

湍流大气中激光相干探测回波光强与空间相干特性研究

任建迎 孙华燕 赵延伸 张来线

Light intensity and spatial coherence characteristics of laser coherent detection in a turbulent atmosphere

REN Jian-ying, SUN Hua-yan, ZHAO Yan-zhong, ZHANG Lai-xian

引用本文:

任建迎, 孙华燕, 赵延伸, 张来线. 湍流大气中激光相干探测回波光强与空间相干特性研究[J]. *中国光学*, 2020, 13(4): 728–736. doi: 10.37188/CO.2019-0194

REN Jian-ying, SUN Hua-yan, ZHAO Yan-zhong, ZHANG Lai-xian. Light intensity and spatial coherence characteristics of laser coherent detection in a turbulent atmosphere[J]. *Chinese Optics*, 2020, 13(4): 728-736. doi: 10.37188/CO.2019-0194

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.37188/CO.2019-0194>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高斯涡旋光束在大气湍流传输中的特性研究

Characteristics of Gaussian vortex beam in atmospheric turbulence transmission

中国光学. 2017, 10(6): 768 <https://doi.org/10.3788/CO.20171006.0768>

双向大气湍流光信道瞬时衰落相关特性测量

Measurement of instantaneous-fading correlation in bidirectional optical channels through atmospheric turbulence

中国光学. 2019, 12(5): 1100 <https://doi.org/10.3788/CO.20191205.1100>

基于数字相位恢复算法的正交相移键控自由空间相干光通信系统

Coherent free-space optical communication system with quadrature phase-shift keying modulation using a digital phase recovery algorithm

中国光学. 2019, 12(5): 1131 <https://doi.org/10.3788/CO.20191205.1131>

眼科光学相干层析成像的图像处理方法

Image processing method for ophthalmic optical coherence tomography

中国光学. 2019, 12(4): 731 <https://doi.org/10.3788/CO.20191204.0731>

空间引力波探测中的绝对距离测量及通信技术

Laser ranging and data communication for space gravitational wave detection

中国光学. 2019, 12(3): 486 <https://doi.org/10.3788/CO.20191203.0486>

太赫兹大气遥感技术

Terahertz atmosphere remote sensing

中国光学. 2017, 10(5): 656 <https://doi.org/10.3788/CO.20171005.0656>

文章编号 2095-1531(2020)04-0728-09

湍流大气中激光相干探测回波光强与空间相干特性研究

任建迎^{1,2*}, 孙华燕¹, 赵延仲¹, 张来线¹

(1. 航天工程大学 电子与光学工程系, 北京 101416;

2. 航天工程大学研究生院, 北京 101416)

摘要:本文利用广义惠更斯-菲涅尔原理结合 Goodman 目标散射理论, 推导出了激光探测中目标反射光的交叉谱密度函数解析式, 并进一步得到了目标反射光的光强分布和空间相干长度表达式。利用得到的表达式在湍流大气条件下, 分析了不同光源参数和目标反射光参数对目标反射光光强分布和相干长度的影响。研究表明: 光源相干长度对归一化反射光强影响较小; 光源束腰半径和反射光斑半径值越大接收光的相干长度值越小; 随着传输距离的增加, 相干长度增加越来越缓慢; 在弱湍流大气传输过程中, 光源参数对接收光的影响占主导作用, 光源束腰半径越大接收光的光强和相干长度值越小; 在强湍流大气传输过程中, 大气湍流对反射光的影响起主导作用。

关键词: 激光探测; 大气湍流; 光强分布; 相干长度

中图分类号: TN29 文献标志码: A doi: 10.37188/CO.2019-0194

Light intensity and spatial coherence characteristics of laser coherent detection in a turbulent atmosphere

REN Jian-ying^{1,2*}, SUN Hua-yan¹, ZHAO Yan-zhong¹, ZHANG Lai-xian¹

(1. Department of Electronic and Optical Engineering, Space Engineering University, Beijing 101416, China;

2. Graduate School, Space Engineering University, Beijing 101416, China)

* Corresponding author, E-mail: rjyfly@126.com

Abstract: In this paper, the cross-spectral density function of target reflected light in laser detection is obtained by using generalized Huygens-Fresnel principle and Goodman target scattering theory. On the basis of above, the expression of intensity distribution and spatial coherence length of target reflected light is derived. The influence of different light source and target reflected light parameters on the intensity distribution and coherent length of the target reflected light is simulated by using the expressions obtained in this paper under turbulent atmospheric conditions. The results show that the coherence length of the light source has little effect on the normalized light intensity distribution; the coherence length of the received light is smaller with a

收稿日期: 2019-09-25; 修订日期: 2019-11-21

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金资助项目 (No. 61805283)

Supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (No. 61805283)

larger beam waist radius and reflected light radius, and the coherence length increases at a slower rate as the transmission distance increases. In the process of weak turbulent atmospheric transmission, the influence of light source parameters on the received light is much stronger. The larger the beam waist radius, the smaller the received light intensity and coherence length value. During strong turbulent atmospheric transmission, the influence of atmospheric turbulence on the received light is dominant.

