - 1, \end{aligned} \quad (15)$$

其中, $\langle \dots \rangle$ 是一帧光斑在面积为 s 圆形孔径中的平均.

激光照明远场光斑的时间闪烁率为

$$\sigma_{\text{it}}^2 = \frac{\langle \tilde{I}_t^2(s, L) \rangle}{\langle \tilde{I}_t(s, L) \rangle^2} - 1, \quad (16)$$

其中, $\tilde{I}_t(r, L)$ 是一帧光斑在面积为 s 圆形孔径中的总光强, $\langle \dots \rangle$ 是圆形孔径中总光强随时间的平均.

3.4 数值模拟

利用激光系统仿真软件 EasyLaser^[21]开展主动激光照明数值模拟,研究基于阶梯相位调制的窄谱激光主动照明技术对远场光斑均匀性的改善效果. EasyLaser 仿真软件中的激光大气传输过程采用多层相位屏方法^[22],大气湍流采用 Zernike 多项式构造相位屏方法^[23],大气湍流服从 Kolmogorov 谱.

照明光源产生激光的中心波长 λ_0 为 1064 nm,谱线宽度 $\Delta\lambda$ 为 0.05 nm (13 GHz),光束形状为圆形,光束发射口径为 800 mm,阶梯型相位调制器由 5 个环形排布的光学镜组成,光学镜材料折射率 n 为 1.45,系数 q 取 1,根据(11)式设计光学镜厚度梯度 Δh 为 50.3 mm. 大气条件取激光传输 L 为 1.8 km,大气相干长度 C_n^2 为 $1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 至 $5 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$,得到空间闪烁指数和时间闪烁指数分别如图 2 和图 3. 结果表明,在弱湍流和强湍流条件下,基于阶梯相位调制的窄谱激光照明远场光斑空间闪烁率和时间闪烁率都得到明显改善,在 C_n^2 为 $1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时,照明光斑出现闪烁饱和效应.

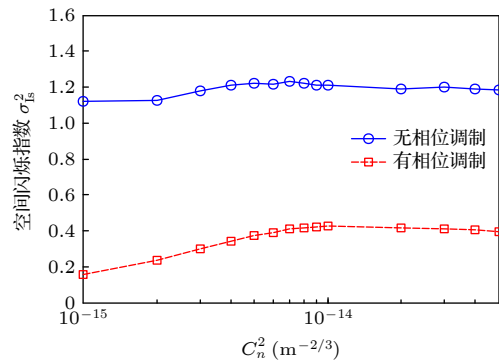


图 2 不同湍流条件下照明光斑空间闪烁率

Fig. 2. Spatial scintillation index of illumination facular in atmosphere turbulence.

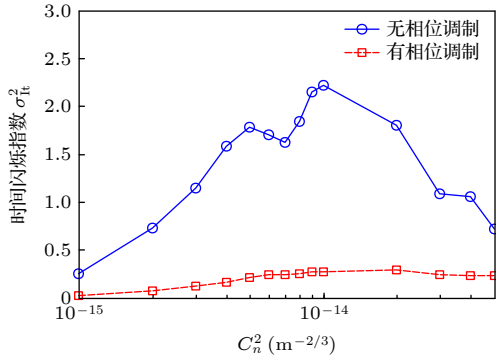


图 3 不同湍流条件下照明光斑时间闪烁率

Fig. 3. Time scintillation index of illumination facular in atmosphere turbulence.

4 实验研究

4.1 实验方案

搭建了 1.8 km 水平传输的窄谱激光主动照明实验平台, 开展无阶梯型相位调制器和有阶梯型相位调制器的窄谱激光照明实验, 实验装置原理如图 4 所示.

