

部分相干高斯脉冲在大气湍流中展宽特性的研究

柯熙政 张焕杰*

西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 脉冲展宽问题对无线光通信系统的码间串扰影响很大。根据广义惠更斯-菲涅耳原理和修正冯·卡门谱模型,对部分相干高斯-谢尔模型脉冲(GSMP)光束在大气湍流中水平传输时的脉冲展宽问题进行了详细的数值分析。推导出了部分相干 GSMP 光束在大气湍流中频域和时域的平均光强表达式及脉冲展宽表达式。结果表明:部分相干 GSMP 光束的扩展受湍流的影响比完全相干 GSMP 光束受到的影响要小,束腰半径越小的光束受到湍流的影响越大。在频域中,相同的传输条件下,湍流越强且外尺度越大,GSMP 光束的展宽效应越明显;在时域中,随着初始脉宽的增加,接收端的相对脉宽迅速减小,在 40 fs 之内,相对脉宽很明显,大于 40 fs 时,接收端的脉冲宽度与初始脉宽无明显差别。

关键词 光通信; 大气湍流; 高斯-谢尔模型脉冲光束; 脉冲展宽; 水平传输

中图分类号 TN929.12 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP53.080603

Study on Broadening Characteristics of Partially Coherent Gaussian Pulse in Atmospheric Turbulence

Ke Xizheng Zhang Huanjie

College of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China

Abstract Pulse broadening has a great influence on the increase of inter symbol interference of wireless optical communication system. Based on the generalized Huygens-Fresnel principle and the modified von Karman spectrum model, a detailed numerical analysis on pulse broadening of the partially coherent Gaussian Schell model pulse (GSMP) beam propagation in atmospheric turbulence is discussed. The analytic expressions of the mean intensity and the pulse broadening of the partially coherent GSMP beam propagating in atmospheric turbulence in frequency domain and time domain are derived. The results indicate that the partially coherent GSMP beam is less affected by turbulence than the fully coherent GSMP beam, and that the smaller the partially coherent beam waist radius is, the more serious the beam is affected by turbulence. In the frequency domain, under the same propagation condition, the stronger the turbulence and the bigger the outer scale is, the more obvious the GSMP beams broadening effect is. In the time domain, with the increase of the initial pulse width, the relative pulse width at the receiver ending decreases rapidly. Within 40 femtoseconds, the relative pulse width is very obvious. With more than 40 femtoseconds, there is no significant difference between the pulse width on the receiver and the initial pulse width.

Key words optical communications; atmospheric turbulence; Gaussian-Schell model pulse beam; pulse broadening; horizontal-path propagation

OCIS codes 060.1660; 010.1330; 010.1300; 320.5550

1 引言

近年来,脉冲信号在湍流大气中的传输问题逐渐引起了人们的重视^[1]。由于高频带宽能够在激光通信中传输高数据率,因此人们将更多的兴趣集中于超短脉冲光束在随机介质中的传输过程^[2-5],这些研究在星-

收稿日期: 2016-05-03; **收到修改稿日期:** 2016-05-09; **网络出版日期:** 2016-07-12

基金项目: 国家自然科学基金(61377080,60977054)

作者简介: 柯熙政(1962—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事无线激光通信方面的研究。E-mail: xzke@263.net

