

文章编号: 0253-2239(2006)12-1829-6

双模式高精度可调超分辨光瞳滤波器

朱化凤 高鸿奕 干慧菁 陈建文 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学重点实验室, 上海 201800)

摘要: 基于双折射波片的特性,提出了一种具有双调节模式的连续可调超分辨光瞳滤波器。该滤波器通过两种调节模式实现超分辨,且在一定范围内连续可调。在横向旋转模式下,该滤波器为复振幅型光瞳滤波器,纵向倾斜模式下为纯相位型超分辨滤波器。通过对超分辨参数的分析,得到最佳设计参量,可以实现大的视场角,大的超分辨范围、高的调节精度。这种滤波器为实际应用提供了更多的方便。

关键词: 物理光学; 双调整模式光瞳滤波器; 双折射晶体; 超分辨

中图分类号: O439 文献标识码: A

Double Mode High-Precision Adjustable Superresolving Pupil Filter

Zhu Huafeng Gao Hongyi Gan Huijing Chen Jianwen Xu Zhizhan

(Key Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract: A double-mode adjustable superresolving pupil filter based on birefringent filter is proposed. This filter can obtain superresolution in two modes of adjustment and is continuously adjustable. In the transversal rotation mode, the pupil filter acts as complex amplitude filter and as pure phase filter in the longitudinal tilting mode. By analyzing two superresolving parameters, the optimal designing parameters are got, which ensure a large field of view, a large superresolving range and a high setting accuracy. This filter can provide more flexibility in practical applications.

Key word: physical optics; double tunable mode pupil filter; birefringent crystal; superresolution

1 引 言

近年来,对于超分辨技术,无论是理论方面的研究还是实验方面的研究引起了许多科学家兴趣。超分辨技术提供了一种克服衍射极限的有效方式,可以在系统结构变动尽量少的前提下实现分辨力的提高。它主要包括径向超分辨、纵向超分辨和三维超分辨等。超分辨技术在许多领域有着广泛的应用前景,如天文学^[1]、图像处理^[2]、共焦扫描显微镜系统^[3~5]、光存储^[6]和激光打印^[7]等领域。在实际应用中,具体选择径向超分辨还是纵向超分辨,要根据具体的应用领域来确定。比如,在光存储和激光打印等领域,我们主要考虑应用径向超分辨技术,而在共焦扫描显微镜系统中,纵向超分辨是我们首先要考虑的。

从 1952 年 Toraldo di Francia 报道的关于超分辨技术的研究^[8]开始,人们开始给予这个领域以前所未有的关注,主要包括发展超分辨元件。随着光学技术的发展,孔径滤波器在提高系统分辨力方面获得了广泛的应用,不同类型的滤波器应运而生。最常见的有环形,多环形和漏光型设计,用以提高径向^[9]、轴向^[10~12]或三维分辨力^[13]。最近,又出现了一些新型的超分辨滤波器,主要有基于双折射晶体的连续振幅型超分辨滤波器^[14,15]、可调相位型超分辨滤波器^[16]和分区连续型滤波器^[17],这些滤波器通过适当的调节均可以实现不同程度的超分辨。A. I. Whiting 等^[18]还提出一种利用高斯光束的弋由相位,可以实现光斑体积的压缩,从而实现三维超分辨。

作者简介: 朱化凤(1977~),女,山东淄博人,中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生,主要从事超分辨技术的研究。E-mail: huafengzhu@siom.ac.cn

收稿日期: 2005-10-26; 收到修改稿日期: 2006-05-12

文献[14,16]中提出的超分辨滤波器,均可以实现超分辨性能在一定范围内连续可调。但文献[16]中,作者虽然应用了单轴晶体,但他们所应用的原理,用不同折射率的两种材料来制作内外区时,同样可以实现相似的调整效果。

