

高阶邦加球上柱矢量光束的变换*

罗朝明¹⁾²⁾ 陈世祯¹⁾ 凌晓辉¹⁾ 张进¹⁾ 罗海陆^{1)†}

1) (湖南大学物理与微电子科学学院, 微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 长沙 410082)

2) (湖南理工学院信息与通信工程学院, 岳阳 414006)

(2014年1月28日收到; 2014年3月6日收到修改稿)

本文从理论和实验上系统研究了利用半波片实现高阶邦加球上柱矢量光束变换的方法. 通过琼斯矩阵的方法理论分析得出变换前后柱矢量光束在高阶邦加球上两个对应点的纬度相反, 经度随半波片的光轴方向角的不同而改变. 最后, 基于空间光调制器搭建了一套柱矢量光束产生及其变换系统, 实验结果证明了这种方法的可行性.

关键词: 柱矢量光束, 高阶邦加球, 激光光学

PACS: 42.25.-p, 42.25.Ja, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.63.154203

1 引言

近年来, 矢量光束由于其独特性能吸引了大量研究者的兴趣, 尤其是具有径向偏振和角向偏振的柱矢量光束^[1-4]. 柱矢量光束是指偏振态在横截面上呈轴对称分布的光束, 随着激光技术的发展, 已有多种方法用于产生这种光束, 它们在光科学技术与工程方面有着广泛的应用前景^[2]. 当这些光束被强聚焦时, 对应场分布表现出与初始偏振态相关的纵向和横向场的空间分离^[5,6]. 因此, 这些光束可以聚焦在光轴的中心焦点处, 在光刻技术、共聚焦显微镜、光学俘获和控制, 以及光信息处理等领域有着巨大的潜在应用价值^[7-11]. 此外, 由于内在强烈的偏振相关性, 柱矢量光束将有助于纳米物理学以及量子纠缠等的研究^[12,13].

邦加球 (Poincaré sphere) 在表述光的偏振态方面有着强大的功能, 用它来描述光的偏振态非常直观、形象. 它将复杂的琼斯矩阵矢量映射到一个由斯托克斯参数构成的单位球即邦加球的表面, 该球表面任意一点对应不同的偏振态, 而且邦

加球上的这些不同偏振态可利用波片实现相互变换. 但传统邦加球只能描述具有均匀偏振态的平面波光束, 而不适用于近年来备受关注的具有非均匀偏振态的矢量光束. 为了解决这一问题, 类似于邦加球, Holleczek 和 Milinone 等提出高阶邦加球来描述柱矢量光束的偏振态^[14,15]. 拓扑荷数为 ℓ 的高阶邦加球具有两种模式, 即 ℓ 分别取正负号时对应于两个球. 高阶邦加球的两极点对应于圆偏振涡旋光束, 赤道对应于线偏振矢量光束, 介于赤道和两极之间是非均匀的椭圆矢量光束. 高阶邦加球极大地方便了柱矢量光束偏振态的描述, 相关的研究也随之增加. Milione 等进一步利用高阶邦加球探讨高阶几何相与光子角动量的关系^[16]. 由于柱矢量光束可以产生 Pancharatnam-Berry 相位, Ling 等基于柱矢量光束来操控 Pancharatnam-Berry 相位, 实现了对光子自旋霍尔效应的有效调控^[17], 相比于 Spin-direction Berry 相位^[18-21], 调控 Pancharatnam-Berry 相可以得到更大的自旋分裂. 然而这些研究主要集中在高阶邦加球对柱矢量光束的描述、产生和应用上, 尚未对高阶邦加球之间的光束变换进行详细研究.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61205126, 11347120)、湖南省自然科学基金 (批准号: 14JJ3131) 和湖南省教育厅科研课题 (批准号: 11C630) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn

类比于邦加球表面上的光束, 本文提出一种基于半波片实现高阶邦加球上柱矢量光束变换的方法. 运用琼斯矩阵理论分析了利用半波片实现柱矢量光束变换的原理, 并用实验验证这种方法的可行性.

