

doi:10.3788/gzxb20184703.0326002

# 基于 Sagnac 干涉仪的涡旋光制备方法

王琛, 刘通, 邵琼玲, 任元, 王刚

(中国人民解放军战略支援部队航天工程大学 宇航科学与技术系, 北京 101416)

**摘 要:**为了制备高质量涡旋光,对基于 Sagnac 干涉仪的涡旋光制备方法进行了理论分析、改进设计和实验验证,介绍了高斯光束叠加和附加相位差  $\pi$  产生的原理,在分析干涉回路对横向剪切量影响的基础上,搭建了基于 Sagnac 干涉仪的涡旋光制备装置,给出了搭建实验平台的相关注意事项,并利用本方法分别制备出拓扑荷数为 +1、-1 的涡旋光,涡旋光在不同传播距离下拓扑荷数始终保持为 +1 或 -1,基于光斑可调的改进实验装置可有效提高涡旋光质量。

**关键词:** 涡旋光; Sagnac 干涉仪; 横向剪切; 线性相位; 光程差

**中图分类号:** O435; O436

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2018)03-0326002-10

## Method Research of Optical Vortex Generation Based on Sagnac Interferometer

WANG Chen, LIU Tong, SHAO Qiong-ling, REN Yuan, WANG Gang

(Department of Aerospace Science and Technology, Space Engineering University, Beijing 101416, China)

**Abstract:** In order to generate high-quality optical vortices, this paper presents theoretical analysis, improved design and experimental demonstration of a novel approach for optical vortex generation based on Sagnac interferometer. The additional phase difference  $\pi$  is introduced, based on analyzing the influence of the interference loop on the shear amount, a optical vortex generation setup on the basis of a Sagnac interferometer is built, then the related considerations are given and optical vortices of topological charge +1 and -1 are generated respectively. The intensity distribution and interference patterns at various propagation distance are experimentally recorded and analyzed with topological charge keeping +1 and -1. The improved setup can generate optical vortices with higher quality.

**Key words:** Optical vortex; Sagnac interferometer; Lateral shear; Linear phase; Optical path difference

**OCIS Codes:** 260.6042; 260.1960; 050.4865; 260.3160

## 0 引言

涡旋光是一种具有螺旋波阵面和特殊光强分布的光场。近年来因其在光学操控、光通信、光学微测量等领域中具有广泛应用价值而备受关注。光场中的涡旋现象最初由 Boivin、Dow 和 Wolf 于 1967 年在透镜组的焦平面附近发现<sup>[1]</sup>。1973 年, Bryngdahl 首次开展了对制备涡旋光实验方法的探索<sup>[2]</sup>。1979 年 Vaughan 和 Willets 使用连续激光成功制备了涡旋光<sup>[3]</sup>。1990 年 Yu、Bazgenov V 使用光栅法完成了涡旋光的制备<sup>[4]</sup>。

制备涡旋光是研究涡旋光性质的基础。目前常用的涡旋光产生方法有:空间光相位调制器法、几何模式转换法、螺旋相位板法、Q 板法以及全息图法。1999 年,德国科学家 Reicherter M 设想通过空间光相位调制器制备涡旋光<sup>[5]</sup>,2009 年 Sciarrino 实现了这一方法的应用<sup>[6]</sup>,2013 年 Ostrovsky 等使用特别的相位掩模

**基金项目:**国家自然科学基金面上项目(No.11772001)和国家高技术研究发展计划(No.2015AA8018038C)资助

**第一作者:**王琛(1993-),男,硕士研究生,主要研究方向为涡旋光的制备。Email:kraus\_chen@foxmail.com

**导师(通讯作者):**任元(1982-),男,副教授,博士,主要研究方向为航天器制导与控制、空间量子探测及其应用技术。Email:renyuan\_823@aliyun.com

**收稿日期:**2017-10-19; **录用日期:**2017-11-13

<http://www.photon.ac.cn>

板,利用空间光相位调制器得到了“完美”涡旋光束<sup>[7]</sup>.1997年,英国科学家 Courtial J 通过实验验证了模式转换法的可行性<sup>[8]</sup>.计算全息法由 Bazhenov 教授于 1989 年提出<sup>[9]</sup>,2010 年齐晓庆等利用相位型衍射光栅产生能量按比例分布的多个螺旋光束<sup>[10]</sup>.2012 年,通过螺旋相位镜,澳大利亚科学家 Fickler R 实现了拓扑荷数为 5000 的涡旋光制备<sup>[11]</sup>.基于几何相位的涡旋光制备方法方面,2014 年刘亚超等利用光子自旋霍尔效应,使激光通过超表面产生了涡旋光<sup>[12]</sup>.2015 年,何勇礼借助超表面完成了高斯光向厄米特-高斯模式和拉盖尔-高斯模式的转变<sup>[13]</sup>.此外,2015 年柴忠洋等在研究光楔衍射法产生单涡旋的基础上,基于长条形光楔阵列,提出了利用光束阵列衍射产生涡旋阵列的方法<sup>[14]</sup>.2017 年,黄素娟等将光学涡旋与计算全息技术相结合,提出一种高质量光学涡旋阵列的产生方法<sup>[15]</sup>.然而,这些方案都需要高精度的光学元器件,为了保证涡旋光质量,这些光学元器件的制作往往复杂且昂贵.不仅如此,这些可以工作在某一波长范围的元器件可能并不适用于其他频段的光,适用性不强.

2013 年, Vaity P 提出利用两束高斯光束在 Sagnac 干涉环中叠加产生涡旋光的方法,为制备涡旋光打开了新的思路<sup>[16]</sup>.2016 年, Naik, Dinesh N 在上述基础上改进了实验装置,通过这种方法制备出了拓扑荷数相反的一对涡旋偶极子<sup>[17]</sup>.同年,通过进一步改进实验,制备出了质量较好的拓扑荷数为 1 的涡旋光,并且对实验结果进行了详细分析<sup>[18]</sup>.2017 年 Naik, Dinesh N 通过这种方法使用脉冲激光产生了超快光涡旋<sup>[19]</sup>.

该方法的突出优点是实验装置简单、成本低,产生的涡旋光稳定,能够产生大功率涡旋光而且不受限于特殊光学元器件的工作带宽.然而,上述文献没有为实验装置搭建提供详细信息,实验装置本身对于实验结果的影响也没有给出说明.为了进一步探索制备高质量涡旋光方法,本文对涡旋光旋向的改变进行理论证明;分析了干涉回路对横向剪切量的影响,并对实验装置进行了改进.在理论分析的基础上,从实验上验证了调整横向剪切量符号产生拓扑荷数为 +1、-1 的涡旋光的可行性.此外,还对实验装置的搭建步骤进行了分析并提出了建议.