* **通信联系人。** E-mail: Zhanghj2622@163.com

地通信以及遥感等领域有重要应用。

Lajunen 等^[6]推导出了部分空间和部分光谱相干脉冲的相干模表达式,并以部分空间和部分光谱相干高斯-谢尔模型脉冲(GSMP)光束为例进行了分析。丁超亮等^[7]对 GSMP 光束在自由空间中传输的时间特性进行研究,结果证明了部分空间和部分光谱相干 GSMP 光束在自由空间传输中发生了光谱移动,光谱移动与场点位置、空间相干长度和时间相干长度有关。Li 等^[8]对斜程湍流大气中部分相干 GSMP 光束的传输进行了研究,得到 GSMP 波束的平均强度、波束半径和双频复相干度的表达式。王惠琴等^[9]对沙尘天气下能见度对光脉冲时延和展宽的影响进行了研究,得出在波长一定的情况下,激光脉冲的时延量和展宽量随能见度的增加呈负指数形式减小,并逐渐趋于稳定值等结论。邢松龄等^[10]利用飞秒激光具有极短的脉冲宽度、极高的峰值能量的优势,研究影响微孔孔径比、形貌和质量的工艺参数,对微器件加工进行分析。张旭升等^[11]采用蒙特卡罗法建立了各向异性散射介质中高斯脉冲激光的全链路瞬态辐射传输模型,得出随着前向散射的增强,目标回波信号强度增大、时间展宽减弱,散射回波信号响应与其相反且影响程度减弱等结论,为脉冲激光主动探测系统的性能提升及地物目标的反探测隐身提供了理论指导。王昌雷等^[12]为实现超宽带的微波/毫米波测试,基于飞秒激光技术设计搭建了一套光学谐波混频系统,将飞秒激光脉冲包络的谐波与被测电磁波进行混频,充分利用飞秒脉冲的宽谱特性,将被测信号变频至直流进行进一步测量。

虽然上述文献对 GSMP 光束进行了大量的研究,但是对 GSMP 光束在任意湍流强度下水平传输过程中影响脉冲展宽的各个因素进行全面具体分析的研究不多。本文对频率限制条件下 GSMP 光束的水平传输过程进行讨论,所得结论适用于任意强度的光学湍流区域内,可为湍流大气中 GSMP 波束的二阶统计特性提供理论依据。

2 频域中光束扩展

当垂直于传播方向的横向离轴距离 $r_1 = r_2$ 时,在极限情况脉冲角频率 $\omega_1 = \omega_2$ 下,GSMP 光束在接收端任意点的光谱强度可以表示为^[6]

$$S(r, L, \omega) = \frac{\Gamma_0 T_0}{2\pi\Omega_0} \frac{1}{(L, \omega)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_0^2(L, \omega)}\right] \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Omega_0^2}\right], \quad (1)$$

式中 r 为垂直于传播方向的横向离轴距离, ω 为光波角频率, L 为传输距离, Γ_0 为常数, 光谱宽度 $\Omega_0 = (1/T_0^2 + 2/T_c^2)^{1/2}$, T_0 为初始脉冲宽度, T_c 为时间相干长度, w_0 为光束束腰半径, ω_0 为脉冲的中心角频率。扩展系数为

$$\delta(L, \omega) = 1 + \left(\frac{2cL}{w_0\omega}\right)^2 \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\sigma_g^2} + \frac{2}{\rho_0^2}\right), \quad (2)$$

式中 c 为真空中的光速, σ_g 为脉冲空间横向相干长度, ρ_0 为球面波在大气湍流中的空间相干长度, $\rho_0 = (0.55C_n^2\omega^2 l_0^{1/3} L/c^2)^{-1/2}$, l_0 为内尺度。

Ishimaru^[13]利用光滑微扰法,假设脉冲信号的波长小于湍流涡旋的内尺度,得到了各向同性湍流中只限定在弱湍流区球面波复相位的互相干函数 ψ 的表达式。在极限情况 $\omega_1 = \omega_2$ 下, Fante^[14]发现球面波复相位互相关函数 ψ 的表达式与马尔可夫近似法所得结果相同,适用于任意强度的光学湍流区域内。因此设定频率限制条件 $(\omega_1 - \omega_2)/(\omega_1 + \omega_2) \leq 1$, 适用于任意强度的光学湍流区域内和窄带信号源。

