

# 新型晶体光轴扇形分布退偏器的研究

任树锋<sup>1,2</sup> 吴福全<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 曲阜师范大学激光研究所, 山东省激光偏光与信息技术重点实验室, 山东 曲阜 273165)  
<sup>2</sup> 菏泽学院物理系, 山东 菏泽 274015

**摘要** 设计了一种晶体光轴呈扇形分布的双折射型退偏器, 并利用光波叠加的思想, 研究了它对单色线偏振光的退偏性能, 得到其退偏度的数学表达式。理论分析表明, 在退偏器的楔角取值适当大的前提下, 退偏度将随入射光振动方位角和光程差做周期变化: 方位角为  $(N/2)\pi$  ( $N$  为整数) 时, 退偏度可达 100%, 不受光程差影响; 方位角为  $(2N+1)\pi/4$  时, 退偏度最差; 而改善退偏度, 可以采用调整入射角的方法。实验测试结果与理论分析吻合较好, 调整入射角为  $4^\circ$  后, 各方位角的退偏度均超过 98.84%。因此, 该设计具有可行性, 而形式简便、意义清晰的分析方法可为该类型退偏器性能的分析提供新的参考。

**关键词** 物理光学; 退偏器; 光波叠加; 退偏度

**中图分类号** O436.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201340.0916001

## Study on a Novel Depolarizer Whose Optical Axes are Fan-Shaped Distribution

Ren Shufeng<sup>1,2</sup> Wu Fuquan<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology,  
Laser Institute of Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China  
<sup>2</sup> Department of Physics, Heze University, Heze, Shandong 274015, China)

**Abstract** A novel birefringent depolarizer whose optical axes are fan-shaped distribution is designed. Using the idea of superposition of transmitted light, the depolarization performance for linearly polarized light is studied. And the formula of degree of depolarization ( $D$ ) is obtained. The theory shows that  $D$  changes periodically with the vibration azimuth angle (VAA) of incident light and optical path difference (OPD) on the basis of large enough wedge angle.  $D$  is 100% when VAA takes  $(N/2)\pi$  ( $N$  is integer), independent of the OPD. And  $D$  is the worst when VAA takes  $(2N+1)\pi/4$ . Adjusting the incident angle is adopted to improve  $D$ . The experiment results accord with the theory. And the  $D$  value of sample is over 98.84% for any VAA when the incident angle is  $4^\circ$ . So the design is feasible and the research method is so simple and clear that it can provide a new reference for the study of depolarizer.

**Key words** physical optics; depolarizer; superposition of light; degree of depolarization

**OCIS codes** 230.5440; 230.5480; 260.5430

## 1 引 言

退偏器可以消除光的偏振在光学探测系统中的不利影响。对于单色光的退偏, 可以采用单元或多元的双折射晶体的楔型结构<sup>[1]</sup>。其中, 单元结构的

退偏器不但必须调整入射光矢量与器件的晶体光轴成  $45^\circ$ , 而且出射光束会相对入射光束产生偏折; 合理设计的多元结构的退偏器则不存在单元结构的缺陷, 可实现要求较高的单色光退偏, 使透射的寻常光

收稿日期: 2013-04-02; 收到修改稿日期: 2013-04-30

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(11104161)

作者简介: 任树锋(1979—), 男, 博士研究生, 讲师, 主要从事偏振器件的设计与分析等方面的研究。

E-mail: renshufeng7909@163.com

导师简介: 吴福全(1952—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事偏振光学与技术等方面的研究。

E-mail: fqwu@mail.qfnu.edu.cn(通信联系人)

和非常光在空间产生连续变化的相位差,引起偏振态在空间的周期性变化,退偏效果是各种偏振态在空间叠加的平均效果。因此,设计了一种晶体光轴呈扇形分布的双折射型退偏器。退偏性能的分析一般采用矩阵方法,包括 Mueller 矩阵、琼斯矩阵<sup>[2-6]</sup>和相干矩阵<sup>[7-9]</sup>。虽然矩阵方法是普遍采用的有效手段,但其运算(特别是对多元结构的退偏器)相当复杂,且物理意义比较抽象。本文采用偏振光波叠加的方法,分析了新设计的退偏器对单色线偏振光的退偏性能。该方法形式简洁,物理意义清晰,并且

