

文章编号: 1001-3806(2014)03-0417-05

## 腔体为单轴晶体的 F-P 滤光片光学性质仿真研究

唐 雄, 姚兰芳\*

(上海理工大学 理学院, 上海 200093)

**摘要:** 为了计算腔体为单轴晶体的 F-P 滤光片的光学性质, 采用理论分析的方法, 对垂直入射到光轴在入射面内的单层单轴晶体薄膜的寻常光与非寻常光在两界面处的电磁场量的边界条件和薄膜两界面处电场量的相位关系进行了分析, 得到了单层晶体薄膜反射率与透射率的计算方法, 并将其应用于腔体为单轴晶体的 F-P 滤光片光学特性的仿真, 取得了滤光片透射率随光轴方向变化的数据。结果表明, 光轴旋转角对 F-P 滤光片的透射峰有明显影响。

**关键词:** 薄膜; 单轴晶体; 非寻常光; 光轴; F-P 滤光片

**中图分类号:** O484.4<sup>+</sup>1      **文献标志码:** A      **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2014.03.029

### Simulation analysis of optical property of uniaxial crystal F-P filters

TANG Xiong, YAO Lanfang

(School of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

**Abstract:** To calculate the optical properties of uniaxial crystal F-P filters, with theoretical analysis, the boundary condition of the electric field of the film at the interface of ordinary light and extraordinary light, vertically from the optical axial to the incident plane of single uniaxial crystal film, and the phase of the electric field of the film at the interface were analyzed. The calculating method of reflectivity and transmission of single crystal film was obtained. After the simulation of optical property of uniaxial crystal F-P filter, the data of the filter transmission changing with the optical axis direction was obtained. The results show that optical axis rotation angle has obvious effect on the transmission peak of F-P filter.

**Key words:** thin films; uniaxial crystal; extraordinary beam; optical axis; F-P filter

## 引 言

当光垂直入射到各向同性薄膜中时, 由于  $s$  偏振光与  $p$  偏振光的导纳相同<sup>[1]</sup>, 它们的反射-透射特性不会发生分离。在这种情况下, 分离两偏振光的方法一般是改变光线入射角。

如果薄膜材料为各向异性介质, 即使光线垂直入射, 寻常光与非寻常光的反射-透射特性一般不同。如果薄膜材料为光轴在入射面内的单轴晶体,  $e$  光平面与入射面平行, 这时  $p$  偏振光为非寻常光,  $s$  偏振光为寻常光<sup>[2-3]</sup>。光线垂直入射时,  $s$  偏振光与  $p$  偏振光的反射-透射特性将发生分离。光在单轴晶体界面的光学特性已经被广泛研究, 并且得到了

比较完善的理论<sup>[4-5]</sup>, 但关于各向异性晶体薄膜光学特性的研究比较少见。

本文中研究了光垂直入射到光轴在入射面内的单轴晶体薄膜中的反射透射特性, 常用的薄膜材料中许多都是各向异性晶体(如石英、硫化锌等), 单轴晶体薄膜光学特性的计算方法为薄膜光学特性精确计算做了有益的修正。将单轴晶体作为法布里-珀洛(Fabry-Perot, F-P)滤光片的腔体, 研究了光轴变化对 F-P 滤光片透射峰的影响, 为调谐滤光片在光纤通信密集波分复用(dense wavelength division multiplexing, DWDM)<sup>[6]</sup>中应用提供了一种新的思路。

## 1 光垂直入射单轴晶体薄膜

光垂直入射到光轴在入射面内的单轴晶体(主折射率为  $n_o, n_e$ )中时, 光波中的寻常光即  $s$  偏振光在晶体薄膜中的折射率恒定为  $n_o$ 。 $s$  偏振光在薄膜中的光学特性可由传递矩阵法计算得到<sup>[7]</sup>:

作者简介: 唐 雄(1988-), 男, 硕士研究生, 主要从事光学功能薄膜和 1 维光子晶体的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: yao\_lanfang@126.com

