

## 非相干合成阵列激光倾斜像差校正方法\*

邓万涛<sup>1)2)</sup> 赵刚<sup>2)†</sup> 夏惠军<sup>2)</sup> 张茂<sup>2)</sup> 杨艺帆<sup>2)</sup>

1) (北京理工大学光电学院, 北京 100081)

2) (西南技术物理研究所, 成都 610041)

(2019年6月20日收到; 2019年7月30日收到修改稿)

阵列激光在传输过程中受大气湍流影响后会降低其在远场的光束质量. 首先, 以非相干合成形式的阵列激光为模型, 通过生成随机大气湍流相位屏模拟激光在大气中的传输, 同时依据阵列分布分割大气湍流畸变波前并求解子波前的倾斜像差系数; 然后, 将系数代入子激光束相位部分进行消除即实现模拟倾斜像差的校正过程; 最后, 对比计算了倾斜像差校正前后远场激光光束质量的变化情况. 仿真和实验研究结果表明: 在同一湍流条件下, 远场激光的桶中功率 (power-in-bucket, PIB) 和斯特列尔比 (strehl ratio, SR) 在倾斜像差校正后得到提升; 虽然校正子波前倾斜像前后的 PIB 和 SR 均随着大气湍流强度增强而下降, 但是当湍流强度增大, 校正倾斜像差对 PIB 和 SR 的提升效果更好. 本文所做工作可为提升高能激光系统的使用性能提供数据支撑.

**关键词:** 非相干合成, 激光传输, 大气湍流, 倾斜像差校正

**PACS:** 42.62.-b, 42.68.Bz, 42.90.+m

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190961

## 1 引言

光纤激光器具备高光电转换效率、高光束质量、结构灵活和便于维护等特点, 同时随着其向小型化、实用性快速发展, 具有战术应用潜力的、发射功率在数万瓦的高功率激光器应运而生, 使其在国防领域有着广泛的应用前景<sup>[1]</sup>. 但是, 受限于单台激光器工作介质的非线性效应、热损伤、泵浦源亮度等因素, 单根单模光纤激光的输出功率存在极限<sup>[2]</sup>. 所以, 若想获得更高功率和光束质量的输出激光以满足未来高能激光系统装备的需求, 需要构建模块化的阵列激光且对其进行合成以形成单束聚焦光束. 目前针对高功率激光光束合成的方式主要是非相干合成<sup>[3-5]</sup>、相干合成<sup>[6-8]</sup>及光谱合成<sup>[9-11]</sup>. 在实际应用时, 无论选择哪种合成方式, 激光在传

输过程中都会受到大气的影 响而使得传输至目标处的光束质量下降, 最终影响系统对目标的作用效能. 国内外有学者通过仿真和实验手段对合束激光在大气中传输时受湍流的影响进行了深入的分析研究<sup>[12-16]</sup>, 比较全面地总结出了不同类型的合束激光在受到不同程度的大气湍流影响后传输至目标处的光束质量的变化情况, 为高能激光系统的工程应用提供了可靠的数据参考. 在补偿大气湍流对阵列激光传输影响的研究方面, 可进行高阶像差补偿的自适应光学技术并未广泛使用, 主要是因为自适应光学模块会增加系统控制的复杂性, 同时带来成本的增加. 且对于单孔径区域上的大气湍流而言, 若采用最常用的 Kolmogorov 湍流模型来描述, 则倾斜像差占了湍流波前的约 87%<sup>[17]</sup>, 因此若校正倾斜像差后残余像差就很少, 激光远场光束质量亦可得到很大提升. 国内外有学者利用光纤光源

\* 国防预研究基金 (批准号: 301040310) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhao\_209@sohu.com

准直器补偿大气湍流波前的平移像差和倾斜像差以改善相干合束激光在经大气传输后的光斑强度分布<sup>[18-24]</sup>, 也有学者利用控制子激光束的指向快反镜补偿大气湍流波前的倾斜像差提升激光传输性能<sup>[25,26]</sup>. 上述研究成果中, 研究模型采用了 SPGD 补偿算法和“目标在回路”用于校正倾斜像差, 工作原理为阵列合束激光经大气传输至目标端后形成散射回光, 在系统端利用成像光学系统对散射回光进行成像, 同时对系统中控制各束子激光束的倾斜机构给定一组抖动随机变化量, 并判断散射回光的成像像质的变化趋势以生成一组新的抖动随机变化量. 系统根据此控制过程不断迭代, 直至成像像质达到最优即完成倾斜像差的校正. 对于高能激光系统而言, 合束激光传输至目标端的最终目的是毁伤目标, 所以在激光对目标的作用过程中, 目标很大可能会发生液化、熔融等现象, 这将影响到 SPGD 算法中对散射回光图像的像质判定, 从而导致算法失效.

