

# 基于级联铌酸锂泡克尔斯效应的偏振转换器

郑国梁<sup>1,2</sup> 徐世祥<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup>深圳大学电子科学与技术学院, 广东 深圳 518060; <sup>2</sup>深圳大学深圳市微纳光子信息技术重点实验室, 广东 深圳 518060)

**摘要** 提出一个基于级联铌酸锂泡克尔斯效应的偏振转换器。偏振转换器由 3 个附有横向电极的铌酸锂晶体组成, 通过调节 3 个外加电场可以将任意偏振态的入射光转换为任何想要的偏振态的光输出。利用线性电光效应的折射率椭球和耦合波理论研究入射光通过偏振转换器的偏振态变化, 并举例说明偏振转换器如何将某一椭圆偏振光转换为任意偏振角的线偏振光、右(或左)旋圆偏振光和任意椭圆率的椭圆偏振光。

**关键词** 光电子学; 电光偏振转换器; 泡克尔斯效应; 线性电光效应耦合波理论; 铌酸锂

**中图分类号** 0436.4

**OCIS** 230.2090 260.1180

**文献标识码** A

## Polarization Converter Based on Cascaded Pockels Effect

Zheng Guoliang<sup>1,2</sup> Xu Shixiang<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> College of Electronic Science and Technology, Shenzhen University, Shenzhen, Guangdong, 518060, China  
<sup>2</sup> Shenzhen Key Laboratory of Micro-Nano Photonic Information Technology, Shenzhen University, Shenzhen, Guangdong 518060, China

**Abstract** A polarization converter based on cascaded transverse Pockels effect is presented. It consists of three lithium niobate crystals with external electric fields perpendicular to the light propagating direction. The refractive index ellipsoid theory and wave coupling theory for Pockels effect are employed to study the process of light propagating along the crystals. The study demonstrates that the polarization converter can transform an arbitrary polarized light to any desired polarized light by varying the three external electric fields. The examples to transform an arbitrary light to a linearly polarized light, a circularly polarized light and a desired elliptically polarized light are given.

**Key words** optoelectronics; electro-optical polarization converter; Pockels effect; wave coupling theory of linear electro-optic effect; lithium niobate

## 1 引言

偏振态是光波的一个重要特性, 偏振转换器在相干光学系统中扮演着极其重要的角色。例如, 在相干探测器<sup>[1]</sup>、偏振型光开关<sup>[2]</sup>、Solc 型滤波器<sup>[3,4]</sup>等一些偏振依赖光学器件中, 入射光必须为既定的偏振态, 否则会出现偏振损耗或者其他一些负面影响, 严重影响器件甚至整个系统的正常工作。因此, 有关偏振态的控制、测量以及表述的研究一直是国内外研究人员研究的重点<sup>[5,15]</sup>。现有的偏振转换器主要利用法拉弟(磁光)效应<sup>[5,6]</sup>、电光效应<sup>[7~9]</sup>、电光效应-磁光效应<sup>[10,15]</sup>制作而成。本文提出一种基于级联铌酸锂效应的偏振转换器, 能够将任意偏振态的入射光转化到任意既定的偏振态。

## 2 理论分析

偏振转换器的原理示意图如图 1(a)所示, 它利用 3 个普通 LiNbO<sub>3</sub> 晶体的横向电光效应制作而成: 第一块晶体的外加电场沿着晶体的  $z$  轴; 第二块晶体的外加电场加在晶体  $x$  轴和  $y$  轴的角平分线上; 而第三块晶体的切割、放置和外加电场方向都与第一块晶体的情况完全一致。实验室坐标系 XYZ 如图 1(b)所示,  $Z$  轴沿着第二块晶体的  $z$  轴,  $Y$  轴沿着晶体  $x$  轴和  $y$  轴的角平分线。晶体坐标系  $x_i y_i z_i (i=1, 2, 3)$  与实验室坐标

收稿日期: 2009-12-16; 收到修改稿日期: 2009-12-30

基金项目: 国家自然科学基金(60878017)和深圳大学博士启动项目(801000034)资助课题。

作者简介: 郑国梁(1980—), 男, 博士, 讲师, 主要从事光学超晶格非线性光学和电光器件设计等方面的研究。

E-mail: zhgl@szu.edu.cn

系  $XYZ$  的关系如图 1(c), (d) 所示, 晶体坐标轴  $x_1$  ( $x_3$ ) 轴和  $z_2$  轴与实验室坐标轴  $Z$  轴平行。光波沿实验室坐标  $Z$  轴传播, 通过调节 3 个外加电场可以将任意偏振态的入射光转换为任何想要的偏振态的光输出。