分析结果得到实验较好的验证。

## 2 结构与光路

图 1 为新设计退偏器的结构示意图,它由 4 个大小和形状相同的晶楔组成,其中晶楔 1 和晶楔 2 组成的楔面平行于  $x$  轴,晶楔 3 和晶楔 4 组成的楔面平行于  $y$  轴。图 1(b)为沿  $z$  轴正方向观察时四部分晶体光轴取向:在  $xoy$  面内,晶楔 1 的晶体光轴与  $y$  轴平行,其他依次呈扇形展开,且相邻两个夹角均为  $45^\circ$ 。

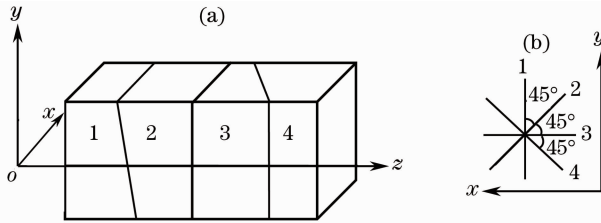


图 1 晶体光轴扇形分布退偏器。(a) 结构;(b) 晶体光轴取向

Fig. 1 Depolarizer whose optical axes are fan-shaped distribution. (a) Structure; (b) directions of optical axes

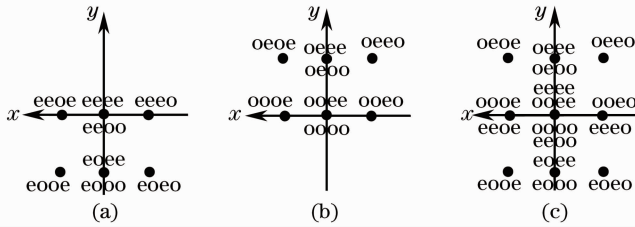


图 2 不同振动方位角线偏振光入射时的透射光点分布。(a)  $0^\circ$ ;(b)  $90^\circ$ ;(c)  $\theta$

Fig. 2 Transmitted light spots of different VAAs of linearly polarized light. (a)  $0^\circ$ ;(b)  $90^\circ$ ;(c)  $\theta$

由于晶体的双折射特性,透射光分成多束。由于楔角仅有几度,只有在足够远处才可观察到分开的光点。图 2 为针对石英晶体(正晶体)的退偏器,一束沿  $z$  轴的单色线偏振光(光线)入射时,在与  $z$  轴垂直且距退偏器足够远的光屏上的光点分布情况。图 2(a)、(b)、(c)分别为入射光振动方位角(VAA)(振动方向与  $y$  轴的夹角)取  $0^\circ$ 、 $90^\circ$ 和任意角度  $\theta$  时的透射光点分布情况。每个光点采用含有 o(寻常光)和 e(非常光)的 4 个字母组合来命名,4 个字母依次表示光在退偏器内 4 部分的偏振属性。由理论分析和实验观察,证实所有光点具有很好的对称性,且 oeee 与 oeoo,eeee 与 eooo,oooo 与 eeoe,ooeo 与 eeoo 以及 eeee、ooee、oooo 与 eeoo 严格重合;任意角度  $\theta$  时的分布可以看作  $0^\circ$  和  $90^\circ$  的组合,透射光点基本分布在以  $z$  轴为中心的长方形区域。