2 理论分析

高阶邦加球是一个描述柱矢量光束的偏振态的单位球 (斯托克斯参数 $S_0^\ell = 1$). 类比于传统的邦加球, 高阶邦加球表面上的任一点对应矢量光束的惟一偏振态 ψ , 可用斯托克斯参数组成的坐标 ($S_1^\ell, S_2^\ell, S_3^\ell$) 表示, 也可用球坐标 (θ, ϕ) 表示. 这里的高阶斯托克斯参数定义为 [15]

$$\begin{aligned} S_0^\ell &= |\langle R_\ell \cdot \psi \rangle|^2 + |\langle L_\ell \cdot \psi \rangle|^2, \\ S_1^\ell &= 2\text{Re}(\langle R_\ell \cdot \psi \rangle^* \langle L_\ell \cdot \psi \rangle), \\ S_2^\ell &= 2\text{Im}(\langle R_\ell \cdot \psi \rangle^* \langle L_\ell \cdot \psi \rangle), \\ S_3^\ell &= |\langle R_\ell \cdot \psi \rangle|^2 - |\langle L_\ell \cdot \psi \rangle|^2, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, L_ℓ, R_ℓ 分别表征带涡旋相位的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光, 对应于高阶邦加球的北极和南极点, 其数学表达式为

$$L_\ell = (\hat{x} + i\hat{y}) e^{i\ell\varphi} / \sqrt{2}, \quad (2)$$

$$R_\ell = (\hat{x} - i\hat{y}) e^{-i\ell\varphi} / \sqrt{2}. \quad (3)$$

上面两式中 ℓ 是与轨道角动量相关的一个整数, 称为拓扑荷数; \hat{x}, \hat{y} 分别表示 x 方向和 y 方向单位矢量; $\varphi = \arctan(y/x)$ 对应极坐标下的方位角, 也可理解为局部径向与 x 轴的夹角. 其他球面上各点的

位置都可以通过 (2)、(3) 式得出, 球坐标为 (θ, ϕ) 的任意一点的对应数学表达式为 [16]

$$\begin{aligned} \psi_\ell(\theta, \phi) &= \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) e^{-i\phi/2} L_\ell \\ &+ \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) e^{i\phi/2} R_\ell. \end{aligned} \quad (4)$$

为了更直观的了解高阶邦加球, 我们给出了如图 1 所示 $\ell = \pm 1$ 的高阶邦加球. 从图中可以看出, 北极对应带涡旋相位的左旋圆偏振光, N_- 和 N_+ 两点对应偏振态表达式可写为

$$\psi_{-1}(0, \phi) = (\hat{x} + i\hat{y}) e^{-i\varphi} / \sqrt{2}, \quad (5)$$

$$\psi_{+1}(0, \phi) = (\hat{x} + i\hat{y}) e^{i\varphi} / \sqrt{2}. \quad (6)$$

南极对应带涡旋相位的右旋圆偏振光, S_- 和 S_+ 两点对应偏振态表达式分别为

$$\psi_{-1}(\pi, \phi) = (\hat{x} - i\hat{y}) e^{i\varphi} / \sqrt{2}, \quad (7)$$

$$\psi_{+1}(\pi, \phi) = (\hat{x} - i\hat{y}) e^{-i\varphi} / \sqrt{2}. \quad (8)$$

赤道对应于带涡旋相位的线偏振光, H_- 和 H_+ 对应偏振态表达式分别为

$$\psi_{-1}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) = \cos\varphi \hat{x} + \sin\varphi \hat{y}, \quad (9)$$

$$\psi_{+1}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) = \cos\varphi \hat{x} - \sin\varphi \hat{y}. \quad (10)$$

A_- 和 A_+ 对应偏振态表达式分别为

$$\begin{aligned} \psi_{-1}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) &= \cos\left(\varphi + \frac{\pi}{4}\right) \hat{x} + \sin\left(\varphi + \frac{\pi}{4}\right) \hat{y}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \psi_{+1}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) &= \cos\left(-\varphi + \frac{\pi}{4}\right) \hat{x} + \sin\left(-\varphi + \frac{\pi}{4}\right) \hat{y}. \end{aligned} \quad (12)$$

