

大气湍流对接收光场时间相干特性的影响*

艾则孜姑丽·阿不都克热木¹⁾²⁾⁴⁾ 陶志炜¹⁾³⁾⁴⁾ 刘世韦¹⁾³⁾⁴⁾李艳玲¹⁾²⁾⁴⁾ 饶瑞中¹⁾⁴⁾ 任益充^{1)4)†}

1) (中国科学院合肥物质科学研究院, 安徽光学精密机械研究所, 中国科学院大气光学重点实验室, 合肥 230031)

2) (中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 合肥 230026)

3) (中国科学技术大学环境科学与光电技术学院, 合肥 230026)

4) (先进激光技术安徽省实验室, 合肥 230037)

(2022年6月17日收到; 2022年9月1日收到修改稿)

激光在大气传输过程中其相干特性受湍流影响而下降, 进一步影响相干探测过程的效率和性能. 本文定义大气相干时间描述激光经大气传输后接收光场的起伏速度, 大气相干时间与相干过程持续时间的相对大小决定了相干探测过程的性能. 本文基于多层动态相位屏技术仿真激光大气传输过程, 并系统研究大气参数、收发参数、波长等对大气相干时间的影响规律. 研究指出大气相干时间与波长、接收口径、大气相干长度呈正相关, 与风速呈反比; 通过改进光学设计、光束整形、激光选频等方法能够有效减少湍流扰动的影响, 提高接收光场的稳定性, 进而改善湍流对相干探测过程的不良影响. 大气相干时间是衡量湍流对相干探测影响的重要参数, 本研究可为评估大气对相干探测过程的影响提供有力参考.

关键词: 相干探测, 大气湍流, 大气相干时间, 多层动态相位屏**PACS:** 42.25.Dd, 42.25.Kb, 42.62.-b**DOI:** 10.7498/aps.71.20221202

1 引言

激光的相干性在相干探测、相干成像、量子探测等领域中扮演着重要角色^[1-7]. 激光在大气传输过程中, 不可避免地受到环境的影响发生退相干使其相干性下降, 致使相干探测、相干成像、量子探测等性能大幅下降. 在真实大气环境中, 湍流是导致激光相干性退化的重要因素, 湍流引起的光场退相干主要表现在时间和空间两方面. 空间上, 湍流使激光产生光斑漂移、光束扩展, 并引起激光波阵面的畸变, 激光从单模光场退化为多模光场, 致使其相干效率下降. 时间上, 湍流大气以 kHz 的频率

随机起伏, 光强和相位随时间呈随机涨落. 关于湍流对激光相干特性影响的研究主要集中在空间部分, 如湍流对部分相干环状光束、部分相干厄密-高斯光束和斜程传输准单色高斯-谢尔光束等空间相干性^[8-12]的影响, 以及接收光场与本振光场的相干效率等^[13]. 时间相干特性对相干探测以及逆合成孔径激光雷达 (ISAL) 等相干过程至关重要, 然而目前湍流对激光光场时间相干特性影响的研究相对匮乏.

与强度探测相比, 相干探测能够实现弱信号检测、提高探测精度/距离等, 但其对激光的相位稳定性往往有更高要求. 相干探测是持续过程, 在探测过程中湍流引起的激光光场随机起伏非常关键,

* 安徽省自然科学基金青年项目 (批准号: 1908085QA37)、国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 11904369) 和脉冲功率激光技术国家重点实验室主任基金 (批准号: 2019ZR07) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: rych@aiofm.ac.cn

如探测时间较短,在探测过程中湍流符合“冻结”假设,接收光场保持稳定,则探测结果受湍流影响较小;反之若探测时间较长,在探测过程中湍流的随机起伏引起接收光场的起伏,致使接收端的相位随之涨落,则探测结果受湍流影响较大.以 ISAL 为例,ISAL 向目标发射多个脉冲(啁啾)信号,并对接收信号进行外差探测以获取目标信息.在此过程中,接收光场的空间相干性退化使外差效率低、信噪比下降,此时可通过加大激光发射功率、增大接收口径、自适应光学校正等方法解决;接收光场的时间相干性^①(非激光器的相干时间)退化使脉冲持续时间内接收光场的相位出现随机起伏,使得 ISAL 在整个成像过程中无法保持相位稳定性,致使 ISAL 成像质量差甚至无法相干合成^②.在实际工程中,湍流引起的接收光场相位的随机起伏是 ISAL 的技术难点,这也正是逆合成孔径微波雷达(ISAR)早已成熟应用而 ISAL 还在研究中的重要原因.因此研究大气湍流对接收光场时间相干特性的影响规律,对于评估自由空间中相干探测精度、ISAL 成像质量等有着重要参考价值.

综上所述,湍流影响激光接收光场时间相干性的研究在评估相干探测性能、ISAL 成像质量等领域有着重要价值,该研究能够为相干探测方案、ISAL 成像方案中关键参数选取、性能优化提供有力参考.本文基于多层动态相位屏仿真技术,针对高斯光束的大气传输过程开展仿真,定义大气相干时间用于描述接收光场的时间相干性,根据仿真得到的接收光场分析大气参数、发射/接收参数以及激光参数等对大气相干时间的影响.