由于地球大气只包含有限的空气,因此随着大气湍流内外尺度的增大,功率谱不可能变为任意大,冯·卡门谱的形式克服了这一缺点,所以当考虑大、小尺度湍流起伏时,常采用修正的冯·卡门湍流谱^[13]。部分相干 GSMP 光束在频域中接收端的波束半径可表示为

$$w_c = w_0 \times \delta^{1/2}(L, \omega) = w_0 \left[1 + \left(\frac{2cL}{w_0\omega}\right)^2 \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\sigma_g^2} + \frac{2}{\rho_0^2}\right)\right]^{1/2}. \quad (3)$$

2.1 脉冲空间横向相干长度、角频率对波束半径的影响

理论上部分相干 GSMP 光束在接收端的波束半径与传输距离呈正比关系,即随着传输距离的增加,接收端的波束半径逐渐变大。随着传输距离的增加,在大气湍流中的波束半径大于在自由空间中的波束半径,即光束受到大气湍流的影响会发生扩展现象。自由空间的折射率结构常数 C_n^2 等于 0,湍流环境下折射率结

构常数 C_n^2 大于 0。

取传输距离 $L = 2$ km, 光束束腰半径 $w_0 = 0.01$ m, 湍流环境下折射率结构常数 $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, 自由空间中的折射率结构常数 $C_n^2 = 0$, 内尺度 $l_0 = 0.001$ m。图 1 为不同相干长度下波束半径随传输距离的变化, 可以看出, 随着部分相干 GSMP 光束脉冲空间横向相干长度的减小, 接收端的波束半径变大, 但相比自由空间而言, 随着脉冲空间横向相干长度的减小, 由湍流引起的波束半径扩展越来越小, 即大气湍流对相干性越差的波束半径扩展越小; 部分相干 GSMP 光束受到湍流的影响小于完全相干 GSMP 光束受到的影响。图 2 为不同角频率下波束半径随传输距离的变化, 可以看出, 随着传输距离的增加, 角频率越大, 接收端的波束半径扩展越小, 说明角频率大的 GSMP 光束不易受到大气湍流的影响; 相同的角频率下, 接收端的 GSMP 光束在大气湍流中的波束半径扩展大于在自由空间中的扩展。

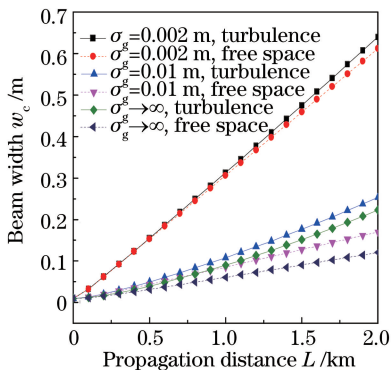


图 1 不同脉冲空间横向相干长度下波束半径随传输距离的变化

Fig. 1 Variation of beam width with propagation distance under different pulse space transverse coherence lengths

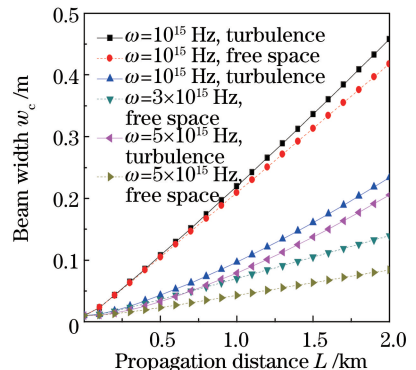


图 2 不同角频率下波束半径随传输距离的变化

Fig. 2 Variation of beam width with propagation distance under different angular frequencies

2.2 湍流强度、内尺度对波束半径的影响

取传输距离 $L = 2$ km, 束腰半径 $w_0 = 0.05$ m, 脉冲空间横向相干长度 $\sigma_g = 0.01$ m, 角频率 $\omega = 2 \times 10^{15}$ Hz。图 3 和图 4 分别为不同湍流强度和不同内尺度下波束半径随传输距离的变化, 可以看出, 随着传输距离的增加, 脉冲的波束半径也增加, 说明光束在传输的过程中受到大气湍流的影响。如图 3 所示, 湍流越强, 在接收端的波束半径变大, 扩展效果越明显, 说明光束在强湍流下易受到大气湍流的作用; 在弱湍流下, 波束半径扩展效果不明显, 说明波束半径受到湍流的影响较小。同样条件下, 图 4 中湍流内尺度越小, 在接收端的波束半径扩展越大, 说明波束半径受到湍流的影响较大。