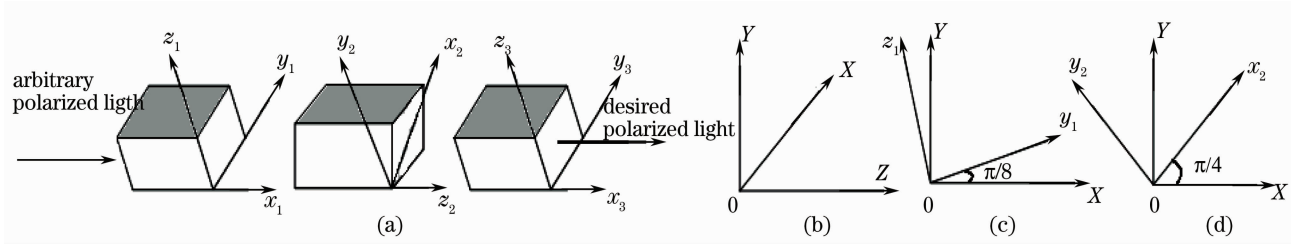


图 1 偏振转换器原理示意图

Fig. 1 Scheme of polarization controller

假设入射光为一任意偏振态的光, 入射光场在第一块晶体的晶体坐标系里 (以下都采用这个坐标系来表示光场) 可以表示成

$$\mathbf{E}_i = E_i [\cos \varphi \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin \varphi \exp(i\delta) \hat{\mathbf{z}}_1], \quad (1)$$

式中  $E_i$  为入射光的振幅, 不失一般性, 可令  $E_i = 1$ ;  $\varphi$  和  $\delta$  为描述偏振态的两个参量, 可以通过偏振分析器测量确定下来<sup>[8]</sup>;  $\hat{\mathbf{y}}_1$  与  $\hat{\mathbf{z}}_1$  分别是第一块晶体  $y$  轴和  $z$  轴的方向矢量。由于外加电场加在第一块晶体的  $z$  轴方向上, 由折射率椭球理论, 可知光场通过第一块晶体后变成<sup>[16]</sup>

$$\mathbf{E}_1 = \cos \varphi \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin \varphi \exp\left\{i\left[n_e - n_o - \frac{1}{2}(r_{33}n_e^3 - r_{13}n_o^3)E_1\right] \frac{2\pi L_1}{\lambda} + i\delta\right\} \hat{\mathbf{z}}_1 \quad (2)$$

式中  $n_o$  和  $n_e$  为加电场前  $o$  光与  $e$  光的主折射率,  $L_1$  与  $E_1$  为第一块晶体的长度与外加电场强度。令

$$\left[n_e - n_o - \frac{1}{2}(r_{33}n_e^3 - r_{13}n_o^3)E_1\right] \frac{2\pi L_1}{\lambda} + \delta = \frac{\pi}{2} + m\pi, \quad (m \text{ is integer}) \quad (3)$$

则出射光是以  $y_1$  轴和  $z_1$  轴为主轴的椭圆偏振光。令  $m=0$ , 则从第一块晶体出射的光为

$$\mathbf{E}_{o1} = \cos \varphi \hat{\mathbf{y}}_1 + i \sin \varphi \hat{\mathbf{z}}_1. \quad (4)$$

第二块晶体是整个偏振转换器的核心, 光的两个分量在晶体中发生电光耦合, 通过适当调节第二块晶体的外加电场, 就能按照既定偏振态的要求重新分配两个光分量的能量。利用线性电光效应耦合波理论<sup>[9, 17]</sup>, 得到光从第二块晶体出射的光场为

$$\mathbf{E}_{o2} = \cos\left(\varphi + \frac{1}{2}k_0 n_o^3 E_2 r_{61} L_2\right) \hat{\mathbf{y}}_1 + i \sin\left(\varphi + \frac{1}{2}k_0 n_o^3 E_2 r_{61} L_2\right) \hat{\mathbf{z}}_1 \quad (5)$$

