

文章编号:1002-2082(2010)05-0864-07

## 适用于单色脉冲光的新型双光楔晶体退偏器

葛菁华<sup>1</sup>, 陈哲<sup>1,2</sup>, 罗英达<sup>1</sup>, 张军<sup>1,2</sup>, 隋展<sup>3</sup>,  
林宏奂<sup>3</sup>, 王建军<sup>3</sup>, 邓青华<sup>3</sup>

(1. 暨南大学 光电工程系, 广东 广州 510632;  
2. 广东省高校光电信息与传感技术重点实验室(暨南大学), 广东 广州 510632;  
3. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

**摘要:** 针对单色脉冲光的退偏振应用, 对传统双折射晶体退偏器存在的局限性进行分析, 提出了一种新型的双光楔晶体退偏器。此退偏器由2个光轴互相成 $\frac{\pi}{4}$ 并设计成特殊楔形的石英晶体光楔组成, 理论计算结果表明此退偏器能对单色脉冲光完全退偏。基于光学设计软件(ASAP)对所设计的退偏器进行了仿真计算, 结果表明经此退偏器退偏后的出射光偏振度 $P < 0.00126$ 。此退偏器的特点是对于任意偏振态的单色入射光都能实现有效的退偏, 也适用于对准单色光进行退偏, 且退偏效果与时域无关。

**关键词:** 偏振; 退偏器; 晶体双光楔; 空域退偏; 穆勒矩阵  
**中图分类号:** TN256      **文献标志码:** A

### New double-wedge crystal depolarizer for monochromatic pulse light

GE Jing-hua<sup>1</sup>, CHEN Zhe<sup>1,2</sup>, LUO Ying-da<sup>1</sup>, ZHANG Jun<sup>1,2</sup>, SUI Zhan<sup>3</sup>,  
LIN Hong-huan<sup>3</sup>, WANG Jian-jun<sup>3</sup>, DENG Qing-hua<sup>3</sup>

(1. Department of Optoelectronic Engineering, Jinan University, Guangzhou 510632, China;  
2. Key Laboratory of Optoelectronic Information and Sensing Technologies of Guangdong Higher Educational Institutes, Jinan University, Guangzhou 510632, China;  
3. Research Center of Laser Fusion, CEAP, Mianyang 621900, China)

**Abstract:** By analyzing the limitations of traditional birefringent crystal depolarizer, a new kind of depolarizer was designed for monochromatic pulse light. This depolarizer is made up of two quartz crystal wedges, and the angle between the two wedges' optical axes is  $45^\circ$ . The results of theoretical calculation show that this device can depolarize monochromatic pulse light. Software simulation based on the advanced system analysis program (ASAP) shows that emergent light's degree of polarization (DOP) is less than 0.00126. This depolarizer can depolarize monochromatic light with arbitrary polarization state, and it also works for quasi-monochromatic light. Besides, the depolarization results are independent of time domain.

**Key words:** polarization; depolarizer; crystal double optical wedges; spatial domain depolarization; Mueller matrix

收稿日期:2010-05-04; 修回日期:2010-05-28

基金项目:国家自然科学基金(10776009,60877044)

作者简介:葛菁华(1985—),女,山东烟台人,硕士研究生,主要从事新型光纤无源器件、光学设计及光电系统计算机仿真等方面的研究工作。E-mail: sandra-1121@163.com

### 引言

在高功率固体激光系统中, 根据 ICF 物理实验要求, 需要给 ICF 激光驱动器后端系统提供一个已初步整形并具有一定能量、带宽、高信噪比与高光束质量的激光脉冲作为“种子”光源<sup>[1]</sup>。提供稳定的激光脉冲“种子”光源的关键之一就是退偏振理论和技术<sup>[2]</sup>。此外, 退偏器也是光纤传感器等偏振敏感性光学系统中的关键器件<sup>[3-6]</sup>。现有退偏的方法根据其原理主要分为空域平均法、时域平均法、光谱平均法和能量平均法 4 大类<sup>[7]</sup>。由于在激光驱动器前端所产生的光脉冲是单色单次短脉冲, 一般采取空域平均退偏法<sup>[1]</sup>。

本文将采取空域平均退偏法讨论传统晶体光楔退偏器用于对单色脉冲光实施退偏存在的局限性, 设计一种新型的双光楔晶体退偏器, 提供对任意偏振态的单色脉冲光实现退偏, 且退偏效果与光在晶体中的传播时间无关的方案。