Key words: laser detection; atmospheric turbulence; intensity distribution; coherence length

1 引言

在激光相干探测中,目标反射光受大气湍流和目标散射特性的双重影响。大气湍流和目标散射特性是影响接收光强特性和空间相干特性的重要因素。而光场的相关长度(横向相干长度)反应的是激光的空间相干性,开展大气湍流传输条件下的相干长度变化的研究有助于理解激光传输与接收光场的空间相干特性变化。

已有大量文献研究了目标的散射特性和大气湍流中的空间相干特性^[1-4]。1963年,Goodman提出了服从随机高斯分布的目标散射模型^[5]。2003年,Korotkova等人采用惠更斯-菲涅尔原理和Rytov原理,并结合光学参量法得到了高斯光束的随机粗糙目标的散射光互相干函数,并研究了双基激光雷达系统中随机电磁光束经目标散射后的平均光强和偏振特性^[4,6]。目前对目标散射特性的分析主要针对回波光强和偏振特性,针对目标散射特性对空间相干特性影响的研究较少。

Richlin等人运用交叉谱密度函数研究了部分相干光在大气湍流中的光强闪烁和孔径平滑因子^[7-8]。Wu等人研究比较了GSM(Gaussian Schell-Mode)光束在真空和湍流大气中的横向相干长度等传输特性,得到了“与完全相干光相比,部分相干光受大气湍流影响更小”的结论^[9]。Friberg研究了部分相干光在自由空间中的光束束宽和波前曲率半径特性,并分析了空间相干特性^[10]。王华和李成强课题组研究了高斯-谢尔模光束在大气湍流中的空间相干长度特性^[11]。

然而,以上有关空间相干特性的分析主要是基于单程大气湍流传输开展的。对于激光相干探测中目标反射参数对接收光强和相干长度的影响

仍需进一步研究和分析。本文利用广义惠更斯-菲涅尔原理结合随机高斯分布的目标散射理论,推导得到了大气湍流中激光探测目标回波光信号的交叉谱密度函数解析表达式,进一步得到激光探测回波光信号的光强分布和相干长度的表达式,并进行了不同光源参数和不同湍流条件下的数值模拟分析。

2 探测光在湍流大气中传输的理论推导

在发射平面 $z=0$ 处,部分相干高斯光束的交叉谱密度函数如下^[12-13]:

$$\begin{aligned} W_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) &= \langle U_0(\mathbf{r}_1, 0) U_0^*(\mathbf{r}_2, 0) \rangle \\ &= I_0 \exp\left[-\frac{1}{w_0^2}(\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2)\right] \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_0^2}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2\right], \end{aligned} \quad (1)$$

其中, \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 表示垂直于发射光传输方向的横截面矢量, $U_0(\mathbf{r}_1, 0)$ 和 $U_0^*(\mathbf{r}_2, 0)$ 表示发射平面处的随机光场, I_0 表示光强, w_0 表示发射光束束腰半径, σ_0 表示光源部分相干长度。

根据惠更斯-菲涅尔衍射原理,部分相干光经过大气湍流远距离传输后,到达目标处的交叉谱密度函数可定义为^[14]:

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) &= \frac{1}{\lambda^2 z^2} \iint W_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) X_1 Y_1 d\mathbf{r}_1^2 d\mathbf{r}_2^2, \end{aligned} \quad (2)$$

其中:

$$X_1 = \langle \exp[\phi(\mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \phi(\mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle,$$

$$Y_1 = \exp\left\{\frac{jk}{2z} [(\boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_1)^2 + (\boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{r}_2)^2]\right\}.$$

式中, ρ_1 和 ρ_2 表示目标处垂直于入射光的横截面矢量, z 表示传输距离, $\phi(r_1, \rho_1)$ 和 $\phi(r_2, \rho_2)$ 表示随机相位变化, 部分相干光的复相位互相关函数 X_1 可近似为^[11]:

$$X_1 \approx \exp\{-M[\rho_c^2 + \rho_c r_c + r_c^2]\}, \quad (3)$$

其中, $\rho_c = \rho_1 - \rho_2$, $r_c = r_1 - r_2$, M 表示与大气湍流相干长度相关的参数, $M = 0.33z\pi^2 k^2 \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa$, $\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2 \kappa^{-11/3} e^{-\kappa^2/l_m^2}$, 表示大气折射率功率函数, $\kappa \geq 1/l_0$, $\kappa_m = 5.92/l_0$, l_0 表示大气湍流的内尺度, C_n^2 表示大气折射率结构常数, 其衡量的是湍流强度大小, 该值越大, 表示湍流强度越强。

利用质心坐标和差分坐标进行变换^[12-13],

$$\begin{aligned} r_c &= \frac{r_1 + r_2}{2}, & r_d &= r_1 - r_2, \\ \rho_c &= \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, & \rho_d &= \rho_1 - \rho_2. \end{aligned} \quad (4)$$