## 1 基于 Sagnac 干涉仪制备涡旋光的基本原理及其分析

### 1.1 基于 Sagnac 干涉仪的高斯光束叠加原理

假设由激光器发出的高斯光束表达式为

$$E_0(x, y) = A \exp \left[ -\frac{(x^2 + y^2)}{\omega_0^2} \right] \quad (1)$$

式中,  $A$  为振幅,  $\omega_0$  为束腰半径,  $x$ 、 $y$  为笛卡尔坐标系内坐标.现在考虑两束异相高斯光进行叠加,若对两束光在  $x$  方向附加线性相位差,在  $y$  方向引入横向剪切,表达式为

$$E_1 = A_1 \exp \left[ \frac{-((y - y_0)^2 + x^2)}{\omega_0^2} + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right] \quad (2)$$

$$E_2 = A_2 \exp \left[ \frac{-((y + y_0)^2 + x^2)}{\omega_0^2} - i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} + i\pi \right] \quad (3)$$

式中,  $2y_0$  代表两光束间的横向剪切量,  $\frac{\varphi_0 x}{\omega_0}$  代表线性相位,而  $2\varphi_0$  则代表在  $x = \omega_0$  处两束叠加光束的线性相位差.

假设振幅  $A_1 = A_2 = A/2$ ,将两束光叠加后有

$$E' = E_1 + E_2 = 2\sqrt{A_1 A_2} \exp \left( \frac{-y_0^2}{\omega_0^2} \right) \sinh \left( \frac{2yy_0}{\omega_0^2} + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) \exp \left[ -\frac{(x^2 + y^2)}{\omega_0^2} \right] \quad (4)$$

如果双曲正弦函数能限制在线性区域内,则对式(4)可简化为

$$E' \approx \left[ A_0 \exp \left( \frac{-y_0^2}{\omega_0^2} \right) \right] \left( \frac{2yy_0}{\omega_0^2} + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) \exp \left[ -\frac{(x^2 + y^2)}{\omega_0^2} \right] \quad (5)$$

为了保证涡旋光的对称性,实部、虚部的变化率应当相同,即

$$\frac{2y_0}{\omega_0^2} = \frac{\varphi_0}{\omega_0} \quad (6)$$

求得

$$2y_0 = \varphi_0 \omega_0 \quad (7)$$

在此条件下,式(5)可以表示为 01 阶拉盖尔-高斯光束.

### 1.2 附加相位差 $\pi$ 的产生原理

Sagnac 干涉仪示意图如图 1. 光束由左侧射入, 经分束镜(BS)分为顺时针传播、逆时针传播两路. 假设  $t$  为折射率, 在干涉环内顺时针传播的光程为  $l_1$ , 逆时针传播的光程  $l_2$ . 顺时针光束首先在 BS 处正向透射产生  $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot t$  的相移; 而后经过反射镜  $M_4$ 、 $M_3$ 、 $M_2$  正向反射产生  $3\pi$  的相移, 最后在 BS 处正向透射产生  $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot (t + l_1)$  的相移; 逆时针光束首先在 BS 处正向反射产生相移  $\pi$ , 而后经过反射镜  $M_2$ 、 $M_3$ 、 $M_4$  正向反射产生  $3\pi$  的相移, 最后在 BS 处反向反射产生相移  $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot (2t + l_2)$  [20].

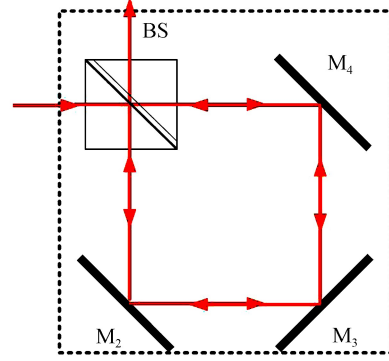


图 1 Sagnac 干涉仪示意图  
Fig.1 Schematic diagram of Sagnac interferometer

综上, 在干涉环路内逆向、正向光束产生的总相位差  $\Delta\varphi$  为

$$\Delta\varphi = \left[ \pi + 3\pi + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (2t + l_2) \right] - \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \cdot t + 3\pi + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (t + l_1) \right] = \pi + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (l_2 - l_1) \quad (8)$$

### 1.3 改变涡旋光旋向的原理

两束光在  $x$  方向附加线性相位差, 在  $y$  方向引入横向剪切, 表达式如式(2)、(3)所示. 若改变横向剪切量的符号有

$$E_1 = A_1 \exp \left\{ \frac{-[(y + y_0)^2 + x^2]}{\omega_0^2} + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right\} \quad (9)$$

$$E_2 = A_2 \exp \left\{ \frac{-[(y - y_0)^2 + x^2]}{\omega_0^2} - i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} + i\pi \right\} \quad (10)$$

叠加后可近似为

$$E_L \approx \left[ A_0 \exp \left( \frac{-y_0^2}{\omega_0^2} \right) \right] \left( \frac{2y_0}{\omega_0^2} - i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) \exp \left[ \frac{-(x^2 + y^2)}{\omega_0^2} \right] \quad (11)$$

式(5)、(11)所描述涡旋光的模拟相位分布图如图 2, 将这两束涡旋光与球面波进行干涉, 可得到模拟干涉的光强分布图, 如图 3. 因此, 理论证明改变横向剪切量、线性相位差符号可以改变涡旋光旋向.

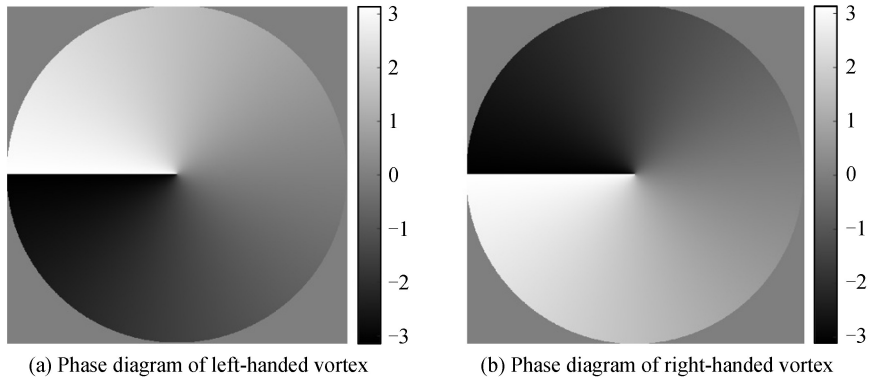


图 2 左旋、右旋涡旋光仿真相位图  
Fig.2 The simulated phase diagram of left-handed and right-handed vortex