## 3 退偏特性分析

入射单色光(激光)由透镜组扩束准直,经起偏器后成为线偏振光,然后进入退偏器。为分析简便,将每个透射光看作传播矢量不同的平面简谐波,而透射光场则由它们叠加而成。根据透射光束的对称性,且分束角仅有几分,取透射光束与  $x$  轴夹角大小为  $\alpha$  或  $90^\circ$ ,与  $y$  轴夹角大小为  $\beta$  或  $90^\circ$ ,与  $z$  轴夹角大小为  $\gamma$  或  $0^\circ$ ,则图 2 中各光的传播矢量的方向: $k_{oeee}$  为  $(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ ,  $k_{oeoo}$  为  $(-\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ ,  $k_{eeoo}$  为  $(-\cos \alpha, -\cos \beta, \cos \gamma)$ ,  $k_{eooo}$  为  $(\cos \alpha, -\cos \beta, \cos \gamma)$ ,  $k_{oeee}$  和  $k_{oeoo}$  为  $(0, \cos \beta, \cos \gamma)$ ,  $k_{eeoo}$  和  $k_{eooo}$  为  $(0, -\cos \beta, \cos \gamma)$ ,  $k_{oooo}$  和  $k_{eeoe}$  为  $(\cos \alpha, 0, \cos \gamma)$ ,  $k_{ooeo}$  和  $k_{eeeo}$  为  $(-\cos \alpha, 0, \cos \gamma)$ ,  $k_{eeee}$ 、 $k_{ooee}$ 、 $k_{oooo}$  和  $k_{eeoo}$  为  $(0, 0, 1)$ 。根据传播矢量及光束在退偏器内相位变化特点,它们在  $z = z_0$  处光屏位置的初相位可取为

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_{\text{oeoe}} = \frac{2\pi}{\lambda}(x\cos\alpha + y\cos\beta + z_0\cos\gamma) \\ \varphi_{\text{eooo}} = \frac{2\pi}{\lambda}(-x\cos\alpha + y\cos\beta + z_0\cos\gamma) \\ \varphi_{\text{eoeo}} = \frac{2\pi}{\lambda}(-x\cos\alpha - y\cos\beta + z_0\cos\gamma) \\ \varphi_{\text{eooe}} = \frac{2\pi}{\lambda}(x\cos\alpha - y\cos\beta + z_0\cos\gamma) \\ \varphi_{\text{eeee}} = \frac{2\pi}{\lambda}(y\cos\beta + z_0\cos\gamma) + \frac{\varphi_0}{2} \\ \varphi_{\text{oooo}} = \frac{2\pi}{\lambda}(y\cos\beta + z_0\cos\gamma) - \frac{\varphi_0}{2} \\ \varphi_{\text{eeoe}} = \frac{2\pi}{\lambda}(-y\cos\beta + z_0\cos\gamma) + \frac{\varphi_0}{2} \\ \varphi_{\text{oooe}} = \frac{2\pi}{\lambda}(-y\cos\beta + z_0\cos\gamma) - \frac{\varphi_0}{2} \\ \varphi_{\text{oooe}} = \frac{2\pi}{\lambda}(x\cos\alpha + z_0\cos\gamma) - \frac{\varphi_0}{2} \\ \varphi_{\text{eeoe}} = \frac{2\pi}{\lambda}(x\cos\alpha + z_0\cos\gamma) + \frac{\varphi_0}{2} \\ \varphi_{\text{ooeo}} = \frac{2\pi}{\lambda}(-x\cos\alpha + z_0\cos\gamma) - \frac{\varphi_0}{2} \\ \varphi_{\text{eeeo}} = \frac{2\pi}{\lambda}(-x\cos\alpha + z_0\cos\gamma) + \frac{\varphi_0}{2} \\ \varphi_{\text{eeee}} = \frac{2\pi}{\lambda}z_0 + \varphi_0 \\ \varphi_{\text{ooee}} = \frac{2\pi}{\lambda}z_0 \\ \varphi_{\text{eeoo}} = \frac{2\pi}{\lambda}z_0 \\ \varphi_{\text{oooo}} = \frac{2\pi}{\lambda}z_0 - \varphi_0 \end{array} \right. , (1)$$

式中 $\lambda$ 是光在真空中的波长, $\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d$ , $n_e$ 、 $n_o$ 分别为石英晶体中e、o光的主折射率, $d$ 为退偏器厚度的一半。

当线偏振光以方位角 $\theta$ 入射时,设入射光振幅为 $A$ ,忽略吸收、反射、散射等能量损失的影响,可得透射光的振幅为:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{\text{eoeo}} = A_{\text{eooe}} = A_{\text{eooo}} = A_{\text{eooe}} = A_{\text{eeeo}} = \\ A_{\text{eooo}} = A_{\text{eeee}} = A_{\text{eoeo}} = \frac{A}{2\sqrt{2}}\cos\theta \\ A_{\text{ooeo}} = A_{\text{oooe}} = A_{\text{ooee}} = A_{\text{oooe}} = A_{\text{ooeo}} = \\ A_{\text{ooee}} = A_{\text{oooo}} = A_{\text{oooe}} = \frac{A}{2\sqrt{2}}\sin\theta \end{array} \right. . (2)$$