经过积分运算, 可以得到部分相干光经过大气湍流传输后, 目标处光场的交叉谱密度函数^[14]:

$$\begin{aligned} W(\rho_1, \rho_2, z) &= \frac{I_0}{L(z)} \exp(-X_2 \rho_d^2) \cdot \\ &\exp\left[-\frac{\rho_c^2}{2w_0^2 L(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik\rho_c \rho_d}{R(z)}\right], \end{aligned} \quad (5)$$

其中, w_0 为束腰半径;

$$X_2 = \frac{1}{2\delta_0^2 L(z)} + M\left(1 + \frac{2}{L(z)}\right) - \frac{2M^2 z^2}{k^2 w_0^2 L(z)};$$

$$R(z) = \frac{zk^2 w_0^2 L(z)}{k^2 w_0^2 L(z) + Mz^2 - k^2 w_0^2};$$

$$L(z) = 1 + \frac{z^2}{k^2 w_0^2 \delta_0^2} + \frac{2Mz^2}{k^2 w_0^2};$$

$$\frac{1}{\delta_0} = \frac{1}{4w_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}.$$

当 $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ 时, $\rho_d = 0$, $\rho_c = \rho$, 由交叉谱密度函数公式可以得到目标处的入射光平均光强为:

$$\begin{aligned} \langle I(\rho, z) \rangle &= W(\rho, z) \\ &= \frac{I_0}{L(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{w_0^2 L(z)}\right]. \end{aligned} \quad (6)$$

3 服从高斯随机分布的粗糙目标散射理论

根据 Goodman 提出的服从高斯随机分布的粗糙目标表面散射模型^[5], 目标反射光场与入射光场的关系可表示为:

$$U_R(\rho) = F\alpha_T U_z(\rho) \exp[-i\phi_T(\rho)], \quad (7)$$

其中, F 表示目标表面的反射率, $U_z(\rho)$ 表示目标处的入射光场, $\alpha_T = [1 + 4/(k^2 l_c^2)]$, 表示目标表面粗糙度的函数, $l_c = \sigma_H/\delta_\phi$, σ_H 表示随机起伏表面相关长度, $\delta_\phi^2 = [k(1 + \cos\beta)]^2 \delta_H^2$, 表示粗糙表面引起的相位起伏方差, δ_H^2 表示粗糙面高度起伏方差, β 是入射角. $\phi_T(\rho) = k(1 + \cos\beta)h(\rho)$, 表示目标反射引起的光场随机相位因子, $h(\rho)$ 表示目标表面任意一点相对于参考平面的高度函数。对于服从高斯分布的随机粗糙目标, 当入射光垂直照射目标时, 目标反射光场的互相关函数为:

$$\begin{aligned} \langle U_R(\rho_1) U_R^*(\rho_2) \rangle &= F^2 \alpha_T^2 X_3 \exp\left[-\frac{\delta_\phi^2}{\sigma_H^2} (\rho_1 - \rho_2)^2\right], \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $X_3 = \langle U_z(\rho_1) U_z^*(\rho_2) \rangle$ 。当目标为漫反射物体时 $l_c \rightarrow 0$, 目标反射光场的互相关函数可表示为:

$$\begin{aligned} \langle U_R(\rho_1) U_R^*(\rho_2) \rangle &= \frac{4\pi F^2}{k^2} \langle U_z(\rho_1) U_z^*(\rho_2) \rangle \delta(\rho_1 - \rho_2). \end{aligned} \quad (9)$$

结合探测光在目标处的入射光强公式, 可得到探测光经过粗糙目标漫反射后的平均光强为:

$$I_T(z) = \frac{4\pi I_0 F^2}{k^2 L(z)} \exp\left[-\frac{2r_T^2}{w_0^2 L(z)}\right], \quad (10)$$

其中, r_T 表示目标偏离光轴中心的距离, 当 $r_T = 0$ 时, 式(10)表示目标刚好位于光轴中心位置。

4 目标散射光的光强和相干特性理论

设反射光的束腰半径为 $w_T = \alpha w_0$, α 表示束腰半径变化参数: 当目标为漫反射时 $\alpha > 1$; 当目标为均匀的镜面反射时 $\alpha \cong 1$ 。可以近似得到目标反射光场函数和空间相干度分布函数:

$$I_T(\rho_1, \rho_2, 0) = I_T(z) \exp\left[-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{w_T^2}\right], \quad (11)$$

$$\mu(\rho_1, \rho_2, 0) = \exp\left[-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2\sigma^2(\rho)}\right], \quad (12)$$

式中, $I_T(z)$ 表示反射光振幅, $\sigma(\rho)$ 表示反射光的相干长度。再次利用惠更斯-菲涅尔原理,可以得到探测系统接收平面上光场空间频域的交叉谱密度函数:

$$W(s_1, s_2, z) = \frac{k^2}{4\pi^2 z^2} \iint X_4 Y_4 W_T(\rho_1, \rho_2, 0) ds_1^2 ds_2^2, \quad (13)$$

式中:

$$X_4 = \langle \exp[\phi(\rho_1, s_1) + \phi^*(\rho_2, s_2)] \rangle;$$

$$Y_4 = \exp\left\{\frac{jk}{2z}[(s_1 - \rho_1)^2 + (s_2 - \rho_2)^2]\right\}.$$

s_1 和 s_2 表示接受光场的横截面矢量。

$$W_T(\rho_1, \rho_2, 0) = I_T(z) \times \exp\left[-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{w_T^2}\right] \exp\left[-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2\sigma^2(\rho)}\right]. \quad (14)$$

