

基于矢量光场调控的宽波段全晶体型光瞳滤波器

杨 凤¹ 王吉明¹ 赫崇君¹ 刘友文¹ 田 威² 吴 彤¹ 顾晓蓉¹

¹南京航空航天大学理学院应用物理系, 江苏 南京 211106

²南京航空航天大学机电学院, 江苏 南京 211106

摘要 基于复合波片消色差设计方法,结合矢量光场衍射受限的大数值孔径聚焦理论,以600 nm为中心波长,提出了一种适用于宽波段的全晶体型光瞳滤波器。该滤波器由三片具有同心分区环带的复合延迟波片构成,每分区波片具有各自的方位角及环带参数,且相邻环带光轴垂直。在轴对称偏振矢量光场入射下,通过调节光瞳滤波器的方位角,经聚焦后,在550~650 nm波长范围内,均可获得轴向焦深的扩展、横向压缩的光针场以及衍射受限的三维光管场。研究表明,该光瞳滤波器在100 nm波段内实现了宽波段矢量光场的调控。

关键词 光学器件;轴对称矢量光束;光针场;光管场;宽波段

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201636.0323001

Crystal-Based Pupil Filter for Manipulation of the Vectorial Field in the Broad Band

Yang Feng¹ Wang Jiming¹ He Chongjun¹ Liu Youwen¹ Tian Wei² Wu Tong¹
Gu Xiaorong¹

¹Department of Applied Physics, College of Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing, Jiangsu 211106, China

²College of Mechanical and Electrical Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing, Jiangsu 211106, China

Abstract Based on the achromatic principle of composite wave plate and diffraction-limited theory of the tight focusing of the vectorial field, a pupil filter is presented for the focusing of the broadband vectorial field with the central wavelength of 600 nm. This filter is combined of three segmented wave plates, each of which is divided into four concentric belts with optimized radial parameters and azimuth angles. The optical axes of the two adjacent belts are perpendicular to each other. For the incident vectorial beam with wavelength from 550 nm to 650 nm, the desired specially focused field with extended depth of focus, such as optical needle field with compressed radial width and diffraction-limited tube field, can be achieved. The result shows that this filter can be effectively used as a manipulator for the vector beam with wide waveband in the 100 nm band.

Key words optical devices; cylindrical vector beams; optical needle field; optical tube field; broad band

OCIS codes 230.5440; 120.2440; 260.1960; 140.3300; 220.1230

1 引 言

不改变通光孔径,可使用光瞳滤波器来实现对传输光的调控,包括对波长(频率)、相位、振幅和偏振态的调控处理,聚焦后可获得具有特殊空间结构的聚焦光场,该类光场最典型的应用是获取超越光学衍射极限

收稿日期: 2015-08-24; 收到修改稿日期: 2015-09-25

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项资金、江苏省研究生培养创新工程(SJLX_0122)、南京航空航天大学基本科研业务费(NZ2013206)

作者简介: 杨 凤(1990—),女,硕士研究生,主要从事矢量光场调控方面的研究。E-mail: 164500901@qq.com

导师简介: 王吉明(1977—),男,博士,副教授,主要从事矢量光场方面的研究。E-mail: jimingw@nuaa.edu.cn(通信联系人)

的成像。根据聚焦系统数值孔径的不同,可分为基于标量衍射的低数值孔径系统和基于矢量衍射的高数值孔径系统。

对于低数值孔径聚焦系统,通过对二元衍射光学元件^[1]、径向双折射晶体^[2-3]、复滤波元件^[4-5]等相位型、振幅型和复振幅型滤波器的设计,可以实现横向超分辨或三维超分辨,以上聚焦过程中忽略了偏振效应。对高数值孔径聚焦系统,需考虑光场偏振态在传输与聚焦过程中的作用^[6-7],使用矢量衍射方法对滤波器进行设计,滤波对象光束扩展为更广义的矢量光束。所谓矢量光束,是指在传播截面上,偏振态呈现各向异性或局域相异性分布的光束。其中有种光束其偏振态、振幅和相位在光束横截面上均呈柱对称分布,因此也称为柱对称矢量光束^[8-10],典型的有径向和角向偏振矢量光。偏振态分布作为矢量光场的重要特性,与光场的振幅、相位一起,可作为完备的调控要素,在空域对光场的相移、振幅和偏振态进行全方位调控,获得所需要的调控矢量光束,实现新的光学现象或发展新的应用技术。这类调控方法,在强聚焦光场领域具有重要应用前景。

