

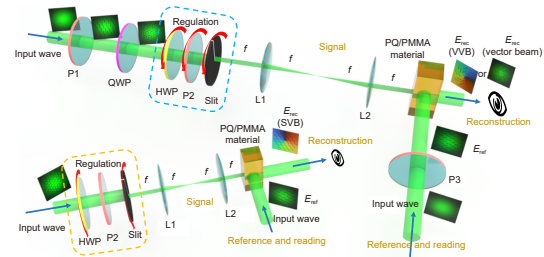
DOI: 10.12086/oe.2022.220114

## 基于偏光全息的光场调控研究进展

郑淑君<sup>1</sup>, 林 泉<sup>2\*</sup>, 黄志云<sup>2</sup>, 黄 璐<sup>1</sup>,  
张远颖<sup>2</sup>, 杨 毅<sup>2</sup>, 谭小地<sup>2</sup>

<sup>1</sup>福建师范大学光电与信息工程学院信息光子学研究中心,  
福建 福州 350117;

<sup>2</sup>福建师范大学光电与信息工程学院医学光电科学与技术教育部重点实验室, 福建省光子技术重点实验室,  
福建省光电传感应用工程技术研究中心, 福建 福州 350117



**摘要:** 偏光全息拥有记录振幅、相位和偏振信息的能力, 在数据存储、偏振光成像等领域具有重要的应用前景。除此之外, 它也具备光场调控方面的能力, 可以调控具有螺旋相位分布和空间偏振分布等特殊光场, 这类特殊光场在光通信、粒子操纵及光子纠缠等领域有广泛的应用前景, 目前也有很多研究聚焦于如何生成这类光束。本文介绍了利用偏光全息制备矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束的最新研究进展。基于偏光全息进行光场调控的方法, 具有制备过程操作简单、光学系统体积小、制作成本低的优势, 为特殊光场制造提供新的思路。

**关键词:** 偏光全息; 光场调控; 矢量涡旋; 矢量光场; 光涡旋

**中图分类号:** O438.1; TH74

**文献标志码:** A

郑淑君, 林泉, 黄志云, 等. 基于偏光全息的光场调控研究进展 [J]. 光电工程, 2022, 49(11): 220114

Zheng S J, Lin X, Huang Z Y, et al. Light field regulation based on polarization holography[J]. *Opto-Electron Eng*, 2022, 49(11): 220114

## Light field regulation based on polarization holography

Zheng Shujun<sup>1</sup>, Lin Xiao<sup>2\*</sup>, Huang Zhiyun<sup>2</sup>, Huang Lu<sup>1</sup>, Zhang Yuanying<sup>2</sup>, Yang Yi<sup>2</sup>,  
Tan Xiaodi<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Information Photonics Research Center, College of Photonic and Electronic Engineering, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350117, China;

<sup>2</sup>Key Laboratory of Opto-Electronic Science and Technology for Medicine of Ministry of Education, Fujian Provincial Key Laboratory of Photonics Technology, Fujian Provincial Engineering Technology Research Center of Photoelectric Sensing Application, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350117, China

**Abstract:** Polarization holography has important application prospects in the field of data storage and polarized light imaging due to its ability to record amplitude, phase and polarization information. In addition, it also has the ability to regulate light fields, which can regulate special light fields with helical phase distribution and spatial

收稿日期: 2022-06-06; 收到修改稿日期: 2022-08-29

基金项目: 国家重点研发计划项目 (2018YFA0701800); 福建省科技重大专项 (2020HZ01012)

\*通信作者: 林泉, xiaolin@fjnu.edu.cn。

版权所有©2022 中国科学院光电技术研究所

polarization distribution. Such special light fields have broad application prospects in the fields of optical communication, particle manipulation, photon entanglement, etc. There is also a lot of research focused on how to generate such beams. The latest research progress in preparing vector beams, scalar vortex beams, and vector vortex beams by using polarization holography is introduced in this paper. The light field regulation method based on polarization holography has the advantages of a simple fabrication process, the small size of the optical system and low production cost, which provides a new idea for the manufacture of special light fields.

**Keywords:** polarization holography; light field regulation; vector vortex; vector light field; optical vortex

## 1 引言

近年来,随着人们对激光不断深入的认识和激光技术应用的迅速扩展,相继提出并实现了多种振幅、相位、偏振态等具有特殊空间分布的新型光场,例如具有螺旋波前的涡旋光场、偏振态随空间不均匀分布的矢量光场,以及同时具有螺旋波前分布和空间不均匀偏振态分布的矢量涡旋光场等。这些光场都具有新颖的特性,本文将基于偏光全息理论分别对矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束三种光场的生成进行介绍。

矢量光束是指同一波前的不同位置同时具有各向异性偏振态的光场<sup>[1]</sup>,其与传统的具有各向同性偏振分布的标量光场不同。矢量光场最典型的例子是径向偏振光和角向偏振光,这两种偏振光的局域偏振态也就是波阵面上任意位置的偏振态都是线偏振,只不过不同位置线偏振的偏转角不同。对于径向偏振光,其波阵面上任意位置的电矢量振动都沿着极坐标系的矢径方向;而对于角向偏振光,在同一时刻同一波阵面上各点的电矢量振动都沿着方位角方向(即垂直于矢径方向)。由于径向偏振光和角向偏振光的局域偏振态是线偏振态,所以能够通过偏振片来检测它们的性质。矢量光场的偏振分布结构导致的特殊焦场以及与标量光场显著不同的衍射特性,使得矢量光场在微加工<sup>[2-3]</sup>、粒子加速<sup>[4]</sup>、单分子成像<sup>[5]</sup>、非线性光学<sup>[6]</sup>、光学操纵<sup>[7-8]</sup>和量子信息<sup>[9]</sup>等领域日益发挥着不可替代的作用。与此同时,如何生成矢量光束成为重要的研究课题。产生矢量光场的方法可分为有源型和无源型。通常情况下,有源型方法使用激光腔内装置,迫使激光器以矢量模式振荡。但这种方法可得到的输出模式的复杂性受到了激光谐振器的限制。利用无源器件定制光场可以克服这一缺点,为生成更复杂的矢量光场提供了极大的灵活性。目前无源型方法包括使用q波片<sup>[10-11]</sup>、空间光调制器<sup>[12]</sup>、组合波片法<sup>[13]</sup>、亚波长光

栅法<sup>[14]</sup>、相干偏振操纵法<sup>[15]</sup>等。

标量涡旋光束是一种等相位面呈螺旋型分布和空间上偏振态均匀分布的光场<sup>[16]</sup>。早在20世纪70年代,Berry<sup>[17]</sup>等人就提出相位位错和涡旋等概念。1989年,Coulet等人提出了光学涡旋<sup>[18]</sup>。直到1992年,Allen等人发现具有螺旋相位因子 $\exp(i l \varphi)$ 的光束携带轨道角动量<sup>[16]</sup>,并且每个光子携带的轨道角动量值为 $l \hbar$ (其中 $l$ 为拓扑荷数, $\varphi$ 代表螺旋波前的方位角, $\hbar$ 为约化普朗克常数)。在标量涡旋光束中心存在着一个相位奇点,奇点处光强为零,光场强度呈圆环状分布。不同拓扑荷数下的标量涡旋光束,其相位奇点大小也不同。拓扑荷数值越大的标量涡旋光束,相位奇点越大。由于标量涡旋光束独特的性质,使其在许多领域都具有潜在应用价值。在光通信领域,使用标量涡旋光束会大大拓展信道容量,实现大容量的信息传输<sup>[19-21]</sup>;在探测领域,标量涡旋光束的旋转多普勒效应可用于测量旋转体的转速等。近几十年来,人们设计了各种方法来获得标量涡旋光束。比如,使用模式转换法产生标量涡旋光束<sup>[22]</sup>,但是这种方法的光学结构相对复杂,器件制备困难、不易控制标量涡旋光束的种类和参数。还有计算全息图法,即利用全息图制作涡旋光与平面波或球面波干涉形成的叉形光栅或螺旋型的光栅<sup>[23-25]</sup>,以及具有螺旋厚度剖面的透明板的螺旋相位板和作为一种等效二维器件的超表面<sup>[26]</sup>,也可以产生标量涡旋光束。但是利用这些方法只能产生特定拓扑荷数的标量涡旋光束。因此,要产生不同拓扑荷的标量涡旋光束,就需要加工不同的光学器件。但是前二者需要借助比较昂贵的器件或设备,后二者对制造技术的要求较高。

与纯矢量光束和标量涡旋光束相比,矢量涡旋光束在光束操纵方面提供了更多的自由度<sup>[27-29]</sup>。矢量涡旋光束由于同时具有矢量偏振和螺旋相位的特性,被提出并在各种应用中进行了探索,例如矢量光学涡旋滤波<sup>[30]</sup>、粒子加速<sup>[31]</sup>、光子纠缠<sup>[32]</sup>、光束聚焦<sup>[27]</sup>、光

子自旋霍尔效应<sup>[33-34]</sup>和矢量涡旋日冕仪<sup>[35]</sup>。在这些应用的驱动下,许多手段被提出用于生成矢量涡旋光束,包括空间光调制器<sup>[36]</sup>和激光谐振器配置<sup>[37-38]</sup>。然而,采用这些手段的系统不能直接缩小尺寸,无法实现集成。具有纳米图案平面结构的超薄非均匀介质的光学超表面材料,可在亚波长尺度上控制光的光学特性从而生成矢量涡旋光束。然而其价格和加工工艺的要求都较高。

尽管这些空间结构光场的生成方法层出不穷,但是它们均存在或系统结构复杂,或加工工艺要求高又或价格高等问题。

偏光全息作为一个极具前景的学科,在一些领域已有所应用,如高密度光学数据存储<sup>[39-41]</sup>、圆偏振光发生器<sup>[42]</sup>等。它同样也展示了在光场调控中的能力。偏光全息,它不仅像传统全息一样能够记录光场的振幅和相位信息,而且可以准确记录和再现光场的偏振信息<sup>[43]</sup>。在记录光场信息时,记录材料是不可或缺的。偏光敏感材料通过分子结构排列的变化来记录干涉区域偏振态变化,由于其具有光致各向异性特性,因此可以使用其作为记录偏振干涉光场信息的媒介。自黑田<sup>[44]</sup>提出了一种新的张量理论来描述不同角度的偏振光干涉情况,近年来陆续报道了各种有趣的偏光全息特性<sup>[45-46]</sup>,例如零再现效应<sup>[47-50]</sup>和忠实再现效应<sup>[51-55]</sup>。在这些特征中,忠实再现是用途最广泛的现象之一,这意味着再现光与信号光相同,表明信息的振幅、相位和偏振态可以同时记录和再现<sup>[56]</sup>。也正是因为忠实再现现象,给特殊光场制备提供了条件。

