

像散飞秒贝塞尔光在石英玻璃中刻写双芯光波导的研究

刘莎 李亚飞 蔡先勇 张楠

Double-core optical waveguides fabricated by astigmatic femtosecond Bessel beam in silica glass

Liu Sha Li Ya-Fei Cai Xian-Yong Zhang Nan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 194210 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.194210

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194210>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

四瓣高斯光束的 Gyrator 变换性质和矩形空心光束的产生

Gyrator transform of four-petal Gaussian beam and generation of rectangular hollow beam

物理学报.2016, 65(12): 124204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.124204>

利用 Kagome 光纤实现多芯光子晶体光纤的输出合束

The beam combination of multi-core photonic crystal fiber by using the Kagome fiber

物理学报.2016, 65(2): 024206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024206>

熔石英损伤修复坑下游光场调制的数值模拟与实验研究

Study of downstream light intensity modulation induced by mitigated damage pits of fused silica using numerical simulation and experimental measurements

物理学报.2016, 65(2): 024205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024205>

广义双曲正弦-高斯光束的 Gyrator 变换性质和暗空心光束产生

Gyrator transform of generalized sinh-Gaussian beam and generation of dark hollow light beam with vortex

物理学报.2014, 63(10): 104210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.104210>

光束通量空间分布随机变化的统计分析

Statistical analysis of shot-to-shot variation of laser fluence spatial distribution

物理学报.2014, 63(7): 074204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.074204>

像散飞秒贝塞尔光在石英玻璃中刻写双芯光波导的研究*

刘莎 李亚飞 蔡先勇 张楠†

(南开大学现代光学研究所, 光学信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071)

(2016年4月6日收到; 2016年7月12日收到修改稿)

利用角锥棱镜将准直飞秒高斯光束转变为飞秒贝塞尔光束, 利用飞秒贝塞尔光束在石英玻璃样品中刻写了单芯和双芯光波导. 实验中首先使用无像散的脉宽 50 fs 的贝塞尔激光脉冲在石英玻璃中刻写出单芯光波导, 研究了波导直径和折射率改变量随激光脉冲能量和脉冲个数的变化关系. 通过旋转角锥棱镜, 在飞秒贝塞尔光束中引入像散, 利用像散飞秒贝塞尔光束在石英玻璃中刻写了双芯光波导. 实验发现, 当角锥棱镜的转角为 1° 时, 可以制备出双芯间距仅为 $5.6 \mu\text{m}$ 的双芯光波导. 当双芯波导沿某一方向移动时, 在近场可观察到从双芯输出的光强出现周期性的亮暗变化, 这应是由双芯间距较小导致的. 当角锥棱镜的转角增大至 3° 和 5° 时, 制备的波导双芯之间的间距分别增大至 $9.1 \mu\text{m}$ 和 $16.1 \mu\text{m}$, 此时没有观察到双芯光强随位置改变的往复变化. 本文刻写的双芯光波导可用作高灵敏度差分位移传感器(可探测的最小位移小于 $3 \mu\text{m}$). 与传统的单芯波导的位移传感器相比, 双芯波导差分位移传感器一方面大幅提高了探测的灵敏度和信噪比; 另一方面也降低了高灵敏度位移传感器的装配难度.

关键词: 贝塞尔光束, 飞秒激光, 双芯光波导, 差分位移传感器**PACS:** 42.60.Jf, 06.60.Jn, 42.82.Et**DOI:** 10.7498/aps.65.194210

1 引言

飞秒激光已广泛用于波导刻写^[1,2]、亚波长结构器件的制备^[3,4]以及材料切割等^[5,6]微纳加工领域. 使用飞秒高斯光束在透明样品内部刻写波导、制备光栅等光波导器件时^[7,8], 通常需要使用数值孔径较大的透镜对光束进行紧聚焦. 由于瑞利长度与焦斑半径具有相同的数量级, 因此, 当使用紧聚焦的飞秒激光制备光波导器件时, 必须对样品进行精确定位. 而这种对定位的严格要求, 最终将转化为对被加工样品表面平整度、倾斜角度以及机械振动的严格要求. 当制备长度较长的波导或大面积光栅器件时, 上述要求通常难以达到.

使用飞秒高斯光束制备光波导器件所遇到的上述问题, 当使用飞秒贝塞尔光束时即可得到解

决. 使用飞秒贝塞尔光束加工光波导器件时, 与同样加工精度下使用高斯光束的情况相比, 对样品定位精度的要求能够下降3个数量级^[9]. 这是由于利用飞秒贝塞尔光束制备光波导器件时, 实际使用的是贝塞尔光束的中心亮斑进行加工, 而贝塞尔光束具有“无衍射”特性^[10], 其中心亮斑保持会聚的距离远大于同样加工精度下的高斯光束的瑞利长度. 利用飞秒贝塞尔光束甚至可在不移动样品和不扫描光束的情况下制备出长度达到厘米量级的光波导. 飞秒贝塞尔光束的上述优势, 使得其在微纳加工领域具有广阔的发展前景.