照明光源产生激光的中心波长 λ_0 为 1064 nm, 谱线宽度 $\Delta\lambda$ 为 0.05 nm (13 GHz), 光束形状为圆形, 口径 d 为 120 mm. 阶梯型相位调制器由 5 个环形排布的光学镜组成, 光学镜口径 d_{sub} 为 40 mm, 光学镜材料折射率 n 为 1.45, 系数 q 取 1, 根据 (11) 式设计光学镜厚度梯度 Δh 为 50.3 mm. 阶梯型相位调制器的 5 个光学镜中心位置及厚度见表 1.

望远镜扩束倍数为 7, 激光束经过望远镜后外径 D_1 为 850 mm. 调节望远镜主镜距离使焦距为 1.8 km, 望远镜将发射光束聚焦到 1.8 km 靶点处的探测屏上, 通过电荷耦合器件 (CCD) 相机对

探测屏进行成像, 记录照明激光传输到靶点的光斑分布, 分析光斑均匀性等特征. CCD 相机像素数为 256×300 , 单像素对应光斑尺寸约 0.794 mm. 实验期间近地面大气折射率结构常数 C_n^2 约 $1.14 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$.

表 1 阶梯型相位调制器光学镜中心位置及厚度
Table 1. Central position and thickness of optic lens.

光学镜序号	中心位置		厚度
	X/mm	Y/mm	h/mm
1	0	37.8	0
2	35.9	11.7	50.3
3	22.2	-30.6	100.6
4	-22.2	-30.6	150.9
5	-35.9	11.7	201.3

采用无阶梯相位调制和有阶梯相位调制的激光照明方案, 分别开展 3 次照明实验, 每次实验采集 200 帧光斑. 通过分析照明光斑光强分布的空间闪烁率和时间闪烁率, 定量分析激光照明光斑均匀性和稳定性.

4.2 照明光斑分布

图 5 是无相位调制和有相位调制时, 照明激光在 1.8 km 探测屏上的典型光强分布. 图 5(a) 和图 5(b) 是无相位调制时的两帧远场光斑, 远场光斑散斑多且分布不均匀, 不同帧的光强分布不同且随时间快速变化; 图 5(c) 和图 5(d) 是有相位调制时的两帧远场光斑, 远场光斑散斑消失且分布更均匀, 不同帧之间光强分布有变化, 但中心区域的光强分布始终较均匀.

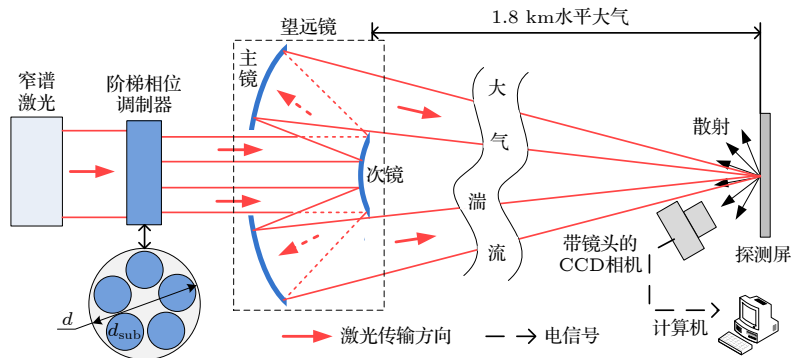


图 4 实验装置示意图

Fig. 4. Scheme of active illumination experiment.