式中  $L_2$  与  $E_2$  分别为第二块晶体的长度与外加电场强度。从(5)式可知, 只要适当调节外加电场, 两个分量的光的能量就可以重新分配。必须指出的是, 由于光是沿着光轴传播, 光的两个分量的相位是匹配的, 对光波长没有任何限制。如果从第一块晶体输出的  $o$  光和  $e$  光相位差不是严格的  $\pi/2$ , 倘若第二块晶体还按照既定方案加电场, 那么第二块晶体就不能严格按照目标偏振态的能量分配, 从而影响偏振控制器的精度。

第三块晶体和第一块晶体的切割与放置完全一样, 外电场也沿着晶体  $z$  轴, 因此, 光通过第三块晶体后, 出射光可以表示成

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{o3} = & \cos(\varphi + d_1 L_2) \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin(\varphi + d_1 L_2) \exp\left\{i\left[n_e - n_o - \frac{1}{2}(r_{33}n_e^3 - r_{13}n_o^3)E_3\right] \frac{2\pi L_3}{\lambda} + i\pi/2\right\} \hat{\mathbf{z}}_1 = \\ & \cos\left(\varphi + \frac{1}{2}k_0 n_o^3 E_2 r_{61} L_2\right) \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin\left(\varphi + \frac{1}{2}k_0 n_o^3 E_2 r_{61} L_2\right) \exp\left\{i\left[n_e - n_o - \frac{1}{2}(r_{33}n_e^3 - r_{13}n_o^3)E_3\right] \frac{2\pi L_3}{\lambda} + i\pi/2\right\} \hat{\mathbf{z}}_1, \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $L_3$  与  $E_3$  分别为第三块晶体的长度与外加电场强度。从(6)式可以知道, 通过调节  $E_2$  和  $E_3$ , 输出光可以调整为任意偏振态。

### 3 应用举例

假设入射光波长为 632.8 nm, 工作温度为 25 °C, 利用文献[18]中  $\text{LiNbO}_3$  的折射率色散公式可以求得  $o$  光与  $e$  光主折射率分别为 2.28843 和 2.20192。  $\text{LiNbO}_3$  晶体<sup>[19]</sup> 的非零电光张量元和取值为 (单位 pm/V)  $r_{12} =$

—3.40,  $r_{13}=8.6, r_{33}=30.8, r_{42}=28, r_{22}=-r_{12}, r_{23}=r_{13}, r_{51}=r_{42}$  和  $r_{61}=r_{12}$ 。另外,不妨假设三块晶体的长度都为 2.50 cm。

### 3.1 椭圆偏振光转换为线偏振光

假设入射光的偏振态为

$$\mathbf{E}_i = \cos 50^\circ \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin 50^\circ \exp(i40^\circ) \hat{\mathbf{z}}_1, \quad (7)$$

目标偏振态为

$$\mathbf{E}_o = \cos 20^\circ \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin 20^\circ \hat{\mathbf{z}}_1. \quad (8)$$

入射光首先经过第一块晶体,要出射光的 o 光与 e 光分量相位差为  $\pi/2$ ,由(2)式求得  $E_1 = -319$  V/cm。于是,从第一块晶体出射的光为

$$\mathbf{E}_1 = \cos 50^\circ \hat{\mathbf{y}}_1 + i \sin 50^\circ \hat{\mathbf{z}}_1 \quad (9)$$

在第二块晶体中,光沿着  $\hat{\mathbf{y}}_1$  和  $\hat{\mathbf{z}}_1$  方向的两个分量发生电光耦合,其能量重新分配,为达到目标偏振态,由(5)式,要求

$$\frac{50}{180}\pi + \frac{1}{2}k_0 n_0^3 E_2 r_{61} L_2 = \frac{20}{180}\pi, \quad (10)$$

求得  $E_2 = 1035$  V/cm。这时从第二块晶体出射的光场为

$$\mathbf{E}_{o2} = \cos 20^\circ \hat{\mathbf{y}}_1 + i \sin 20^\circ \hat{\mathbf{z}}_1. \quad (11)$$

为了使得从第三块晶体出射的光为线偏振光,从(6)式可知,要求

$$\left[ n_e - n_o - \frac{1}{2}(r_{33}n_e^3 - r_{13}n_o^3)E_3 \right] \frac{2\pi}{\lambda} L_3 + \pi/2 = 2m\pi, \quad (m \text{ is integer}) \quad (12)$$