本文中, 我们使用角锥棱镜将准直飞秒高斯光束转变为飞秒贝塞尔光束^[11], 利用贝塞尔光束的无衍射特性, 在不移动靶材且不扫描光束的情况下, 使用飞秒贝塞尔光束在石英玻璃中刻写了长度达到 6 mm 的光波导(长度受限于石英玻璃靶材的

* 国家自然科学基金项目(批准号: 11274185, 61137001, 61275133)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangn@nankai.edu.cn

厚度). 实验发现, 准直高斯飞秒光束正入射角锥棱镜产生的无像散飞秒贝塞尔光束可在石英玻璃中制备出单芯光波导; 而准直高斯飞秒光束斜入射角锥棱镜产生的像散飞秒贝塞尔光束^[12,13]则在石英玻璃中刻写出双芯光波导. 近场光强分布测量结果表明, 该双芯光波导的近场光强分布对入射光与波导相对位置的变化非常敏感, 因此, 可用作测量光束偏折或物体位移的传感器.

2 实验装置

刻写光波导所用的实验装置如图 1 所示. 飞秒激光放大系统 (HP-Spitfire, Spectra-physics Inc.) 能够产生中心波长 800 nm、重复频率 1 kHz、脉宽 50 fs 的激光脉冲. 通过旋转位于激光放大器内部的脉冲压缩器前的半波片, 可以改变飞秒激光放大器输出的激光脉冲的能量. 图 1 中, 从飞秒激光放大系统输出的脉宽 50 fs 的准直高斯光束经顶角 140° 的角锥棱镜 (AX2520-B, Thorlabs Inc.) 聚焦后转变为飞秒贝塞尔光束, 正入射石英玻璃靶材 (靶材尺寸: 25 mm × 15 mm × 6 mm). 石英玻璃靶材 z 方向厚度为 6 mm. 实验中, 我们将飞秒贝塞尔光束沿光束传播方向, 即 z 轴方向光强分布最强的区域置于石英玻璃靶材内部. 因此, 实验中靶材前表面与角锥棱镜顶点之间的间距为 4 mm. 角锥棱镜放在一个水平旋转台上 (可在 y - o - z 平面内旋转), 旋转台的角度分辨率为 0.04°. 当旋转台的转角为 0° 时, 飞秒高斯光束经角锥棱镜后转变为 0 阶无像散飞秒贝塞尔光束. 通过转动旋转台可在飞秒贝塞尔光束中引入不同程度的像散. 实验中, 我们使用不同激光参数 (单脉冲能量、脉冲个数) 和不同像散的飞秒贝塞尔光束刻写光波导. 使用图 1 的装置制备光波导, 无需移动样品位置, 也无需扫描光束, 因此, 不需要精密的电控平移台或扫描振镜, 大幅降低了对实验装置机械精度和稳定性的要求, 也降低了制备光波导的成本.

图 2 所示的装置可用来观察制备的光波导的近场光强分布. 图 2 中无偏振的 He-Ne 激光经格兰棱镜后转变为线偏振光, 经 40 倍物镜聚焦于石英玻璃靶材的前表面, 调整靶材在 x - o - y 平面内的位置, 使 He-Ne 激光耦合进入光波导. 我们用与聚焦物镜相同的 40 倍物镜和一个 CCD 相机 (Lg235M, Lumenera Inc.) 对石英玻璃靶材的后表面成像, 以观察光波导的近场光强分布. 如果去掉光路中起成像作用的 40 倍物镜和 CCD 相机, 在距离石英玻璃

靶材约 173 cm 的白屏上也可观察耦合进入光波导的 He-Ne 激光与未耦合进入光波导的激光之间的远场干涉图样, 从而计算出刻写的光波导的折射率改变量.

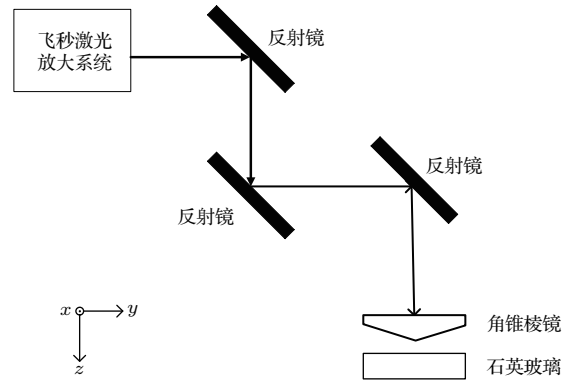


图 1 飞秒贝塞尔光束刻写光波导的实验装置图 (俯视图)
Fig. 1. Experimental setup for fabricating optical waveguides in silica glass by femtosecond Bessel laser beam (top view).