2 激光在湍流大气中传输的仿真

2.1 多层动态相位屏仿真原理

激光在湍流大气中的传输相当于在真空中放置一系列薄的随机相位屏,光场衍射至相位屏并被相位调制,此衍射和相位调制过程连续进行直至传输到接收端.这种用多层相位屏模型来代替连续随

机介质的方法是激光传输仿真中最为常见的随机相位屏方法^[14].其生成方法主要有傅里叶方法^[15,16]、分形方法^[17]、泽尼克多项式法^[18],添加次谐波的傅里叶方法是目前最常见的相位屏生成方法.1999年,Assemat等^[19]提出基于协方差的多层动态相位屏方法具有高精度、长曝光,可以仿真湍流参数随时间变化等诸多特点,本文选择该方法生成相位屏.

如图 1 所示,多层动态相位屏方法基于初始随机相位屏的最后几列 Z (一般取最后两列即可,以符号 \odot 表示) 结合湍流功率谱密度函数生成新列 X (以符号 \ominus 表示),将新列 X 添加进相位屏并删除左侧旧列,即可得到新的相位屏;在行方向进行同样操作即可生成新行,在仿真过程中每次生成的新行和新列数量需要根据风速、风向、帧间隔、格点间距等参数确定.新生成的列 X 和旧列 Z 满足关系式^[17,20]:

$$X = AZ + B\beta, \quad (1)$$

其中, β 是均值为 0、方差为 1 的高斯随机向量^[21-25].矩阵 A, B 可以从 X 和 Z 矢量的协方差计算得到(关于 A, B 的推导以及更多的维度信息,详见参考文献^[20]).通过多层动态相位屏方法仿真出激光在大气湍流中传输后的接收光场,为了定量描述光场相干性变化,下面以大气湍流对外差探测的影响为例定义其相干性.

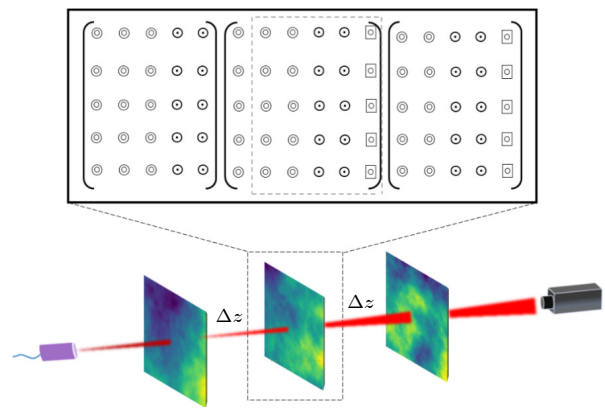


图 1 多层动态相位屏原理示意图
Fig. 1. Schematic of infinitely long phase screen principle.

①此处激光的时间相干特性并非指激光器的相干时间(即线宽的倒数),而是指激光经湍流大气传输接收端光场的稳定性,可初步理解为接收端光场的起伏快慢,起伏较快相干时间短,起伏较慢则相干时间长.

②中国科学院光电技术研究所安徽光学精密机械研究所做激光逆合成孔径成像实验时发现:像差小、耦合效率高的小口径虽然信噪比较高,但其合成孔径成像效果远不如像差大、耦合效率低且信噪比低的大口径望远镜;这是因为接收信号信噪比满足需求后(接收信号信噪比与接收总能量和空间相干性二者相关),接收信号的相干时间才是影响成像质量的关键.

2.2 光场相干性理论

光场的相干性是较为宽泛的概念, 在不同方向或领域往往有着不同的物理意义. 如量子力学中相干性通常与密度算符非对角项有关, 激光器的相干性则由相干时间或光束质量描述等. 本文主要针对大气湍流对 ISAL 成像、相干探测等相干过程的影响, 这类相干过程的典型场景是激光雷达向目标发射脉冲信号并接收从目标返回的信号与本地信号进行拍频的外差信号. 对于受湍流影响的信号, 需从相干探测的角度分析大气湍流对接收光场时间相干性的影响.

频率分别为 ω_L 和 ω_S 的本振电场 E_L 和信号电场 E_S 的表达式为

$$E_L = E_L(x, y) e^{-i\omega_L t}, \quad (2a)$$

$$E_S = E_S(x, y) e^{-i\omega_S t}. \quad (2b)$$

本振电场 E_L 和信号电场 E_S 中不仅包含振幅信息, 还包含 $t = 0$ 时的相位信息. 电场 E_L 和 E_S 相干叠加后的光强为

$$\begin{aligned} I_{\text{tot}}(x, y, t) &= |E_L(x, y)|^2 + |E_S(x, y)|^2 \\ &+ [E_L(x, y) E_S^*(x, y) e^{-i(\omega_L - \omega_S)t} \\ &+ E_L^*(x, y) E_S(x, y) e^{-i(\omega_L - \omega_S)t}]. \end{aligned} \quad (3)$$

由于探测器测得的信号为一定空间 ΔS 与一定时间 Δt 内场强叠加, 因此得到

$$I_{\text{tot}}^d = \int_0^{\Delta t} \int_{\Delta S} I_{\text{tot}}(x, y, t) dx dy dt. \quad (4)$$

将 (3) 式代入 (4) 式后可得

$$\begin{aligned} I_{\text{tot}}^d &= \int_0^{\Delta t} \int_{\Delta S} |E_L(x, y)|^2 + |E_S(x, y)|^2 dx dy dt \\ &+ \int_0^{\Delta t} \int_{\Delta S} [E_L(x, y) E_S^*(x, y) e^{-i(\omega_L - \omega_S)t} \\ &+ E_L^*(x, y) E_S(x, y) e^{-i(\omega_L - \omega_S)t}] dx dy dt \\ &= I_L^d + I_S^d + I_c^d, \end{aligned} \quad (5)$$

其中, I_L 和 I_S 分别为电场 $E_L(x, y)$ 与 $E_S(x, y)$ 的直流分量, I_c 为 E_L , E_S 的干涉项或相干项; $\int_0^{\Delta t} e^{-i(\omega_L - \omega_S)t} dt$ 与 $\int_{\Delta S} E_L(x, y) E_S^*(x, y) dx dy$ 分别为时间部分和空间部分的积分结果, 代表信号光场与本振光场在时间和空间上的相干特性.