利用环带式分区相位延迟器对矢量偏振光进行滤波是获取特殊聚焦光场的有效手段。一种典型的三维聚焦整形方法即是,通过适当调控柱对称矢量光束的偏振态,结合分区的二元光学元件,实现聚焦区域光场整形^[11]。类似地,沿径向偏振的贝塞尔-高斯入射光,经一个二元衍射光学元件滤波后聚焦,可以获得一种沿轴向偏振的聚焦“光针”场^[12]。对柱对称矢量光束做进一步空域分区的连续或离散调控,可产生更为理想的“光针”场^[13]、“光管”场^[14]、“光链”场^[15]、偏振态可控的多焦点场^[16]等。2013年,针对某一入射波长,利用优化分区且相邻区光轴垂直的双折射晶体,作为一种离散化的光瞳滤波器用于大数值孔径光学系统时,对入射角向偏振矢量光束聚焦后可以获得类似的特殊聚焦光场^[17]。

以上方法里,所提出的相位滤波器均是基于单一波长设计的,所设计的滤波器仅适用于某一波长光束。而在许多实际应用中,光波具有一定宽度,或者需要根据使用情况变换光束波长,但随入射光波段增加或者波长变更,滤波效果会变差,甚至无法达到预期调控光束目的,在应用上受到一定的限制。在国际上,有一些课题组已经在研究设计宽波段矢量光场的发生装置并且实现了在宽波段范围内产生矢量光场,如哈佛大学 Capasso 课题组^[18]。为克服上述技术缺陷,有必要对适用于宽波段的光瞳滤波器进行研究。对于低数值孔径的聚焦系统,已有消色差滤波器的相关设计研究,但相关的结构和方法不适用于高数值孔径聚焦系统^[19]。本文设计了一种基于矢量光场调控的宽波段全晶体型光瞳滤波器,适用于宽波段内某一矢量入射光或该波段内不同波长的复色矢量光进行的消色差滤波,更利于实际应用。

2 基本理论

2.1 宽波段全晶体型光瞳滤波器的设计原理

根据波片复合理论^[20]:将三片同种材料的双折射延迟片串联复合,如果两边的延迟片的延迟量相同且快轴方向相互平行,中间延迟片对于设计光谱范围的中心波长的相位延迟为 $\lambda/2$,且其快轴方向与两边波片的快轴方向有一定夹角,那么该结构在设计的光谱范围内是消色差的。鉴于此,选用三片相同的分区半波片进行复合,自内而外4个分区分别以 $i=1,2,3,4$ 表示, $i=1$ 代表中心圆域, $i=2,3,4$ 依次为其之外的3个环带,半径由内到外分别为:0.2706、0.4706、0.6824、1^[17],且相邻区域的快轴方向相互垂直[如图1(a)中粗黑线所示],该复合结构即为所设计的光瞳滤波器,如图1所示。

鉴于每个区域原理相同,以最内区为例进行阐述,在三片分区复合结构中,设第 I、第 II 及第 III 片结构的延迟量均为 Γ_1 ,假设第 I、III 片最内区的快轴方向与 X 轴重合,慢轴方向与 Y 重合,第 II 片波片与第 I 片波片快轴夹角为 η ,则可以得到光瞳最内区的相位延迟 Γ 和方位角 θ_1 ^[21]

$$\Gamma = 2 \arccos(\cos \Gamma_1 \cos \frac{\Gamma_1}{2} - \sin \Gamma_1 \sin \frac{\Gamma_1}{2} \cos 2\eta), \quad (1)$$

$$\theta_1 = \frac{1}{2} \operatorname{arccot} \left[\frac{1}{\sin 2\eta} \left(\sin \Gamma_1 \cot \frac{\Gamma_1}{2} + \cos \Gamma_1 \cos 2\eta \right) \right], \quad (2)$$

此时光瞳滤波器最内区的等效琼斯矩阵为

$$M(\Gamma, \delta_1) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Gamma}{2} + i \sin \frac{\Gamma}{2} \cos 2\delta_1 & i \sin \frac{\Gamma}{2} \sin 2\delta_1 \\ i \sin \frac{\Gamma}{2} \sin 2\delta_1 & \cos \frac{\Gamma}{2} - i \sin \frac{\Gamma}{2} \cos 2\delta_1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

那么光瞳滤波器的琼斯矩阵为

$$B_m = \begin{cases} \begin{bmatrix} \cos \frac{\Gamma}{2} - i \sin \frac{\Gamma}{2} \cos 2\delta & i \sin \frac{\Gamma}{2} \sin 2\delta \\ i \sin \frac{\Gamma}{2} \sin 2\delta & \cos \frac{\Gamma}{2} + i \sin \frac{\Gamma}{2} \cos 2\delta \end{bmatrix} & \begin{matrix} 0 < \rho < \rho_1, m = 1 \\ \rho_2 < \rho < \rho_3, m = 3 \end{matrix} \\ \begin{bmatrix} \cos \frac{\Gamma}{2} - i \sin \frac{\Gamma}{2} \cos(2\delta + \pi) & i \sin \frac{\Gamma}{2} \sin(2\delta + \pi) \\ i \sin \frac{\Gamma}{2} \sin(2\delta + \pi) & \cos \frac{\Gamma}{2} + i \sin \frac{\Gamma}{2} \cos(2\delta + \pi) \end{bmatrix} & \begin{matrix} \rho_1 < \rho < \rho_2, m = 2 \\ \rho_3 < \rho < 1, m = 4 \end{matrix} \end{cases}, \quad (4)$$

