Besinc相干涡旋光束的产生与传输

方桂娟[1] 林惠川[1] 蒲继雄[2*]
[1]三明学院机电工程学院, 福建 三明 365004
[2]华侨大学信息科学与工程学院, 福建 厦门 361021

摘要 研究了Besinc相干涡旋光束的产生与传输。理论上采用范西特-泽尼克定理,研究环形可控非相干光源经自由空间传输后的空间相干性。理论研究表明经自由空间传输后,环形可控非相干光源发射出的光束由非相干光逐渐演变为部分相干光,且光束的部分相干项为Besinc相干。实验上采用环形可控非相干光源以及螺旋空间相位板,产生空间相干可控的Besinc相干涡旋光束,并采用双缝干涉验证拓扑电荷数。另外,基于广义惠更斯-菲涅耳原理还研究了Besinc相干涡旋光束在自由空间中的传输,考虑相干度调节对传输的影响。

关键词 相干光学; Besinc相干涡旋光束; 广义惠更斯-菲涅耳原理; 螺旋相位板
中图分类号 O436 **文献标识码** A
doi: 10.3788/CJL201542.0713001

Generation and Propagation of Besinc-Correlated Partially Coherent Vortex Beams

Fang Guijuan[1] Lin Huichuan[1] Pu Jixiong[2]
[1]*College of Electromechanical Engineering, Sanming University, Sanming, Fujian* 365004, *China*
[2]*College of Information Science & Engineering, Huaqiao University, Xiamen, Fujian* 361021, *China*

Abstract The generation and propagation of a Besinc-correlated partially coherent vortex beam (BS-PCV beam) have been investigated. Based on the van Cittert - Zernike Principle, the spatial coherence distribution of the light beams, which radiated from the controllable annular extended incoherent light source is studied theoretically. The theoretical calculations show that, the spatial coherence of the light beams which radiate from controllable annular extended incoherent light source changes into partial coherence after propagation. Moreover, the spatial coherence of the light beams is Besinc-correlation. Experimentally, A BS-PCV beam with controllable spatial coherence is generated by using an annular extended incoherent light source and a spiral phase plate. Furthermore, by use of the double-slit interference the topology charge number is measured. Additionally, the propagation of BS-PCV beams in a free space is investigated based on extended Huygens- Fresnel Principle. The influence of the controllable spatial coherence on the propagation is investigated.

Key words coherence optics; Besinc- correlated coherent vortex beams; extended Huygens- Fresnel principle; spiral phase plate
OCIS codes 050.1960; 010.1330; 030.1640

1 引 言

2003年Shirai等[1]基于相干模型表述,成功解释了部分相干光束比完全相干光束受大气湍流影响小的原因,并由此引发了众多研究者对部分相干光束大气湍流传输的浓厚兴趣[2-8]。进一步的研究表明,部分相干光束在大气中传输时其发散程度确实要比完全相干光束小,并且由于部分相干光束的光强比较均匀、对散斑的灵敏度低,在遥感、跟踪、远距离通信和激光核聚变等应用中具有独特优势[9-11],也因此对于部分相干光束的研究一直是一个热点[12-16]。另一方面,由于涡旋光束所带有的轨道角动量(OAM)$m\hbar$可作为信息的载体[17-

收稿日期: 2015-01-16; **收到修改稿日期**: 2015-03-05
基金项目: 国家自然科学基金(11304104,61178015)、福建省自然科学基金(2013J01248)
作者简介: 方桂娟(1969—),女,教授,主要从事激光光束传输与变换方面的研究。E-mail: fgj_sm@126.com
*通信联系人。E-mail: jixiong@hqu.edu.cn

[18],其中 m 为涡旋光束的拓扑电荷数,利用轨道角动量进行编码,将使光通信的可靠性以及传输率得到提高[17],因此对于涡旋光束的研究近年来也一直未间断过[18-23]。因此考虑部分相干光束带有轨道角动量,也就是研究部分相干涡旋光束的产生与传输将是很有意义的工作。

在关于部分相干光束的研究中,大部分研究者将光束的相干项取为高斯-谢尔模型[8],而对于 Besinc 相干的研究则较少,因此在本文的研究中,将考虑 Besinc 相干涡旋光束的产生与传输。在实验上通过环形可控光阑构造环形可控非相干光源,环形非相干光源辐射出的光束,经传输后其空间相干性的变化则通过范西特-泽尼克定理来计算研究。在构造完部分相干光束之后,对于光束涡旋项的加载则是通过螺旋相位板来实现。为了验证光束涡旋项的加载情况,还利用了双缝干涉实验,对 Besinc 相干涡旋光束的拓扑电荷数进行测量。之后基于广义惠更斯-菲涅耳原理对 Besinc 相干涡旋光束在自由空间中的传输情况进行研究,着重考虑光束的相干性对其传输的影响,研究通过构造空间相干性控制光束的传输。

