

DOI:10.16136/j.joel.2023.12.0738

部分相干径向偏振拉盖尔-高斯脉冲光束在大气湍流中传输的光谱移动和光谱开关

安邦卓, 徐勇根*, 徐 倩

(西华大学 理学院, 四川 成都 610039)

摘要:研究了部分相干径向偏振拉盖尔-高斯 (partially coherent radially polarized Laguerre-Gaussian, PCRPLG) 脉冲光束在大气湍流中传输时的光谱移动和光谱开关。研究发现,在湍流大气传输时,光束轴上点光谱因受湍流影响产生的双谱峰现象会发生跃变,湍流越强,光谱在跃变后相对谱移变化越稳定,而轴外点光谱在越强的湍流中相对谱移变化范围越小。研究还发现,适当增加脉冲宽度会明显减小大气湍流对光束轴上点和轴外点光谱移动的影响。在不同脉宽下,轴上和轴外点光谱均会出现光谱开关,且轴外点光谱会产生两次光谱跃变的独特现象。在固定的传输距离上,拓扑荷越大,轴上点光谱移动越小,近轴范围内光谱相对谱移的变化范围越小,此外,不同拓扑荷下光谱均会出现谱开关。相干度越大时,光谱的变化越稳定,轴外点光谱的光谱开关发生位置越远。本文的研究结果为多普勒激光雷达的应用提供理论依据,PCRPLG 脉冲光束本身具有较强抗湍流能力,且通过调控光束参数可以减小光束光谱移动。

关键词:部分相干径向偏振拉盖尔-高斯 (PCRPLG) 脉冲光束; 大气湍流; 光谱移动; 光谱开关

中图分类号: O433; O436 **文献标识码:** A **文章编号:** 1005-0086(2023)12-1321-10

Spectral shifts and spectral switches of partially coherent radially polarized Laguerre-Gaussian pulsed beams propagating through atmosphere turbulence

AN Bangzhuo, XU Yonggen*, XU Qian

(School of Science, Xihua University, Chengdu, Sichuan 610039, China)

Abstract: The spectral shifts and spectral switches of partially coherent radially polarized Laguerre-Gaussian (PCRPLG) pulsed beams propagating through atmospheric turbulence are investigated. It is found that the on-axis spectrum of the beams will shift rapidly in atmospheric turbulence due to the appearance of two spectral peaks caused by the turbulence. The stronger the turbulence is, the more stable the relative spectral shifts are after the rapid shift, and the off-axis spectrum has a smaller variation range of relative spectral shifts in stronger turbulence. It is also found that the influence of atmospheric turbulence on the spectral shifts of the on-axis and off-axis spectra can be significantly reduced by appropriately increasing the pulse width. Under different pulse widths, spectral switches appear in both on-axis and off-axis spectra, and the off-axis spectrum will produce a unique phenomenon of two rapid shifts. For a fixed transmission distance, the higher the topological charges are, the smaller the spectral shift of the on-axis spectrum is, and the smaller the variation range of the relative spectral shifts in the paraxial region is. In addition, spectral switches will appear in different topological charges. The larger the coherent length is, the more stable the spectral shifts are, and the farther the spectral switch occurs in the off-axis spectrum. The results of this paper provide a theoretical basis for the application of Doppler lidar. The PCRPLG pulsed beam itself has a strong anti-turbulence ability, and the spectral shifts of the beams can

* E-mail: xuyonggen06@126.com

收稿日期: 2023-01-24 修订日期: 2023-01-30

基金项目: 川西南空间效应探测与应用四川省高等学校重点实验室项目 (ZDXM202201003) 和四川省科技厅项目 (2019YJ0470) 资助项目

be reduced by adjusting the beam parameters.

Key words: partially coherent radially polarized Laguerre-Gaussian (PCRPLG) pulsed beams; atmospheric turbulence; spectral shift; spectral switches

0 引 言

随着激光雷达在实际应用中的日益拓展,激光在大气中的传输特性倍受研究者关注^[1-3]。基于多普勒效应,即光波相对于源光谱的频率变化,多普勒激光雷达具有很高的应用价值,其广泛应用于测速、测距和定位工作中^[4]。以往的研究表明,部分相干光束相比完全相干光束受大气湍流的影响更小,也更加稳定^[1,2,5],因此,部分相干光广泛应用于理论研究和实际应用,如光通信、激光雷达、光谱分析、全息技术等领域中^[6]。此外,研究发现非均匀偏振光,如径向偏振光,相比线偏振光展现出更好的抑制大气湍流引起的湍流效应的能力^[7]。另一方面,脉冲激光由于其光谱含量丰富、峰值功率高,广泛应用于高速光通信、光谱检测、激光加工、医学手术等领域^[8]。近年来,脉冲光束在大气湍流中的传输特性也受到了关注和研究^[9,10]。涡旋光束作为奇点光学的主要研究对象,其理论计算和应用特性持续受到大量关注^[5,11]。拉盖尔-高斯光束是一种经典的高斯光束,它最早由 GORI 等利用拉盖尔-高斯模生成,由此,涡旋光束的研究就从完全相干光衍生至了部分相干光^[12]。研究表明,部分相干涡旋光束同样在湍流大气中具有较强的传播稳定性^[11,12]。

Wolf 教授发现,即使是在自由空间中,光束的归一化光谱也会在传输过程中发生变化^[13]。此后的研究表明,大气湍流的起伏同样会让光束光谱产生频谱移动^[14],这使得多普勒激光雷达的探测工作必然会受到大气湍流的影响。因此,研究如何减小大气湍流对激光光谱移动的影响具有十分重要的意义。然而,据我们所知,目前部分相干径向偏振拉盖尔-高斯 (partially coherent radially polarized Laguerre-Gaussian, PCRPLG) 脉冲光束在大气湍流中传输时的光谱特性还未见报道。在光谱移动中,随着传输距离或径向半径的增大,到达某一临界值时光谱的相对谱移为 0,此时谱移将从红移(蓝移)迅速转换为蓝移(红移),这种光谱位移的迅速变化被称为光谱开关^[15]。

本文研究了 PCRPLG 脉冲光束在大气湍流传输中的光谱特性和光谱开关,发现了一些新的有趣现象。详细讨论了湍流参数、径向坐标、脉冲宽

度、拓扑荷数和初始相干长度对 PCRPLG 脉冲光束相对谱位移的影响。本文的研究结果可为减小大气湍流对多普勒激光雷达探测的影响提供理论依据。

1 理论模型

在柱坐标系中标准拉盖尔-高斯光束的电场表达式为^[16-18]:

$$E(s, \theta; z=0) = \left(\frac{\sqrt{2}s}{w_0}\right)^m \exp\left(-\frac{s^2}{w_0^2}\right) L_n^m\left(\frac{2s^2}{w_0^2}\right) \exp(im\theta), \quad (1)$$