根据透射端的偏振态,将这16束光分成两组:e光( $\text{eoeo}$ 、 $\text{eooe}$ 、 $\text{eeeo}$ 、 $\text{eeoo}$ 、 $\text{ooeo}$ 、 $\text{oooo}$ 、 $\text{ooee}$ 、 $\text{oeoe}$ )和o光( $\text{eoeo}$ 、 $\text{eooo}$ 、 $\text{eeeo}$ 、 $\text{eeoo}$ 、 $\text{ooeo}$ 、 $\text{oooo}$ 、 $\text{ooee}$ 、 $\text{oeeo}$ )。每组内的8束光两两叠加,先合成4束,再合成2束,最后合成1束。先计算e光, $\text{eoeo}$ 与 $\text{eooe}$ 、 $\text{eeeo}$ 与 $\text{eeoo}$ 、 $\text{ooeo}$ 与 $\text{oooo}$ 、 $\text{ooee}$ 与 $\text{oeoe}$ 分别合成 $e_1$ 、 $e_2$ 、 $e_3$ 、 $e_4$ 。由(1),(2)式,可得这4束光的强度和初相位为

$$I_{e_1} = A_{e_1}^2 = \frac{A^2}{4} \cos^2\theta \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\cos\alpha - \frac{\varphi_0}{2}\right) \right], (3)$$

$$\varphi_{e_1} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{2}x\cos\alpha - y\cos\beta + z_0\cos\gamma \right) + \frac{\varphi_0}{4}, (4)$$

$$I_{e_2} = A_{e_2}^2 = \frac{A^2}{4} \cos^2\theta \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\cos\alpha - \frac{\varphi_0}{2}\right) \right], (5)$$

$$\varphi_{e_2} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{2}x\cos\alpha + z_0\cos\gamma \right) + \frac{3\varphi_0}{4}, (6)$$

$$I_{e_3} = A_{e_3}^2 = \frac{A^2}{4} \sin^2\theta \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\cos\alpha - \frac{\varphi_0}{2}\right) \right], (7)$$

$$\varphi_{e_3} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{2}x\cos\alpha + z_0\cos\gamma \right) - \frac{\varphi_0}{4}, (8)$$

$$I_{e_4} = A_{e_4}^2 = \frac{A^2}{4} \sin^2\theta \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\cos\alpha - \frac{\varphi_0}{2}\right) \right], (9)$$

$$\varphi_{e_4} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{2}x\cos\alpha + y\cos\beta + z_0\cos\gamma \right) + \frac{\varphi_0}{4}. (10)$$

$e_1$ 与 $e_2$ 、 $e_3$ 与 $e_4$ 再合成,分别得到 $e_5$ 、 $e_6$ ,其强度和初相位为

$$I_{e_5} = A_{e_5}^2 = \frac{A^2}{2} \cos^2\theta \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\cos\alpha - \frac{\varphi_0}{2}\right) \right] \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}y\cos\beta + \frac{\varphi_0}{2}\right) \right], (11)$$

$$\varphi_{e_5} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{2}x\cos\alpha - \frac{1}{2}y\cos\beta + z_0\cos\gamma \right) + \frac{\varphi_0}{2}, (12)$$

$$I_{e_6} = A_{e_6}^2 = \frac{A^2}{2} \sin^2\theta \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\cos\alpha - \frac{\varphi_0}{2}\right) \right] \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}y\cos\beta + \frac{\varphi_0}{2}\right) \right], (13)$$

$$\varphi_{e_6} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{2}x\cos\alpha + \frac{1}{2}y\cos\beta + z_0\cos\gamma \right). (14)$$

$e_5$ 与 $e_6$ 叠加得到的最后e光的强度和初相位为

$$I_e = A_e^2 = \frac{A^2}{2} PQ \left[ 1 + \sin 2\theta \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \beta - \frac{\varphi_0}{2} \right) \right], \quad (15)$$

$$\tan \varphi_e = \frac{\cos \theta \sin \varphi_{e_5} + \sin \theta \sin \varphi_{e_6}}{\cos \theta \cos \varphi_{e_5} + \sin \theta \cos \varphi_{e_6}}, \quad (16)$$

