

高能激光自主自适应光学系统及激光散斑效应

贾昱成^{1,2} 许 倩² 孙建锋^{2*} 曾祥龙¹ 刘立人²

¹上海大学通信与信息工程学院, 上海 200444

²中国科学院上海光学精密机械研究所空间激光信息传输与探测技术重点实验室, 上海 201800

摘要 设计了高能激光自主自适应光学系统, 利用高能激光的主动照明探测方式对目标进行探测。由于接收到的探测回波光场受散斑效应的影响, 因此建立了探测系统的物理模型, 具体分析散斑效应的影响。通过散斑光强自相关函数, 理论上分析确定了散斑的平均尺度; 通过部分相干理论, 研究了该系统接收面散斑孔径积分场复相关函数并讨论了不同散斑天线尺度比情况下的积分场复相关函数宽度; 分析了目标的成像放大率和理想分辨率, 讨论了物像尺度与焦平面光斑尺度之间的关系; 通过系统的数值仿真, 分析了不同尺度散斑对焦平面光斑阵列的影响; 叠加大气湍流, 确定了散斑场对大气湍流探测的影响。结果表明散斑尺度介于阵列子孔径和大孔径尺度之间为最佳设计, 此时较高的位移测量精度和整体探测率可以兼得。

关键词 大气光学; 激光散斑; 部分相干理论; 主动照明; 波前探测; 自适应光学

中图分类号 TN29 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1001001

High-Energy Laser System with Self-Sustaining Adaptive Optics and Laser Speckle Effect

Jia Yucheng^{1,2} Xu Qian² Sun Jianfeng² Zeng Xianglong¹ Liu Liren²

¹ School of Communication and Information Engineering, Shanghai University, Shanghai 200444, China

² Key Laboratory of Space Laser Communication and Detection Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

Abstract A high-energy laser system with self-sustaining adaptive optics is designed, which uses active illumination detection method of high-energy laser to detect target. However, the echo field received is affected by speckles, and a physical model of the detection system is established to analyze speckle effect. The average scale of speckle is discussed based on the autocorrelation function of speckle intensity. The complex coherence function of speckles on the receiving plane is defined via the partial coherence theory, and the width of complex coherence function in the integral field with different scales of speckle patterns is discussed as well. The imaging magnification of target and the ideal resolution are derived, and the relationship between the image scale and the light spot scale on the focal plane is discussed. The effect of the spot array on the focal plane with different scales of speckles is analyzed by numerical simulation. By superimposing atmospheric turbulence, the effect of speckle field on the atmospheric turbulence detection is confirmed. The results show that the speckle scale between subaperture and large aperture is the best design, when the system has both high displacement measurement precision and high overall detection rate.

Key words atmospheric optics; laser speckle; partial coherence theory; active illumination; wavefront detection; adaptive optics

OCIS codes 010.1285; 030.6140; 220.1080

收稿日期: 2016-05-04; 收到修改稿日期: 2016-06-14

基金项目: 国家自然科学基金(61505233)

作者简介: 贾昱成(1990—), 男, 硕士研究生, 主要从事自适应光学等方面的研究。E-mail: conans_jyc@163.com

导师简介: 曾祥龙(1977—), 男, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事非线性光学、光纤光学及准相位匹配等方面的研究。

E-mail: zenglong@shu.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: sunjianfengs@163.com

1 引 言

激光在大气传输过程中受大气湍流的影响,光束波前产生畸变,降低了光束的质量^[1]。采用自适应光学技术可以克服大气湍流带来的不利影响,其基本原理是波前传感器探测光波前在传播过程中会产生波前畸变,波前控制器将计算得到的系统的控制量交给波前校正器来补偿和校正波前畸变^[2]。其中目标的探测方式可以分为被动探测和主动探测两种,被动探测主要是利用探测目标的反射光或目标自身的辐射,探测结果容易受目标亮度的影响,探测系统对暗目标的探测分辨率和系统的精确跟踪能力也有一定的局限性;而主动探测方式则采用激光主动照明,利用激光高亮度和方向性好的优点,可以有效地提高系统的识别能力,对暗目标的探测有很大的优势^[3]。

高能激光系统的工作原理是用高能激光对远距离目标进行精确射击,具有快速、精确、抗电磁干扰等优点。由于激光速度极快,很短时间就可以击中目标,故不需要计算提前量的影响,但是大气湍流会影响能量激光光束的聚焦^[4]。本文提出了利用能量激光本身的反射回波探测大气湍流的概念,能量激光照射目标为漫反射物体,目标粗糙表面后向反射,由于激光的高相干性,接收到的目标回波光场是由目标粗糙表面上各点发出的相干子波的叠加,而物体各点发出的子波到达接收面的相位是随机分布的,所以相干叠加结果就产生了强度和相位随机分布的散斑。散斑效应使目标的有效信息淹没在回波的散斑场之中,对光学系统探测造成严重影响,因此探测系统的关键问题就是从散斑场中分辨有效的波前信息。

本文提出了高能激光自主自适应光学系统结构,其工作方式能量激光主动照明探测目标,经粗糙目标表面后向反射的回波光场被接收天线接收,系统内的波前传感器探测接收波前的相位变化,并通过自适应光学系统进行控制预校正,最终使得照射到目标上的能量激光聚焦。该系统无需类似钠导星的专用波前探测光源,克服了由暗目标带来的探测精度低的缺点,可以实时实地进行光路波前补偿和校正。为了研究散斑效应给系统带来的影响,建立了主动照明高能激光自主自适应系统的物理模型,理论分析了该系统回波光场散斑图样的平均尺度,推导了受散斑效应影响下子孔径对应焦平面上光斑图样的强度分布;通过部分相干理论,研究了该系统接收面散斑孔径积分场复相关函数,讨论了不同散斑天线尺度比情况下的积分场复相关函数宽度;推导了目标的成像放大率和理想分辨率,研究了物像与焦平面光斑尺度之间的关系;结合大气湍流波前的相位误差,分析了散斑效应对大气湍流波前探测造成的影响。通过系统的数值仿真,模拟了接收面上目标回波产生的散斑图样,以及微透镜阵列焦平面上的光斑阵列光场分布;结合线性相位、二次相位的大气湍流,分析不同尺度散斑对大气湍流波前结果造成的影响。