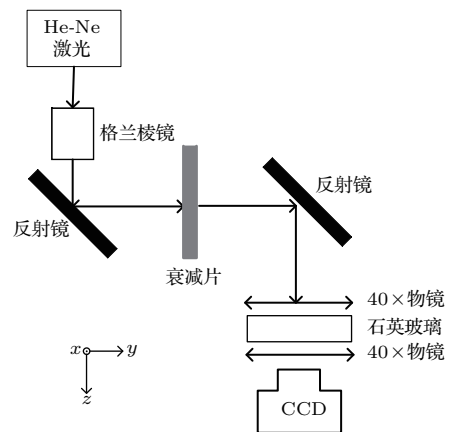


图 2 研究光波导的近场光强分布的实验装置图 (俯视图)
Fig. 2. Experimental setup for investigating the near field light intensity distribution of the fabricated optical waveguide (top view).

3 实验结果与讨论

我们分别使用不同激光参数 (单脉冲能量、脉冲个数) 和不同像散的飞秒贝塞尔光束在石英玻璃中制备光波导, 光波导的长度可达 6 mm, 与石英玻璃样品沿激光传播方向的尺寸相同.

3.1 无像散飞秒贝塞尔光束在石英玻璃中刻写光波导

我们使用单脉冲能量分别为 0.39 和 0.47 mJ 的重复频率 1 kHz 的无像散飞秒贝塞尔光束在石英玻

璃样品中刻写了单芯光波导,并研究了制备的光波导的近场光强分布和远场干涉图样.图3给出了无像散飞秒贝塞尔光制备的单芯光波导的典型近场光强分布.图3所示的近场光强分布使用图2所示的实验装置记录.从图3可见,在光波导的近场光强分布中无明显衍射圆环出现,因此光波导贯穿石英玻璃样品,长度达6 mm.图3中也呈现出脉冲个数影响光波导的近场光斑直径,如图中虚线圆圈所示,制备光波导使用的脉冲个数越多,光斑直径就越大.该直径可反映折射率改变区域孔径的大小.此外,实验也发现,同一脉冲个数不同单脉冲能量制备的光波导的近场光斑直径也不同.图4给出了近场光斑直径随制备光波导的单脉冲能量和脉冲个数的变化.当激光脉冲能量为0.39 mJ时,近场光斑直径的大小随脉冲个数的增加,先增大而后减小;脉冲能量为0.47 mJ时,近场光斑直径的大小随脉冲个数的增加,先增大而后基本保持不变.

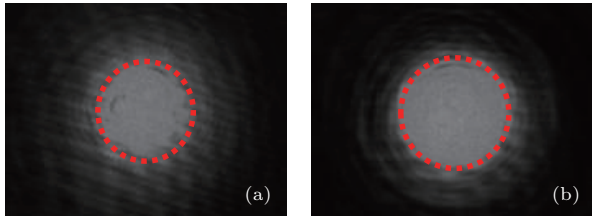


图3 (网刊彩色)单脉冲能量0.39 mJ,脉宽50 fs的无像散飞秒贝塞尔光束制备的光波导的近场光强分布.(a)和(b)分别为 1×10^4 个脉冲和 3×10^4 个脉冲制备的光波导的近场光强分布;图片尺寸为 $44 \mu\text{m} \times 33 \mu\text{m}$

Fig. 3. (color online) Near field intensity pattern of the optical waveguides respectively fabricated by 1×10^4 pulses (a) and 3×10^4 pulses (b) with a single pulse energy of 0.39 mJ and a pulse duration of 50 fs. Frame size: $44 \mu\text{m} \times 33 \mu\text{m}$.

图3所示的两个光波导的远场干涉图样如图5所示.由图5可见,当单脉冲能量相同时,脉冲个数直接影响光波导的折射率.通过分析远场干涉图样,可由(1)和(2)式,计算出飞秒贝塞尔光束在石英玻璃中诱导的折射率改变量 Δn ^[14]:

$$NA = \sin\left(\arctan\left(\frac{r}{L}\right)\right), \quad (1)$$

$$NA = \sqrt{2n\Delta n}, \quad (2)$$

其中,NA为制备的光波导的数值孔径,L为石英样品后表面(即耦合进入光波导的He-Ne激光从波导中出射的平面)与远场干涉图样记录平面之间的距离,r是远场干涉图样中干涉圆环消失位置的半径,n为石英玻璃样品的折射率.计算得到的波导折射率的改变量与制备波导激光参数之间的关系

如图6所示.由图6可见,飞秒贝塞尔光在石英玻璃中刻写的光波导的折射率的改变量在 10^{-4} 量级.

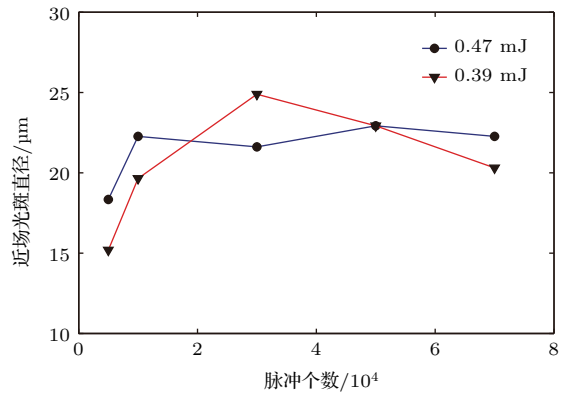


图4 (网刊彩色)近场光斑直径与制备光波导所用的激光单脉冲能量和脉冲个数之间的关系

Fig. 4. (color online) Dependences of the near field beam diameter on the single pulse energy and pulse numbers used to fabricate the optical waveguides.