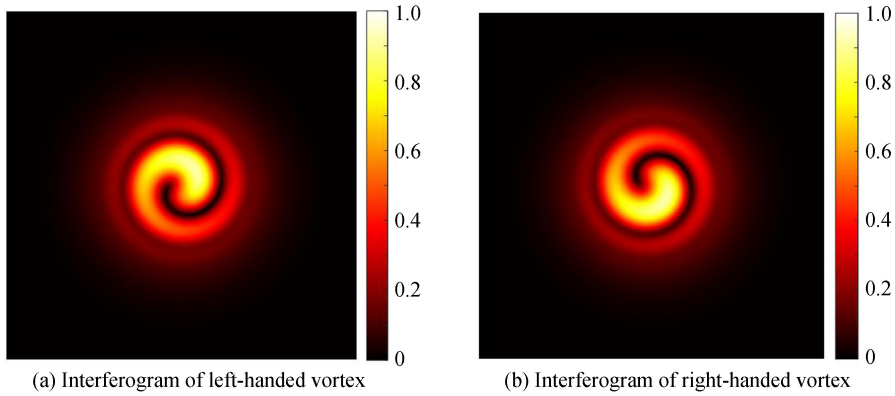


图3 左旋、右旋涡旋光与球面波仿真干涉图

Fig.3 The simulated interferogram of left-handed and right-handed vortex

### 1.4 干涉回路对横向剪切量的影响分析

当干涉环为正方形,假设方形干涉环边长为  $L$ ,  $M_2$ 、 $M_4$  改变的角度分别为  $\theta$  和  $-\theta$ ,根据式(12) 求得横向剪切量  $\Delta x_1$ .横向剪切量会受干涉环回路内各光学器件距离的影响,且距离越大,横向剪切越大,如图 4.

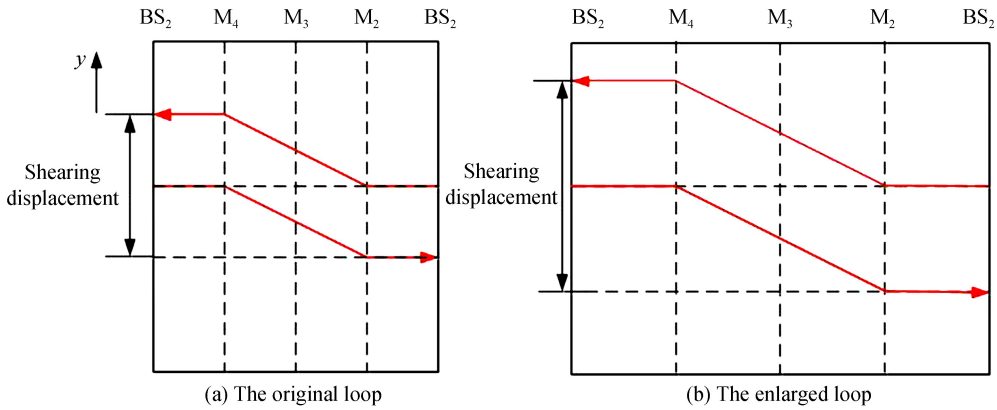


图4 横向剪切量与干涉环路大小关系示意图

Fig.4 Relation between shearing displacement and the size of the loop

$$\Delta x_1 = 2L \cdot \tan \theta - 2L \cdot \tan (-\theta) = 4L \cdot \tan \theta \quad (12)$$

当改变干涉环为矩形时,短边、长边边长分别为  $a$ 、 $b$ ,  $M_2$ 、 $M_4$  改变的角度不变,则可得到矩形干涉回路的剪切量  $\Delta x_2$  为

$$\Delta x_2 = 2(a + b) \cdot \tan \theta \quad (13)$$

一般情况下,改变干涉环形状横向剪切量会发生变化.但是,当且仅当改变形状但不改变干涉环回路长度(即矩形周长)时,即当  $2(a + b) = 4L$  时可得到式(14),横向剪切量不会发生变化,如图 5.

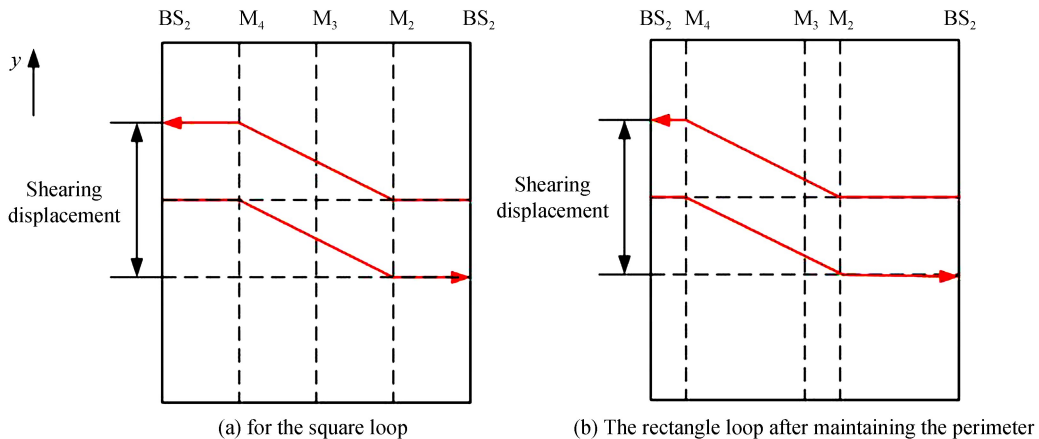


图5 横向剪切量与干涉环路形状关系示意图

Fig.5 The relation between lateral shear and the shape of the loop

$$\Delta x_2 = 2(a+b) \cdot \tan \theta = 4L \cdot \tan \theta = \Delta x_1 \quad (14)$$

综上所述,干涉环的大小、形状均会影响横向剪切量,只要能够保证干涉环回路中  $M_2$ 、 $M_4$  的俯仰角变化量是等大反向的,就能保证出射光平行于  $X-Z$  平面,进而保证了横向剪切量不会随着传播距离的增加而变化,即保证了涡旋光传播的稳定性。

## 2 实验装置与实验结果分析

### 2.1 实验装置的搭建与改进

实验装置如图 6,光源为波长 632.8 nm 的氦氖激光器,准直激光首先经过衰减片 A,用于控制在 CCD 上成像的光强大小,避免过度曝光;之后经过偏振光分光棱镜(Polarizing Beam Splitter,PBS)起偏,而后激光通过分光棱镜  $BS_1$  分为两束光,一束经反射镜  $M_1$  反射进入分光棱镜  $BS_3$ ,作为参考光;另一束进入由分光棱镜  $BS_2$ 、反射镜  $M_2$ 、 $M_3$ 、 $M_4$  组成的 Sagnac 干涉环路,经过相干叠加后再进入  $BS_3$  与参考光发生干涉,干涉条纹可以通过 CCD 观察,其中,在  $x$  方向上的线性相位差依靠在  $x-z$  平面内调整反射镜  $M_3$  来进行调整, $y$  方向上的横向剪切主要由调整反射镜  $M_2$ 、 $M_4$  的俯仰角来进行调整。