式中, s 和 θ 是径向坐标和方位坐标, w_0 是光束的束腰宽度, L_n^m 表示拉盖尔多项式, m 为拓扑电荷数, n 为径向指数。

拉盖尔-高斯模可以表示为厄米-高斯模的叠加^[16-18]:

$$\exp(im\theta) s^m L_n^m(s^2) = \frac{(-1)^n}{2^{m+2n} n!} \sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^m i^b \binom{n}{a} \binom{m}{b} H_{2a+m-b}(x) H_{2n-2a+b}(y), \quad (2)$$

式中, $\binom{n}{a}$ 和 $\binom{m}{b}$ 是二项式系数, H_{2a+m-b} 和 $H_{2n-2a+b}$ 表示厄米多项式。因此,径向偏振拉盖尔-高斯 (radially polarized Laguerre-Gaussian, RPLG) 光束的电场可以在笛卡尔坐标系下以厄米-高斯模表示:

$$\begin{aligned} E(x, y; z=0) = & \frac{(-1)^n}{2^{m+2n} n!} \sum_a^n \sum_b^m i^b \binom{n}{a} \binom{m}{b} H_{2a-b+m}\left(\frac{x}{v_0}\right) \times \\ & H_{-2a+b+2n}\left(\frac{y}{v_0}\right) \frac{x}{w_0} \exp\left(-\frac{s^2}{w_0^2}\right) \mathbf{e}_x + \\ & \frac{(-1)^n}{2^{m+2n} n!} \sum_a^n \sum_b^m i^b \binom{n}{a} \binom{m}{b} H_{2a-b+m}\left(\frac{x}{v_0}\right) \times \\ & H_{-2a+b+2n}\left(\frac{y}{v_0}\right) \frac{y}{w_0} \exp\left(-\frac{s^2}{w_0^2}\right) \mathbf{e}_y, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $v_0 = w_0 / \sqrt{2}$, $\mathbf{e}_x$ 和 $\mathbf{e}_y$ 分别表示 x 和 y 方向上的单位向量, $\mathbf{s} = (x, y)$ 为任意横向位置的向量。

对于一个部分相干矢量光束而言,其在光源 $z=0$ 处的二阶统计特性通常由 2×2 的交叉谱密度矩阵表示^[9,15]:

$$\overleftrightarrow{\mathbf{W}}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \omega) =$$

$$\begin{bmatrix} W_{xx}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) & W_{xy}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) \\ W_{yx}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) & W_{yy}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中, $s_1 = (x_1, y_1)$ 和 $s_2 = (x_2, y_2)$ 是源平面中二维位置矢量, ω 为角频率。为了简化分析, 本文假设在每个源点电场的 x 和 y 分量是不相关的, 即 $W_{xy}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) = W_{yx}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) = 0$, 则光束的交叉谱密度矩阵元表示为^[16-18]:

$$W_{\alpha\alpha}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) = \langle E_{\alpha}(s_1, \omega) E_{\alpha}^*(s_2, \omega) \rangle, \quad (5)$$

式中, $\alpha = x, y$, E_x 和 E_y 是电场分量, 它们沿着两个相互正交的方向与 z 轴垂直; $*$ 为复共轭; $\langle \cdot \rangle$ 表示统计平均。对于一个部分相干高斯-谢尔模光束而言, 它的交叉谱密度矩阵元可表示为^[16-18]:

$$W_{\alpha\alpha}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) =$$

$$E_{\alpha}(s_1, \omega) E_{\alpha}^*(s_2, \omega) g_{\alpha}(s_1 - s_2), \quad (6)$$

式中, $g_{\alpha}(s_1 - s_2)$ 表示光谱相干度, 表达式为^[16-18]:

$$g_{\alpha}(s_1 - s_2) =$$

$$B_{\alpha} \exp \left[-\frac{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}{2\sigma_{\alpha}^2} \right], \quad (7)$$

式中, B_{α} 是复相关系数, 用于描述随机电矢量两个分量之间的相关程度, 且 $B_{xx} = B_{yy} = 1$; σ_{α} 表示初始自相关长度。

将式(3)和式(7)代入式(6), 就可以得到 PCR-PLG 脉冲光束在源平面上的交叉谱密度矩阵元的解析表达式为:

$$\begin{aligned} W_{\alpha\alpha}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) &= S_{\alpha}^{(0)}(\omega) \times \\ &\frac{\alpha_1 \alpha_2}{2^{2m+4n} (n! \omega_0)^2} \exp \left[-\frac{s_1^2 + s_2^2}{\omega_0^2} - \frac{(s_1 - s_2)^2}{2\sigma_{\alpha}^2} \right] \times \\ &\sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^m \sum_{c=0}^n \sum_{d=0}^m i^d (i^b)^* \binom{n}{a} \binom{m}{b} \binom{n}{c} \binom{m}{d} \times \\ &H_{2a-b+m} \left(\frac{x_1}{v_0} \right) H_{-2a+b+2n} \left(\frac{y_1}{v_0} \right) \times \\ &H_{2c-d+m} \left(\frac{x_2}{v_0} \right) H_{-2c+d+2n} \left(\frac{y_2}{v_0} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} W_{xx}(s'_1, s'_2, \omega) &= S^{(0)}(\omega) \frac{k^2}{2^{2m+4n+2} (n! z \omega_0)^2} \exp \left[\frac{ik}{2z} (s'_2 - s'_1)^2 - \frac{1}{\rho_0^2} (s'_1 - s'_2)^2 \right] \sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^m \sum_{c=0}^n \sum_{d=0}^m i^d (i^b)^* \times \\ &\binom{n}{a} \binom{m}{b} \binom{n}{c} \binom{m}{d} \sum_{q=0}^{\lfloor m/2+a-b/2 \rfloor} \sum_{w=0}^{1+2a-2q-b+m} \sum_{e=0}^{\lfloor w/2 \rfloor} \sum_{r=0}^{\lfloor m/2-d/2+c \rfloor} \sum_{t=0}^{b-2a+2n} \sum_{y=0}^{\lfloor t/2 \rfloor} \sum_{u=0}^{\lfloor d/2+n-c \rfloor} \binom{1-2q+m-b+2a}{w} \times \\ &\binom{2n+b-2a}{t} i^{4q+2e+4r-2m-2n-2a+b+4y+4u-t-2} \frac{(m+2a-b)!(m+2c-d)!}{(w-2e)!(t-2y)!q!e!r!y!u!} \times \\ &\frac{(2n+d-2c)!w!t!}{(m-2q-b+2a)!(m-2r-d+2c)!(2n+d-2c-2u)!} \left(\frac{A_1}{\sqrt{2C}} \right)^{w+t-2e-2y} (\sqrt{2})^{2q-m-2n-5} \times \\ &(C)^{-r-u+n-m/2-3/2} (\sqrt{B})^{-2a+b-t+2n+2y} (\sqrt{A_2})^{2a-b+2q-w+2e-m-4n-3} (v_0)^{2q+2r+2u-2m-4n} \times \\ &\exp \left(\frac{X^2 + Y^2}{4A_2} + \frac{O^2 + P^2}{4C} \right) H_{b-2a+2n-t} \left(\frac{Y}{\sqrt{2B}} \right) H_{d+t+2n-2y-2c-2u+1} \left(\frac{iP}{2\sqrt{C}} \right) \times \end{aligned}$$