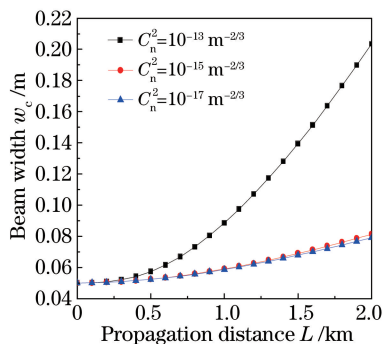


图 3 不同湍流强度下波束半径随传输距离的变化

Fig. 3 Variation of beam width with propagation distance under different turbulence intensities

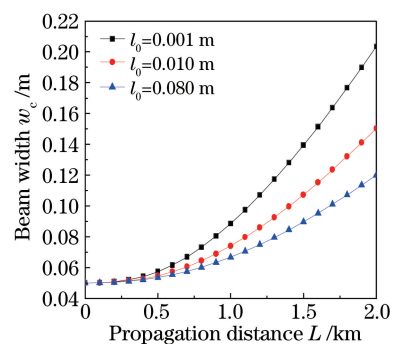


图 4 不同内尺度下波束半径随传输距离的变化

Fig. 4 Variation of beam width with propagation distance under different inner scales

2.3 束腰半径、空间横向相干长度对波束半径的影响

当取传输距离 $L = 1$ km, 内尺度 $l_0 = 0.0001$ m, 弱湍流下, 波束半径几乎不变, 随着湍流的增强, 中、强湍流下波束半径迅速增大, 说明在中、强湍流下波束半径易受到影响。图 5 和图 6 分别为不同束腰半径和不同

同相干长度下波束半径随折射率结构常数的变化关系。由图 5 可以看出,束腰半径越小的光束,接收端波束半径受湍流的影响越大,受湍流影响后的展宽越明显。由图 6 可以看出,部分相干 GSMP 光束受湍流的影响要小于完全相干 GSMP 光束受到的影响;弱湍流下,脉冲空间横向相干长度对波束半径的影响不明显,随着湍流的增强,中、强湍流下脉冲空间横向相干长度越大,波束半径迅速增大,扩展越明显,说明光束受到湍流的影响越大。

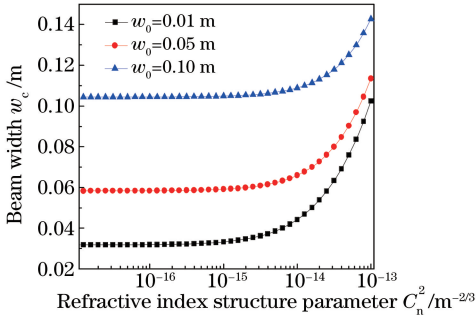


图 5 不同束腰半径下波束半径随折射率结构常数的变化

Fig. 5 Variation of beam width with refractive index structure parameter under different waist radii

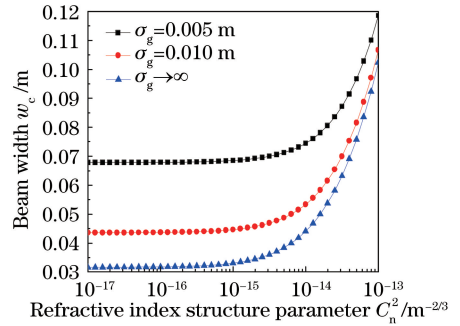


图 6 不同脉冲空间横向相干长度下波束半径随折射率结构常数的变化

Fig. 6 Variation of beam width with refractive index structure parameter under different pulse space transverse coherence lengths