在文献[19]中,我们充分利用双折射晶体的特性,提出了高调节精度的超分辨光瞳滤波器,但在分析的过程只考虑了 e 光的相位,没有考虑 o 光对孔径函数的影响。本文利用琼斯矩阵,得到了双调节模式超分辨光瞳滤波器的光瞳函数,其中考虑了 e 光和 o 光共同的影响。详细分析了通过横向旋转或轴向倾斜二区孔径滤波器,可以实现不同程度的超分辨模式。平均调整精度和调整范围相对于现有的可调超分辨模式,精度可提高十几倍。

2 基本理论

已知的光瞳函数 $P(\rho)$,其中 ρ 是归一化的径向坐标,在焦点附近,径向和轴向光场的振幅分布分别表示为

$$U(u, 0) = 2 \int_0^1 P(\rho) J_0(u\rho) \rho d\rho, \quad (1)$$

$$U(0, v) = 2 \int_0^1 P(\rho) \exp(ju\rho^2/2) \rho d\rho, \quad (2)$$

根据

$$I = U \cdot U^*, \quad (3)$$

可以求得光束在焦平面附近的径向和轴向光强分布。

3 双调节模式超分辨滤波器的结构

如图 1(a)所示所示,双调节模式超分辨滤波器包括四部分组成:起偏器(P1)、两区滤波器(L)、检偏器(P2)和调整架 R 组成。两区滤波器是整个可调超分辨滤波器的核心部分如图 1(b)所示,其外环由玻璃材料制作,内区为双折射材料制作。内外两部分具有相同的厚度。两区滤波器的方位角可以通过调整架 R 进行调节。

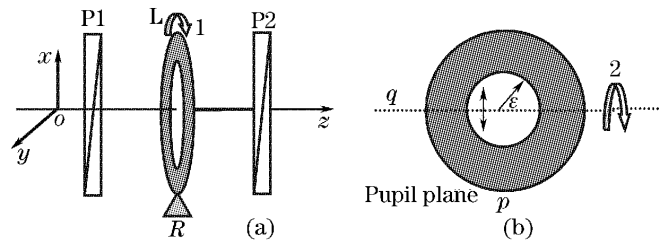


图 1 双调节模式超分辨滤波器(a)和两区光瞳滤波器(b)结构示意图。oz 是系统光轴的方向,ε 是晶体部分的相对半径,↔代表晶体光轴的方向

Fig. 1 Sketch of a double-mode adjustable superresolving filter (a) and the two-zone pupil filter (b). oz is the optical axis of the system. ε is the relative radius of the crystal zone. ↔ represents the direction of optical axis of crystal

4 双调节模式超分辨滤波器的光瞳函数

当一束光以任意角度入射于一个光轴平行于表面的双折射平行板,其琼斯矩阵可表示为^[20]

$$\mathbf{M} = \left(1 - \frac{\cos^2 \theta \sin^2 \alpha}{\gamma n_e^2}\right)^{-1} \begin{bmatrix} a \cos^2 \theta \exp(i\delta_e) + \sin^2 \theta \exp(i\delta_o) & \sqrt{a} \sin \theta \cos \theta [\exp(i\delta_e) - \exp(i\delta_o)] \\ \sqrt{a} \sin \theta \cos \theta [\exp(i\delta_e) - \exp(i\delta_o)] & \sin^2 \theta \exp(i\delta_e) + a \cos^2 \theta \exp(i\delta_o) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其中 $\gamma = 1 - \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2}\right) \cos^2 \theta \sin^2 \alpha$, $a = 1 - \frac{\sin^2 \alpha}{\gamma n_e^2}$, α 是在双折射平行板上的入射角, n_e 和 n_o 分别为非寻常光(e 光)的寻常光(o 光)的主折射率,

$$\delta_e = \frac{2\pi d}{\lambda} \left[n_e \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha \sin^2 \theta}{n_e^2} - \frac{\sin^2 \alpha \cos^2 \theta}{n_o^2}\right)^{1/2} - n_o \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_o^2}\right)^{1/2} + n_o \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_o^2}\right)^{-1/2} \right], \quad (5)$$

和
$$\delta_o = \frac{2\pi n_o d}{\lambda} \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_o^2}\right)^{-1/2}, \quad (6)$$