### 1 传统光楔型晶体退偏器局限性分析

空域平均退偏法的基本原理<sup>[8]</sup>为: 把双折射晶体或旋光晶体制作成一定楔角, 入射光束通过双折射晶体光楔后, o 光与 e 光通过晶体时在晶体不同位置出射时产生不同的相位延迟量, 导致各位置出射光的偏振态不同, 出射光将在线偏振光、椭圆偏振光、圆偏振光之间周期性地变化, 如果厚度的变化使相位延迟量分布在  $[0, 2k\pi]$  ( $k$  为整数), 出射光中将包含所有的偏振态, 总的积分平均效果可视达到退偏。

光楔晶体退偏器主要的优点是对入射信号光的光谱无限制(除受材料传输光谱限制以外), 并且不产生时间上的调制。传统的晶体光楔退偏器一般包括单光楔晶体退偏器和双光楔晶体退偏器。单轴双折射晶体光楔作为退偏器只能对特殊入射光束完全退偏振, 而当入射光的  $E$  矢量与晶体光楔的快轴平行或垂直时, 出射光束的偏振度  $P=1$ , 此时退偏器没有退偏效果。

传统双光楔晶体退偏器的 2 块光楔的楔角相等, 斜面相互紧贴。入射光束垂直于第一块光楔前表面入射, 晶体的光轴均垂直于入射光的入射方向。第一块光楔的快轴与  $x$  轴平行 ( $\theta_1=0$ ), 第二块光楔的快轴与  $x$  轴成  $\frac{\pi}{4}$  ( $\theta_2=\frac{\pi}{4}$ ), 按图 1 方式组合。

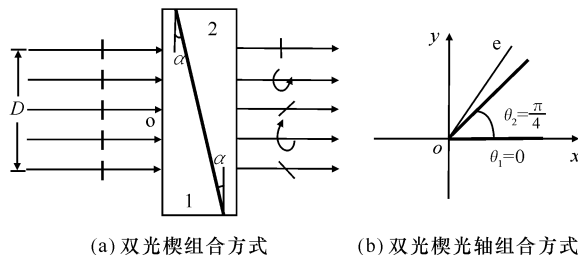


图 1 普通的双光楔晶体退偏器  
Fig. 1 Diagrams of typical double-wedges crystal depolarizer

设在入射光束横截面内的任一位置的光线的 Stokes 参量均为  $S=[S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3]^T$ , 光线经过第一块光楔晶体的最大厚度为  $L_{max}$ , 最小厚度为  $L_{min}$ , 不同光线经过第一块和第二块晶体的厚度分别为  $L_{1i}$  和  $L_{2i}$  ( $L_{min} \leq L_{1i}, L_{2i} \leq L_{max}$ ), 对应的相位延迟量分别为  $\epsilon_{1i}$  和  $\epsilon_{2i}$ , 经过 2 块光楔后对应的出射光线的 Stokes 参量  $S'_i=[S'_{i0} \ S'_{i1} \ S'_{i2} \ S'_{i3}]^T$ , 则<sup>[9]</sup>

$$S'_i = M\left(\frac{\pi}{4}, \epsilon_{2i}\right) M(0, \epsilon_{1i}) S \tag{1}$$

式中  $M(0, \epsilon_{1i})$  和  $M\left(\frac{\pi}{4}, \epsilon_{2i}\right)$  分别为 2 块光楔的穆勒矩阵, 根据单轴双折射晶体的穆勒矩阵定义<sup>[9]</sup>:

$$M(0, \epsilon_{1i}) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\epsilon_{1i} & \sin\epsilon_{1i} \\ 0 & 0 & -\sin\epsilon_{1i} & \cos\epsilon_{1i} \end{bmatrix}$$

$$M\left(\frac{\pi}{4}, \epsilon_{2i}\right) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\epsilon_{2i} & 0 & -\sin\epsilon_{2i} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin\epsilon_{2i} & 0 & \cos\epsilon_{2i} \end{bmatrix}$$

即

$$\begin{bmatrix} S'_{i0} \\ S'_{i1} \\ S'_{i2} \\ S'_{i3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \cos\epsilon_{2i} + \frac{1}{2} (S_2 + S_3) [\sin(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) - \sin(\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i})] \\ S_2 \cos\epsilon_{1i} + S_3 \sin\epsilon_{1i} \\ S_1 \sin\epsilon_{2i} + \frac{1}{2} (S_3 - S_2) [\sin(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) + \sin(\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i})] \end{bmatrix}$$