需要说明的是,本实验在搭建干涉环时先放入  $BS_2$ 、 $M_2$ 、 $M_4$ ,对其进行校准后再放入反射镜  $M_3$ 。除了要保证在  $x-z$  平面内可以调整反射镜  $M_3$  的角度,还要保证至少在  $x$  轴或  $z$  轴其中一个轴向上可以进行距离调整,因为在理想状态下,若反射镜  $M_3$  足够大,在一个轴向上调整其位置时,总会在某一位置使反射镜  $M_3$  处在干涉环路内,且自  $M_4$  和  $M_2$  的两束光同时交汇于  $M_3$ ,自  $M_3$  反射的两束光也可以分别和  $M_2$ 、 $M_4$  上的光斑交汇,保证干涉环质量,如图 7 所示。

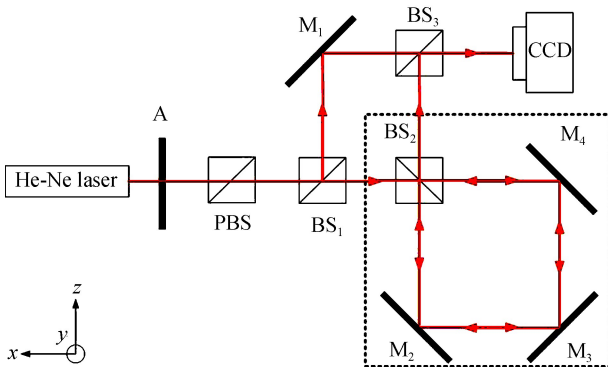


图 6 基于 Sagnac 干涉仪的涡旋光制备实验示意图

Fig.6 The schematic diagram of optical vortex generation based on Sagnac interferometer

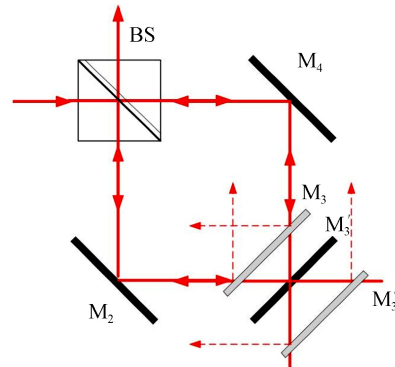


图 7 Sagnac 干涉环路搭建与调整示意图

Fig.7 The schematic diagram of optical vortex generation based on Sagnac interferometer

$$\tan \theta = \frac{n}{\omega_\lambda} \quad (15)$$

式中  $\theta$  为调整  $M_3$  的旋转角度,  $n = \varphi_0 \lambda_0$ ,  $\lambda_0$  为波长,  $\omega_\lambda$  为光斑半径<sup>[19]</sup>。从式(15)可以看出,光路调节受光斑大小影响,当转过相同的角度时,光斑越大,产生的线性相位差则越大。为了克服这种影响,提出基于可调光斑的实验方案,使式(15)这一条件更易调节至满足,从而提高涡旋光质量。具体方案是在如图 6 所示的方案基础上,加入扩束镜用于改变光斑大小。

### 2.2 实验结果及分析

本实验在制备涡旋光的过程中,通过调整横向剪切量符号,使用图 6 所示装置分别产生拓扑荷数为 +1、-1 的涡旋光,用 CCD 分别记录光束传播 10 cm、20 cm、40 cm 和 80 cm 时的光强分布图,如图 8、图 9。

从图 8、图 9 可以看出,涡旋光在传播过程中基本可以保持自身形状不变,实验证明了改变剪切量符号制备拓扑荷数为 +1、-1 的涡旋光束。

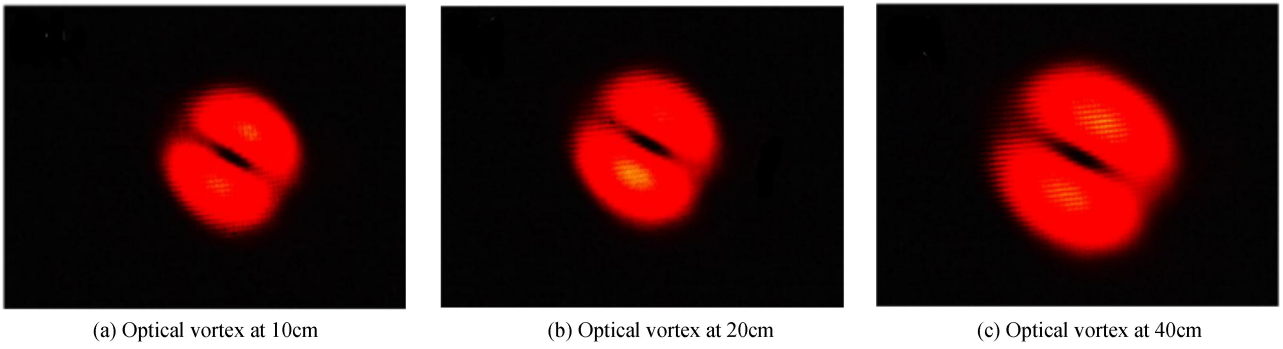


图 8 不同传播距离下的左旋涡旋光光强分布图

Fig.8 Intensity distribution of left-handed optical vortices at different propagation distance

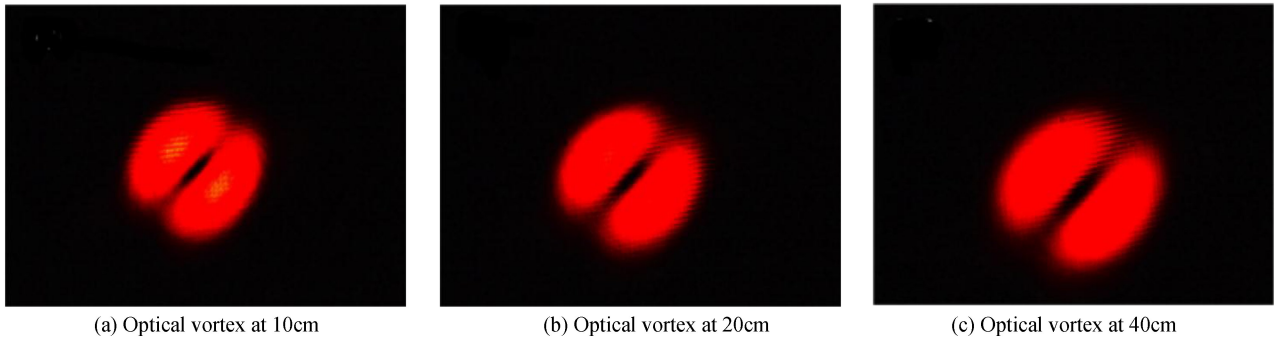


图 9 不同传播距离下的右旋涡旋光光强分布图

Fig.9 Intensity distribution of right-handed optical vortices at different propagation distance

为了考察涡旋光在传播过程中涡旋相位特性的保持,分别对其进行干涉图样的测量,如图 10、图 11.在涡旋光和球面波干涉的情况下,其螺旋型干涉图样证明了涡旋光在传播过程中保持了其螺旋波阵面的特性.