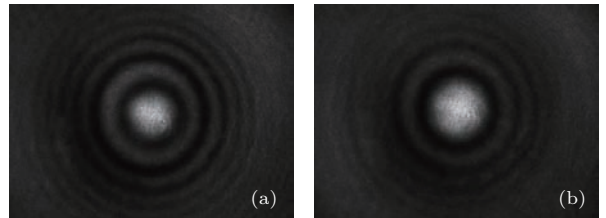


图5 单脉冲能量0.39 mJ,脉宽50 fs的飞秒贝塞尔光制备的光波导的远场干涉图样.(a),(b)分别为 1×10^4 个脉冲和 3×10^4 个脉冲制备的光波导的远场干涉图样;图片尺寸为 $12.3 \text{ cm} \times 8.7 \text{ cm}$

Fig. 5. Far field interference pattern of the laser beam output from the optical waveguides respectively fabricated by 1×10^4 pulses (a) and 3×10^4 pulses (b) with a single pulse energy of 0.39 mJ and a pulse duration of 50 fs. Frame size: $12.3 \text{ cm} \times 8.7 \text{ cm}$.

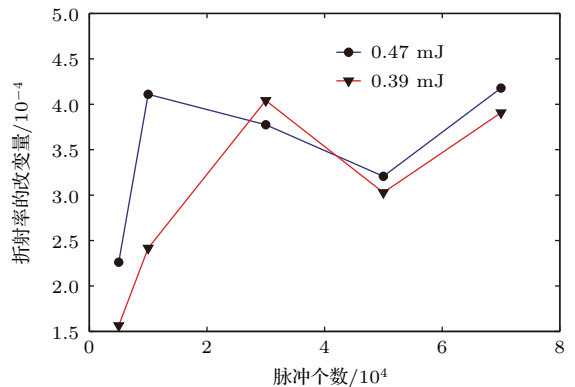


图6 (网刊彩色)飞秒贝塞尔光在石英玻璃中刻写的光波导的折射率改变量与单脉冲能量和脉冲个数之间的关系

Fig. 6. (color online) Dependences of the refractive index change on single pulse energy and pulse numbers of femtosecond Bessel beam used to fabricate the optical waveguides in silica glass.

3.2 像散飞秒贝塞尔光束在石英玻璃中刻写双芯光波导

通过在 y - o - z 平面内 (见图 1) 旋转角锥棱镜, 我们在不同转角 (1° , 3° , 5°) 的角锥棱镜聚焦情况下使用像散飞秒贝塞尔光束在石英玻璃中制备了双芯光波导. 图 7 给出了角锥棱镜的旋转角度为 1° 时, 使用 5×10^4 个单脉冲能量为 0.36 mJ 的像散飞秒贝塞尔光脉冲刻写的光波导的近场光强分布图. 由图 7 可见, 双芯的间距为 $5.6 \mu\text{m}$. 图 7(a)—(g) 分别给出了当波导沿 x 方向 (见图 1) 移动时, 即波导在图 7 中沿垂直方向移动时, 从两个波导芯中输出的耦合光场能量的变化. 如果将图 7(a) 的光波导沿 x 方向的位置看作零点, 以竖直向上为正方

向, 则图 7(b)—(g) 的光波导的位置分别为 -3 , -8 , -15 , -25 , -30 和 $-40 \mu\text{m}$. 图 7(d) 中入射光波导的 He-Ne 激光耦合得最好, 激光能量完全耦合进入双芯光波导, 出射光斑直径最小且背景光强几乎为零. 从图 7(a)—(d), 随着波导位置的逐渐降低, 近场光强分布逐渐由下面的芯光强较强转化为上面的芯光强较强, 这是简单的平行双芯波导应该具有的性质. 但是随着波导位置的继续降低, 见图 7(e)—(g), 两个芯的近场光斑直径突然增大 (图 7(e)), 而后光能重新进入下面的芯 (图 7(f)); 当波导位置降至最低 (图 7(g)), 光能率先从上面的芯消失. 这种光能在波导双芯中的周期性往复变化说明像散飞秒贝塞尔光束刻写的并不是简单的平行双芯波导, 而是具有复杂结构的光波导.