2 基本原理

2.1 高能激光自主自适应系统结构

大气湍流造成的传输光束动态波前畸变是激光传输中的重大难题。自适应光学(AO)技术通过实时探测和补偿这种动态波前畸变,使传统光学系统具备了适应外界环境变化的能力。自适应光学系统中一般使用 Shack-Hartmann 波前传感器作为波前探测器,主要由微透镜阵列和 CCD 相机组成,利用波前线性相位会导致透镜焦平面光斑产生平移的原理,来测量波前的斜率。

本文设计了高能激光自主自适应光学系统,系统结构如图 1 所示。系统光路包括能量激光器、激光开关、波前传感器(WFS)、变形镜(DM)、控制器(PC)等。由于波前传感器的有效探测面积较小,所以要对整个光路进行缩束和扩束。具体工作方式:打开激光开关,使激光通过棱镜进入主光路,打开能量激光器去照射目标,使目标发生回波反射,接收目标的回波波前信息,利用波前传感器进行波前探测,利用控制器进行数据处理分析,然后发送变形指令至变形镜,使能量激光经过变形镜预校正后射向目标。

波前传感器及其等效结构示意图如图 2 所示。其中图 2(a)为波前传感器接收探测回波波前的示意图,入射光由接收面大口径透镜接收,再经过小口径透镜缩束后,进入波前传感器。图 2(b)为波前传感器微透镜阵列等效结构示意图,为了简化分析,可以将微透镜阵列等效放大到接收面上,不需要再考虑缩束系统的影响,便于进行后续口径尺度的比较。光束的缩束比 M 为缩束系统大小口径透镜的焦距比,即 $M=f_1/f_2$ (f_1, f_2 分别为大小口径透镜的焦距)。微透镜阵列的透镜焦距为 f 、直径为 d ,接收面上等效微透镜阵列的

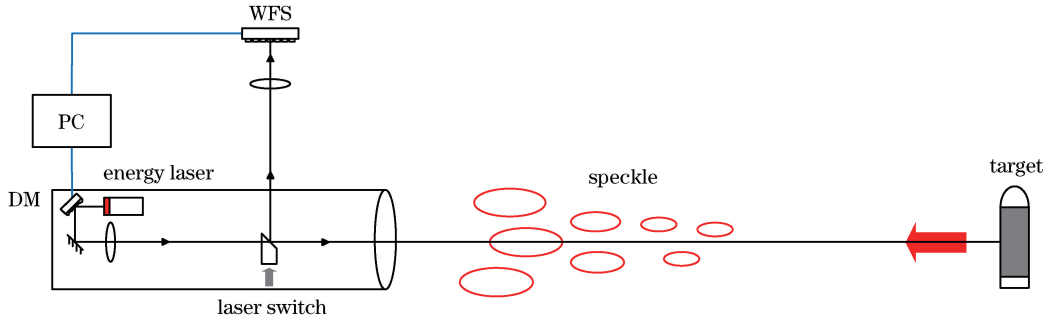


图 1 高能激光自适应系统示意图

Fig. 1 Schematic of high-energy laser adaptive optics system

等效焦距为 $f_{\text{equ}} = Mf$, 等效直径为 $d_{\text{equ}} = Md$ 。

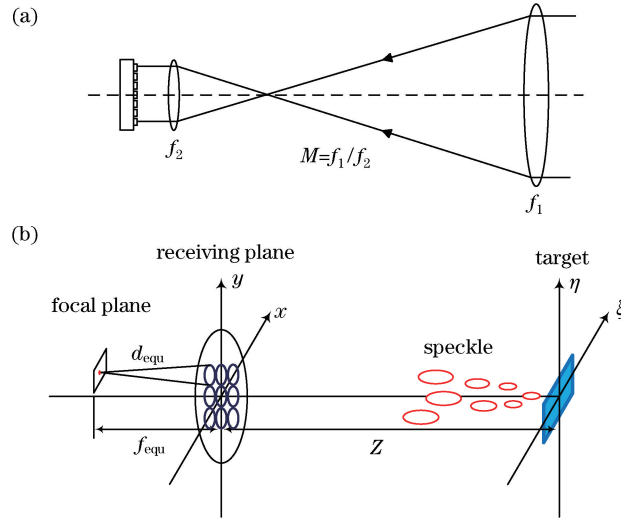


图 2 波前传感器及其等效结构示意图。(a)波前传感器接收探测光束;(b)微透镜阵列等效结构

Fig. 2 Diagram of the wavefront sensor and the equivalent structure. (a) Wavefront sensor receives detecting laser beam; (b) equivalent structure of lenslet array

2.2 激光散斑平均尺度

由激光散斑的自相关函数可以求得漫反射目标在接收面上散斑的平均尺度^[5]。假设接收面上点 (x, y) 的复振幅为 $A(x, y)$, 任意两点 (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) 之间的归一化互强度为

$$\mu_A(\Delta x, \Delta y) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |p(\xi, \eta)|^2 \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y)\right] d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{\infty} |p(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta}, \quad (1)$$

式中 (ξ, η) 为目标面坐标点, $I(\xi, \eta) = |p(\xi, \eta)|^2$ 为目标面激光散射源的光强分布函数, λ 为工作激光波长, Z 为目标面与接收面之间的距离。

散斑图样光强分布的自相关函数为

$$\Gamma_I(\Delta x, \Delta y) = \bar{I}^2 \left\{ 1 + \left| \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |p(\xi, \eta)|^2 \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y)\right] d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{\infty} |p(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \right|^2 \right\}, \quad (2)$$