为了更加直观和准确地获取倾斜像差并进行补偿, 本文以非相干合成阵列激光为研究对象, 首先在激光传输路径上模拟生成湍流畸变波前, 并依据各子激光束的相对位置进行波前分割, 将计算得到的各子波前倾斜像差值作为子激光相位部分的补偿系数. 通过计算得到了子波前倾斜像差校正前

后远场光束质量对比结果, 同时获得了倾斜像差校正效果随不同强度的大气湍流的变化情况. 基于本文的研究方法, 非相干合成体制的高能激光系统可利用非高功率激光波段的波前探测器和指向快速反射镜实现“波前探测+倾斜像差补偿”的控制策略, 该方法可在极短时间内计算各子激光束传输路径上对应的倾斜像差系数并反馈至倾斜镜进行补偿, 这种方法既避免了高功率激光在作用目标时对波前探测结果的影响, 又不会引入新的控制机构而增加系统复杂性, 从而大大提升了补偿响应速度.

## 2 倾斜像差校正方法

### 2.1 研究方法

采取非相干合成方式的高能激光系统的示意图如图 1 所示, 每一束激光会先经一个二维指向快反镜调制实现同轴, 然后通过内光路系统和发射望远镜系统后传输聚焦至目标处. 信标激光器实时对目标照射, 将带有大气湍流畸变波前信息的照射回光沿阵列激光发射方向的反向传输至波前传感器中, 探测波前依据阵列激光孔径的相对位置分割为相同数目的子波前, 计算每个子波前的倾斜像差系数并转换为角度值  $\delta$ , 则对应的指向快反镜通过偏摆  $-\delta$  的角度范围即可校正光束的倾斜像差.

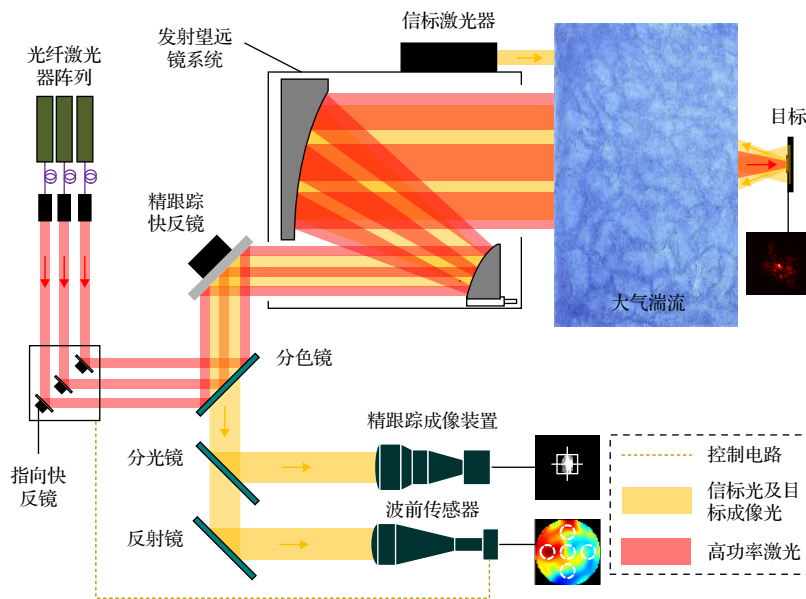


图 1 高能激光系统模型

Fig. 1. Model of high energy system.

## 2.2 激光传输模型确定

令非相干合成的阵列激光束以径向形式分布, 假定各单束激光复振幅服从归一化的基模高斯分布, 所以可令子激光束在经过无焦状态下的发射望远镜系统后得到的出口处的近场复振幅分布如 (1) 式所示:

$$U_j(x, y) = \exp\left(\frac{1}{\omega_0^2} \left\{ \left[ x - \left| \sin\left(j\frac{\pi}{2}\right) \right| r \cos(j\theta) \right]^2 + \left[ y - \left| \sin\left(j\frac{\pi}{2}\right) \right| r \sin(j\theta) \right]^2 \right\} + i\psi_j\right), \quad (1)$$

式中,  $j$  为阵列激光束的数目;  $r$  为中心子光斑与边缘子光斑之间的径向距离;  $\theta = 360^\circ/(N-1)$ , 为相邻边缘子光斑之间的夹角;  $\omega_0$  为单束激光束腰;  $\psi_j$  为子激光束的相位. 则阵列激光的近场复振幅分布如 (2) 式所示:

$$U_0(x, y) = \sum_{j=0}^{N-1} U_j(x, y). \quad (2)$$

以非相干合成形式得到的近场光强分布如 (3) 式所示:

$$I_0(x, y) = \sum_{j=0}^{N-1} [U_j(x, y) \cdot U_j(x, y)^*]. \quad (3)$$

令  $N = 7$ , 则  $\theta = 60^\circ$ , 阵列光束外包络直径为  $D = 400$  mm, 阵列激光波长为  $\lambda = 1080$  nm, 光强分布截面图如图 2 所示.

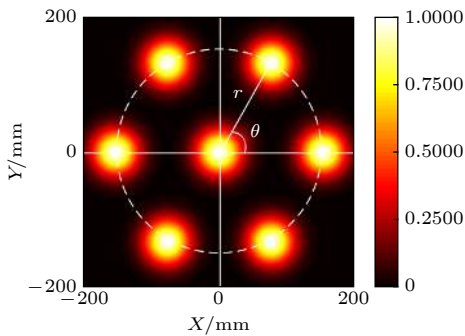


图 2 近场光强分布

Fig. 2. Intensity distribution in near-field.