式中 ρ 为透镜上某一点的径向长度, m 表示环带序号, 从内到外依次为 1, 2, 3, 4。 δ 为第一片晶体快轴方向与 X 轴的夹角

$$\delta = \delta_1 + \delta = \frac{1}{2} \operatorname{arccot} \left[\frac{1}{\sin 2\eta} \left(\sin \Gamma_1 \cot \frac{\Gamma_1}{2} + \cos \Gamma_1 \cos 2\eta \right) \right] + \delta. \quad (5)$$

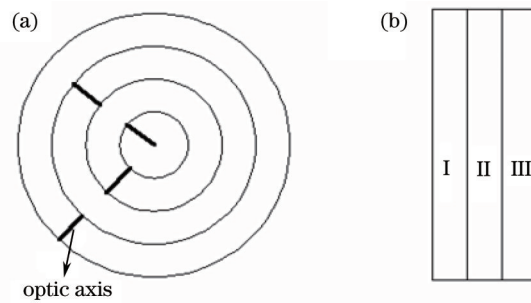


图 1 光瞳滤波器的结构图。(a) 正视图(粗黑线为光轴); (b) 左视图

Fig.1 Structure diagram of the optical pupil filter. (a) Positive view (thick black line is the optical axis); (b) left view

2.2 光路系统原理

如图 2 所示, 入射光为径向矢量偏振光, 依次通过双半波片 L_1 、 L_2 、消色差光瞳 L_3 、再通过高数值孔径的透镜 L_4 聚焦。其中 L_1 、 L_2 是将径向矢量偏振光转化成一般的轴对称矢量偏振光, 通过固定 L_1 的快轴方向, 只调节 L_2 的快轴方向, 实现轴对称矢量偏振光偏振角度的转换, 即得到一般的轴对称矢量偏振光, 其矩阵形式的表达式为^[7]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i(\rho, \phi) &= \begin{bmatrix} \mathbf{E}_\varphi \\ \mathbf{E}_{i\varphi} \end{bmatrix} = L(\theta) \begin{bmatrix} \cos \varphi_0 \cos \varphi & \cos \varphi_0 \sin \varphi \\ -\sin \varphi_0 \sin \varphi & \sin \varphi_0 \cos \varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{bmatrix} = \mathbf{E}_i(x, y) \\ L(\theta) &= \begin{cases} 0 & \text{other} \\ 1 & \arcsin(NA_0) \leq \theta \leq \arcsin(NA) \end{cases} \end{aligned}, \quad (6)$$

此处 $NA = 0.85$ 、 $NA_0 = 0.1$, 相当于聚焦透镜中心几乎为暗核, φ 为柱面坐标中的方位角参数。根据琼斯矩阵相乘以及矢量衍射积分理论公式, 将轴对称矢量光束经过设计的光瞳滤波后的光场 $\mathbf{E}_m = \mathbf{B}_m \mathbf{E}_i(x, y)$ 进行矢量分解可得

$$\begin{aligned} E_{mi} &= \begin{cases} \cos \frac{\Gamma}{2} \cos(\varphi_0 + \varphi) + i \sin \frac{\Gamma}{2} [\cos 2\delta \cos(\varphi_0 - \varphi) + \sin 2\delta \cos(\varphi_0 + \varphi)], & \begin{matrix} 0 < \rho < \rho_1, m = 1 \\ \rho_2 < \rho < \rho_3, m = 3 \end{matrix} \\ \cos \frac{\Gamma}{2} \cos(\varphi_0 + \varphi) - i \sin \frac{\Gamma}{2} [\cos 2\delta \cos(\varphi_0 - \varphi) + \sin 2\delta \cos(\varphi_0 + \varphi)], & \begin{matrix} \rho_1 < \rho < \rho_2, m = 2 \\ \rho_3 < \rho < 1, m = 4 \end{matrix} \end{cases} \\ E_{mj} &= \begin{cases} \cos \frac{\Gamma}{2} \sin(\varphi_0 + \varphi) + i \sin \frac{\Gamma}{2} [\cos 2\delta \sin(\varphi_0 - \varphi) + \sin 2\delta \sin(\varphi_0 + \varphi)], & \begin{matrix} 0 < \rho < \rho_1, m = 1 \\ \rho_2 < \rho < \rho_3, m = 3 \end{matrix} \\ \cos \frac{\Gamma}{2} \sin(\varphi_0 + \varphi) - i \sin \frac{\Gamma}{2} [\cos 2\delta \sin(\varphi_0 - \varphi) + \sin 2\delta \sin(\varphi_0 + \varphi)], & \begin{matrix} \rho_1 < \rho < \rho_2, m = 2 \\ \rho_3 < \rho < 1, m = 4 \end{matrix} \end{cases}, \quad (7) \end{aligned}$$