目标反射光束与入射光束传输经历的大气湍流环境相同,所以,假设反射光的复相位互相关函数与入射光的复相位互相关函数一样。利用相似的积分运算过程,得到接收平面上光场的交叉谱密度函数:

$$W(s_1, s_2, z) = \frac{I_T(z)}{L_2(z)} \exp\{-X_5(s_1 - s_2)^2\} \exp\left[-\frac{(s_1 + s_2)^2}{2w_T^2 L_2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik(s_1^2 - s_2^2)}{2R_2(z)}\right], \quad (15)$$

式中

$$X_5 = \frac{1}{2\delta_1^2 L_2(z)} + M\left(1 + \frac{2}{L_2(z)}\right) - \frac{2M^2 z^2}{k^2 w_T^2 L_2(z)};$$

$$L_2(z) = 1 + \frac{z^2}{k^2 w_T^2 \delta_1^2} + \frac{2Mz^2}{k^2 w_T^2};$$

$$\frac{1}{\delta_1} = \frac{1}{4w_T^2} + \frac{1}{\sigma^2(\rho)};$$

$$\sigma(\rho) = \frac{1}{\frac{1}{2\sigma_0^2 L(z)} + M\left(1 + \frac{2}{L(z)}\right) - \frac{2M^2 z^2}{k^2 w_0^2 L(z)}};$$

$$R_2(z) = \frac{zk^2 w_T^2 L_2(z)}{k^2 w_T^2 L_2(z) + Mz^2 - k^2 w_T^2}.$$

由公式(15)可以得到接收平面上的平均接收光强函数:

$$\langle I(s, z) \rangle = W(s, z) = \frac{I_T(z)}{L_2(z)} \exp\left[-\frac{s^2}{2w_T^2 L_2(z)}\right], \quad (16)$$

由公式(16)可得,本文得到的目标反射光强公式与向宁静^[15-16]推导得到的结果有所不同,本文得到目标反射光强分布公式与光源参数和湍流相关。为了分析湍流大气传输对目标反射光相干特性的影响,本文利用复相干度来分析接收光场的空间相干特性^[9, 17]:

$$\mu(s_1, s_2, \omega) = \frac{W(s_1, s_2, \omega)}{\sqrt{W(s_1, s_1, \omega)} \sqrt{W(s_2, s_2, \omega)}}. \quad (17)$$

考虑实际工程应用,研究目标反射光场任意一点与轴上一点之间的空间相干度,令 $s_1 = s$, $s_2 = 0$,将反射光功率谱密度函数带入式(16),整理得:

$$\mu(s, \omega) = \exp(-X_6 s^2) \exp\left[-\frac{ik}{2R_2(z)} s^2\right], \quad (18)$$

式中

$$X_6 = \frac{1}{2\delta_1^2 L_2(z)} + M\left(1 + \frac{2}{L_2(z)}\right) - \frac{2M^2 z^2}{k^2 w_T^2 L_2(z)}.$$

由式(18)可得,目标反射光的空间相干特性与探测光的光源参数、自由空间衍射效应及大气湍流效应有关,但与目标的平均反射率无关。

根据光束束宽的定义,可以近似定义光束相干长度,反射光束相干长度的平方定义为:

$$\sigma^2(s, z) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} s^2 \exp(-X_6 s^2) d^2 s}{\iint_{-\infty}^{\infty} \exp(-X_6 s^2) d^2 s}. \quad (19)$$

将空间相干度的幅值带入式(19),经过复杂积分运算可得到目标反射光相干长度的平方:

$$\sigma^2(s, z) = \frac{1}{X_0}. \quad (20)$$

由公式(20)可以看出,目标反射光的相干长度与光源参数、湍流强度、传输距离和目标反射特性相关。本文得到的目标反射光相干长度公式与 Friberg 和李成强等人得到的单程大气传输的相干长度公式形式上一致。

5 数值模拟

根据理论分析得到的式(16)和式(20),本文对不同光源参数、不同目标反射参数和不同湍流强度下的光强分布和相干长度进行数值仿真,数值仿真中的参数设置如表1所示。数值模拟过程中的激光线宽在几十兆赫兹到上百兆赫兹,与实际应用中的激光线宽相符。

表 1 数值模拟参数

Tab. 1 Parameters of numerical simulation

系统参数	符号	数值
激光波长	λ	532 nm、1 064 nm、1 550 nm
束腰半径	w_0	3 cm
湍流内尺度	l_0	1~5 cm
束腰半径与相干长度比	w_0/σ_0	10^{-4} ~0.1
大气结构常数	C_n^2	$0: 10^{-15} \text{m}^{-2/3}$
目标反射率	F	0~1

