

多色径向偏振光束的光强及光谱特性研究

陈顺意 丁攀峰 蒲继雄

华侨大学信息科学与工程学院, 福建 厦门 361021

摘要 基于近轴光束传输理论,对多色径向偏振光束(PRPB)传输中的光强及光谱分别进行了研究。结果表明:在近场区,光源的谱宽增加会使得PRPB的光斑尺寸有微小增大;在远场区,光源的谱宽增加会使得PRPB的光斑尺寸有微小减小。在光谱特性方面,观测平面上总存在一个临界位置,其内部点光谱表现为蓝移,外部点表现为红移;无论在近场还是远场,光源谱宽的增加都会使得临界位置远离光束中心。在光源谱宽确定的情况下,远场区观测点的光谱移量要明显高于近场区;从PRPB与多色线偏振高斯光束的对比中发现,在相同传输距离处,多色径向偏振光束的临界位置的半径明显大于多色线偏振高斯光束。

关键词 物理光学;多色径向偏振光束;光强;光谱;临界位置

中图分类号 O436.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0415001

Research on Property of Intensity and Spectra of Polychromatic Radially Polarized Beam

Chen Shunyi Ding Panfeng Pu Jixiong

College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen, Fujian 361021, China

Abstract Based on paraxial approximation of beam propagation, intensity and spectra of polychromatic radially polarized beam (PRPB) are investigated during propagation. It is found that, in near field, the increase of the original spectral width introduces a little increase of the beam width of PRPB; however in the far field, the increase of the original spectral width can cause a little decrease of the beam width of PRPB. As to spectral property, there always exists a critical position on observing plane, inside of the critical position, the observed spectrum is blue-shifted, and outside of the critical position, the observed spectrum is red-shifted. The increase of original spectral width will push the critical position away from the beam center wherever in the near field or far field. For the case of certain original spectral width, the observed spectral shift width in far field is bigger than that in the near field. Besides, while comparing the PRPB with the polychromatic linearly polarized Gaussian beam, it is found that at the same propagation distance, the radius of the critical position of PRPB is obviously bigger than that of the polychromatic linearly polarized Gaussian beam.

Key words physical optics; polychromatic radially polarized beam; intensity; spectra; critical position

OCIS codes 260.1960; 140.3295; 300.6170; 260.5430

1 引 言

光束调制技术,在很大程度上可以改变光束的基本参数和特性,是获取特殊光束的重要和基本手段^[1-4]。常见的光束调制技术包括振幅调制、相位调制以及偏振调制。振幅调制可以对光电场的复振幅包络进行调控,相位调制可以控制光束的相位结构,而偏振调制则可以操控光束的偏振态分布。近年来,相位控制技术有较快速的发展,美国佛罗里达中心大学通过对激光光束的相位进行控制,在实验上获得新型的无衍射艾里光束^[5],这种光束在传输中的轨迹并非直线,而是沿着弹道轨迹传输。相位调制技术的另一个特例就是涡旋光束,该

收稿日期: 2014-09-24; 收到修改稿日期: 2014-10-27

基金项目: 国家自然科学基金(61307001,61178015)、福建省自然科学基金(2013J05094,2014J05007)

作者简介: 陈顺意(1990—),女,硕士研究生,主要从事矢量光束的传输方面的研究。E-mail: 423877680@qq.com

导师简介: 丁攀峰(1980—),男,博士,副教授,主要从事光束传输方面研究。E-mail: dingpanfeng@163.com

光束的等相位面为螺旋面,观测平面上等相位线的汇集点为相位奇点,相关光学分支被称为奇点光学^[6-7],围绕着涡旋光束的产生、传输、探测等方面,研究者进行了较为广泛的研究^[8-13]。偏振调制技术也是研究的热点之一,通过径向偏振转换器,可以将线偏振光转变为径向偏振光,也可以通过矢量相干叠加的方式合成获得^[14],这种光束的偏振具有轴对称性质,通过大数值孔径聚焦后电场的纵向分量很强,可以获得亚波长量级的光斑,用于光学存储及光刻领域^[15],国内学者对这种矢量光束也进行了深入的探讨^[16-21]。但是大多数有关径向偏振光束的研究,都是针对单色的情形,实际中光束往往具有一定的谱宽,基于此,本文对多色径向偏振光束进行研究,分析其在传输中的光强以及光谱特性,并将其与单色的情况和线偏振高斯光束进行对比。