式中 \bar{I} 为 $I(\xi, \eta)$ 的平均光强。

由功率谱可以求得散斑的平均尺度, 以一个矩形目标 $L_x \times L_y$ 进行分析, 其光强分布函数为 $I(\xi, \eta) =$

$\text{rect}\left(\frac{\xi}{L_x}\right) \times \text{rect}\left(\frac{\eta}{L_y}\right)$, 其中 $\text{rect } x$ 为矩形函数, 则接收面上散斑的平均宽度为

$$S_x = \frac{\lambda Z}{L_x}, S_y = \frac{\lambda Z}{L_y}. \quad (3)$$

2.3 光学接收天线散斑孔径积分光场相关函数和散斑子孔径效应

根据部分相干理论, 光学接收天线散斑孔径积分光场相关函数定义为接收面上以一定的接收口径整体采样的散斑场的自相干函数^[6-9], 其意义为表征积分光场移动时能够与原来位置积分光场保持相干的程度。通过此函数可以推导得到整体接收大口径范围内具有相关性的阵列波前探测器的范围和数目, 以确定散斑和接收口径的尺度比例关系。

设 Γ_R 为接收面上散斑孔径积分光场的自相关函数, 则可以由接收面的光场自相干函数 Γ_A 求得孔径 $a(x, y)$ 内的散斑孔径积分场相关函数。通过推导, 接收面上的积分光场相关函数为散斑复相关因子和天线孔径自相关函数的卷积, 即

$$\Gamma_R(\Delta x, \Delta y) = \frac{\kappa \bar{I}}{\lambda^2 Z^2} \iint_{-\infty}^{\infty} P(\Delta x - \alpha, \Delta y - \beta) a_c(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (4)$$

式中 κ 为常量, 与目标单元产生的散斑尺度有关的散斑复相关因子为

$$P\left(\frac{\Delta x}{\lambda Z}, \frac{\Delta y}{\lambda Z}\right) = \iint_{-\infty}^{\infty} |p(\xi, \eta)|^2 \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (\Delta x \xi + \Delta y \eta)\right] d\xi d\eta, \quad (5)$$

已知孔径函数的自相关函数为

$$a_c(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} a(\alpha, \beta) a^*(\alpha - x, \beta - y) d\alpha d\beta, \quad (6)$$

因为

$$\mathcal{F}_{\substack{x \rightarrow \frac{\xi}{\lambda Z} \\ y \rightarrow \frac{\eta}{\lambda Z}}} \left[\iint_{-\infty}^{\infty} a(\alpha, \beta) a^*(\alpha - x, \beta - y) d\alpha d\beta \right] = \left| A\left(\frac{\xi}{\lambda Z}, \frac{\eta}{\lambda Z}\right) \right|^2, \quad (7)$$

所以上述与光学天线尺度有关的天线孔径函数的自相关函数为

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \left| A\left(-\frac{\xi}{\lambda Z}, -\frac{\eta}{\lambda Z}\right) \right|^2 \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (\Delta x \xi + \Delta y \eta)\right] d\xi d\eta = a_c(\Delta x, \Delta y), \quad (8)$$

因此定义归一化光学接收天线散斑孔径积分光场相关函数为

$$\mu_R(\Delta x, \Delta y) = \frac{\Gamma_R(\Delta x, \Delta y)}{\Gamma_R(0, 0)} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} P(\Delta x - \alpha, \Delta y - \beta) a_c(\alpha, \beta) d\alpha d\beta}{\iint_{-\infty}^{\infty} P(-\alpha, -\beta) a_c(\alpha, \beta) d\alpha d\beta}. \quad (9)$$

当散斑平均尺度远大于接收大口径时, 积分场复相关因子宽度由散斑平均尺度确定, 整个大口径内的光场接近相关, 所有子孔径的散斑像能量大致相近, 因此所有子孔径同时全有能量探测和全无能量探测的可能性各占为 50%。当散斑平均尺度远大于阵列子孔径时, 积分场复相关因子宽度主要由散斑平均尺度确定, 所有子孔径的光强可能近似, 但是全部子孔径光强为最小零值的概率并不为零。当散斑平均尺度接近阵列子孔径时, 积分场复相关因子宽度主要由散斑平均尺度和子孔径确定, 各个子孔径光强为零值到最大值光强的可能性相同, 因此不同的子孔径接收的能量有较大差别, 整体探测光强有起伏。当散斑平均尺度远小于阵列子孔径时, 积分场复相关因子宽度主要由子孔径确定, 每个子孔径包含了多个散斑, 因此各个子孔径接收的能量相同, 探测率较高且起伏很小。

2.4 目标成像放大率和理想分辨率

所有的子孔径对目标成像的放大率为

$$M_i = \frac{Z}{f_{\text{equ}}}, \quad (10)$$

式中 f_{equ} 为在接收面上的微透镜阵列等效焦距。则矩形目标 ($L_x \times L_y$) 的光强像为

$$p^2(-M_i x_i, -M_i y_i) = \text{rect}\left(-\frac{x_i}{L_x/M_i}, -\frac{y_i}{L_y/M_i}\right), \quad (11)$$

其子孔径焦面上目标像的尺度为 $L'_x = L_x/M_i$, $L'_y = L_y/M_i$, 而接收面上的散斑平均尺度为 $S_x = \lambda Z/L_x$, $S_y = \lambda Z/L_y$ 。可见在同等距离下, 目标越小则目标像越小而散斑越大, 像点位移的测量精度越高; 反之, 目标越大则目标像越大而散斑越小, 像点位移测量精度越低。

子孔径焦平面上理想 Airy 斑的中央亮斑直径为

$$d_i = 2.44 \times \frac{\lambda f_{\text{equ}}}{d_{\text{equ}}}, \quad (12)$$

式中 d_{equ} 为在接收面上的微透镜阵列等效直径。以(12)式作为理想位移测量精度的判据, 当目标像接近于该值时能够保证 Airy 斑确定的位移测量精度满足要求, 随着目标像的增大, 测量精度会急剧降低。

在接收天线散斑孔径积分场相关函数的分析中, 散斑很大时阵列子孔径的整体探测率低, 散斑变小至远小于子孔径时, 阵列子孔径整体探测率变高。

综合目标成像所决定的位移测量精度关系和积分场相关函数决定的整体探测率关系, 可以认为散斑尺度介于子孔径和大孔径尺度之间为最佳设计, 此时较高的位移测量精度和整体探测率可以兼得。