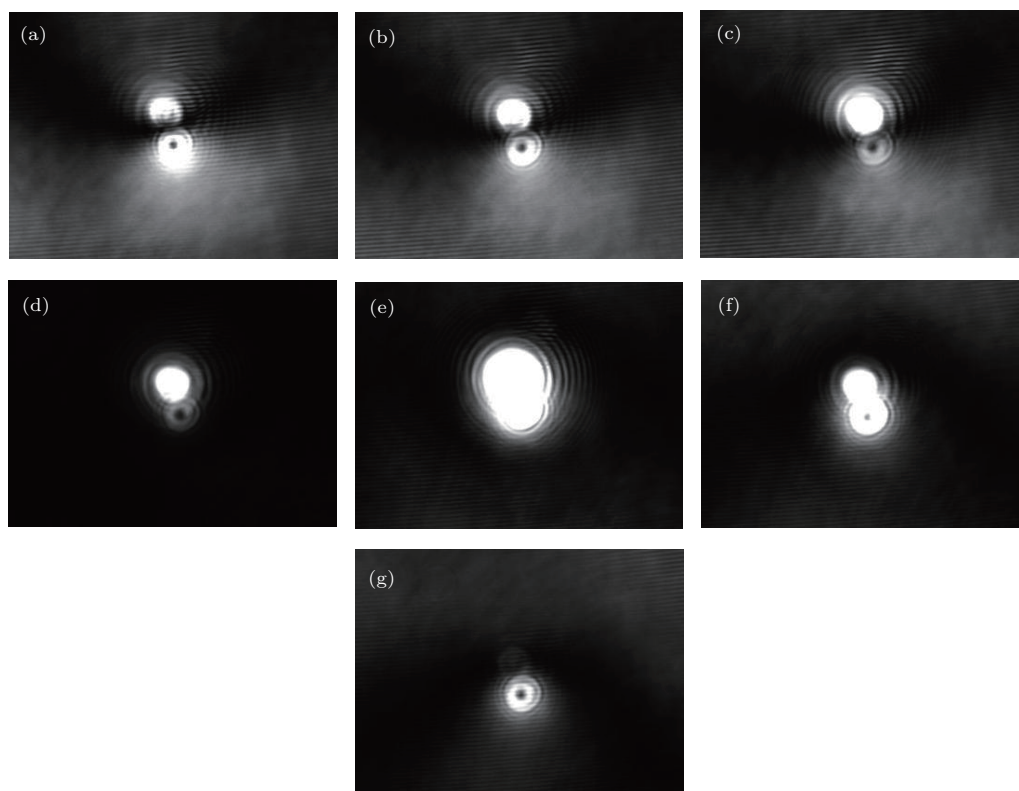


图 7 角锥棱镜的旋转角度为 1° 时, 使用 5×10^4 个单脉冲能量为 0.36 mJ, 脉宽 50 fs 的像散飞秒贝塞尔光脉冲刻写的光波导的近场光强分布随入射光与光波导相对位置的变化 (图片尺寸为 $60 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$)

Fig. 7. Near field intensity patterns of the optical waveguide fabricated by astigmatic femtosecond Bessel beam with a single pulse energy of 0.36 mJ and a pulse duration of 50 fs. The intensity pattern varies as the relative position between the incident light and the optical waveguide changes. 5×10^4 pulses are used during the fabrication process. To generate the astigmatic Bessel beam, the axicon is rotated by 1° compared with the case when single core waveguide is fabricated. Frame size: $60 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$.

图 8 给出了角锥棱镜的旋转角度为 3° 时, 使用 5×10^4 个单脉冲能量为 0.36 mJ 的像散飞秒贝塞尔光脉冲刻写的光波导的近场光强分布图. 图 8(a)—(h) 分别给出了当波导沿 x 方向 (见图 1)

的位置改变时, 光波导近场光强分布的变化. 如果将图 8(a) 的光波导沿 x 方向的位置看作零点, 以竖直向上为正方向, 则图 8(b)—(g) 中光波导的位置分别为 -3 , -23 , -35 , -45 , -55 , -63 和 $-80 \mu\text{m}$.

从图 8(a) 到图 8(g), 随着波导位置的逐渐降低, 近场光强分布逐渐由下面的芯光强较强转化为上面的芯光强较强. 这种变化和图 7(a) 到图 7(d) 中的变化相同, 都属于简单的平行双芯波导应该具有的性质. 我们发现当角锥棱镜的转角为 3° 时, 并没有出现如图 7 所示的那种往复的光强分配现象, 这应该这是由于图 8 中的双芯间距 ($9.1 \mu\text{m}$) 较大造成的. 因此, 图 8 中的双芯波导属于简单的平行双芯波导.

继续增大角锥棱镜的转角, 图 9 为角锥棱镜的转角为 5° 时, 单脉冲能量为 0.36 mJ 的像散飞秒贝塞尔光束刻写的光波导的近场光强分布图. 图 9(a)—(c) 所示的光波导分别使用 5×10^4 , 7×10^4 和 9×10^4 个脉冲制备. 从图 9 中可以看出双芯间的距离达到 $16.1 \mu\text{m}$, 因而当波导与入射光的相对位置发生变化时, 没有观察到光强在双芯之间的往复分配现象.