收稿日期: 2013-07-27; 收到修改稿日期: 2013-08-20

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_0 & \frac{i}{n_0}\sin\delta_0 \\ in_0\sin\delta_0 & \cos\delta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ n_1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{cases} R = \left( \frac{n_i B - C}{n_i B + C} \right) \left( \frac{n_i B - C}{n_i B + C} \right)^* \\ T = \frac{4n_i n_1}{(n_i B + C)(n_i B + C)^*} \end{cases} \quad (2)$$

式中,  $n_i, n_1$  和  $n_0$  分别为入射介质、出射介质和单轴晶体中寻常光折射率;  $\delta_0$  为寻常光在单轴晶体薄膜的相位厚度,  $\delta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 d$ ,  $d$  是薄膜厚度; “\*”表示共轭复数。

非寻常光即  $p$  分量在晶体薄膜中的传播要比寻常光复杂很多。如图 1 所示, 从薄膜上表面(边界  $a$ )到下边界(边界  $b$ )传播的光波(光线)称为正向行进波(光线), 反之, 称为反向行进波(光线)。图 1 中,  $\varphi$  为光轴旋转角;  $\theta_s$  为晶体薄膜中  $e$  光光线与界面法线夹角;  $k_e$  与  $k_s$  分别为晶体薄膜中  $e$  光波矢与光线波矢,  $k_i, k_r$  与  $k_t$  为入射、反射与透射光波矢;  $H$  和  $E$  分别为磁矢量与电矢量, 图中各量的上标“+”与“-”分别表示晶体薄膜内的正向行进分量与反向行进分量。

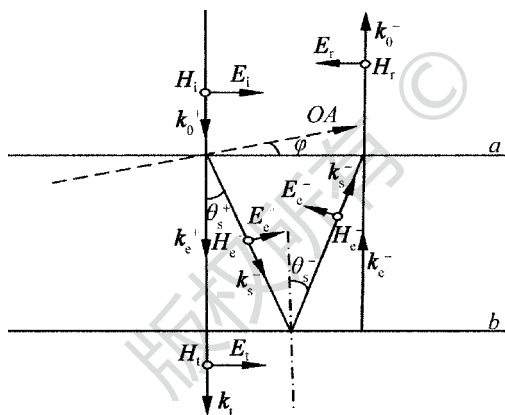


Fig. 1 Vector relationship between  $E$  and  $H$  in the uniaxial crystal thin film when light incident normally

光垂直入射时, 入射角为  $0^\circ$ , 根据入射光、反射光和折射光之间的相位匹配条件<sup>[8]</sup>:

$$\begin{aligned} n_i \sin\theta_i &= n_i \sin\theta_r = n_e^+ \sin\theta_e^+ = \\ n_e^- \sin\theta_e^- &= n_i \sin\theta_t \end{aligned} \quad (3)$$

式中,  $n_e^+$  与  $n_e^-$  为  $e$  光在晶体薄膜中的折射率;  $\theta_i, \theta_r, \theta_t$  与  $\theta_e$  分别为  $e$  光光波入射角、反射角、透射角与晶体薄膜中光波矢与界面法线夹角; 各分量的上标“+”与“-”分别表示晶体薄膜中的正向行进分量与反向行进分量。

光垂直入射时, 容易得到非寻常光在晶体薄膜中的正向行进波与反向行进波与界面法线的夹角均为  $0^\circ$ 。即正向行进波与光轴的夹角  $\psi_e^+ = \frac{\pi}{2} + \varphi$ , 反向行进波与光轴的夹角  $\psi_e^- = \frac{\pi}{2} - \varphi$ , 则正向行进波与反向行进波的折射率分别为<sup>[9]</sup>:

$$\begin{cases} n_e^+ = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \psi_e^+ + n_e^2 \cos^2 \psi_e^+}} = \\ \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi}} \\ n_e^- = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \psi_e^- + n_e^2 \cos^2 \psi_e^-}} = \\ \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi}} \end{cases} \quad (4)$$