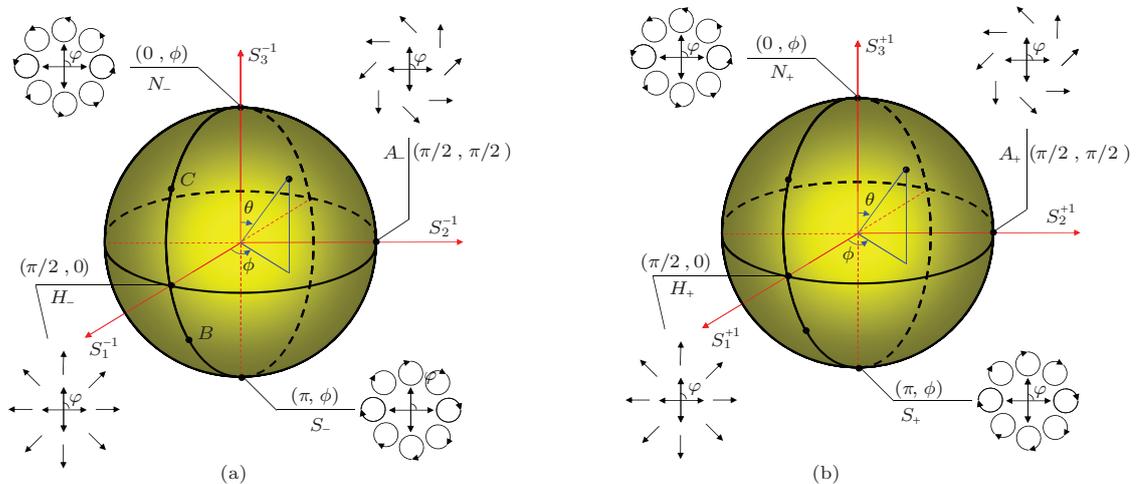


图1 高阶邦加球 (a) $\ell = -1$; (b) $\ell = +1$

为了方便后续问题的讨论,我们还推导了 $\ell = -1$ 高阶邦加球上 B 和 C 两点对应偏振态表达式分别为

$$\begin{aligned} & \psi_{-1}\left(\frac{3\pi}{4}, 0\right) \\ &= \frac{e^{-i\varphi}\left(e^{2i\varphi}\cos\left(\frac{\pi}{8}\right) + \sin\left(\frac{\pi}{8}\right)\right)}{\sqrt{2}}\hat{x} \\ & \quad - \frac{ie^{-i\varphi}\left(e^{2i\varphi}\cos\left(\frac{\pi}{8}\right) - \sin\left(\frac{\pi}{8}\right)\right)}{\sqrt{2}}\hat{y}, \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \psi_{-1}\left(\frac{\pi}{4}, 0\right) \\ &= \frac{e^{-i\varphi}\left(\cos\left(\frac{\pi}{8}\right) + e^{2i\varphi}\sin\left(\frac{\pi}{8}\right)\right)}{\sqrt{2}}\hat{x} \\ & \quad + \frac{ie^{-i\varphi}\left(\cos\left(\frac{\pi}{8}\right) - e^{2i\varphi}\sin\left(\frac{\pi}{8}\right)\right)}{\sqrt{2}}\hat{y}. \quad (14) \end{aligned}$$

为了从理论上描述利用半波片实现高阶邦加

球之间的变换,我们采用琼斯矩阵法分析.球上任一点对应的偏振态 $\psi_{\ell}(\theta, \phi)$ 可转化为琼斯矢量的形式如下:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)e^{-i\left(\frac{\phi}{2}-\ell\varphi\right)} + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)e^{i\left(\frac{\phi}{2}-\ell\varphi\right)} \\ i\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)e^{-i\left(\frac{\phi}{2}-\ell\varphi\right)} - i\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)e^{i\left(\frac{\phi}{2}-\ell\varphi\right)} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

半波片对应的琼斯矩阵可以表示为

$$\begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\pi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\pi/2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix}. \quad (16)$$

其中, α 表示半波片的光轴方向角. 光束经过半波片后的矩阵,化简整理如下:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\pi-\theta}{2}\right)e^{-i\left(\frac{-\phi+4\alpha}{2}+\ell\varphi\right)} + \sin\left(\frac{\pi-\theta}{2}\right)e^{i\left(\frac{-\phi+4\alpha}{2}+\ell\varphi\right)} \\ i\cos\left(\frac{\pi-\theta}{2}\right)e^{-i\left(\frac{-\phi+4\alpha}{2}+\ell\varphi\right)} - i\sin\left(\frac{\pi-\theta}{2}\right)e^{i\left(\frac{-\phi+4\alpha}{2}+\ell\varphi\right)} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