2.4 光束束腰半径对波束半径的影响

当传输距离 $L = 2$ km, 大气湍流中折射率结构常数 $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, 自由空间中折射率结构常数 $C_n^2 = 0$, 内尺度 $l_0 = 0.001$ m, 空间横向相干长度 $\sigma_g = 0.002$ m 时, 得到不同初始半径下波束半径随传输距离的变化, 如图 7 所示, 在大气湍流中水平传输时, 束腰半径 w_0 越大, 接收端的波束半径越大。

取 $L = 1$ km, 大气湍流中折射率结构常数 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, 空间横向相干长度 $\sigma_g = 0.05$ m 时, 得到不同束腰半径下波束半径随光波角频率的变化, 如图 8 所示, 在大气湍流中波束半径比自由空间的波束半径较大, 扩展效果较明显; 光束经过湍流大气传输后, 波束半径随光波角频率的变化不明显, 即在湍流大气中, 频率大小对波束半径的影响较小。

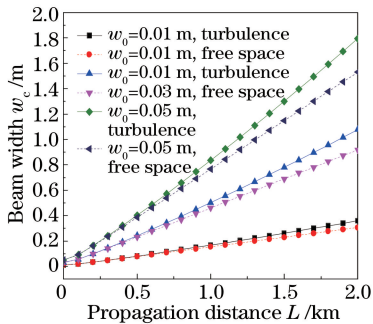


图 7 波束半径在不同束腰半径下随传输距离的变化

Fig. 7 Beam radius variation versus propagation distance under different initial radii

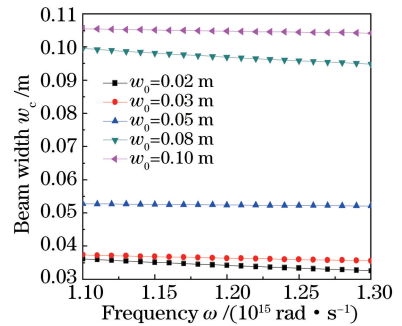


图 8 波束半径在不同束腰半径下随光波角频率的变化

Fig. 8 Beam radius variation versus light angular frequency under different waist radii

3 时域中脉冲展宽

考虑在轴($\rho = 0$)情况, GSMP 光束的交叉谱密度函数可以表示为^[15]

$$\Gamma_2(0, 0, L, \omega_1, \omega_2) = \frac{\Gamma_0 T_0}{2\pi\Omega_0} \frac{1}{cL} \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4\alpha\beta - \sigma_g^4}} \exp\left(-\frac{iL\omega_d}{c}\right) \times \exp\left[-\frac{(\omega_c - \omega_0)^2}{\Omega_0^2} - \frac{\omega_d^2}{2\Omega_c^2}\right] \exp(-\gamma\omega_d^2), \quad (4)$$

式中 $\omega_d = \omega_1 - \omega_2$, $2\omega_c = \omega_1 + \omega_2$, $\alpha = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} + \frac{i\omega_1}{2cL}$, $\beta = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} - \frac{i\omega_2}{2cL}$ 。光谱相干宽度 $\Omega_c = T_c \Omega_0 / T_0$, 湍流效应的参数 $\gamma = 0.3908 C_n^2 L L_0^{5/3} / c^2$, L_0 为湍流外尺度。

对(4)式进行傅里叶变换, 可得大气湍流中水平传输的 GSMP 光束在光轴上 ($\rho=0$) 的时间平均强度

$$\langle I(0, 0, L; t, t) \rangle = \iint \Gamma_2(r_1, r_2, L; \omega_0 + \omega_1, \omega_0 + \omega_2) \exp(-i\omega_1 t + i\omega_2 t) d\omega_1 d\omega_2 =$$

$$\frac{W_0}{cL} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \exp\left[-\frac{2\left(t - \frac{L}{c}\right)^2}{8a}\right] \times \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4\alpha\beta - \sigma_g^4}} \exp\left[-\frac{(\omega_c - \omega_0)^2}{\Omega_0^2}\right] d\omega_c, \quad (5)$$