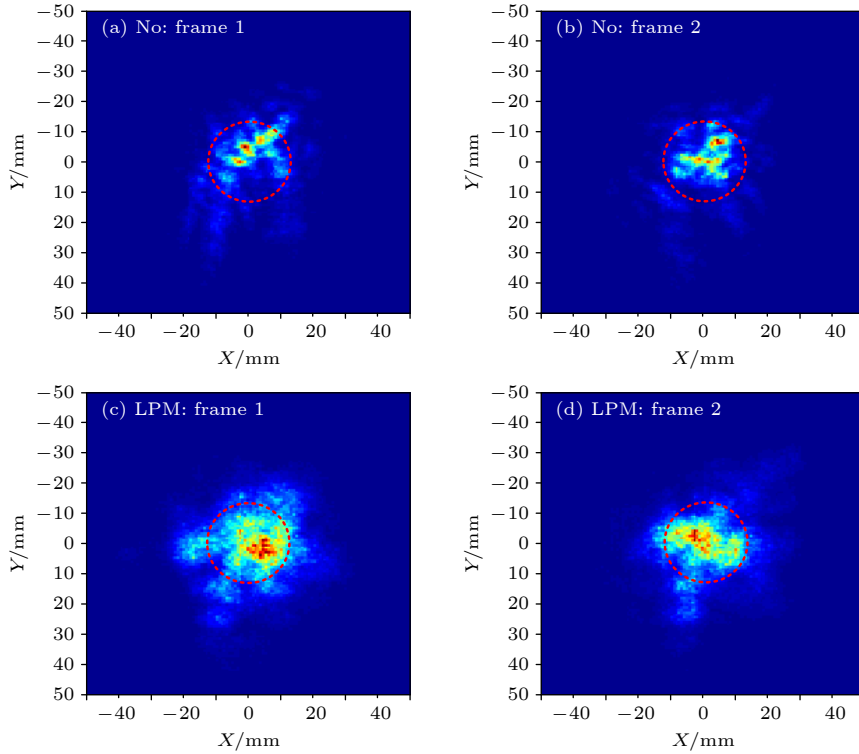


图 5 1.8 km 处远场光斑分布 (a), (b) 无阶梯型相位调制器; (c), (d) 有阶梯型相位调制器

Fig. 5. Focal patterns at 1.8 km: (a), (b) No phase modulation; (c), (d) ladderlike phase modulation (LPM).

4.3 光斑闪烁指数

以光斑质心为中心, 计算包含 57% 能量的光斑半径 $R_{57\%}$, 无相位调制照明远场光斑平均半径为 11.5 mm, 有相位调制照明远场光斑平均半径为 13.5 mm, 如图 5 中红色虚线圆圈所示. 图 6 是 $R_{57\%}$ 光斑半径区域内空间闪烁率随采集帧的变化曲线, 加入阶梯相位调制器对窄谱激光进行相位调制后, 空间闪烁率均值由 0.73 改善到 0.33, 降低到原来的 45%.

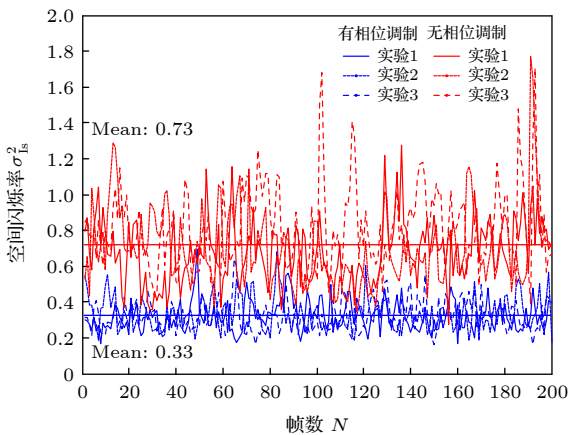


图 6 包含 57% 能量的光斑半径内空间闪烁率
Fig. 6. Spatial scintillation index in the area of $R_{57\%}$.

图 7 是实验测量得到的以光斑中心像素 ($0.794 \text{ mm} \times 0.794 \text{ mm}$) 光强占总能量比例随帧数的变化. 无相位调制时, 中心像素光强随时间变化较大, 中心光强在 0—0.5% 之间变化, 时间闪烁率约 0.38; 有相位调制时, 中心像素光强随时间变化起伏减弱, 中心光强在 0—0.2% 之间变化, 时间闪烁率改善到 0.14, 降低到原来的 37%. 在 C_n^2 为 $1.14 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 时, 数值模拟照明光斑时间闪烁率由 0.32 (无相位调制) 改善到 0.078 (有相位调制), 降低到原来的 1/4, 实验与模拟结果基本相符.