由系统特性可知, 激光在传输过程中为聚焦传输, 因此, 当令传输聚焦距离为  $L$  时, 阵列激光的近场复振幅需先经过曲率半径为  $2L$  的球面波进行相位调制, 如 (4) 式所示:

$$U_1(x, y) = U_0(x, y) \cdot \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2L}\right). \quad (4)$$

由图 2 可知, 在激光传输方向上, 可根据角谱衍射理论<sup>[27]</sup> 得到激光在真空条件下传输距离为  $L$  时的复振幅  $U_2(x, y)$ , 其表达式为

$$U_2(x, y) = \text{FFT}^{-1} \left\{ \text{FFT} [U_1(x, y)] \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda} L \times \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 + (\lambda f_y)^2}\right) \right\}, \quad (5)$$

式中, FFT 和  $\text{FFT}^{-1}$  分别为傅里叶变换和傅里叶反变换,  $f_x$  和  $f_y$  分别为光束在  $x$  向和  $y$  向上的空间频率.

## 2.3 大气湍流相位屏构造

大气湍流相位屏法是最常用于研究大气湍流对激光传输性能影响的一种直观有效的数值模拟方法, 它基于在很短的曝光时间内, 大气湍流可以假定为“冻结”的<sup>[28]</sup>, 其相位屏示意图如图 3 所示.

由于后续研究涉及到的光学孔径为圆形孔径, 且 Zernike 多项式能和光学像差对应, 所以本文选用 Zernike 多项式法<sup>[29]</sup> 构造大气湍流相位屏.

该方法是将光束传输路径上经过的大气湍流简化为单层相位屏, 于是相位屏波前可分解为圆域内的 Zernike 正交多项式形式:

$$\phi(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k Z_k(x, y), \quad (6)$$

式中,  $Z_k(x, y)$  为 Zernike 多项式的各阶表达式, 其中  $k = 1$  为平移项, 在计算时可不考虑,  $k = 2, 3$  为倾斜项, 是大气湍流相位屏的主要贡献部分<sup>[17]</sup>;  $a_k$  为多项式系数. 依据 Kolmogorov 谱理论, 可通过 Noll 矩阵推导出的多项式系数的协方差表达式为

$$\begin{cases} \langle a_i, a_j \rangle = \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \cdot \frac{2.246 \cdot (-1)^{\frac{n_i+n_j-2m_i}{2}} [(n_i+1)(n_j+1)]^{1/2} \Gamma\left(\frac{14}{3}\right) \Gamma\left(\frac{n_i+n_j-5/3}{2}\right) \delta_{m_i m_j}}{\Gamma\left(\frac{n_i-n_j+17/3}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n_j-n_i+17/3}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n_j+n_i+23/3}{2}\right)}, & i-j = \text{even}, \\ \langle a_i, a_j \rangle = 0, & i-j = \text{odd}, \end{cases} \quad (7)$$

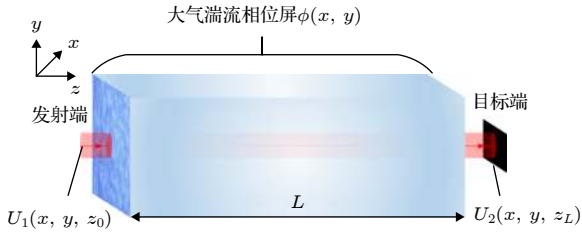


图 3 大气湍流相位屏示意

Fig. 3. Formation of atmospheric turbulence phase screen.

其中,  $m$  和  $n$  分别是对应的多项式的角向级次和径向级次;  $D$  为光束口径;  $r_0$  为大气相干长度;  $\Gamma$  为加吗函数. 又由 (7) 式可知多项式系数构成的协方差矩阵  $\mathbf{M}$  为实对称正定矩阵, 进行奇异值分解后可得

$$\mathbf{M} = \mathbf{V}\mathbf{S}\mathbf{V}^T, \quad (8)$$

式中  $\mathbf{S}$  和  $\mathbf{V}$  分别为矩阵的特征值和特征向量, 大气湍流相位屏的波前可以通过下式表示:

$$\phi(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} V_{ki} b_i Z_k(x, y), \quad (9)$$

其中,  $b_i$  为独立统计的高斯随机变量, 其方差即为特征值  $S$  的对角线元素. 所以 (5) 式可改写为

$$\begin{aligned} & U_2(x, y, z_L) \\ &= \text{FFT}^{-1} \left\{ \text{FFT} [U_1(x, y, z_0) \cdot \exp(i\phi(x, y))] \right. \\ & \quad \left. \times \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda} L \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 + (\lambda f_y)^2}\right) \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

## 2.4 倾斜像差校正

系统中的波前传感器通过接收信标激光照射到目标上的反射回光进行激光传输路径上的大气湍流波前探测, 探测到的结果通过乘以波长比系数转换为高功率阵列激光外包络口径在传输路径上的整层大气湍流的畸变波前  $\phi(x, y)$ . 假定大气相干长度  $r_0 = 10$  cm (对应激光波长为  $\lambda = 1080$  nm), 根据 2.3 节中的方法仿真得到的整层大气湍流畸变波前如图 4 所示, 图中各虚线圆为依据图 2 中各子激光束的相对位置关系进行分割后的子波前.