2　Besinc 相干涡旋光束的产生

由范西特-泽尼克定理可知,经扩展非相干光源辐射出的光在空间传输后其空间相干性由完全非相干变为部分相干,且其空间相干性与非相干光源的形状有关。因此,对部分相干光空间相干性的调制,可以通过控制非相干光源的形状来实现。如图 1 所示采用可变环形光阑对非相干光源的形状进行调制。首先使激光光束通过旋转毛玻璃,由毛玻璃的随机表面破坏掉激光光束的空间相干性,使其成为非相干光源;之后通过一可控环形光阑,则可得到形状可控的非相干光源。可变环形光阑的外半径为 a,内半径为 b,其拦截比为 $\varepsilon = b/a$ 。经毛玻璃打散波前相位之后得到的非相干光束在传输距离 d 之后,其光斑如图 1 中的插图 I 所示。为使光束带有涡旋相位,在 d 处放置螺旋相位板(SPP),并使光束垂直 SPP 通过(共光轴),所使用的 SPP 可使光束带有涡旋相位并置拓扑电荷数为 1。通过 SPP 之后光束的光斑如图 1 中的插图 II 所示,由插图 II 可知经 SPP 之后光束中心出现空心。

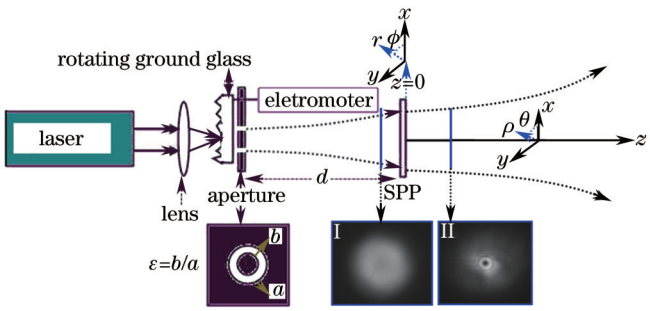

图 1　实验装置示意图

Fig.1　Schematic of experimental setup

为验证空心光束是否带有涡旋相位,采用了双缝干涉对光束进行验证[24]。验证结果如图 2 所示,其中(a)为光束通过 SPP 之前的干涉条纹,而(b)为通过 SPP 之后。在图 2(a)中 I 为实验测得的干涉条纹,II 为理论计算结果,且计算模型光束未带有涡旋相位。理论与实验结果吻合得很好,说明在通过 SPP 之前光束没有带涡旋相位。而由图 2(b)可知,当光束通过 SPP 之后,光束带有涡旋相位即为部分相干涡旋光束。图 2(b)的 I 与 II 比较结果表明,干涉条纹移动了一个条纹,说明光束带有的拓扑电荷数为 1,干涉场的干涉条纹分布和拓扑荷数的取值相对应。

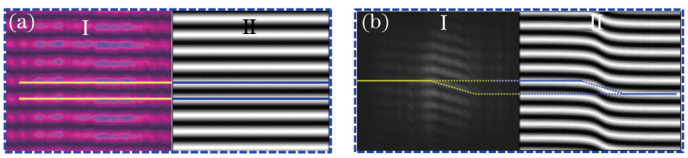

图 2 部分相干光束的双缝干涉条纹。(a) 部分相干光束未带有涡旋相位; (b) 部分相干光束带有涡旋相位,且拓扑电荷数为 1。I 为实验结果,II 为理论计算结果

Fig.2　Double-slit interference fringes of partially coherent vortex beams. (a) Topological charge is 0; (b) topological charge is 1. I is experimental result and II is simulated result

由上述讨论可知，实验得到的光束为部分相干光束(可从干涉条纹看出)，而其相干性可通过范西特-泽尼克定理计算得到。根据范西特-泽尼克定理，扩展非相干光源辐射出光束在传输距离 d 后的空间相干度为

$$\mu_{12}(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2,d)=\exp(\mathrm{i}\alpha_{12})\frac{\iint_s I(x,y)\exp\left[-\mathrm{i}2\pi(px+qy)\right]\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint_s I(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y},\tag{1}$$