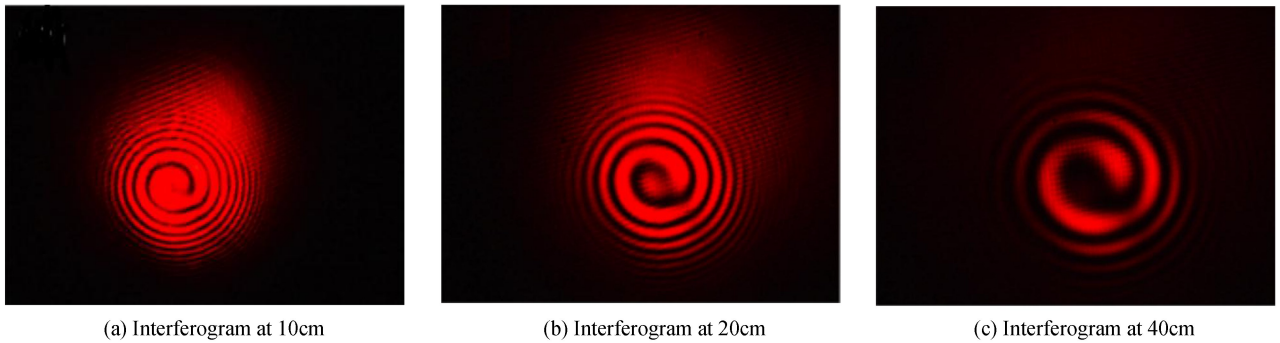


图 10 不同传播距离下的左旋涡旋光与球面波干涉图

Fig.10 The interferogram of spherical wave with left-handed optical vortices at different propagation distance

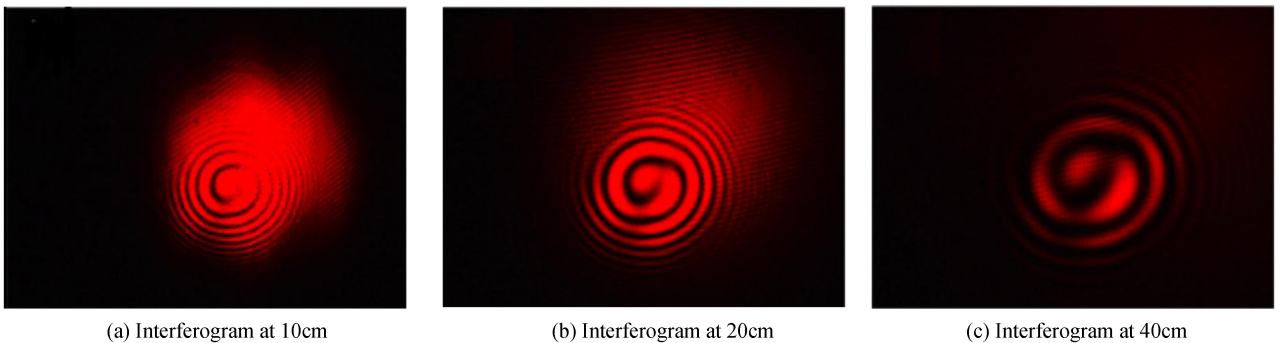


图 11 不同传播距离下的右旋涡旋光与球面波干涉图

Fig.11 The interferogram of spherical wave with right-handed optical vortices at different propagation distance

同时,记录涡旋光与平面波的干涉图样,如图 12、图 13.从中可以明显看到随着涡旋光的传播,其叉状干涉图样一直存在,证明了其传播的稳定性.

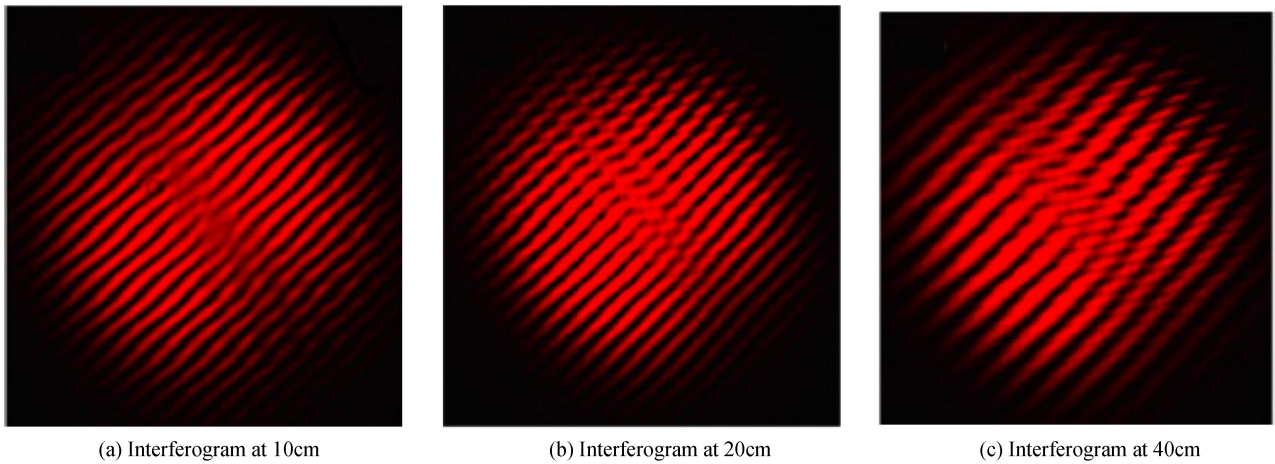


图 12 不同传播距离下的左旋涡旋光与平面波干涉图

Fig.12 The interferogram of plane wave with left-handed optical vortices at different propagation distance