首先,分析波长分别为 532、1 064 和 1 550 nm 时,光束在大气湍流传输中的归一化光强随传输距离变化的情况,目标反射率为 0.3, $C_n^2 = 1.7 \times 10^{-17}$ 和 $C_n^2 = 1.2 \times 10^{-16}$ 时的归一化光强变化曲线如图 1(a)和 1(b)所示。由图 1 可得,光源波长越长归一化光强值越大,作用距离越远,而且随着湍流强度的增大,归一化光强值下降速度加快。

当波长为 532 nm,目标反射率 $F = 0.3$, $z = 1\ 000$ m,反射光与光轴的距离 $r_r = 0$ 时,在不同湍流强度、不同束腰半径与相干长度比的情况下,对接收平面上的接收光强进行数值分析,采用 $C_n^2 = 0$, $w_0/\sigma_0 = 0.4 \times 10^{-3}$ 时的中心光强对接收平均光强进行归一化处理,接收平面上的归一化光强

分布模拟结果如图 2 所示。由图 2(a)和 2(b)可以看出,在大气湍流传输中,不同光斑尺度与相干长度比值 w_0/σ_0 下的归一化光强间的差别较小,同时,接收平面上的光斑展宽受影响也较小。比较图 2(a)和 2(b)可知,在传输距离和光源参数固定的条件下,随着湍流强度的增加,接收平面上的光束半径展宽明显,同时平均接收光强下降明显,湍流强度越大,光束展宽和光强下降越显著。从上述结果可以看出,激光线宽对接收光强和光斑展宽的影响较小。

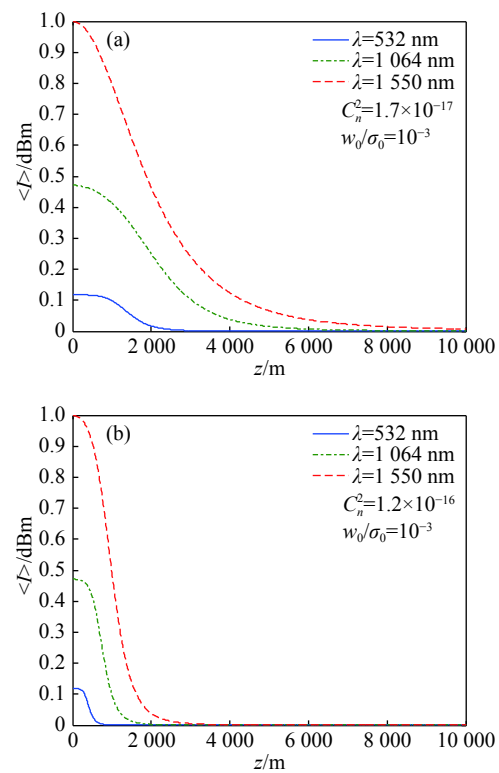


图 1 不同波长的归一化光强随传输距离的变化曲线

Fig. 1 Curves of normalized intensity varying with transmission distance with different wavelengths

在发射光源参数确定的情况下,不同湍流强度,不同反射光束腰半径与光源束腰半径比下,中心接收光强随探测距离的变化如图 3 所示。由图 3(a)可看出,在弱湍流近距离传输时,中心光强曲线下降缓慢,随着传输距离的增加,中心光强变化曲线呈线性下降趋势。随着湍流强度的增大,如图 3(b)、3(c)、3(d)所示,光强曲线下降速度加快,当下降到一定程度后保持稳定。这是因

为在弱湍流区, 光束传输过程中受湍流影响较小, 而受光源束宽和相干长度的影响较大。当湍流强度增大时, 光束受大气湍流影响增大, 受光源参数

的影响相对变小, 大气湍流对光强损耗的影响占主导地位。

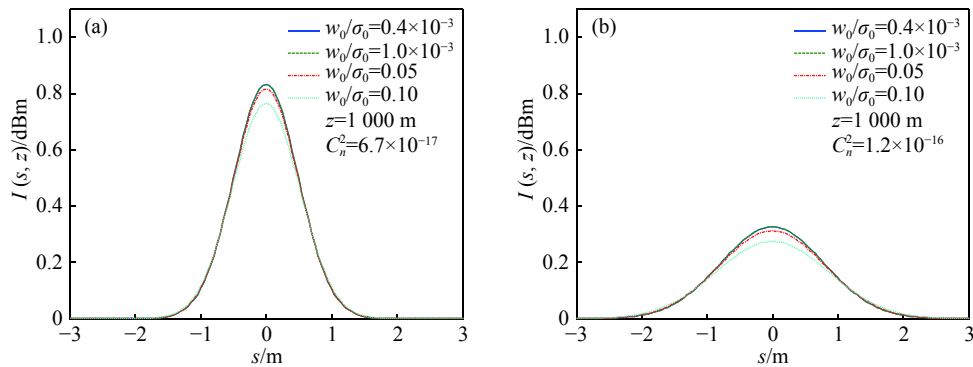


图 2 不同湍流强度和 w_0/σ_0 时, 接收平面上的归一化光强分布

Fig. 2 Normalized intensity distributions at the receiving plane with different C_n^2 and w_0/σ_0