式中 $\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2$ 为传输 d 之后光束波前平面任意二维位置矢量，其中 $\boldsymbol{r}_1=x_1\boldsymbol{i}+y_1\boldsymbol{j},\boldsymbol{r}_2=x_2\boldsymbol{i}+y_2\boldsymbol{j}$，$\alpha_{12}=2\pi\frac{r_1^2-r_2^2}{2\lambda d}$，$p=\frac{x_2-x_1}{\lambda d}$，$q=\frac{y_2-y_1}{\lambda d}$，$\lambda$ 为光束的波长。(1)式中的积分遍及整个非相干光源平面，$I(x,y)$ 为非相干光源面上光强随位置的分布。由于出射激光经毛玻璃打散之后可视为光强均匀分布，因此非相干光源的光强分布为

$$I(x,y)=\begin{cases}I_0 & b<r<a\\ 0 & r<b,r>a\end{cases},\ r=\sqrt{x^2+y^2},\tag{2}$$

I_0 为常数，代入(1)式对整个环形光阑面积分后可以得到

$$\mu_{12}(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2,d)=\frac{2\pi}{d^2}\exp\left[\frac{\mathrm{i}2\pi}{d\lambda}(r_1^2-r_2^2)\right]\left[a^2\mathrm{Besinc}\left(\frac{k|r_1-r_2|a}{d}\right)-b^2\mathrm{Besinc}\left(\frac{k|r_1-r_2|b}{d}\right)\right],\tag{3}$$

式中 $\mathrm{Besinc}(x)=2\mathrm{J}_1(x)/x$，$\mathrm{J}_1(x)$ 为一阶贝塞尔函数，a 为光阑外半径，b 为光阑内半径，d 为非相干光的传输距离。由(3)式可知非相干光源经环形光阑调制后，在传输 d 之后光束变为部分相干光束，其空间相干性为 Besinc 相干，且和传输距离 d 以及拦截比 ε 有关。图 3(a)所示为光束传输距离为 1 m 时，波前平面上任意位置与光轴处的相干性沿着径向方向的分布，其中 $\rho=|r_1-r_2|$ 且 r_1 位于光轴上取为零。由图 3(a)可知，随着光阑拦截比的增大，光束沿径向的振荡逐渐加强且整体相干性与光轴间的相干度逐渐增大，图 3(a)中三角曲线所表示的相干度要比圆圈以及方框曲线所表示的相干度好。图 3(b)为不同传输距离下波前平面上任意位置与光轴处的相干性沿径向方向的分布。由图 3(b)可知，随着传输距离 d 的增大，光束的空间相干性逐渐增强，如图 3(b)中所示，当传输距离为 1 m 时，光束的相干度比传输距离为 0.5 m 以及 0.1 m 时要来的好。图 3 计算中光束波长取 λ=632.8 nm，光斑半径取 σ=5 mm。

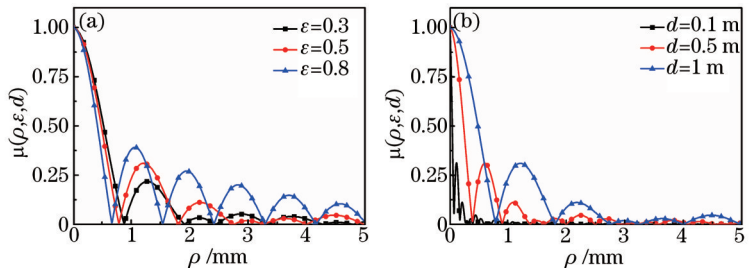

图 3 (a) 不同拦截比下的 Besinc 相干光束相干度的径向分布；(b) 不同传输距离下 Besinc 相干光束相干度的径向分布

Fig.3 (a) Distribution of the degree of coherence along with radius direction for different ε; (b) distribution of the degree of coherence along with radius direction for different d

3 Besinc 相干涡旋光束在自由空间的传输

在上述研究中已从实验上获得了 Besinc 相干涡旋光束，理论分析表明，Besinc 相干涡旋光束的空间相干性可通过调节可变光阑来实现。在接下来的研究中，将讨论 Besinc 相干涡旋光束在自由空间中的传输，并着重考虑光束相干性对光束传输的影响，也就是通过调节可变光阑实现对光束传输的影响。