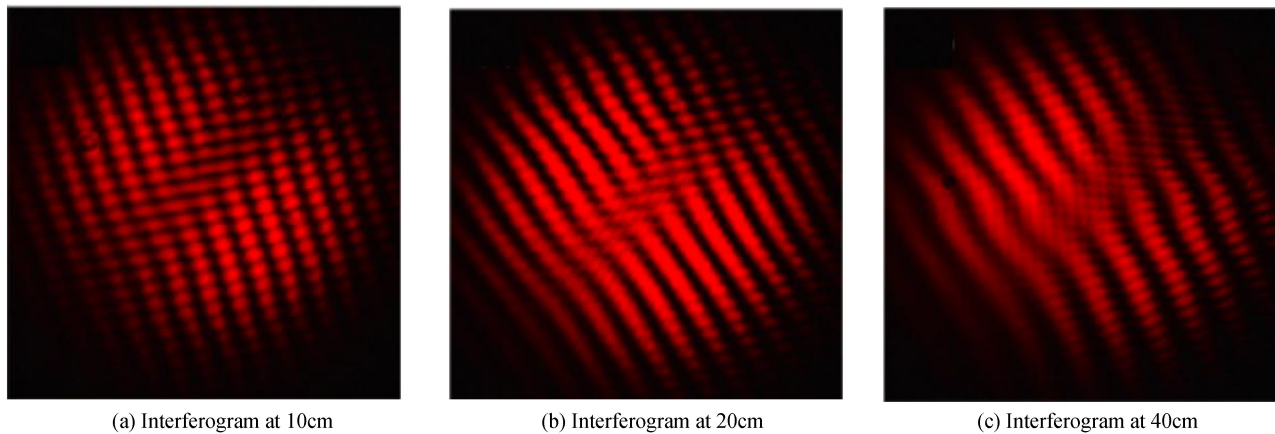


图 13 不同传播距离下的左旋、右旋涡旋光与平面波干涉图

Fig.13 The interferogram of plane wave with right-handed optical vortices at different propagation distance

为了证明所提出的改进装置的有效性,进行对比实验验证.在调整线性相位差和横向剪切量的基础上,还可以通过扩束镜调整光斑大小来改善输出涡旋光的光斑质量.若选用 5 倍放大倍率,则可在 10 cm、20 cm、40 cm 处得到如图 14 所示的光强分布和如图 15 的干涉图样.

从图 14 可得,基于可调光斑的改进装置产生的涡旋光光强分布不再如图 8、图 9 所示分离为两瓣光斑,而是趋于一个整体,且中空部分也相较于图 8、图 9 所示的梭型更趋于圆形.这与理论分析一致,验证了  $x$  和  $y$  轴对称性,基于可调光斑的改进装置提升涡旋光质量的有效性.

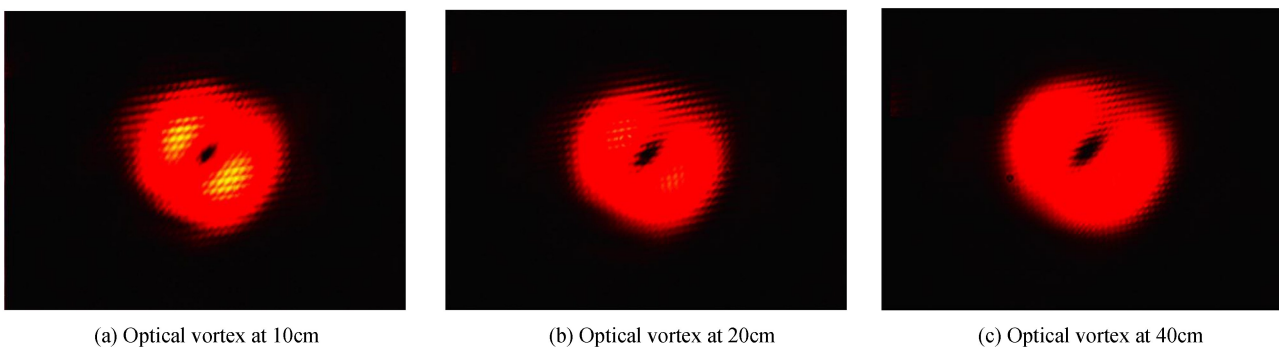


图 14 不同传播距离下的涡旋光光强分布图

Fig.14 Intensity distribution of left-handed optical vortices at different propagation distance

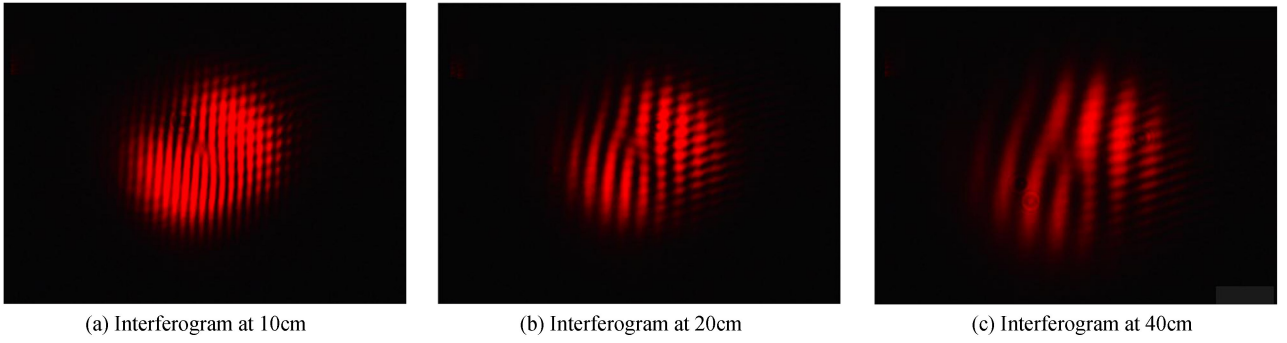


图 15 不同传播距离下的的涡旋光与平面波干涉图  
Fig.15 The interferogram of plane wave with optical vortices at different propagation distance

### 3 讨论

#### 3.1 涡旋光束不对称性解释

虽然改进的实验装置提高了光束质量,但是图 14 中涡旋光仍存在较为明显的不对称性,本文从两方面对其成因给出了解释.

1) 由于近似计算产生了误差.两束光在  $x$  方向附加线性相位差,在  $y$  方向引入横向剪切后其近似表达式如式(5)所示.对其进行仿真可得到光强分布和相位分布图,如图 16.

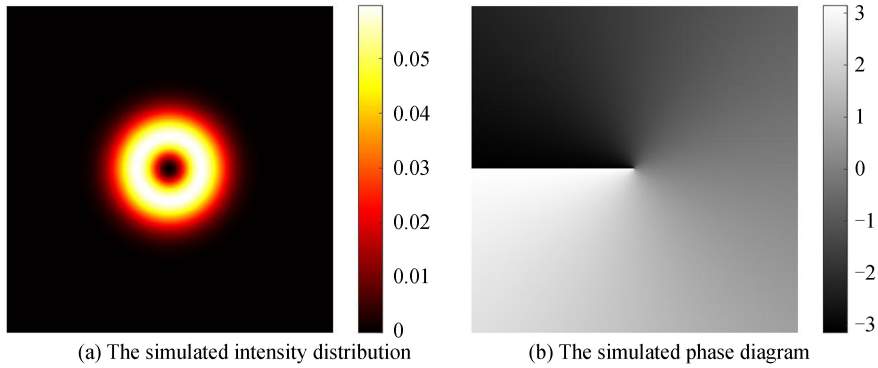


图 16  $y_0 = 439.8 \mu\text{m}$ ,  $\omega_0 = 1.4 \text{ mm}$ ,  $\varphi_0 = 0.2\pi$ ,  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$  时涡旋光光强分布、相位分布近似仿真  
Fig.16 The approximate simulated intensity distribution and phase diagram of vortex with  $y_0 = 439.8 \mu\text{m}$ ,  $\omega_0 = 1.4 \text{ mm}$ ,  $\varphi_0 = 0.2\pi$ ,  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$

若不对公式进行化简,而是直接将式(4)使用同图 16 相同参数进行仿真,得到结果如图 17.