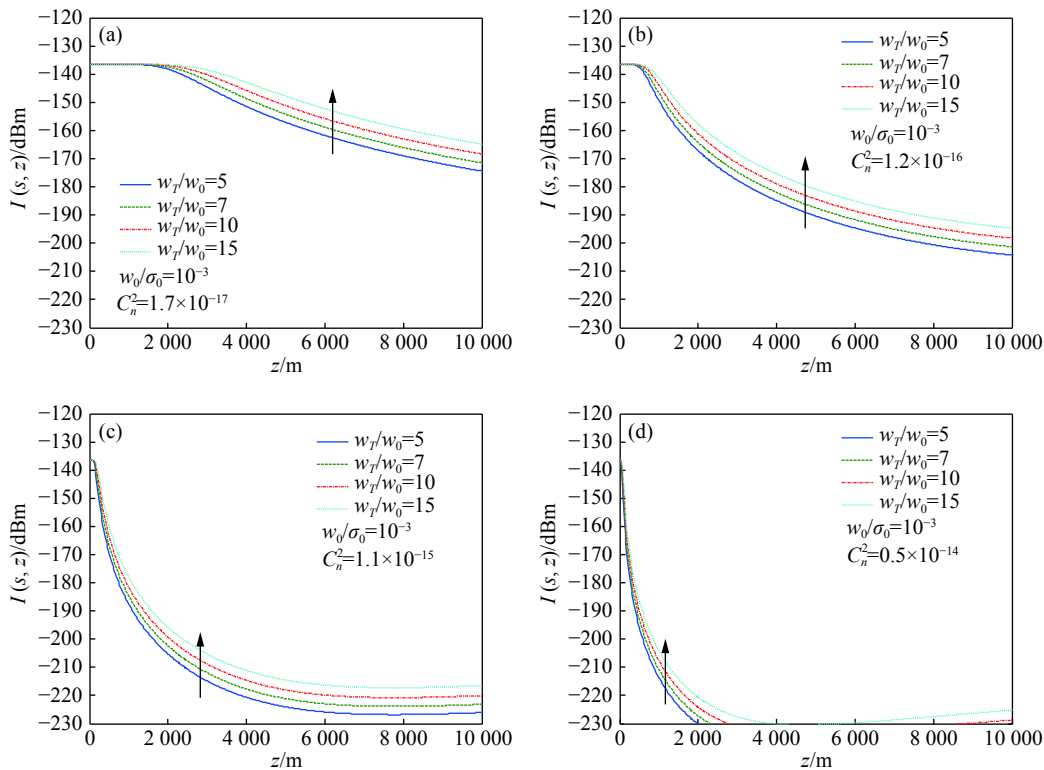


图 3 不同湍流强度和 w_T/w_0 时, 中心接收光强随传输距离 z 的变化曲线

Fig. 3 Center average received light intensity varying with transmission distance z with different C_n^2 and w_T/w_0

图 4(a) 和 4(b) 是光源波长分别为 532、1 064 和 1 550 nm 时, 不同湍流强度下接收光场的相干长度变化曲线。由数值模拟结果可以看出, 其他参数一致的情况下, 激光波长越长, 相干

长度值越大。比较图 4(a) 和 4(b) 可知, 随着湍流强度的增大, 3 种波长接收光场的相干长度值均明显下降, 在强湍流区接收光场的相干长度变化曲线近似缓慢地线性增加。

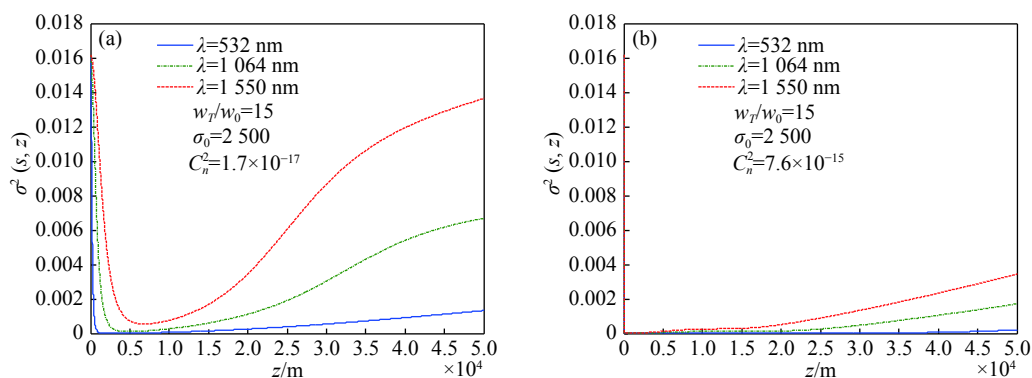


图 4 不同湍流强度下 3 种波长接收光场的相干长度变化曲线

Fig. 4 Coherent length curves of the received light field varying with the wavelength and C_n^2

图 5 表示大气湍流中不同光源束腰参数对接收光场空间相干长度的影响, 仿真波长为 532 nm。由图 5(a) 可得, 在弱湍流条件下, 接收光场的相干长度曲线随着传输距离的增大迅速增加, 且光源束腰参数越小相干长度曲线增加越快。图 5(b) 表示大气湍流中不同光源束腰半径接收光场的相