从上述两式中可以看出, 当光垂直入射时, 正向行进波与反向行进波的折射率相等。

在单轴晶体中,  $e$  光光线与光轴夹角  $\psi_s$  和  $e$  光波法线与光轴夹角  $\psi_e$  存在如下关系:

$$\tan\psi_s = \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan\psi_e \quad (5)$$

显然, 图 1 中给出的单轴晶体为正单轴晶体, 正向行进光线与界面法线夹角  $\theta_s^+$  和反向行进光线与界面法线夹角  $\theta_s^-$  分别为:

$$\theta_s^+ = \psi_e^+ - \psi_s^+, \theta_s^- = \psi_e^- - \psi_s^- \quad (6)$$

因为在各项同性介质中磁场强度  $|H|$  与电场强度  $|E|$  存在以下关系:

$$\begin{aligned} |H| &= \frac{1}{\mu} |B| = \frac{1}{\omega\mu} |k \times E| = \\ \frac{1}{\omega\mu} |k| \cdot |E| \sin \frac{\pi}{2} &= \\ n \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} |E| \end{aligned} \quad (7)$$

式中,  $\omega$  与  $\mu$  分别为角频率与磁导率;  $\varepsilon_0$  与  $\mu_0$  分别为真空介电常数与真空磁导率。

而在各向异性介质中磁场强度  $|H|$  与电场强度  $|E|$  的关系为<sup>[10]</sup>:

$$\begin{aligned} |H| &= \frac{1}{\omega\mu} |k| \cdot |E| \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) = \\ n \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cos\alpha |E| \end{aligned} \quad (8)$$

式中,  $\alpha$  为  $e$  光波法线与光线夹角, 当光垂直入射时, 正向行进光线与光波矢夹角  $\alpha^+$  和反向行进光线

与光波矢夹角  $\alpha^-$  分别等于正向行进光线与反向行进光线与界面法线夹角, 即:  $\alpha^+ = \theta_s^+$ ,  $\alpha^- = \theta_s^-$ 。

则在薄膜的上表面有以下边界条件:

$$\begin{cases} E_0 = E_i - E_r = E_{11}^+ \cos\theta_s^+ - E_{11}^- \cos\theta_s^- \\ H_0 = n_i E_i + n_i E_r = n_e^+ \cos\theta_s^+ E_{11}^+ + n_e^- \cos\theta_s^- E_{11}^- \end{cases} \quad (9)$$

式中,  $E_i$  为入射电矢量  $E_i$  的标量,  $E_r$  为反射电矢量  $E_r$  的标量。将其写为矩阵形式为:

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_s^+ & -\cos\theta_s^- \\ n_e^+ \cos\theta_s^+ & n_e^- \cos\theta_s^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{11}^+ \\ E_{11}^- \end{bmatrix} \quad (10)$$

类似地, 下表面的边界条件为:

$$\begin{cases} E_1 = E_{22}^+ \cos\theta_s^+ - E_{22}^- \cos\theta_s^- \\ H_1 = n_i E_1 = n_e^+ \cos\theta_s^+ E_{22}^+ + n_e^- \cos\theta_s^- E_{22}^- \end{cases} \quad (11)$$

容易得到:

$$\begin{bmatrix} E_{22}^+ \\ E_{22}^- \end{bmatrix} = \frac{1}{n_e^+ + n_e^-} \begin{bmatrix} \frac{n_e^+}{\cos\theta_s^+} & \frac{1}{\cos\theta_s^+} \\ -\frac{n_e^-}{\cos\theta_s^-} & \frac{1}{\cos\theta_s^-} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} \quad (12)$$

式中,  $E_1$  为透射电矢量  $E_1$  的标量,  $H_1$  为透射磁矢量  $H_1$  的标量。

晶体薄膜上表面与下表面处电场量存在以下关系:

$$E_{22}^+ = E_{11}^+ e^{-i\delta^+}, E_{22}^- = E_{11}^- e^{i\delta^-} \quad (13)$$