式中 $a = 1/(2\Omega_c^2) + \gamma$, 则 GSMP 光束在时域中接收端的半峰全宽 T_2 可表示为

$$T_2 = \sqrt{8\left(\frac{1}{2\Omega_c^2} + \gamma\right)}, \quad (6)$$

当湍流参数 γ 为零时, T_2 可以简化为真空中的脉宽。从(6)式可以看出, 接收端的脉冲宽度与初始脉宽、时间相干长度、湍流强度和湍流外尺度有关, 与束腰半径和波长没有关系。

3.1 湍流强度、外尺度对脉冲宽度的影响

取传输距离 $L=3$ km, 初始脉宽 $T_0=200$ fs(当 20 fs $< T_0 < 1$ ns 时, 信号为超窄脉冲源; 当 $T_0 > 1$ ns 时, 信号为窄脉冲源), 时间相干长度 $T_c=100$ fs, 分别得到不同湍流强度和不同外尺度下脉冲宽度随传输距离的变化, 如图 9 和图 10 所示。可以看出, 随着传输距离的增加, 接收端的脉冲宽度变大; 湍流越强和外尺度越大, 接收端的脉冲宽度越大, 脉冲展宽越明显。

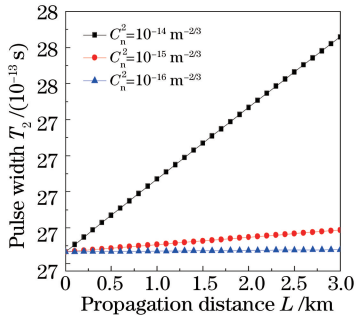


图 9 不同湍流强度下脉冲宽度随传输距离的变化
Fig. 9 Pulse width versus propagation distance under different turbulence intensities

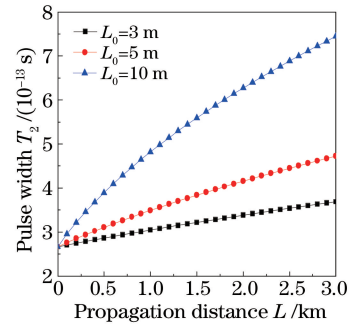


图 10 不同外尺度下脉冲宽度随传输距离的变化
Fig. 10 Pulse width versus propagation distance under different outer scales

3.2 初始脉宽、时间相干长度对脉冲宽度的影响

取传输距离 $L=1$ km, 外尺度 $L_0=5$ m, 由图 11 和图 12 可以看出, 弱湍流下, 脉冲宽度变化不大, 脉冲展宽现象不明显, 中、强湍流下, 脉冲宽度迅速变大, 脉冲展宽明显, 说明中、强湍流对脉冲宽度的影响较大。

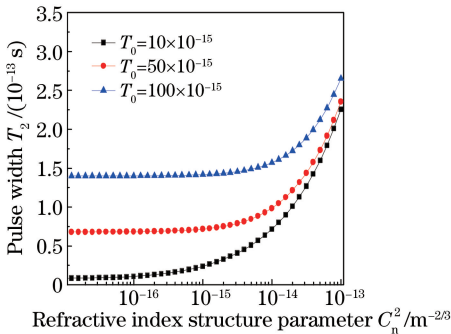


图 11 不同初始脉宽下脉宽随折射率结构常数的变化
Fig. 11 Pulse width versus refractive index structure parameter under different initial pulse widths

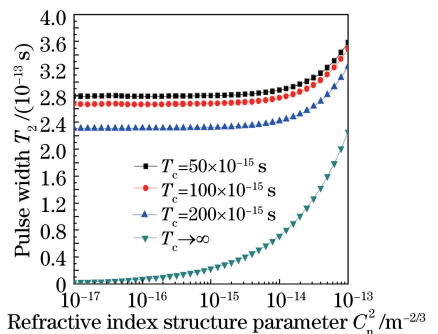


图 12 不同时间相干长度下脉宽随折射率结构常数的变化
Fig. 12 Pulse width versus refractive index structure parameter under different time coherent lengths