将相干对比度衡量电场 E_L 和 E_S 的相干性定义为 R , 即

$$R = \frac{|I_c^d|}{I_L^d + I_S^d} = \frac{2 \left| \int_{\Delta S} E_L(x, y) E_S^*(x, y) dx dy \right| \text{Re} \int_0^{\Delta t} e^{-i(\omega_L - \omega_S)t + \phi_S(t)} dt}{\Delta t \int_{\Delta S} |E_L(x, y)|^2 + |E_S(x, y)|^2 dx dy}. \quad (6)$$

由 (6) 式可知, 分子部分由 $E_L(x, y)$ 与 $E_S(x, y)$ 在时间和空间上的积分决定. 当 $E_L(x, y)$ 与 $E_S(x, y)$ 横模不匹配时, $E_L(x, y) E_S^*(x, y)$ 在空间上积分值则趋向于 0, 此时意味着二者空间上不相干. 湍流在信号光上附加的相位 $\phi_S(t)$ 随时间涨落, 意味着积分时间 Δt 较长时 R 趋于 0, 干涉项被时间涨落平均从而表现出不相干. 对于信号探测需要持续一定时间的成像过程而言, 电场 $E_S(x, y)$ 的时间涨落会导致从目标探测回来的接收信号相位产生波动, 从而无法在脉冲持续时间内保持接收信号的相位稳定, 为准确衡量相干过程的时间相干性, 我们定义大气相干时间 τ_c 用于描述 $E_S(x, y)$ 的变化情况.

2.3 大气相干时间

接收光场受大气湍流的影响呈现随机起伏, 其

起伏速度对相干过程的影响起决定性作用. 为衡量受大气湍流影响的接收光场的稳定性, 基于电场的自相关函数^[26,27] 定义大气相干时间 τ_c . 接收光场为 $E_r(x, y, t)$, 其自相关函数 $M(t)$ 为

$$M(t) = \left\langle \iint E_r(x, y, t_0) E_r^*(x, y, t_0 + t) dx dy \right\rangle_{t_0}, \quad (7)$$

其中, t 为相邻接收光场的时间间隔, t_0 为帧间隔, $\langle \cdot \rangle_{t_0}$ 表示在间隔 t 时刻对 t_0 , $t_0 + t$ 不同的两帧接收光场进行求和取系综平均. 根据随机场的统计理论, $M(t)$ 应为单调递减函数, 采用 $ae^{-\frac{t}{\tau_c}} + c$ 对自相关函数 $M(t)$ 进行拟合, 即 $M(t) = ae^{-\frac{t}{\tau_c}} + c$ (其中拟合参数 a 和 c 为常数), 拟合所得 τ_c 与接收光场的时间相干特性有关, 接收光场受湍流扰动产生随机起伏, 其越剧烈则接收光场变化越快时间相干性越弱且 τ_c 越小, τ_c 可用来评价接收光场的稳定性或

时间相干特性^①.

3 大气相干时间的影响因素

分析大气相干时间的影响因素之前, 首先需要指出, 本文所定义的大气相干时间 τ_c 与 Greenwood 相干时间 τ_0 存在相关性, 但二者并不完全一致: Greenwood 相干时间 $\tau_0 = 0.314r_0/V_{\text{wind}}$ 描述湍流大气本身时间起伏, 主要由湍流强度 r_0 和风速 ν 决定^[28]; 本文定义的大气相干时间 τ_c 则由接收光场的时间起伏特性所决定, 不仅受湍流和风速的影响, 还受波长、发射接收参数的影响. 光束参数和激光波长不变的情况下, 接收光场的时间起伏特性与湍流本身时间起伏应具有一致性, 即 τ_c 与 τ_0 原则上应呈线性关系. 在 1.1 km 传输距离取不同大气相干长度、风速数值仿真得到 τ_c 随大气相干长度 r_0 的变化规律, 如图 2 所示, 大气相干时间与大气相干长度呈线性关系, 且在一定的大气相干长度下, 随着风速的增大大气相干时间减小. 通过对图 2 线性拟合可以得出表征接收光场时间特性的大气相干时间 $\tau_c = 0.45r_0/\nu$. 可以看出 τ_c , τ_0 均与 r_0/ν 呈线性关系, 且二者系数在一般情况下差别较小, 但 τ_c 不仅与大气

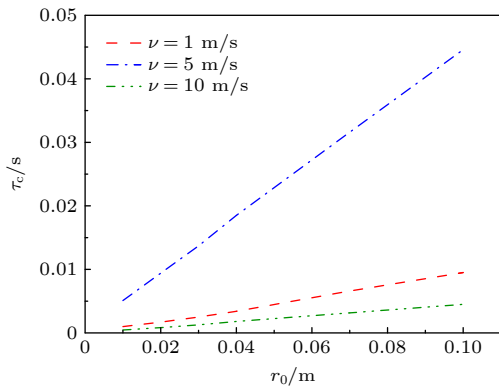


图 2 $\lambda = 532 \text{ nm}$, $L = 1100 \text{ m}$, $w_0 = 0.2 \text{ m}$, 大气相干时间在不同风速下随大气相干长度变化

Fig. 2. Atmospheric coherent time varies with atmospheric coherence length in different wind speeds at $\lambda = 532 \text{ nm}$, $L = 1100 \text{ m}$, $w_0 = 0.2 \text{ m}$.