对每个子波前分别进行拟合即可得到对应的倾斜像差系数, 拟合方法可以采用 Zernike 法或一阶线性法. 由于只关注每个子波前的倾斜像差, 且尽量减少控制时滞, 所以采用计算时间较少的一阶线性法获取子波前的倾斜系数.

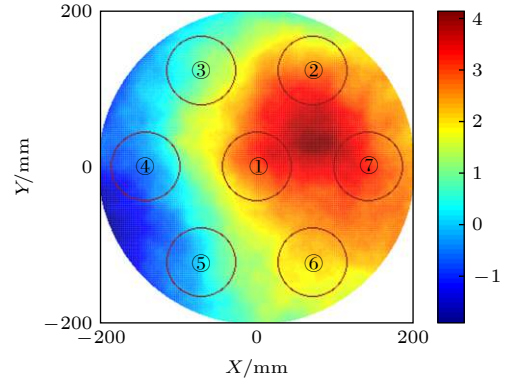


图 4 大气湍流畸变波前

Fig. 4. Distortion wavefront of atmospheric turbulence.

用于拟合子波前的目标函数如下式所示:

$$\phi_j(x, y) = P_j + TX_j \cdot x + TY_j \cdot y + \Delta\phi, \quad (11)$$

式中,  $j$  代表子波前序数,  $j = 1, 2, 3, \dots, 7$ ;  $P_j$  为平移系数;  $TX_j$  为  $x$  方向的倾斜系数;  $TY_j$  为  $y$  方向的倾斜系数;  $\Delta\phi$  为拟合残差. 假设子波前有  $n$  个数据点, 则可构建如下方程组:

$$\begin{cases} \phi_j(x_1, y_1) = P_j + TX_j \cdot x_1 + TY_j \cdot y_1, \\ \phi_j(x_2, y_2) = P_j + TX_j \cdot x_2 + TY_j \cdot y_2, \\ \phi_j(x_3, y_3) = P_j + TX_j \cdot x_3 + TY_j \cdot y_3, \\ \dots \\ \phi_j(x_n, y_n) = P_j + TX_j \cdot x_n + TY_j \cdot y_n. \end{cases} \quad (12)$$

由于 (12) 式中方程个数  $n > 3$ , 所以需通过最小二乘法对上述方程组进行计算, 即所求未知数需满足拟合残差的平方和最小, 如 (13) 式所示:

$$V = \sum_{i=1}^n [\phi_j(x_i, y_i) - (P_j + TX_j \cdot x_i + TY_j \cdot y_i)]^2 \rightarrow \min. \quad (13)$$

同时, (1) 式也改写为下式:

$$\begin{aligned} U_j(x, y) = \exp \left( \left\{ \frac{1}{\omega_0^2} \left[ x - \left| \sin \left( j \frac{\pi}{2} \right) \right| r \cos(j\theta) \right]^2 \right. \right. \\ \left. \left. + \left[ y - \left| \sin \left( j \frac{\pi}{2} \right) \right| r \sin(j\theta) \right]^2 \right\} \right. \\ \left. + i(\psi_j - TX_j \cdot x - TY_j \cdot y) \right). \quad (14) \end{aligned}$$

在实际情况下, 会将经求解得到的  $TX_j, TY_j$  值反馈至指向快反镜进行对应子激光束在传输过程中的倾斜像差校正,  $TX_j, TY_j$  与各指向快反镜偏摆角校正值  $\delta_{xj}, \delta_{yj}$  之间的对应关系为

$$\begin{cases} \delta_{xj} = -\arctan(TX_j), \\ \delta_{yj} = -\arctan(TY_j). \end{cases} \quad (15)$$

### 3 仿真分析

#### 3.1 倾斜像差校正前后远场光束质量对比

以 2.3 节和 2.4 节中的激光参数为基础, 令子激光束的发散角均为  $\theta = 30 \mu\text{rad}$ , 传输聚焦距离  $L = 3 \text{ km}$ , 通过拟合计算得到图 4 中每个子波前的倾斜像差系数后即可得到表 1.

表 1 子波前倾斜像差系数  
Table 1. Coefficient of tilt aberration in each sub-wavefront.

子波前序数	X向倾斜系数TX	Y向倾斜系数TY
①	4.24	3.31
②	-0.66	-6.20
③	4.92	-2.09
④	4.99	2.60
⑤	6.20	0.48
⑥	0.62	2.52
⑦	-3.62	0.36

根据表 1 数据进行倾斜像差校正后, 得到阵列激光束传输聚焦至  $L = 3 \text{ km}$  处的激光光强分布图 (图 5 和图 6).