比较(15)、(17)两式,光束初始矩阵只需将 $-\ell$ 替代 $+\ell$, $\pi-\theta$ 替代 θ 以及 $-\phi+4\alpha$ 替代 ϕ 就可得到历经半波片后的光束矩阵.因此我们可以得出,利用半波片可以将 $-\ell$ 阶邦加球上对应的柱矢量光束变换到 $+\ell$ 阶邦加球上对应的柱矢量光束,而且这两束光偏振态对应的高阶邦加球上的两点纬度相反(一点在南半球,一点在北半球),经度随半波片的光轴方向角的不同而改变.根据这个理论,结合图1我们可以得到,赤道上的点经变换后仍然在另一个球的赤道上,具体位置可调节半波片的光轴方向角,如将 H_- 点对应光束偏振态变换到 H_+ 点对应光束偏振态,可将半波片光轴方向角 α 设为 $\pi/2$ 整数倍,而从 A_- 点到 A_+ 点, α 应设为 $\pi/4$ 的奇数倍.两极点对应光束的变换,即 $-\ell$ 阶邦加球上南极点 S_- 变换到 $+\ell$ 阶邦加球上北极点 N_+ , 北极点 N_- 到南极点 S_+ , 且变换过程与半波片的光轴方向角 α 无关.

还应说明的是,利用半波片实现的高阶邦加球上光束的变换是从一个高阶邦加球上对应的偏振态的光束变换到另一个高阶邦加球上某一固定纬度(相反纬度)上任意经度所对应的偏振态光束,但并没有实现变换到任意纬度上点所对应的偏振态

的光束.要实现任意纬度的变换,可以先在已知的高阶邦加球上的光束先利用非均匀的各向异性玻片变换到对应纬度,然后再利用半波片变换到另一个高阶邦加球上.非均匀的各向异性玻片实际上是一种光轴方向在空间上变化的单轴晶体,可以用光刻的方法在玻璃进行制作得到[22,23].下面我们举例说明利用非均匀的各向异性玻片实现 $\ell = -1$ 高阶邦加球上不同纬度的光束变换.非均匀的各向异性玻片要根据变换的路径来进行选择.在这里我们将 S_- 点对应光束沿着 $S_- - B - H_- - C - N_-$ 这条经线进行光束变换,具体可参见图2(a).图2(b)为依据这条经线选用的非均匀的各向异性玻片,其局部光轴方向通过下式决定:

$$\chi(x, y) = \varphi(x, y) + \chi_0. \quad (18)$$

式中, $\varphi(x, y) = \arctan(y/x)$ 在前面讨论已经定义; χ_0 为常数,表示局部光轴与径向的夹角,这里取 $-\pi/4$.调节非均匀的各向异性玻片的厚度就可实现 S_- 点光束变换到不同纬度的对应光束了.当非均匀的各向异性玻片厚度为 $\lambda/8$ 时,变换后光束矢量表达式满足(13)式,即该光束对应 B 点;当各向异性玻片厚度为 $\lambda/4$ 时,变换后光束矢量表达

式满足(9)式,即对应 H_- 点的光束;当各向异性玻片厚度为 $3\lambda/8$ 时,变换后光束矢量表达式满足(14)式,即该光束对应为 C 点;当各向异性玻片厚度为 $\lambda/2$ 时,变换后光束矢量表达式满足(5)式,即对应为 N_- 点光束.本文主要研究的是利用半波片

实现的两个高阶邦加球之间的光束变换,接下来的实验也对这部分内容进行了验证.而对单一高阶邦加球上的变换问题受实验条件所限,就没有进行相应的实验验证.