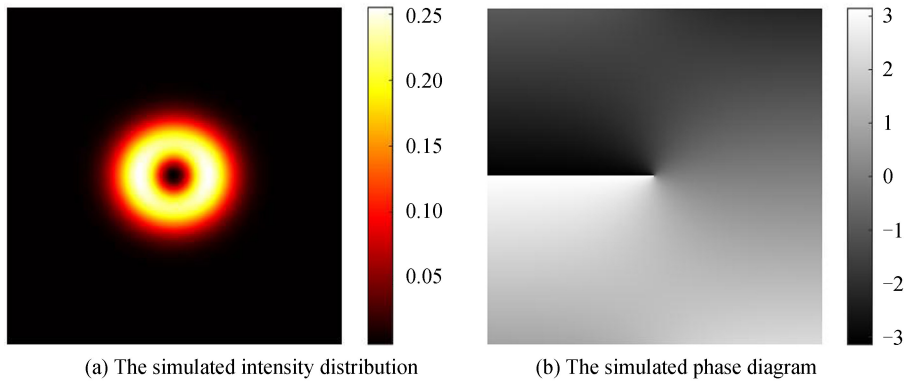


图 17  $y_0 = 439.8 \mu\text{m}$ ,  $\omega_0 = 1.4 \text{ mm}$ ,  $\varphi_0 = 0.2\pi$ ,  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$  时涡旋光光强分布、相位分布精确仿真图  
Fig.17 The accurate simulated intensity distribution and phase diagram of vortex with  $y_0 = 439.8 \mu\text{m}$ ,  $\omega_0 = 1.4 \text{ mm}$ ,  $\varphi_0 = 0.2\pi$ ,  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$

通过对比图 16 与图 17 发现,虽然结果中相位无明显变化,但是式(4)仿真得出的光强分布明显比式(5)的仿真结果更扁.所以,通过本方法制备的涡旋光束其形状不满足对称性.



2) 本实验要求精度高,引入线性相位差所需偏转角  $\alpha = \arctan\left(\frac{\varphi_0 \lambda_0}{\omega_0}\right)$ , 其中  $\lambda_0$  为中心波长<sup>[19]</sup>. 假设  $\omega_0 = 1.4 \text{ mm}$ ,  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$ ,  $\varphi_0 = 0.2\pi$ , 则可得  $\alpha = 2.8 \times 10^{-4} \text{ rad}$ . 一方面, 调节角度精度高, 这将给制备出的涡旋光满足对称性条件式(7)带来困难. 另一方面, 涡旋光近似表达式有效的前提是线性相位差和横向剪切均为小量, 若实验无法进行如此小角度调整时, 不仅近似表达式(5)将失效, 对称性条件式(7)也将不再满足. 当涡旋光不满足对称性条件时其光强分布和相位分布如图 18 所示.

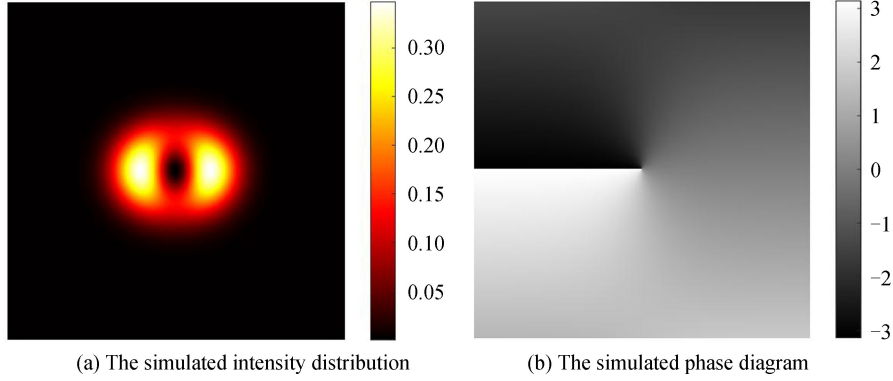


图 18  $y_0 = 527.76 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $\omega_0 = 1.4 \text{ mm}$ ,  $\varphi_0 = 0.16\pi$ ,  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$  时涡旋光光强分布、相位分布仿真图  
 Fig.18 The simulated intensity distribution and phase diagram of vortex when  $y_0 = 527.76 \text{ } \mu\text{m}$ ,  
 $\omega_0 = 1.4 \text{ mm}$ ,  $\varphi_0 = 0.16\pi$ ,  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$

### 3.2 本方法在高阶涡旋光制备中的适用性

本小节从理论上探讨本方法是否适用与高阶涡旋光的制备.

若对两束光在  $x$  方向附加线性相位差, 在  $y$  方向引入横向剪切, 近似表达式如式(5). 若对所制备的一阶涡旋光再次引入 Sagnac 干涉环路, 对其在  $x$  方向附加线性相位差, 在  $y$  方向引入横向剪切, 环路内顺时针、逆时针传播的两束涡旋光表达式分别为

$$E'_1 = \left[ A_0 \exp\left(\frac{-y_0^2}{\omega_0^2}\right) \right] \left( \frac{2y_0(y-y_0)}{\omega_0^2} + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) \exp\left[ \frac{-((y-y_0)^2 + x^2)}{\omega_0^2} + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right] \quad (16)$$

$$E'_2 = \left[ A_0 \exp\left(\frac{-y_0^2}{\omega_0^2}\right) \right] \left( \frac{2y_0(y+y_0)}{\omega_0^2} + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) \exp\left[ \frac{-((y+y_0)^2 + x^2)}{\omega_0^2} - i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} + i\pi \right] \quad (17)$$

先将两式展开, 而后进行叠加

$$E'_0 = E'_1 + E'_2 = \left[ A_0 \exp\left(\frac{-y_0^2}{\omega_0^2}\right) \right] \left( \frac{2y_0}{\omega_0^2} x + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} - \frac{2y_0^2}{\omega_0^2} \right) \exp\left( \frac{-(y^2 + y_0^2 + x^2)}{\omega_0^2} + \frac{2y_0}{\omega_0^2} x + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) - \left[ A_0 \exp\left(\frac{-y_0^2}{\omega_0^2}\right) \right] \left( \frac{2y_0}{\omega_0^2} x + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} + \frac{2y_0^2}{\omega_0^2} \right) \exp\left( \frac{-(y^2 + y_0^2 + x^2)}{\omega_0^2} - \frac{2y_0}{\omega_0^2} x - i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) \quad (18)$$