2 理论分析

通常情况下,径向偏振光束的振幅在源平面上可以表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{r}}{w_0} \exp(-r^2/w_0^2) E^0(\omega), \quad (1)$$

式中 \mathbf{r} 表示点的位置矢量,其大小为 r , w_0 表示光斑尺寸, $E^0(\omega)$ 与源光谱密度函数相关。不失一般性,假设源平面上光谱密度函数 $S^0(\omega)$ 为高斯型分布,则

$$S^0(\omega) = |E^0(\omega)|^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Gamma^2}\right], \quad (2)$$

式中 ω_0 代表光源中心频率, Γ 为光源谱宽均方根参数。为了与观测平面上点的坐标相区别,源平面上点的坐标加上撇号,即 \mathbf{r} 与 (x', y') 相对应。由近轴光束理论,传输一段距离 z 后,观测平面上电场可以表示为

$$\mathbf{E}(x, y, z) = -\frac{i \exp(ikz)}{\lambda z} \iint \mathbf{E}(x', y', z=0) \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(x-x')^2 + (y-y')^2]\right\} dx' dy', \quad (3)$$

式中 k 为传播常数, λ 为波长。将(1)式代入(3)式,可得电场的 x, y 分量分别为

$$\begin{cases} E_x(x, y, z) = \frac{\gamma_0}{\sqrt[4]{2\pi}\Gamma^2} \exp\left(\frac{u^2 + v^2}{4\alpha}\right) \iint x' \exp\left\{-\alpha\left[\left(x' + \frac{u}{2\alpha}\right)^2 + \left(y' + \frac{v}{\alpha}\right)^2\right]\right\} dx' dy' \\ E_y(x, y, z) = \frac{\gamma_0}{\sqrt[4]{2\pi}\Gamma^2} \exp\left(\frac{u^2 + v^2}{4\alpha}\right) \iint y' \exp\left\{-\alpha\left[\left(x' + \frac{u}{2\alpha}\right)^2 + \left(y' + \frac{v}{\alpha}\right)^2\right]\right\} dx' dy' \end{cases}, \quad (4)$$

式中 $\gamma_0 = \frac{-ik}{2\pi z} \exp(ikz) \exp\left[\frac{ik(x^2 + y^2)}{2z}\right]$, $\alpha = \frac{1}{w_0^2} - \frac{ik}{2z}$, $u = \frac{ikx}{z}$, $v = \frac{iky}{z}$ 。

利用复变函数积分公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta^2 t^2 - iqt) dt = \frac{\sqrt{\pi}}{\beta} \exp\left(-\frac{q^2}{4\beta^2}\right), \quad \text{Re}(\beta) > 0, \quad (5)$$

可得

$$\begin{cases} E_x(x, y, \omega, z) = -\frac{\gamma_0}{w_0} \exp\left(\frac{u^2 + v^2}{4\alpha}\right) \frac{\pi u}{2\alpha^2} E^0(\omega) \\ E_y(x, y, \omega, z) = -\frac{\gamma_0}{w_0} \exp\left(\frac{u^2 + v^2}{4\alpha}\right) \frac{\pi v}{2\alpha^2} E^0(\omega) \end{cases}. \quad (6)$$

观测平面上坐标矢量 $\boldsymbol{\rho}$ 与 (x, y) 相对应,由如下关系:

$$S(\boldsymbol{\rho}, \omega, z) = [E_x(\boldsymbol{\rho})\mathbf{e}_x + E_y(\boldsymbol{\rho})\mathbf{e}_y] [E_x(\boldsymbol{\rho})\mathbf{e}_x + E_y(\boldsymbol{\rho})\mathbf{e}_y]^*, \quad (7)$$