式中 φ_0 为半波片 L_2 与 Y 轴的夹角的 2 倍。

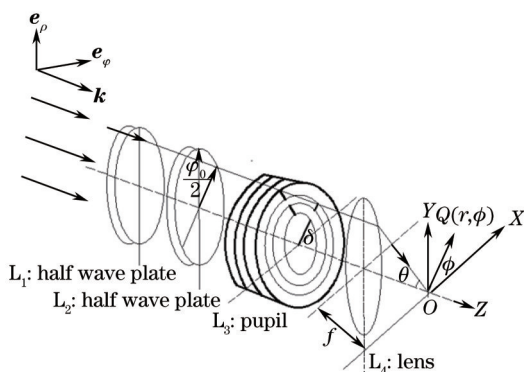


图2 消色差光学系统结构图

Fig.2 Structure of the achromatic optical system

再经过高数值孔径聚焦后,系统焦点附近的电场分量为

$$\begin{aligned}
 E_{ox}(\theta, \varphi) &= \sqrt{\cos \theta} \sum_{m=1}^4 [(E_{mi} \cos \varphi + E_{mj} \sin \varphi) \cos \theta \cos \varphi - (-E_{mi} \sin \varphi + E_{mj} \cos \varphi) \sin \varphi] i \\
 E_{oy}(\theta, \varphi) &= \sqrt{\cos \theta} \sum_{m=1}^4 [(E_{mi} \cos \varphi + E_{mj} \sin \varphi) \cos \theta \sin \varphi + (-E_{mi} \sin \varphi + E_{mj} \cos \varphi) \cos \varphi] j, \\
 E_{oz}(\theta, \varphi) &= \sqrt{\cos \theta} \sum_{m=1}^4 [(E_{mi} \cos \varphi + E_{mj} \sin \varphi) \sin \theta] k
 \end{aligned} \tag{8}$$

由矢量 Debye 衍射积分理论得到焦点附近的场分布为

$$E(r, \phi, z) = \frac{i}{\lambda} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} E_o(\theta, \varphi) \times \exp[-ikr \sin \theta \cos(\varphi - \phi) - ikz \cos \theta] \times \sin \theta d\theta d\varphi, \tag{9}$$

式中 $E_o(\theta, \varphi) = E_{ox}(\theta, \varphi) + E_{oy}(\theta, \varphi) + E_{oz}(\theta, \varphi)$, θ 为数值孔径角, 表示 $\theta = \arcsin(\rho/f)$, 其中 ρ 为透镜上某一点的径向长度, f 为透镜焦距。透镜最大径向长度即透镜孔径半径为 ρ_{\max} , $\theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{\rho_{\max}}{f}\right)$ 为物镜的最大孔径角, 定义 $NA = \frac{\rho_{\max}}{f}$ 为透镜的数值孔径, $\theta_j = \arcsin(\rho_j NA)$ 。 n 为透镜折射率, 为了计算方便设 $n=1$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ 为入射光波长, i 为虚部单位。可以得到焦点附近的光强分布为

$$I(r, \varphi, z) = |E(r, \phi, z)|^2. \tag{10}$$

3 宽波段入射光的聚焦场分析

3.1 光瞳滤波器参量分析

设计中, 分区波片选用石英材料, 在(3)式中, $\Gamma_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d$, 其中 n_o 、 n_e ^[20]取值如下^[22]:

$$\begin{aligned}
 n_o^2 &= 2.36315 + \frac{0.00945}{\lambda^2 - 0.01915} - 0.0219\lambda^2 \\
 n_e^2 &= 2.37655 + \frac{0.0120}{\lambda^2 - 0.01445} + 1.8754 \times 10^{-7}\lambda^2
 \end{aligned} \tag{11}$$

以 600 nm 为中心波长, 可得 $\lambda/2$ 延迟片的厚度 d 为 $3.284 \times 10^{-5} + 6.0 \times n \times 10^{-7}$, 其中 n 为正整数。

以不同波长的光入射到该复合结构上, 经计算得到, 对于 550~650 nm 的入射光, 相位延迟相交于图 3 中的 A 点, 此时 $\eta = 0.332\pi$, 相位延迟为 π , 即第 II 片波片与第 I 片波片夹角为 0.332π 时该复合结构在宽波段 (550~650 nm) 范围内相位延迟相等; 等效方位角在 30° 附近范围变化不大, 如图 4 所示。

3.2 聚焦场分析

根据 3.1 节的分析, 将 $\eta = 0.332\pi$ 代入(5)式中, 对图 2 所述的光学系统, 根据(9)式做聚焦光场分析。经计

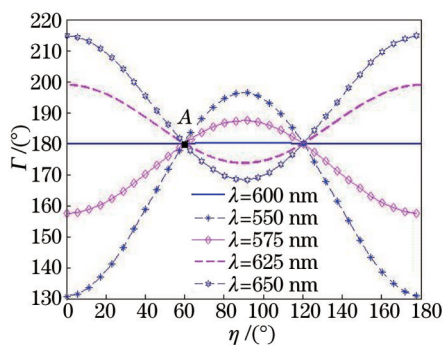


图3 等效相位延迟随入射波长的变化图

Fig.3 Variation of the equivalent phase delay with the incident wavelength

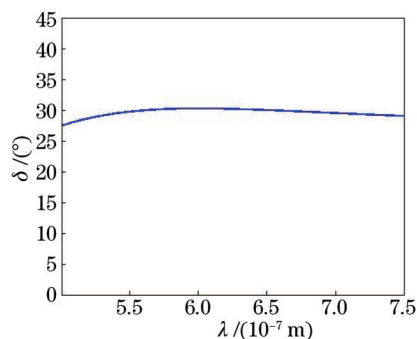


图4 等效方位角与波长的关系图

Fig.4 Relationship between the equivalent azimuth and wavelength

算,当 $\varphi_0 = \pi/8$ 时,聚焦场会有较好的焦深扩展。对于以 600 nm 为中心波长的入射光,研究了光瞳滤波器方位角 δ 的影响,不同方位角所对应的焦点处的轴向与横向光强的分布情况如图 5 所示。从图 5 可以看出,当 $\delta = 5\pi/24$ 时,可以得到较小的横向半峰全宽和较大的轴向半峰全宽,此时聚焦得到的光场中轴向偏振程度较高,可以认为是光针场。当 $\delta = -5\pi/24$ 和 $\delta = 3\pi/24$ 以及 $\delta = -3\pi/24$ 和 $\delta = \pi/24$ 时,横向半峰全宽和的轴向半峰全宽分别相等。当 $\delta = -\pi/24$ 时,横向光强分布在中心 ($z=0$) 有暗斑凹陷,轴向光强分布在 $r=0$ 平面上光强分布几乎为零,此时聚焦得到的光场角向偏振程度较高,为光管场。

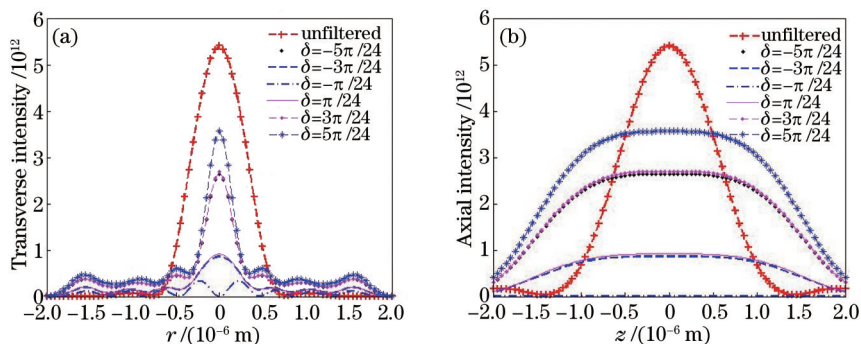


图5 不同方位角对应的光强分布图。(a) 横向光强分布; (b) 轴向光强分布

Fig.5 Intensity distribution of different azimuth angles. (a) Transverse intensity distribution; (b) axial intensity distribution

选取了 550~650 nm 的径向矢量光作为入射光进行进一步的分析:取 $\varphi_0 = \pi/8$, $\delta = 5\pi/24$, 获取的焦点处轴向与横向光强的分布情况如图 6 所示。可以看出,对于 550、575、600、625、650 的入射光,滤波后相比较于滤波前,在轴向上焦深都得到了扩展,且均关于 $z=0$ 面对称分布,轴向半峰全宽分别为 2726、2850、2974、3098、3222,分别为为滤波前的 2.23、2.32、2.42、2.53、2.63 倍。在横向上光斑关于 $r=0$ 面对称分布且得到压缩,横向光斑压缩比(滤波后于滤波前的横向光强半峰全宽之比) G ,分别为:0.4552、0.4762、0.4964、0.5164、0.5374。此时光针场比较理想。同时,为方便研究复色矢量光场入射情况,给出了 650、600、550 nm 以及 650、600、550 nm 混合光入射聚焦后 $z-r$ 面上的光强分布,如图 7 所示。从图中可以看出,对于混合的复色矢量光,经过光瞳滤波器后仍能够得到光针场,即该滤波器在 550~650 nm 范围内具有较好的消色差滤波作用。

保持前面其他参数不变只改变 δ ,取 $\delta = -\pi/24$ 时,可以得到此时焦点处归一化轴向与横向光强的分布情况,如图 8 所示。从图 8(a)中可以看出,对于 550、575、600、625、650 nm 的入射光,滤波后相比较于滤波前,轴向光强分布在 $r=0$ 平面上光强分布几乎为零,在 $r=200$ nm 面上焦深均能够展宽,半峰全宽均在 3×10^{-4} m,即为中心波长的 5 倍。在横向上,光强分布在中心 ($z=0$) 均为凹陷,即中心为暗区。聚焦场为中空拉伸的光管结构,且凹陷两侧的主峰位置接近重合,意即不同波长得到的“管壁”接近重合。

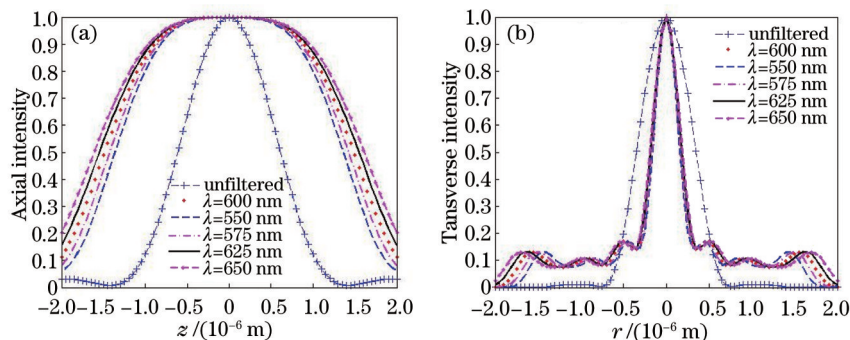


图 6 不同波长对应的归一化光强分布图 ($\delta = 5\pi/24$)。 (a) 轴向光强分布; (b) 横向光强分布
Fig.6 Normalized intensity distribution of different wavelengths ($\delta = 5\pi/24$). (a) Axial intensity distribution; (b) transverse intensity distribution

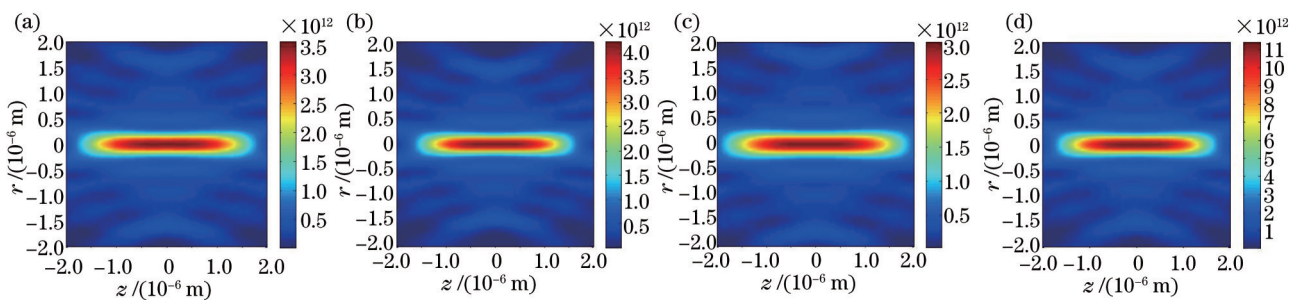


图 7 不同波长对应的 z - r 面上的光强分布图 ($\delta = 5\pi/24$)。 (a) $\lambda=600$ nm; (b) $\lambda=550$ nm; (c) $\lambda=650$ nm; (d) 混合光(550、600、650 nm)
Fig.7 Intensity distribution at Z - R plane of different wavelengths ($\delta = 5\pi/24$). (a) $\lambda=600$ nm; (b) $\lambda=550$ nm; (c) $\lambda=650$ nm; (d) mixed beam (550、600、650 nm)

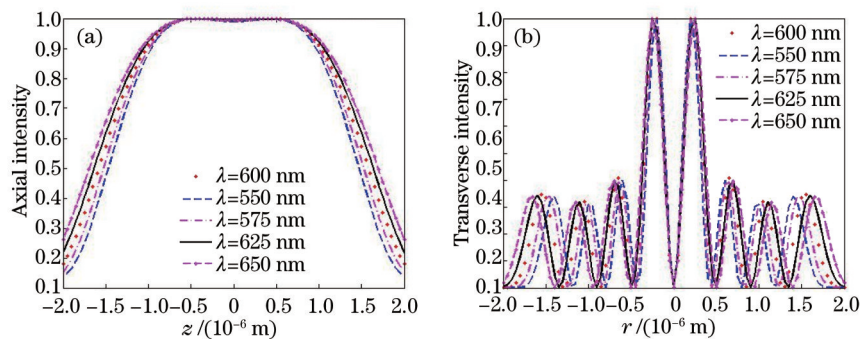


图 8 不同波长对应的归一化光强分布图 ($\delta = -\pi/24$)。 (a) $r = 200$ nm 处的轴向光强分布; (b) $z=0$ 处横向光强分布
Fig.8 Normalized intensity distribution of different wavelengths ($\delta = -\pi/24$). (a) Axial light intensity distribution at $r = 200$ nm; (b) transverse intensity distribution at $z=0$

为进一步说明滤波器的特性,针对以上滤波器结构参数,图 9 给出了波长为(a) 650 nm、(b) 600 nm、(c)

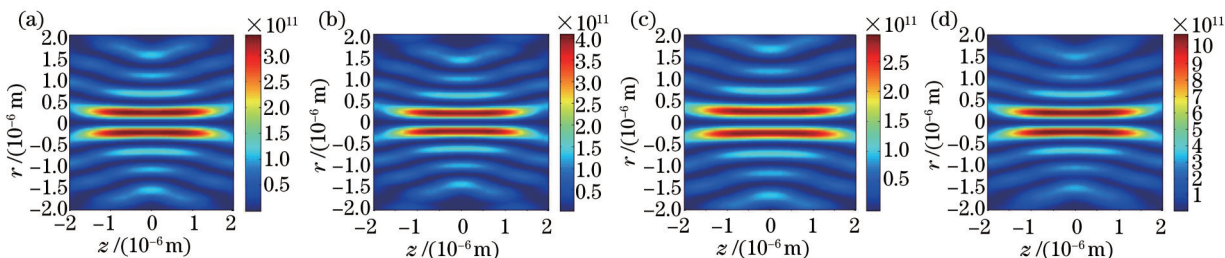


图 9 不同波长对应的 z - r 面上的光强分布图 ($\delta = -\pi/24$)。 (a) $\lambda=600$ nm; (b) $\lambda=550$ nm; (c) $\lambda=650$ nm; (d) 混合光(550、600、650 nm)
Fig.9 Intensity distribution of z - r of different wavelengths ($\delta = -\pi/24$). (a) $\lambda=600$ nm; (b) $\lambda=550$ nm; (c) $\lambda=650$ nm; (d) mixed light (550、600、650 nm)

550 nm 的单色矢量光以及(d) 650、600、550 nm 混合的复色矢量光分别经滤波器后,经聚焦后在聚焦场内轴向截面($z-r$ 面)内的光强分布。从图中可以看出,混合光经过光瞳滤波器后,仍旧能够得到较好的光管场。

4 误差分析

双折射延迟器件制作时的误差主要为厚度误差,进而引起相位延迟误差。假设制作过程中产生的厚度误差为 10%,分析其在宽波段内对滤波效果的影响,结果如表 1 所示。其中, $\Delta G/G_0$ 表示横向光斑压缩比的相对变化量,其中 ΔG_0 表示有无误差入射光对应的横向光斑压缩比的变化量, G_0 表示理想情况下横向光斑压缩比。 $\Delta F/F$ 表示轴向光斑半峰全宽相对变化量,其中 ΔF 表示有无误差入射光对应的轴向光斑半峰全宽的变化量, F 表示理想情况下轴向光斑半峰全宽。经过对表 1 中的数据分析可知,相位延迟误差时,在 550~650 nm 范围内,光斑的相对变化量 $\Delta G/G_0$ 以及 $\Delta F/F$ 都在 1% 以下,表明制作该器件时在 10% 的相位误差时,对滤波后聚焦效果的影响较小。

表 1 10% 结构误差引起 G, F 的变化

Table 1 Changes of G and F affected by 10% error

Parameter	Value				
Wavelength λ/nm	550	575	600	625	650
Needle $\Delta G/G_0, \%$	0	0.0018	0.0019	0.0120	0.1900
Needle $\Delta F/F, \%$	0.1653	0.0088	0.0100	0.0632	0.1894
Tube $\Delta F/F, \%$	0.0768	0.0180	0.0635	0.2533	0.4610

5 结 论

将三片分区的双折射材料石英的半波片进行了复合,基于晶体光学和矢量衍射理论,设计了基于矢量光场调控的宽波段全晶体型光瞳滤波器,分析表明:该滤波器在一定波段内有较好的消色差特性,给出了 550~650nm 带宽内矢量光束的聚焦实例,产生了光针场及光管场等特殊空间结构的聚焦光场。实际上,利用相同的方法,可以在其他波段内进行光瞳滤波器的设计,进行中心波片设计和复合结构角度上的修改,同样可以实现消色差特性。若入射光波段移动,在不同波段如:400~500 nm、500~600 nm、600~700 nm,不改变其他参量,双折射晶体的厚度分别改变为: $2.33 \times 10^{-5} + 4.5 \times n \times 10^{-7}$ 、 $3.00 \times 10^{-5} + 5.5 \times n \times 10^{-7}$ 、 $3.51 \times 10^{-5} + 6.5 \times n \times 10^{-7}$ 其中 n 为正整数,表示多级波片的级数,同样可以获得光针及光管的聚焦场并且有相同的消色差效果。相对于只适用于单色光的光瞳滤波器,这种多环带的复合式双折射延迟片构成的宽波段全晶体型光瞳滤波器更具有实际意义。对于超高能量、超短脉冲矢量激光器产生的激光,该滤波器用于矢量激光场的调控,有更高的透射特性和更高的阈值,在宽波段范围内用于获取更尖锐且具有局域偏振特性的聚焦光场,将会在航空航天特殊材料处理、光存储、光捕获、激光精细加工等领域发挥更重要的作用。

参 考 文 献

- 1 Sales T, Morris G. Diffractive superresolution elements[J]. J Opt Soc Am A, 1997, 14(7): 1637-1646.
- 2 Yun Maojin, Liu Liren, Sun Jianfeng, *et al.*. Transverse or axial superresolution with radial birefringent filter[J]. J Opt Soc Am A, 2004, 21(10): 1869-1874.
- 3 Wang Jiming, Liu Liren, Yun Maojin, *et al.*. Superresolution, extended focal depth or focal shift with electrically controllable radial birefringent filter[J]. J Opt A & Appl Opt, 2005, 7(12): 748-754.
- 4 Xiao Fanrong, Yuan Jinghe, Wang Guiying, *et al.*. Three-zone complex pupil filter[J]. Acta Optica Sinica, 2004, 24(1): 1-4.
肖繁荣, 袁景和, 王桂英, 等. 三区复振幅光瞳滤波器[J]. 光学学报, 2004, 24(1): 1-4.
- 5 Yun Maojin, Liu Liren, Sun Jianfeng, *et al.*. Three-dimensional superresolution by three-zone complex pupil filter[J]. J Opt Soc Am A, 2005, 22(2): 272-277.
- 6 Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. Opt Express 2000, 7(2): 77-87.
- 7 Zhan Qiwen, Leger J R. Focus shaping using cylindrical vector beams[J]. Opt Express, 2002, 10(7): 324-331.
- 8 Zhan Qiwen. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. Advances in Optics and Photonics, 2009, 1(1):

- 9 Brown T G. Unconventional polarization states: beam propagation focusing and imaging[J]. *Progress in Optics*, 2011, 56: 81-129.
- 10 Chen Ziyang, Hua Limin, Pu Jixiong. Tight focusing of light beams: effect of polarization, phase and coherence[J]. *Progress in Optics*, 2012, 57: 219-260.
- 11 Chen Weibin, Zhan Qiwen. Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams[J]. *Optics Communications*, 2006, 265(2): 411-417.
- 12 Wang Haifeng, Shi Luping, Lukyanchuk B S, *et al.*. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics [J]. *Nat Photon*, 2008, 2(8): 501-505.
- 13 Wang Jiming, Chen Weibin, Zhan Qiwen. Engineering of high purity ultra-long optical needle field through reversing the electric dipole array radiation[J]. *Opt Express*, 2010, 18(21): 21965-21972.
- 14 Wang Jiming, Chen Weibin, Zhan Qiwen. Three-dimensional focus engineering using dipole array radiation pattern[J]. *Optics Communication*, 2011, 284(12): 2668-2671.
- 15 Wang Jiming, Chen Weibin, Zhan Qiwen. Creation of uniform three-dimensional optical chain through tight focusing of space-variant polarized beams[J]. *J Opt*, 2012, 14(5): 055004.
- 16 Wang Jiming, Liu Qingliang, He Chongjun, *et al.*. Reversal construction of polarization-controlled focusing field with multiple focal spots [J]. *Opt Eng*, 2013, 52(4): 048002.
- 17 Chen Lingling, Wang Jiming, He Chongjun, *et al.*. Controlled focus shaping with generalized cylindrical vector beam[J]. *J Modern Opt*, 2013, 60(5): 391-398.
- 18 Lin Jiao, Genevet Patrice, Kats Mikhail A, *et al.*. Nanostructured holograms for broadband manipulation of vector beams[J]. *Nano Letters*, 2013, 13(9): 4269-4274.
- 19 Zhu Huafeng, Xu Dan, Wang Xiumin, *et al.*. Design and study of achromatic phase-only superresolving pupil filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(5): 0522001.
朱化凤, 徐 丹, 王秀民, 等. 消色差相位型超分辨光瞳滤波器的设计研究[J]. *光学学报*, 2012, 32(5): 0522001.
- 20 Li Jingzhen. *Handbook of Optics*[M]. Xi'an: Shaanxi Science and Technology Press, 1986: 582.
李景镇. *光学手册*[M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1986: 582.
- 21 Schirmer Jorg, Theodor Schmidt Kaler. Liquid crystal phase retarder with broad spectral range[J]. *Opt Commun*, 2000, 176(4): 313-317.
- 22 Zhao Shuang, Wu Fuquan. The study on dispersive equation and thermal refractive index coefficient of quartz crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, 35(8): 1184-1186.
赵 爽, 吴福全. 石英晶体的色散方程及折射率温度系数[J]. *光子学报*, 2006, 35(8): 1184-1186.

栏目编辑: 韩 峰