同时对图 5 中的光斑分别以桶中功率 (power-in-bucket, PIB) 和斯特列尔比 (strehl ratio, SR) 作为激光远场光束质量的评价指标, 经过计算得到的评价指标结果如表 2 所示 (PIB 中的环围圆为图 5 中白线圆域, 它是阵列激光束在自由空间中传输聚焦至  $L = 3 \text{ km}$  处时占总功率 86.5% 的范围内对应的圆域, 经计算其直径为  $D_0 = 91 \text{ mm}$ , SR 中的理想光束焦斑峰值功率则是上述光斑对应的峰值强度, 其值为  $I_m = 5.69$ ).

从图 5, 图 6 及表 2 的数据可知, 校正子波前倾斜像差后, 阵列激光传输聚焦至目标处的光束质量相较于未校正时有较大的提升.

表 2 激光远场光束质量计算结果  
Table 2. Result of the beam quality in far-field.

评价指标类型	子波前倾斜像差校正前	子波前倾斜像差校正后
PIB	0.30	0.64
SR	0.21	0.63

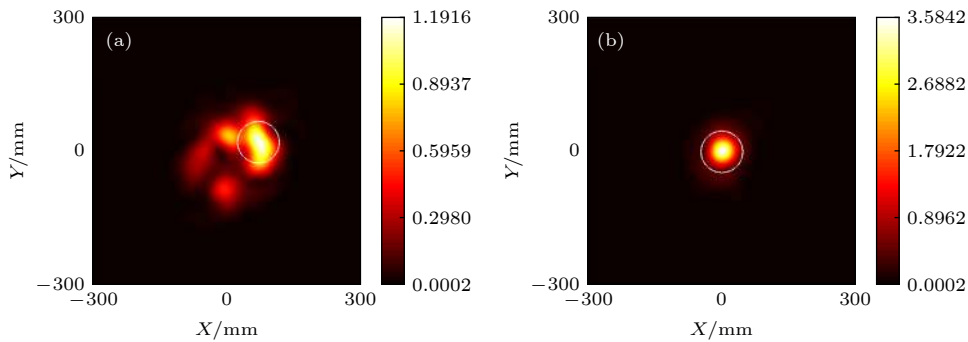


图 5 二维光强分布 (a) 倾斜像差校正前; (b) 倾斜像差校正后

Fig. 5. Intensity distribution of two dimensions: (a) Before correcting tilt aberration; (b) after correcting tilt aberration.

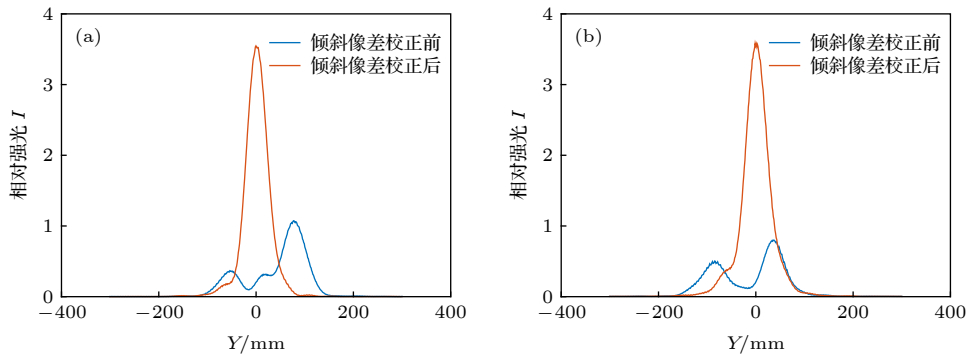


图 6 一维光强分布 (a) Y向中心剖切面; (b) X向中心剖切面

Fig. 6. Intensity distribution of one dimension: (a) Central section in Y; (b) central section in X.

### 3.2 倾斜像差校正效果随不同强度大气湍流对的变化情况

在强湍流条件下,由于湍流畸变波前会出现相位不连续点,所以仅校正倾斜像差并不能较好地改善激光光束质量,需将强湍流相位屏构建方法和自适应光学技术相结合开展研究.因此,在本文的研究范畴内,只考虑中等偏弱的大气湍流条件.对于波长  $\lambda = 1080 \text{ nm}$  的激光,若以不同的大气相干长度表征不同强度的大气湍流,则大气相干长度  $r_0$  取值为 4—45 cm. 在每一个对应的相干长度值下,分别模拟 100 次阵列激光传输聚焦过程,且每一次生成大气湍流相位屏都是随机的,对 100 次激光远场光束质量评价指标进行系综平均. 图 7 和图 8 则分别对应传输距离 2 和 3 km 时,在不同大

气相干长度条件下,倾斜像差校正前后激光远场光束质量各指标的变化情况.

从图 7 和图 8 中的结果可知,大气相干长度从 45 cm 变化至 4 cm 的过程中,若不校正倾斜误差,在 2 km 传输条件下,PIB 从 86.1% 下降至 38.7%,SR 从 0.95 下降至 0.29; 在 3 km 传输条件下,PIB 从 74.2% 下降至 27.7%,SR 从 0.91 下降至 0.24. 校正倾斜误差后,在 2 km 传输条件下,PIB 从 86.4% 下降至 66.2%,SR 从 0.97 下降至 0.7; 在 3 km 传输条件下,PIB 从 75.3% 下降至 52.2%,SR 从 0.99 下降至 0.58. 由以上数据可知,倾斜像差校正后,大气相干长度越小,光束质量下降程度越小. 因此,在给定的中弱湍流条件下,大气湍流强度越强,倾斜像差的校正对 PIB 和 SR 的提升效果越好.