湍流参数相关, 还受激光波长和光束参数的影响, 体现在 τ_c 与 r_0/ν 的系数由激光波长 λ , 束腰半径 w_0 和接收口径 D 等参数共同决定. 其次, 为定量研究大气湍流与时间相干性之间的变化关系, 下面逐步分析大气参数、发射和接收系统光学参数等对大气相干时间的影响^②.

3.1 湍流参数对大气相干时间的影响

风速 ν 和大气相干长度 r_0 是决定湍流起伏频率的重要因素, 大气相干长度 r_0 描述整个传输路径上湍流扰动的综合强度; 横向风速 ν 则决定大气湍流的横向“漂移”速度, 二者是影响接收光场大气相干时间 τ_c 关键参数. 图 3 为大气相干时间随大气相干长度与风速的变化. 结果表明, 大气相干时间 τ_c 始终随大气相干长度 r_0 增加而增加; 大气相干时间 τ_c 与风速 ν 始终呈反比关系, 和 Greenwood 时间与风速的关系一致.

从图 3(a), (c), (e) 可以看出, 不同激光波长 λ , 传输距离 L 与束腰半径 w_0 下, 大气相干时间 τ_c 与大气相干长度 r_0 的关系亦有所不同. 图 3(a) 显示波长 λ 愈长则相干时间 τ_c 愈大; 是因为相同湍流强度引起的光程差起伏一致, 波长较长时湍流引起的相位起伏越小, 此时接收光场受湍流扰动也相对较小, 故 λ 越长 τ_c 越大, 这也是 ISAR 相比 ISAL 几乎不受湍流影响的原因 (微波波长远大于激光). 图 3(c) 表明 τ_c 仅与 r_0 有关, 与 L 无关; 这是因为当路径上湍流强度相同时, $r_0 = [0.423C_n^2(2\pi/\lambda)^2 L]^{-3/5}$ 代表整个传输路径上大气湍流效应的强弱, 而 C_n^2 描述大气湍流本身的折射率起伏情况. 当 r_0 不变时, 增大 L , C_n^2 变小, 使整体 r_0 不改变. 因此 r_0 不变的情况下改变 L 对 τ_c 几乎无影响. 图 3(e) 则显示 τ_c 与 r_0 的关系随 w_0 的增大呈先增大后减小趋势, 即选择合适的 w_0 能有效减小湍流影响保持接收光场的时间相干特性. 图 3(b), (d), (f) 以横向风速 ν 为横坐标, 分析不同参数情况下 ν 对相干时间的影响. 左右两侧图对比可知, 激光波长 λ , 传输距离 L 和

① 本文所定义的湍流相干时间与激光器的相干时间完全无关, 我们定义的大气相干时间是描述受湍流影响的接收光场的相干和起伏情况, 其物理本质是激光受湍流影响其光场的起伏快慢; 激光器的相干时间则与激光器的线宽有关, 激光器发出的光由各种波长构成, 通过激光器时间间隔 Δt 的两束光的相位差为 $2\pi c\Delta t/\lambda$, 显然不同波长之间的相位差并不一致, 当 Δt 较大时相位差分布远超 2π 导致部分波长呈现干涉相加, 其他波长呈现干涉相消, 以至于两束光整体上表现为不相干, 故定义激光器线宽的倒数为相干时间.

② 仿真大气湍流光传输时, 相位屏的大气相干长度对应波长固定为 500 nm. 根据 $r_0 = \frac{16.6}{\lambda^2} \int_L dl C_n^2$ 可知, 大气相干长度 r_0 与波长 λ 有关, L 表示传输距离在大气光学中, 一般选择 500 nm 进行计算的原因是便于使用 r_0 来测量整个路径中的湍流强度. 这与发射光的波长不同, 激光器发射光的波长根据实验需求选择.