式中 \mathbf{e}_x 和 \mathbf{e}_y 分别为 x 和 y 方向上单位矢量。可得观测平面上光谱密度的分布函数为

$$\begin{cases} S(\boldsymbol{\rho}, \omega, z) = M(\boldsymbol{\rho}, \omega, z) S^0(\omega) \\ M(\boldsymbol{\rho}, \omega, z) = \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{w_0^2 (1 + z^2/z_R^2)^2} \exp\left[-\frac{2\boldsymbol{\rho}^2}{(1 + z^2/z_R^2)w_0^2}\right], \end{cases} \quad (8)$$

式中 $z_R = \frac{\omega w_0^2}{2c}$, c 为真空中光速。由(8)式可以看出,观测平面上的光谱与源光谱 $S^0(\omega)$ 有关,同时受到函数

$M(\rho, \omega, z)$ 的调制; 在确定的观测平面上, 光谱密度函数由观测点的半径大小决定, 与观测点的角度坐标无关。在(8)式的基础上, 可依次对观测平面上多色径向偏振光束的光强、光谱特性进行研究。

3 光强特性

(8)式表明, 多色径向偏振光束传输一段距离 z 后, 任一频率成份都保持圆对称特性。与单色径向偏振光束不同, 多色径向偏振光束在观测点的光强 $I(\rho, \omega, z)$ 需要考虑所有频率成份,

$$I(\rho, \omega, z) = \int S(\rho, \omega, z) d\omega . \quad (9)$$

图 1 给出了多色径向偏振光束在传输中的光强分布, 所选择的传输距离从近场到远场。模拟计算中选取参数: 中心波长 λ_0 为 632.8 nm, 即多色光束的中心频率 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, $\Gamma = 0.02w_0$ (图中所示光强为相对于源平面光强极大值的结果)。

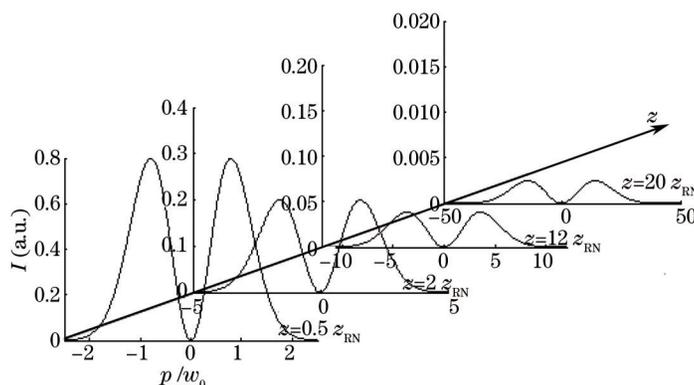


图 1 多色径向偏振光束传输中的光强分布

Fig.1 Intensity of polychromatic radially polarized beam during propagation

由图 1 可以看出, 在传输过程中, 多色径向偏振光束保持空心结构, 中心点的光强为 0, 与单色径向偏振光束相似。随着传输距离的增加, 光斑逐渐展宽。当源平面光谱宽度增加时, 传输中多色径向偏振光束仍保持空心结构, 但光斑展宽的演变会略有不同(与图 1 相似)。为了便于对比分析光斑尺寸, 将多色径向偏振光束光强极大值位置的半径, 视作光斑尺寸。具体光斑尺寸数据如表 1 所示。表中给出了单色的情况(表中标记为 $\Gamma = 0w_0$), $z_{RN} = \omega_0 w_0^2 / (2c)$ 表示中心频率对应的瑞利距离。

表 1 多色径向偏振光束传输中光强的极大值位置

Table 1 Maximum position of polychromatic radially polarized beam during propagation