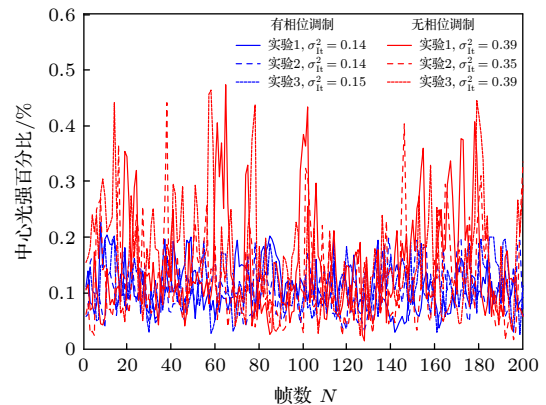


图 7 光斑中心像素光强百分比变化曲线
Fig. 7. Time scintillation index of central intensity.

4.4 孔径效应

由于激光照明目标尺寸不同, 因此定量分析照明激光远场光斑不同大小区域的空间闪烁率和时间闪烁率. 无相位调制时照明激光在 1.8 km 处的散斑半径等价于大口径光束在远场的艾里斑半径, 约 2.7 mm; 加入阶梯型相位调制器后, 照明激光到达远处的散斑半径等价于相位调制器光学镜口径光束在远场的艾里斑半径, 约 8.3 mm.

图 8 是 200 帧远场光斑不同大小区域的空间闪烁率均值随区域半径的变化, 图 9 是远场光斑不同大小区域的空间闪烁率均值改善比, 即无相位调制远场光斑空间闪烁率除以有相位调制远场光斑空间闪烁率, 反映有相位调制远场光斑空间闪烁率相对于无相位调制远场光斑空间闪烁率的减小程度. 结果表明, 采用阶梯型相位调制器对窄谱激光进行相位调制后, 远场光斑不同大小区域的空间闪烁率明显改善; 空间闪烁率改善比随计算区域增大而先增大后减小, 在计算区域半径接近 2.7 mm 时, 空间闪烁率改善比最高, 为 3.67. 计算区域半径小于 2.7 mm 时, 空间闪烁率改善比随计算区域增大而增大, 这是因为无相位调制时计算区域在一个散斑内, 半径越大光斑强度分布变化越大, 空间闪烁率越大; 有相位调制时, 光学镜散斑约 8.3 mm, 计算区域在散斑的中心区域, 强度分布变化不明显, 空间闪烁率变化小; 因此, 空间闪烁率改善比随计算区域增大而增大. 计算区域半径大于 2.7 mm 时, 空间闪烁率改善比随计算区域增大而减小, 这是因为无相位调制时远场光斑计算区域至少包含一个散斑, 空间闪烁率增长速度变缓; 有相位调制时远场光斑计算区域仍在一个大散斑内, 空间闪烁率增长速度并未减缓; 因此, 空间闪烁率改善比随计算区域增大而逐渐减小.

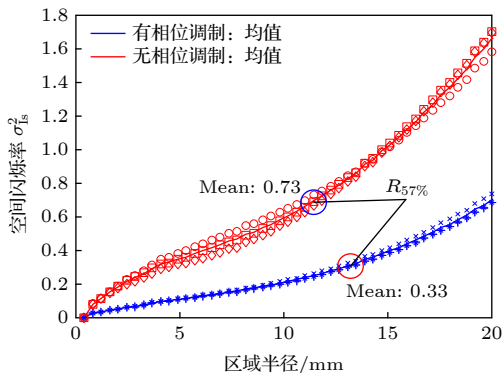


图 8 远场光斑不同大小区域的空间闪烁率
Fig. 8. Spatial scintillation index in different area.