最近,借助具备记录振幅、相位和偏振态的偏光敏感材料的偏光全息术来生成矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束的方法被依次提出。由于所使用的偏光敏感材料成本低、制备工艺简单以及记录时间短等特点,引入偏光全息术来生成这些光场一定程度上解决了以往生成方法所面临的困难。在这些方法中,与传统的偏光全息制备方法相比<sup>[57]</sup>,信号光均不是诸如矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束的结构光,而是普通的偏振光。直接使用结构光作为信号光与参考光进行干涉得到全息图的方法仍需借助昂贵的光学器件(如空间光调制器)来生成结构光束<sup>[57]</sup>,而最近提出的几种方法中均解决了信号光路中所带来的高成本问题。

本文概述了矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束的数学描述以及偏光全息的忠实再现理论,并回

顾了不同于传统全息术的基于偏光全息的矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束生成研究,详细介绍了偏光全息调控偏振和相位来产生矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束的方法。最后对偏光全息在光场调控的进一步研究和发展做了展望。

## 2 三种光场及任意偏振态的忠实再现

### 2.1 三种光场的光场表达式

这里将分别介绍矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束三种不同的光场。其中矢量光束和标量涡旋光束的表达式可由矢量涡旋光束的表达式来延伸。首先,矢量涡旋光束可以由杂化庞加莱球球面上的点表示<sup>[58]</sup>。位于杂化庞加莱球赤道的矢量涡旋光束的琼斯矢量可以表示为

$$E(r, \varphi) = G(r) \exp(i l \varphi) \begin{bmatrix} \cos \theta_H \\ \sin \theta_H \end{bmatrix},$$

$$\theta_H = p \varphi + \theta_0. \quad (1)$$

其中: $G(r)$ 表示振幅系数; $p$ 是偏振阶数,表示光束横截面周围偏振变化的周期数; $l$ 是拓扑荷数,表示在相位奇点附近以 $2\pi$ 为周期的相位变化数。式(1)中的 $\exp(i l \varphi)$ 项表示螺旋相位因子; $\theta_H = p \varphi + \theta_0$ 表示矢量分量的偏振分布,其中 $\varphi$ 为方位角, $\theta_0$ 为描述 $\varphi=0$ 时初始偏振态的常数, $\theta_0$ 决定该矢量涡旋光束位于杂化庞加莱球赤道上的具体位置。

标量涡旋光束可以由矢量涡旋光束的分解得到。矢量涡旋光束可以分解为两部分,即相位部分和矢量偏振部分。从式(1)可以看出,对于 $p=0$ ,式(1)简化为标量涡旋光束的光场表达式:

$$E(r, \varphi) = G(r) \begin{bmatrix} \cos \theta_0 \\ \sin \theta_0 \end{bmatrix} \exp(i l \varphi). \quad (2)$$

此时,由原本的杂化庞加莱球退化为普通庞加莱球<sup>[59]</sup>。式(2)所示的标量涡旋光束对应的偏振态可由普通庞加莱球赤道上的点表示,具体位置由 $\theta_0$ 决定。

当 $l=0$ 时,式(1)简化为矢量光束的光场表达式:

$$E(r, \varphi) = G(r) \begin{bmatrix} \cos \theta_H \\ \sin \theta_H \end{bmatrix},$$

$$\theta_H = p \varphi + \theta_0. \quad (3)$$

此时,由原本的杂化庞加莱球退化为高阶庞加莱球<sup>[59]</sup>。式(3)所示的矢量光束可由阶数为 $p$ 的高阶庞加莱球赤道上的点表示,具体位置同样由 $\theta_0$ 决定。

### 2.2 任意偏振态的忠实再现

偏光全息过程可分为记录和再现阶段,如图1所



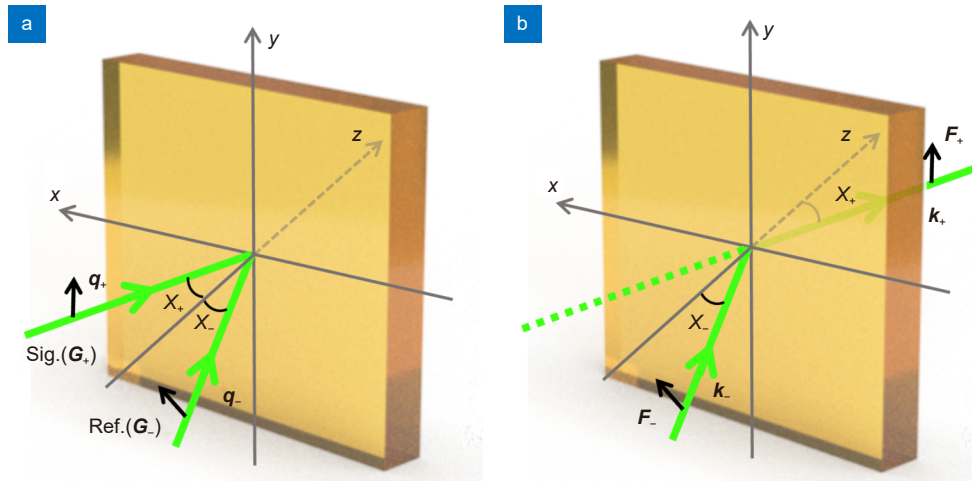


图 1 偏光全息示意图<sup>[60]</sup>。(a) 记录阶段; (b) 再现阶段

Fig. 1 Schematic diagram of polarization holography<sup>[60]</sup>. (a) Recording stage; (b) Reconstruction stage.

Figure adapted with permission from ref. [60] © Optica Publishing Group

示。其中  $G_+$ 、 $G_-$ 、 $F_+$ 和  $F_-$ 分别表示记录过程中的信号光和参考光与再现过程中再现光和读取光的电场,  $q_+$ 、 $q_-$ 、 $k_+$ 和  $k_-$ 分别表示信号光、参考光、再现光和读取光的单位波矢量(在满足相同波长的布拉格条件下,  $k_+=q_+$ 和  $k_-=q_-$ ),  $\chi$ 代表信号光和参考光的内部干涉角( $\chi=\chi_++\chi_-$ )。在记录阶段, 信号光与参考光以  $\chi$ 的内部干涉角度在偏光敏感材料中进行干涉, 信息被存储在记录材料中。在再现阶段, 当满足布拉格条件时, 材料被读取光照射进而产生衍射, 得到再现光。

基于张量方法和耦合波理论, 再现光的电场可以表示为<sup>[56]</sup>

$$F_+ \propto B(G_-^* \cdot F_-)G_+ + A(G_+ \cdot G_-^*)F_- + B(G_+ \cdot F_-)G_-^* - ((A(G_+ \cdot G_-^*)F_- + B(G_+ \cdot F_-)G_-^*) \cdot k_+)k_+ \quad (4)$$

其中:  $A$ 和  $B$ 是记录材料随曝光时间变化的标量和矢量分量的系数, 星号“\*”表示波矢量的共轭。

实验采用忠实再现, 准确记录信号光。表 1 总结了实现任意偏振态忠实再现的条件<sup>[61]</sup>。这里,  $\alpha$ 和  $\beta$ 是任意实数的系数, 分别代表信号光的 s 分量和 p 分量,  $\delta$ 代表 s 分量相对于 p 分量的相位延迟。其中信

号光设为任意偏振态的光波。当  $\alpha$ 、 $\beta$ 或  $\delta$ 为零时, 此时信号光为线偏振光; 当  $\alpha$ 、 $\beta$ 和  $\delta$ 均不为零, 信号光为椭圆偏振光,  $\alpha$ 和  $\beta$ 决定其 s 和 p 分量的幅度; 当  $\delta$ 刚好等于  $\pm\pi/2$ 且  $\alpha=\beta$ 时, 此时为圆偏振光。

p 偏振是指电场在  $x-z$  平面上振动并且垂直于波的传播方向, s 偏振是指电场沿  $y$  轴振动。s 和 p 偏振光的单位向量可以表示为

$$s = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, p_j = \begin{bmatrix} \cos\chi_j \\ 0 \\ \sin\chi_j \end{bmatrix} \quad (5)$$

其中: 下标  $j$ 为“+”或“-”, 分别代表信号光和参考光或读取光。参考文献 [50,53-54] 中提供了表 1 内容的详细推导。从表 1 第二列第四行的表达式可以看出, 要实现忠实再现, 必须满足  $A+B=0$ 或  $\cos\chi=0$ 。前者要满足  $A+B=0$ 的条件取决于曝光时间的控制<sup>[54]</sup>。但往往根据曝光时间的不同,  $A/B$ 值一直在变化以致难以掌控  $A+B=0$ 的时刻<sup>[62]</sup>。因此, 与曝光时间无关的忠实再现的直接手段是将内部干涉角  $\chi$ 设置为  $90^\circ$ 。也就是说使用特定的内部干涉角, 可以消除曝光时间

表 1 实现任意偏振态忠实再现的条件

Table 1 Condition about faithful reconstruction of realizing any polarization state

记录	$G_+ \propto \alpha e^{i\delta} s + \beta p_+$
	$G_- \propto p_-$
读取	$F_- \propto p_-$
再现	$F_+ \propto B(\alpha e^{i\delta} s + \beta p_+) + (A+B)\beta \cos\chi p_+$
	$F_+ (\chi=90^\circ) \propto B(\alpha e^{i\delta} s + \beta p_+)$



的要求, 并且可以忠实地重建任何偏振态的信号光。这在一定程度上减少了实验的不确定因素。

偏光敏感材料是偏光全息必不可少的条件。若用分子模型来描述偏光全息的性质, 假设偏光敏感材料由各向异性的棒状分子组成, 在曝光前向各个方向随机分布, 如图 2(b) 所示。从宏观角度来看, 材料整体是各向同性的。在偏振光波的照射下, 由于光致效应, 棒状分子将从各向异性棒状分子转变为球状各向同性分子<sup>[63]</sup>, 如图 2(c) 所示。下面介绍的三个应用中使用的偏光敏感材料均是尺寸约为 10 mm×10 mm×30 mm 的自制立方菲醌掺杂的聚甲基丙烯酸甲酯光敏聚合物 (PQ/PMMA)<sup>[64]</sup>, 如图 2(a) 所示。采用立方体的材料可以确保信号波与参考波的内部干涉夹角为 90°。