Γ	z			
	$0.5z_{RN}$	$2z_{RN}$	$5z_{RN}$	$20z_{RN}$
$0w_0$	$0.79050w_0$	$1.5812w_0$	$3.6056w_0$	$14.160w_0$
$0.02w_0$	$0.79050w_0$	$1.5804w_0$	$3.6024w_0$	$14.144w_0$
$0.04w_0$	$0.79075w_0$	$1.5776w_0$	$3.5928w_0$	$14.104w_0$
$0.06w_0$	$0.79125w_0$	$1.5736w_0$	$3.5768w_0$	$14.036w_0$
$0.08w_0$	$0.79125w_0$	$1.5676w_0$	$3.5544w_0$	$13.940w_0$
$0.10w_0$	$0.79150w_0$	$1.5604w_0$	$3.5288w_0$	$13.828w_0$

在近场区 ($z=0.5z_{RN}$), 当光源为理想单色光时, 光斑尺寸为 $0.79050w_0$, 而当光源光谱谱宽为 $0.02w_0$ 时, 这一结果保持不变, 随着光源谱宽的进一步增加, 光斑尺寸开始微弱增加, 光源谱宽从 $0.02w_0$ 增大到 $0.10w_0$ 时, 对应的光斑尺寸增量为 $0.001w_0$; 在 2 倍的瑞利距离处 ($z=2z_{RN}$), 情况完全不同: 随着光源谱宽的增加, 光斑尺寸单调减小, 光源谱宽从 $0.02w_0$ 增大到 $0.10w_0$ 时, 对应的光斑尺寸减小量为 $0.0208w_0$, 在 5 倍和 20 倍瑞利距离处 ($z=5z_{RN}$, $z=20z_{RN}$), 光斑尺寸也随着光谱增加单调减小, 相应的光斑尺寸减小量分别为 $0.0736w_0$ 、 $0.316w_0$ 。总而言之, 近场区和远场区的变化性质相反, 远场区的改变更加明显。

4 光谱特性

(8)式中的光谱密度函数可以表示某个观测点的光谱密度分布, 但不能直观地表示出该点的谱移特性(红

移或蓝移)。为了描述的方便,引入平均频率以及相对谱移的概念,如下:

$$\begin{cases} \bar{\omega} = \int \omega S(\rho, \omega, z) d\omega \\ \alpha = (\bar{\omega} - \omega_0) / \omega_0 \end{cases}, \quad (10)$$

式中 $\bar{\omega}$ 表示观测点的平均频率, α 是相对谱移,以下采用相对谱移来表示观测点的谱移量, $\alpha > 0$ 表现为蓝移,其模值为蓝移量, $\alpha < 0$ 表现为红移,其模值为红移量。在确定的观测平面上,相对谱移是观测点位置的函数,图2给出了 $z=2z_{RN}$ 的观测平面上谱移分布的等高线(其他参数与图1相同)。

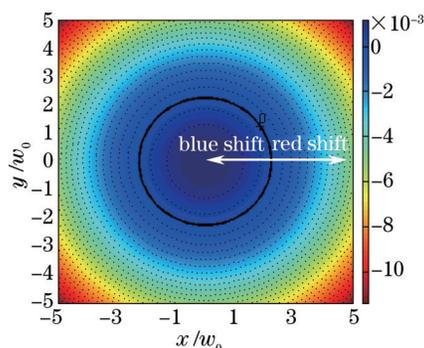


图2 观测平面上的谱移分布($z=2z_{RN}$)

Fig.2 Distribution of spectral shift width on observation plane ($z=2z_{RN}$)

由图2可知,观测平面上各点的光谱谱移分布呈现圆对称特征,谱移等高线为圆形,这一点与(8)式相符。粗实线上所有点的谱移量为0,该粗实线为谱移特性的分界线,当观测点由分界线向内移动时,其光谱表现为蓝移,随着观测点逐渐靠近中心,蓝移量逐渐增大;当观测点由分界线向外移动时,其光谱表现为红移,移动距离越大,红移量逐渐增大。当光源的谱宽以及传输距离改变时,相应的谱移分布图会随之改变,但一定会出现相应的临界位置,这是多色径向偏振光束在传输中光谱的共同特性。