分别为 e 光和 o 光的相移量, $d = (2m - 1)\lambda / (2\Delta n)$ 为厚度, $\Delta n = n_e - n_o$ 为晶体的双折射率, λ 为入射波长, θ 为旋转角——入射面与晶体光轴之间的夹角, x 轴在光瞳面和入射面内。因此 θ 亦为晶体光轴与 x 轴之间的夹角。

设起偏器和检偏器的偏振方向平行于 x 轴,其琼斯矩阵为 $\mathbf{P}_1 = \mathbf{P}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ 。沿 x 轴偏振单位振幅的

平面光束 $\mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ 入射到可调超分辨滤波器上,出射光振幅为

$$\mathbf{E} = \mathbf{P}_1 \mathbf{M} \mathbf{P}_2 \mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\cos^2 \theta \sin^2 \alpha}{\gamma n_e^{-2}} & -\left[a \cos^2 \theta \exp(i\delta_e) + \sin^2 \theta \exp(i\delta_o) \right] \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

这样,整个可调超分辨滤波器的光瞳函数可表示为

$$P(\rho) = \begin{cases} \left(1 - \frac{\cos^2 \theta \sin^2 \alpha}{\gamma n_e^{-2}} \right)^{-1} [a \cos^2 \theta \exp(i\delta_e) + \sin^2 \theta \exp(i\delta_o)], & (0 \leq \rho \leq \epsilon_1) \\ \exp(i\delta), & (\epsilon \leq \rho \leq 1) \end{cases} \quad (8)$$

其中 ϵ 为内区的相对半径,

$$\delta = \frac{2\pi n d}{\lambda} \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2} \right)^{-1/2}, \quad (9)$$

为光束在玻璃中的相移, n 为玻璃的折射率。

将(8)式代入(1)式~(3)式中,便可求得焦点附近横向和纵向光强分布。

5 设计参量的选择

取 $\epsilon = 0.5$, 设外环和内区分别由 BK7 玻璃和二氧化硅(石英)制作,入射波长为 694 nm, o 光和 e 光的主折射率分别为 $n_o = 1.5408$, $n_e = 1.54981$, BK7 玻璃的折射率为 $n = 1.51322$ 。

在下面的讨论中,考虑对二区滤波器进行两种模式的操作:

1) 横向旋转:在入射角为零的情况下,在光瞳面内,以系统光轴为轴线旋转,改变的是角度 θ ,如图 1(a)中的空心箭头 1 所示;

2) 轴向倾斜:绕垂直或平行于晶体光轴的轴线做偏离光瞳面的倾斜转动,是在保证 $\theta = 0^\circ$ 时,改变入射角 α 的大小,如图 1(b)中空箭头 2 所示。

我们采用两个量来描述超分辨模式。归一化的光斑大小 G ,用来衡量超分辨的程度,定义为超分辨光斑两个第一极小值之间的距离与艾里斑的第一极

小值之间的距离之比。第二个参量为斯特雷尔比 S ,描述的为光斑的相对于艾里斑的亮度,定义为超分辨模式中焦点处光强与艾里斑模式下光强的比值。 G 愈小, S 愈大,超分辨效果愈好。

在横向旋转模式中,光束垂直入射,对于特定的材料厚度,光瞳函数紧紧随旋转角 θ 发生变化。我们在 2~4 mm 的厚度范围内讨论该问题。对于实际应用和加工技术中的具体要求的其他厚度,可以通过相同的过程来确定。对于不同的材料厚度(用 m 来表述) G 和 S 随旋转角度 θ 的变化如图 2 所示。我们定义视场角为:从零旋转角和零入射角开始,可以实现超分辨效应连续变化的整个角度区间范围。一旦视场角确定,后面的讨论均在视场角范围内。由图 2 我们可以看到,可实现的超分辨范围对厚度依赖性很大。在我们所讨论的厚度范围内,当 $m = 41, 43, 47, 51, 53$ 时,超分辨因子 G 和斯特雷尔比 S 的范围最大,并且视场角均为 90° ; m 的取值介于这三个值之间时,超分辨范围都较小。无论厚度取何值,当 $\theta = 45^\circ$ 时,都得到相同的光斑大小和亮度: $G = 0.82, S = 0.5625$ 。我们只讨论 $m = 41$ 和 49 的情况。当 $m = 41$ 时, S 和 G 随 θ 增大,亮度增大,但中心主瓣变大。当 $m = 49$ 时, S 和 G 随 θ 减小,亮度变差,但光斑变小。