式中:  $-2k\pi \leq (\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) \leq 2k\pi$ ;  $\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n (L_{min} + L_{max}) = \epsilon_0$  ( $\epsilon_0$  为常量)。在空间对每一出射光线对相位

延迟量做积分再求平均, 可以得到出射光束的  $S'$  中各元素为

$$\begin{cases} S'_0 = S_0 \\ S'_1 = \frac{1}{2k\pi} \int_0^{2k\pi} S_1 \cos \epsilon_{2i} d\epsilon_{2i} + \frac{1}{4k\pi} \int_{-2k\pi}^{2k\pi} \left[ \frac{1}{2} (S_2 + S_3) \sin(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) \right] d(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) - \frac{1}{2} (S_2 + S_3) \sin \epsilon_0 = \\ \quad - \frac{1}{2} (S_2 + S_3) \sin \epsilon_0 \\ S'_2 = \frac{1}{2k\pi} \int_0^{2k\pi} [S_2 \cos \epsilon_{1i} + S_3 \sin \epsilon_{1i}] d\epsilon_{1i} = 0 \\ S'_3 = \frac{1}{2k\pi} \int_{2k\pi}^0 S_1 \cos \epsilon_{2i} d\epsilon_{2i} + \frac{1}{4k\pi} \int_{-2k\pi}^{2k\pi} \left[ \frac{1}{2} (S_3 - S_2) \sin(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) \right] d(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) + \frac{1}{2} (S_3 - S_2) \sin \epsilon_0 = \\ \quad \frac{1}{2} (S_3 - S_2) \sin \epsilon_0 \end{cases}$$

所以, 根据偏振度的定义, 经过 2 块光楔后出射光束的偏振度  $P$  为

$$P = \frac{\sqrt{S_1'^2 + S_2'^2 + S_3'^2}}{S_0'} = \frac{|\sin \epsilon_0| \sqrt{2(S_2^2 + S_3^2)}}{2S_0} \quad (2)$$

当  $\epsilon_0 = m\pi$  ( $m$  为整数), 即  $\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n (L_{\min} + L_{\max}) = m\pi$  时, 由(2)式可知出射光的偏振度  $P = 0$ , 这种情况下该双光楔是理想的退偏器。此时要求任意光线经过 2 块晶体光楔的路径总长度  $L$  须满足:

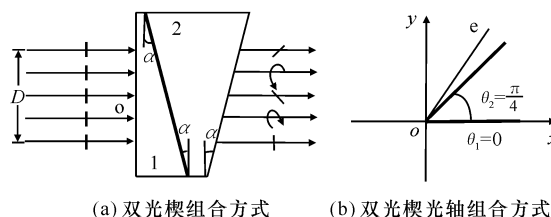
$$L = (L_{\min} + L_{\max}) = \frac{m\lambda}{2\Delta n} \quad (3)$$

此关系对双光楔晶体的厚度要求比较严格, 给实际制作带来了难度。

## 2 新型单色光双光楔晶体退偏器的理论设计

为了实现对任意偏振态的入射光实现完全退偏, 我们提出了一种新型的双光楔空域退偏器。如图 2(a) 所示, 第一块光楔的楔角为  $\alpha$ , 第二块光楔的楔角为  $2\alpha$ , 斜面紧贴, 按图 2(a) 所示组合。2 块光楔

的光轴均平行于第一块光楔的前表面, 第一块光楔的快轴与  $x$  轴平行 ( $\theta_1 = 0$ ), 第二块光楔的快轴与  $x$  轴成  $\frac{\pi}{4}$  ( $\theta_2 = \frac{\pi}{4}$ ), 如图 2(b) 所示。入射光束入射方向垂直于第一块光楔前表面。