### 3 偏光全息对偏振的调控与矢量光束的产生

本章节将介绍一种借助偏光全息对偏振进行调控进而生成矢量光束的方法。基于任意偏振态的忠实再现的结论<sup>[54]</sup>, Huang 等人在 2021 年提出了一种产生矢量光束的新方法<sup>[65]</sup>, 设计了一个动态曝光装置, 使用线性偏振对任意偏振态的忠实再现可以成功将矢量光束记录在 PQ/PMMA 材料中并从中再现出矢量光束。产生矢量光束的装置如图 3 所示。

该实验装置采用对称式干涉装置, 信号光和参考光分别从立方体材料的相邻的两面入射。使用波长为 532 nm 的激光, 扩束后的光束通过 PBS 后分为信

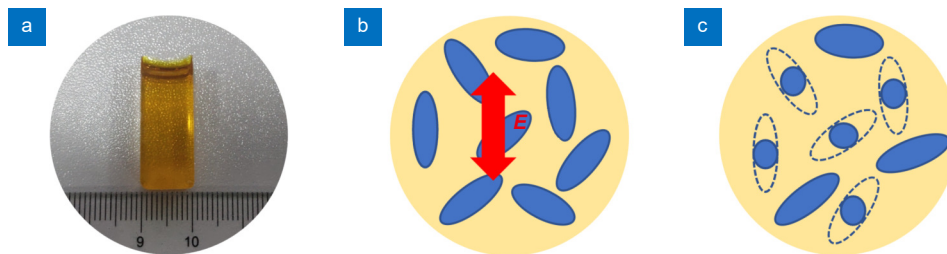


图 2 实验中的偏振敏感聚合物材料<sup>[65]</sup>。(a) 立方材料和 (b) 曝光前的分子分布模型; **E**, 光场的电矢量; (c) 曝光后的分子分布模型

Fig. 2 Polarization-sensitive polymer material in our experiment<sup>[65]</sup>. (a) Cubic material and (b) the molecular distribution model before exposure; **E**, electric vector of the light field; (c) Molecular distribution model after exposure.

Figure adapted with permission from ref. [65] © Optica Publishing Group

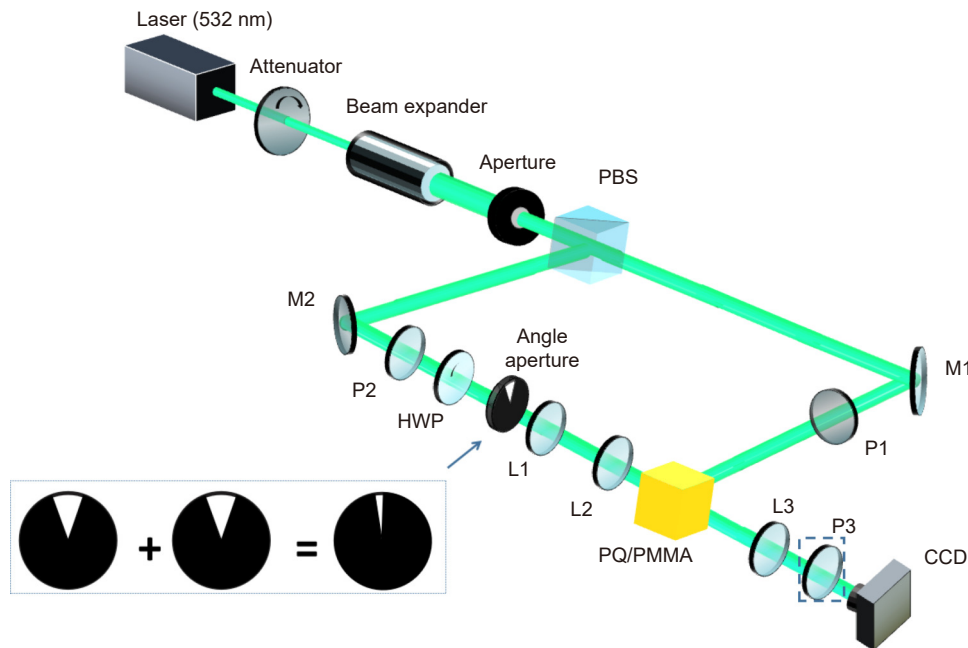


图 3 实验装置<sup>[65]</sup>。PBS 是偏振分束器, HWP 是半波片, M 是反射镜, P 是偏振片, L 是透镜, CCD 是电荷耦合元件

Fig. 3 Experimental setup<sup>[65]</sup>. PBS, polarization beam splitter; HWP, half-wave plate; M, mirror; P, polarizer; L, lens; CCD, charge-coupled device. Figure reprinted with permission from ref. [65] © Optica Publishing Group

号(s 偏振)和参考(p 偏振)路径。在信号路径中, 动态曝光装置包括一个半波片(HWP)和一个 0.2°的角度孔径。0.2°的角度孔径由两个角度孔径片堆叠而成, 如图 4(a)所示。角度孔径和 HWP 分开安装在机械旋转装置(SIGMA, GSC-02)中, 确保 HWP 和角度孔径的旋转速度可以单独控制。旋转的 HWP 使得出射光波的线偏振态连续变化。旋转的角度孔径可以起到连续过滤不同线偏振光的偏振角的作用。随着角度孔径(0~360°)的旋转, 矢量光束将逐渐记录在 PQ/PMMA 材料中。在记录过程中, 信号光的偏振角不断变化, 而参考光固定为 p 偏振。在再现过程中, 使用 p 偏振读取光照亮全息图, 生成的矢量光束被 CCD 接收。在 CCD 之前使用偏振片(P3)来检测矢量光束的偏振特性。

当 s 偏振光通过快轴在  $\varphi_0 = \varphi_{\text{HWP}} + \varphi_0$  位置的 HWP 时( $\varphi_{\text{HWP}}$  为 HWP 快轴的变化量,  $\varphi_0$  为 HWP 的初始位置), 将经过方位角为  $\varphi$  的角度孔径之后的偏振方位角用  $\theta_H$  表示, 这个动态曝光装置合成的琼斯矢量可描述为

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{\text{out}} &= \begin{bmatrix} \cos 2\varphi_0 & \sin 2\varphi_0 \\ \sin 2\varphi_0 & -\cos 2\varphi_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} -\cos(2\varphi_0 + \pi/2) \\ -\sin(2\varphi_0 + \pi/2) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} -\cos \theta_H \\ -\sin \theta_H \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (6)$$

根据式(6)可以推导出  $\theta_H = 2\varphi_{\text{HWP}} + 2\varphi_0 + \pi/2$ 。由式(3)知  $\theta_H = p\varphi + \theta_0$ , 那么这个动态曝光装置中生成的矢

量光束可以转换为

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{HWP}}/\varphi &= p/2, \\ \theta_0 &= 2\varphi_0 + \pi/2. \end{aligned} \quad (7)$$

由式(7)可以看出, 所得的矢量光束的偏振阶数与 HWP 快轴总变化量和角度孔径的总变化量的比值有关。在同等变化时间内, 二者也可表示为旋转角速度之比。也就是说, 要产生  $p$  阶矢量光束, HWP 的旋转速度必须是角度孔径的  $p/2$  倍。

利用这种方法, Huang 记录并再现了立方体 PQ/PMMA 材料中的一阶和二阶矢量光束(本文介绍了一阶矢量光束)。当 HWP 和角度孔径的旋转速度比为 1:2 (旋转速度分别为 0.5 /s 为 1 /s, 即 HWP2 和角度孔径的总旋转量分别为 180°和 360°)时, 得到的光束为一阶矢量光束。再现光的强度和偏振分布如图 4 所示。在矢量光束中心可以观察到偏振奇点, 场强分布呈环形<sup>[1]</sup>。如图 4(f)所示, 实验得到的再现光的强度分布与模拟值一致。将 P3 添加到再现光路来测试矢量光束的偏振特性。如图 4(g)~4(j)所示, 按照同偏振态分布, 实验得到的一阶矢量光束被分为两个波瓣, 相应的实验结果与模拟值一致。综上所述, 该实验表明使用偏光全息术在偏振敏感介质中记录和产生矢量光束是可行的。

Huang 等人通过动态曝光装置实现矢量光场的方案作为现有生成矢量光束方法的补充方法, 并展示了基于偏光全息术操纵光场的新可能性。该方法具有制备装置简单且成本低的优点。

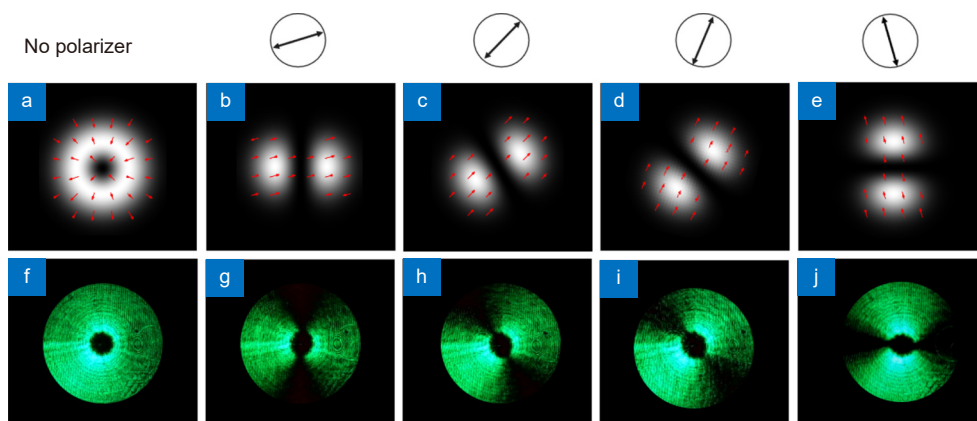


图 4 偏振阶数  $p=1$  和初始方位角  $\theta_0=15^\circ$  的矢量光束的强度和偏振分布<sup>[65]</sup>。(a), (f) 分别模拟和实验强度分布;

(b)~(e) 模拟中  $P=15^\circ, 45^\circ, 75^\circ$  和  $105^\circ$  处偏振片后的强度分布; (g)~(j) 对应的实验结果