为了详细分析源光谱的谱宽以及传输距离产生的具体影响,分别在不同传输距离处、不同光源谱宽的情况下,模拟计算了相对谱移随观测点位置(半径)的变化曲线,如图3所示(其他参数与图1相同)。

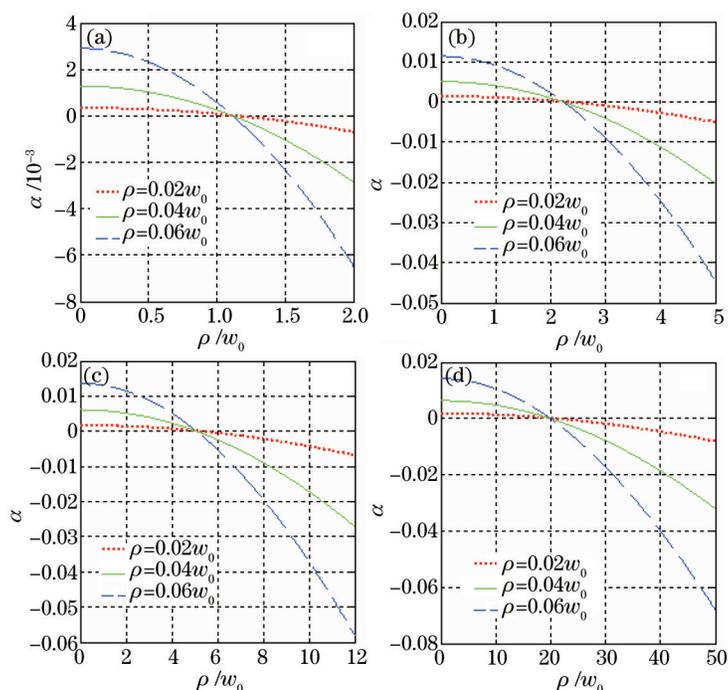


图3 观测平面上的谱移随半径的分布曲线。(a) $z=0.5z_{RN}$; (b) $z=2z_{RN}$; (c) $z=5z_{RN}$; (d) $z=20z_{RN}$

Fig.3 Distribution curve of spectral shift width versus radius on observation plane. (a) $z=0.5z_{RN}$; (b) $z=2z_{RN}$; (c) $z=5z_{RN}$; (d) $z=20z_{RN}$

由图3可以看出,无论是在近场区,还是在远场区,谱移曲线存在以下共同点: 1) 靠近中心的位置,谱移为正,远离中心,谱移为负,存在谱移为0的位置,这与图2中的结论相符; 2) 光源谱宽的增加都会引起谱移

量的增加(无论是红移量、还是蓝移量);3) 谱移曲线的斜率为负数,光源谱宽增加时,曲线斜率的模值增大(曲线更加陡峭)。在从近场到2倍瑞利距离的传输过程中,谱移量的改变比较明显[图3(a)、(b)中,纵坐标的数值相差较大],而从2倍瑞利距离到20倍瑞利距离的传输过程中,谱移量的改变比较微弱[图3(b)、(c)中,纵坐标的数值相近]。

对比图3(a)、(d)可以看出,无论光源的谱宽如何,随着传输距离的增大,临界位置都会向远离中心的方向移动。表2给出了临界位置的详细数值(为了对比,同时计算了 $\Gamma = 0.08w_0$ 以及 $\Gamma = 0.10w_0$ 的结果)。

表2 多色径向偏振光束传输中光谱的临界位置

Table 2 Critical position of the spectra of polychromatic radially polarized beam during propagation

Γ	z			
	$0.5z_{RN}$	$2z_{RN}$	$5z_{RN}$	$20z_{RN}$
$0.02w_0$	$1.1184w_0$	$2.2370w_0$	$5.1003w_0$	$20.0290w_0$
$0.04w_0$	$1.1194w_0$	$2.2398w_0$	$5.1041w_0$	$20.0411w_0$
$0.06w_0$	$1.1211w_0$	$2.2443w_0$	$5.1103w_0$	$20.0609w_0$
$0.08w_0$	$1.1235w_0$	$2.2505w_0$	$5.1187w_0$	$20.0874w_0$
$0.10w_0$	$1.1261w_0$	$2.2569w_0$	$5.1274w_0$	$20.1152w_0$