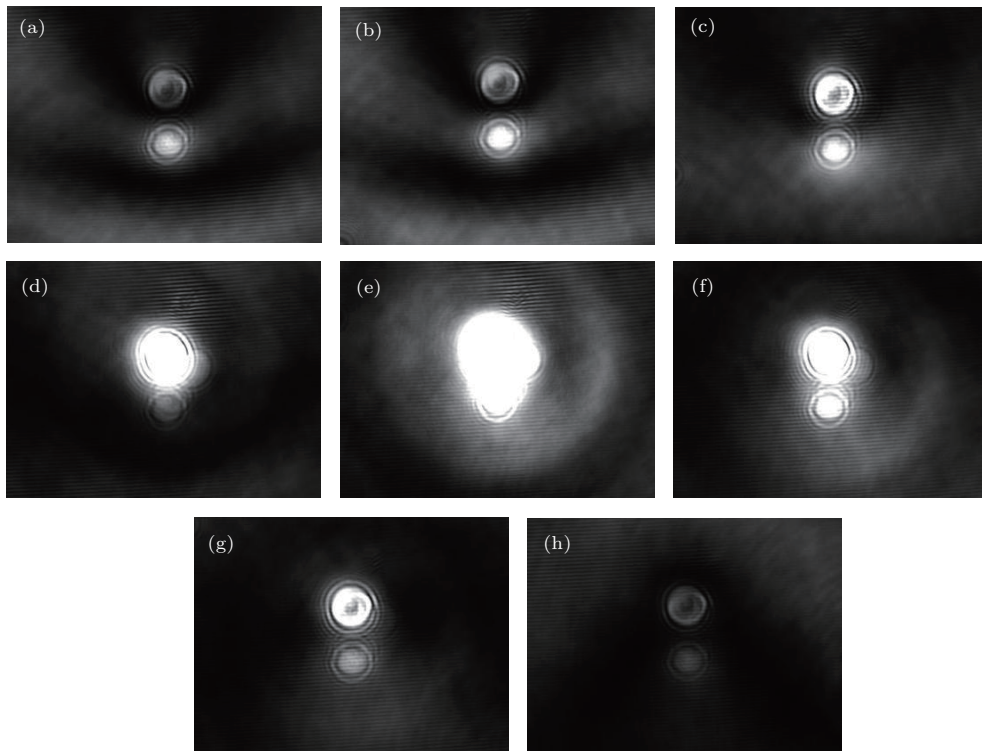


图 8 角锥棱镜的转角为 3° 时, 使用 5×10^4 个单脉冲能量 0.36 mJ 脉宽 50 fs 像散飞秒贝塞尔光脉冲刻写的光波导的近场光强分布随入射光与光波导相对位置的变化 (图片尺寸为 $60 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$)

Fig. 8. Near field intensity patterns of the optical waveguide produced by astigmatic femtosecond Bessel beam with a single pulse energy of 0.36 mJ and a pulse duration of 50 fs . The intensity pattern varies as the relative position between the incident light and the optical waveguide changes. And 5×10^4 pulses are used during the fabrication process. To generate the astigmatic Bessel beam, the axicon is rotated by 3° compared with the case when single core waveguide is fabricated. Frame size: $60 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$.

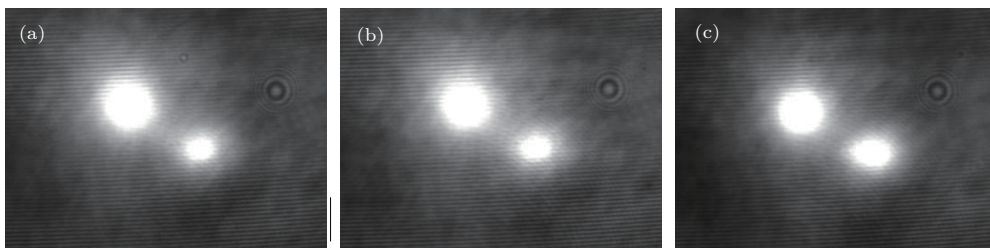


图 9 角锥棱镜的转角为 5° 时, 分别使用 5×10^4 (a), 7×10^4 (b) 和 9×10^4 (c) 个单脉冲能量为 0.36 mJ 的脉宽 50 fs 的像散飞秒贝塞尔光脉冲刻写的光波导的近场光强分布图 (图片尺寸为 $60 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$)

Fig. 9. Near field intensity patterns of the optical waveguide produced by astigmatic femtosecond Bessel beam with a single pulse energy of 0.36 mJ and a pulse duration of 50 fs . The optical waveguides in (a), (b), and (c) are respectively fabricated by 5×10^4 , 7×10^4 , and 9×10^4 laser pulses. To generate the astigmatic Bessel beam, the axicon is rotated by 5° compared with the case when single core waveguide is fabricated. Frame size: $60 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$.