Fig. 4 Intensity and polarization distributions of the vector beam with a polarization order of  $p=1$  and an original azimuthal  $\theta_0=15^\circ$ <sup>[65]</sup>. (a), (f) Simulation and experimental intensity distributions, respectively; (b)~(e) Intensity distributions after the polarizer at  $P = 15^\circ, 45^\circ, 75^\circ$ , and  $105^\circ$  in simulation; (g)~(j) Corresponding experimental results. Figure reprinted with permission from ref. [65] © Optica Publishing Group

## 4 偏光全息对相位的调控与标量涡旋光束的产生

接下来介绍一种借助偏光全息对相位进行调控的方法来生成标量涡旋光束。Zheng 等人在 2021 年提出了一种基于偏光全息产生标量涡旋光束的新方法<sup>[60]</sup>。在这项研究中, 偏光全息的忠实再现被用来产生标量涡旋光束。记录阶段通过半波片 (HWP)、四分之一波片 (QWP) 和偏振片 (P) 进行调制实现信号光相位的连续变化, 并将连续的螺旋波前通过旋转的扇形狭缝记录到材料中。这项工作的优点在于记录时的信号光并非已生成的标量涡旋光束, 而且该方法的制备过程简单且成本低。产生标量涡旋光束的装置如图 5 所示。

该实验同样采用对称式干涉装置。在信号光路上, 通过特定的一些器件的放置和控制, 来实现连续相位变化的记录。首先, 偏振片 P1 沿垂直方向调整, 保证出射光为 s 偏振。而之后的每个器件都按照特定的方式放置。偏振片 P2 的通光轴和水平方向的夹角固定为  $\nu_0$ 。QWP 的快轴与水平方向的夹角为  $\nu_0 - 45^\circ$ , 该快轴位置随偏振片 P2 变化而变化。要注意的是, P2 和 QWP 始终为静止放置的。

再将一快轴方位角为  $\varphi_\gamma + \varphi_{\gamma_0}$  的 HWP2 和一开口方向和水平方向的角度为  $\varphi + \varphi_{s_0}$  的扇形狭缝放置在电动旋转平台 (THORLABS, KPRM1E/M) 上, 由软件控制, 以确保 HWP2 与扇形狭缝的旋转角速度比。其中,  $\varphi_\gamma$  表示 HWP2 的快轴位置随时间的变化量,  $\varphi_{\gamma_0}$  为 HWP2 的快轴初始的位置,  $\varphi$  表示扇形狭缝开口位置随时间的变化量,  $\varphi_{s_0}$  为扇形狭缝开口方向的初始位置。分别设 HWP2 和扇形狭缝的角速度为  $\omega_\gamma$  和  $\omega_s$ 。那么,  $\varphi_\gamma + \varphi_{\gamma_0}$  和  $\varphi + \varphi_{s_0}$  随时间变化的关系为

$$\begin{aligned} \omega_\gamma dt &= d(\varphi_\gamma + \varphi_{\gamma_0}) = d\varphi_\gamma, \\ \omega_s dt &= d(\varphi + \varphi_{s_0}) = d\varphi. \end{aligned} \quad (8)$$

将前面所述的偏振片 P2 放置在 QWP 和扇形狭缝之间。将光束依次经过 P1、HWP2、QWP、P2 和扇形狭缝后, 通过琼斯矢量和琼斯矩阵进行演算并用式 (8) 中的关系代入后可以得到微分形式进行积分后的输出光波, 为

$$\begin{aligned} M_{out} &= G(r) \exp(i2\omega_\gamma \varphi / \omega_s), \\ G(r) &= \frac{-\sqrt{2}i \exp(-i\nu_0)}{2} \begin{pmatrix} \cos \nu_0 \\ \sin \nu_0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (9)$$

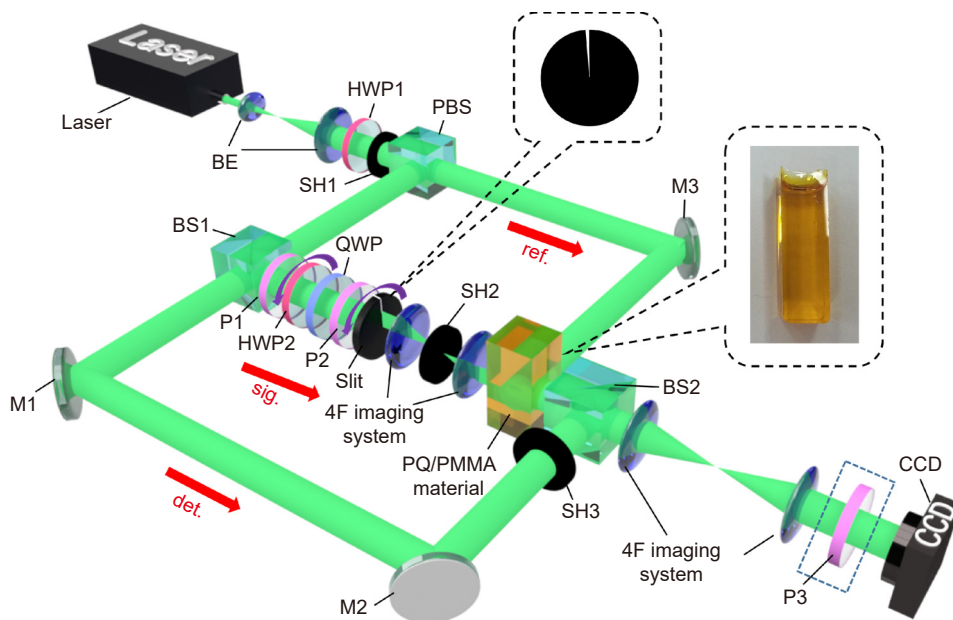


图 5 产生涡旋光束的实验装置<sup>[60]</sup>。其中: PBS 代表偏振分束器, BE 是扩束器, HWP 是半波片, QWP 是四分之一波片, P 是偏振片, SH 是快门, BS 是分束器, 4F imaging system 是一个线性光学成像系统, M 是反射镜。材料为立方型偏振敏感聚合物材料 (PQ/PMMA)。sig. 表示信号光路, ref. 表示记录和读取光路, det. 表示检测光路

Fig. 5 Experimental setup for generating vortex beam<sup>[60]</sup>. Where PBS represents polarizing beam splitter, BE is beam expander, HWP is half wave plate, QWP is quarter wave plate, P is polarizer, SH is shutter, BS is beam splitter, the 4F imaging system is a linear optical information processing system and M is mirror. The material is cubic-shaped polarization-sensitive polymer material (PQ/PMMA).

Figure reprinted with permission from ref. [60] © Optica Publishing Group



将式 (9) 对应到标量涡旋光束的表达式 (2) 中可以得到关系式:

$$\omega_r/\omega_s = l/2. \quad (10)$$

从式 (10) 可以看出, 通过改变扇形狭缝速度与 HWP2 旋转速度的比值, 信号光可以被实时记录下不同拓扑荷数的标量涡旋光束。若要获得  $l$  阶的标量涡旋光束, 扇形狭缝的旋转速度与 HWP 的旋转速度之比应为  $2:l$ 。若以逆时针方向旋转的扇形狭缝为参考,  $l$  的符号为正时, HWP2 的旋转方向则为逆时针方向, 反之亦然。按照这个规律, 便可得到任意拓扑荷数的标量涡旋光束。

同时, 从式 (9) 中振幅项  $G(r)$  可以看出, 在记录过程中通过放置 QWP 和线偏振片在不同的快轴和透光轴的位置, 能够得到不同线偏振态的标量涡旋光束。另外, 为了对生成的光束做进一步确认, 图 5 实验装置中通过引入一路平面波与之在 BS2 处进行干涉, 得到的叉形光栅可用来判断是否是涡旋光束<sup>[66]</sup>。若叉形光栅的数目为  $g$ , 方向向上, 那么说明该光束具有螺旋相位, 且其拓扑荷数为  $+g$ ; 若方向向下, 则为  $-g$ 。

运用这种方法, Zheng 记录并再现了 PQ/PMMA

块状材料中的一阶和二阶 s 偏振态涡旋光束 (本文介绍了二阶 s 偏振态涡旋光束)。当 HWP 的旋转速度与扇形狭缝的旋转速度相同 (文中速度均为  $3^\circ/\text{s}$ ) 时, 得到的光束为二阶标量涡旋光束。再现光的强度和干涉叉形光栅如图 6 所示。对于标量涡旋光束, 在光束中心可以观察到相位奇点, 场强分布呈“甜甜圈”状<sup>[9]</sup>。如图 6 所示, 实验得到的再现光的强度分布和叉形光栅与模拟结果一致。此外, 图 6 分别描绘了沿着位于  $z=75 \text{ mm}$  处的实验和模拟结果的奇点水平和垂直方向的光强分布。根据图 6(e) 中间的环强度分布, 可以观察到偏光全息产生的二阶标量涡旋光束与仿真的结果吻合。该实验充分表明了偏光全息术在偏振敏感介质中记录和产生标量涡旋光束的能力。

## 5 偏光全息对偏振和相位的调控与矢量涡旋光束的产生

采用偏光全息对偏振和相位同时调控以制备矢量涡旋光束将为同时调控光的振幅、相位和偏振开辟广阔的应用领域。Zheng 等人在 2022 年提出了一种不同寻常的方法<sup>[67]</sup>, 即基于偏光全息术产生携带轨道角动量且空间偏振分布不均匀的特殊光束。在这项研究