由表2可以看出,光束从 $0.5z_{RN}$ 传输到 $20z_{RN}$ 的过程中,临界位置从约 $1w_0$ 移动到约 $20w_0$,类似于传输中光斑尺寸的展宽;在确定的观测平面上,例如在 $z=0.5z_{RN}$ 、 $2z_{RN}$ 、 $5z_{RN}$ 、 $20z_{RN}$ 各个传输距离处,当光源谱宽从 $\Gamma = 0.02w_0$ 增加到 $\Gamma = 0.1w_0$ 时,对应的临界位置的大小都单调增加,增加量分别为 $0.0077w_0$ 、 $0.0199w_0$ 、 $0.0271w_0$ 、 $0.0862w_0$,增加量都很小,但综合传输距离以及光源谱宽两个方面可以发现传输距离的增大,在一定程度上使得光源谱宽的改变对临界位置的影响更加明显。

无论传输距离如何,观测平面上红移区域占优,且红移量的大小在整体上超过蓝移量的大小。当传输距离为 $0.5z_{RN}$ 时,最大的蓝移量约 0.3%,而当传输距离增加到 $2z_{RN}$ 时,最大蓝移量约 1.2%,谱移量的增幅非常显著。传输距离为 $5z_{RN}$ 时,最大蓝移量约 1.4%,比 $2z_{RN}$ 时仅高出 0.2%,但此时光斑尺寸是 $z=2z_{RN}$ 时的 2 倍多,传输距离增加至 $20z_{RN}$ 时,量大的蓝移量约 1.7%,比 $2z_{RN}$ 时仅高出 0.5%,但此时的光斑尺寸是 $z=2z_{RN}$ 时的 8~9 倍。光束展宽过大会使得能量分散严重,因此仅从测量光谱特性(红移或者蓝移)的角度而言,希望有较大的谱移量的同时光强能量集中,综合考虑,在 $2z_{RN}$ 附近检测谱移特性是较优的选择。

总体上而言,虽然光源谱宽的改变对临界位置的影响很微弱,但这一点也可以加以利用,例如从光通信的角度来看,如果光源采用多色径向偏振光束(径向偏振光脉冲,时域上脉冲宽度的减小对应着频域上光谱宽度的增加),在某一确定的观测平面上,如 $z=20z_{RN}$,由于光强极大值位于 $\rho=14w_0$ 附近,观测点可以选择在 $\rho=10w_0$ 附近,当光源谱宽分别为 $\Gamma = 0.02w_0$ 、 $0.04w_0$ 、 $0.06w_0$ 、 $0.08w_0$ 、 $0.1w_0$ 时,该位置的光强约为极大值的 80%,而对应的蓝移量则分别为 0.00119625、0.00476418、0.0106422、0.0186851、0.0281801,这些数据如果转化为中心波长(632.8 nm)的改变量则分别为 0.76、3.01、6.73、11.82、17.83 nm。如果在该观测点检测到中心波长的偏移量值,则可以判断光源的谱宽信息。

5 与线偏振多色高斯光束的对比

多色线偏振高斯光束的光强分布为高斯型,传输中光斑形态保持不变(除了展宽),重点比较线偏振高斯光束与径向偏振光束的光谱特性,仍然选择相对谱移 α 作为对比参数,其他参数为中心波长 $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$, $\Gamma = 0.04w_0$,以 $z=2z_{RN}$ 的观测平面为例,对比结果如图4所示。