在表达式中构造出双曲正弦  $\sinh$  和双曲余弦  $\cosh$  项

$$E'_0 = 2 \left[ A_0 \exp\left(\frac{-y_0^2}{\omega_0^2}\right) \right] \exp\left(\frac{-(y^2 + y_0^2 + x^2)}{\omega_0^2}\right) \times \left[ - \left( \frac{2y_0}{\omega_0^2} x + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) \cdot \cosh\left(\frac{2y_0}{\omega_0^2} x + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0}\right) + \frac{2y_0^2}{\omega_0^2} \sinh\left(\frac{2y_0}{\omega_0^2} x + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0}\right) \right] \quad (19)$$

当且仅当剪切量和线性相位差为小量时, 可以近似为

$$E'_0 \approx 2 \left[ A_0 \exp\left(\frac{-y_0^2}{\omega_0^2}\right) \right] \exp\left(\frac{-(y^2 + y_0^2 + x^2)}{\omega_0^2}\right) \left[ \left( \frac{2y_0}{\omega_0^2} x + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} + \frac{2y_0^2}{\omega_0^2} \right) \left( \frac{2y_0}{\omega_0^2} x + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0} \right) \right] \quad (20)$$

若想制备  $n$  阶涡旋光, 表达式中需要构造  $\left(\frac{2y_0}{\omega_0^2} y + i \frac{\varphi_0 x}{\omega_0}\right)^n$  项. 显然, 在式(20)中无法构造出这种形式, 即无法通过本方法制备高阶涡旋光.

## 4 结论

以 Sagnac 干涉仪制备涡旋光方法为基础, 理论证明通过改变横向剪切量符号改变涡旋光旋向, 并分析

干涉回路对横向剪切量的影响,发现干涉回路的形状、大小均会对横向剪切量产生影响,并给出了搭建实验平台的相关注意事项.在此基础上,实验验证了通过改变横向剪切量符号可以制备拓扑荷数为+1、-1的涡旋光,分析了该涡旋光在传播过程中的稳定性,以及在改进的装置中调整横向剪切量、线性相位以及光束直径三个维度提高涡旋光质量.最后,对实验进行了讨论,给出了实验结果非对称的原因是由于近似计算和实验精度无法满足造成的;理论推导发现本方法不适用于高阶涡旋光的制备.该研究为下一步实验装置的改进和提高制备的涡旋光质量奠定了基础.

#### 参考文献

- [1] BOIVIN A, DOW J, WOLF E. Energy flow in the neighborhood of the focus of a coherent beam[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1976, **57**: 1171-1175.
- [2] BRYNGDAHL O. Radial and circular fringe interferograms[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1973, **63**(9): 1098-1104.
- [3] VAUGHAN J M, WILLETTS D V. Interference properties of a light-beam having a helical wave surface[J]. *Optical Communications*, 1979, **30**(3): 263-267.
- [4] YU V B, VASNETSOV M V, SOSKIN M S. Laser beams with screw dislocations in their wavefronts[J]. *Nature Genetics*, 1990, **47**(1): 73-77.
- [5] REICHERTER M, HAIST T, WAGEMANN E U, et al. Optical particle trapping with computer-generated holograms written on a liquid-crystal display[J]. *Optics Letters*, 1999, **24**(9): 608.
- [6] NAGALI E, SCIARRINO F, MARTINI F D, et al. Quantum information transfer from spin to orbital angular momentum of photons[J]. *Physrevlett*, 2009, **103**(1): 013601.
- [7] OSTROVSKY A S, RICKENSTORFFPARRAO C, ARRIZÓN V. Generation of the "perfect" optical vortex using a liquid-crystal spatial light modulator[J]. *Optics Letters*, 2013, **38**(4): 534-536.
- [8] COURTIAL J, DHOLAKIA K, ALLEN L, et al. Gaussian beams with very high orbital angular momentum[J]. *Optics Communications*, 1997, **144**(4-6): 210-3.
- [9] BAZHENOV V Y, VASNETSOV M V, SOSKIN M S, et al. Self-oscillations of a liquid near a free surface during continuous local heating[J]. *Jetp Letters*, 1989, **49**(6): 376-379.
- [10] QI Xiao-qing, GAO Chun-qing, LIU Yi-dong. Generation of helical beams with pre-determined energy distribution based on phase modulation gratings[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, **59**(1): 264-270.  
齐晓庆, 高春清, 刘义东. 利用相位型衍射光栅生成能量按比例分布的多个螺旋光束的研究[J]. *物理学报*, 2010, **59**(1): 264-270.
- [11] FICKLER R, LAPKIEWICZ R, PLICK W N, et al. Quantum entanglement of high angular momenta[C]. APS Meeting, 2014: 640-3.
- [12] LIU Ya-chao, LING Xiao-hui, YI Xu-nong, et al. Photonic spin Hall effect in dielectric metasurfaces with rotational symmetry breaking[J]. *Optics Letters*, 2014, **40**(5): 756-9.
- [13] HE Yong-li, LIU Zhen-xing, LIU Ya-chao, et al. Higher-order laser mode converters with dielectric metasurfaces[J]. *Optics Letters*, 2015, **40**(23): 5506.
- [14] CHAI Zhong-yang, WANG qi-chang, ZENG Zhen, et al. Research on the generation of optical vortex array using a wedge array[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, **44**(4): 0426005.  
柴忠洋, 王祺昌, 曾臻, 等. 基于光楔阵列产生光学涡旋阵列的研究[J]. *光子学报*, 2015, **44**(4): 0426005.
- [15] HUANG Su-juan, ZHANG Jie, SHAO Wei, et al. Experimental study on optical vortex array with high quality[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, **46**(8): 0826002.  
黄素娟, 张杰, 邵蔚, 等. 高质量光学涡旋阵列的实验研究[J]. *光子学报*, 2017, **46**(8): 0826002.
- [16] VAITY P, AADHI A, SINGH R P. Formation of optical vortices through superposition of two Gaussian beams[J]. *Applied Optics*, 2013, **52**(27): 6652-6656.
- [17] NAIK D N, CHAKRAVARTHY T P, VISWANATHAN N K. Generation of optical vortex dipole from superposition of two transversely scaled Gaussian beams[J]. *Applied Optics*, 2016, **55**(12): B91.
- [18] NAIK D N, VISWANATHAN N K. Generation of singular optical beams from fundamental Gaussian beam using Sagnac interferometer[J]. *Journal of Optics*, 2016, **18**(9): 095601.
- [19] NAIK D N, SAAD N A, RAO D N, et al. Ultrashort vortex from a Gaussian pulse - An achromatic-interferometric approach[J]. *Scientific Reports*, 2017, **7**(1): 2395.
- [20] ZETIE K P, ADAMS S F, TOCKNELL R M. How does a Mach-Zehnder interferometer work? [J]. *Physics Education*, 2000, **35**(1): 46-48.