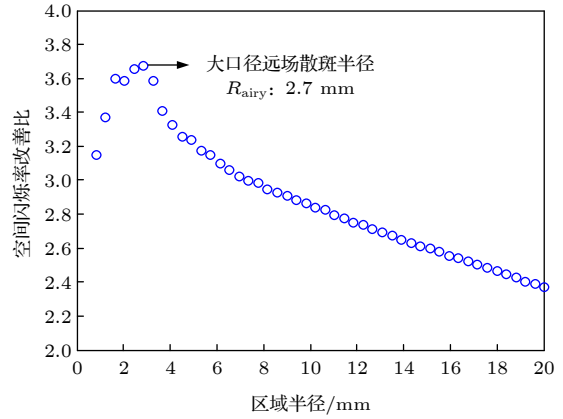


图 9 远场光斑不同大小区域的空间闪烁率改善比
Fig. 9. Improving ratio of spatial scintillation index in different area.

图 10 是远场光斑不同大小区域光强占比的时间闪烁率, 图 11 是远场光斑不同大小区域光强占比的时间闪烁率改善比, 即有相位调制远场光斑时间闪烁率相对于无相位调制远场光斑时间闪烁率的减小比值. 结果表明, 计算区域越大时间闪烁率越小, 这是因为计算区域越大包含能量越多、且随时间的变化越小, 时间闪烁率越小. 计算区域半径大于 8.3 mm 时, 时间闪烁率小于 0.03, 此时光强随时间变化非常小, 因此, 主要分析区域半径小于 8.3 mm 时的时间闪烁率及改善比. 采用阶梯型相位调制器对窄谱激光进行相位调制后, 远场光斑不同大小区域的光强时间闪烁率明显改善; 时间闪烁率改善比随计算区域增大而逐渐减小, 中心光强时间闪烁率改善比最大, 为 2.6. 计算区域半径小于 2.7 mm 时, 时间闪烁率改善比随计算区域增大而快速降低, 这是因为无相位调制时计算区域在一个散斑内, 由于散斑随时间快速变化, 不同帧的光强为散斑的不同部分, 计算区域越小光强随时间变化越大, 时间闪烁率越大; 有相位调制时光斑的散斑被均匀化, 计算区域始终在散斑的中心区域, 光强随时间变化较小, 时间闪烁率变化小. 因此, 时间闪烁率改善比随计算区域增大而快速减小. 计算区域半径大于 2.7 mm 时, 时间闪烁率改善比随计算区域增大的减小速度变缓, 这是因为无相位调制时远场光斑计算区域至少包含一个散斑, 时间闪烁率随计算区域增大的变化速度减小; 有相位调制时计算区域仍在散斑内, 时间闪烁率随计算区域增大的变化速度基本不变. 因此, 时间闪烁率改善比随计算区域增大而减小的速度降低.

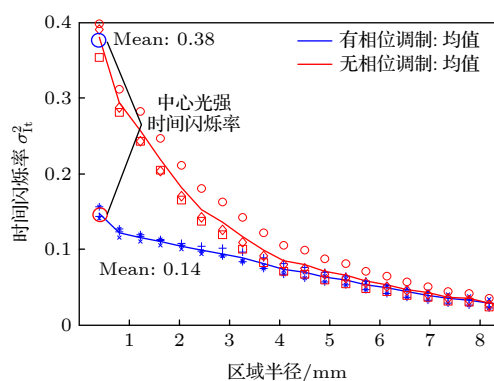


图 10 远场光斑不同大小区域能量占比的时间闪烁率

Fig. 10. Time scintillation index of energy ratio in different area.

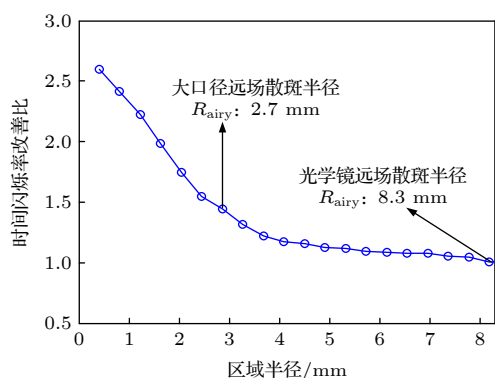


图 11 远场光斑不同大小区域能量占比的时间闪烁率改善比

Fig. 11. Improving ratio of time scintillation index of energy ratio in different area.