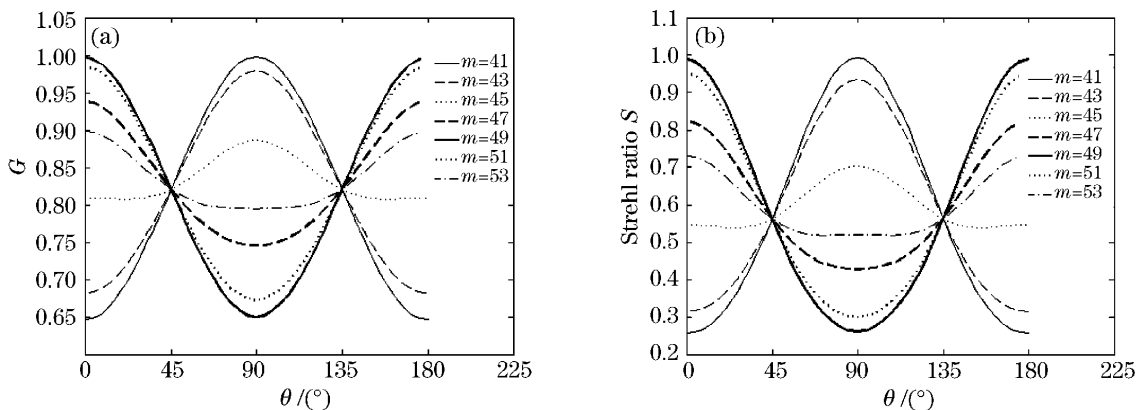


图 2 在横向旋转模式下,二区滤波器的厚度(由 m 表示)取不同值时, G (a)和 S (b)随旋转角 θ 的变化关系。

m 的取值分别为 43,45,47,49 和 51

Fig. 2 Dependence of G (a) and S (b) on the rotation angle θ in transversal rotating mode for different thickness of the crystal plate denoted by m . Both for $m = 43, 45, 57, 49$ and 51 respectively

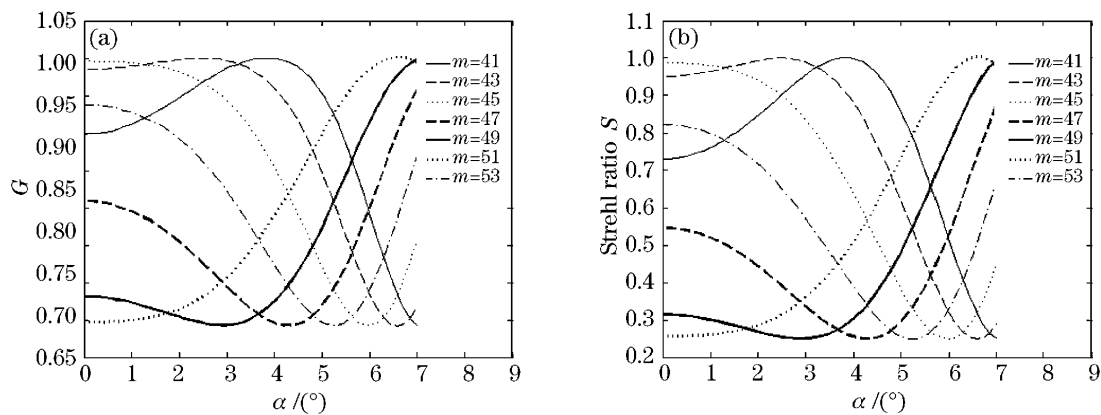


图 3 在纵向倾斜模式下,二区滤波器的厚度(由 m 表示)取不同值时, G (a)和 S (b)随倾斜角 θ 的变化关系。

m 的取值分别为 43,45,47,49 和 51

Fig. 3 Dependence of G (a) and on S (b) on tilting angle α in longitudinal tilting mode for different thickness (characterized by m) of the crystal plate. Both for $m=41, 43, 45, 47, 49, 51$, and 53 respectively