其中  $P = 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \alpha - \frac{\varphi_0}{2} \right)$ ,  $Q = 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \beta + \frac{\varphi_0}{2} \right)$ 。用同样的方法可以得到 o 光的强度和初相位为

$$I_o = A_o^2 = \frac{A^2}{2} PQ \left[ 1 + \sin 2\theta \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \beta - \frac{\varphi_0}{2} \right) \right], \quad (17)$$

$$\tan \varphi_o = \frac{\cos \theta \sin \varphi_{o_5} + \sin \theta \sin \varphi_{o_6}}{\cos \theta \cos \varphi_{o_5} + \sin \theta \cos \varphi_{o_6}}, \quad (18)$$

其中,

$$\varphi_{o_5} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( -\frac{1}{2} x \cos \alpha - \frac{1}{2} y \cos \beta + z_0 \cos \gamma \right), \quad (19)$$

$$\varphi_{o_6} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( -\frac{1}{2} x \cos \alpha + \frac{1}{2} y \cos \beta + z_0 \cos \gamma \right) - \frac{\varphi_0}{2}. \quad (20)$$

由(15)、(17)式可得总的透射光强为

$$I = A^2 PQ \left[ 1 + \sin 2\theta \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \beta - \frac{\varphi_0}{2} \right) \right]. \quad (21)$$

由(15)~(20)式,可得

$$\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_o = \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \alpha + \frac{\varphi_0}{2}. \quad (22)$$

显然,透射光场的偏振态为椭圆偏振(包括线偏振的特殊情况)。由(21)式和(22)式可以看到,光强及相位差在空间周期变化。其中,相位差的变化引起偏振态的周期变化,而退偏即源于偏振态这种空间变化的平均效果。分析易知,楔角越大,偏振态变化越快,退偏性能越好。因此,楔角是实现退偏的基本保障。另外,过大楔角会产生较大的光束发散,因此楔角大小应适当选取。

图3为叠加光场椭圆偏振态的示意图。 $x'$ 、 $y'$ 为椭圆的两个主轴, $a$ 、 $b$ 为它们的长度,亦即为这两轴上振动表达式 $E_{x'}$ 、 $E_{y'}$ 的振幅。设 $x$ 、 $y$ 轴上的振动为 $E_x$ 、 $E_y$ ,可得

$$\begin{cases} E_{x'} = E_x \cos \psi + E_y \sin \psi \\ E_{y'} = E_x \sin \psi - E_y \cos \psi \end{cases}. \quad (23)$$

将相关表达式代入(23)式得

$$\begin{cases} a^2 = \frac{A^2}{2} PQ \left[ 1 + \sin 2\theta \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \beta - \frac{\varphi_0}{2} \right) \right] \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \alpha + \frac{\varphi_0}{2} \right) \right] \\ b^2 = \frac{A^2}{2} PQ \left[ 1 + \sin 2\theta \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \beta - \frac{\varphi_0}{2} \right) \right] \left[ 1 - \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \alpha + \frac{\varphi_0}{2} \right) \right] \end{cases}. \quad (24)$$

令  $\Phi_x = \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \alpha - \frac{\varphi_0}{2}$ ,  $\Phi_y = \frac{2\pi}{\lambda} y \cos \beta - \frac{\varphi_0}{2}$ , 对(24)式在一个周期内积分,得

$$\begin{cases} m = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} a^2 d\Phi_x d\Phi_y = \frac{\pi^2 A^2}{2} (\sin 2\theta \cos^2 \varphi_0 + 2 \sin 2\theta \cos \varphi_0 + 2 \cos \varphi_0 + 4) \\ n = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} b^2 d\Phi_x d\Phi_y = \frac{\pi^2 A^2}{2} (-\sin 2\theta \cos^2 \varphi_0 - 2 \sin 2\theta \cos \varphi_0 + 2 \cos \varphi_0 + 4) \end{cases}, \quad (25)$$