式中, $S_{\alpha}^{(0)}(\omega)$ 表示归一化源光谱。为了便于计算, 本文取 $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_0$, 取 $S_x^{(0)}(\omega) = S_y^{(0)}(\omega) = S^{(0)}(\omega)$ 。当 PCRPLG 脉冲光束通过大气湍流传播时, 接收平面上的交叉谱密度矩阵元可用广义的惠更斯-菲涅耳原理表示为^[16-18]:

$$\begin{aligned} W_{\alpha\alpha}(s'_1, s'_2, \omega) &= \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \times \\ &\iiint d^2s_1 d^2s_2 W_{\alpha\alpha}^{(0)}(s_1, s_2, \omega) \times \\ &\exp \left[-\frac{1}{2} D_w(s, s'; z) \right] \exp \left[-\frac{ik}{2z} (s'_1 - \right. \\ &\left. s_1)^2 \right] \exp \left[\frac{ik}{2z} (s'_2 - s_2)^2 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

式中, $s'_1 = (x'_1, y'_1)$ 和 $s'_2 = (x'_2, y'_2)$ 是接收平面上两点的位置矢量; $k = \omega/c$ 表示波数, c 表示光速; z 表示传播距离; $D_w(s, s'; z)$ 表示受大气湍流影响的两点球面波结构函数^[16]:

$$\begin{aligned} D_w(s, s'; z) &\approx \frac{2\pi^2 k^2 z}{3} [(s'_1 - s'_2)^2 + \\ &(s'_1 - s'_2)(s_1 - s_2) + (s_1 - s_2)^2] \times \\ &\int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa, \end{aligned} \quad (10)$$

式中, $\Phi_n(\kappa)$ 表示大气湍流折射率波动的空间功率谱, $\kappa = (\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z)$ 表示空间波数。在湍流中传播的球面波的相干长度 ρ_0 定义为^[16]:

$$\rho_0 = \left(\frac{1}{3} \pi^2 k^2 z L \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad L = \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa. \quad (11)$$

将式(8)、(10)和(11)代入式(9), 并经过繁琐的积分后, PCRPLG 脉冲光束通过大气湍流传播时的交叉谱密度矩阵元 $W_{xx}(s'_1, s'_2, \omega)$ 和 $W_{yy}(s'_1, s'_2, \omega)$ 的解析公式如下所示:

$$H_{-2q+2a-b+m-w+1}\left(\frac{iX}{\sqrt{2A_2}}\right)H_{m-d+w+2c-2e-2r+1}\left(\frac{iO}{2\sqrt{C}}\right), \quad (12)$$

$$\begin{aligned} W_{yy}(s'_1, s'_2, \omega) = & S^{(0)}(\omega) \frac{k^2}{2^{2m+4n+2} (n! z \omega_0)^2} \exp\left[\frac{ik}{2z}(s'_2 - s'_1) - \frac{1}{\rho_0^2}(s'_1 - s'_2)^2\right] \sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^m \sum_{c=0}^n \sum_{d=0}^m i^d (i^b)^* \times \\ & \binom{n}{a} \binom{m}{b} \binom{n}{c} \binom{m}{d} \sum_{q=0}^{m+2a-b} \sum_{w=0}^{\lfloor q/2 \rfloor} \sum_{e=0}^{\lfloor m/2+c-d/2 \rfloor} \sum_{r=0}^{\lfloor n-a+b/2 \rfloor} \sum_{t=0}^{b-2a-2r+1+2n} \sum_{y=0}^{\lfloor t/2 \rfloor} \sum_{u=0}^{\lfloor d/2+n-c \rfloor} \left(1 - 2a + 2n + b - 2r\right) \times \\ & \binom{m-b+2a}{q} i^{-q+4e+4w-m-4n+2a-b+4r+2y+4u-2} \frac{(m+2c-s)!(2n+b-2a)!}{(q-2w)!(t-2y)!w!e!r!y!u!} \times \\ & \frac{(2n+d-2c)!q!t!}{(m-2e-d+2c)!(2n-2a-2r+b)!(2n+d-2u-2c)!} \left(\frac{A_1}{\sqrt{2C}}\right)^{q+t-2w-2y} \times \\ & (\sqrt{2})^{2r+m-2n-5} (C)^{e+u-n-m/2-3/2} (\sqrt{B})^{2a-b-q+m+2w} (\sqrt{A_2})^{q-2a+2r-t+2y-2m-2n-3} (v_0)^{2e+2r+2u-2m-4n} \times \\ & \exp\left(\frac{X^2+Y^2}{4A_2} + \frac{O^2+P^2}{4C}\right) H_{m-b+2a-q}\left(\frac{X}{\sqrt{2B}}\right) H_{q+m-2w-2e-d+2c}\left(\frac{iO}{2\sqrt{C}}\right) \times \\ & H_{b-2r+2n-2a-t+1}\left(\frac{iX}{\sqrt{2A_2}}\right) H_{-2y-2u-2c+2n+d+t+1}\left(\frac{iP}{2\sqrt{C}}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} A_1 = \frac{2}{\rho_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}, A_2 = \frac{A_1}{2} + \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ik}{2z}, B = A_2(v_0^2 A_2 - 1), C = A_2 - \frac{A_1^2}{4A_2}, X = \frac{ikx'_1}{z} - \frac{x'_1 - x'_2}{\rho_0^2}, \\ Y = \frac{iky'_1}{z} - \frac{y'_1 - y'_2}{\rho_0^2}, O = \frac{x'_1 - x'_2}{\rho_0^2} - \frac{ikx'_1}{z} + \frac{A_1 X}{2A_2}, P = \frac{y'_1 - y'_2}{\rho_0^2} - \frac{iky'_1}{z} + \frac{A_1 Y}{2A_2}. \end{aligned} \quad (14)$$

假设光束的初始光谱为高斯型,则 PCRPLG 脉冲光束的源光谱表示为^[10,19]:

$$S^{(0)}(\omega) = \frac{T^2}{2a'^2} \exp\left[-\frac{T^2}{2a'^2}(\omega - \omega_0)^2\right], \quad (15)$$

式中, $a' = \sqrt{2\ln 2}$, T 表示脉冲宽度, ω_0 表示光谱的中心频率。

由此可以得出, PCRPLG 脉冲光束在大气湍流中传播至 z 点的光谱强度为^[20]:

$$S(s'_1, s'_2, \omega) = W_{xx}(s'_1, s'_2, \omega) + W_{yy}(s'_1, s'_2, \omega). \quad (16)$$