(a) 双光楔组合方式 (b) 双光楔光轴组合方式

图 2 新型的双光楔退偏器

Fig. 2 Diagrams of new-type crystal double-wedges depolarizer

设在入射光束横截面的任一位置的光线其 Stokes 参量均为  $S = [S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3]^T$ 。光线经过第一块光楔晶体的最大厚度为  $L_{\max}$ , 最小厚度为  $L_{\min}$ , 不同光线经过第一块和第二块晶体的厚度分别为  $L_{1i}$  和  $L_{2i}$  ( $L_{\min} \leq L_{1i} \leq L_{\max}, 2L_{\min} \leq L_{2i} \leq 2L_{\max}$ ), 对应相位延迟量分别为  $\epsilon_{1i}$  和  $\epsilon_{2i}$ , 经过 2 块光楔后出射光线的 Stokes 参量为  $S'_i = [S'_{i0} \ S'_{i1} \ S'_{i2} \ S'_{i3}]^T$ 。经过 2 块光楔后出射光束的 Stokes 参量为  $S' = [S'_0 \ S'_1 \ S'_2 \ S'_3]^T$ 。根据图 2 所示, 有关系式:

$$S'_i = M\left(\frac{\pi}{4}, \epsilon_{2i}\right) M(0, \epsilon_{1i}) S = \begin{bmatrix} S'_{i0} \\ S'_{i1} \\ S'_{i2} \\ S'_{i3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \cos \epsilon_{2i} + \frac{1}{2} (S_2 + S_3) [\sin(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) - \sin(\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i})] \\ S_2 \cos \epsilon_{1i} + S_3 \sin \epsilon_{1i} \\ S_1 \sin \epsilon_{2i} + \frac{1}{2} (S_3 - S_2) [\sin(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) + \sin(\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i})] \end{bmatrix}$$

式中:

$$\begin{cases} \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\min} \leq \epsilon_{1i} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{1i} \leq \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\max} \\ \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot 2L_{\min} \leq \epsilon_{2i} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{2i} \leq \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot 2L_{\max} \end{cases}$$

$$\begin{cases} -2k\pi - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\max} \leq (\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) \leq 2k\pi - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\min} \\ 2k\pi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\min} \leq (\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i}) \leq 2k\pi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\max} \end{cases}$$

由图 2 所示的组合方式可得:

可得出射光束的 Stokes 参量  $S'$  为

$$\begin{cases} S'_0 = S_0 \\ S'_1 = \frac{1}{2k\pi} \int_0^{2k\pi} S_1 \cos \epsilon_{2i} d\epsilon_{2i} + \frac{1}{6k\pi} \int_{-2k\pi - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\max}}^{2k\pi - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\min}} \left[ \frac{1}{2} (S_2 + S_3) \sin(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) \right] d(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) - \\ \frac{1}{2k\pi} \int_{2k\pi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\min}}^{2k\pi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\max}} \frac{1}{2} (S_2 + S_3) \sin(\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i}) d(\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i}) = 0 \\ S'_2 = \frac{1}{2k\pi} \int_0^{2k\pi} [S_2 \cos \epsilon_{1i} + S_3 \sin \epsilon_{1i}] d\epsilon_{1i} = 0 \\ S'_3 = \frac{1}{2k\pi} \int_0^{2k\pi} S_1 \cos \epsilon_{2i} d\epsilon_{2i} + \frac{1}{6k\pi} \int_{-2k\pi - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\max}}^{2k\pi - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\min}} \left[ \frac{1}{2} (S_3 - S_2) \sin(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) \right] d(\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}) + \\ \frac{1}{2k\pi} \int_{2k\pi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\min}}^{2k\pi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{\max}} \frac{1}{2} (S_3 - S_2) \sin(\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i}) d(\epsilon_{1i} + \epsilon_{2i}) = 0 \end{cases}$$

出射光束的 Stokes 参量为  $S' = [S'_0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$ , 归一化后为  $S' = [1 \ 0 \ 0 \ 0]^T$ , 此式即为完全非偏振光的 Stokes 参量<sup>[9]</sup>, 说明出射光束已经被完全退偏。

这种方案中, 第二块光楔的楔角并不一定要取  $2\alpha$ , 也可以取  $(\alpha + \beta)$  (其中  $\beta$  满足  $\tan \beta = \frac{k'\lambda}{\Delta n D}$ ,  $k'$  为整数), 同样可以得到以上的结果。由以上分析可见, 这里设计的新型双光楔晶体退偏器优于单楔型和普通的双光楔晶体退偏器, 能对任意偏振态的单色脉冲光实现完全退偏, 而且退偏效果与光传播时间无关。

### 3 基于 ASAP 仿真计算与分析

光学设计软件 (ASAP) 具有仿真计算物理光学的功能, 能够模拟单色光经过单轴双折射晶体组合前后的偏振度变化。本文基于 ASAP, 通过设置具有不同 Stokes 参量的入射偏振光, 验证本文提出的退偏器设计方案 (如图 3 所示) 的退偏效果。

仿真实验装置图说明: 第一块晶体光楔 C1 的侧视图为一个直角梯形, 楔角为  $\alpha$  ( $\alpha$  满足 (3) 式), C1 的快轴方向平行于 C1 前表面且沿为水平方向; 第二块晶体光楔 C2 的侧视图为一个等腰梯形, 两腰成  $2\alpha$  角, C2 的快轴方向平行于 C1 的前表面且与水平方向成  $\frac{\pi}{4}$  (如图 2(b) 所示)。入射光光束直径

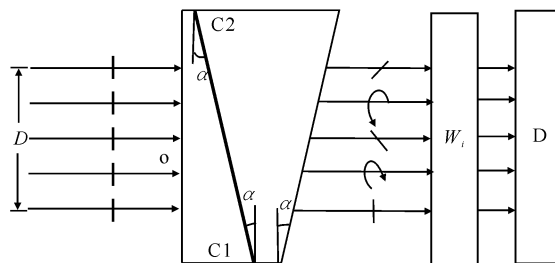


图 3 偏振度测量仿真实验装置图

Fig. 3 Experimental set-up of DOP measurement simulation  
为  $D$ , 垂直入射到 C1 的前表面, 偏振态为已知 (在 ASAP 中可设置)。D 为光功率测量装置,  $W_i (i=1, 2, 3, 4)$  和 D 用于测量计算出射光的偏振度:  $W_1$  为不加任何元件, 此时 D 测量出射光的总光强  $I_{\text{total}}$ ;  $W_2$  为透光方向沿水平方向的线偏振器, 此时 D 测量出射光在水平方向光强分量  $I_0$ ;  $W_3$  为透光方向与沿水平方向成  $\frac{\pi}{4}$  的线偏振器, 此时 D 测量出射光在  $\frac{\pi}{4}$  方向光强分量  $I_{\frac{\pi}{4}}$ ;  $W_4$  为依次放置  $1/4$  波片和透光方向与沿水平方向成的  $\frac{\pi}{4}$  线偏振器, 此时 D 测量出射光的右旋光总光强  $I_{\text{RC}}$ 。则出射光的 Stokes 参量  $S = [S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3]^T$  各元素<sup>[9]</sup>为

$$\begin{cases} S_0 = I_{\text{total}} \\ S_1 = 2I_0 - I_{\text{total}} \\ S_2 = 2I_{\frac{\pi}{4}} - I_{\text{total}} \\ S_3 = 2I_{\text{RC}} - I_{\text{total}} \end{cases} \quad (4)$$

仿真参数:入射偏振光的波长 $\lambda=1\ 053\ \text{nm}$ ,光束直径 $D=2\ \text{mm}$ ,光楔材料采用 $\Delta n=+0.009$ 的石英晶体,楔角设定为 $\alpha=6.7^\circ$ 。2块晶体光楔的光轴方向平行于第一块晶体的前表面,且互成 $\frac{\pi}{4}$ 。

表1列出了一些不同偏振态(线偏振、圆偏振与椭圆偏振)的入射偏振光经此退偏器后的退偏效果。图中各种椭圆(包括圆和直线)分别表示各点处的偏振态,其椭圆率是由该点出射光电矢量的 $x,y$

分量之间的相位差决定的。对比退偏器的入射光与出射光的偏振图,可知不管入射光具有何种偏振态,出射光总是在光束横截面内周期性地均匀出现线偏振光、椭圆偏振光、圆偏振光,因而可以在空间平面内积分平均达到退偏的目的。仿真计算结果表明,对于任意偏振态的入射偏振光,本文设计的退偏器均能非常理想地实现退偏,退偏后的出射光偏振度 $P<0.002$ ,与理论结果很好地吻合。

表1 不同偏振态入射光的退偏效果

Table 1 Depolarizing effect of light with different polarization states

入射光 Stokes 参量及偏振度	入射光偏振图	出射光偏振图	出射光偏振度
线偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=1.57 \times 10^{-5}$
线偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=5.24 \times 10^{-5}$
线偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ \frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=1.26 \times 10^{-3}$
线偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{1}{2} \\ 0 \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=1.20 \times 10^{-3}$