Besinc 相干涡旋光束的交叉谱密度函数表示为

$$W(r_1,r_2,\phi_1,\phi_2,d)=E_0^2\left(\frac{r_1}{\sigma}\right)^n\left(\frac{r_2}{\sigma}\right)^n\exp\left(-\frac{r_1^2+r_2^2}{\sigma^2}\right)\exp\left[in(\phi_1-\phi_2)\right]\times\left[a^2\mathrm{Besinc}\left(\frac{k|r_1-r_2|a}{d}\right)-b^2\mathrm{Besinc}\left(\frac{k|r_1-r_2|b}{d}\right)\right].\tag{4}$$

光束在傍轴近似条件下沿 z 轴正方向传输(如图 1 所示)，光束在自由空间中传输一段距离(z>0)之后，光束的交叉谱密度函数为 $W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)$，其中 $\boldsymbol{\rho}_1$ 与 $\boldsymbol{\rho}_2$ 为 z 平面上光束横截面的位置矢量。根据广义惠更斯-菲涅耳原理，z 平面上光束的交叉谱密度函数为[5-6]

$$W(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,z)=\left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2\iint_{z=0}W(r_1,r_2,\phi_1,\phi_2,d)\times\exp\left\{-\mathrm{i}\frac{k}{2z}\left[(\rho_1-r_1)^2-(\rho_2-r_2)^2\right]\right\}\mathrm{d}\boldsymbol{r}_1\mathrm{d}\boldsymbol{r}_2\ . \tag{5}$$

式中 $k=2\pi/\lambda$ 为波数。将(4)式代入(5)式导出

$$\begin{aligned}W(\rho_1,\rho_2,\theta_1,\theta_2,z)=&\left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2\iint\iint E_0{}^2\left(\frac{r_1}{\sigma}\right)^n\left(\frac{r_2}{\sigma}\right)^n\exp\left[-\frac{1}{\sigma^2}\left(r_1{}^2+r_2{}^2\right)\right]\exp\left[-\frac{\mathrm{i}k}{2z}(\rho_1{}^2-\rho_2{}^2)\right]\times\\&\exp\left[-\frac{\mathrm{i}k}{2z}\left(r_1{}^2-r_2{}^2\right)\right]\exp\left[\frac{\mathrm{i}k\rho_1r_1}{z}\cos(\theta_1-\phi_1)\right]\exp\left[-\frac{\mathrm{i}k\rho_2r_2}{z}\cos(\theta_2-\phi_2)\right]\exp\left[in(\phi_1-\phi_2)\right]\times\\&\exp\left[\frac{\mathrm{i}k\rho_1r_1}{z}\cos(\theta_1-\phi_1)\right]\exp\left[-\frac{\mathrm{i}k\rho_2r_2}{z}\cos(\theta_2-\phi_2)\right]\exp\left[in(\phi_1-\phi_2)\right]\times\\&\left[a^2\mathrm{Besinc}\left(\frac{k|r_1-r_2|a}{d}\right)-b^2\mathrm{Besinc}\left(\frac{k|r_1-r_2|b}{d}\right)\right]r_1r_2\mathrm{d}r_1\mathrm{d}r_2\mathrm{d}\phi_1\mathrm{d}\phi_2\end{aligned}\ . \tag{6}$$

简化积分之后可得 Besinc 相干涡旋光束在自由空间中传输后的交叉谱密度函数表达式

$$\begin{aligned}W(\rho_1,\rho_2,\theta_1,\theta_2,z)=&\left(\frac{k}{z}\right)^2E_0{}^2\iint\exp\left[-\frac{\mathrm{i}k}{2z}(\rho_1{}^2-\rho_2{}^2)\right]\exp\left[-\frac{1}{\sigma^2}\left(r_1^2+r_2^2\right)\right]\times\\&\left[a^2\mathrm{Besinc}\left(\frac{k|r_1-r_2|a}{d}\right)-b^2\mathrm{Besinc}\left(\frac{k|r_1-r_2|b}{d}\right)\right]\left(\frac{r_1}{\sigma}\right)^n\left(\frac{r_2}{\sigma}\right)^n\times\sum_{l=-\infty}^{\infty}\mathrm{J}_l\left(\frac{k\rho_1r_1}{z}\right)\mathrm{J}_l\left(\frac{k\rho_2r_2}{z}\right)\exp\left[-il(\theta_1-\theta_2)\right]r_1r_2\mathrm{d}r_1\mathrm{d}r_2\end{aligned}\ . \tag{7}$$