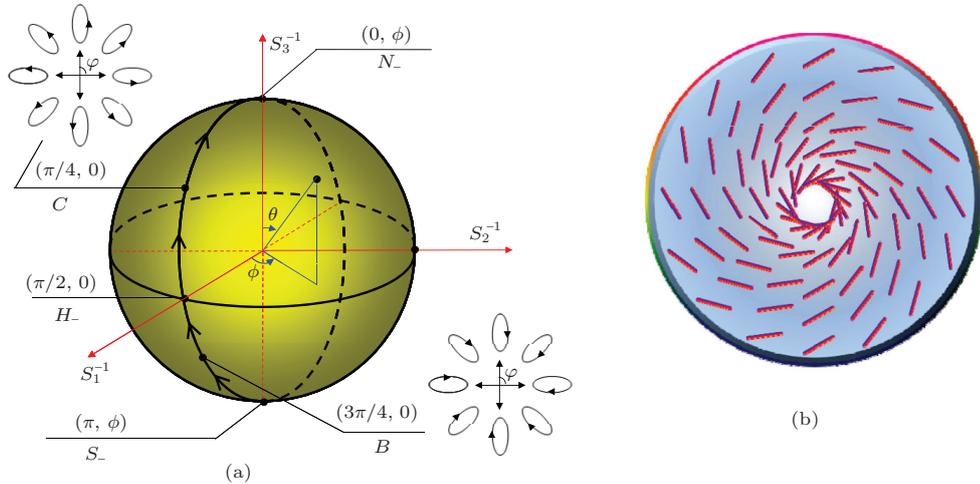


图2 (a) $\ell = -1$ 高阶邦加球上变换路径; (b) 不均匀的各向异性玻片

3 实验结果与分析

我们采用如图3所示实验装置验证理论分析,该装置主要分为三大部分.第一部分图3(a)的主要功能是产生 $\ell = -1$ 的高阶邦加球赤道和两极对应的柱矢量光束.实验中采用THORLABS公司的He-Ne激光(波长 $\lambda = 632.8$ nm, 21 mW),并用格兰激光偏振器(P1)得到水平偏振的基模高斯光束,经过空间光调制器后加上了涡旋相位而成为了 LG_0^{-1} 的模式光束.水平偏振光历经半波片(HWP1)变换成垂直偏振光后,通过反射镜(M)反射形成了具有 LG_0^{-1} 模式的垂直线偏振光.两个分束器(BS1和BS2)构成的装置起着干涉仪的作用.通过调整两个级联的半波片组合(HWP2和HWP3)的光轴方向角可实现同一个球的赤道上的不同位置的柱矢量光束,若将M去掉可实现两极点位置对应的柱矢量光束.第二部分图3(b)为不同球上的柱矢量光束变换的关键部件半波片(HWP4),它的作用是将第一部分产生的 $\ell = -1$ 的高阶邦加球上对应的柱矢量光束变换到 $\ell = +1$ 的高阶邦加球上对应的柱矢量光束.第三部分图3(c)的主要功能是数据测试.偏振器(P2)作为检偏器检验光束的偏振态,CCD用来记录光束经过检偏器的强度分布.对

于两极的情况,我们需要测量光束的斯托克斯参数 S_3 ,则加入辅助测试的四分之一波片(QWP2),具体方法参见参考文献[24].

首先验证高阶邦加球之间赤道点上对应的线偏振态的变换.图4为高阶邦加球上 H_- 点变换到 H_+ 点时柱矢量光束的情形.第一行给出的是检偏器透光方向与水平方向夹角的示意图,检偏器与水平方向的夹角分别为 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 和 135° .第二行给出了变换前,光通过检偏器后CCD记录的光强分布图.旋转这个检偏器可以发现变换前柱矢量光束的偏振态满足(9)式,也就可以判断此光束对应 $\ell = -1$ 的高阶邦加球上 H_- 点,具体我们画出了该光束经历4个不同方向的检偏器的光强分布图加以证明.第三行为 H_- 点对应的柱矢量光束经光轴方向角 $\alpha = 90^\circ$ 的半波片变换后,再通过检偏器后CCD记录的光强分布图.旋转这个检偏器,并由光强的变化方式可以判定变换后的柱矢量光束的偏振态满足(10)式,即对应 $\ell = +1$ 的高阶邦加球上 H_+ 点,具体我们也画出了该光束历经4个不同方向的检偏器的光强分布图加以证明.从实验结果可以看出,旋转半波片使光轴方向角 $\alpha = 90^\circ$,则可实现了高阶邦加球上 H_- 到 H_+ 两点变换,与理论结果一致.