式中  $m$ 、 $n$  可看作一个空间周期内不同椭圆偏振光强度在两个主轴的投影之和,也即为透射光强的最大值  $I_{\max}$  或最小值  $I_{\min}$ 。残余偏振度  $P_r$  为

$$P_r = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (26)$$

则退偏度可表示为

$$D = 1 - P_r = \frac{2I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (27)$$

将(25)式代入(27)式,得

$$D = \frac{2 \pm \sin 2\theta \cos \varphi_0}{2}. \quad (28)$$

由(28)式可以看到,退偏度受方位角和光程差影响:对  $\theta$  的变化周期为  $\pi/2$ ,  $\theta$  为 0 或  $\pi/2$  时退偏度最高为 100%, 中间角度以正弦规律递减,  $\theta$  为  $\pi/4$  时退偏度最低; 因为  $\varphi_0$  与光程差有关, 所以在厚度确定的情况下, 改善退偏度的最好方法是微调入射角。

## 4 实验测试

为进行实验验证,用石英晶体制作了样品:楔角为  $6^\circ$ ,总厚度为 8.4 mm,通光面大小为 12 mm  $\times$  12 mm。样品退偏度测试光路如图4所示,光源为

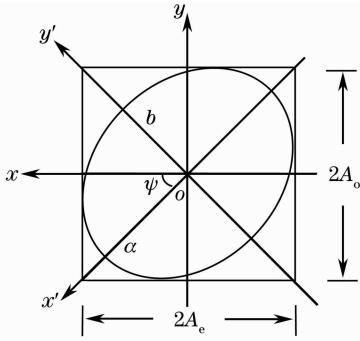


图3 透射光场椭圆偏振态示意图

Fig. 3 Diagram of elliptically polarized light synthesized by transmitted lights

405 nm 的半导体激光器;1/4 波片可以将光源的偏振态近似调整为圆偏振,经测试 1/4 波片后光束的偏振度为 0.009;透镜组将光斑扩束、准直(准直后的光束直径约为 20 mm);可变光阑改变光束截面大小(本实验中光阑孔径约为 8 mm);起偏棱镜控制入射光方位角,而通过旋转检偏棱镜可以测量透射的最小光强和最大光强;样品放在一个可以水平旋转的平台上,平台的旋转用来改变入射角。

由(28)式可知,退偏度受厚度或光程差的影响,且变化很敏感(样品厚度每变化 0.1 mm,相位差变化约 75°,而退偏度由最小变到最大对应的相位变化为 90°),因此应尽量保证光的垂直入射。为此,以光源为基准,由前而后依次调节各个器件的反射光与入射光重合,并保证起偏棱镜和检偏棱镜旋转时反射光点的稳定性。另外,为减小误差,每个数据都要多次测量,并取其中 4 个可靠数据的平均值来计算退偏度。

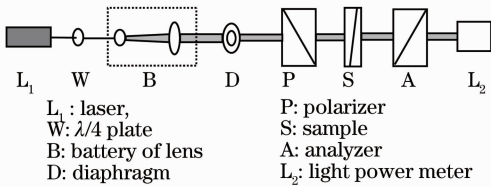


图4 样品退偏度测试系统

Fig. 4 Test system for the degree of depolarization of the sample

图5为线偏振光垂直入射时,振动方位角从 0°至 90°取值对应的退偏度结果。由图可见,实验值与理论分析情况吻合得很好,退偏度随方位角基本按正弦规律变化,0°、90°对应的退偏度最高,约为 99.2%,45°取最小值,略高于 94%。

表1为方位角为 0°,在  $xoz$  平面内改变入射角时退偏度的测试结果:退偏度基本不随入射角改变,均

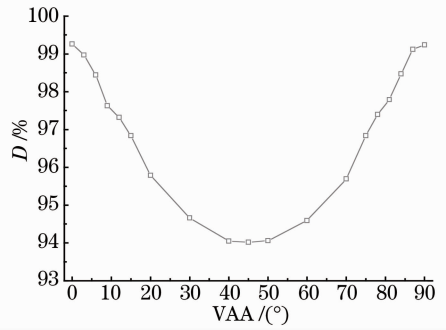


图5 垂直入射时不同方位角对应的退偏度测试结果

Fig. 5 Degree of depolarization changes with VAA of vertical incidence

在 99%附近,最大与最小值仅相差 1.22%。未能达到 100%的主要原因与楔角有关:楔角大小是影响退偏度的基础因素,楔角越大,退偏效果才有可能越好,而有限的楔角情况下,退偏度很难达到 100%。