5 结论

提出一种基于阶梯相位调制的窄谱激光主动照明方法, 针对高功率照明激光的窄谱特性, 结合纯相位结构扰动调制, 通过特制的阶梯型光学相位调制器引入激光相位扰动, 打乱原有窄谱激光近场分布, 实现远场匀化的目的, 且能够抑制大气湍流引起的散斑效应的影响. 通过理论、数值模拟和实验研究了该方法对提升照明激光经过大气湍流后的光斑均匀性和稳定性的效果. 实验结果表明, 采用阶梯型相位调制器对窄谱激光进行相位调制后, 照明激光受大气湍流影响后的远场光斑的均匀性和稳定性都得到明显改善. 对于空间闪烁率, 远场光斑包含 57% 能量区域的空间闪烁率从 0.73 改善到 0.33, 降低到原来的 45%, 计算区域半径接近大口径远场散斑尺寸时空间闪烁率改善效果最好, 改善比为 3.67; 对于时间闪烁率, 中心光强时间闪烁

指数从 0.38 改善到 0.14, 降低到原来的 37%, 与数值模拟结果基本相符.

照明光斑不均匀性主要原因是大气湍流, 基于阶梯相位调制的窄谱激光照明方法与激光谱线、阶梯型相位调制光学镜数量和厚度有直接关系. 今后, 将分析光学镜数量、光学镜厚度误差、激光谱线线型对激光照明远场光斑均匀性和稳定性的影响, 同时开展不同大气湍流条件下的照明光斑匀化效果研究.

参考文献

- [1] Higgs C, Barclay H T, Kansky J E, Murphy D V, Primmerman C A 1998 *Part of the Conference on Airborne Laser Advanced Technology* Orlando, USA, April, 1998 p47
- [2] Su Y, Wan M 2004 *High Energy Laser System* (Beijing: National Defense Industrial Press) p181 (in Chinese) [苏毅, 万敏 2004 高能激光系统 (北京: 国防工业出版社) 第181页]
- [3] Lian T H, Wang S Y, Cai D F, Li B B, Guo Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 034203 (in Chinese) [连天虹, 王石语, 蔡德芳, 李兵斌, 过振 2014 物理学报 **63** 034203]
- [4] Tan Y, Geng C, Li X Y, Luo W, Luo Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 024216 (in Chinese) [谭毅, 耿超, 李新阳, 罗文, 罗奇 2015 物理学报 **64** 024216]
- [5] Zhang F Z, Li Y K 2007 *Acta Opt. Sin.* **22** 567 (in Chinese) [张飞舟, 李有宽 2007 光学学报 **22** 567]
- [6] Peleg A, Moloney J V 2006 *J. Opt. Soc. Am.A* **23** 3114
- [7] Espinola R L, Jacobs E L, Halford C E, Vollmerhausen R, Tofsted D H 2007 *Opt. Exp.* **15** 3816
- [8] Redding B, Choma M A, Cao H 2012 *Nat. Photon.* **6** 355
- [9] Holmes R, Rao Gudimetla V S 2019 *Appl. Opt.* **58** 7823
- [10] Billman K W 1998 *US Patent* 5 734 504
- [11] Higgs C, Barclay H T 1998 *Part of the SPIE Conference on Airborne Laser Advanced Technology* Orlando, USA, April, 1998 p160
- [12] Higgs C, Barclay H T 1999 *Part of the SPIE Conference on Airborne Laser Advanced Technology II* Orlando, USA, April, 1999 p206
- [13] Wan M, Zhang W, Xiang R J, Yang R 2002 *High Power Laser and Particle Beam* **14** 0041 (in Chinese) [万敏, 张卫, 向汝建, 杨锐 2002 强激光与粒子束 **14** 0041]
- [14] Li B Z, Lyu B D, Wan M, Li G H, Zheng J, Zhang W 2003 *Laser Tech.* **27** 334 (in Chinese) [李宾中, 吕百达, 万敏, 李国会, 郑捷, 张卫 2003 激光技术 **27** 334]
- [15] Qian X M, Zhu W Y, Rao R Z 2009 *Opt. Exp.* **17** 3782
- [16] Poyet J M, Meyer O, Christnacher F 2014 *Opt. Lett.* **39** 2592
- [17] Luo W, Zhang J Z, Xie X G, Zhang F Z 2016 *High Power Laser and Particle Beam* **28** 071005 (in Chinese) [罗文, 张建柱, 谢晓钢, 张飞舟 2016 强激光与离子束 **28** 071005]
- [18] Kang K 2019 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [康凯 2019 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [19] Peleg A, Moloney J V 2007 *IEEE Phot. Tech. Lett.* **19** 883
- [20] Kiasaleh K 2006 *J. Opt. Soc. Am.A* **23** 557
- [21] Xie X G, Zhang J Z, Yue Y F, An J Z, Zhang F Z 2013 *High Power Laser and Particle Beam* **25** 2536 (in Chinese) [谢晓钢, 张建柱, 岳玉芳, 安建祝, 张飞舟 2013 强激光与离子束 **25** 2536]