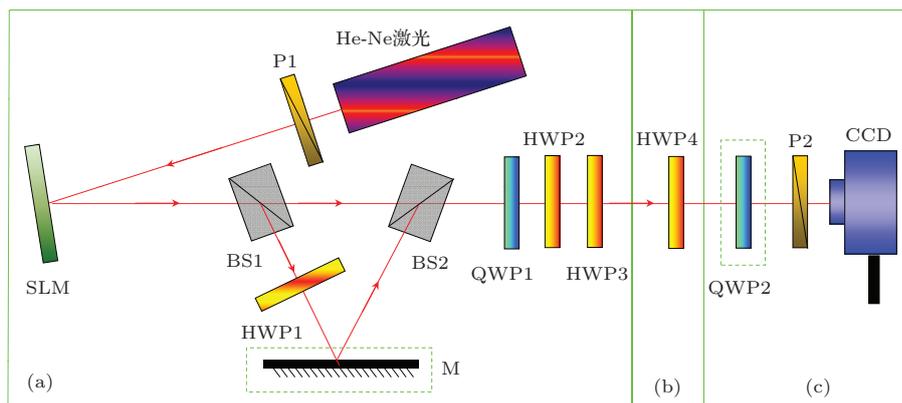


图3 柱矢量光束变换的实验装置图 (a) 柱矢量光束产生; (b) 柱矢量光束变换; (c) 数据测量

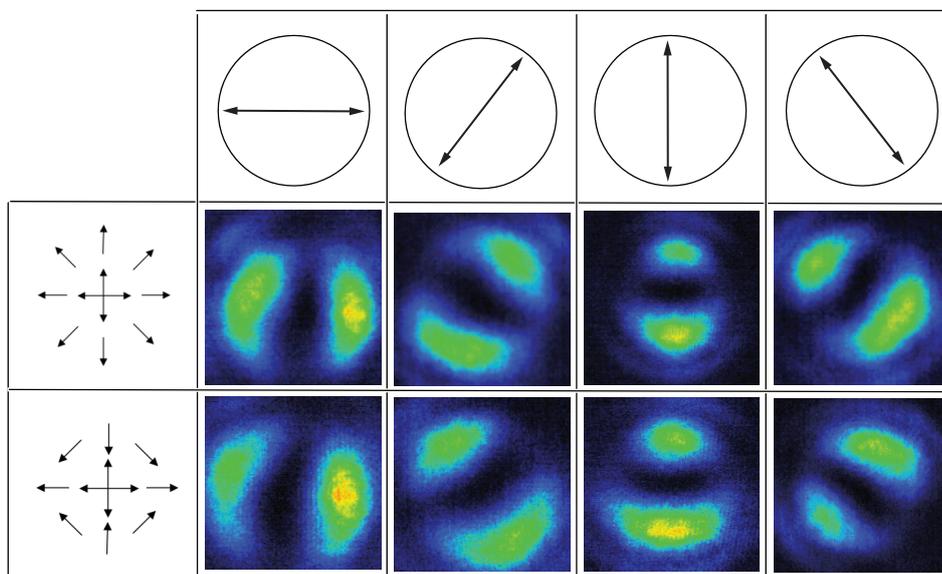


图4 高阶邦加球之间由 H_- 到 H_+ 两点变换前后的柱矢量光束经检偏器后的光强分布图

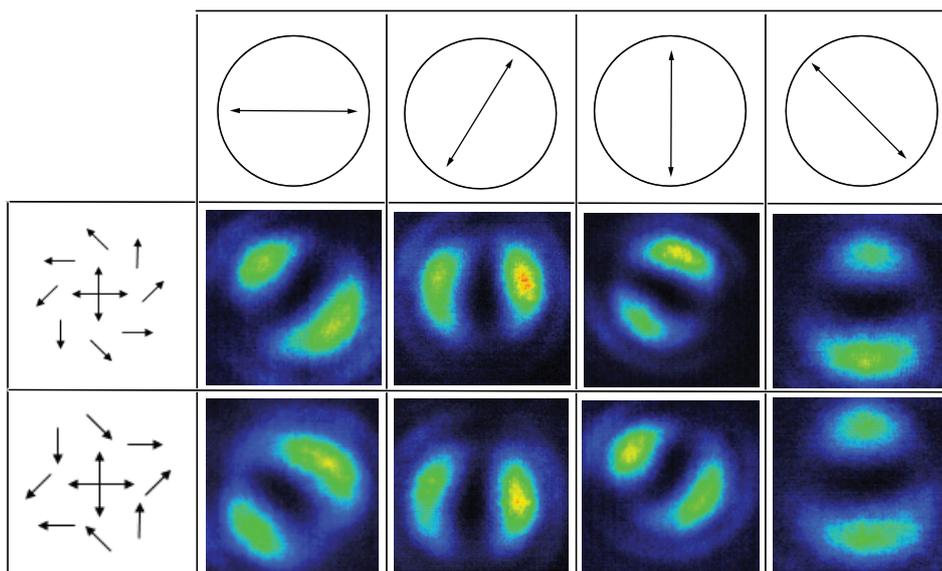


图5 高阶邦加球之间由 A_- 到 A_+ 两点变换前后的柱矢量光束经检偏器后的光强分布图

同理, 我们研究了高阶邦加球赤道上 A_- 和 A_+ 两点对应柱矢量光束的变换. 调节实验装置第一部分的两个半波片 (HWP2 和 HWP3), 将 $\ell = -1$ 的高阶邦加球 H_- 对应的光束调整为 A_- 对应的柱矢量光束, 同时将第二部分的半波片的光轴方向设为 $\alpha = 45^\circ$, 具体实验结果如图 5 所示. 图 5 中第二行为变换前 A_- 点对应光束历经检偏器旋转 4 个不同方向的角度光强分布图, 第三行为变换后柱矢量光束历经 4 个不同方向的检偏器的光强分布图. 从该结果我们可以得出, 利用光轴方向角 $\alpha = 45^\circ$ 半波片实现了高阶邦加球上 A_- 到 A_+ 两点变换, 这与理论结果一致.

然后, 我们研究高阶邦加球之间两极点对应的圆偏振态的转换. 去掉反射镜 M, 调节半波片 (HWP2 和 HWP3), 实现 $\ell = -1$ 的高阶邦加球 S_- 点对应的柱矢量光束, 该光束的斯托克斯参数 S_3 如图 6(a) 所示. 图 6(b) 为该光束历经第二部分半波片变换后的柱矢量光束的斯托克斯参数 S_3 . 