图4中,线偏振高斯光束的谱移曲线也出现临界位置,位于 $\rho=1.5838w_0$,而径向偏振光束的临界位置位于 $\rho=2.2398w_0$,后者明显大于前者;在共同的蓝移区($\rho < 1.5838w_0$),径向偏振光束的相对谱移较大,在共同的红移区($\rho > 2.2398w_0$),线偏振高斯光束的相对谱移较大。由于线偏振高斯光束的光强极大值在中心位置,而多色径向偏振光束的光强极大值在 $\rho=1.5776w_0$,综合考虑光强和谱移量的因素,对于探测而言,选择在 $\rho=1w_0$ 附近比较两者的谱移量比较合适,该位置线偏振高斯光束和径向偏振光束的蓝移量分别为 0.001537、0.004078,转化为中心波长的改变量分别为 0.97、2.58 nm,差别非常明显。从衍射的角度来看,在某一传输距

离处,对于多色线性偏振光源,观测点各个频率成分的电场,是源平面光束对应频率成分电场的相位叠加的结果(类比于标量叠加);对于多色径向偏振光源而言,观测点各个频率成分的电场则是源平面光束对应频率成分电场的偏振(同时包含相位)叠加的结果(类比于矢量叠加)。这种差异会使得两种光束的相同频率成分传输相同的距离后在同一观测点处,电场的叠加结果完全不同,从而导致观测点处光谱密度分布的差异,最终产生临界位置以及谱移量的差异。

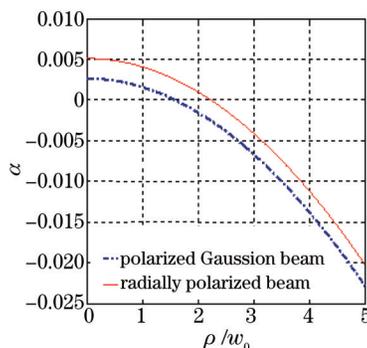


图4 多色径向偏振光束与线偏振高斯光束谱移对比

Fig.4 Comparison of spectral shift width between the polychromatic radially polarized beam and the linearly polarized Gaussian beam

6 结 论

推导了多色径向偏振光束传输中电场的解析表达式,在此基础上对径向偏振光束的光强和光谱进行了分析。对于光强分布,多色与单色的情形类似,在其他参数相同的情况下,光强极大值的位置非常接近;对于光谱而言,多色径向偏振光束在观测平面上存在临界位置,临界位置以内观测点的光谱为蓝移,以外为红移。光源光谱的改变对临界位置的影响较小;与多色线偏振高斯光束相较而言,前者的临界位置更加远离光束中心,且前者在蓝移区的谱移量较大。实验结论在探讨多色径向偏振光束的潜在应用方面能够提供指导作用。

参 考 文 献

- 1 E Miyai, K Sakai, T Okano, *et al.*. Photonics:lasers producing tailored beams[J]. Nature, 2006, 441(7096): 946.
- 2 G Witjaksono, D Botez. Surface-emitting, single-lobe operation from second-order distributed-reflector lasers with central grating phaseshift[J]. Appl Phys Lett, 2001, 78(26): 4088-4090.
- 3 G Witjaksono, S Li, J J Lee, *et al.*. Single-lobe, surface-normal beam surface emission from second-order distributed feedback lasers with half-wave grating phase shift[J]. Appl Phys Lett, 2003, 83(23): 5365-5367.
- 4 Tan Qiaofeng, Yan Yingbai, Jin Guofan. Statistic analysis of influence of phase distortion on diffractive optical element for beam smoothing[J]. Opt Lett, 2004, 12(14): 3270-3278.
- 5 G A Siviloglou, J Broky, A Dogarin. Observation of accelerating airy beams[J]. Phys Rev Lett, 2007, 99(21): 213901.
- 6 J F Nye, M V Berry. Dislocations in wave trains[J]. R Soc Lond A, 1974, 336(1605): 165-190.
- 7 M S Soskin, M V Vasnetsov. Singular optics[J]. Progress in Optics, 2001, 42(4): 219-276.
- 8 Meng Xiangjun, Zhu Yanying, Chen Zhiting, *et al.*. Properties of vortex beams with plane beam oblique incidence of fork-shaped grating[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(2): 0202008.
孟祥君,朱艳英,陈志婷,等.平面光斜入射叉形光栅获取涡旋光束的特性[J].中国激光,2013,40(2):0202008.
- 9 Yan Hongwei, Zhang Entao, Zhao Baoyin, *et al.*. Free-space propagation of guided optical vortices excited in an annular core fiber[J]. Opt Express, 2012, 20(16): 17904-17915.
- 10 Jiang Yunfeng, Huang Kaikai, Lu Xuanhui. Propagation dynamics of abruptly autofocusing Ariy beams with optical vortices[J]. Opt Express, 2012, 20(17): 18579-18584.
- 11 Y J Yang, Y Dong, C L Zhao, *et al.*. Generation and propagation of an anomalous vortex beam[J]. Opt Lett, 2013, 38(24): 5418-5421.
- 12 Y J Yang, Y Dong, C L Zhao, *et al.*. Autocorrelation properties of fully coherent beam with and without orbital angular momentum[J]. Opt Express, 2014, 22(3): 2925-2932.
- 13 Liu Man. Novel method to detect the orbital angular momentum in optical vortex beams[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(3): 0326002.
刘曼.探测涡旋光束轨道角动量的新方法[J].光学学报,2013,33(3):0326002.