2.5 大气湍流相位误差及光束偏折角

在自适应光学的大气湍流波前相位误差分析中, 一般不考虑活塞项, 仅对倾斜项及之后的低阶项和高阶项进行分析。线性项(整体倾斜)占波前相位方差的 86.9%, 二次项(离焦和像散)占 6.7%, 三次及三次以上各项只占 6.4%^[10-11], 因此只考虑线性项和二次项的影响。

大气湍流效应在光束路径上不同区域中存在的角度不同, 且可以看作是随时间变化的线性一次项的叠加, 实际上大气湍流是多种相差的组合, 但是在子孔径中, 都可以用线性项来表示。线性项相位误差可以表示为^[10]

$$\sqrt{\sigma_T^2} = \sqrt{0.899} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/6}, \quad (13)$$

式中 D 为接收口径, r_0 为大气相干长度, 则接收口径上对应的波前倾斜角为

$$\theta_\sigma = \frac{\lambda \sigma_T}{2\pi \times 2r_0}. \quad (14)$$

探测系统可分辨光束偏折角定义为系统可探测的最小波前倾斜角, 其大小为接收口径的半径与目标到接收面的距离之比, 只有波前倾斜角大于可分辨光束偏折角时, 探测系统才可以探测有效的波前信息。

3 数值模拟

上述采用的部分相干理论可以解决散斑效应的统计规律问题, 但是在具体设计中还需用数值计算进行形象化模拟。

3.1 系统参数设定

为简化模拟, 假设照射到目标表面的激光为振幅为 1 的平面光波, 系统研究的目标面表面尺度与工作激光波长尺度相比极其粗糙, 每个分辨单元上均匀分布着区间 $(-\pi, \pi)$ 内的随机相位, 目标形状取正方形, 则 $L_x = L_y$, 光束正入射目标表面。数值模拟系统基本参数如表 1 所示。

3.2 接收孔径散斑尺度比分类

由 2.1 节分析可知, 可以将波前探测器的微透镜阵列等效到接收面上, 直接在接收面上进行后续分析。接收端光束缩束比 M 可以近似为接收孔径与波前传感器有效边长尺度之比, 即 $M = D/d_{\text{WFS}} = 136.36$ 。则在接收面上的微透镜阵列等效直径为 $d_{\text{equ}} = Md = 20.45 \text{ mm}$ 。因为 $L_x = L_y$, 由(3)式可知 $S_x = S_y$ 。通过散斑尺度 S_x 和接收天线口径 D 、微透镜等效直径 d_{equ} 的比较, 分为 5 种情况进行讨论, 具体分类如表 2 所示。

表 1 数值模拟系统参数

Table 1 System parameters of numerical simulation

Parameter	Value
Operation wavelength λ /nm	1064
Distance Z /km	200
Receiving aperture diameter D /mm	600
WFS aperture $d_{\text{WFS}} \times d_{\text{WFS}}$ /mm \times mm	4.4 \times 4.4
Lenslet diameter d /mm	0.15
Lenslet focal length f /mm	3.7
Ratio of beam reducing M	136.36
Equivalent lenslet diameter d_{equ} /mm	20.45
Equivalent lenslet focal length f_{equ} /mm	504.5

表 2 散斑模拟分类

Table 2 Classification of speckle simulation

Contrast	No.	Classification	L_x /m	S_x /mm
$D=600$ mm $d_{\text{equ}}=20.45$ mm	1	$S_x \gg D$	0.1	2128
	2	$S_x \approx D$	0.5	425.6
	3	$d_{\text{equ}} < S_x < D$	5	42.56
	4	$S_x \approx d_{\text{equ}}$	10	21.28
	5	$S_x \ll d_{\text{equ}}$	200	1.064

3.3 散斑数值模拟

经过多次计算,得到了统计规律相同的散斑场分布。通过数值模拟给出一次随机相位下得到的典型结果,研究散斑效应引入的随机振幅^[8-9]。

散斑尺度不同时,接收面散斑的振幅分布、中央等效子孔径内散斑的振幅分布如图 3 所示,图 3(a1)~(e1)为接收面散斑场的振幅分布,图 3(a2)~(e2)为中央等效子孔径散斑的振幅分布。对比接收面散斑场的振幅分布发现,图 3(a1)中散斑尺度大于接收口径,接收面上的散斑场比较平缓,可以近似为平面波;图 3(b1)~(e1)中,随着散斑尺度的减小,接收面上的散斑数量不断增加,波前变化变得剧烈。对比中央等效子孔径散斑的振幅分布发现,图 3(a2)、(b2)中,由于散斑尺度相对于子孔径很大,所以子孔径接收到的散斑场近似于平面波,振幅基本保持不变,波前十分平坦;图 3(c2)、(d2)中,散斑的尺度近似于子孔径的大小,随着散斑尺度的减小,子孔径内散斑数量增加;图 3(e2)中,散斑尺度远小于子孔径,每个子孔径中包含大量的散斑,振幅变化剧烈。

3.4 散斑场在微透镜焦平面上的光斑图样

散斑尺度按照 3.2 节的条件进行分类,并对散斑场在微透镜焦平面上的光斑图样进行数值模拟。以微透镜阵列中央的子孔径为例进行分析,散斑场通过微透镜在焦平面上的光斑图样如图 4 所示。图 4(a)中入射光为平面波,作为对照组;图 4(b)、(c)中散斑尺度远大于子孔径尺度,焦平面光斑图样为良好的 Airy 斑图像,说明进入微透镜的散斑场近似于平面波,散斑场对焦平面光斑图样影响较小;图 4(d)、(e)中,Airy 斑受散斑场影响产生了不同程度的畸变;图 4(f)、(g)中,焦平面光斑呈现了照明目标的像,且像中包含较多散斑。

对光斑进行定量分析,由 2.4 节可知,在理想情况下,焦平面 Airy 斑的中央亮斑直径为 $d_i = 2.44\lambda f_{\text{equ}} / d_{\text{equ}} = 64.05 \mu\text{m}$;目标成像的放大率为 $M_i = Z / f_{\text{equ}} = 3.964 \times 10^5$,子孔径焦面上目标像的尺度为 $L'_x = L_x / M_i$ 。Airy 斑的中央亮斑直径与焦平面目标像的尺度对比结果如表 3 所示。