为更清晰地描述调节可变光阑对 Besinc 相干涡旋光束在自由空间中传输的影响，依据(7)式进行数值计算。

图 4 为 Besinc 相干涡旋光束在自由空间中传输时，不同传输距离处的光强与对应相干度分布。图 4 计算中需考虑到的参数分别设置为光斑半径 σ=5 mm，光束波长为 λ=632.8 nm，传输距离 d=1 m，a=0.8 σ，b=0.4 σ，即拦截比为 ε=0.5。由 Besinc 相干涡旋光束的光强分布可以看出，随着传输距离的增大，Besinc 相干涡旋光束逐渐发散，光斑逐渐增大，而在传输过程中光束中心的相位畸点并没受到影响，光束带有的轨道角动量也就不会丢失。从相干度分布可看出，随着传输距离增大光束的扩散，Besinc 相干涡旋光束相干度的干涉环也逐渐向外扩散，并且变粗。接下来将研究调节可变光阑对 Besinc 相干涡旋光束传输的影响。

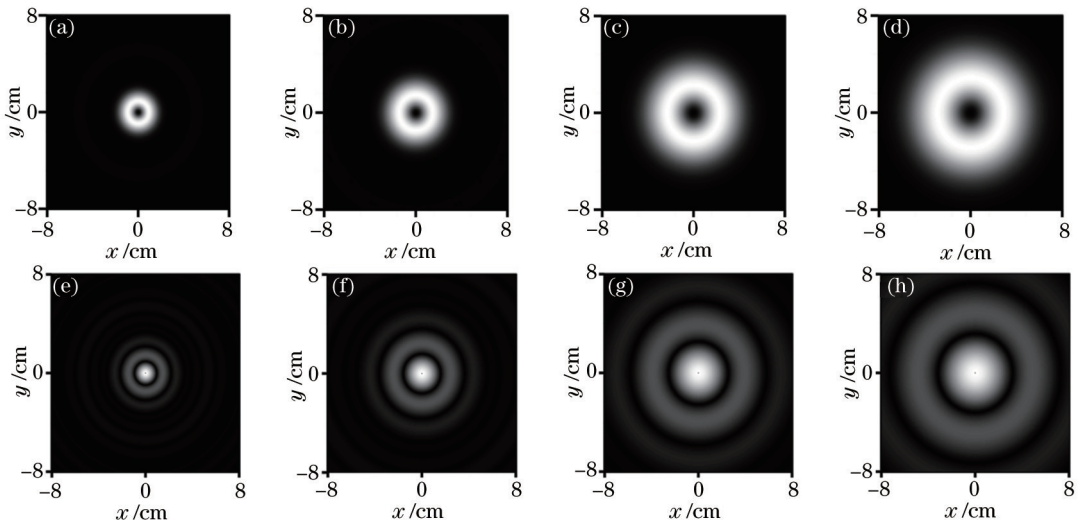

图 4 Besinc 相干涡旋光束在自由空间中传输时的光强与相干度分布。(a)~(d) 为光强分布，传输距离分别为(a) z=3 m; (b) z=5 m; (c) z=8 m; (d) z=10 m; (e)~(h) 为对应光束的相干度分布

Fig.4 Intensity and coherence distribution of the BS-PCV beams at several different distances. (a)~(d) are intensity distributions; (a) z=3 m;(b) z=5 m; (c) z=8 m; (d) z=10 m; (e)~(h) are corresponding coherence distributions

图 5 与图 6 分别为不同拦截比下相干度与光强分布随传输距离的变化情况。如图 5 所示，由于相干度取光轴为参考点因此其主峰都为 1(同一点的相干度相同)，不随传输距离的增大而变化，而同一光束截面上的其他点则随着传输距离的增大，光束扩散相对于光轴点的相干度逐渐增强，表现为随着光束的扩散相干度沿径向逐步向外扩展。由图 6 可知，随着传输距离增大 Besinc 相干涡旋光束逐渐发生扩散。由图 5 与图 6 计