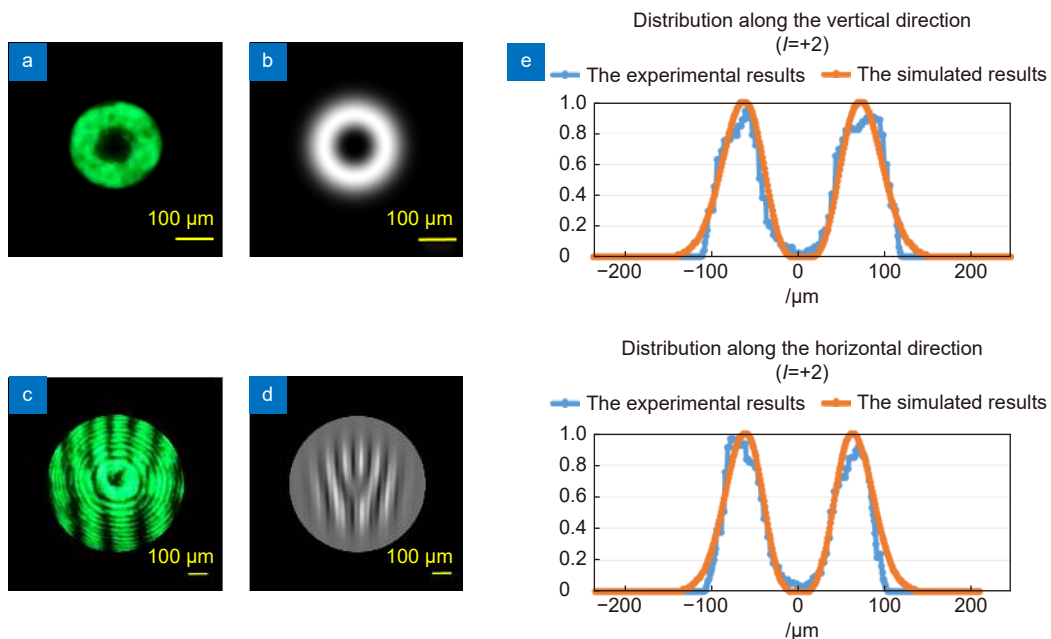


图 6  $l=+2$  的标量涡旋光束的强度分布图<sup>[60]</sup>。(a) 实验结果; (b) 模拟结果; 平面波与标量涡旋光束的干涉图, (c) 实验结果; (d) 模拟结果; (e) 沿垂直方向 (上) 和水平方向 (下) 的强度分布

Fig. 6 Intensity pattern about  $l=+2$  scalar vortex beam<sup>[60]</sup>. (a) Experimental result; (b) Simulated result; the interference pattern between plane wave and scalar vortex beam; (c) Experimental result; (d) Simulated result; (e) Intensity distribution along the vertical direction (upper) and the horizontal direction (lower). Figure reprinted with permission from ref. [60] © Optica Publishing Group

中, 提出了一种仅需通过简单的调控便能生成不同类型和不同参数的矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束的方法。

该方法同样采用直角对称式干涉装置, 在信号光路上加载一些器件对相位和偏振进行调制。图 7 为该特殊光束的生成装置的示意图。在信号光路上, 沿垂直方向调整偏振片 P1, 以保证出射光为 s 偏振。设定 QWP1 的快轴与水平方向的夹角为 45°, 以保证 s 偏振光通过 QWP 后偏振态为右旋圆偏振。HWP、P2 和扇形狭缝分别以快轴方位角为  $\varphi_H$ ,  $\varphi_P$  和  $\varphi_s$  依次放置在电动旋转平台 (THORLABS, KPRM1E/M) 上, 由软件控制, 保证 HWP 和 P2 与扇形狭缝的转速比。HWP、P2 和扇形狭缝的快轴位置与它们对应的角速度的关系分别为<sup>[67]</sup>

$$\begin{aligned} \varphi_H &= \omega_H t + \varphi_{H0}, \\ \varphi_P &= \omega_P t + \varphi_{P0}, \\ \varphi_s &= \omega_s t + \varphi_{s0}. \end{aligned} \quad (11)$$

其中:  $\omega_H$ 、 $\omega_P$  和  $\omega_s$  分别表示 HWP、P2 和扇形狭缝的角速度,  $\varphi_{H0}$ 、 $\varphi_{P0}$  和  $\varphi_{s0}$  分别表示 HWP、P2 和扇形狭缝的初始方位角。

当归一化 s 偏振光连续通过上述 QWP、HWP 和 P2 后得到的输出光波的表达式再与式 (1) 的矢量涡旋光束表达式对应, 则得到以下关系式<sup>[67]</sup>:

$$\begin{aligned} l &= \frac{\omega_P}{\omega_s} + \frac{2\omega_H}{\omega_s}, \\ p &= \frac{\omega_P}{\omega_s}, \\ G(r) &= -\frac{i\sqrt{2}}{2} \exp\left[i\left(\varphi_{P0} + 2\varphi_{H0} - \frac{\omega_P}{\omega_s}\varphi_{s0} - \frac{2\omega_H}{\omega_s}\varphi_{s0}\right)\right], \\ \theta_0 &= \varphi_{P0} - p\varphi_{s0}. \end{aligned} \quad (12)$$

从式 (12) 可以看出生成的矢量涡旋光束的  $l$  和  $p$  的值取决于 P2、HWP 和扇形狭缝的角速度。同样地, 以扇形狭缝逆时针旋转方向为基准。当  $l$  或  $p$  为正值时, HWP 和 P2 的旋转方向与扇形狭缝一致, 否则相反。通过控制三者的角速度, 当  $l$  或  $p$  为零时, 便可得到标量涡旋光束或矢量光束。并且根据偏振阶数  $p$  以及 P2 和扇形狭缝的不同初始方位角, 得到的矢量涡旋光束、标量涡旋光束和矢量光束的初始角  $\theta_0$  也不同。不同的初始角度决定了矢量涡旋光束在杂化庞加莱球<sup>[58]</sup>、矢量光束在高阶庞加莱球<sup>[68]</sup>、标量涡旋光束在普通庞加莱球赤道上的位置<sup>[59]</sup>。

对于生成光束的偏振阶数和拓扑荷数的检测方法也是采用干涉法。不同的是, 对于矢量涡旋光束或矢量光束是将其看成两个正交圆的标量涡旋光束的合成, 进而分别干涉后观察叉形光栅数目和方向是否符合理论分解结果<sup>[67]</sup>。叉形光栅方向以向上为正, 假设生成光束与右旋圆偏振平面波发生干涉后得到的叉形光栅

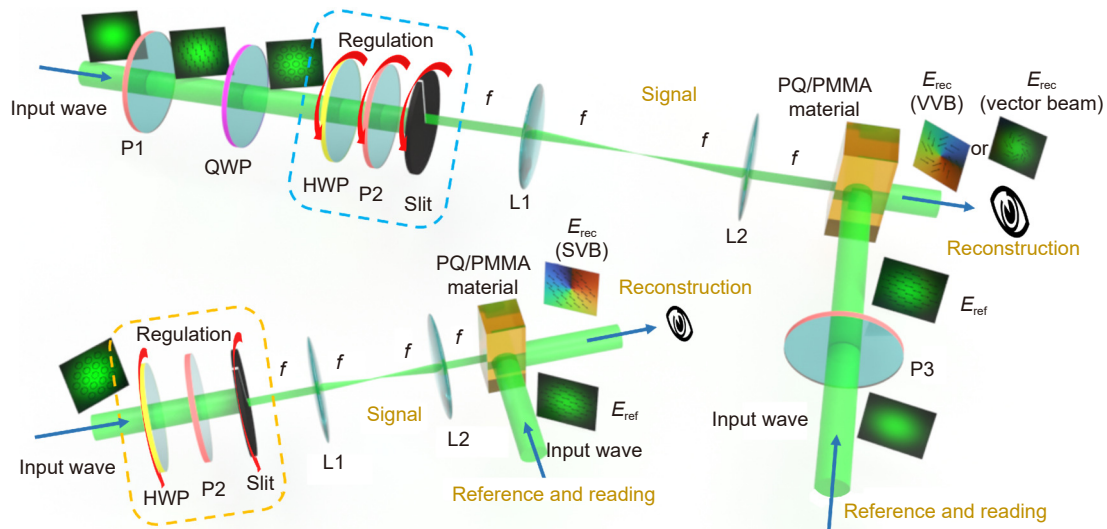


图 7 产生特殊光束的实验装置<sup>[67]</sup>。其中: HWP 是半波片, QWP 是四分之一波片, P 是偏振片, L 是透镜。材料为立方型偏振敏感聚合物材料 (PQ/PMMA)。上面的装置用于制备矢量涡旋光束和矢量光束, 左下角的装置用于制备标量涡旋光束。它们之间的主要区别在于 P2 是否旋转

Fig. 7 Experimental setup for generating special beams<sup>[67]</sup>. Where HWP is half wave plate, QWP is quarter wave plate, P is lens. The material is cubic-shaped polarization-sensitive polymer material (PQ/PMMA). The setup for the upper point is used to prepare vector vortex beams and vector beams, and the setup in the lower-left corner is used to prepare scalar vortex beams. The main difference between them is whether P2 is rotated. Figure reprinted with permission from ref. [67] © Optica Publishing Group

为  $M$ 、与左旋圆偏振平面波发生干涉后得到的叉形光栅为  $N$ ，那么该光束的拓扑荷数  $l$  和偏振阶数  $p$  分别可以由  $l=(M+N)/2$  和  $p=(M-N)/2$  算出。

利用这种方法，Zheng 记录并再现了四种不同  $l$  值的标量涡旋光束和一阶的矢量光束以及二种不同  $p$  和  $l$  值的矢量涡旋光束。

在上述实验装置的基础上，这里介绍了该方法制备的 4 个不同  $l$  值的标量涡旋光束，1 个 +1 阶的矢量光束和 1 个  $l$  和  $p$  值不同的矢量涡旋光束，证明了该装置的可行性。实验参数分别如表 2 和表 3 所示。图 8 显示了模拟和实验制备的位于基本庞加莱球点

$(\pi/2, 0)$  位置处的标量涡旋光束在  $z=75$  mm 处的强度分布以及实验制备的标量涡旋光束与平面波之间的干涉结果。结果表明，实验制备的标量涡旋光束确实具有螺旋相位。

在产生矢量涡旋光束或矢量光束的实验中，再现光的验证分为两个步骤。再现光束的偏振分布通过一个不同透光轴放置的偏振片来表征和验证。另一方面通过干涉法进一步验证。在图 9 中，我们展示了位于杂化庞加莱球 ( $l=-1$  和  $p=+1$ ) 上的  $(2\pi/3, 0)$  点的矢量涡旋光束在  $z=0$  mm 的强度分布，以及在通过 P 方向分别为  $0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $120^\circ$  和  $150^\circ$  后的强度分

表 2 实验中产生的不同标量涡旋光束对应的实验参数和光功率<sup>[67]</sup>

Table 2 Experimental parameters and power corresponding to different scalar vortex beams generated in the experiment<sup>[67]</sup>.