由表 3 可知,当 $L_x = 0.1, 0.5, 5$ m 时,焦平面目标像的尺度 $L'_x < d_i$,所以焦平面上基本呈现 Airy 斑图样;当 $L_x = 10$ m 时,目标像的尺度接近于 d_i ,散斑场影响了 Airy 斑的形状,Airy 斑产生畸变、展宽;当 $L_x = 200$ m 时,目标像的尺度 $L'_x > d_i$,焦平面呈现目标的像,但由于散斑效应的影响,散斑尺度较小,所以目标像中包含了较多的散斑点,造成了目标像的光强分布不均,且有一定的展宽。理论分析结果与仿真结果(图 4)一致。

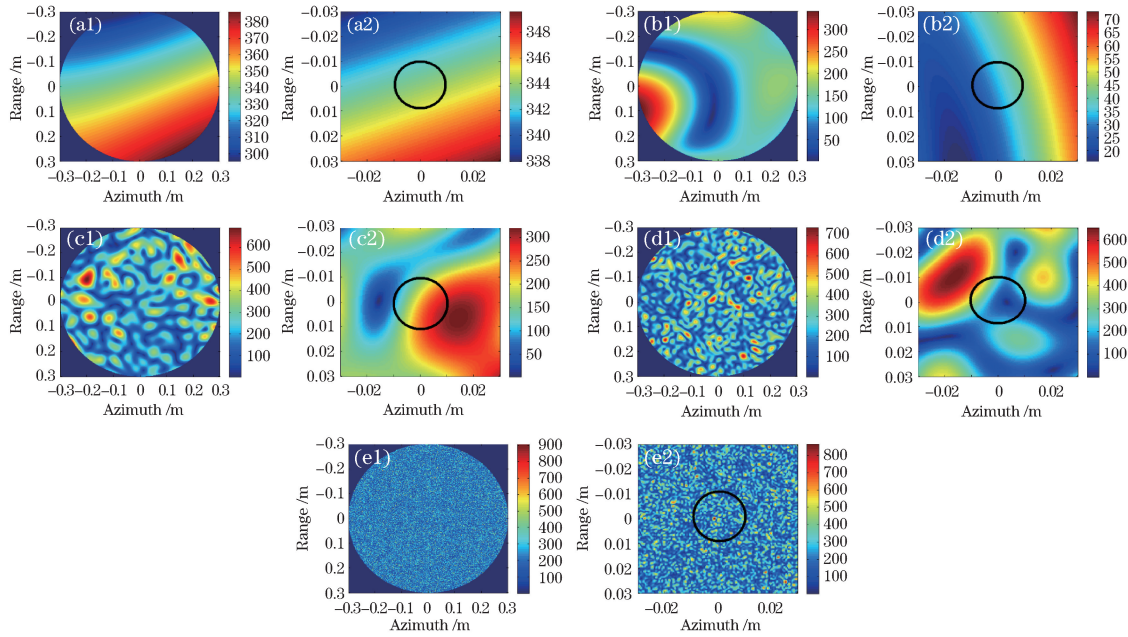


图 3 不同散斑尺度下(a1)~(e1)接收面散斑的振幅分布及(a2)~(e2)中央等效子孔径内散斑的振幅分布(圆圈为中央等效子孔径)。

(a1)(a2) $S_x(2128\text{ mm}) \gg D$; (b1)(b2) $S_x(425.6\text{ mm}) \approx D$; (c1)(c2) $d_{\text{equ}} < S_x(42.56\text{ mm}) < D$;

(d1)(d2) $S_x(21.28\text{ mm}) \approx d_{\text{equ}}$; (e1)(e2) $S_x(1.064\text{ mm}) \ll d_{\text{equ}}$

Fig. 3 (a1)-(e1) Speckle amplitude distribution on receiving plane and (a2)-(e2) speckle amplitude distribution in the equivalent central subaperture (the circle is the equivalent central subaperture) with different scales of speckle patterns.

(a1)(a2) $S_x(2128\text{ mm}) \gg D$; (b1)(b2) $S_x(425.6\text{ mm}) \approx D$; (c1)(c2) $d_{\text{equ}} < S_x(42.56\text{ mm}) < D$;

(d1)(d2) $S_x(21.28\text{ mm}) \approx d_{\text{equ}}$; (e1)(e2) $S_x(1.064\text{ mm}) \ll d_{\text{equ}}$

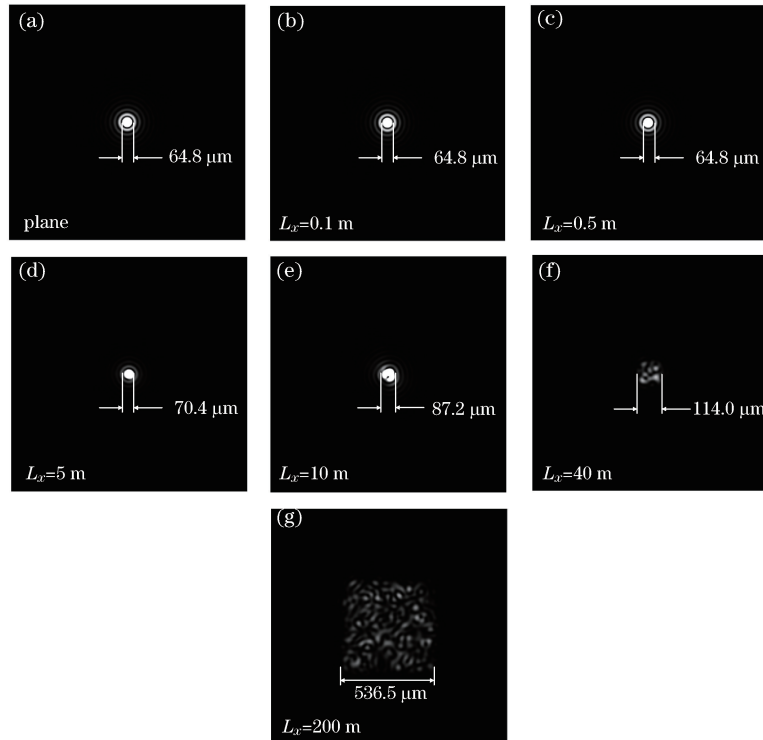


图 4 平面波及不同尺度的散斑场在微透镜焦平面上的光斑图样。(a)平面波; (b) $S_x(2128\text{ mm}) \gg D$; (c) $S_x(425.6\text{ mm}) \approx D$;