算结果可知，虽然可变光阑的拦截比对光束传输时光强的分布没有影响，即不同拦截比下的光强分布曲线都完全重合，但随着拦截比的增大光束相干度整体逐渐增大。

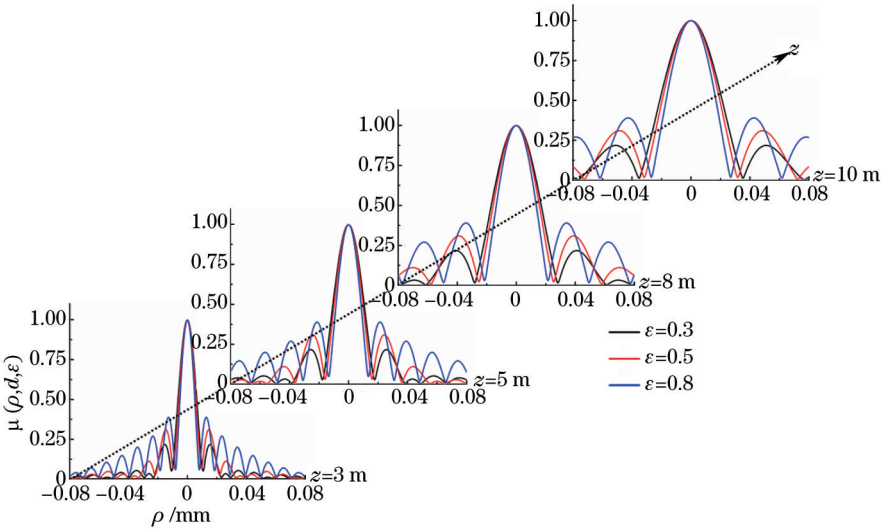

图5 不同光阑拦截比下Besinc相干涡旋光束相干度随传输距离的变化，ρ为光束横截面上空间点到同一截面上光束中心的距离

Fig.5 Distributions of coherence of the BS-PCV beams at several propagation distances for different values of $\varepsilon(\varepsilon = b/a)$, ρ is the distance from the point to the center of the laser beam

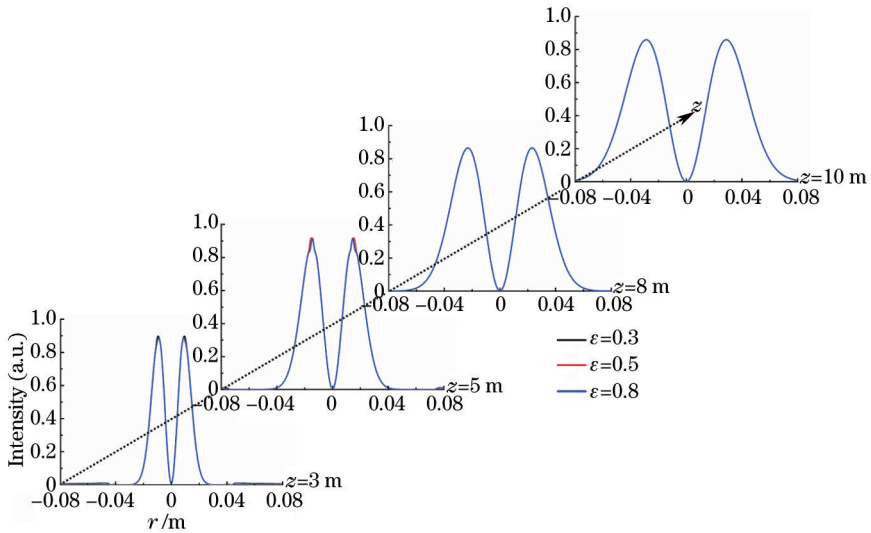

图6 不同拦截比下Besinc相干涡旋光束光强随传输距离的变化

Fig.6 Distributions of intensity of the BS-PCV beams at several propagation distances for different values of $\varepsilon(\varepsilon = b/a)$

图7与图8分别为不同d值下当拦截比取为0.5时相干度与光强分布随传输距离的变化情况，由图7可知，随着d值的增大，Besinc相干涡旋光束的相干性逐渐增强，且在相同d值下，光束相干度也随着传输距离z的增大而逐渐增强。由图8的光强分布可以看出，与拦截比不同，d值对Besinc相干涡旋光束传输时光强的分布会有影响。

4 结　论

实验上得到了Besinc相干涡旋光束并研究了其在自由空间中的传输。在实验中利用径向拦截比可控圆形光阑控制非相干光源形状，进而获得相干度可控的Besinc相干光束。Besinc相干光束的空间相干度可通过非相干光源的传输距离d和光阑拦截比ε控制。进一步在实验中采用螺旋相位板对Besinc相干光束的波前相位进行调制，从而获得Besinc相干涡旋光束。在研究Besinc相干涡旋光束在自由空间中传输时发现，光阑拦截比可以调制Besinc相干涡旋光束的相干度，但对光束在自由空间中传输时的光强变化并无影响。