如图 11 所示,初始脉冲宽度越小,受到湍流的影响越大,脉冲展宽越明显;同样条件下,如图 12 所示,脉冲时间相干长度越大,受到湍流的影响越大,脉冲展宽越明显,还可以看出,部分相干 GSMP 光束受大气湍流的影响要小于完全相干 GSMP 光束受到的影响。

3.3 接收端与发射端脉冲展宽对比

令 $n = (T_2 - T_0) / T_0$ 表示相对脉宽,即接收端与发射端的脉冲展宽量与初始脉宽的百分比。取传输距离 $L = 5$ km,时间相干长度 $T_c = 20$ fs,外尺度 $L_0 = 10$ m,分别得到不同湍流强度和不同外尺度下脉冲展宽比随初始脉冲宽度的变化,如图 13 和图 14 所示。可以看出,在前 40 fs 以内,相对脉宽较大,当初始脉宽大于 40 fs 时,相对脉宽趋近于零,即经大气湍流传输后接收端的脉宽与初始脉宽相差不大,说明在前 40 fs 内,脉冲展宽相当明显,大于 40 fs 时,脉冲宽度变化不明显;在初始脉宽一定时,湍流越强、外尺度越大,脉冲展宽越明显,相对脉宽越大,随着湍流的增强和初始脉宽的增大,相对脉宽下降越迅速,说明接收端脉冲展宽变大。

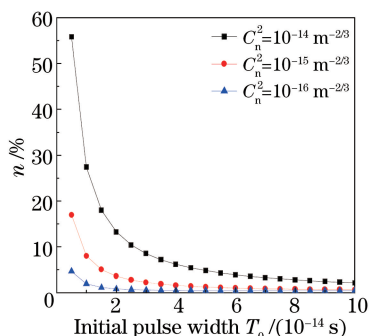


图 13 不同湍流强度下脉冲展宽比随初始脉冲宽度的变化

Fig. 13 Pulse broadening ratio versus initial pulse width under different turbulence intensities

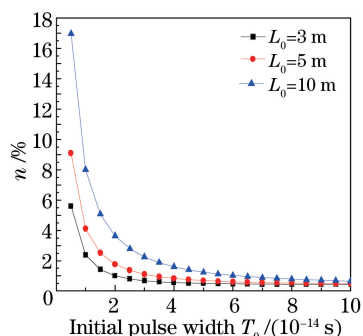


图 14 不同外尺度下脉冲展宽比随初始脉冲宽度的变化

Fig. 14 Pulse broadening ratio versus initial pulse width under different outer scale intensities

4 结 论

基于非稳定场的相干光理论,根据广义惠更斯-菲涅耳原理和修正的冯·卡门谱模型,给出了部分相干 GSMP 光束在大气湍流中水平传输时的平均光强表达式和脉冲展宽表达式,研究了部分相干 GSMP 光束在整个大气湍流中水平传输时脉冲展宽的变化,详细分析了脉冲空间横向相干长度、脉冲时间相干长度、大气湍流的折射率结构常数和内外尺度等参数对脉冲宽度的影响,并对得到的主要结果做了解释。得出如下结论:

1) 部分相干 GSMP 光束在大气湍流水平传输过程中发生了脉冲的展宽,且部分相干 GSMP 光束受到湍流的影响比完全相干 GSMP 光束受到的影响要小;

2) 在频域中,光束的束腰半径、空间横向相干长度、湍流强度和内尺度对接收端的波束半径影响较大;在时域中,脉冲宽度与初始脉冲宽度、时间相干长度和湍流强度有关;

3) 在大气湍流中,波束半径随频率的变化不明显,且束腰半径越大,波束半径越大。

本研究可使研究人员更好地理解在空间-频率域中大气湍流中 GSMP 光束的二阶统计特性,在空间-时间域中为大气湍流中 GSMP 光束的传输特性研究提供了基础,从而使研究人员更全面地了解部分相干 GSMP 光束在任意湍流强度区域内的展宽特性。

参 考 文 献

- 1 Sereda L, Bertolotti M, Ferrari A. Coherence properties of nonstationary light wave fields[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1998, 15(3): 695-705.
- 2 Gozani J. Pulsed beam propagation through random media[J]. Optics Letters, 1996, 21(21): 1712-1714.
- 3 Zou Qihui, Lü Baida. Propagation properties of ultrashort pulsed Bessel-Gauss beams in free space[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2005, 17(12): 1769-1772.