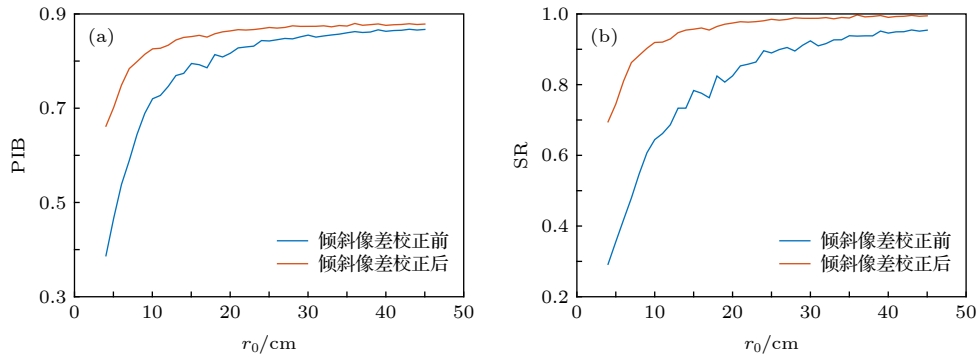


图 7 2 km 处不同大气相干长度的激光光束质量 (a) PIB; (b) SR

Fig. 7. The beam quality at 2 km corresponding to different coherence lengths: (a) PIB; (b) SR.

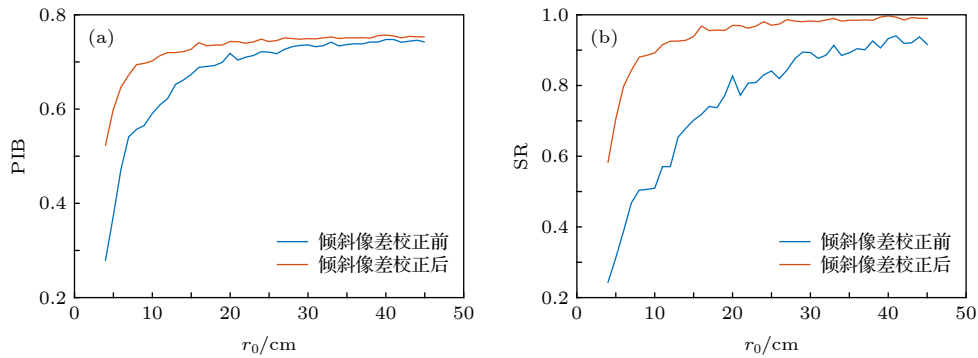


图 8 3 km 处不同大气相干长度的激光光束质量 (a) PIB; (b) SR

Fig. 8. The beam quality at 3 km corresponding to different coherence lengths: (a) PIB; (b) SR.

## 4 实验验证

被测系统样机为阵列高功率激光非相干合成体制,在外场 2 km 处对其进行激光倾斜像差校正验证实验.首先,在目标端放置漫反射板用于接收信标激光和高功率激光;其次,在漫反射板的前

方与激光光路呈小角度方向的一定距离处架设光束质量分析仪并对靶板清晰成像;最后,利用漫反射靶板与光束质量分析仪探测器上各自的尺寸进行物象比标定.图 9 为目标端的设备实物图.开展实验时对应的实验条件如表 3 所示.



图 9 目标端设备实物  
Fig. 9. Equipment at target.

表 3 实验条件  
Table 3. Experimental condition.

参数类型	指标值
温度/ $^{\circ}\text{C}$	28
湿度/%	62
风速/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$<4$
大气能见度/km	$>23$
大气相干长度/cm	19

实验中采用的光束质量分析仪为以色列 Ophir 公司的 BeamMic 光束质量分析仪, 该设备自带的处理软件具备 Ultracal 单点背景扣除技术, 可将测量环境中的杂散背景光完全扣除掉, 使得测量结果真实. 在倾斜像差校正前后, 光束质量分析仪采集

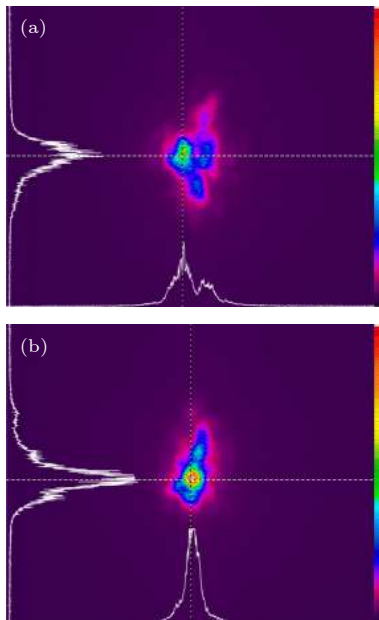


图 10 光束质量分析仪测量结果 (a) 倾斜像差校正前; (b) 倾斜像差校正后  
Fig. 10. Measurement results of beam quality analyzer: (a) Before correcting tilt aberration; (b) after correcting tilt aberration.