Table reprinted with permission from ref. [67] © Optica Publishing Group

阶的标量涡旋光束 ( $\omega_H: \omega_s = l/2: 1$ )	HWP2 $\omega_H(^{\circ}/s)$ /旋转方向	Slit $\omega_s(^{\circ}/s)$ /旋转方向	光功率/nW
$l = -2$ (-1 : 1)	1.5 /顺时针	1.5 /逆时针	~290
$l = -1$ (-1 : 2)	1.5 /顺时针	3 /逆时针	~240
$l = +1$ (1: 2)	1.5 /逆时针	3 /逆时针	~240
$l = +2$ (1: 1)	1.5 /逆时针	1.5 /逆时针	~280

表 3 实验中产生的不同光束对应的实验参数和光功率<sup>[67]</sup>

Table 3 Experimental parameters and power corresponding to different beams generated in the experiment<sup>[67]</sup>.

Table adapted with permission from ref. [67] © Optica Publishing Group

不同 $l$ 和 $p$ 的矢量涡旋光束 ( $\omega_p: \omega_H: \omega_s = p: (l-p)/2: 1$ )	P2 $\omega_p(^{\circ}/s)$ /旋转方向	HWP2 $\omega_H(^{\circ}/s)$ /旋转方向	Slit $\omega_s(^{\circ}/s)$ /旋转方向	P2 $\theta_p/\text{rad}$	光功率
$l = -1, p = +1$ (1: -1: 1)	2 /逆时针	2 /顺时针	2 /逆时针	$\pi/3$	~1.3 $\mu\text{W}$
$l = 0, p = +1$ (2: -1: 2)	4 /逆时针	2 /顺时针	4 /逆时针	$2\pi/3$	~570 nW

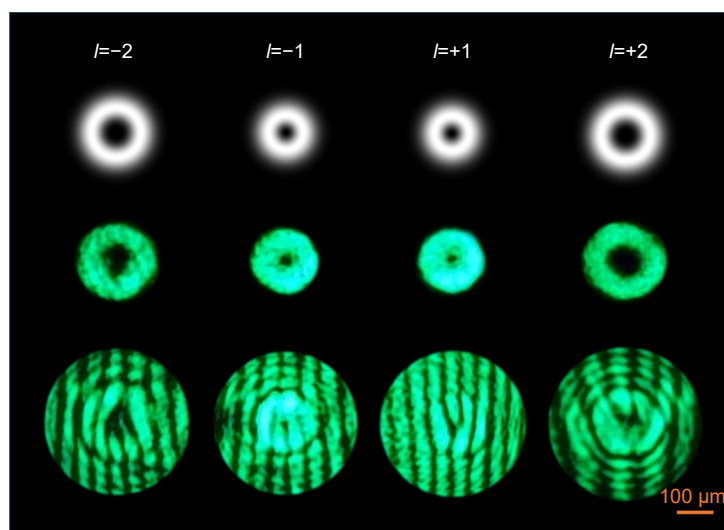


图 8 位于基本庞加莱球的  $(\pi/2, 0)$  处  $l=-2$ 、 $-1$ 、 $+1$  和  $+2$  的标量涡旋光束的模拟结果、实验结果和实验干涉图案<sup>[67]</sup>

Fig. 8 Simulation results, experimental results, and experimental interference patterns of  $l=-2, -1, +1, \text{ and } +2$  of scalar vortex beams at  $(\pi/2, 0)$  of the basic Poincaré Sphere<sup>[67]</sup>. Figure reprinted with permission from ref. [67] © Optica Publishing Group



布, 并将强度分布与模拟结果进行比较。此外, 矢量涡旋光束分别和左旋和右旋圆偏振平面波干涉结果证明实验制备的光束符合理论的矢量涡旋光束。图 10 展示的是位于高阶庞加莱球 ( $p=+1$ ) 上的  $(4\pi/3, 0)$  点的

纯矢量光束在  $z=0$  mm 相应的实验和模拟结果。其结果与模拟和理论推导的结果也一致。

该方法巧妙之处在于制备不同类型和不同参数的特殊光束 (如矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光

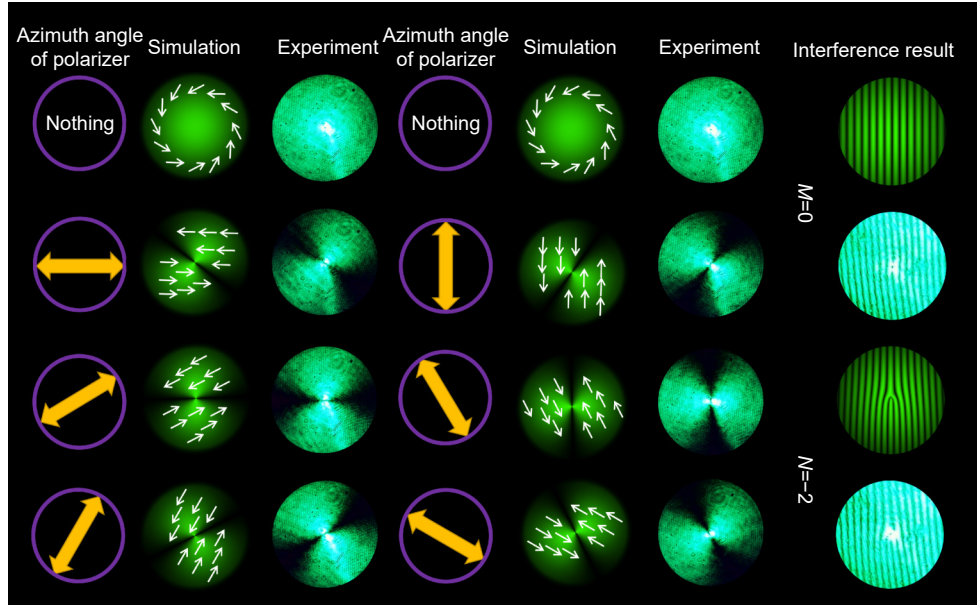


图 9 杂化庞加莱球 ( $l=-1$  和  $p=+1$ ) 球面上  $(2\pi/3, 0)$  处的矢量涡旋光束结果。通过不同方向的 P 的实验和模拟结果 右侧的结果是实验得到的矢量涡旋光束分别与右旋和左旋圆偏振平面波干涉图案<sup>[67]</sup>

Fig. 9 Results of the vector vortex beam at  $(2\pi/3, 0)$  on the sphere of a hybrid-order Poincaré Sphere ( $l=-1$  and  $p=+1$ ). Experimental and simulated results for a different orientational P. Results on the right are forked gratings of the experimental vector vortex beam interfered with the right- and left-handed circularly-polarized plane waves, respectively<sup>[67]</sup>. Figure adapted with permission from ref. [67] © Optica Publishing Group

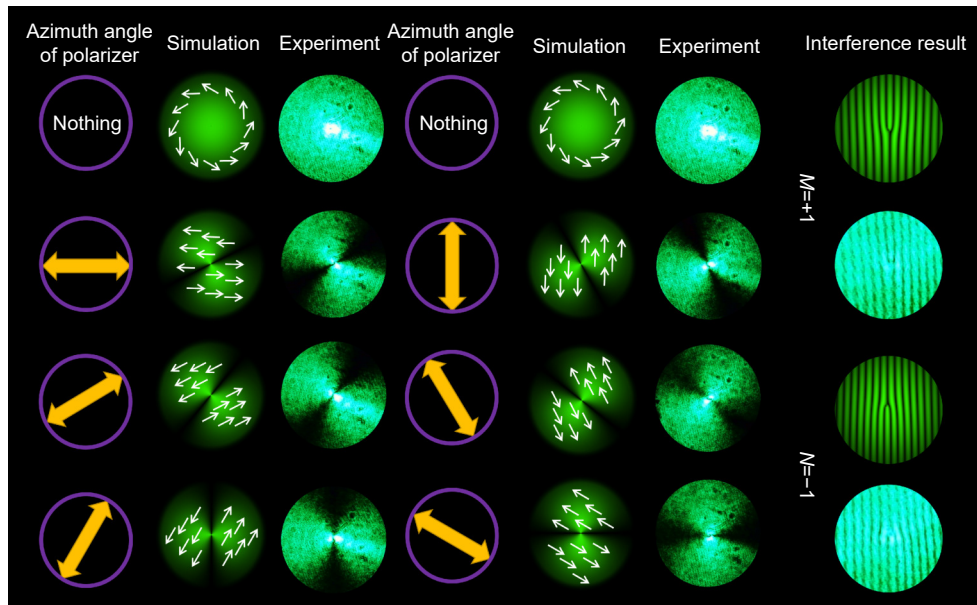


图 10 高阶庞加莱球 ( $p=+1$ ) 球面上  $(4\pi/3, 0)$  处矢量光束的结果。通过不同方向的 P 的实验和模拟结果, 右侧的结果是实验得到的矢量光束分别与右旋和左旋圆偏振平面波干涉图案<sup>[67]</sup>

Fig. 10 Results of the vector beam at  $(4\pi/3, 0)$  on the sphere of a higher-order Poincaré Sphere ( $p=+1$ ). Experimental and simulated results for a different orientational P. Results on the right are forked gratings of the experimental vector beam interfered with the right- and left-handed circularly-polarized plane waves, respectively<sup>[67]</sup>. Figure adapted with permission from ref. [67] © Optica Publishing Group

束)时仅需通过设置装置中的部分元器件的不同旋转角速度比值便可获得,这大大降低了实验装置的体积和成本。

由于矢量涡旋光束的偏振态是相反拓扑电荷的正交圆偏振光涡旋光束的线性组合,其中组成成分是量子力学中 $J$ ( $J$ 可以看作是自旋轨道耦合的结果)的每个光子的总光学角动量的本征态。因此该装置充分展现了偏光全息对偏振和相位的单一和双重调控能力的同时还展示了偏光全息术能够同时调节轨道角动量和自旋角动量的能力。该方法具有开展角动量空间定向研究的基本能力,为未来角动量的研究和应用打开了新的窗口。