续表

入射光 Stokes 参量及偏振度	入射光偏振图	出射光偏振图	出射光偏振度
圆偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=5.24 \times 10^{-5}$
椭圆偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ \frac{1}{2} \\ 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=1.26 \times 10^{-3}$
椭圆偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \\ \frac{1}{2} \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=1.20 \times 10^{-3}$
椭圆偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=8.47 \times 10^{-4}$
椭圆偏振光 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{1}{2} \end{bmatrix}$ $P=1$			$P=2.06 \times 10^{-4}$

#### 4 结论

本文针对单色脉冲光采用空域平均的退偏振方法,提出了一种新型的双光楔晶体退偏器,由2

个光轴互相成 $45^\circ$ 并设计成特殊结构的石英晶体光楔组合而成(如图2所示)。此退偏器的特点是对于任意偏振态的单色入射光都可实现有效的退偏,也

适用于对准单色光进行退偏,能够实现对单色脉冲光的完全退偏。理论计算出射光束的 Stokes 参量  $S' = [1 \ 0 \ 0 \ 0]^T$ , 为完全非偏振光的 Stokes 参量,表明经过该退偏器后光束可实现完全退偏。基于 ASAP 光学设计软件仿真计算结果表明:对多种偏振态的入射光退偏后的出射光偏振度  $P < 0.002$ ,与理论分析结果吻合。这种新型双光楔晶体退偏器克服了单楔型和普通双楔型晶体退偏器的局限性,能够对任意偏振态的单色脉冲光实现完全退偏,而且退偏效果与光传播时间无关。

#### 参考文献:

- [1] 邓青华,隋展,李明中,等.用于ICF的新型单色退偏器[J].强激光与粒子束,2005,17(9):1391-1393.  
DENG Qing-hua, SUI Zhan, LI Ming-zhong, et al. A new homochromous depolarizer applied in ICF[J]. High Power Laser and Particle Beam, 2005, 17(9): 1391-1393. (in Chinese with an English abstract)
- [2] 王建军,李明中,邓青华,等.ICF驱动器光纤前端系统偏振控制技术[J].强激光与粒子束,2006,18(5):803-806.  
WANG Jian-jun, LI Ming-zhong, DENG Qing-hua, et al. Polarization control technology of fiber front-end system in ICF driver[J]. High Power Laser and Particle Beam, 2006, 18(5): 803-806. (in Chinese with an English abstract)
- [3] 许福运,李国华.退偏振器研究的历史现状及其应用[J].光学仪器,1995,17(2):37-40.  
XU Fu-yun, LI Guo-hua. Study on history and present situation of depolarizer and their applications [J]. Optical Instruments, 1995, 17(2): 37-40. (in Chinese with an English abstract)
- [4] 刘小平,李栋宇,张志友,等.物光的偏振性对全息记录质量的影响[J].应用光学,2007,28(4):483-487.  
LIU Xiao-ping, LI Dong-yu, ZHANG Zhi-you, et al. Influence of polarization of object light on quality of holographic record[J]. Journal of Applied Optics, 2007, 28(4): 483-487. (in Chinese with an English abstract)
- [5] WEN Zhong-li. Depolarizer; US, 7039262[P]. 2006-05-02.
- [6] YAO X T S. Device for depolarizing polarized light; US, 6498869[P]. 2002-12-24.
- [7] 罗勇.退偏器的设计方法研究[D].武汉:华中科技大学,2006.  
LUO Yong. Study of design method of depolarizer [D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2006. (in Chinese)
- [8] 许福运,谭均明,李敏.石英光楔退偏振器研究[J].应用光学,1990,6(6):25-27.  
XU Fu-yun, TAN Jun-ming, LI Min. Study on quartz wedge depolarizer [J]. Journal of Applied Optics, 1990, 6(6): 25-27. (in Chinese with an English abstract)
- [9] 安东尼·杰拉德,詹姆斯·伯奇.矩阵光学导论[M].竺庆春,陈时胜,译.上海:上海科学技术文献出版社,1991:191-194.  
GERRARD A, BURCH J M. Introduction to matrix methods in optics[M]. Translated by ZHU Qing-chun, CHEN Shi-sheng. Shanghai: Shanghai Science and Technology Publishing House, 1991: 191-194. (in Chinese)