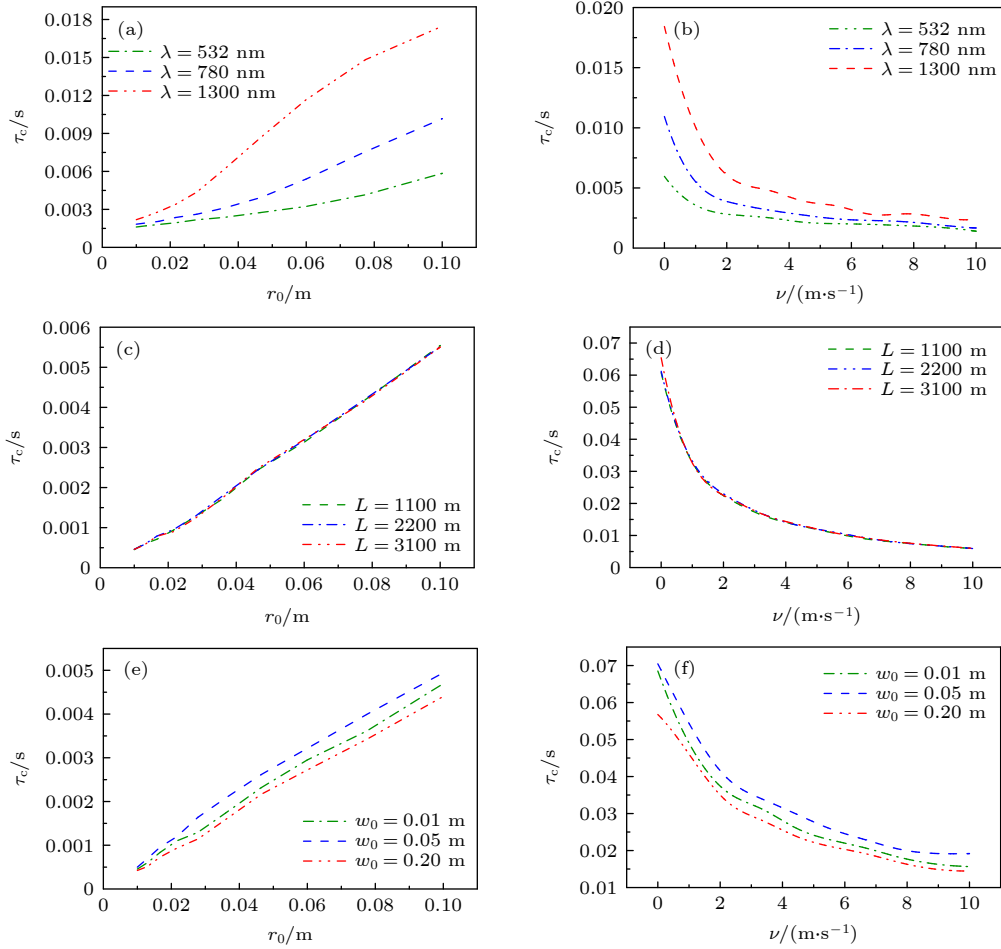


图3 大气相干时间随大气相干长度与风速的变化 (a) $L = 1100$ m, $w_0 = 0.1$ m, $\nu = 10$ m/s; (b) $L = 1100$ m, $w_0 = 0.1$ m, $r_0 = 0.1$ m; (c) $\lambda = 532$ nm, $w_0 = 0.1$ m, $\nu = 10$ m/s; (d) $\lambda = 532$ nm, $w_0 = 0.1$ m, $r_0 = 0.1$ m; (e) $L = 1100$ m, $\lambda = 532$ nm, $\nu = 10$ m/s; (f) $L = 1100$ m, $\lambda = 532$ nm, $r_0 = 0.1$ m

Fig. 3. Atmospheric coherent time varies with atmospheric coherence length and wind speeds: (a) $L = 1100$ m, $w_0 = 0.1$ m, $\nu = 10$ m/s; (b) $L = 1100$ m, $w_0 = 0.1$ m, $r_0 = 0.1$ m; (c) $\lambda = 532$ nm, $w_0 = 0.1$ m, $\nu = 10$ m/s; (d) $\lambda = 532$ nm, $w_0 = 0.1$ m, $r_0 = 0.1$ m; (e) $L = 1100$ m, $\lambda = 532$ nm, $\nu = 10$ m/s; (f) $L = 1100$ m, $\lambda = 532$ nm, $r_0 = 0.1$ m.

束腰半径 w_0 对大气相干时间的影响规律保持一致, 且相干时间 τ_c 正比于相干长度 r_0 , 反比于横向风速 ν , 分析可知 $\tau_c \propto r_0/\nu$, 具体的比例系数受其他参数影响.

3.2 发射系统参数对大气相干时间的影响

大气相干时间 τ_c 的定义基于接收光场的时间起伏特性, 故 τ_c 不仅受大气参数的影响, 还受激光发射/接收及波长等参数的影响. 3.1 节已指出激光波长对大气相干时间的影响, 下面将进一步研究发射参数对大气相干时间的影响.

图 4(a)—(c) 分别描绘不同 r_0 、不同传输距离 L 及不同接收口径 D 的情况下, 激光束的束腰半径 w_0 对大气相干时间 τ_c 的影响规律. 由图 4(a)—(c) 可知, 相干时间 τ_c 随 w_0 的增大而出现先增大后减

小的趋势: 当束腰 w_0 较小时, 激光发散角较大, 致使接收端只接收到部分接收光场, 故 τ_c 较小; 反之当束腰 w_0 过大时, 虽激光发散角较小, 但过大束腰半径仍导致接收光场直径较大, 使得 τ_c 较小; 图 4(c), (d) 中显示最优束腰半径 $w_{0\max}$ 随接收口径 D 的增大而增大, 选择合适的发射和接收参数能够有效降低湍流的退相干效应, 综合来看针对米量级的接收口径、10 km 量级的传输距离、中等强度湍流而言, 最优束腰半径在 5—15 cm 之间.

3.3 接收系统参数对大气相干时间的影响

接收口径 D 是影响大气相干时间 τ_c 的重要参数, 大气相干时间 τ_c 随接收口径 D 变化如图 5 所示, 可以看出 τ_c 随 D 的增加而增加, 当口径 D 较大时相干时间 τ_c 达到饱和不再随 D 的增加而增加. 通过

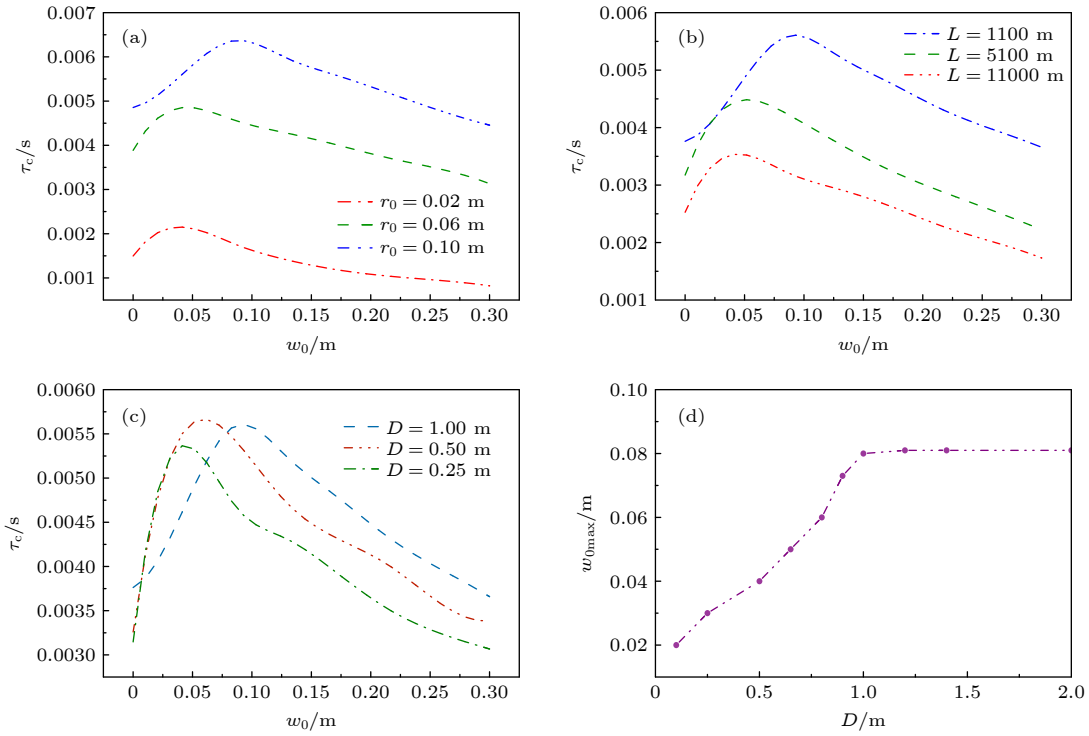


图 4 大气相干时间随束腰半径变化 (a) $L = 1100$ m, $\nu = 10$ m/s, $\lambda = 532$ nm, $D = 0.5$ m; (b) $\nu = 10$ m/s, $r_0 = 0.1$ m, $\lambda = 532$ nm, $D = 0.5$ m; (c) $L = 1100$ m, $\nu = 10$ m/s, $r_0 = 0.1$ m, $\lambda = 532$ nm; (d) $\nu = 10$ m/s, $r_0 = 0.1$ m, $L = 1100$ m, $\lambda = 532$ nm

Fig. 4. Atmospheric coherent time varies with beam waist radius: (a) $L = 1100$ m, $\nu = 10$ m/s, $\lambda = 532$ nm, $D = 0.5$ m; (b) $\nu = 10$ m/s, $r_0 = 0.1$ m, $\lambda = 532$ nm, $D = 0.5$ m; (c) $L = 1100$ m, $\nu = 10$ m/s, $r_0 = 0.1$ m, $\lambda = 532$ nm; (d) $\nu = 10$ m/s, $r_0 = 0.1$ m, $L = 1100$ m, $\lambda = 532$ nm.

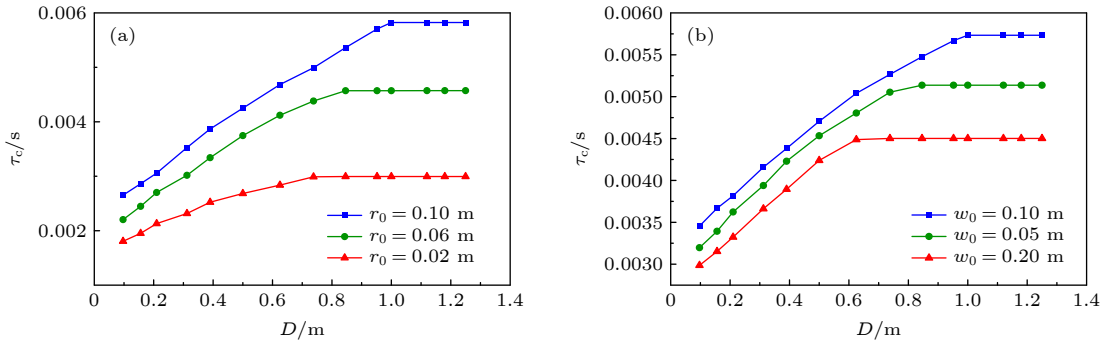


图 5 $\nu = 10$ m/s, $L = 1100$ m, $\lambda = 532$ nm, 大气相干时间随接收口径的变化 (a) $w_0 = 0.1$ m; (b) $r_0 = 0.1$ m

Fig. 5. Atmospheric coherent time varies with receiving aperture at $\nu = 10$ m/s, $L = 1100$ m, $\lambda = 532$ nm: (a) $w_0 = 0.1$ m; (b) $r_0 = 0.1$ m.

分析图 5(a) 可知, 若采用湍流冻结假设当 D 更大时, 接收端相邻两帧光斑将拥有更多重叠部分, 此时相邻两帧间的电场相干性更强使得 τ_c 较大. 而光斑尺寸与接收口径大小相当则光束全接收, 此时 τ_c 随 D 呈先增大后不变的变化趋势. 图 5(b) 表明, 不同 w_0 下, D 对 τ_c 的影响均与图 5(a) 中保持一致. 因此, 采用大口径接收端有助于提升接收信号的相位稳定性和时间相干性, 这也是在 ISAL 中大口径

望远镜能够获得比小口径望远镜更高分辨率图像的原因.

4 结 论

大气湍流引起的接收信号随时间的相位起伏, 直接影响相干探测信号的稳定性, 这种不稳定性为 ISAL 信号处理带来相位误差, 导致成像性能降

低. 而受湍流影响后的接收信号相位变化的快慢体现在其大气相干时间上, 保证成像时间在大气相干时间内能够有效抑制产生较大的相位误差, 有助于提高相干探测性能以及 ISAL 成像质量.

本文采用多层动态相位屏方法仿真高斯光束在大气湍流中的传输过程, 并定义大气相干时间表征接收光场的时间起伏特性, 进一步研究大气参数、发射/接收参数、激光波长等对大气相干时间的影响. 研究结论包括以下三方面: 1) 大气相干时间与大气相干长度呈正相关, 与风速呈反比关系, 和 Greenwood 时间与风速的关系一致; 2) 大气相干时间与激光波长呈正相关; 在大气相干长度不变的情况下 (即路径上综合湍流强度不变), 大气相干时间不随传输距离发生变化; 3) 大气相干时间随束腰半径的增大出现先增大后减小的趋势, 最优束腰半径随接收口径的增大而增大, 选择合适的发射和接收参数能够有效降低湍流的退相干效应; 大气相干时间与接收口径呈正相关, 当接收口径较大时大气相干时间达到饱和不再随接收口径的增加而增加, 故适当采用大口径接收望远镜有助于提高接收信号的时间相干性. 本文的研究结果为评估大气湍流对相干探测过程的影响提供有力参考, 并在 ISAL 成像过程中为优化参数提供可靠的参考价值. 本文仅考虑影响大气相干时间的湍流和光学参数, 并未考虑如何消除湍流引起的接收相位误差, 对于实际情况的研究将在以后的工作中具体展开.

参考文献

- [1] Zhao Y Y, Zhu D S, Tu Y R, Pi L L, Li H T, Xu L, Hu Zh J, Shen Y C, Yu B L, Lu L 2021 *Opt. Lett.* **46** 1229
- [2] Redding B, Choma M A, Cao H 2012 *Nat. Photon.* **6** 355
- [3] Huang L, Feng G Y, Liao Y 2015 *Infrared Laser Eng.* **44** 3530 (in Chinese) [黄龙, 冯国英, 廖宇 2015 *红外与激光工程* **44** 3530]
- [4] Semjon S, Mark G, Werner R 2016 *Opt. Eng.* **55** 111614
- [5] Zeng S J, Lan Y T, Gao W J, Huang W Y, Shu Y, Ge L H, Zhang J 2021 *Acta. Laser Bio. Sinc.* **30** 131 (in Chinese) [曾素娟, 蓝银涛, 高伟健, 黄文燕, 舒焱, 葛立宏, 张建 2021 *激光生物学报* **30** 131]
- [6] Ali R 2021 *Ultrasonic Imaging.* **43** 282
- [7] Zhang Y, Luo X J, Liu H, Chen M L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 044201 (in Chinese) [张羽, 罗秀娟, 刘辉, 陈明徕 2018 *物理学报* **67** 044201]
- [8] Chen X W, Tang M Y, Ji X L 2008 *Acta Phys. Sin.* **4** 2607 (in Chinese) [陈晓文, 汤明玥, 季小玲 2008 *物理学报* **4** 2607]
- [9] Chen X W, Ji X L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2435 (in Chinese) [陈晓文, 季小玲 2009 *物理学报* **58** 2435]
- [10] Ji X L, Xiao X, Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3996 (in Chinese) [季小玲, 肖希, 吕百达 2004 *物理学报* **53** 3996]
- [11] Wang H, Wang X C, Zeng A J, Yang K 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 634 (in Chinese) [王华, 王向朝, 曾爱军, 杨坤 2008 *物理学报* **57** 634]
- [12] Ren J Y, Sun H Y, Zhao T Z, Zhang L X 2020 *Chin. Opt.* **13** 728 (in Chinese) [任建迎, 孙华燕, 赵延仲, 张来线 2020 *中国光学* **13** 728]
- [13] Wang H, Wang X C, Zeng A J 2007 *Acta Optic Sin.* **27** 1548 (in Chinese) [王华, 王向朝, 曾爱军 2007 *光学学报* **27** 1548]
- [14] Rao R Z 2005 *Light Propagation in the Turbulent Atmosphere (Hefei: Anhui Science & Technology Press)* p95 (in Chinese) [饶瑞中 2005 *光在湍流大气中的传播* (合肥: 安徽科学技术出版社) 第 95 页]
- [15] McGlamery B L 1976 *Proc. SPIE.* **0074** 954724
- [16] Sedmak G 2004 *Appl. Opt.* **38** 2161
- [17] Wu H L, Yan H X, Li X Y 2009 *Acta. Opt. Sinc.* **129** 114 (in Chinese) [吴晗玲, 严海星, 李新阳 2009 *光学学报* **129** 114]
- [18] Roddier N A 1990 *Opt. Eng.* **29** 1174
- [19] Harding C M, Johnston R A, Lane R G 1999 *Appl. Opt.* **38** 2161
- [20] Assémat F, Wilson R W, Gendron E 2006 *Opt. Express.* **14** 988
- [21] Roddier F 1981 *Prog. Optics* **19** 281
- [22] Ziad A, Borgnino J, Martin F, Maire J, Mourad D 2010 *Proc. SPIE.* **7733** 857259
- [23] Fried D L 1965 *J. Opt. Soc. Am.* **55** 1427
- [24] Press W H, Teukolsky S A, Vetterling W T, Flannery B P 2003 *Eur. J. Phys.* **24** 329
- [25] Andrews L C, Phillips R L 2005 *SPIE Press.* **201** 250
- [26] Wolf E 1954 *Nuovo. Cimento.* **12** 884
- [27] Longuet-Higgins H C, Roberts M De V 1955 *Pro. Roy. Soc. A* **230** 110
- [28] Beckers J M 1993 *Annu. Rev. Astron. Astr.* **10** 1146