- 邹其徽, 吕百达. 超短脉冲贝塞尔-高斯光束在自由空间的传输特性[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(12): 1769-1772.
- 4 Sheppard C J R. Generalized Bessel pulse beams[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2002, 19(11): 2218-2222.
- 5 Ji Xiaoling, Tang Mingyue, Zhang Tao. Spectral shift and spectral transition of ultrashort pulsed Hermite-Gaussian beams in the turbulent atmosphere[J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(7): 4281-4287.
季小玲, 汤明玥, 张涛. 超短脉冲厄米-高斯光束在湍流大气中的光谱移动和光谱跃变[J]. 物理学报, 2007, 56(7): 4281-4287.
- 6 Lajunen H, Vahimaa P, Tervo J. Theory of spatially and spectrally partially coherent pulses[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2005, 22(8): 1536-1545.
- 7 Ding Chaoliang, Lü Baida. Spectral and temporal properties of spatially and spectrally partially coherent Gaussian Schell-model pulsed beams in free space[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20(11): 1855-1860.
丁超亮, 吕百达. 部分空间和部分光谱相干高斯-谢尔模型脉冲光束在自由空间中的光谱和时间特性[J]. 强激光与粒子束, 2008, 20(11): 1855-1860.
- 8 Li Yaqing, Wu Zhensen, Wang Mingjun. Partially coherent Gaussian-Schell model pulse beam propagation in slant atmospheric turbulence[J]. Chinese Physics B, 2014, 23(6): 064216.
- 9 Wang Huiqin, Wang Yangang, Cao Minghua, *et al.* Influence of atmospheric visibility on laser pulse delay and broadening in sand and dust weather[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(7): 0701002.
王惠琴, 王彦刚, 曹明华. 沙尘天气下能见度对光脉冲时延和展宽的影响[J]. 光学学报, 2015, 35(7): 0701002.
- 10 Xing Songling, Liu Lei, Zou Guisheng, *et al.* Effects of femtosecond laser parameters on hole drilling of silica glass[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(4): 0403001.
邢松龄, 刘磊, 邹贵生, 等. 飞秒激光参数对石英玻璃微孔加工的影响[J]. 中国激光, 2015, 42(4): 0403001.
- 11 Zhang Xusheng, Guo Liang, Huang Yong, *et al.* Echo characteristic of Gaussian pulse laser in anisotropic scattering medium[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(8): 0802003.
张旭升, 郭亮, 黄勇, 等. 各向异性散射介质中高斯脉冲激光的回波特性[J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0802003.
- 12 Wang Changlei, Liang Tiezhu, Wu Shuai, *et al.* Ultra-wideband harmonic mixing for microwave measurement based on femtosecond pulses[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(9): 093201.
王昌雷, 梁铁柱, 武帅, 等. 基于飞秒脉冲的超宽带谐波混频微波测试[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(9): 093201.
- 13 Ishimaru A. Temporal frequency spectra of multifrequency waves in turbulent atmosphere[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1972, 20(1): 10-19.
- 14 Fante R L. Two-position, two-frequency mutual-coherence function in turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America, 1981, 71(12): 1446-1451.
- 15 Young C Y, Andrews L C, Ishimaru A. Time-of-arrival fluctuations of a space-time Gaussian pulse in weak optical turbulence: An analytic solution[J]. Applied Optics, 1988, 37(33): 7655-7660.