比较图 5(a) 和 (b) 我们能得出利用半波片实现了 $\ell = -1$ 的高阶邦加球上 S_- 点对应右旋圆偏振态到 $\ell = +1$ 的高阶邦加球上 N_+ 点对应左旋圆偏振态的变换, 而且此变换与半波片 (HWP4) 的光轴方向角无关, 与理论分析结果一致. 同理, 我们也验证了高阶邦加球上 N_- 到 S_+ 两点处的柱矢量光束的变换, 具体结果如图 6(c) 和 (d), 与理论分析结果一致.

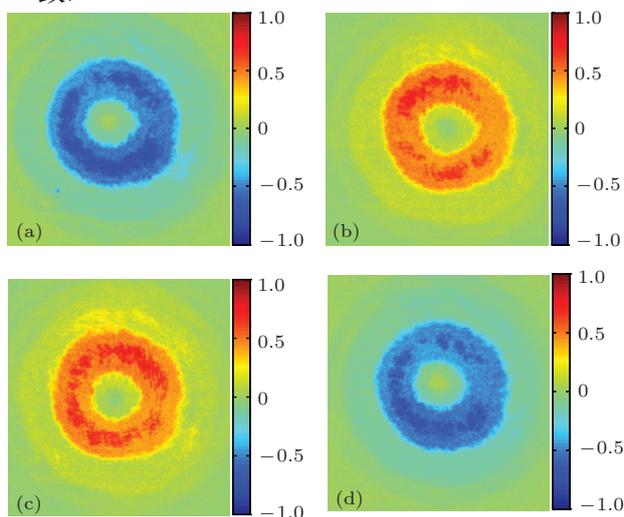


图 6 高阶邦加球上 S_- 和 N_- 点分别变换到 N_+ 和 S_+ 点对应柱矢量光束的斯托克斯参数 S_3 分布 (a) S_- 点; (b) N_+ 点; (c) N_- 点; (d) S_+ 点

综上所述, 实验测得的结果与本文第二部分理论分析所得结果一致, 这证明利用半波片能实现高阶邦加球上的变换. 分析其原因是半波片改变了柱

矢量光束的自旋角动量, 从而实现了高阶邦加球之间对应的柱矢量光束的变换. 若实现同一个高阶邦加球上的柱矢量光束的变换, 可以选用两个半波片. 需要说明的是, 我们如图 3 所示的实验装置的柱矢量光束的产生部分就是利用这个原理来确定其在高阶邦加球位置的.

4 结 论

本文从理论和实验上验证了基于半波片实现高阶邦加球上柱矢量光束变换方法的可行性. 通过琼斯矩阵的方法理论分析得出, 利用半波片可以将一个高阶邦加球上对应的柱矢量光束变换到另一个高阶邦加球上对应的柱矢量光束, 而且这两束光的偏振态对应的高阶邦加球上的两点纬度相反, 经度随半波片的光轴方向角的不同而改变. 然后, 我们搭建了一套系统, 利用半波片实现了将 $\ell = -1$ 高阶邦加球上赤道两点和两极点对应柱矢量光束变换到了 $\ell = +1$ 高阶邦加球上的柱矢量光束, 实验结果与理论分析一致. 最后需要指出的是, 除了这种改变自旋角动量的方法外, 还可以调节轨道角动量的方法来实现高阶邦加球之间的对应柱矢量光束的变换, 如采用反射镜或柱透镜对等.