而 d 值则不仅影响 Besinc 相干涡旋光束的相干度分布，还会影响 Besinc 相干涡旋光束在传输时的光强变化。

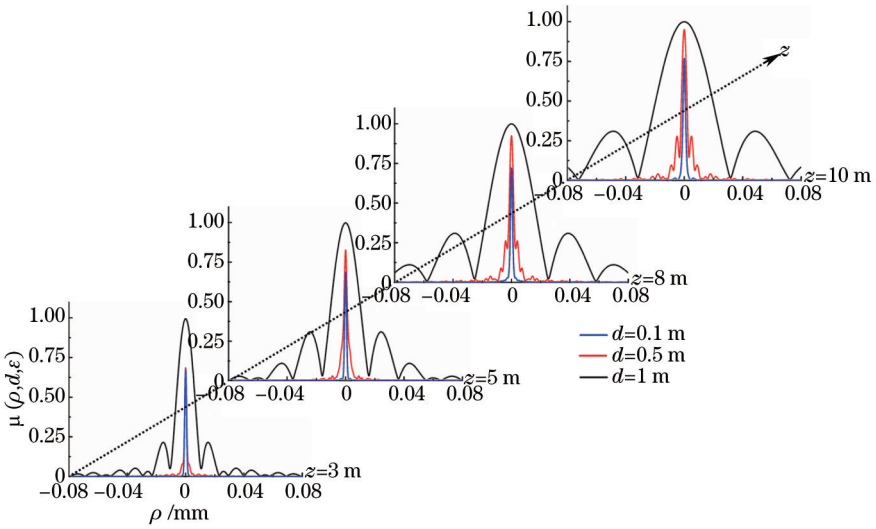

图 7　不同 d 值下 Besinc 相干涡旋光束的相干度分布随传输距离的变化，ρ 为光束横截面上空间点到同一截面上光束中心的距离

Fig.7　Distributions of the degree of coherence of the BS-PCV beams at different propagation distances for different d, ρ is the distance from the point to center of the laser beam

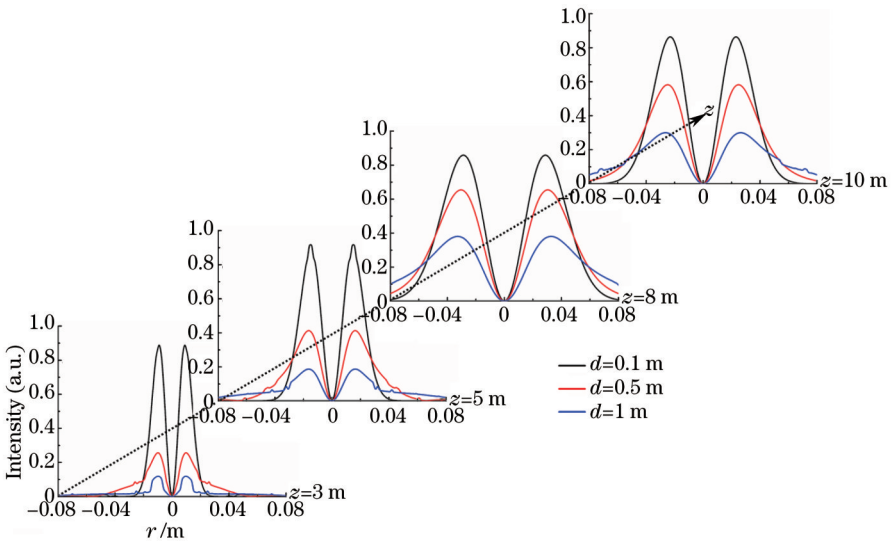

图 8　不同 d 值下 Besinc 相干涡旋光束的光强随传输距离的变化，ρ 为光束横截面上空间点到同一截面上光束中心的距离

Fig.8　Intensity distribution at different propagation distances for different d, ρ is the distance from the point to the center of the laser beam

参 考 文 献

1 Shirai T, Dogariu A, Wolf E. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 2003, 20(6): 1094-1102.

2 Gbur G, Wolf E. Spreading of partially coherent beams in random media[J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19(8): 1592-1598.

3 Cai Y J, He S. Propagation of a partially coherent twisted anisotropic Gaussian Schell-model beam in a turbulent atmosphere[J]. Appl Phys Lett, 2006, 89(4): 041117.