(d) $d_{\text{equ}} < S_x(42.56\text{ mm}) < D$; (e) $S_x(21.28\text{ mm}) \approx d_{\text{equ}}$; (f) $S_x(5.32\text{ mm}) < d_{\text{equ}}$; (g) $S_x(1.064\text{ mm}) \ll d_{\text{equ}}$

Fig. 4 Spot patterns on the focal plane for planar wave and speckles with different scales. (a) Planar wave;

(b) $S_x(2128\text{ mm}) \gg D$; (c) $S_x(425.6\text{ mm}) \approx D$; (d) $d_{\text{equ}} < S_x(42.56\text{ mm}) < D$;

(e) $S_x(21.28\text{ mm}) \approx d_{\text{equ}}$; (f) $S_x(5.32\text{ mm}) < d_{\text{equ}}$; (g) $S_x(1.064\text{ mm}) \ll d_{\text{equ}}$

表 3 Airy 斑的中央亮斑直径与目标像尺度的对比

Table 3 Comparison between the diameter of central bright Airy spot and the scale of target image

Contrast	Classification	L_x / m	$L'_x / \mu\text{m}$	Comparison with d_i
$D = 600 \text{ mm}$ $d_{\text{equ}} = 20.45 \text{ mm}$ $d_i = 64.05 \mu\text{m}$ $M_i = 3.964 \times 10^5$	$S_x \gg D$	0.1	0.252	$L'_x \ll d_i$
	$S_x \approx D$	0.5	1.261	$L'_x \ll d_i$
	$d_{\text{equ}} < S_x < D$	5	12.61	$L'_x < d_i$
	$S_x \approx d_{\text{equ}}$	10	25.23	$L'_x < d_i$
	$S_x < d_{\text{equ}}$	40	100.9	$L'_x > d_i$
	$S_x \ll d_{\text{equ}}$	200	504.5	$L'_x \gg d_i$

3.5 散斑场在微透镜焦平面上的光斑阵列图样

平面波及不同尺度散斑场通过微透镜阵列后在焦平面上的光斑阵列图样如图 5 所示,以中央的 9×9 光斑阵列为例,由于散斑效应的随机性,经过多次仿真,给出一次典型结果。

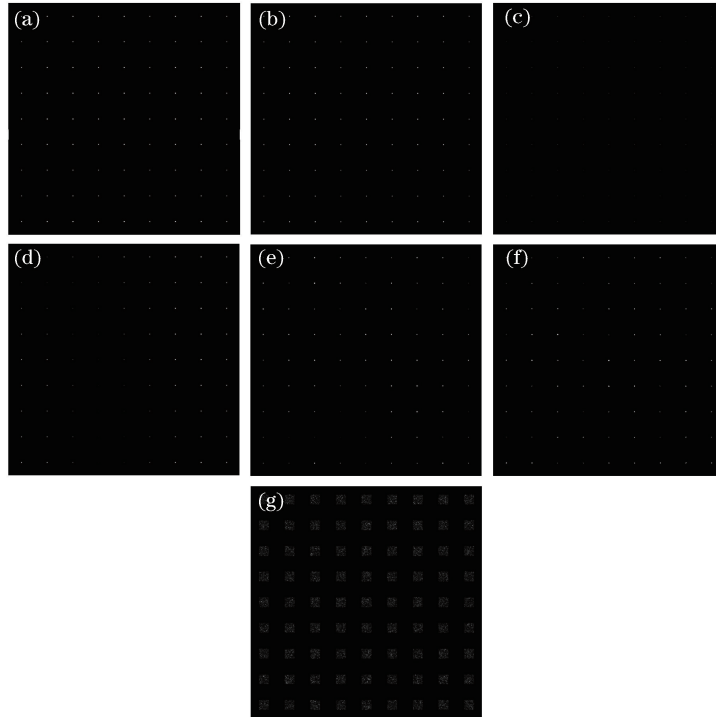


图 5 平面波及不同尺度的散斑场在子孔径焦平面上的光斑阵列图样。(a)平面波;(b)(c) $S_x(2128 \text{ mm}) \gg D$;

(d) $S_x(425.6 \text{ mm}) \approx D$; (e) $d_{\text{equ}} < S_x(42.56 \text{ mm}) < D$; (f) $S_x(21.28 \text{ mm}) \approx d_{\text{equ}}$; (g) $S_x(1.064 \text{ mm}) \ll d_{\text{equ}}$

Fig. 5 Spot array patterns on the focal plane for planar wave and speckles with different scales. (a) Planar wave;

(b)(c) $S_x(2128 \text{ mm}) \gg D$; (d) $S_x(425.6 \text{ mm}) \approx D$; (e) $d_{\text{equ}} < S_x(42.56 \text{ mm}) < D$;

(f) $S_x(21.28 \text{ mm}) \approx d_{\text{equ}}$; (g) $S_x(1.064 \text{ mm}) \ll d_{\text{equ}}$