## 6 结 论

对振幅、相位和偏振均有响应的偏振敏感全息材料使得光波能够在其内部通过干涉达到对三者进行调制。本文回顾了基于偏光全息中对任意偏振态的忠实再现的特性制备具有空间偏振分布或/和等相位面呈螺旋型变化的三种光束的方法。首先分别展示了偏光全息在偏振和相位的单一调控能力,然后进一步介绍了偏光全息同时调控偏振和相位的能力。基于偏光全息的特性,在信号光路进行调控,通过在动态曝光下设置旋转元器件的初始方位角和调节它们的相对旋转角速度,从而产生出不同参数的矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束,大大地降低了成本。其特点还包括信号光路均不是已生成的矢量光束、标量涡旋光束和矢量涡旋光束,而是普通的偏振光,这充分展示了偏光全息操纵光场的潜力。基于偏光全息生成这类特殊结构光场进一步拓宽了光束制备方法的视野。偏光全息光场调控的应用同时离不开偏振敏感材料,目前偏振敏感材料虽然制备容易、成本较低,但是材料的稳定性和衍射效率等性能仍有待提高。如果偏振敏感材料取得突破,将大大加快偏光全息技术在各光场调控领域的应用。

## 参 考 文 献

- [1] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. *Adv Opt Photonics*, 2009, **1**(1): 1–57.
- [2] Meier M, Romano V, Feurer T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation[J]. *Appl Phys A*, 2007, **86**(3): 329–334.
- [3] Lou K, Qian S X, Wang X L, et al. Two-dimensional microstructures induced by femtosecond vector light fields on silicon[J]. *Opt Express*, 2012, **20**(1): 120–127.
- [4] Varin C, Piché M. Acceleration of ultra-relativistic electrons using high-intensity  $TM_{01}$  laser beams[J]. *Appl Phys B*, 2002, **74**(S1): s83–s88.
- [5] Novotny L, Beversluis M R, Youngworth K S, et al. Longitudinal field modes probed by single molecules[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**(23): 5251–5254.
- [6] Ciattoni A, Crosignani B, Di Porto P, et al. Azimuthally polarized spatial dark solitons: exact solutions of Maxwell's equations in a Kerr medium[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, **94**(7): 073902.
- [7] Kawachi H, Yonezawa K, Kozawa Y, et al. Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam[J]. *Opt Lett*, 2007, **32**(13): 1839–1841.
- [8] Zhan Q W. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization[J]. *Opt Express*, 2004, **12**(15): 3377–3382.
- [9] Gabriel C, Aiello A, Zhong W, et al. Entangling different degrees of freedom by quadrature squeezing cylindrically polarized modes[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, **106**(6): 060502.
- [10] Cardano F, Karimi E, Slussarenko S, et al. Polarization pattern of vector vortex beams generated by  $q$ -plates with different topological charges[J]. *Appl Opt*, 2012, **51**(10): C1–C6.
- [11] Rumala Y S, Milione G, Nguyen T A, et al. Tunable supercontinuum light vector vortex beam generator using a  $q$ -plate[J]. *Opt Lett*, 2013, **38**(23): 5083–5086.
- [12] Wang X L, Ding J P, Ni W J, et al. Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement[J]. *Opt Lett*, 2007, **32**(24): 3549–3551.
- [13] Machavariani G, Lumer Y, Moshe I, et al. Spatially-variable retardation plate for efficient generation of radially- and azimuthally-polarized beams[J]. *Opt Commun*, 2008, **281**(4): 732–738.
- [14] Tan Q, Xu Q F, Xie N. Design of sub-wavelength radially polarized grating[J]. *Opto-Electron Eng*, 2017, **44**(3): 345–350. 谭巧, 徐启峰, 谢楠. 亚波长径向偏振光栅的设计[J]. *光电工程*, 2017, **44**(3): 345–350.
- [15] Phua P B, Lai W J. Simple coherent polarization manipulation scheme for generating high power radially polarized beam[J]. *Opt Express*, 2007, **15**(21): 14251–14256.
- [16] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Phys Rev A*, 1992, **45**(11): 8185–8189.
- [17] Nye J F, Berry M V. Dislocations in wave trains[J]. *Proc Roy Soc A Math Phys Eng Sci*, 1974, **336**(1605): 165–190.
- [18] Couillet P, Gil L, Rocca F, et al. Optical vortices[J]. *Opt Commun*, 1989, **73**(5): 403–408.
- [19] Zhao Y F, Wang J. High-base vector beam encoding/decoding for visible-light communications[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(21): 4843–4846.
- [20] Milione G, Nguyen T A, Leach J, et al. Using the nonseparability of vector beams to encode information for optical communication[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(21): 4887–4890.
- [21] Guo Z Y, Gong C F, Liu H J, et al. Research advances of orbital angular momentum based optical communication technology[J]. *Opto-Electron Eng*, 2020, **47**(3): 190593. 郭忠义, 龚超凡, 刘洪郡, 等. OAM光通信技术研究进展[J]. *光电工程*, 2020, **47**(3): 190593.
- [22] Beijersbergen M W, Allen L, van der Veen H E L O, et al. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum[J]. *Opt Commun*, 1993, **96**(1–3): 123–132.
- [23] Guo Z Y, Qu S L, Liu S T. Generating optical vortex with

- computer-generated hologram fabricated inside glass by femtosecond laser pulses[J]. *Opt Commun*, 2007, **273**(1): 286–289.
- [24] Heckenberg N R, McDuff R, Smith C P, et al. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms[J]. *Opt Lett*, 1992, **17**(3): 221–223.
- [25] Carpentier A V, Michinel H, Salgueiro J R, et al. Making optical vortices with computer-generated holograms[J]. *Am J Phys*, 2008, **76**(10): 916–921.
- [26] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, et al. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate[J]. *Opt Commun*, 1994, **112**(5–6): 321–327.
- [27] Hao X, Kuang C F, Wang T T, et al. Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam[J]. *Opt Lett*, 2010, **35**(23): 3928–3930.
- [28] Zhao Z, Wang J, Li S H, et al. Metamaterials-based broadband generation of orbital angular momentum carrying vector beams[J]. *Opt Lett*, 2013, **38**(6): 932–934.
- [29] Qiu C W, Palima D, Novitsky A, et al. Engineering light-matter interaction for emerging optical manipulation applications[J]. *Nanophotonics*, 2014, **3**(3): 181–201.
- [30] Zhang B X, Chen Z Z, Sun H, et al. Vectorial optical vortex filtering for edge enhancement[J]. *J Opt*, 2016, **18**(3): 035703.
- [31] Liu Y, Cline D, He P. Vacuum laser acceleration using a radially polarized CO<sub>2</sub> laser beam[J]. *Nucl Instrum Methods Phys Res*, 1999, **424**(2–3): 296–303.
- [32] Tang J, Ming Y, Chen Z X, et al. Entanglement of photons with complex spatial structure in Hermite-Laguerre-Gaussian modes[J]. *Phys Rev A*, 2016, **94**(1): 012313.
- [33] Zhang Y, Li P, Liu S, et al. Unveiling the photonic spin Hall effect of freely propagating fan-shaped cylindrical vector vortex beams[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(19): 4444–4447.
- [34] Liu Y C, Ke Y G, Luo H L, et al. Photonic spin Hall effect in metasurfaces: a brief review[J]. *Nanophotonics*, 2016, **6**(1): 51–70.
- [35] Kim D, Choi H, Brendel T, et al. Advances in optical engineering for future telescopes[J]. *Opto-Electron Adv*, 2021, **4**(6): 210040.
- [36] Chen H, Hao J J, Zhang B F, et al. Generation of vector beam with space-variant distribution of both polarization and phase[J]. *Opt Lett*, 2011, **36**(16): 3179–3181.
- [37] Oron R, Blit S, Davidson N, et al. The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization[J]. *Appl Phys Lett*, 2000, **77**(21): 3322–3324.
- [38] Lin X J, Feng Q C, Zhu Y, et al. Diode-pumped wavelength-switchable visible Pr<sup>3+</sup>: YLF laser and vortex laser around 670 nm[J]. *Opto-Electron Adv*, 2021, **4**(4): 210006.
- [39] Lin X, Liu J P, Hao J Y, et al. Collinear holographic data storage technologies[J]. *Opto-Electron Adv*, 2020, **3**(3): 190004.
- [40] Horimai H, Tan X D, Li J. Collinear holography[J]. *Appl Opt*, 2005, **44**(13): 2575–2579.
- [41] Wei R, Zang J L, Liu Y, et al. Review on polarization holography for high density storage[J]. *Opto-Electron Eng*, 2019, **46**(3): 180598.
- 魏然, 臧金亮, 刘颖, 等. 应用于高密度存储的偏光全息技术研究进展[J]. *光电工程*, 2019, **46**(3): 180598.
- [42] Xu X M, Zhang Y Y, Song H Y, et al. Generation of circular polarization with an arbitrarily polarized reading wave[J]. *Opt Express*, 2021, **29**(2): 2613–2623.
- [43] Kakichashvili S D. Method for phase polarization recording of holograms[J]. *Sov J Quantum Electron*, 1974, **4**(6): 795–798.
- [44] Kuroda K, Matsuhashi Y, Fujimura R, et al. Theory of polarization holography[J]. *Opt Rev*, 2011, **18**(5): 374–382.
- [45] Kuroda K, Matsuhashi Y, Shimura T. Reconstruction characteristics of polarization holograms[C]//*Proceeding of the 2012 11th Euro-American Workshop on Information Optics*, Quebec City, 2012: 1–2. doi: 10.1109/WIO.2012.6488904.
- [46] Zang J L, Wu A A, Liu Y, et al. Characteristics of volume polarization holography with linear polarization light[J]. *Opt Rev*, 2015, **22**(5): 829–831.
- [47] Wu A A, Kang G G, Zang J L, et al. Null reconstruction of orthogonal circular polarization hologram with large recording angle[J]. *Opt Express*, 2015, **23**(7): 8880–8887.
- [48] Wang J, Kang G, Wu A, et al. Investigation of the extraordinary null reconstruction phenomenon in polarization volume hologram[J]. *Opt Express*, 2016, **24**(2): 1641–1647.
- [49] Huang Z Y, He Y W, Dai T G, et al. Null reconstruction in orthogonal elliptical polarization holography read by non-orthogonal reference wave[J]. *Opt Lasers Eng*, 2020, **131**: 106144.
- [50] Shao L, Zang J L, Fan F L, et al. Investigation of the null reconstruction effect of an orthogonal elliptical polarization hologram at a large recording angle[J]. *Appl Opt*, 2019, **58**(36): 9983–9989.
- [51] Huang Z Y, Wu C H, Chen Y X, et al. Faithful reconstruction in orthogonal elliptical polarization holography read by different polarized waves[J]. *Opt Express*, 2020, **28**(16): 23679–23689.
- [52] Huang Z Y, He Y W, Dai T G, et al. Prerequisite for faithful reconstruction of orthogonal elliptical polarization holography[J]. *Opt Eng*, 2020, **59**(10): 102409.
- [53] Wang J Y, Qi P L, Chen Y X, et al. Faithful reconstruction of linear polarization wave without dielectric tensor constraint[J]. *Opt Express*, 2021, **29**(9): 14033–14040.
- [54] Qi P L, Wang J Y, Song H Y, et al. Faithful reconstruction condition of linear polarization holography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, **40**(23): 2309001.
- 齐沛良, 王瑾瑜, 宋海洋, 等. 线偏振光全息的忠实再现条件研究[J]. *光学学报*, 2020, **40**(23): 2309001.
- [55] Hong Y F, Kang G G, Zang J L, et al. Investigation of faithful reconstruction in nonparaxial approximation polarization holography[J]. *Appl Opt*, 2017, **56**(36): 10024–10029.
- [56] Huang Z Y, Chen Y X, Song H Y, et al. Faithful reconstruction in polarization holography suitable for high-speed recording and reconstructing[J]. *Opt Lett*, 2020, **45**(22): 6282–6285.
- [57] Chen T Y, Wang C S, Pan Y J, et al. Recording optical vortices in azo polymer films by applying holographic method[J]. *Acta Phys Sin*, 2021, **70**(5): 054204.
- 陈天宇, 王长顺, 潘雨佳, 等. 利用全息法在偶氮聚合物薄膜中记录涡旋光场[J]. *物理学报*, 2021, **70**(5): 054204.
- [58] Yi X N, Liu Y C, Ling X H, et al. Hybrid-order Poincaré sphere[J]. *Phys Rev A*, 2015, **91**(2): 023801.
- [59] Poincaré H. *Theorie Mathématique de la Lumière*[M]. Paris: G. Carré, 1892.
- [60] Zheng S J, Liu H J, Lin A Y, et al. Scalar vortex beam produced through faithful reconstruction of polarization holography[J]. *Opt Express*, 2021, **29**(26): 43193–43202.
- [61] Wang J Y, Tan X D, Qi P L, et al. Linear polarization holography[J]. *Opto-Electron Sci*, 2022, **1**(2): 210009.
- [62] Wang J Y, Qi P L, Lin A Y, et al. Exposure response coefficient of polarization-sensitive media using tensor theory of polarization holography[J]. *Opt Lett*, 2021, **46**(19): 4789–4792.