从图7和图8中可以看到,当光波导与入射光的相对位置发生变化时,双芯间的光强分配发生明显的变化.为了定量地表示这种变化,我们将从两个波导芯输出的光能相减得到光能差值,图10给出了光能差值随波导位置的变化关系.将图7和图8记录的从单一波导芯输出的光强的灰度值相加,作为从该波导芯输出的光能大小的表征,然后使用位置较高的芯输出的光能减去位置较低的芯输出的光能,得到图10所示的光能差值(由于图7(e)和图8(e)中从两个波导芯输出的光束相互交叠,因此图10中没有给出这两张图的光能差值数据).双芯间距为 $5.6\ \mu\text{m}$ 时,从图10可以看到,当光波导位移从 $0\ \mu\text{m}$ (图7(a))变化为 $-3\ \mu\text{m}$ (图7(b))时,光能差值明显增大;虽然光波导位移从 $-8\ \mu\text{m}$ (图7(c))变为 $-15\ \mu\text{m}$ (图7(d))时,光能差值的变化不大,但从图7(c)和图7(d)中的近场光强分布中仍可看到两者的差别;继续降低光波导的位置,使其位移减小至 $-30\ \mu\text{m}$ (图7(e))和 $-40\ \mu\text{m}$ (图7(f)),光能差值迅速减小.从图10中双芯间距为 $5.6\ \mu\text{m}$ 的双芯波导的光能差值随波导位移的变化曲线可以看出,当光波导发生 $3\ \mu\text{m}$ 的微小位移时,光能差值即可发生显著变化.类似地,利用图8记录的近场光强分布,也可得到间距为 $9.1\ \mu\text{m}$ 的双芯的光能差值随波导位移的变化关系,如图10中倒三角形数据点所示.

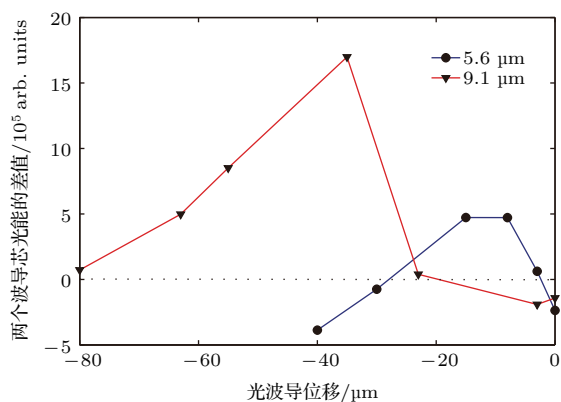


图10 (网刊彩色) 双芯间距分别为 $5.6\ \mu\text{m}$ 和 $9.1\ \mu\text{m}$ 的双芯光波导的两个波导芯的光能差值随波导位移的变化关系

Fig. 10. (color online) Dependences of the light energy differences between the two cores (circle solid line for the double-core optical waveguide with the core interval of $5.6\ \mu\text{m}$; inverted triangle solid line for the optical waveguide with the core interval of $9.1\ \mu\text{m}$) on the displacements of the double-core optical waveguides.

在图10所示曲线的某些部分,光能差值随波导位移呈现近似线性的变化规律,因此像散飞秒贝

塞尔光束制备的双芯光波导可用作高灵敏度的差分位移传感器.首先,基于差分探测器的原理,我们将两个波导芯中光能的差值作为测量位移的参数,使得使用双芯光波导制成的位移传感器具有差分探测器的高信噪比的优点^[15].其次,从图7和图10可见,虽然双芯光波导的两个波导芯在竖直方向的尺寸达到 $8\ \mu\text{m}$,但是当入射的He-Ne激光与波导之间的相对位置发生 $3\ \mu\text{m}$ 的变化时,即可观察到双芯间光能差值的明显变化.因此,通过测量双芯间距 $5.6\ \mu\text{m}$ 的光波导的光能差值应可探测到更小的波导位移.通常使用单芯波导作为位置传感器时,要获得高灵敏度就需要使用芯径小的光波导,因而光耦合的调整难度随着灵敏度的提高而增大.然而,我们刻写的双芯光波导构成的差分位移传感器在保证高灵敏度的同时,还维持了较大的等效芯径(两个波导芯的尺寸总和),容易进行光的耦合,降低了器件装配的技术要求.

4 结 论

本文利用不同激光参数(单脉冲能量、脉冲个数)和具有不同像散的飞秒贝塞尔光束在石英玻璃样品中刻写光波导.我们研究了无像散飞秒贝塞尔光束刻写的单芯光波导的近场光斑直径、折射率改变量与制备波导的激光参数之间的关系.我们利用具有不同像散的飞秒贝塞尔光束在石英玻璃中刻写了双芯光波导.实验发现,光能在两个波导芯之间的分配会随着入射光与波导芯相对位置的变化而变化,且飞秒贝塞尔光束斜入射角锥棱镜的入射角越小,制备的双芯波导的间距也越小.

由于双芯光波导与入射光的相对位置发生微小变化时,两波导芯之间的光能量的比值就会发生明显的变化,因此,基于差分探测器的原理,本文制备的双芯光波导可用作高灵敏度的差分位移传感器.这种双芯波导差分位移传感器利用双芯的光能之差来测量位移,具有信噪比高、灵敏度高且易于装配调节的特点,因而与传统的单芯波导位移传感器^[16]相比具有明显的优势.此外,利用飞秒贝塞尔光束制备双芯光波导无需扫描光束和移动样品,制备过程简单,因此,波导的双芯结构并没有增加制备的难度和成本.