通过式(12)–(16),便可以研究 PCRPLG 脉冲光束通过大气湍流时的光谱移动和光谱开关。

2 数值计算与讨论

为了方便讨论,采用归一化光谱 $S(\omega) = S(\rho, \rho, z, \omega)/S_{\max}(\rho, \rho, z, \omega)$ 和相对谱位移 $\delta\omega/\omega_0 = (\omega_{\max} - \omega_0)/\omega_0$, 其中 $S_{\max}$ 为 z 处的最大光谱强度值, $\omega_{\max}$ 为最大光谱强度值处所对应的频率。本文通过调控光束参数模拟了 PCRPLG 脉冲光束通过大气湍流时轴上点与轴外点的光谱与相对谱移,不同脉宽、相干度以及拓扑荷时的光谱变化对比。此外还讨论了 PCRPLG 脉冲光束的光谱开关现象。数值参数为 $\omega_0 = 3.2 \times 10^{15}$ rad/s, 径向指数 $n=1$, 在未声明的情况下 $\omega_0 = 0.05$ m, $m=2$ 。

图 1 给出了 $T=1$ fs 时 PCRPLG 脉冲光束的轴

上点归一化光谱 $S(\omega)$ 在大气湍流中 ($C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$) 传输时的变化。当光束开始传输时,光谱出现了两个光谱峰值(主峰和次峰),如图 1(a)所示。在传输距离 z 达到 1.122 km 时,两个谱峰的幅值相等,如图 1(b)所示,且当 z 越过此位置时,光谱会发生跃变现象。随着传输距离 z 的增加,如图 1(c)所示,原来的次峰变为了新的主峰,原来的主峰幅值会随 z 的增加逐渐减小。当光束传输到足够远的距离时,如图 1(d)所示,光束光谱会与源光谱几乎重合,表明此时几乎没有谱移发生。

图 2 展示了 PCRPLG 脉冲光束轴上点光谱在大气湍流分别为 $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 以及 $10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ 时,相对谱移 $\delta\omega/\omega_0$ 随传输距离 z 的变化。在 $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时,光束在刚开始传输时光谱出现较大红移,并且红移量随着 z 的增加而逐渐减小,此现象与以往的文献类似^[14]。光谱在 $z = 1.122$ km 处发生快速变化,相对谱移发生跃迁,跃迁量的绝对值为 0.703 1。当光谱发生快速变化后,红移随传输距离 z 的增加会逐渐减小,并在 $z = 3.661$ km 时变为 0 后趋于稳定。当大气湍流增加到更强,即 $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时,相对谱移跃迁的发生位置为 $z = 0.511$ km,跃迁量的绝对值为 0.960 2,红移在发生跃变后会随 z 的增加逐渐减小并在 $z = 1.353$ km 变为 0,而后趋于稳定。可以看出,在较强的不同湍流中,光束光谱的变化情况较为相似,且在

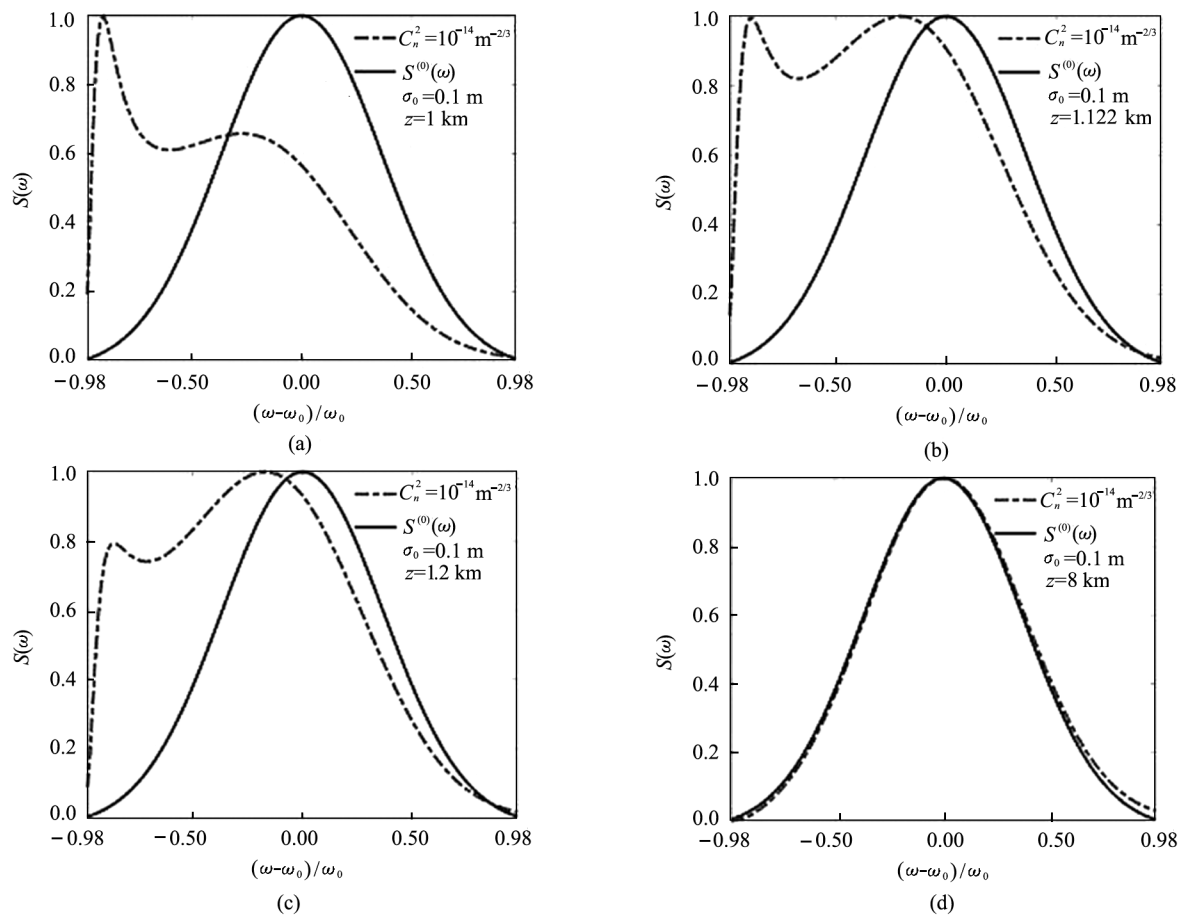


图 1 PCRPLG 脉冲光束在大气湍流中的轴上点归一化光谱 $S(\omega)$ 和初始光谱 $S^{(0)}(\omega)$: $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $\sigma_0 = 0.1 \text{ m}$, $T = 1 \text{ fs}$, (a) $z = 1 \text{ km}$, (b) $z = 1.122 \text{ km}$, (c) $z = 1.2 \text{ km}$, (d) $z = 8 \text{ km}$

Fig. 1 The normalized on-axis spectrum $S(\omega)$ of the PCRPLG pulsed beams in turbulence and the source spectrum $S^{(0)}(\omega)$: $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $\sigma_0 = 0.1 \text{ m}$, $T = 1 \text{ fs}$, (a) $z = 1 \text{ km}$, (b) $z = 1.122 \text{ km}$, (c) $z = 1.2 \text{ km}$, (d) $z = 8 \text{ km}$

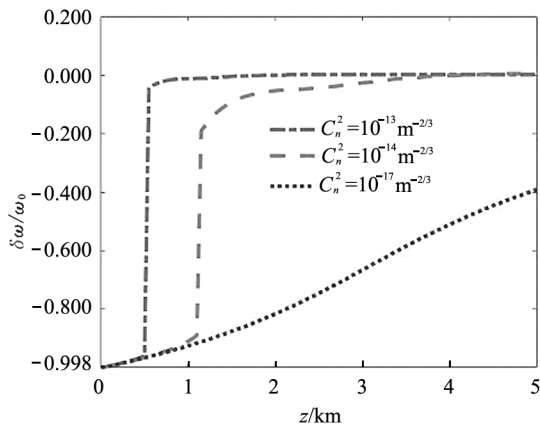


图 2 轴上点光谱在不同大气湍流中的相对谱移随传输距离 z 的变化, $\sigma_0 = 0.1 \text{ m}$, $T = 1 \text{ fs}$

Fig. 2 The relative spectral shift of the on-axis spectrum in different atmospheric turbulence versus propagation distance z , where $\sigma_0 = 0.1 \text{ m}$, $T = 1 \text{ fs}$

更强的湍流空间中相对谱移跃迁的发生位置会离光源更近,跃迁量会更大。在较弱的湍流中,即 $C_n^2 = 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ 下,光束光谱不再发生快速变化,相对谱移呈现出随传输距离的增大而逐渐减小的状态。研究还发现,在较强的湍流中,光谱移动在发生快速变化后谱移变得较小,且最终归为 0 后不再发生变化,光谱移动较为稳定,即 PCRPLG 脉冲光束在光谱移动方面抵御大气湍流的能力较强。

如图 3 所示为 PCRPLG 脉冲光束的轴外点 ($r = 0.02 \text{ m}$) 光谱在大气湍流分别为 $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 以及 $10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ 时,相对谱移 $\delta\omega/\omega_0$ 随传输距离 z 的变化。在 $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时,相对谱移随 z 的增加呈现红移量先增加再减小的状态。当 $z = 4.057 \text{ km}$ 时,红移量减小为 0,在传输距离越过此位置后,光谱会由红移转变为蓝移,出现光谱开关现象。可以看到, $0 < z < 5 \text{ km}$ 范围内, $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时,光谱相对谱移变化范围的绝对值为 0.038。 $C_n^2 =$

$10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时,光谱同样出现红移随 z 增大而先增大后减小的微小变化,在 $z=1.954 \text{ km}$ 处光谱红移减为 0,当传输距离越过此位置后,光谱由红移转变为蓝移,出现光谱开关。可以发现, $C_n^2=10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时,光谱相对谱移变化范围的绝对值仅为 0.011。 $C_n^2=10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$ 时,光谱红移仍表现出随 z 的增加而先增大后减小的状态,相对谱移的变化范围的绝对值为 0.217。可以看到,湍流越强时,光束轴外点光谱的相对谱移变化范围更小,这同样意味着 PCRPLG 脉冲光束在光谱移动方面抵御大气湍流的能力较强。

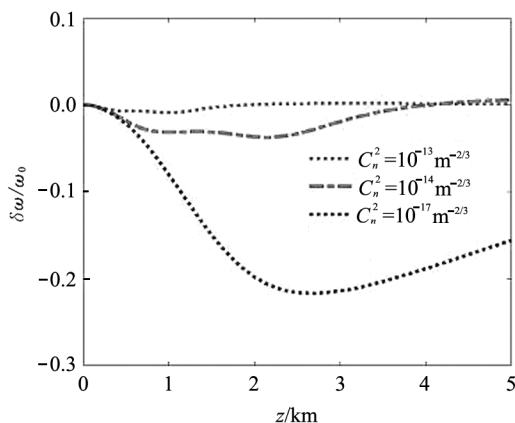


图 3 轴外点光谱在不同大气湍流中的相对谱移随传输距离 z 的变化, $r=0.02 \text{ m}$, $\sigma_0=0.1 \text{ m}$, $T=1 \text{ fs}$

Fig. 3 The relative spectral shift of the off-axis spectrum in different atmospheric turbulence versus propagation distance z , where $r=0.02 \text{ m}$, $\sigma_0=0.1 \text{ m}$, $T=1 \text{ fs}$

图 4(a)表示了脉冲宽度 T 不同时 PCRPLG 脉冲光束在大气湍流 ($C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$) 中传输时的轴上点归一化光谱。可以看出,脉宽越大时,光束光谱的谱宽越小,同时光谱的频率范围更小。从图 4(b)可以发现, $T=3 \text{ fs}$ 和 5 fs 时,光谱的相对谱移随 z 的变化情况相似,两者的相对谱移变化范围较小,均呈现出红移量随传输距离增大而逐渐减小的变化,且在相对谱移变为 0 后,相对谱移不再发生改变。这意味着,光束光谱在一定的传输距离上与源光谱重合后,会始终保持和源光谱一致,不再发生光谱移动。并且将图 4(b)与图 2 中 $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时,即 $T=1 \text{ fs}$ 下的相对谱移变化曲线进行对比可以看出,适当增加脉冲宽度会明显减小大气湍流对光束光谱移动的影响。

当 $T < 1 \text{ fs}$ 时,光谱的相对谱移变化如图 4(c)所示。在 $T=0.6 \text{ fs}$ 和 0.3 fs 时,相对谱移仍然会发生跃迁,跃迁的位置分别为 $z=2.215 \text{ km}$ 和 3.402 km ,

跃迁量的绝对值分别为 0.5313 和 0.4063, $0 < z < 10 \text{ km}$ 内,相对谱移变化范围的绝对值分别为 1.019 和 1.069。而当 $T=0.1 \text{ fs}$ 时,相对谱移不再发生跃迁,呈红移随 z 增大先缓慢减小再快速减小,转变为蓝移后逐渐趋于稳定的变化规律,相对谱移变化范围的绝对值为 1.327。结合图 2 中 $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时,即 $T=1 \text{ fs}$ 下的相对谱移变化情况可以看出, $T \leq 1 \text{ fs}$ 时, T 越大,越可能出现相对谱移跃迁,跃迁量的绝对值越大,相对谱移的变化范围越小。在 $T=0.6 \text{ fs}$ 的情况下,当光束传输至 $z=4.101 \text{ km}$ 时,光谱相对谱移为 0,在传输距离越过此处后,光谱会由红移转变为蓝移,出现光谱开关现象。除此之外还可发现, $T=0.1 \text{ fs}$, 0.3 fs 和 0.6 fs 时,光谱的光谱开关位置相同,均为 $z=4.101 \text{ km}$ 。

轴外点光谱在特定参数下展示出了与轴上点光谱不同的特性,为此设 $w_0=0.01 \text{ m}$,令 $r=0.05 \text{ m}$ 。如图 4(d)所示,在 $T=1 \text{ fs}$ 时,光谱随着 z 的增加红移量逐渐减小,并在 $z=1.826 \text{ km}$ 时变为 0,光谱将由红移转为蓝移,出现光谱开关现象,而后相对谱移在蓝移区域趋于稳定,其 $0 < z < 10 \text{ km}$ 内相对谱移变化范围的绝对值为 1.107。在 $T=2 \text{ fs}$ 时,与 $T=1 \text{ fs}$ 时的变化规律相似,光谱红移随 z 的增加而持续减小并在 $z=1.765 \text{ km}$ 处出现光谱开关,相对谱移变化范围的绝对值为 1.029。在 $T=0.6 \text{ fs}$ 时,红移随 z 的增加先快速增大而后逐渐减小。在 $z=0.381 \text{ km}$ 时,光谱出现了微小的相对谱移跃迁,此时表现为红移量快速减小,而后红移继续随 z 的增加而逐步减小。在 $z=1.001 \text{ km}$ 时,光谱出现了第二次相对谱移跃迁,但此时表现为红移量快速增大。随着 z 的继续增加,红移量逐渐减小,在 $z=1.802 \text{ km}$ 时变为 0,此时出现光谱开关现象,相对谱移变化范围的绝对值为 1.234。可以看到, $T=0.6 \text{ fs}$ 时,轴外点光谱出现了两次光谱跃迁。在 $T=0.3 \text{ fs}$ 时,光谱红移同样呈随 z 的增加而持续减小的状态,且在 $z=1.781 \text{ km}$ 时出现光谱开关,相对谱移变化范围的绝对值为 1.549。对轴外点光谱而言,与轴上点光谱类似,在 $T \leq 1 \text{ fs}$ 范围内, T 越大,相对谱移的变化范围越小,同时 $T=0.3 \text{ fs}$, 0.6 fs , 1 fs 和 2 fs 时,光谱的光谱开关位置非常接近。

在固定的传输距离 $z=3 \text{ km}$ 上,PCRPLG 脉冲光束光谱在拓扑荷 $m=2,3$ 和 5 时,在大气湍流 ($C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$) 中传输光谱的相对谱移与离轴距离 r 的关系如图 5 所示,此时的脉宽 T 设为 0.3 fs 。在 $m=2$ 时,轴上点光谱即 $r=0 \text{ m}$ 的相对谱移为

-0.719,且随着 r 的增大,光谱红移量轻微减小。当 $r=0.033$ m时,相对谱移发生跃迁。在 r 继续增大时,红移量持续减小,直到 $r=0.048$ m处,相对谱移变为0,且 $r>0.048$ m后光谱转变为蓝移。光束光谱在蓝移区域的变化呈蓝移量随 r 增大而先增大后减小的趋势,直到 $r=0.126$ m时相对谱移再次变为0。当 $r>0.126$ m后,光谱再次转变为红移,红移量随 r 的增大而逐渐增大,并在 $r=0.144$ m时发生了第二次相对谱移跃迁。可以看到, $m=2$ 时,光谱在近轴范围,即轴上至轴外0.1 m范围内相对谱移的总变化范围的绝对值为0.805,并且在轴上至轴外0.2 m范围内发生了两次相对谱移跃迁。

在 m 增加到3时,轴上点光谱相对谱移为-0.672,其红移量小于 $m=2$ 时的光谱。当 $r=0.03$ m时,相对谱移发生跃迁。之后光谱的变化规律与 $m=2$ 时相似,呈随 r 的增加,红移逐渐先转变为蓝移再由蓝移转变回红移的趋势,并在 $r=0.15$ m时产生第二次相对谱移跃迁。可以看到, $m=3$ 时光谱在轴上至轴外0.1 m范围内相对谱移的总变化范围的绝对值为0.76,小于 $m=2$ 时的变化范围,并在轴上至轴外0.2 m范围内同样发生了两次相对谱移跃迁。

在 m 增加到5时,轴上点光谱相对谱移为-0.438,红移量小于 $m=2$ 和3时的光谱。随 r 的

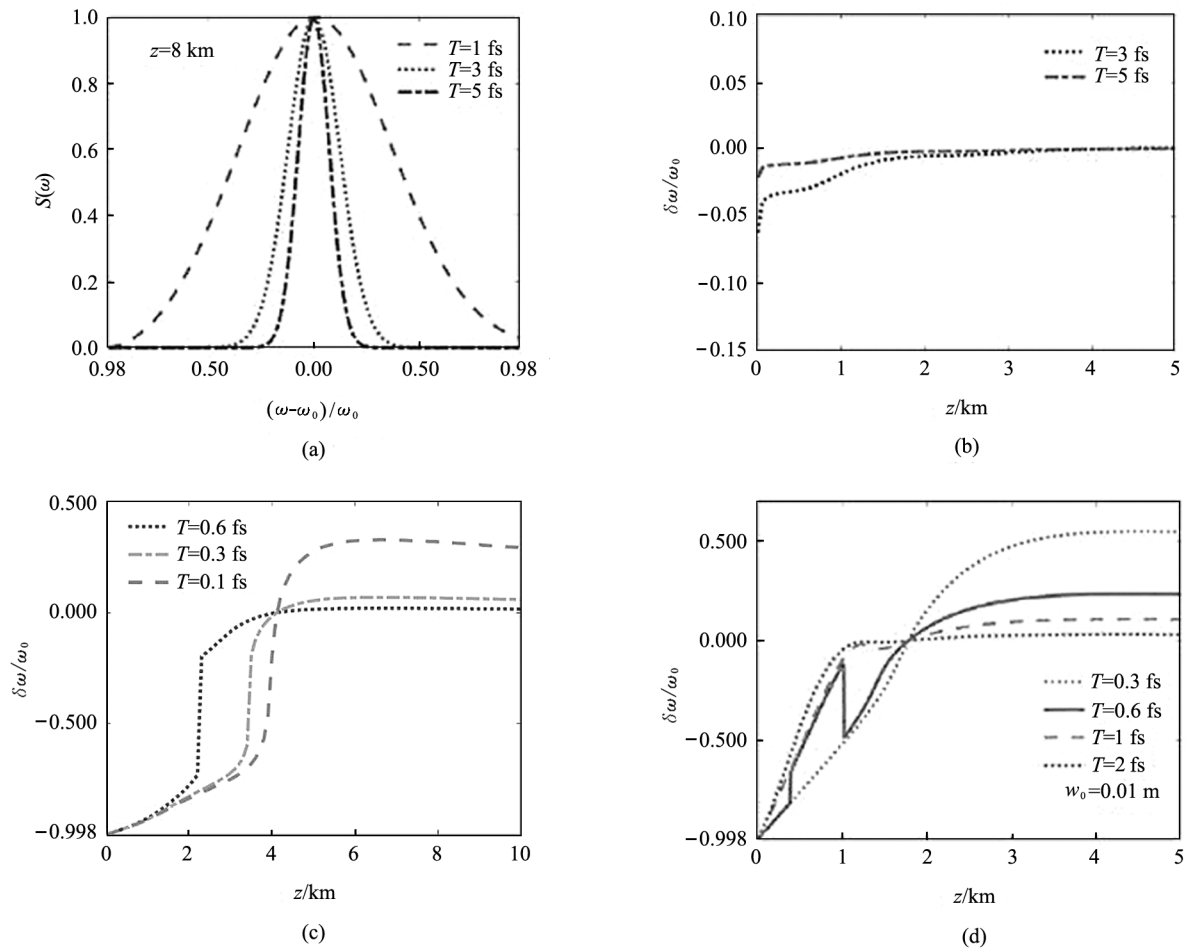


图4 不同脉宽下,PCRPLG脉冲光束在大气湍流中的(a)轴上点归一化光谱

$S(\omega)$, (b) (c) 轴上点相对谱移随传输距离

z 的变化, (d) 轴外点($r=0.05$ m)相对谱移随传输距离 z 的变化, $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $\sigma_0=0.1$ m

Fig. 4 Under different pulse widths: (a) The normalized on-axis spectrum $S(\omega)$,

(b) (c) The relative spectral shift of the on-axis spectrum versus propagation distance z ,

(d) The relative spectral shift of the off-axis spectrum ($r=0.05$ m) versus propagation distance

z in turbulence of the PCRPLG pulsed beams, where $C_n^2=10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $\sigma_0=0.1$ m

增大,光谱红移量逐渐减小,但并没有发生相对谱移跃迁。此时光谱的变化规律与 $m=2$ 和 3 时同样相似,呈随 r 增加红移逐渐先转变为蓝移再由蓝移转变回红移的趋势,并在 $r=0.164$ m 时产生了一次相对谱移跃迁。可以看到, $m=5$ 时光谱在轴上至轴外 0.1 m 的范围内相对谱移的总变化范围的绝对值为 0.533,小于 $m=2$ 和 3 时的变化范围,且光谱仅在轴上至轴外 0.2 m 范围内发生一次相对谱移跃迁。综上所述可以得到,光束在大气湍流中固定的传输位置上,拓扑荷数越多,轴上点红移越小,在轴上至轴外的一定范围内光谱的移动范围更小,同时可以减小相对谱移的产生。由此可见,PCRPLG 脉冲光束的拓扑荷数越高,光束光谱的抗大气湍流能力越强。

在图 5 中,PCRPLG 脉冲光束在不同拓扑荷下在 $z=3$ km 上均出现了光谱开关现象。在 $m=2$ 下,当 r 增大到 0.048 m 时出现光谱开关,当 r 继续增大到 0.126 m 时,出现了第二个光谱开关。在 $m=3$ 下,第一个光谱开关出现在 $r=0.051$ m 处,而第二个谱开关出现在 $r=0.132$ m 处。在 $m=5$ 时,第一个谱开关为 $r=0.054$ m,第二个谱开关为 $r=0.141$ m。可以看到,在 $z=3$ km 上,光束光谱在拓扑荷 $m=2,3,5$ 时均有两个谱开关,且拓扑荷数越大,两个谱开关发生的离轴距离 r 越大。

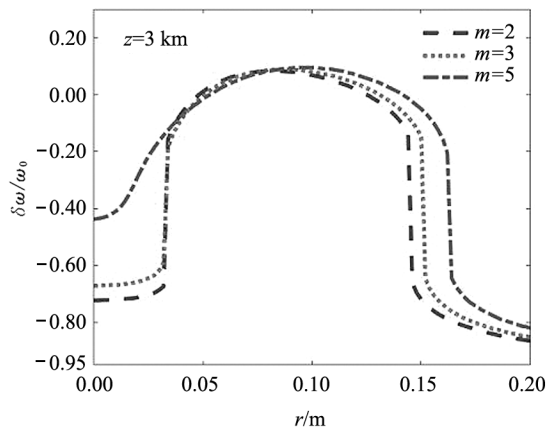


图 5 PCRPLG 脉冲光束光谱在不同拓扑荷下的相对谱移与离轴距离 r 的关系,

$$C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}, \sigma_0 = 0.1 \text{ m}, z = 3 \text{ km}$$

Fig. 5 The relative spectral shift of the spectrum of the PCRPLG pulsed beams with different topological charges versus radial coordinate r , where $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $\sigma_0 = 0.1 \text{ m}$, $z = 3 \text{ km}$

图 6 展示了 PCRPLG 脉冲光束轴外点光谱在 $\sigma_0 = 0.01$ m、0.02 m、0.05 m 和 0.1 m 时,相对谱移 $\delta\omega/\omega_0$ 随传输距离 z 的变化。可以看出,在不同相干

度下,光谱的相对谱移变化规律相似,总体上均呈现出起伏变化。在 $\sigma_0 = 0.01$ m 时,相对谱移在 $0 < z < 8$ km 内的变化范围为 0.159,并在 $z = 3.522$ km 时,相对谱移由红移转变为蓝移,产生一次谱开关。随后在 $z > 5.917$ km 后,相对谱移趋于稳定。在 $\sigma_0 = 0.02$ m 时,相对谱移的变化范围为 0.088,谱开关的位置出现在 $z = 3.885$ km 处,在 $z > 5.923$ km 后相对谱移趋于稳定。在 $\sigma_0 = 0.05$ m 时,相对谱移的变化范围为 0.0469,谱开关的位置出现在 $z = 4.045$ km 处,在 $z > 5.439$ km 后,相对谱移趋于稳定。在 $\sigma_0 = 0.1$ m 时,相对谱移的变化范围为 0.044,谱开关的位置出现在 $z = 4.052$ km 处,在 $z > 4.855$ km 后,相对谱移趋于稳定。可以看到,相干度越大时,光谱开关的发生距离 z 越大,同时光谱的相对谱移的变化范围越小,即光谱的变化越稳定。

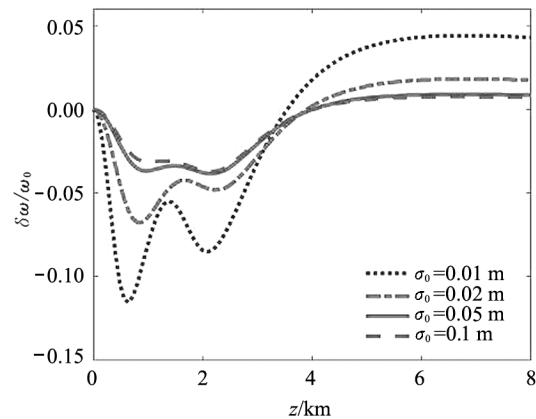


图 6 PCRPLG 脉冲光束轴外点光谱在不同相干度时的相对谱移随传输距离 z 的变化,

$$C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}, r = 0.02 \text{ m}$$

Fig. 6 The off-axis relative spectral shift of PCRPLG pulsed beams with different coherent length versus propagation distance z , where $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $r = 0.02 \text{ m}$

3 结 论

本文详细地研究了 PCRPLG 脉冲光束在大气湍流传输中的光谱移动和光谱开关,就湍流参数、脉冲宽度、拓扑荷数以及相干度对光谱移动和光谱开关的影响进行了讨论。结果表明,轴上点光谱会因湍流影响产生双谱峰现象,并且光谱会随着光束传输距离的增加而产生跃变现象。在光束的传输过程中,当湍流较强时,轴上点光谱在光谱移动发生跃变后更加稳定,同时轴外点光谱的相对谱移变化范围更小,即 PCRPLG 脉冲光束在光谱移动上具有较强的抗湍流能力。在固定传输位置上,脉宽越大时,光

束光谱的谱宽越小,此外,在整个传输过程中,适当增加脉冲宽度至1 fs以上会明显减小大气湍流对光束轴上点和轴外点光谱移动的影响。轴上点光谱在 $T < 1$ fs时以及轴外点光谱均会出现光谱开关现象,且在 $T = 0.6$ fs时轴外点光谱还产生了两次光谱跃迁的独特现象。在固定的传输距离上,拓扑荷越大时,离轴距离 $0 < r < 0.1$ m内光谱的移动范围越小,同时光谱的变化也更加稳定,即更大拓扑荷下光束光谱的抗湍流能力更强。此外,在不同拓扑荷下固定传输距离上的光束光谱在离轴距离 $0 < r < 0.2$ m内均会出现两个光谱开关,且拓扑荷数越大,两个谱开关发生的离轴距离 r 越大。相干度越大时,轴外点光谱的光谱开关发生距离 z 越大,光谱在整个传输距离内的移动范围更小,即光谱的变化越稳定。本文的研究结果为多普勒激光雷达的应用提供理论依据,通过调控光束参数可以减小PCRPLG脉冲光束的光谱移动。

参考文献:

- [1] ZHAO L, WANG X Y, YANG S K, et al. Propagation properties of electromagnetic hollow beam through the atmospheric turbulence along a slant path[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2020, 31(4): 411-420.
赵亮, 王晓艳, 杨盛凯, 等. 电磁空心光束在湍流大气中的斜程传输特性[J]. 光电子 • 激光, 2020, 31(4): 411-420.
- [2] ZHAO C G, LI J H, GUO M J, et al. Change in the spectral degree of coherence for random electromagnetic vortex beam propagating through fiber[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2022, 33(3): 321-329.
赵春刚, 李晋红, 郭苗军, 等. 随机电磁涡旋光束在光纤中光谱相干度的变化[J]. 光电子 • 激光, 2022, 33(3): 321-329.
- [3] CHEN X, YUAN Y B, YAN B L, et al. Propagation and self-healing properties of Lommel-Gaussian beam through atmospheric turbulence[J]. Optoelectronics Letters, 2021, 17(9): 572-576.
- [4] PENG X Y, SHAN J. Detection and tracking of pedestrians using Doppler lidar[J]. Remote Sensing, 2021, 13(15): 2952.
- [5] QIN Z Y, TAO R M, ZHOU P, et al. Coherence evolution of partially coherent beams carrying optical vortices propagating in non-Kolmogorov turbulence[J]. Applied Optics, 2013, 52(33): 8176-8183.
- [6] ZHU B Y, BIAN S J, TONG Y, et al. Spectral properties of partially coherent chirped Airy pulsed beam in oceanic turbulence[J]. Optoelectronics Letters, 2021, 17(2): 123-128.
- [7] YANG N, ZHAO L, XU Q, et al. Propagation characteristics of partially coherent vector beam with twisted phase in ocean turbulence[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2022, 33(10): 1075-1081.
杨宁, 赵亮, 徐倩, 等. 具有扭曲相位的部分相干矢量光束在海洋湍流中的传输特性[J]. 光电子 • 激光, 2022, 33(10): 1075-1081.
- [8] SCHILLE J, SCHNEIDER L, LOESCHNER U. Process optimization in high-average-power ultrashort pulse laser microfabrication: how laser process parameters influence efficiency, throughput and quality[J]. Applied Physics A, 2015, 120(3): 847-855.
- [9] LI Y, GAO M, LV H, et al. Anisotropic turbulence-induced statistical properties evolution of a radially polarized partially coherent pulsed beam on propagation[J]. Optics Communications, 2020, 466: 125669.
- [10] JI X L, TANG M Y, ZHANG T. Spectral shift and spectral transition of ultrashort pulsed Hermite-Gaussian beams in the turbulent atmosphere[J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(7): 4281-4288.
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): 4281-4288.
- [11] LI J H, SUO Q B, CHEN L Y. Analysis to beam quality of partially coherent flat-topped vortex beams propagating through atmospheric turbulence [J]. Optik, 2016, 127(23): 11342-11348.
- [12] ZENG J, LIN R, LIU X L, et al. Review on partially coherent vortex beams[J]. Frontiers of Optoelectronics, 2019, 12(3): 229-248.
- [13] WOLF E. Invariance of the spectrum of light on propagation[J]. Physical Review Letters, 1986, 56(13): 1370-1372.
- [14] PENG Y Y, LI J H, WEI J L, et al. Influence of non-Kolmogorov atmospheric turbulence on the spectral changes of Gaussian-Schell model beams[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(1): 010102.
彭艳艳, 李晋红, 魏计林, 等. 非 Kolmogorov 大气湍流对

高斯谢尔模型光束光谱变化的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(1): 0101002.

- [15] ZHANG Y Y, ZHOU J Y. Spectral shifts and spectral switches of polychromatic stochastic electromagnetic vortex beams on scattering from a semisoft boundary medium [J]. Journal of Optics, 2019, 21(4): 045608.
- [16] XU Y G, LI Y D, ZHAO X L. Intensity and effective beam width of partially coherent Laguerre-Gaussian beams through a turbulent atmosphere[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2015, 32(9): 1623-1630.
- [17] WANG F, CAI Y J, KOROTKOVA O. Partially coherent standard and elegant Laguerre-Gaussian beams of all orders[J]. Optics Express, 2009, 17(25): 22366-22379.
- [18] QU J, ZHONG Y L, CUI Z F, et al. Elegant Laguerre-

Gaussian beam in a turbulent atmosphere [J]. Optics Communications, 2010, 283(14): 2772-2781.

- [19] ZHANG E T, JI X L, LV B D. Changes in the spectrum of diffracted pulsed cosh-Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2007, 9(10): 951-957.
- [20] ZHANG G W, PU J X. Spectral changes of polychromatic stochastic electromagnetic vortex beams propagating through turbulent atmosphere[J]. Journal of Modern Optics, 2008, 55(17): 2831-2842.

作者简介:

徐勇根 (1983—), 男, 博士, 教授, 硕士生导师, 主要从事激光传输与激光雷达方面的研究.