干长度变化曲线。由图 5(b) 可得, 在强湍流传输过程中, 随着传输距离的增大相干长度曲线先增加而后缓慢下降, 然后再增加, 即出现了相干长度随传输距离变化的峰值, 且光源束腰半径越小峰值现象越明显, 光源束腰值越大相干长度曲线增加越缓慢。

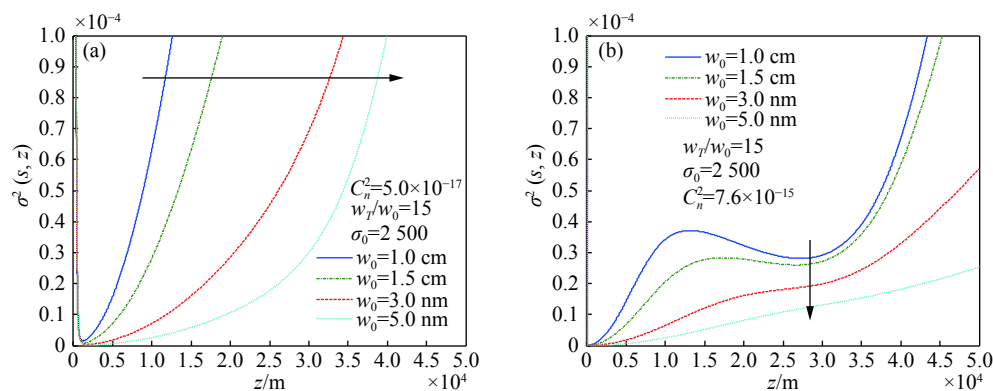


图 5 不同光源束宽和湍流强度时, 目标反射光的相干长度变化曲线

Fig. 5 Coherent length curves of target reflected light varying with the beam width and turbulence intensity

图 6 表示大气湍流中光源参数一定时, 反射光束束腰半径变化对接收光相干长度的影响, 仿真波长为 532 nm。由图 6(a) 可以看出, 随着传输距离的增加接收光的相干长度近似呈线性递增, 且在相同传输距离下, 目标反射光的束腰半径越大反射光的相干长度越小。图 6(b) 为大气湍流中的相干长度变化曲线。由图 6(b) 可以看出, 接收光相干长度在近距离传输时先呈线性增加状态, 且反射光束束腰半径越大相干长度值越小, 这与自由空间中的特性相似, 随着在大气湍流中传输距

离的增大, 相干长度缓慢下降, 反射光不同束腰参数的相干长度值最终汇聚在一起。

产生以上结果的物理解释如下: 在弱湍流大气传输中, 大气湍流影响较弱, 大气湍流对光束展宽的影响可以忽略, 接收光场的相干长度主要受光源参数和目标反射参数的影响。光束在大气湍流中传输时, 受大气湍流的影响, 光束波前相位随机增加, 湍流强度越大, 湍流大气对波前的影响越大。光束在大气湍流中传输时, 随着传输距离的增加, 大气湍流线性叠加。当传输距离较近时, 光

束受大气湍流的影响较小, 光源参数和目标反射参数对相干长度的影响占主导地位。随着传输距离的增加, 大气湍流对光束的影响呈现线性叠加, 此时, 大气湍流对接收光场相干长度的影响占主

导地位, 而光源参数和目标反射参数的影响较弱。因此随着传输距离的增加, 不同光源参数和反射光参数的相干长度曲线会聚一起。

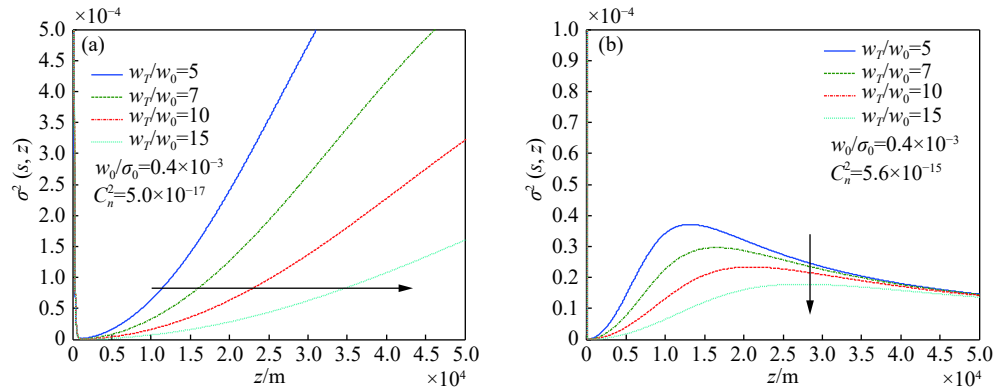


图6 不同湍流强度下, 目标反射光与光源不同束腰比时, 目标反射光的空间相干长度变化曲线

Fig. 6 Spatial coherence length curves of the reflected light varying with beam waist ratio under different C_n^2