工作在这种模式下的可调滤波器为复振幅型滤波器。

在轴向调节模式下,设旋转角 $\theta=0^\circ$,其转轴为 q 如图 1(b)所示。 G 和 S 在不同厚度($m=41, 43, 45, 47, 49, 51$ 和 53)时随入射角 θ 的变化如图 3 所示。图 3 表明,厚度对超分辨范围影响很大。在 $m=41$ 和 49 时,其视场角基本取最大值,分别为 6.58° 和 6.05° ,此时其超分辨因子 G 和斯特雷尔比 S 的取值范围最广。 m 的取值介于相邻的三者之间时,超分辨范围较小。随着角度的增大, $m=41$ 时,超分辨效应减小(G 增大),斯特雷尔比 S 减小,亮度降低。而 $m=49$ 时,变化趋势恰好相反。两种情况下,其超分辨范围基本一样,因此都可以被选作设计参量。

工作在这种模式下的,可调滤波器为纯相位型滤波器,并且此模式完全包括了文献[16]中给出的可调超分辨滤波器的所有性能。

可喜的是,在两种模式下,要想取得大的超分辨

范围,其参量取值相一致。因此可选取 $m=41$ 或 49 。 $m=41$ 时,两种模式下的最小光斑均出现在初始状态($\theta=0^\circ$ 和 $\alpha=0^\circ$)。 $m=49$ 时,在横向和轴向调整模式中,最小的光斑出均现在最末状态(视场角内的最大取值),分别对应 $\theta=90^\circ, \alpha=0^\circ$ 和 $\theta=0^\circ, \alpha \approx 6^\circ$ 。

我们用 $G-\theta$ 和 $G-\alpha$ 的斜率 $dG/d\theta$ 和 $dG/d\alpha$ 来描述调整精度。 $dG/d\theta$ 和 $dG/d\alpha$ 的取值越小,调整精度越高。以 $m=41$ 为例,在横向和轴向调整模式下 $dG/d\theta$ 和 $dG/d\alpha$ 的平均值分别为 $0.0039(^{\circ})^{-1}$ 和 $0.0537(^{\circ})^{-1}$ 。由此可见,在横向调整模式下平均调整精度远远比纵向调整模式下的精度高($\overline{dG/d\alpha}/\overline{dG/d\theta} \approx 14$)。

ϵ 的取值对可实现的超分辨范围同样有很大影响。图 4 给出了 ϵ 取不同值时,对应的 G 值随旋转角 θ (a)和倾斜角 α (b)增加时其变化规律。图 4(a)中 $\epsilon=0.9$ 时,部分没有显示的曲线为不能实现任何意义上的超分辨范围。图 4(b)中的 $\epsilon=0.7$ 时的部