Influence of atmospheric turbulence on temporal coherence characteristics of received optical field*

Abdikirim Azizigul¹⁾²⁾⁴⁾ Tao Zhi-Wei¹⁾³⁾⁴⁾ Liu Shi-Wei¹⁾³⁾⁴⁾ Li Yan-Ling¹⁾²⁾⁴⁾
 Rao Rui-Zhong¹⁾⁴⁾ Ren Yi-Chong^{1)4)†}

1) (*Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

2) (*Science Island Branch, Graduate School of University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

3) (*School of Environmental Science and Optoelectronic Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

4) (*Advanced Laser Technology Anhui Laboratory, Hefei 230037, China*)

(Received 17 June 2022; revised manuscript received 1 September 2022)

Abstract

In the process of laser propagation in atmosphere, its coherence characteristics are reduced by turbulence, which further affects the efficiency and performance of coherent detection process. In this paper, atmospheric coherence time is defined to describe the fluctuation speed of laser field after atmospheric transmission. The relative size of atmospheric coherence time and coherence process duration time determines the performance of coherent detection process. According to the infinitely long phase screen technology, we simulate laser atmospheric transmission, and systematically study the influences of atmospheric parameters, transceiver parameters and wavelength on atmospheric coherence time. It is found that the atmospheric coherence time is positively correlated with wavelength, receiving aperture and atmospheric coherence length, and inversely proportional to wind speed, which shows that the atmospheric coherence time can be effectively improved by improving the optical design and changing the laser band, thus effectively reducing the disturbance caused by turbulence and improving the stability of the received light field. The atmospheric coherence time defined in this paper is an important parameter to measure the influence of turbulence on coherent detection. This study can provide a powerful reference for evaluating the influence of atmosphere on coherent detection process.

Keywords: coherent detection, atmospheric turbulence, atmospheric coherence time, infinitely long phase screen

PACS: 42.25.Dd, 42.25.Kb, 42.62.-b

DOI: 10.7498/aps.71.20221202

* Project supported by the Young Scientists Fund of the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 1908085QA37), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11904369), and the Open Research Fund of State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, China (Grant No. 2019ZR07).

† Corresponding author. E-mail: rych@aiofm.ac.cn



大气湍流对接收光场时间相干特性的影响

艾则孜姑丽·阿不都克热木 陶志炜 刘世韦 李艳玲 饶瑞中 任益充

Influence of atmospheric turbulence on temporal coherence characteristics of received optical field

Abdikirim Azizgul Tao Zhi-Wei Liu Shi-Wei Li Yan-Ling Rao Rui-Zhong Ren Yi-Chong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 234201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221202

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221202>

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

基于深度卷积神经网络的大气湍流相位提取

Extracting atmospheric turbulence phase using deep convolutional neural network

物理学报. 2020, 69(1): 014209 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190982>

部分相干光束经过湍流大气传输研究进展

Research progress of partially coherent beams propagation in turbulent atmosphere

物理学报. 2018, 67(18): 184203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180877>

大气湍流信道中聚焦涡旋光束轨道角动量串扰特性

Effect of atmospheric turbulence on orbital angular momentum crosstalk of focused vortex beams

物理学报. 2020, 69(14): 144203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200243>

基于引力搜索算法的湍流相位屏生成方法

Generation of turbulence phase screen based on gravitational search algorithm

物理学报. 2019, 68(13): 134205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190081>

上行链路大气波前畸变对剪切光束成像技术的影响

Effect of uplink atmospheric wavefront distortion on image quality of sheared-beam imaging

物理学报. 2018, 67(20): 204201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181144>

非相干合成阵列激光倾斜像差校正方法

Method of correcting tilt aberration for array laser of incoherent combination

物理学报. 2019, 68(23): 234205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190961>