存储了漫反射板上激光光斑的长曝光图像, 记录结果如图 10 所示. 经光束质量分析仪软件计算得到图 10 中的光斑实际参数情况如表 4 所示.

表 4 光斑参数计算结果  
Table 4. Calculation results of spot parameters.

光斑参数	子波前倾斜像差校正前	子波前倾斜像差校正后
相对峰值强度 $I_m/\text{cnt}$	2944	4053
环围直径 $D(4\sigma)/\text{mm}$	108	89

由图 10 和表 4 可知, 在实验过程中, 样机系统对湍流畸变波前进行倾斜像差校正后, 远场激光聚焦光斑的相对峰值强度变大, 以二阶矩法计算得到的光斑环围直径变小, 由此说明, 激光传输至远场的 PIB 和 SR 均得到提升.

## 5 结论

基于非相干合束的阵列激光模型, 通过模拟激光在大气湍流中的传输得到倾斜像差校正前后激光远场光束质量的提升情况. 仿真研究表明: 1) 在中等或偏弱湍流条件下, 校正倾斜像差可以提高激光经大气传输聚焦至目标处的光斑的 PIB 和 SR. 因为按照第一节中的描述, 大气湍流畸变波前的倾斜像差成分占比较大, 即使不考虑对波前高阶像差的校正而只考虑倾斜像差的校正, 也能显著地提高激光远场的光束质量; 2) 随着大气湍流强度增强, 校正倾斜像差对提高远场激光 PIB 和 SR 的效果更明显. 因为当大气湍流强度减弱时, 湍流波前畸变像差整体值会减小, 进而对远场激光光束质量的影响减小, 所以无论校正倾斜像差与否, 远场激光光束质量都会趋近于理想值, 即使校正了倾斜像差, 对提升远场激光的 PIB 和 SR 都无太明显的效果; 而当大气湍流增强时, 湍流波前畸变像差整体值会增大, 激光远场光束质量变差, 而其中倾斜像差的增大对整体像差增大的贡献非常突出, 所以在这种情况下, 只要校正了倾斜像差, 畸变波前的剩余残差量就会很小, 激光远场光束质量就可以得到更显著的改善; 3) 校正倾斜像差后的 PIB 和 SR 仍会随着大气湍流强度增强而下降, 因为湍流中的高阶像差增大, 所以即使倾斜系数得以修正, 光束质量仍会受到高阶像差影响. 通过开展系统样机的外场实验, 并对目标端的激光光斑参数进行实时测量分析, 证实了校正倾斜像差能提升激光远场

光束质量这一结论. 本文提出的研究模型控制机构简单、补偿算法稳定、实现方式快捷, 综合考虑了系统的使用要求、控制复杂度以及经济性等因素, 能为高能激光系统的性能提升和研制改进提供数据支撑.