参考文献

[1] Chan J W, Huser T R, Risbud S H, Hayden J S, Krol D M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2371

- [2] Wang J, Tu C H, Zhang S G, Lu F Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 307 (in Chinese) [王珏, 涂成厚, 张双根, 吕福云 2010 物理学报 **59** 307]
- [3] Yu Y Y, Chang C K, Lai M W, Huang L S, Lee C K 2011 *Appl. Opt.* **50** 6384
- [4] Reinhardt C, Kiyon R, Passinger S, Stepanov A L, Ostendorf A, Chichkov B N 2007 *Appl. Phys. A* **89** 321
- [5] Roeske F, Benterou J, Lee R, Roos E 2003 *Propell. Explos. Pyrot.* **28** 53
- [6] Ahmed F, Man S L, Sekita H, Sumiyoshi T, Kamata M 2008 *Appl. Phys. A: Mater.* **93** 189
- [7] Chen F, Aldana J R V D 2014 *Laser. Photon. Rev.* **8** 251
- [8] Zhang N, Yang J J, Wang M W, Zhu X N 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 3281
- [9] Gattass R R, Mazur E 2008 *Nat. Photon.* **2** 219
- [10] Durnin J, Miceli Jr J J, Eberly J H 1984 *US Patent* 4432599A
- [11] Akturk S, Arnold C L, Prade B, Mysyrowicz A 2009 *Opt. Commun.* **282** 3206
- [12] Tanaka T, Yamamoto S 2000 *Opt. Commun.* **184** 113
- [13] Bin Z, Zhu L 1998 *Appl. Opt.* **37** 2563
- [14] Salimnia A, Nguyen N T, Nadeau M C, Petit S, Chin S L, Vallée R 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 3724
- [15] McMahon D H 1984 *US Patent* 4 432 599
- [16] Pinnock R A, Hawker S D, Hazelden R J, Sakai I 1995 *US Patent* 5 473 156

Double-core optical waveguides fabricated by astigmatic femtosecond Bessel beam in silica glass*

Liu Sha Li Ya-Fei Cai Xian-Yong Zhang Nan[†]

(Institute of Modern Optics, Nankai University, Key Laboratory of Optical Information Science and Technology, Ministry of Education, Tianjin 300071, China)

(Received 6 April 2016; revised manuscript received 12 July 2016)

Abstract

In this paper, a collimated femtosecond Gaussian beam with a central wavelength of 800 nm and a pulse duration of 50 fs is converted into a Bessel beam by an axicon with an apex angle of 140° . By adjusting the femtosecond Gaussian beam incidence angle on the axicon, both anastigmatic and astigmatic femtosecond Bessel beams can be generated. Single- and double-core optical waveguides are fabricated in silica glass respectively by using anastigmatic and astigmatic femtosecond Bessel beams. Anastigmatic femtosecond Bessel beams with different single pulse energies (0.39 mJ and 0.47 mJ) are employed to fabricate the single-core optical waveguides in silica glass. The fabricated single-core waveguide's core diameter and refraction index change are found to be dependent on both the single pulse energy and pulse number used to fabricate the waveguide. By rotating the axicon, femtosecond Bessel beam with astigmatism is generated, which is used to fabricate double-core optical waveguides in silica glass. In the experiments 50 fs laser pulses with single pulse energy of 0.36 mJ are employed to fabricate the double-core optical waveguide. Experimental results show that when the rotation angle of the axicon is relatively small (1°), i.e., the incidence angle of the femtosecond Gaussian beam on the axicon is 89° , the distance between the two cores of the fabricated double-core waveguide is only $5.6 \mu\text{m}$. In this case the energy ratio of the coupled He-Ne laser between the two cores varies periodically as the waveguide's position changes towards one specific direction. When the axicon is rotated 3° and 5° , the distances between the two cores increase respectively up to $9.1 \mu\text{m}$ and $16.1 \mu\text{m}$, and no periodic variation of the coupled light energy ratio between the two cores is observed. It is inferred that the waveguides fabricated using the axicon with rotation angles of 3° and 5° are in fact optical waveguides with double parallel cores. According to the experimental results shown above, it is deduced that the double-core optical waveguide can be used as a highly sensitive differential displacement sensor, and the minimal detectable displacement is found to be less than $3 \mu\text{m}$. The light energy difference between the two cores is used to measure the displacement, so the displacement sensor made by double-core optical waveguide is a kind of differential detector with a higher signal-to-noise ratio than the frequently-used single-core waveguide displacement sensor. In addition, because the core zone of the double-core waveguide is composed of two cores separated by a distance which can be changed by adjusting the angle of the axicon before the fabrication process, the resulting larger core zone greatly facilitates the assembly process of the displacement sensor while the high detection sensitivity of the displacement is simultaneously achieved due to the using of the differential measurement method.

Keywords: Bessel light beam, femtosecond laser, double-core optical waveguide, differential displacement sensor

PACS: 42.60.Jf, 06.60.Jn, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.65.194210

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274185, 61137001, 61275133).

[†] Corresponding author. E-mail: zhangn@nankai.edu.cn