参考文献

- [1] Sheppard C J R 2000 *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 335
- [2] Zhan Q W 2009 *Adv. Opt. Photon.* **1** 1
- [3] Jia X T, Wang Y Q 2011 *Opt. Lett.* **36** 295
- [4] He D, Gao Z H, Lü D 2011 *Chin. Phys. B* **20** 104201
- [5] Quabis S, Dorn R, Eberler M, Glöckl O, Leuchs G 2000 *Opt. Comm.* **179** 1
- [6] Dorn R, Quabis S, Leuchs G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 233901
- [7] Huse N, Schönle A, Hell S W 2001 *J. Biomed. Opt.* **6** 273
- [8] Sondermann M, Maiwald R, Konermann H, Lindlein N, Peschel U, Leuchs G 2007 *Appl. Phys. B* **89** 489
- [9] Meier M, Romano V, Feurer T 2007 *Appl. Phys. A* **86** 329
- [10] Zhao W Q, Tang F, Qiu L R, Liu D L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 054201 (in Chinese) [赵维谦, 唐芳, 邱丽荣, 刘大礼 2013 物理学报 **62** 054201]
- [11] Chang Q, Yang Y F, He Y, Liu H G, Liu J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104202 (in Chinese) [常强, 杨艳芳, 何英, 刘海港, 刘键 2013 物理学报 **62** 104202]
- [12] Banzer P, Peschel U, Quabis S, Leuchs G 2010 *Opt. Express* **18** 10905

- [13] Lassen M, Leuchs G, Andersen U L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 163602
- [14] Holleczek A, Aiello A, Gabriel C, Marquardt C, Leuchs G 2011 *Opt. Express* **19** 9714
- [15] Milione G, Sztual H I, Nolan D A, Alfano R R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 053601
- [16] Milione G, Sztual H I, Nolan D A, Alfano R R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 190401
- [17] Ling X, Zhou X, Luo H, Wen S 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053824
- [18] Bliokh K Y, Niv A, Kleiner V, Hasman E 2008 *Nat. Photonics* **2** 748
- [19] Luo H, Ling X, Zhou X, Shu W, Wen S, Fan D 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033801
- [20] Zhou X, Xiao Z, Luo H, Wen S 2012 *Phys. Rev. A* **85** 043809
- [21] Luo X, Zhou X X, Luo H L, Wen S C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194202 (in Chinese) [罗幸, 周新星, 罗海陆, 文双春 2012 物理学报 **61** 194202]
- [22] Beresna M, Gecevičius M, Kazansky P G, Gertus T 2011 *App. Phys. Lett.* **98** 201101
- [23] Beresna M, Gecevičius M, Kazansky P G 2011 *Opt. Mater. Express* **1** 783
- [24] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics* (Cambridge: University Press) p32

Conversion of cylindrical vector beams on the higher-order Poincaré sphere*

Luo Zhao-Ming¹⁾²⁾ Chen Shi-Zhen¹⁾ Ling Xiao-Hui¹⁾ Zhang Jin¹⁾ Luo Hai-Lu^{1)†}

1) (Key Laboratory of Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education, College of Physics and Microelectronics Science, Hunan University, Changsha 410082, China)

2) (College of Information and Communication Engineer, Hunan Institute of Science and Technology, Yueyang 414006, China)

(Received 28 January 2014; revised manuscript received 6 March 2014)

Abstract

A conversion approach for cylindrical vector beams on the high-order Poincaré sphere based on half-wave plate is studied theoretically and experimentally in this paper. The theoretical analysis using the Jones matrix method shows that the latitudes of two corresponding points produced by the cylindrical vector beams on the high-order Poincaré sphere before and after conversion are situated oppositely, and the longitudes are changed with different azimuth angles of the half-wave plate. Finally, an experimental system for the generation and conversion of the cylindrical vector beams is established with the spatial light modulator, and the experimental results demonstrate the feasibility of this approach.

Keywords: cylindrical vector beam, higher-order Poincaré sphere, laser optics

PACS: 42.25.-p, 42.25.Ja, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.63.154203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61205126, 11347120), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 14JJ3131), and the Scientific Research Program of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. 11C630).

† Corresponding author. E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn