

时空相干涡旋中的相干开关

丁超亮^{1,2*}, 齐协兴^{1,2}, 潘留占^{1,2**}¹洛阳师范学院物理与电子信息学院, 河南 洛阳 471934;²河南省电磁变换与探测重点实验室, 河南 洛阳 471934

摘要 采用非稳态光场的相干理论和广义惠更斯-菲涅耳衍射积分相结合的方法,研究了时空相干涡旋(STCV)在色散介质传输中的演化行为。推导出了具有STCV的部分相干脉冲光束在传输距离 z 处的互相干函数表达式,并获得了STCV的数学物理描述。研究表明:STCV在熔融石英介质传输中出现了相干开关现象,脉冲光源的空间相干宽度和时间相干长度可以作为相干开关的控制参数以实现STCV信息的传递控制;相干开关的区域大小与传输距离密切相关,当传输距离较近时,相干开关的区域较大,而当传输距离较远时,相干开关的区域较小。此外,设计了基于相干开关的光通信模型。

关键词 物理光学; 光学涡旋; 相干性; 开关; 脉冲

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2026004

Coherence Switch in Spatiotemporal Coherent Vortices

Ding Chaoliang^{1,2*}, Qi Xiexing^{1,2}, Pan Liuzhan^{1,2**}¹College of Physics & Electronic Information, Luoyang Normal University, Luoyang 471934, Henan, China;²Key Laboratory of Electromagnetic Transformation and Detection of Henan Province, Luoyang 471934, Henan, China

Abstract The coherence theory of the non-stationary light field is combined with the generalized Huygens-Fresnel diffraction integral to investigate the evolution of spatiotemporal coherent vortices (STCVs) during the propagation in a dispersive medium. The expression of the mutual coherent function of partially coherent pulsed beams with STCVs at the propagation distance z is derived, and the mathematical and physical description of the STCVs is obtained. The results show that a coherence switch of STCVs occurs during the propagation in the fused silica medium. The spatial coherence width and temporal coherence length of the pulsed light source can be regarded as the control parameters of the coherence switch to control the transmission of STCV information. The size of the coherence switch area depends heavily on the propagation distance. The size of the coherence switch area is large when the propagation distance is short, otherwise, it is small. Moreover, an optical communication model based on a coherence switch is designed.

Key words physical optics; optical vortex; coherence; switch; pulse

1 引言

空间域中的经典光涡旋近来被拓展到时空维度,即相位分布在时间-空间域的时空光涡旋^[1]。众所周知,具有轨道角动量的经典光涡旋具有空间螺旋相位波前,其中轨道角动量与光束的传播方向垂直^[2-12]。然而,时空光涡旋的螺旋相位波前处于时空平面,其轨道角动量垂直于光束的传播方向,即横向轨道角动量。Bliokh和Nori^[13]研究发现,引入相位的时间变化理论上可以形成具有横向轨道角动量的时空光涡旋。此外,Huang等^[14]

根据衍射理论,用分步法生成了具有横向轨道角动量的时空光涡旋。随后,上海理工大学詹其文教授课题组和美国马里兰大学Milchberg教授课题组分别对具有横向轨道角动量的时空光涡旋进行了实验研究^[15-18],实验产生了具有横向轨道角动量的时空光涡旋,发现光能在时间和空间维度上可以自由流动。当时空光涡旋与其他光学奇点相结合时,可以产生具有任意轨道角动量指向和可以同时携带多种光学奇点的新型时空光场^[19]。

然而,上述研究仅限于完全相干光范畴,截至目前,鲜有涉及光源的部分相干性对时空光涡旋影响的

收稿日期: 2022-03-08; 修回日期: 2022-04-14; 录用日期: 2022-05-06

基金项目: 国家自然科学基金(12174171)、中原英才计划(ZYYCYU202012144)、河南省出国留学人员科研择优资助项目(026)

通信作者: *dingchaoliang2006@126.com; **panliuzhan@263.net

相关研究。在实际应用中,理想的完全空间相干光是不存在的,人们常见的光源都是部分空间相干光^[20]。现有研究表明,光源的部分空间相干性会对光束的强度分布、偏振分布和成像质量等产生显著影响^[21-23]。此外,随着超短脉冲激光技术的快速发展,许多实际的激光源如自由电子激光器、准分子激光器、多模半导体激光器和随机激光器等都可产生部分时间相干脉冲光^[24]。这激发了人们对光源时间相干性的关注^[25-38]。研究表明:脉冲光的时间相干性为脉冲控制提供了新的自由度^[30];对脉冲光时间相干性的精确控制不仅能改变脉冲干涉条纹的可见度^[25]、提高脉冲光鬼成像的清晰度^[26],还可以避免介质的光学损伤^[38]。

同时考虑空间相干性和时间相干性的时空光涡旋被称为时空相干涡旋(STCV)。本文采用非稳态光场的相干理论,利用广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式,推导出了具有时空相干涡旋的部分相干脉冲光束在传输中的互相干函数表达式。在此基础上,根据复相干度的定义,获得了时空相干涡旋的数学物理描述。同时,探索了时空相干涡旋在传输中的相干开关现象。

2 基本原理

考虑一个包含时空光涡旋的部分相干脉冲光源在光学系统中的传输,该部分相干脉冲光源在传输距离为 $z=0$ 处的互相干函数^[17, 39]为

$$\Gamma_m^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau_1, \tau_2) = \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{4w_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2}{2\delta^2}\right] \exp\left(-\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{T_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(\tau_2 - \tau_1)^2}{2T_c^2}\right] \times \left[\frac{\tau_1 - i \cdot \text{sgn}(m) \cdot \frac{x_1}{x_s}}{\tau_s}\right]^{|m|} \cdot \left[\frac{\tau_2 + i \cdot \text{sgn}(m) \cdot \frac{x_2}{x_s}}{\tau_s}\right]^{|m|} \exp[-i\omega_0(\tau_2 - \tau_1)], \quad (1)$$

式中: $\mathbf{r}_1 = [x_1 \ y_1]$ 和 $\mathbf{r}_2 = [x_2 \ y_2]$ 表示二维横向坐标矢量; τ_1 和 τ_2 表示两个时刻点; $\text{sgn}(\cdot)$ 为符号函数; m 是拓扑电荷数; τ_s 和 x_s 分别表示时间长度和空间宽度的归一化值; ω_0 表示脉冲载波频率; w_0 和 δ 分别表示方均根束宽和空间相干长度; T_0 和 T_c 分别表示脉冲宽度和脉冲时间相干长度。式(1)中包含了时空涡旋相位。

根据非稳态光场的相干理论^[40],利用广义惠更斯-菲涅耳积分公式^[39, 41-42],部分相干脉冲光束经 $ABCD$ 光学系统传输后,在 $z>0$ 平面处的互相干函数的表达式为

$$\Gamma(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, t_1, t_2, z) = \left(\frac{k_0}{2\pi B_s}\right)^2 \frac{\omega_0}{2\pi B_T} \iiint \iiint_{-\infty}^{\infty} \Gamma_m^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau_1, \tau_2) \times \exp\left\{-\frac{ik_0}{2B_s} [A_s(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2) - 2(\mathbf{r}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_2 \cdot \boldsymbol{\rho}_2) + D_s(\boldsymbol{\rho}_1^2 - \boldsymbol{\rho}_2^2)]\right\} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \times \exp\left\{-\frac{i\omega_0}{2B_T} [A_T(\tau_1^2 - \tau_2^2) - 2(\tau_1 t_1 - \tau_2 t_2) + D_T(t_1^2 - t_2^2)]\right\} d\tau_1 d\tau_2, \quad (2)$$

式中: $\boldsymbol{\rho}_1 = [u_1 \ v_1]$ 和 $\boldsymbol{\rho}_2 = [u_2 \ v_2]$ 分别表示 z 处的位置矢量; t_1 和 t_2 分别表示任意两个时刻点; $k_0 = n(\omega_0)\omega_0/c$ 表示波数,其中 $n(\omega_0)$ 表示介质在载波频率中的折射率, c 表示真空中的光速; A_s 、 B_s 、 C_s 和 D_s 表示空间域 $ABCD$ 光学系统的变换矩阵元; A_T 、 B_T 、 C_T 和 D_T 表示时间域 $ABCD$ 光学系统的变换矩阵元。时间域和空间域 $ABCD$ 光学系统的变换矩阵元的具体表达式为

$$\begin{bmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} A_T & B_T \\ C_T & D_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \omega_0 \beta_2 z \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中: β_2 表示群速度色散参数。

将式(1)、式(3)和式(4)代入到式(2)中,考虑空间一维情况且让拓扑电荷数为 $m = \pm 1$,得到 z 处互相干函数的表达式为

$$\Gamma(u_1, u_2, t_1, t_2, z) = \Gamma_1(u_1, u_2, t_1, t_2, z) + \Gamma_2(u_1, u_2, t_1, t_2, z) + \Gamma_3(u_1, u_2, t_1, t_2, z), \quad (5)$$

式中:

$$\Gamma_1(u_1, u_2, t_1, t_2, z) = \frac{k_0}{2\pi B_s} \frac{\omega_0}{2\pi B_T} \iiint \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{x_1 x_2}{x_s^2} \exp\left(-\frac{x_1^2 + x_2^2}{4w_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(x_2 - x_1)^2}{2\delta^2}\right] \times \exp\left\{-\frac{ik_0}{2B_s} [A_s(x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 \cdot u_1 - x_2 \cdot u_2) + D_s(u_1^2 - u_2^2)]\right\} dx_1 dx_2 \times \exp\left(-\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{T_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(\tau_2 - \tau_1)^2}{2T_c^2}\right] \exp[-i\omega_0(\tau_2 - \tau_1)] \times \exp\left\{-\frac{i\omega_0}{2B_T} [A_T(\tau_1^2 - \tau_2^2) - 2(\tau_1 t_1 - \tau_2 t_2) + D_T(t_1^2 - t_2^2)]\right\} d\tau_1 d\tau_2; \quad (6)$$

$$\Gamma_2(u_1, u_2, t_1, t_2, z) = \frac{k_0}{2\pi B_s} \frac{\omega_0}{2\pi B_T} \iiint_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x_1^2 + x_2^2}{4\omega_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(x_2 - x_1)^2}{2\delta^2}\right] \times \exp\left\{-\frac{ik_0}{2B_s} [A_s(x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 \cdot u_1 - x_2 \cdot u_2) + D_s(u_1^2 - u_2^2)]\right\} dx_1 dx_2 \times \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_s^2} \exp\left(-\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{T_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(\tau_2 - \tau_1)^2}{2T_c^2}\right] \exp[-i\omega_0(\tau_2 - \tau_1)] \times \exp\left\{-\frac{i\omega_0}{2B_T} [A_T(\tau_1^2 - \tau_2^2) - 2(\tau_1 t_1 - \tau_2 t_2) + D_T(t_1^2 - t_2^2)]\right\} d\tau_1 d\tau_2; \tag{7}$$

$$\Gamma_3(u_1, u_2, t_1, t_2, z) = \frac{k_0}{2\pi B_s} \frac{\omega_0}{2\pi B_T} \iiint_{-\infty}^{\infty} \left[\mp \frac{i}{x_s \tau_s} (x_1 \tau_2 - x_2 \tau_1) \right] \exp\left(-\frac{x_1^2 + x_2^2}{4\omega_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(x_2 - x_1)^2}{2\delta^2}\right] \times \exp\left\{-\frac{ik_0}{2B_s} [A_s(x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 \cdot u_1 - x_2 \cdot u_2) + D_s(u_1^2 - u_2^2)]\right\} dx_1 dx_2 \times \exp\left(-\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{T_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(\tau_2 - \tau_1)^2}{2T_c^2}\right] \exp[-i\omega_0(\tau_2 - \tau_1)] \times \exp\left\{-\frac{i\omega_0}{2B_T} [A_T(\tau_1^2 - \tau_2^2) - 2(\tau_1 t_1 - \tau_2 t_2) + D_T(t_1^2 - t_2^2)]\right\} d\tau_1 d\tau_2. \tag{8}$$

式(8)中的符号干分别和 $m = \pm 1$ 相对应, 为了计算方便, 引入坐标变换

$$\begin{cases} \bar{t} = (t_1 + t_2)/2 \\ \Delta t = t_2 - t_1 \\ \bar{\tau} = (\tau_1 + \tau_2)/2 \\ \Delta \tau = \tau_2 - \tau_1 \end{cases}, \tag{9}$$

$$\begin{cases} \bar{u} = (u_1 + u_2)/2 \\ \Delta u = u_2 - u_1 \\ \bar{x} = (x_1 + x_2)/2 \\ \Delta x = x_2 - x_1 \end{cases}, \tag{10}$$

经过复杂的积分运算, 式(6)~(8)可分别表示为

$$\Gamma_1(u_1, u_2, t_1, t_2, z) = \frac{k_0 \omega_0^3}{B_s x_s^2} \exp\left(\frac{ik_0 D_s}{B_s} \Delta u \cdot \bar{u}\right) \exp\left[-\frac{k_0^2 \omega_0^2}{2B_s^2} (\Delta u)^2\right] \times \frac{1}{\sqrt{a}} \exp\left(-\frac{b^2}{2a}\right) \left[\frac{1}{a} \left(\frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{4\omega_0^2} \frac{b^2}{a} \right) + \frac{k_0^2 \omega_0^2}{B_s^2} \left(\frac{b}{a} A_s - i\Delta u \right) \right] \times \frac{\omega_0 T_0}{2B_T} \exp\left(\frac{i\omega_0 D_T}{B_T} \Delta t \cdot \bar{t}\right) \exp\left[-\frac{\omega_0^2 T_0^2}{8B_T^2} (\Delta t)^2\right] \frac{1}{\sqrt{c'}} \exp\left(-\frac{d^2}{2c'}\right), \tag{11}$$

$$\Gamma_2(u_1, u_2, t_1, t_2, z) = \frac{k_0 \omega_0}{B_s} \exp\left(\frac{ik_0 D_s}{B_s} \Delta u \cdot \bar{u}\right) \exp\left[-\frac{k_0^2 \omega_0^2}{2B_s^2} (\Delta u)^2\right] \frac{1}{\sqrt{a}} \exp\left(-\frac{b^2}{2a}\right) \times \frac{\omega_0 T_0^3}{8B_T \tau_s^2} \exp\left(\frac{i\omega_0 D_T}{B_T} \Delta t \cdot \bar{t}\right) \exp\left[-\frac{\omega_0^2 T_0^2}{8B_T^2} (\Delta t)^2\right] \times \frac{1}{\sqrt{c'}} \exp\left(-\frac{d^2}{2c'}\right) \left[\frac{1}{c'} \left(\frac{1}{T_c^2} + \frac{1}{T_0^2} \frac{d^2}{c'} \right) + \frac{\omega_0^2 T_0^2}{4B_T^2} \left(\frac{d}{c'} A_T - i\Delta t \right) \right], \tag{12}$$

$$\Gamma_3(u_1, u_2, t_1, t_2, z) = \pm \frac{k_0 \omega_0}{B_s x_s} \exp\left(\frac{ik_0 D_s}{B_s} \Delta u \cdot \bar{u}\right) \exp\left[-\frac{k_0^2 \omega_0^2}{2B_s^2} (\Delta u)^2\right] \frac{b}{a\sqrt{a}} \exp\left(-\frac{b^2}{2a}\right) \times \frac{\omega_0^2 T_0^3}{8B_T^2 \tau_s} \exp\left(\frac{i\omega_0 D_T}{B_T} \Delta t \cdot \bar{t}\right) \exp\left[-\frac{\omega_0^2 T_0^2}{8B_T^2} (\Delta t)^2\right] \frac{1}{\sqrt{c'}} \exp\left(-\frac{d^2}{2c'}\right) \left(\frac{d}{c'} A_T - i\Delta t \right) \mp \frac{k_0^2 \omega_0^3}{B_s^2 x_s} \exp\left(\frac{ik_0 D_s}{B_s} \Delta u \cdot \bar{u}\right) \exp\left[-\frac{k_0^2 \omega_0^2}{2B_s^2} (\Delta u)^2\right] \frac{1}{\sqrt{a}} \exp\left(-\frac{b^2}{2a}\right) \left(\frac{b}{a} A_s - i\Delta u \right) \times \frac{\omega_0 T_0}{2B_T \tau_s} \exp\left(\frac{i\omega_0 D_T}{B_T} \Delta t \cdot \bar{t}\right) \exp\left[-\frac{\omega_0^2 T_0^2}{8B_T^2} (\Delta t)^2\right] \frac{d}{c' \sqrt{c'}} \exp\left(-\frac{d^2}{2c'}\right), \tag{13}$$

式中:

$$a = \frac{1}{4\omega_0^2} + \frac{1}{\delta^2} + \frac{k_0^2 \omega_0^2 A_s^2}{B_s^2}; \quad (14)$$

$$b = \frac{k_0}{B_s} \bar{u} + i \frac{k_0^2 \omega_0^2 A_s}{B_s^2} \Delta u; \quad (15)$$

$$c' = \frac{1}{T_0^2} + \frac{1}{T_c^2} + \frac{\omega_0^2 T_0^2 A_T^2}{4B_T^2}; \quad (16)$$

$$d = \frac{\omega_0}{B_T} \bar{t} + i \frac{\omega_0^2 T_0^2 A_T}{4B_T^2} \Delta t_0. \quad (17)$$

根据脉冲光束复相干度的定义^[39],利用式(11)~(17),部分相干脉冲涡旋光束在 z 处的复相干度的表达式为

$$\mu(u_1, u_2, t_1, t_2, z) = \frac{\Gamma(u_1, u_2, t_1, t_2, z)}{\sqrt{\Gamma(u_1, u_1, t_1, t_1, z)} \sqrt{\Gamma(u_2, u_2, t_2, t_2, z)}}, \quad (18)$$

利用式(18)可以研究部分相干脉冲涡旋光束在传输距离 z 处的时空相干涡旋,时空相干涡旋出现的位置由复相干度的实部和虚部决定,即

$$\text{Re}[\mu(u_1, u_2, t_1, t_2, z)] = 0, \quad (19)$$

$$\text{Im}[\mu(u_1, u_2, t_1, t_2, z)] = 0, \quad (20)$$

式中: $\text{Re}(\cdot)$ 和 $\text{Im}(\cdot)$ 的作用是分别取函数的实部和虚部。相干涡旋的拓扑电荷及其符号由符号原理决定^[43]。假设介质为线性色散介质^[44],则其折射率为

$n(\omega) = n_a \omega + n_b$,这里 $n_a = \beta_2 c / 2$, $n_b = c / v_g - \beta_2 \omega_0 c$,其中 v_g 表示脉冲群速度。

3 分析与讨论

本文以熔融石英介质为例研究时空相干涡旋在色散介质中的演化行为,熔融石英介质在温度为 20°C 时,群速度色散参数为 $\beta_2 = 65.781 \text{ ps}^2/\text{km}$,群速度折射率为 $n_g = c/v_g = 1.4853$,其他计算参数为波长 $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$, $\omega_0 = 2 \text{ mm}$, $\delta = 2 \text{ mm}$, $T_0 = 3 \text{ ps}$, $T_c = 5 \text{ fs}$, $x_s = 1 \text{ mm}$, $\tau_s = 1 \text{ mm}$, $u_1 = 0$, $t_1 = 0$, $m = +1$, $z = 300 \text{ m}$ 。

图1展示了不同空间相干宽度情况下,部分相干脉冲涡旋光束复相干度的模、相位分布和实部与虚部为零的函数曲线图。可以发现:当空间相干宽度为 $\delta = 2 \text{ mm}$ 时,复相干度的模分布中出现4个强度零值点,在这些点处相位不确定,从左至右出现A、B、C、D 4个相干涡旋,其拓扑电荷分别为 $-1, +1, +1, -1$;随着 δ 的增加,当 $\delta = 7 \text{ mm}$ 时,4个相干涡旋均消失;当继续增大 δ 时,即 $\delta = 30 \text{ mm}$ 时,4个相干涡旋再次出现,但拓扑荷发生反转,A、B、C、D 4个相干涡旋的拓扑电荷分别为 $+1, -1, -1, +1$ 。时空相干涡旋的产生和湮灭过程如图2所示。由图2(a)~(c)可知,随着空间相干宽度 δ 的增加,时空相干涡旋A和B逐渐接近,时空相干涡旋C和D逐渐接近,并且当 $\delta > 4.8 \text{ mm}$ 时,时空相干涡旋湮灭。继续增加 δ ,当 $\delta > 9.1 \text{ mm}$