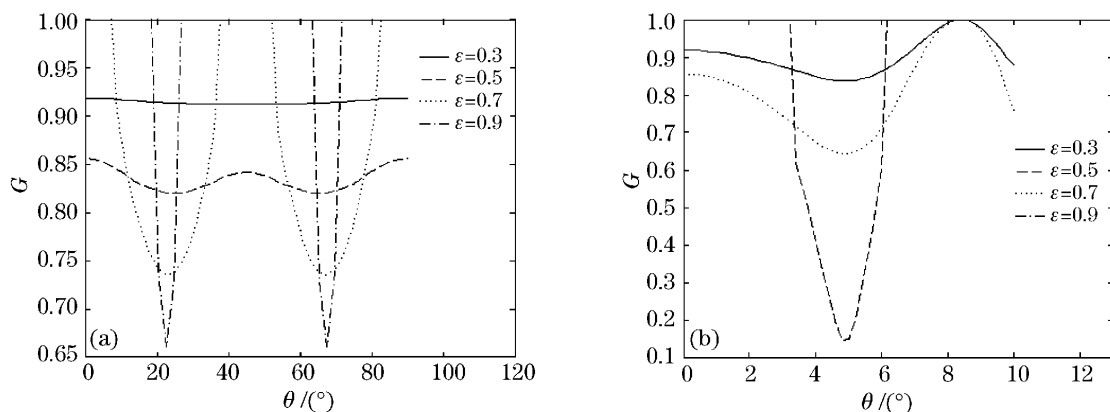


图 4 当 $m=41$,内区相对半径取不同值($\epsilon=0.3, 0.5, 0.7$ 和 0.9)时, G 随旋转角 θ (a)和倾斜角 α (b)的变化关系

Fig. 4 Dependence of G on the rotating angle θ (a) and the tilting angle α (b) for different relative radii of $\epsilon=0.3,$

$0.5, 0.7$ and 0.9 for $m=41$

分范围和 $\epsilon=0.9$ 时的全部均没有显示,因此也不可以实现超分辨效应。图 4 表明,以 $\epsilon=0.5$ 为基点,当 ϵ 减小时,其超分辨范围减小,光斑尺寸总体来说也将变小,当 ϵ 增大时,超分辨范围增大,但当 ϵ 进一步增大,向 1 靠近时,在我们所讨论的范围内,有部分 θ 或 α 的取值将不能实现超分辨效应。当可实现的超分辨范围过大时,部分超分辨模式的斯特尔比将太低,以至于在实际应用中没有多大意义,因此并不是 ϵ 的取值越大越好,要根据实际情况来选择。

6 超分辨模式的横向和轴向光强分布

以 $m=41$ 对应的厚度为例。在横向调整模式下,分别取旋转角为 $0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ 和 60° , 得到其横向光强分布和轴向光强分布分别如图 5(a) 和图 5(b) 所示。在轴向调整模式下,取入射角分别为 $0^\circ, 0.5^\circ, 3^\circ, 4.5^\circ$ 和 6° , 横向和轴向光强分布分别如图 6(a) 和图 6(b) 所示。由图 5 和图 6 我们可以看到,我们可以在相当大的范围内实现超分辨的连续可调,但伴随着焦点强度的降低和旁瓣能量的增加。

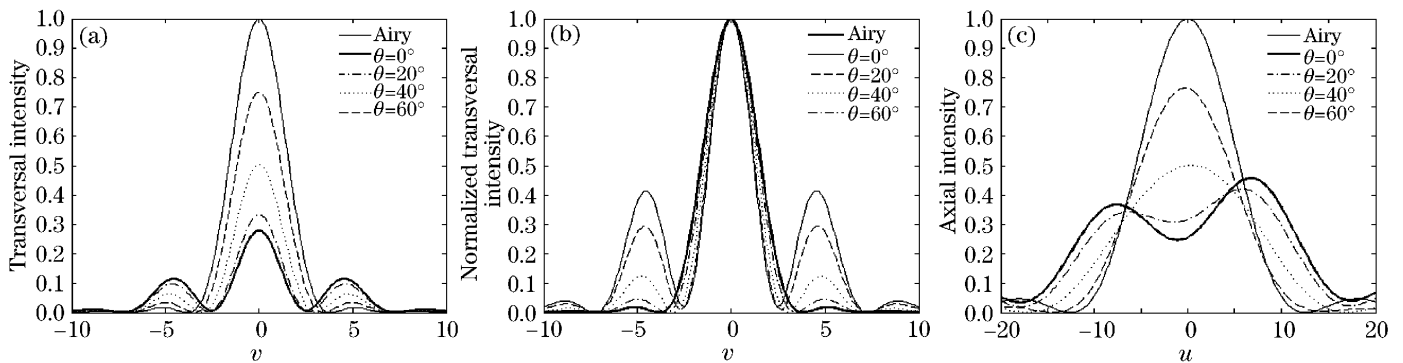


图 5 在横向旋转模式下,不同的超分辨模式的横向(a),(b)和轴向(c)光强分布。旋转角分别取 $0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ 和 60° 。