- 14 Li Chen, Xin Jingt, Liu Yidong. Matrix analysis for vector beams and spatial polarization converters[J]. *Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica*, 2013, 43(9): 1029–1034.
李 辰, 辛璟焘, 刘义东. 矢量光束和空间偏振转化器件的矩阵分析[J]. *中国科学: 物理学 力学 天文*, 2013, 43(9): 1029–1034.
- 15 Niziev V G, Nesterov A V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency[J]. *J Phys D–Appl Phys*, 1999, 32(13): 1455–1461.
- 16 Cheng Kan, Tan Qiaofeng, Zhou Zhehai, *et al.*. Design of three-dimensional superresolution diffractive optical elements for radially polarized beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(11): 3295–3299.
程 侃, 谭峭峰, 周哲海, 等. 径向偏振光三维超分辨衍射光学元件设计[J]. *光学学报*, 2010, 30(11): 3295–3299.
- 17 Yan Jie, Lu Yonghua, Wang Pei, *et al.*. Study of focal spot of radially polarized beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(12): 3597–3603.
阎 杰, 鲁拥华, 王 沛, 等. 径向偏振光聚焦光斑研究[J]. *光学学报*, 2010, 30(12): 3597–3603.
- 18 Yu Yongjiang, Chen Jiannong, Yan Jinliang, *et al.*. Longitudinally polarized subwavelength beam generated by focusing radially modulated Bessel–Gaussian beam[J]. *Acta Physica Sinica* 2011, 60(4): 044205.
于永江, 陈建农, 闫金良, 等. 聚焦径向调制 Bessel–Gaussian 光束实现亚波长尺寸纵向偏振光束[J]. *物理学报*, 2011, 60(4): 044205.
- 19 Chen Huifang, Liu Tao, Zhang Zaixuan. Shaper focus of radially polarized beam with a continuous phase filter[J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(6): 0616001.
陈慧芳, 刘 涛, 张在宣. 连续相位滤波器缩小径向偏振光束焦斑[J]. *中国激光*, 2012, 39(6): 0616001.
- 20 Chang Qiang, Yang Yanfang, He Ying, *et al.*. Study of the focusing features of spatial amplitude and phase modulated radially polarized vortex beams in a 4pi focusing system[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(10): 104202.
常 强, 杨艳芳, 何 英, 等. 4pi 聚焦系统中振幅和相位调制的径向偏振涡旋光束聚焦特性的研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(10): 104202.
- 21 Ren Guangsen, Wu Wuming, Ning Yu, *et al.*. Tight focusing of a radially polarized coherent beams array[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(1): 0102003.
任广森, 吴武明, 宁 禹, 等. 径向偏振相干光束阵列的深聚焦[J]. *中国激光*, 2014, 41(1): 0102003.

栏目编辑: 史 敏