## 参考文献

- [1] Li Y Y, Wang J H, Li Z 2017 *Journal of Ordnance Equipment Engineering* **38** 1 (in Chinese) [李怡勇, 王建华, 李智 2017 兵器装备工程学报 **38** 1]
- [2] Zervas M N, Codemard C A 2014 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **20** 219
- [3] Sprangle P, Ting A, Penano J, Fischer R 2009 *IEEE J. Quant.* **45** 138
- [4] Tao R M, Si L, Ma Y X, Zou Y C 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 074219
- [5] Wu W M, Guo S F, Tao R M, Wu Y, Ning Y 2013 *Acta. Opti. Sin.* **33** 1140081 (in Chinese) [吴武明, 郭少锋, 陶汝茂, 吴毅, 宁禹 2013 光学学报 **33** 1140081]
- [6] Wang X L, Zhou P, Su R T, Ma P F, Tao R M, Ma Y X, Xu X J, Liu Z J 2017 *Chin. J. Lasers* **44** 02010011 (in Chinese) [王小林, 周朴, 粟荣涛, 马鹏飞, 陶汝茂, 马阎星, 许晓军, 刘泽金 2017 中国激光 **44** 02010011]
- [7] Xiao R, Hou J, Jiang Z F, Liu M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6464 (in Chinese) [肖瑞, 侯静, 姜宗福, 刘明 2006 物理学报 **55** 6464]
- [8] Thielen P A, Ho J G, Burchman D A, Goodno G 2012 *Opt. Express* **37** 3714
- [9] Jiang M, Ma P F, Zhou P, Wang X L 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 104203 (in Chinese) [姜曼, 马鹏飞, 周朴, 王小林 2016 物理学报 **65** 104203]
- [10] Ma Y, Yan H, Sun Y H, Peng W M, Li J M 2018 *Infrared and Laser Engineering* **47** 01030021 (in Chinese) [马毅, 颜宏, 孙殷宏, 彭万敏, 李建民 2018 红外与激光工程 **47** 01030021]
- [11] Andrusyak O, Smirnov V, Venus G, Rotar V 2009 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **15** 344
- [12] Zhou P, Ma Y X, Wang X L 2010 *Chin. J. Lasers* **37** 733 (in Chinese) [周朴, 马阎星, 王小林 2010 中国激光 **37** 733]
- [13] Wu W M, Yang Y, Si L, Zhou P, Chen J B 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 0003 (in Chinese) [吴武明, 杨轶, 司磊, 周朴, 陈金宝 2013 强激光与粒子束 **25** 0003]
- [14] Ji X L, Li X Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7674 (in Chinese) [季小玲, 李晓庆 2008 物理学报 **57** 7674]
- [15] Nelson W, Sprangle P, Davis C C 2016 *Appl. Opt.* **55** 8338
- [16] Pargmann C, Hall T, Duschek F, Fischbach T 2015 *SPIE Security + Defence International Society for Optics and Photonics* Toulouse, France, September 21–24, 2015 p96500 L
- [17] Zheng Y, Yang Y, Wang J, Hu M 2016 *Opt. Express* **24** 12063
- [18] Geng C, Li X Y, Zhang X J, Rao C H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114202 (in Chinese) [耿超, 李新阳, 张小军, 饶长辉 2011 物理学报 **60** 114202]
- [19] Geng C, Tan Y, Mou J B, Li X Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024206 (in Chinese) [耿超, 谭毅, 牟进博, 李新阳 2013 物理学报 **62** 024206]
- [20] Wang X, Wang X L, Zhou P, Su S T 2012 *IEEE Photonic Tech. L.* **24** 1781
- [21] Weyrauch T, Vorontsov M A, Carhart G W, Beresnev L A, Rostov A P, Polnau E E Liu J J 2011 *Opt. Lett.* **36** 4455
- [22] Beresnev L A, Weyrauch T, Vorontsov M A, Liu L, Carhart G W 2008 *Proceedings of SPIE—The International Society for Optical Engineering* San Diego, California, United States, August 10–14, 2008 p709008
- [23] Geng C, Zhao B Y, Zhang E T, Luo W 2013 *IEEE Photonic Tech. L.* **25** 1286
- [24] Geng C, Li F, Wang X L, Su R T 2015 *Chin. J. Lasers* **42** 1005001
- [25] Song J K, Yang G Q, Li Y Y, Wang T F 2018 *Optik* **168** 01
- [26] Yang G Q, Liu L S, Jiang Z H, Wang T F, Guo J 2016 *J. Mod. Optic* **64** 251
- [27] Voelz D G 2011 *Computational Fourier optics: A MATLAB Tutorial* (Washington: SPIE)
- [28] Hage S G E, Berny F 1973 *Opt. Soc. Am.* **63** 205
- [29] Roddier N A 1990 *Opt. Eng.* **29** 1174



# Method of correcting tilt aberration for array laser of incoherent combination\*

Deng Wan-Tao<sup>1)2)</sup> Zhao Gang<sup>2)†</sup> Xia Hui-Jun<sup>2)</sup>Zhang Mao<sup>2)</sup> Yang Yi-Fan<sup>2)</sup>1) (*School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China*)2) (*Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China*)

( Received 20 June 2019; revised manuscript received 30 July 2019 )

## Abstract

The beam quality of array lasers which propagate in atmosphere will degrade in far-field. Therefore, the ultimate efficiency of combined lasers will be affected if no compensation measure is taken in some typical systems such as high energy system. Based on the model of array lasers with incoherent combination, laser propagation in atmosphere is simulated by generating a random atmospheric turbulence phase screen to modulate the phase of the laser beam. The distorted wavefront of atmospheric turbulence is divided according to the array distribution. The phase generated by tilt aberration coefficient which is solved by the method of fitting sub-wavefront data is eliminated in the phase of sub-beam, which simulates the process of correcting tilt aberration. The simulation results show that comparing with the case of tilt aberration, the power in the bucket (PIB) and the Strehl rate (SR) of combined lasers focusing in far-field are improved when the tilt aberration influenced by the same atmospheric turbulence phase screen is corrected. At the same time, coherence length ranging from 4 cm to 45 cm is used to characterize atmospheric turbulence of different intensities. At each coherent length, the PIB and SR are calculated when the distances of propagation of lasers are 2 km and 3 km, separately. The simulation results show that although PIB and SR before and after tilt aberration are corrected, they become worse with the decrease of coherence length, and PIB and SR are improved more obviously when tilt aberration is corrected in stronger turbulence. An experiment in the case of 2 km is carried out by using a prototype of incoherent combination, and the data are obtained by measuring the focused spot at the target. The measurement results confirm that the correcting of tilt aberration can improve the beam quality of array lasers with incoherent combination in far-field. In summary, the research conducted in this work can obtain tilt aberration accurately and the corresponding method of correction is easy to implement, which can provide supporting data for improving the performances high energy laser systems.

**Keywords:** incoherent combination, laser propagation, atmospheric turbulence, tilt aberration correction

**PACS:** 42.62.-b, 42.68.Bz, 42.90.+m

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190961

\* Project supported by the National Defense Pre-Research Foundation of China (Grant No. 301040310).

† Corresponding author. E-mail: [zhao\\_209@sohu.com](mailto:zhao_209@sohu.com)