由于实际系统中存在探测噪声,因此当焦平面光斑光强较弱时,信噪比较低,可能产生无效探测。图 5(a)为平面波入射时的光斑阵列图样,阵列中的光斑亮度一致,作为对照图。图 5(b)、(c)中,散斑尺度远大于大孔径尺度,积分场复相关因子宽度由散斑平均尺度确定,整个大孔径内的光场接近相关,所有子孔径的散斑像能量大致相近,光斑阵列强度分布均匀,所有子孔径同时无能量探测的可能性为 50%,图 5(b)中的光斑较亮,为有效探测,图 5(c)中的光斑较暗,为无效探测。图 5(d)中,散斑平均尺度约等于大孔径尺度,积分场复相关因子宽度主要由散斑平均尺度确定,部分子孔径无能量探测的概率不为零,图中中央偏左部分出现了长条的暗斑阵列,为无效探测。图 5(e)、(f)中,当散斑平均尺度接近阵列子孔径时,积分场复相关因子宽度主要由散斑平均尺度和子孔径确定,相邻子孔径之间相关度较低,各个子孔径光强为零值到最大值的可能性相同,因此不同的子孔径接收的能量有较大差别,整体探测光强有起伏,同时由于散斑场的影响光斑出现了不同程度的畸变,图中可见相邻光斑明暗变化明显。图 5(g)中,散斑尺度远小于

子孔径尺度,积分场复相关因子宽度主要由子孔径确定,每个子孔径包含了多个散斑,因此各个子孔径接收的能量相同,探测率较高且起伏很小,但是由于焦平面上物像尺度远大于 Airy 斑尺度,所以光斑为照明目标的像阵列。

3.6 散斑叠加湍流的数值模拟

模拟实际探测大气湍流的情况,根据 2.5 节,取大气相干长度 $r_0 = 0.12$ m,则等效的线性项相位误差的波前倾斜角为 $\theta'_\sigma = 3.488 \times 10^{-4}$ rad。由于激光传输距离较远,可认为大气湍流对近地面的传输末端产生影响。为简化模型,湍流场在接收面处与散斑场叠加,接收端最后得到的光强分布为

$$E = E_{\text{speckle}} E_{\text{turbulence}}, \quad (15)$$

式中 E_{speckle} 为散斑场光强, $E_{\text{turbulence}}$ 为湍流场光强。

3.6.1 大气湍流线性相位误差分析

大气湍流取线性项,引入倾斜角为 θ'_σ 时的 x 方向线性倾斜相位,散斑场与大气湍流进行叠加。散斑尺度按照 3.2 节的讨论进行分类。通常光斑的质心通过灰度重心法求得^[12],在每个微透镜对应的子孔径内,仅考虑 x 方向,光斑的质心计算公式为

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N x_{nm} I_{nm}}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N I_{nm}}, \quad (16)$$

式中 x_{nm} 为 (n, m) 处 x 坐标, I_{nm} 为 (n, m) 处的像素灰度值,子孔径大小为 $N \times M$ 。以中央的 9×9 光斑阵列为例,计算大气湍流和散斑的叠加场造成的子孔径阵列焦平面上光斑质心的偏移量。计算结果如表 4 所示。

表 4 子孔径光斑阵列的 x 方向质心偏移量

Table 4 Centroid offset of the subaperture spot array in the x direction

Contrast	Classification	S_x /mm	μ_x /m	σ_x /m
$D = 600$ mm	$S_x \gg D$	2128	1.768×10^{-4}	2.679×10^{-8}
	$S_x \approx D$	425.6	1.765×10^{-4}	1.140×10^{-7}
$d_{\text{equ}} = 20.45$ mm	$d_{\text{equ}} < S_x < D$	42.56	1.760×10^{-4}	2.895×10^{-6}
$\Delta x = 1.768 \times 10^{-4}$ m	$S_x \approx d_{\text{equ}}$	21.28	1.771×10^{-4}	3.638×10^{-6}
	$S_x \ll d_{\text{equ}}$	1.064	1.759×10^{-4}	7.973×10^{-6}

分析表 4 数据,线性大气湍流产生的偏移量为 $\Delta x = \theta'_\sigma \times f_{\text{equ}} = 1.768 \times 10^{-4}$ m,作为对照数据,在叠加不同尺度的散斑场后,每组偏移量的测量值均产生了一定的变化。对偏移量的测量值数据进行统计分析, μ_x 、 σ_x 分别为光斑阵列 x 方向偏移量的均值、均方差。从表 4 可知,随着散斑尺度的不断减小,均值 μ_x 基本保持在 Δx 左右,说明由散斑场造成的质心点各个方向的偏移概率是相同的;均方差 σ_x 不断增大,说明随着散斑尺度的不断减小,子孔径内散斑数量不断增多,使线性相位大气湍流波前起伏变得更为剧烈,造成质心偏移量起伏更大。当散斑尺度远小于子孔径时($S_x \ll d_{\text{equ}}$),偏离量的误差已经不可忽略,散斑场对质心探测结果影响很大,此时灰度重心法不再适用,需要使用其他质心算法。

3.6.2 大气湍流二次相位误差分析

散斑场叠加二次相位的大气湍流后,子孔径焦平面上的阵列光斑如图 6 所示。图 6(a)为平面波入射时的光斑阵列图,作为对照图;从图 6(b)~(f)可以看到,散斑场叠加二次相位的大气湍流后,与图 5 相比,光斑阵列亮度稍有减弱;对比图 6(a),二次相位大气湍流的存在使光斑阵列有了一定的展宽,相邻点之间的距离增加,符合二次相位带来的结果。质心偏移分析与 3.6.1 节线性相位大气湍流分析类似。

4 结 论

建立了高探测精度、可实时实地校正补偿波前的主动照明高能激光自主自适应系统的物理模型。从部分相干理论出发,研究了散斑效应影响下子孔径对应焦平面上光斑图样的强度分布;研究了该系统接收面散斑孔径积分场复相关函数,讨论了不同散斑天线尺度比情况下的积分场复相关函数宽度;分析了目标的成像