(a)和(c)以艾里斑为标准归一化,(b)自身为标准进行归一化

Fig. 5 Transversal (a) and (b) and axial (c) intensity for different superresolved pattern in transversal rotating mode. The rotation angles get values of $0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ and 60° respectively. The intensities are normalized to the Airy pattern in (a) and (c), and to itself in (b)

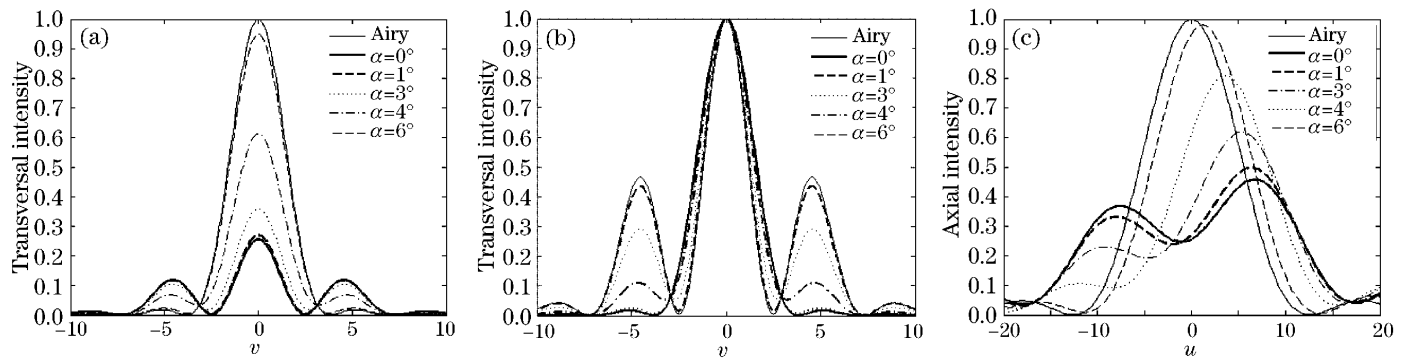


图 6 在轴向倾斜模式下,不同的超分辨模式的横向(a),(b)和轴向(c)光强分布。倾斜角分别取 $0^\circ, 1.5^\circ, 4.5^\circ$ 和 6° 。

(a)和(c)以爱里斑为标准归一化,(b)自身为标准进行归一化

Fig. 6 Transversal (a) and axial (b) intensity for different superresolved patterns in longitudinal tilting mode. The tilting angles get values of $0^\circ, 1.5^\circ, 4.5^\circ$ and 6° respectively. The intensities are normalized to the Airy pattern in (a) and (c), and to itself in (b)

横向旋转模式下第一极小值基本为零,而纵向调整模式中,在视场角范围之内第一极小值随着倾斜角度的增大而增大,这在实际应用中是不利的。

总体来说,横向调整模式较纵向调整模式而言,不但调整精度高要高的多,而且其聚焦位置在横向的偏移量也很小。因此也更具有应用价值。

7 结 论

本文提出了一种可以实现超分辨模式连续可调的光瞳滤波器。此滤波器可以通过两种调节模式来实现超分辨性能大范围的调节。通过分析性能参量 G 和 S , 讨论不同厚度(以 m 的值表征)和相对半径 ϵ 对超分辨范围的影响,得出了实现大超分辨调节

范围的设计参量。

与文献[16]中的结果相比,双调节模式的超分辨滤波器具有以下优点:纵向工作模式完全包含了文献[16]中的所有超分辨结果;具有更大的超分辨范围:通过分析厚度和晶体部分的相对半径对超分辨范围的影响,我们得到了可以实现最大超分辨范围的参量;更大的视场角:在横向调节模式中,视场角可达 90° ,而文献[16]中只有几度的范围;更高的调整精度:在横向调整模式中,由于视场角大大增加,使得平均调整精度也大大提高,其平均调整精度是文献[16]的十几倍。