令  $m=0$ ,求得  $E_3 = 553$  V/cm。

### 3.2 椭圆偏振光转换为圆偏振光

入射光为  $\mathbf{E}_i = \cos 50^\circ \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin 50^\circ \exp(i40^\circ) \hat{\mathbf{z}}_1$ ,目标偏振态为右旋圆偏振光,即

$$\mathbf{E}_o = \frac{\sqrt{2}}{2} \hat{\mathbf{y}}_1 + \frac{\sqrt{2}}{2} \exp\left(i \frac{\pi}{2}\right) \hat{\mathbf{z}}_1. \quad (13)$$

第一块晶体的作用跟第一种情况一样,它使得从第一块晶体的出射光为  $y_1$  和  $z_1$  为主轴的椭圆偏振光,因此,其所需的电场也为  $E_1 = -319$  V/cm。第二块晶体负责将  $y_1$  和  $z_1$  分量的能量重新分配,为获得圆偏振光,两分量的能量必须相等,由(5)式,有

$$\cos\left(\varphi + \frac{1}{2}k_0 n_0^3 E_2 r_{61} L\right) = \sin\left(\varphi + \frac{1}{2}k_0 n_0^3 E_2 r_{61} L\right), \quad (14)$$

求得第二块晶体所需电场的一种取值为  $E_2 = 172$  V/cm。这时,从第二块晶体出来的光已经是目标偏振态的光,即

$$\mathbf{E}_{o2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \hat{\mathbf{y}}_1 + \frac{\sqrt{2}}{2} \exp\left(i \frac{\pi}{2}\right) \hat{\mathbf{z}}_1. \quad (15)$$

为了使得光经过第三块晶体后不产生任何附加相位,要求

$$\left[ n_e - n_o - \frac{1}{2}(r_{33}n_e^3 - r_{13}n_o^3)E_3 \right] \frac{2\pi}{\lambda} L_3 = 2m\pi, \quad (m \text{ is integer}) \quad (16)$$

求得(16)式的一个解为  $E_3 = 2234$  V/cm。若令(16)式左边等于  $\pi$ ,则得到左旋的圆偏振光,即  $\mathbf{E}_{o3} = \frac{\sqrt{2}}{2} \hat{\mathbf{y}}_1 + \frac{\sqrt{2}}{2} \exp\left(-i \frac{\pi}{2}\right) \hat{\mathbf{z}}_1$ 。

### 3.3 椭圆偏振光转换为椭圆偏振光

入射光为  $\mathbf{E}_i = \cos 50^\circ \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin 50^\circ \exp(i40^\circ) \hat{\mathbf{z}}_1$ ,目标偏振态为右旋椭圆偏振光,其椭圆率  $e$ (短轴和长轴之比)为 0.3,椭圆方位角  $\varphi$  为  $40^\circ$ 。通过变换<sup>[20]</sup>,可以得到目标偏振态的光场为

$$\mathbf{E}_o = \cos(0.712) \hat{\mathbf{y}}_1 + \sin(0.712) \exp(0.56i) \hat{\mathbf{z}}_1, \quad (17)$$

第一块晶体的作用跟前面两种情况一样,其外加电场为  $E_1 = -319$  V/cm。在第二块晶体中,沿着  $\hat{\mathbf{y}}_1$  和  $\hat{\mathbf{z}}_1$

方向的两个光分量能量重新分配,为达到目标偏振态,由(17)式和(5)式可知,要求

$$\frac{50}{180}\pi + \frac{1}{2}k_0 n_0^3 E_2 r_{61} L_2 = 0.712, \quad (18)$$

求得  $E_0 = 318 \text{ V/cm}$ 。第三块晶体负责调节两个分量的相位差,由(17),(6)式可知,外加电场必须满足

$$\left[ n_c - n_o - \frac{1}{2}(r_{33} n_c^3 - r_{13} n_o^3) E_3 \right] \frac{2\pi}{\lambda} L_3 + \pi/2 = 2m\pi + 0.560, \quad (m \text{ is integer}) \quad (19)$$

令  $m=0$ ,求得  $E_3 = 342 \text{ V/cm}$ 。

## 4 结 论

提出一个新颖的基于级联横向泡克耳斯效应的偏振转换器。这种偏振转换器可以将任意偏振态的光转换为任意想要的偏振态光输出;能将任意偏振态的光转换为线偏振光,并且能将线偏振光的偏振面旋转到任意角度;能将任意偏振态的光转换为左旋或者右旋的圆偏振光;能将任意偏振态的入射光转换为任意椭圆率的左旋或右旋椭圆偏振光。