4 Tao R, Si L, Ma Y, *et al.*. Relay propagation of partially coherent cosh-Gaussian beams in non-Kolmogorov turbulence[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2012, 131: 495-515.

5 Yang Ailin, Lin Qiang. Polarization characteristics of partially Airy beams propagating in atmospheric turbulence[J]. Acta Phys Sin, 2014, 63(20): 204101.
杨爱林, 林　强. 部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时的偏振特性[J]. 物理学报, 2014, 63(20): 204101.

6 Dong Y, Wang F, Cai Y, *et al.*. Degree of paraxiality of cylindrical vector partially coherent Laguerre-Gaussian beams[J]. Optics

Communications, 2014, 333: 237-242.

7 Ji X L, Chen X, Lu B D. Spreading and directionality of partially coherent Hermite - Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence[J]. J Opt Soc Am A, 2008, 25(11): 21-28.

8 Wu J. Propagation of a Gaussian-Schell beam through turbulent media[J]. J Mod Opt, 1990, 37(4): 671-684.

9 Greg G, Taco D Visser. Can spatial coherence effects produce a local minimum of intensity at focus[J]. Opt Lett, 2003, 28(18): 1627-1629.

10 Gbur G, Wolf E. Spreading of partially coherent beams in random media[J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19(8): 1592-1598.

11 Pu Jixiong, Nemoto S, Liu Xiaoyun. Beam shaping of focused partially coherent beams by use of the spatial coherent effect[J]. Appl Opt, 2004, 43(28): 5281-5286.

12 Stahl C S D, Gbur G. Complete representation of a correlation singularity in a partially coherent beam[J]. Opt Lett, 2014, 39(20): 5985-5988.

13 Xu J, Tang M, Zhao D. Propagation of electromagnetic non-uniformly correlated beams in the oceanic turbulence[J]. Optics Communications, 2014, 331: 1-5.

14 Ji X L, Pu Z C. Turbulence-induced changes in degree of polarization, degree of coherence and spectrum of partially coherent electromagnetic beams[J]. Chin Phys B, 2010, 19(2): 029201.

15 Chen Z, Pu J, Zhao D. Generating and shifting a spherical focal spot in a 4Pi focusing system illuminated by azimuthally polarized beams[J]. Physics Letters A, 2013, 377(34): 2231-2234.

16 Tao Hua, Zhang Guowen, Pu Jixiong. Propagation properties of partially coherent modulated electromagnetic square flat-topped pulsed beams in free space[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(s1): s102013.

陶　华, 张国文, 蒲继雄. 部分相干调制方形平顶脉冲电磁光束在自由空间的传输特性[J]. 中国激光, 2012, 39(s1): s102013.

17 Gibson G, Courtial A J, Padgett M J, *et al.*. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. Opt Express, 2004, 12(22): 5448-5456.

18 Celechovsky R, Bouchal Z. Optical implementation of the vortex information channel[J]. New J Phys, 2007, 9(9): 328-333.

19 Wang T, Pu J X, Chen Z Y. Propagation of partially coherent vortex beams in a turbulent atmosphere[J]. Optical Engineering, 2008, 47(3): 036002.

20 Zhang Y X, Tang M X, Tao C K. Partially coherent vortex beams propagation in a turbulent atmosphere[J]. Chinese Optical Letters, 2005, 3(10): 559-561.

21 Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, *et al.*. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. Phys Rev A, 1992, 45(11): 8185.

22 Li Donghua, Pu Jixiong, Wang Xiqing. Optical torques upon a micro object illuminated by a vortex beam[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(s1): s102012.

李东华, 蒲继雄, 王喜庆. 涡旋光束照射下特殊形状微型物体所受的力矩[J]. 中国激光, 2012, 39(s1): s102012.

23 Ding Panfeng, Pu Jixiong. Movement of the core and the centroid of off-center gaussian vortex beams during propagation[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(6): 0602006.

丁攀峰, 蒲继雄. 离心高斯涡旋光束在传输中暗核和质心的运动[J]. 中国激光, 2014, 41(6): 0602006.

24 Chen Ziyang, Zhang Guowen, Rao Lianzhou, *et al.*. Determining the orbital angular momentum of vortex beam by Young's double-slit interference experiment[J]. Chinese J Lasers, 2008, 35(7): 1063-1067.

陈子阳, 张国文, 饶连周, 等. 杨氏双缝干涉实验测量涡旋光束的轨道角动量[J]. 中国激光, 2008, 35(7): 1063-1067.

栏目编辑: 殷建芳