- [63] Zang J L, Kang G G, Li P, et al. Dual-channel recording based on the null reconstruction effect of orthogonal linear polarization holography[J]. *Opt Lett*, 2017, **42**(7): 1377–1380.
- [64] Zhai Y Y, Gao L, Liu Y, et al. A review of polarization-sensitive materials for polarization holography[J]. *Materials*, 2020, **13**(23): 5562.
- [65] Huang L, Zhang Y Y, Zhang Q, et al. Generation of a vector light field based on polarization holography[J]. *Opt Lett*, 2021, **46**(18): 4542–4545.
- [66] Zhou Y, Li X Z, Wang J G, et al. Topological charges measurement of optical vortex beam by interference methods[J]. *Journal of Henan University of Science & Technology (Natural Science)*, 2016, **37**(3): 95–99.
- 周洋, 李新忠, 王静鸽, 等. 涡旋光束拓扑荷值的干涉测量方法[J]. *河南科技大学学报(自然科学版)*, 2016, **37**(3): 95–99.
- [67] Zheng S J, Ke S H, Liu H J, et al. Simple method for generating special beams using polarization holography[J]. *Opt Express*, 2022, **30**(10): 16159–16173.
- [68] Milione G, Sztul H I, Nolan D A. Higher-order poincaré sphere, stokes parameters, and the angular momentum of light[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, **107**(5): 053601.

## 作者简介



郑淑君(1997-), 女, 硕士研究生, 就读于福建师范大学, 主要从事偏光全息及其应用的研究。

E-mail: qsz20201235@student.fjnu.edu.cn



【通信作者】林泉(1989-), 男, 博士, 副教授, 博士生导师, 主要从事全息光存储、全息光学器件、光场调制、深度学习等方面的研究。

E-mail: xiaolin@fjnu.edu.cn

## 团队介绍

福建师范大学信息光子学研究中心成立于2018年夏季, 其前身是“信息光学研究室”(2012年9月成立于北京理工大学)。其宗旨是, 用光子学的方法实现信息的时空转换。

目前, 团队由12名在职人员、10名博士生、31名硕士生组成。团队在谭小地教授的带领下, 主要研究方向分为四个部分, 分别为同轴全息光存储技术、偏光全息理论及应用、高性能全息记录材料和信息显示技术与应用。团队先后获得国家重点研发计划项目、福建省科技重大专项、国家自然科学基金重点项目、国家留学基金委国家级创新型人才国际合作培养等项目。自该研究中心成立以来, 共发表170余篇论文, 申请40余件专利, 先后成立了SPIE、OPTICA、COS和CSOE学生分会。

研究中心重视与国内外研究机构的合作, 与国内外多所大学建立了良好的合作关系, 已推荐多名学生前往国内外大学交流学习。

信息光子学研究中心官网: <http://www.iprc.ac.cn/>

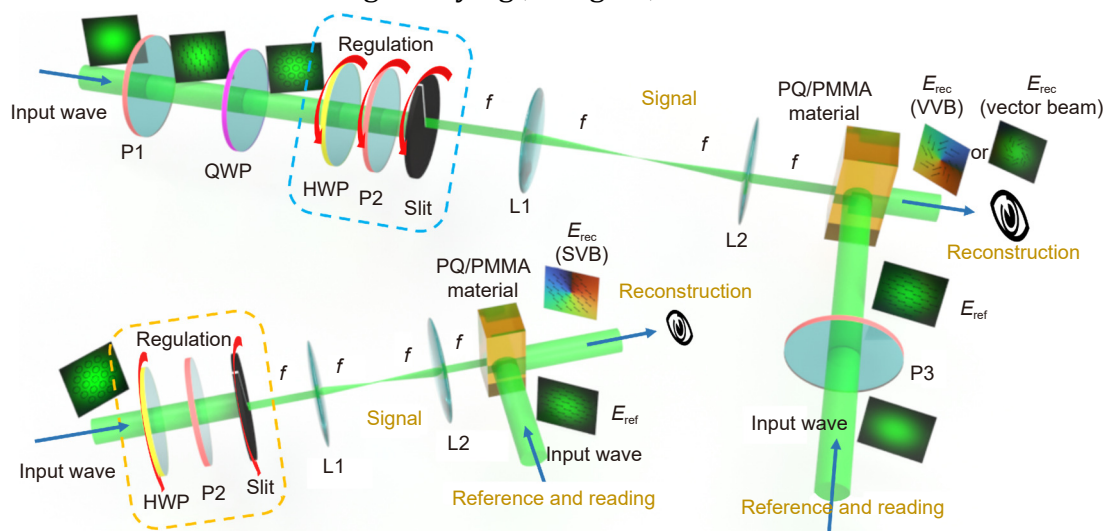


信息光子学研究中心  
Information Photonics Research Center



# Light field regulation based on polarization holography

Zheng Shujun<sup>1</sup>, Lin Xiao<sup>2\*</sup>, Huang Zhiyun<sup>2</sup>, Huang Lu<sup>1</sup>,  
Zhang Yuanying<sup>2</sup>, Yang Yi<sup>2</sup>, Tan Xiaodi<sup>2</sup>



Schematic diagram of light field regulation using holography polarization

**Overview:** Polarization holography has important application prospects in the field of data storage and polarized light imaging due to its ability to record amplitude, phase, and polarization information. In addition, it also has the ability to regulate light fields, which can regulate special light fields with helical phase distribution and spatial polarization distribution. Such special light fields have broad application prospects in the fields of optical communication, particle manipulation, photon entanglement, etc. There is also a lot of researches focused on how to generate such beams, such as helical phase plates, mode conversion, spatial light modulators, etc. However, the traditional method requires the construction of a relatively large optical system, which limits its application in fields such as integrated optics. The introduction of the beam preparation method of polarization holography can reduce the volume of the optical system to a certain extent. At the same time, the use of polarization-sensitive materials with the ability to record multi-dimensional information greatly reduces the cost on the one hand. On the other hand, it is easy to operate during the preparation process, which is expected to be an ideal material for beam preparation to some extent. Based on the introduction of the principle of faithful reconstruction of any polarization state by polarization holography, this paper reviews the research progress of generating vector beams, scalar vortex beams, and vector vortex beams based on polarization holography in the past two years. Faithful reconstruction for any polarization state refers to under the incident into the polarization-sensitive material at 90 degrees interference angle between the signal and reference waves, the recording and reading waves are p-polarized and the reconstruction wave can be reconstructed correctly. Phenanthrenequinone-doped polymethyl methacrylate photopolymer (PQ/PMMA) is used as a recording material in the experiment. First, the single control ability of polarization holography in polarization and phase is demonstrated respectively, and then the ability of polarization holography to control both polarization and phase at the same time is further introduced. Based on the characteristics of polarization holography, the signal optical path is regulated, and the vector beam, scalar vortex beam, and vector vortex beam are generated by setting the initial azimuth angle of the rotating components and adjusting their relative rotational angular velocity under dynamic exposure. In the fabrication process, the desired beam can be generated by simply controlling the parameters of some devices. Finally, the ability and prospect of generating special light fields based on polarization holography are briefly summarized and discussed.

Zheng S J, Lin X, Huang Z Y, et al. Light field regulation based on polarization holography[J]. *Opto-Electron Eng*, 2022, 49(11): 220114; DOI: 10.12086/oe.2022.220114

Foundation item: National Key Research and Development Program of China (2018YFA0701800) and Fujian Province Major Science and Technology (2020HZ01012)

<sup>1</sup>Information Photonics Research Center, College of Photonic and Electronic Engineering, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350117, China; <sup>2</sup>Key Laboratory of Opto-Electronic Science and Technology for Medicine of Ministry of Education, Fujian Provincial Key Laboratory of Photonics Technology, Fujian Provincial Engineering Technology Research Center of Photoelectric Sensing Application, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350117, China

\* E-mail: xiaolin@fjnu.edu.cn