## 参 考 文 献

- 1 N. G. Walker, G. R. Walker. Polarization control for coherent communications [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1990, **8**(3): 438~458
- 2 A. V. Krishnamoorthy, F. Xu, J. E. Ford *et al.*. Polarization-controlled multistage switch based on polarization-selective computer-generated holograms [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(5): 997~1010
- 3 X. F. Chen, J. H. Shi, Y. P. Chen *et al.*. Electro-optic Solc-type wavelength filter in periodically poled lithium niobate [J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(21): 2115~2117
- 4 G. L. Zheng, W. L. She. Fast and wide-range continuously tunable Solc-type filter based on periodically poled LiNbO<sub>3</sub> [J]. *Appl. Phys. B*, 2007, **88**(4): 545~549
- 5 D. Goldring, Z. Zalevsky, G. Shabtay *et al.*. Magneto-optic-based devices for polarization control [J]. *J. Opt. A*, 2004, **6**(1): 98~105
- 6 X. Chen, L. Yan, X. S. Yao. Waveplate analyzer using binary magneto-optic rotators [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(20): 12989~12994
- 7 H. Shimizu and K. Kaede. Endless polarization controller using electro-optic waveplates [J]. *Electron. Lett.*, 1988, **24**(7): 412~413
- 8 J. H. Shi, X. F. Chen, Y. X. Xia *et al.*. Electro-optical polarization controller based on solc filter in periodically poled lithium niobate [C]. *SPIE*, 2002, **4905**: 490~496
- 9 G. L. Zheng, J. Xu, H. C. Wang *et al.*. Effect of polarization state on electro-optic coupling and its application to polarization rotation [J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(34): 8648~8652
- 10 Zhang Xiaoguang, Duan Gaoyan, Xi Lixia. Research on least number of degrees of freedom for transformation among arbitrary state of polarizations[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(5): 1173~1176  
张晓光, 段高燕, 席丽霞. 偏振控制器完成任意偏振态变化的最小自由度研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(5): 1173~1176
- 11 Luo Yingda, Chen Zhe. Measurement principle and experimental design of polarized light's stokes parameters [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2009, **46**(6): 54~58  
罗英达, 陈哲. 偏振光斯托克斯参量测量原理与测量方法设计[J]. *激光与光电子学进展*, 2009, **46**(6): 54~58
- 12 Zhang Xiaoguang, Fang Guangqing, Zhao Xinyuan *et al.*. Experimental research of polarization stabilization in optical fiber communication systems[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(4): 888~891  
张晓光, 方光青, 赵鑫媛等. 光纤中偏振稳定控制的实验研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(4): 888~891
- 13 Zhang Chao, Wang Lutang, Fang Nian *et al.*. A study of cross-polarization modulation characteristics of dual-channel polSK optical transmission system[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(s1): 86~92  
张超, 王陆唐, 方捻等. 双信道偏振态位移键控光传输系统的交叉偏振调制特性研究[J]. *中国激光*, 2009, **36**(s1): 86~92
- 14 Z. Zhuang, S. W. Suh, and J. S. Patel, Polarization controller using nematic liquid crystals [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(10): 694~696
- 15 L. X. Chen, W. L. She. Arbitrary-to-linear or linear-to-arbitrary polarization controller based on Faraday and Pockels effects in a single BGO crystal [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(23): 15589~15594
- 16 A. Yariv, P. Yeh. *Optical Waves in Crystal; Propagation and Control of Laser Radiation* [M]. New York: Wiley, 1984. 237~238
- 17 W. L. She, W. K. Lee. Wave coupling theory of linear electrooptic effect [J]. *Opt. Commun*, 2001, **195**(1-4): 303~311
- 18 M. V. Hobden, J. Warner. The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate [J]. *Phys. Lett.*, 1966, **22**(3): 243~244
- 19 A. Yariv. *Quantum Electronics*[M]. New York: John Wiley & Sons, 1988. 304~305
- 20 Lu Yaxiong, Lü Baida. *Matrix Optics* [M]. Dalian: Dalian University of Technology Press, 1989. 323~329  
卢亚雄, 吕百达. *矩阵光学*[M]. 大连:大连理工大学出版社, 1989. 323~329