[22] Zhang J Z, Li Y K 2005 *High Power Laser and Particle Beam* **17** 0901 (in Chinese) [张建柱, 李有宽 2005 强激光与离子束 **17** 0901]

[23] Zhang J Z, Zhang F Z, Wu Y 2012 *High Power Laser and Particle Beam* **24** 2318 (in Chinese) [张建柱, 张飞舟, 吴毅 2012 强激光与离子束 **24** 2318]

Active illumination uniformity with narrow spectrum laser based on ladderlike phase modulation

Luo Wen¹⁾³⁾⁴⁾ Chen Tian-Jiang²⁾ Zhang Fei-Zhou¹⁾ Zhou Kai²⁾
 An Jian-Zhu¹⁾ Zhang Jian-Zhu^{1)†}

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

2) (*Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

3) (*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

4) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

(Received 30 January 2021; revised manuscript received 11 March 2021)

Abstract

Active illumination is a crucial technology for active imaging, active tracking and aiming system. But the atmosphere turbulence distributed over the entire path causes the intensity to fluctuate, which reduces the illumination uniformity seriously. Therefore, it is desirable to find ways to reduce the intensity fluctuation and improve the uniformity of active illumination. It has been revealed that one can improve illumination uniformity by using multi-beam laser illuminator. Another effective approach is partially coherent beam illumination.

In this paper, a novel method is suggested to improve the illumination uniformity. Phase disturbance is induced by a ladder-like phase modulator (LPM) and the transmitting field of narrow spectrum laser is confused, and thus the atmosphere turbulence will be compensated and the illumination uniformity will be improved. The physical models of narrow spectrum laser phase modulation and atmosphere propagation are deduced, and the expression of the facular distribution is obtained. The active-illumination experimental setup with a laser propagation distance of 1.8 km through horizontal atmosphere is established. Based on the facular distribution of illumination laser at 1.8 km, the uniformity and stabilization are achieved. The experimental results indicate that the illumination uniformity and stabilization are both improved. The spatial and central time scintillation indexes are improved from 0.73 to 0.33 and from 0.38 to 0.14, respectively.

Keywords: active laser illumination, scintillation index, atmosphere turbulence, phase modulation

PACS: 42.68.Ay, 42.68.Wt, 42.79.Ag

DOI: 10.7498/aps.70.20210228

† Corresponding author. E-mail: zhang_jianzhu@iapcm.ac.cn