参 考 文 献

- 1 Born M, Wolf E. *Principles of Optics* [M]. 7th ed. Cambridge: Cambridge U. Press, 1999
- 2 Hegedus Z, Safaris V. Superresolving filters in confocally scanned imaging systems[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, **311**: 1892~1896
- 3 de Juana D M, Oti J E, Canales V F *et al.*. Transverse or axial superresolution in a 4p-confocal microscope by phase-only filters [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2003, **20**(11): 2172~2178
- 4 Boyer G. New class of axially apodizing filters for confocal scanning microscopy[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(3): 584~589
- 5 Xiao Fanrong, Wang Guiying, Xu Zhizhan. The design of tunable phase only pupil filter with uniaxial crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(3): 378~382 (in Chinese)
肖繁荣,王桂英,徐至展. 单轴晶体相位型光瞳滤波器[J]. *光学学报*, 2004, **24**(3): 378~382
- 6 Sales T R M, Morris G M. Superresolultion elements for high-density optical storage. In Joint International Symposiun on Optical Memory and Optical Data Storage[C]. *Optical Society America Technical Digest Series*, 1996, **12**: 290~292
- 7 Fukuda H, Terasawa T, Okazaki S. Spatial filtering for depth of focus and resolution enhancement in optical lithography[J]. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1991, **9**: 3113~3116
- 8 G. Toraldo di Francia. Super-gain antennas and optical resolving power[J]. *Nuovo Cimento, Suppl.*, 1952, **9**(3): 426~435
- 9 Hegedus Z S, Sarafis V. Superresolving filters in confocally scanned imaging systems [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, **3**(11): 1892~1896
- 10 M. Martinez-Corral, P. Andres, J. Ojeda-Castaneda *et al.*. Tunable axial superresolution by annular binary filters: application to confocal microscopy [J]. *Opt. Commun.*, 1995, **119**(5~6): 491~498
- 11 Deng Xiaoqiang, Wang Guiying, Xu Zhizhan. Pupil filters improving axial resolution[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(7): 966~970 (in Chinese)
邓小强,王桂英,徐至展. 改善轴向分辨率的光瞳滤波器[J]. *光学学报*, 2000, **20**(7): 966~970
- 12 Li Liu, Deng Xiaoqiang, Wang Guiying *et al.*. Phase only pupil filters improving axial resolution [J]. *Acta Physics Sinica*, 2001, **50**(1): 49~52 (in Chinese)
刘力,邓小强,王桂英等. 改善共焦系统轴向分辨率的位相型光瞳滤波器[J]. *物理学报*, 2001, **50**(1): 49~52
- 13 Yun Maojin, Liu Liren, Sun Jianfeng *et al.*. Three-dimensional superresolution by three-zone complex pupil filters[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(2): 272~277
- 14 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
- 15 Yun Maojin, Liu Li ren, Sun Jianfeng *et al.*. Research on superresolution radial birefringent filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(1): 131~135 (in Chinese)
云茂金,刘立人,孙建锋等. 径向双折射滤波器的超分辨性能研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(1): 131~135
- 16 Xiao Fanrong, Yuan Jinghe, Wang Guiying *et al.*. Tunable phase-only optical filters with a uniaxial crystal[J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(17): 3415~3419
- 17 Zhou Sumei, Changhe Zhou. Discrete continuous-phase superresolving filters [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(23): 2746~2748
- 18 Whiting A I, Abouraddy A F, Saleh B E A *et al.*. Polarization-assisted transverse and axial optical superresolution [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(15): 1714~1723
- 19 Zhu Huafeng, Gan Huijing, Gao Hongyi *et al.*. A new design of adjustable superresolving filters based on birefringent crystal[J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(1): 104~109
- 20 Zhu X. Explicit Jones transformation matrix for a tilted birefringent plate with its optic axis parallel to the plate surface [J]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(16): 3502~3506