6 结 论

本文利用广义惠更斯-菲涅尔原理并结合目标散射理论模型, 以部分相干光为例, 得到了激光探测接收光场的交叉谱密度函数表达式, 并得到了激光探测的光强函数和空间相干长度表达式。利用光强函数和相干长度表达式, 分析了光源参数和大气湍流对光强分布和相干长度的影响。结果表明: 接收光强和相干长度受光源参数、大气

湍流和目标反射光参数综合影响, 在弱湍流大气传输中, 光强分布和相干长度主要受光源参数的影响; 在强湍流大气传输中, 大气湍流对接收光强的影响占主导地位, 光源参数和目标反射光参数的影响减弱, 接收光强下降, 同时相干长度下降; 目标反射光半径对接收光强分布和相干长度的变化影响较大。以上目标探测中接收光强和相干长度的分析可以用于激光相干探测领域, 对分析激光相干探测性能具有重要意义。

参考文献:

- [1] LU W, LIU L R, SUN J F, *et al.*. Change in degree of coherence of partially coherent electromagnetic beams propagating through atmospheric turbulence[J]. *Optics Communications*, 2007, 271(1): 1-8.
- [2] 周鑫, 姜鹏, 孙剑峰, 等. 基于点目标大气闪烁的目标回波分布研究[J]. *红外与激光工程*, 2017, 46(S1): 74-81.
ZHOU X, JIANG P, SUN J F, *et al.*. Investigation on the distribution of target echo based on point target atmospheric scintillation[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2017, 46(S1): 74-81. (in Chinese)
- [3] COLLETT E, WOLF E. Beams generated by Gaussian quasi-homogeneous sources[J]. *Optics Communications*, 1980, 32(1): 27-31.
- [4] KOROTKOVA O, ANDREWS L C, PHILLIPS R L. Lidar model for a rough-surface target: method of partial coherence[J]. *Proceedings of SPIE*, 2004, 5237: 49-60.
- [5] GOODMAN J W. Statistical properties of laser speckle patterns[M]. DAINTY J C. *Laser Speckle and Related Phenomena*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1975.
- [6] KOROTKOVA O, CAI Y, WATSON E. Stochastic electromagnetic beams for LIDAR systems operating through turbulent atmosphere[J]. *Applied Physics B*, 2009, 94(4): 681-690.

- [7] RICKLIN J C, DAVIDSON F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: implications for free-space laser communication[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2002, 19(9): 1794-1802.
- [8] RICKLIN J C, DAVIDSON F M. Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2003, 20(5): 856-866.
- [9] WU J, BOARDMAN A D. Coherence length of a Gaussian-Schell beam and atmospheric turbulence[J]. *Journal of Modern Optics*, 1991, 38(7): 1355-1363.
- [10] FRIBERG A T, SUDOL R J. Propagation parameters of Gaussian Schell-model beams[J]. *Optics Communications*, 1982, 41(6): 383-387.
- [11] LI M N, TAN L Y, MA J, *et al.*. Performance analysis of a free-space laser communication system with a Gaussian Schell model[J]. *Journal of Modern Optics*, 2015, 62(19): 1608-1615.
- [12] 柯熙政, 王婉婷. 部分相干光在大气湍流中的光束扩展及角扩展[J]. *红外与激光工程*, 2015, 44(9): 2726-2733.
KE X ZH, WANG W T. Expansion and angular spread of partially coherent beam propagating in atmospheric turbulence[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(9): 2726-2733. (in Chinese)
- [13] WU ZH S, LI Y Q. Scattering of a partially coherent Gaussian-Schell beam from a diffuse target in slant atmospheric turbulence[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2011, 28(7): 1531-1539.
- [14] 李成强, 张合勇, 王挺峰, 等. 高斯-谢尔模光束在大气湍流中传输的相干特性研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(22): 224203.
LI CH Q, ZHANG H Y, WANG T F, *et al.*. Investigation on coherence characteristics of Gauss-Schell model beam propagating in atmospheric turbulence[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(22): 224203. (in Chinese)
- [15] LI M N, TAN L Y, MA J, *et al.*. Statistical distribution of the optical intensity obtained using a Gaussian Schell model for space-to-ground link laser communications[J]. *Journal of Modern Optics*, 2016, 63(10): 921-931.
- [16] 向宁静, 王明军, 王太荣. 部分相干高斯-谢尔光束在大气湍流中的平均强度与展宽[J]. *激光杂志*, 2012, 33(5): 4-6.
XIANG N J, WANG M J, WANG T R. Average intensity and spreading of a partially coherent Gaussian Schell-model beam propagation through atmospheric turbulence[J]. *Laser Journal*, 2012, 33(5): 4-6. (in Chinese)
- [17] 埃米尔·沃尔夫. 光的相干与偏振理论导论[M]. 蒲继雄, 译. 北京: 北京大学出版社, 2014.
WOLF E. *Introduction to the Theory of Coherence and Polarization of light*[M]. PU J X, trans. Beijing: Beijing University Press, 2014. (in Chinese)

作者简介:



任建迎(1988—),男,山东冠县人,博士研究生,2014年于装备学院获得学士学位,2017年于航天工程大学获得硕士学位,现为航天工程大学博士研究生,主要从事激光相干探测识别方面的研究。E-mail: rjyfly@126.com