表1 振动方位角为 0°时不同入射角对应的退偏度测试结果

Table 1 Degree of depolarization of different incident angles when VAA is 0°

Incident angle / (°)	-6	-4	-2	0	2	4	6
D / %	98.19	99.10	98.80	99.41	99.10	98.92	99.00

为改善退偏效果,减小退偏器的偏振相关性,在不同方向改变入射角时发现退偏度随入射角周期变化,且随着入射角的增加,周期减小;入射角在  $z$  轴对称的两侧变化时,引起的退偏度变化也对称。表2为在图1中  $yozy$  面内取入射角为 4°时退偏度的实验结果:不同方位角的退偏度相差很小,最低为 98.84%,最大仅为 0.57%。

表2  $yozy$  面内入射角约为 4°时不同方位角对应的退偏度测试结果

Table 2 Degree of depolarization of different VAAs when incident angle is 4° in  $yozy$  plane

VAA / (°)	0	20	40	45	60	80	90
D / %	99.27	99.41	99.37	99.24	98.90	98.91	98.98

## 5 结 论

给出了四元双折射型退偏器的一种新设计,其主要特点为各部分晶体光轴在横向呈扇形分布。利用光波叠加的思想,研究了它对单色线偏振光的退偏性能,并通过计算得到其退偏度的数学表达式。理论分析表明,在退偏器的楔角具有适当大值的前提下,退偏度将随入射光矢量方位角和光程差周期变化,方位角为  $(N/2)\pi$  时,退偏度可达 100%,不

受光程差影响;方位角为 $(2N+1)\pi/4$ 时,退偏度较差且受光程差影响较大;为改善退偏度,可以采用小角度斜入射的方法。通过实验测试,较好地验证了理论分析结果。总之,新设计的退偏器具有应用可行性,分析方法简便,物理意义清晰,为该类型退偏器性能的理论分析与设计提供了新的参考依据。

### 参 考 文 献

- 1 James P, McGuire Jr, Russell A Chipman. Analysis of spatial pseudodepolarizers in imaging systems[J]. *Opt Eng*, 1990, 29(12): 1478—1484.
- 2 H D Noble, S C McClain, R A Chipman. Mueller matrix roots depolarization parameters [J]. *Appl Opt*, 2012, 51(6): 735—744.
- 3 Oriol Arteaga, Adolf Canillas. Analytic inversion of the Mueller-Jones polarization matrices for homogeneous media[J]. *Opt Lett*, 2010, 35(4): 559—561.
- 4 R Ossikovski. Analysis of depolarizing Mueller matrices through

- a symmetric decomposition[J]. *J Opt Soc Am A*, 2009, 26(5): 1109—1118.
- 5 Razvigor Ossikovski, Clément Fallet, Angelo Pierangelo, *et al.*. Experimental implementation and properties of Stokes nondiagonalizable depolarizing Mueller matrices[J]. *Opt Lett*, 2009, 34(7): 974—976.
- 6 Noé Ortega-Quijano, Bicher Haj-Ibrahim, Enric García-Caurel, *et al.*. Experimental validation of Mueller matrix differential decomposition [J]. *Opt Express*, 2012, 20(2): 1151—1163.
- 7 Piotr L Makowski, Marek Z Szymanski, Andrzej W Domanski. Lyot depolarizer in terms of the theory of coherence-description for light of any spectrum[J]. *Appl Opt*, 2012, 51(5): 626—634.
- 8 Philippe Réfrégier, Myriam Zerrad, Claude Amra. Coherence and polarization properties in speckle of totally depolarized light scattered by totally depolarizing media[J]. *Opt Lett*, 2012, 37(11): 2055—2057.
- 9 A G Petrashen. Depolarization of radiation upon coherent excitation [J]. *Optics and Spectroscopy*, 2010, 109(6): 829—832.

栏目编辑:韩 峰