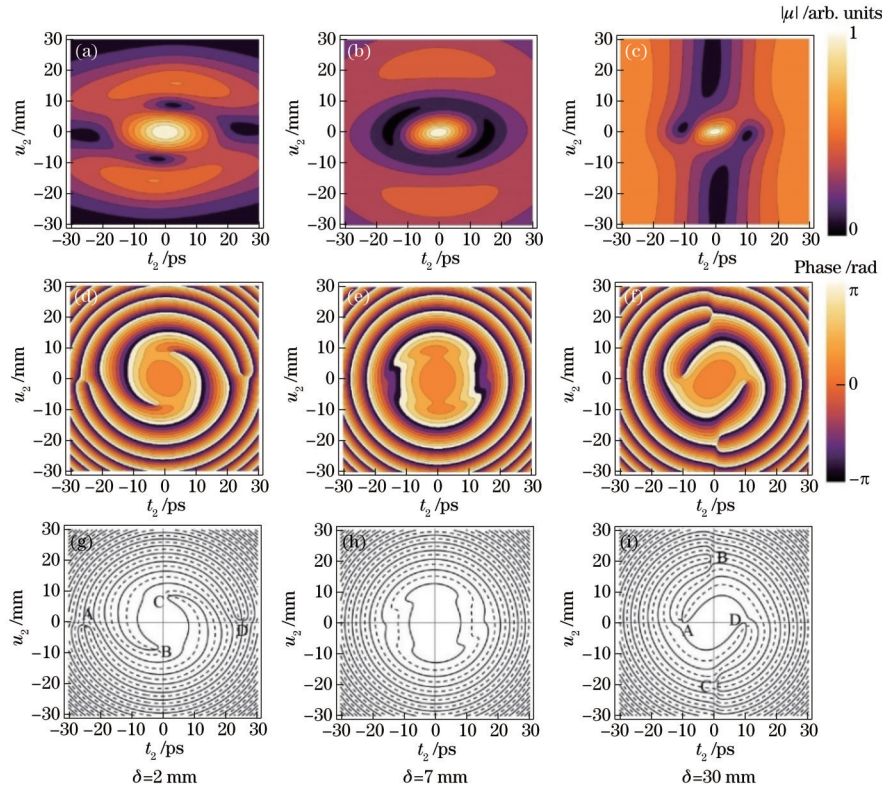


图1 不同空间相干宽度下部分相干脉冲涡旋光束复相干度的模、相位分布和实部与虚部为零的函数曲线图。(a)~(c)模;

(d)~(f)相位分布;(g)~(i)实部(实线)和虚部(虚线)为零的函数曲线图

Fig. 1 Modulus, phase distribution, and function curves with zero real part and zero imaginary part of complex degree of coherence of partially coherent pulsed vortex beams under different spatial coherent widths. (a)~(c) Modulus; (d)~(f) phase distribution; (g)~(i) function curves with zero real part (solid line) and zero imaginary part (dashed line)

时,时空相干涡旋再次产生,如图 2(d)~(f)所示。

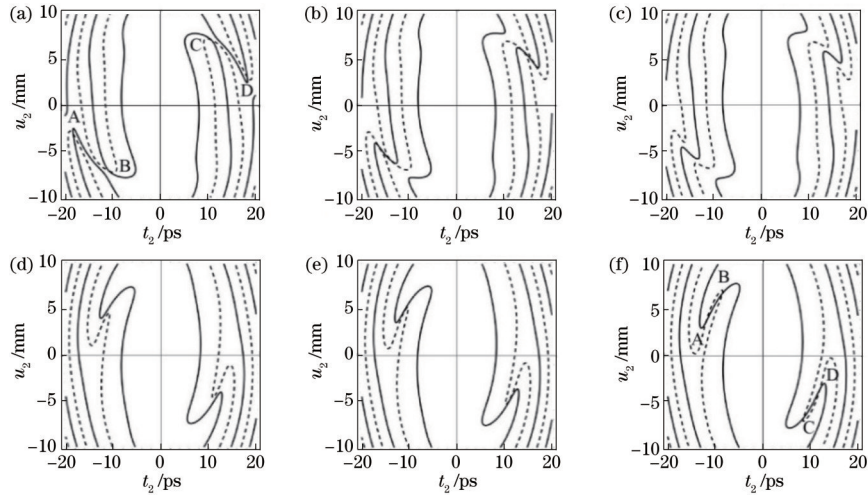


图 2 空间相干宽度对时空相干涡旋产生和湮灭过程的影响。(a) $\delta=4.5$ mm; (b) $\delta=4.8$ mm; (c) $\delta=4.9$ mm; (d) $\delta=8.9$ mm; (e) $\delta=9.1$ mm; (f) $\delta=9.5$ mm

Fig. 2 Effect of spatial coherent width on generation and annihilation of spatiotemporal coherent vortices. (a) $\delta=4.5$ mm; (b) $\delta=4.8$ mm; (c) $\delta=4.9$ mm; (d) $\delta=8.9$ mm; (e) $\delta=9.1$ mm; (f) $\delta=9.5$ mm

图 3 展示了不同时间相干长度情况下,部分相干脉冲涡旋光束复相干度的模、相位分布和实部与虚部为零的函数曲线图。可以发现:当时间相干长度为

$T_c=5$ ps 时,出现 A、B、C、D 4 个时空相干涡旋,其拓扑电荷分别为 -1 、 $+1$ 、 $+1$ 、 -1 ;随着 T_c 的减小,当 $T_c=1.5$ ps 时,4 个相干涡旋均消失;当继续减小 T_c 时,

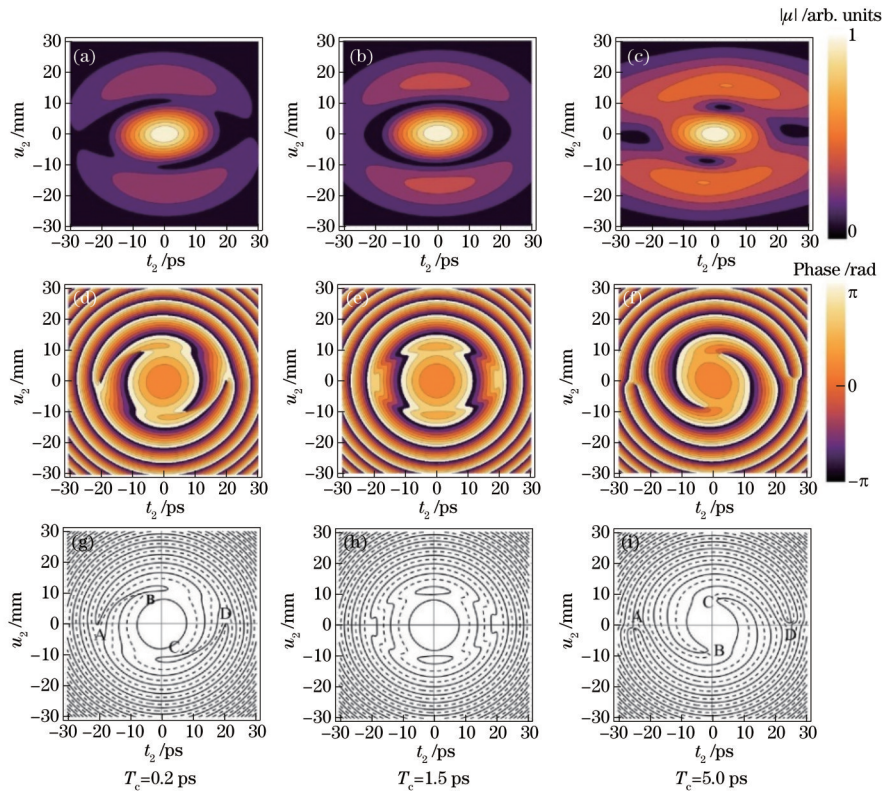


图 3 不同时间相干长度下部分相干脉冲涡旋光束复相干度的模、相位分布和实部与虚部为零的函数曲线图。(a)~(c)模; (d)~(f)相位分布;(g)~(i)实部(实线)和虚部(虚线)为零的函数曲线图

Fig. 3 Modulus, phase distribution, and function curves with zero real part and zero imaginary part of complex degree of coherence of partially coherent pulsed vortex beams under different temporal coherent lengths. (a)~(c) Modulus; (d)~(f) phase distribution; (g)~(i) function curves with zero real part (solid line) and zero imaginary part (dashed line)

即 $T_c=0.2$ ps 时, 4 个相干涡旋再次出现, 但拓扑荷发生反转, A、B、C、D 4 个相干涡旋的拓扑电荷分别为 +1、-1、-1、+1。详细的时空相干涡旋的产生和湮灭过程如图 4 所示。由图 4 可知, 随着时间相干长度

T_c 的减小, 时空相干涡旋 A 和 B 逐渐接近, 时空相干涡旋 C 和 D 逐渐接近, 并且当 $T_c < 2.0$ ps 时, 时空相干涡旋湮灭。继续减小 T_c , 当 $T_c < 1.1$ ps 时, 时空相干涡旋再次产生, 但拓扑电荷发生反转。

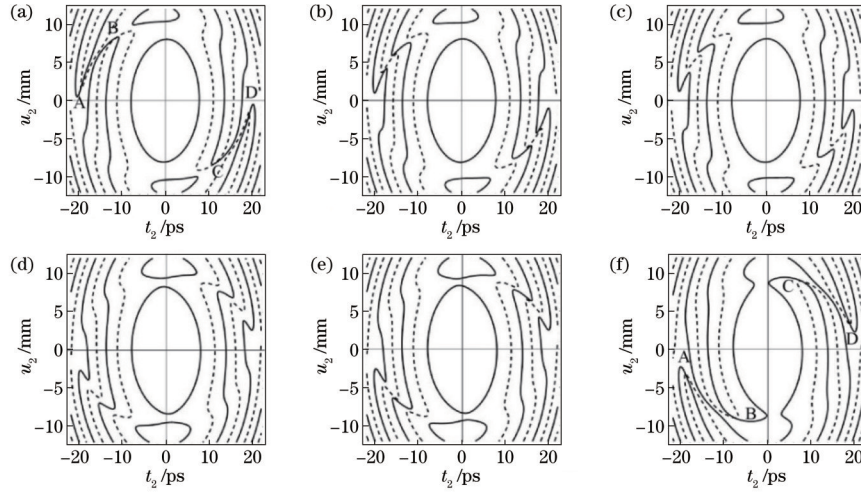


图 4 时间相干长度对时空相干涡旋产生和湮灭过程的影响。(a) $T_c=0.9$ ps; (b) $T_c=1.1$ ps; (c) $T_c=1.2$ ps; (d) $T_c=1.9$ ps; (e) $T_c=2.0$ ps; (f) $T_c=2.4$ ps

Fig. 4 Effect of temporal coherent length on generation and annihilation of spatiotemporal coherent vortices. (a) $T_c=0.9$ ps; (b) $T_c=1.1$ ps; (c) $T_c=1.2$ ps; (d) $T_c=1.9$ ps; (e) $T_c=2.0$ ps; (f) $T_c=2.4$ ps

图 5 展示了不同传输距离下, 时空相干涡旋的空间和时间位置随空间相干宽度的变化规律。可以发现: 当 $z=100$ m 且空间相干宽度为 $\delta=30$ mm 时, 有 A、B、C、D 4 个时空相干涡旋产生, 随着空间相干宽度的减小, 4 个时空相干涡旋在 2.2~16.3 mm 范围内湮灭, 继续减小空间相干宽度, 4 个时空相干涡旋又出现; 当 $z=300$ m 时, 空间相干宽度对时空相干涡旋的

空间和时间位置的影响规律与 $z=100$ m 时类似, 但此时时空相干涡旋的湮灭区间(空间相干宽度范围为 4.5~9.8 mm)变小。根据时空相干涡旋随空间相干宽度的产生和湮灭规律, 本文提出利用这种产生湮灭特性将时空相干涡旋设计成相干开关, 即将产生状态设置为开状态, 将湮灭状态设置为关状态。该思想与光谱开关类似^[45]。

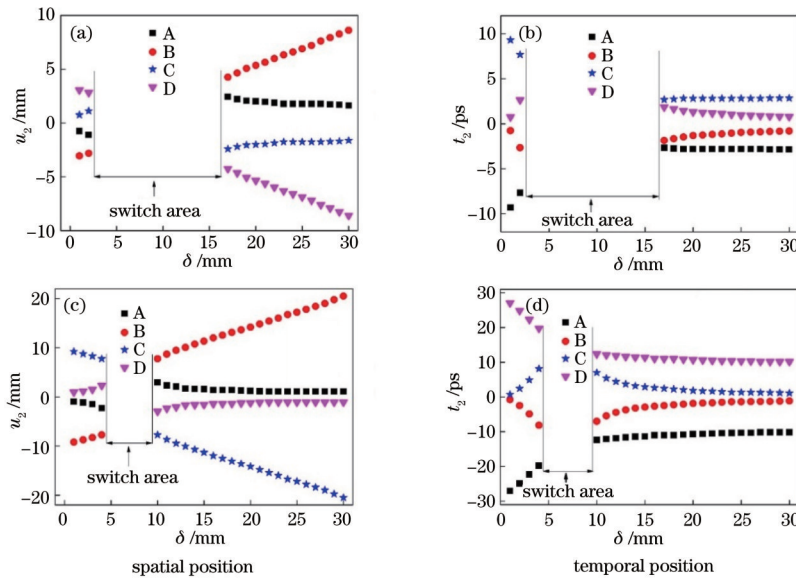


图 5 不同传输距离下时空相干涡旋的空间和时间位置随空间相干宽度的变化规律。(a)(b) $z=100$ m; (c)(d) $z=300$ m
Fig. 5 Spatial and temporal positions of spatiotemporal coherent vortices varying with spatial coherence width under different propagation distances. (a)(b) $z=100$ m; (c)(d) $z=300$ m

图 6 展示了不同传输距离下,时空相干涡旋的空间和时间位置随时间相干长度的变化规律。可以发现:当 $z=100\text{ m}$ 且时间相干长度为 $T_c=5\text{ ps}$ 时,有 A、B、C、D 4 个时空相干涡旋产生,随着时间相干长度的减小,4 个时空相干涡旋在 $0.8\sim 3.4\text{ ps}$ 范围内湮灭,继续减小时间相干长度,4 个时空相干涡旋又出现;当

$z=300\text{ m}$ 时,时间相干长度对时空相干涡旋的空间和时间位置的影响规律与 $z=100\text{ m}$ 时类似,但时空相干涡旋的湮灭区间(时间相干长度在 $1.2\sim 2.0\text{ ps}$ 范围内)变小。根据时空相干涡旋随时间相干长度的产生和湮灭规律,同样可以将时空相干涡旋设计成相干开关。

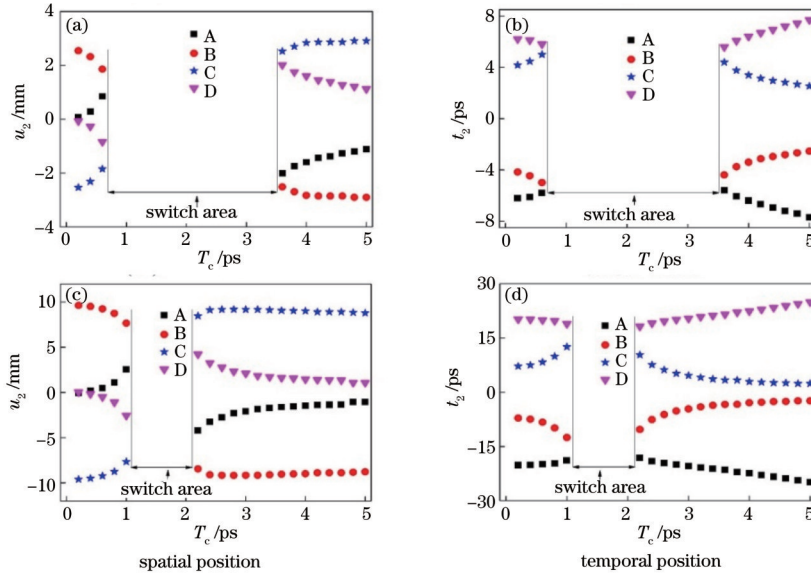


图 6 不同传输距离下时空相干涡旋的空间和时间位置随时间相干长度的变化规律。(a)(b) $z=100\text{ m}$; (c)(d) $z=300\text{ m}$

Fig. 6 Spatial and temporal positions of spatiotemporal coherent vortices varying with temporal coherence length under different propagation distances. (a)(b) $z=100\text{ m}$; (c)(d) $z=300\text{ m}$

图 7 展示了实验产生时空相干涡旋的示意图,其中 BE 为扩束镜, M_1 、 M_2 和 M_3 为反射镜, CA 为圆形光阑, L_1 、 L_2 、 L_3 和 L_4 为薄透镜, RGGD 为旋转的毛玻璃片, SLM 为空间光调制器, G_1 和 G_2 为相同的色散光栅, F 为透镜焦距,输入为完全时间相干、部分空间相干的脉冲光束,输出为具有时空相干涡旋的部分时间相干、部分空间相干的脉冲光束。脉冲激光器发出完全空间相干、完全时间相干脉冲光束,经 BE 扩束和

M_1 反射,通过圆形光阑约束后,入射到 RGGD 上变成空间上非相干、时间上完全相干的脉冲光束。根据广义 van Cittert-Zernike 原理^[46],经过透镜 L_2 的调制后,光束变成部分空间相干、完全时间相干的脉冲光束,最后经透镜聚焦后入射到 $4F$ 系统上。在此过程中,利用透镜焦距调控毛玻璃上的光斑大小,以控制脉冲光束的空间相干性。对脉冲光束的时间相干性的调控,一般采用 $4F$ 系统和 SLM 相结合的方法^[47]。将部

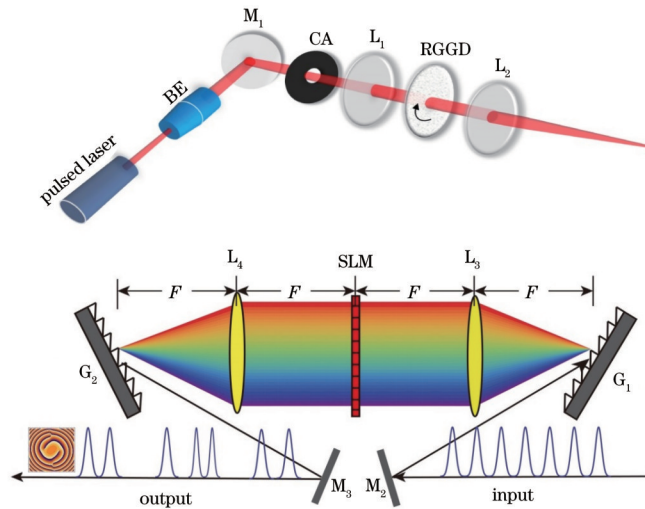


图 7 实验产生时空相干涡旋的示意图

Fig. 7 Schematic diagram of spatiotemporal coherent vortices generated by experiment

分空间相干、完全时间相干的脉冲光束引入到 $4F$ 系统中进行时间相干性调制,在 $2F$ 位置处将高斯时间相关信号(线性光谱相位)和时空涡旋相位加载进纯相位型 SLM 中,最终得到具有时空相干涡旋的部分时间相干、部分空间相干的脉冲光束,即部分相干脉冲涡旋光束。对于输出部分相干脉冲的测量,借鉴现有脉冲光束的相干性控制和产生方法^[47-48],采用基于频率分辨光学开关(FROG)技术,多次测量脉冲序列的频谱图分布以获得平均图谱,在此基础上获得脉冲的相干性和相位信息。此外,调控光束空间相干性除上述提到的 RGGD 方法外,还可使用动态液晶 SLM 等方法^[20]。

图 8 展示了 $z=100\text{ m}$ 时时空相干涡旋作为信息传递方式的示意图。例如,对于信息数据 1010,当将空间相干宽度设置为 20 mm 或将时间相干长度设置为

4 ps 时,在 $z=100\text{ m}$ 处出现 A、B、C、D 4 个时空相干涡旋,表示二进制数据“1”,当将空间相干宽度设置为 10 mm 或将时间相干长度设置为 2 ps 时,表示二进制数据“0”,通过调控空间相干宽度或时间相干长度来实现信息的编码。以具体的英文字母为例,图 9 展示了英文字母 G 和 H 信息的传递方法。首先,将字母 G 和 H 分别表示为二进制形式,即 G 为 01000111, H 为 01001000。部分相干脉冲涡旋光束经光纤介质传输后,在接收端获得相位信息,空间相干宽度为 $\delta=10\text{ mm}$ 和 20 mm 分别对应出现时空相干涡旋和不出现时空相干涡旋的情况。对字母 G 进行信息传递时,需要调节空间相干宽度 δ ,对其按 $10, 20, 10, 10, 10, 20, 20, 20\text{ mm}$ 的顺序调控,此时在接收端会出现相应的相位分布,进而实现信息 G 的传递。对字母 H 等其他字母信息的传递,可以用类似的方法。

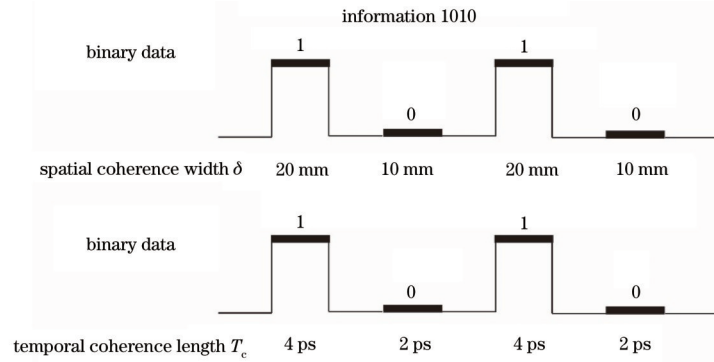


图 8 时空相干涡旋作为信息传递方式的示意图

Fig. 8 Schematic diagram of spatiotemporal coherent vortices as a way of information transmission

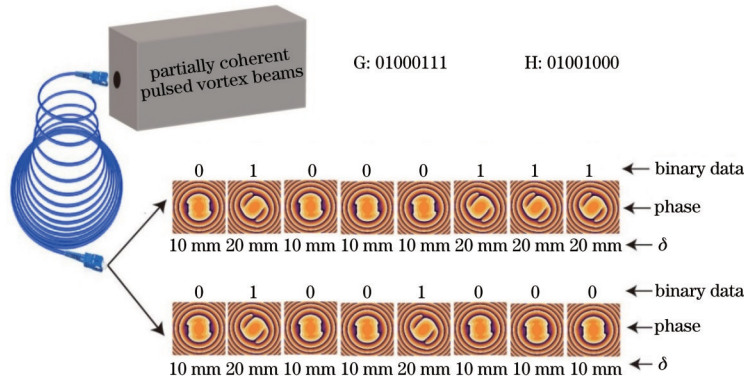


图 9 英文字母信息传递的具体展示

Fig. 9 Illustration of English alphabet information transmission

为了实现相干开关的实际应用,图 10 设计了基于相干开关进行光通信的模型。在这个模型中,发射器由部分相干脉冲涡旋光源(PCPVB)、相干开关产生器(CSG)和相干开关控制装置(CWCM)组成。此处,任何能产生相干开关的光学装置都可以作为 CSG 使用。CWCM 的配备取决于 CSG,若要使用空间相干宽度参数作为控制变量,则需要一个精确的位置控制系统来改变 RGGD 上的光斑大小,进而控制空间相干宽度。接收器由 FROG 的脉冲探测系统(PDS)组成。

为了实现双向通信,构建了一个由发射器和接收器组成的完整装置单元,每个装置单元由 PCPVB、CSG、CWCM、PDS 和具有特殊算法与协议的计算机组成。系统的架构如图 10 所示。这些装置单元之间用光纤连接。光纤的长短在很大程度上取决于信噪比、CWCM 的有效性和 PDS 对此通信模型的适用性。与光谱开关用于自由空间光通信的方案相比^[49],该研究方案以光纤为传输介质,避免了自由空间传输中因大气湍流引起的光束抖动、强度起伏、相位偏移和信噪比

降低等问题。此外,在所提方案中,如果采用 SLM 和计算机自动控制相结合的方法,调控脉冲光束空间相干宽度的效率会更高,信息传递的信噪比会更高。在

接收器装置中,光谱开关仅仅需要光谱仪和高清电荷耦合器件(CCD)记录光谱信息即可,而相干开关需要较为复杂的 FROG 系统来探测相位信息。

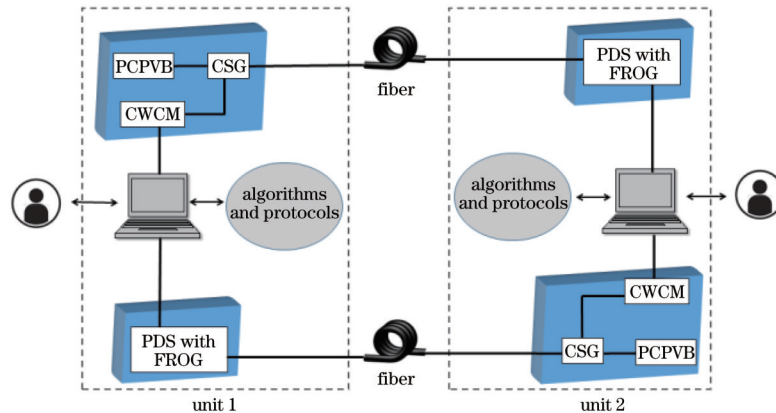


图 10 基于相干开关的光通信模型

Fig. 10 Optical communication model based on coherent switch

4 结 论

研究了时空相干涡旋在色散介质中的传输特性。利用非稳态光场的相干理论和广义惠更斯-菲涅耳衍射积分相结合,推导出了具有时空相干涡旋的部分相干脉冲光束在色散介质中传输的复相干度的表达式,并根据该表达式,获得了时空相干涡旋的相位分布。研究表明:当空间相干宽度或时间相干长度较小时,在复相干度模分布的强度零值点附近会出现 A、B、C、D 4 个时空相干涡旋;随着空间相干宽度或时间相干长度的增加,4 个时空相干涡旋湮灭,当继续增大空间相干宽度或时间相干长度时,4 个相干涡旋再次产生,但拓扑荷发生反转;与较大的传输距离相比,在传输距离较小的区域中,时空相干涡旋湮灭的范围较大。利用相干涡旋产生和湮灭的特性,将时空相干涡旋设计成相干开关,并应用到信息传递中,即通过调控空间相干宽度或时间相干长度实现信息的编码和传输。本研究结果对脉冲光束在光通信中的应用有一定的参考价值。

参 考 文 献

- [1] Bliokh K Y. Spatiotemporal vortex pulses: angular momenta and spin-orbit interaction[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(24): 243601.
- [2] Yang Y J, Ren Y X, Chen M Z, et al. Optical trapping with structured light: a review[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(3): 034001.
- [3] Lavery M P J, Speirits F C, Barnett S M, et al. Detection of a spinning object using light's orbital angular momentum[J]. *Science*, 2013, 341(6145): 537-540.
- [4] Shen Y J, Wang X J, Xie Z W, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 90.
- [5] Lei X R, Yang A P, Shi P, et al. Photonic spin lattices: symmetry constraints for skyrmion and meron topologies [J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(23): 237403.
- [6] Fang L, Wang H Y, Liang Y Z, et al. Spin-orbit mapping of light[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(23): 233901.
- [7] Rubinsztein-Dunlop H, Forbes A, Berry M V, et al. Roadmap on structured light[J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(1): 013001.
- [8] Chen J, Wan C H, Zhan Q W. Engineering photonic angular momentum with structured light: a review[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(6): 064001.
- [9] 杨伟东, 邱晓东, 陈理想. 光轨道角动量分离、成像、传感及微操控应用研究进展[J]. *中国激光*, 2020, 47(5): 0500013.
Yang W D, Qiu X D, Chen L X. Research progress in detection, imaging, sensing, and micromanipulation application of orbital angular momentum of beams[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500013.
- [10] 郑国. 部分相干椭圆涡旋光在湍流下的相干特性演化 [J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(9): 0901001.
Zheng G. Coherent property evolution of partially coherent elliptical vortex beam propagation through turbulence[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(9): 0901001.
- [11] 黄媛, 张寅瑞, 钟哲强, 等. 基于涡旋圆偏振光干涉的偏振快速旋转束匀滑方案[J]. *中国激光*, 2020, 47(9): 0905003.
Huang Y, Zhang Y R, Zhong Z Q, et al. Rapid polarization rotation smoothing scheme based on interference of circularly polarized vortex beamlets[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(9): 0905003.
- [12] 秦雪云, 朱刘昊, 台玉萍, 等. 多平面波干涉的光学涡旋晶格特性研究[J]. *光学学报*, 2021, 41(21): 2126001.
Qin X Y, Zhu L H, Tai Y P, et al. Properties of optical vortex lattice generated via multiple plane wave interference[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(21): 2126001.

- [13] Bliokh K Y, Nori F. Spatiotemporal vortex beams and angular momentum[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(3): 033824.
- [14] Huang S L, Wang P, Shen X, et al. Properties of the generation and propagation of spatiotemporal optical vortices[J]. *Optics Express*, 2021, 29(17): 26995-27003.
- [15] Chong A, Wan C H, Chen J, et al. Generation of spatiotemporal optical vortices with controllable transverse orbital angular momentum[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(6): 350-354.
- [16] Cao Q, Chen J, Lu K Y, et al. Sculpturing spatiotemporal wavepackets with chirped pulses[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(11): 2261-2264.
- [17] Hancock S W, Zahedpour S, Goffin A, et al. Free-space propagation of spatiotemporal optical vortices[J]. *Optica*, 2019, 6(12): 1547-1553.
- [18] Hancock S W, Zahedpour S, Milchberg H M. Mode structure and orbital angular momentum of spatiotemporal optical vortex pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(19): 193901.
- [19] 曹前, 詹其文. 时空光场调控以及时空光涡旋波包的研究进展(特邀)[J]. *光子学报*, 2022, 51(1): 0151102.
Cao Q, Zhan Q W. Spatiotemporal sculpturing of light and recent development in spatiotemporal optical vortices wavepackets (invited)[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2022, 51(1): 0151102.
- [20] 陈亚红, 蔡阳健. 激光相干性调控及应用[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026002.
Chen Y H, Cai Y J. Laser coherence modulation and its applications[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026002.
- [21] 赵建林, 蔡阳健. “光场调控、传输及其应用”专题前言[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026000.
Zhao J L, Cai Y J. "Light field manipulation, propagation and application" special subject[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026000.
- [22] 赵建林, 蔡阳健. “光场调控、传输及其应用”专题 II [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126000.
Zhao J L, Cai Y J. "Light field manipulation, propagation and application" special subject II [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126000.
- [23] 蔡阳健, 陈树琪. “光场调控及应用”专辑导读[J]. *光子学报*, 2022, 51(1): 0151100.
Cai Y J, Chen S Q. Introduction for "light field manipulation and application" special issue[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2022, 51(1): 0151100.
- [24] Turunen J. Low-coherence laser beams[M]//Forbes A. *Laser beam propagation: generation and propagation of customized light*. Boston: CRC Press, 2014.
- [25] Dutta R, Turunen J, Friberg A T. Michelson's interferometer and the temporal coherence of pulse trains[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(2): 166-169.
- [26] Abbas A, Xu C N, Wang L G. Spatiotemporal ghost imaging and interference[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(4): 043805.
- [27] Pesonen H, Saastamoinen K, Koivurova M, et al. Temporal coherence modulation of pulsed, scalar light with a Fabry-Pérot interferometer[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2019, 36(7): 1137-1145.
- [28] Pesonen H, Li P, Setälä T, et al. Temporal coherence and polarization modulation of pulse trains by resonance gratings[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2019, 37(1): 27-38.
- [29] Liu H L, Hu Z H, Du Z H, et al. Temporal pulse source generating far fields with sharp optical pulse[J]. *Physics Letters A*, 2021, 390: 127102.
- [30] Le Marec A, Guilbaud O, Larroche O, et al. Evidence of partial temporal coherence effects in the linear autocorrelation of extreme ultraviolet laser pulses[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(14): 3387-3390.
- [31] Bourassin-Bouchet C, Couprie M E. Partially coherent ultrafast spectrography[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6465.
- [32] Lajunen H, Saastamoinen T. Non-uniformly correlated partially coherent pulses[J]. *Optics Express*, 2013, 21(1): 190-195.
- [33] Koivurova M, Ahad L, Geloni G, et al. Interferometry and coherence of nonstationary light[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(3): 522-525.
- [34] Tang M M, Zhao D M, Zhu Y B, et al. Electromagnetic sinc Schell-model pulses in dispersive media[J]. *Physics Letters A*, 2016, 380(5/6): 794-797.
- [35] Ding C L, Korotkova O, Zhang Y T, et al. Cosine-Gaussian correlated Schell-model pulsed beams[J]. *Optics Express*, 2014, 22(1): 931-942.
- [36] Ding C L, Koivurova M, Turunen J, et al. Temporal self-splitting of optical pulses[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(5): 053838.
- [37] Ding C L, Korotkova O, Zhao D M, et al. Propagation of temporal coherence gratings in dispersive medium with a chirper[J]. *Optics Express*, 2020, 28(5): 7463-7474.
- [38] Wang H, Ji X L, Deng Y, et al. Theory of the quasi-steady-state self-focusing of partially coherent light pulses in nonlinear media[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(3): 710-713.
- [39] Mandel L, Wolf E. *Optical coherence and quantum optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [40] Bertolotti M, Ferrari A, Sereda L. Coherence properties of nonstationary polychromatic light sources[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1995, 12(2): 341-347.
- [41] Luo M L, Zhao D M. Characterizing the polarization and cross-polarization of electromagnetic vortex pulses in the space-time and space-frequency domain[J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 4153-4162.
- [42] Wang L G, Lin Q, Chen H, et al. Propagation of partially coherent pulsed beams in the spatiotemporal domain[J]. *Physical Review E*, 2003, 67(5): 056613.
- [43] Freund I, Shvartsman N. Wave-field phase singularities: the sign principle[J]. *Physical Review A*, 1994, 50(6): 5164-5172.
- [44] Lajunen H, Turunen J, Vahimaa P, et al. Spectrally partially coherent pulse trains in dispersive media[J]. *Optics Communications*, 2005, 255(1/2/3): 12-22.
- [45] Yadav B K, Rizvi S A M, Raman S, et al. Information

- encoding by spectral anomalies of spatially coherent light diffracted by an annular aperture[J]. *Optics Communications*, 2007, 269(2): 253-260.
- [46] Cai Y J, Chen Y H, Yu J Y, et al. Generation of partially coherent beams[J]. *Progress in Optics*, 2017, 62: 157-223.
- [47] Ding C L, Koivurova M, Turunen J, et al. Coherence control of pulse trains by spectral phase modulation[J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(9): 095501.
- [48] Talukder R, Halder A, Koivurova M, et al. Generation of pulse trains with nonconventional temporal correlation properties[J]. *Journal of Optics*, 2022, 24(5): 055502.
- [49] Yadav B K, Raman S, Kandpal H C. Information exchange in free space using spectral switching of diffracted polychromatic light: possibilities and limitations [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2008, 25(12): 2952-2959.