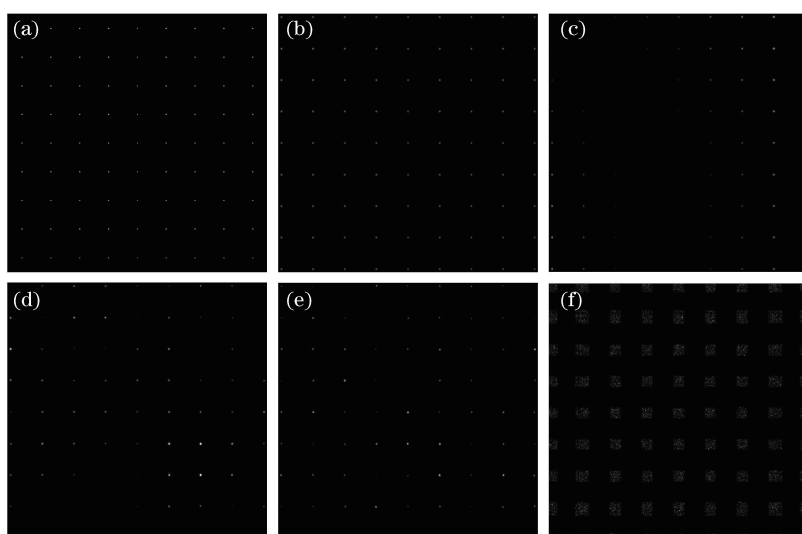


图 6 平面波及不同尺度散斑场叠加二次相位大气湍流时子孔径焦平面上的光斑阵列图样。(a)平面波;
 (b) $S_x(2128 \text{ mm}) \gg D$; (c) $S_x(425.6 \text{ mm}) \approx D$; (d) $d_{\text{equ}} < S_x(42.56 \text{ mm}) < D$; (e) $S_x(21.28 \text{ mm}) \approx d_{\text{equ}}$;
 (f) $S_x(1.064 \text{ mm}) \ll d_{\text{equ}}$

Fig. 6 Spot array patterns on the focal plane when planar wave or speckles with different scales superimpose quadratic phase turbulence. (a) Planar wave; (b) $S_x(2128 \text{ mm}) \gg D$; (c) $S_x(425.6 \text{ mm}) \approx D$; (d) $d_{\text{equ}} < S_x(42.56 \text{ mm}) < D$;
 (e) $S_x(21.28 \text{ mm}) \approx d_{\text{equ}}$; (f) $S_x(1.064 \text{ mm}) \ll d_{\text{equ}}$

放大率和理想分辨率,并作为焦平面光斑尺度判断的依据;最后结合大气湍流波前的相位误差,分析散斑效应对大气湍流波前探测造成的影响。理论分析和数值模拟得到如下结论:1)对焦平面光斑进行分析可知,在同距离下,目标越大则目标像越大而散斑越小,因此像点位移测量精度越低;2)对焦平面光斑阵列进行分析可知,散斑很大时阵列子孔径的整体探测率低,散斑变小至远小于子孔径时,阵列子孔径整体探测率变得很高;3)通过对大气湍流叠加散斑场子孔径焦平面图样质心测量值位置的分析比较可知,随着散斑尺度的减小,偏离量的均值基本不变,均方差变大,说明叠加波前起伏变得更为剧烈,探测精度降低。综合目标成像决定的位移测量精度和积分场相关函数决定的整体探测率,可以认为散斑尺度介于阵列子孔径和大孔径尺度之间为最佳设计,此时系统具备较高的位移测量精度和整体探测率。

散斑效应对波前探测精度以及自适应系统校正结果的影响,今后将作进一步深入研究。

参 考 文 献

- Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media[M]. Bellingham: SPIE Press, 2005: 57-82.
- Dayton D C, Sandven S C, Gonglewski J D. Performance simulations of a low-order adaptive optics system with a laser guide star in conjunction with speckle postprocessing[C]. SPIE, 1994, 2312: 389-397.
- Yang Yuchuan, Guan Xiaowei, Tan Bitao, *et al.* Effects on high-precision tracking on active illumination laser[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(s1): s101004.
杨雨川, 关小伟, 谭碧涛, 等. 主动照明激光对高精跟踪的影响分析[J]. 光学学报, 2014, 34(s1): s101004.
- Gebhardt F G. Atmospheric effects modeling for high-energy laser systems[C]. SPIE, 1995, 2502: 101-110.
- Goodman J W. Speckle phenomena in optics: Theory and applications[M]. Cao Qizhi, Transl. Beijing: Science Press, 2009: 62-101.
古德曼. 光学中的散斑现象: 理论与应用[M]. 曹其智, 译. 北京: 科学出版社, 2009: 62-101.
- Liu Liren. Structure and operating mode of synthetic aperture laser imaging lidar for speckle reduction[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(10): 1028001.
刘立人. 基于散斑抑制的合成孔径激光成像雷达的结构和工作模式[J]. 光学学报, 2011, 31(10): 1028001.
- Liu L R. Coherent and incoherent synthetic-aperture imaging ladars and laboratory-space experimental demonstrations[J]. Applied Optics, 2013, 52(4): 579-599.
- Xu Qian, Zhou Yu, Sun Jianfeng, *et al.* Analysis and simulation of space-time speckle effect based on synthetic aperture

- imaging ladar[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(10): 1028002.
- 许 倩, 周 煜, 孙建锋, 等. 合成孔径激光成像雷达时空散斑效应模拟与分析[J]. 光学学报, 2013, 33(10): 1028002.
- 9 Xu Qian, Zhou Yu, Sun Jianfeng, *et al.* Analysis of integrated speckle receiving characteristics based on synthetic aperture imaging ladar[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(3): 0328002.
- 许 倩, 周 煜, 孙建锋, 等. 合成孔径激光成像雷达散斑天线接收特性分析[J]. 光学学报, 2014, 34(3): 0328002.
- 10 Sasiela R J. Electromagnetic wave propagation in turbulence: Evaluation and application of Mellin transforms[M]. Heidelberg: Springer, 1994: 69-204.
- 11 Tyson R K. Principles of adaptive optics[M]. Boca Raton: CRC Press, 2010: 29-39.
- 12 Zhou Longfeng, Zhang Ang, Zhang Junbo, *et al.* Error analysis of spot diagram's mean radius measured with CCD sensor and choice of the optimal threshold[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(7): 0711006.
- 周龙峰, 张 昂, 张俊波, 等. 基于 CCD 探测器的点目标成像平均半径误差分析及最优阈值选择[J]. 光学学报, 2015, 35(7): 0711006.