式中,  $E$  的上标“+”和“-”分别表示正向行进和反向行进电场量; 下标“11”和“22”分别表示晶体薄膜上表面与下表面处的电场量;  $\delta^+ = \frac{2\pi}{\lambda} n_e^+ d$ ,  $\delta^- = \frac{2\pi}{\lambda} n_e^- d$ , 分别为 e 光正向行进波法线与反向行进波法线在晶体薄膜中的相位厚度。

结合(10)式、(12)式和(13)式可以得到以下关系:

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \frac{1}{n_e^+ + n_e^-} \times \begin{bmatrix} n_e^+ e^{i\delta^+} + n_e^- e^{-i\delta^-} & e^{i\delta^+} - e^{i\delta^-} \\ (n_e^+)^2 e^{i\delta^+} + (n_e^-)^2 e^{-i\delta^-} & n_e^+ e^{i\delta^+} + n_e^- e^{-i\delta^-} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} \quad (14)$$

因为  $n_e^+ = n_e^-$ , 容易得到  $\delta^+ = \delta^-$ , 带入(14)式中可以得到:

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_e & \frac{i}{n_e} \sin\delta_e \\ i n_e \sin\delta_e & \cos\delta_e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} \quad (15)$$

式中,  $n_e = n_e^+ = n_e^-$ ,  $\delta_e = \delta_e^+ = \delta_e^-$ 。

从而可以得到非寻常光在单轴晶体薄膜中的反射系数  $r$  和透射系数  $t$  分别为:

$$\begin{cases} r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{(m_{21} + m_{22}n_i) - n_i(m_{11} + m_{12}n_i)}{(m_{21} + m_{22}n_i) + n_i(m_{11} + m_{12}n_i)} \\ t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_i}{(m_{21} + m_{22}n_i) + n_i(m_{11} + m_{12}n_i)} \end{cases} \quad (16)$$

式中,  $m_{ij}$  ( $i=1, 2; j=1, 2$ ) 为(11)式中矩阵的元素。进而可以得到非寻常光在单轴晶体薄膜中的反射率  $R$  与透射率  $T$  分别为:

$$\begin{cases} R = \frac{\frac{1}{2}n_i |E_r|^2}{\frac{1}{2}n_i |E_i|^2} = r \cdot r^* \\ T = \frac{\frac{1}{2}n_i |E_t|^2}{\frac{1}{2}n_i |E_i|^2} = \frac{n_i}{n_i} t \cdot t^* \end{cases} \quad (17)$$

## 2 单轴晶体薄膜偏振光透射率分离

以硫化锌(正晶体)薄膜为例, 其主折射率分别为  $n_o = 2.356$ ,  $n_e = 2.378$ , 光轴旋转角  $\varphi = 30^\circ$ , 薄膜厚度为 100nm, 入射介质折射率  $n_i = 1.0$ , 出射介质折射率  $n_t = 1.52$ , 光垂直入射时, o 光( $s$  偏振光)与 e 光( $p$  偏振光)的透射谱如图 2 所示。从图 2 中可以看出,  $s$  偏振光在 600nm 到 1600nm 区域中的透射率比  $p$  偏振光透射率大; 随光轴旋转角  $\varphi$  的增大,  $p$  偏振光的透射率变大。

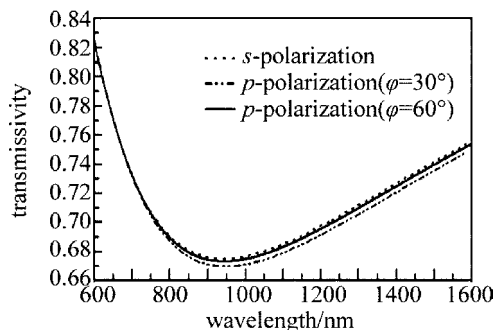


Fig. 2 Transmission spectrum of  $s$ -polarization and  $p$ -polarization in ZnS thin film

以铌酸锂(负晶体)薄膜为例, 其主折射率为  $n_o = 2.2864$ ,  $n_e = 2.2024$ , 其它条件同石英晶体薄膜, o 光( $s$  偏振光)与 e 光( $p$  偏振光)的透射谱如图 3 所示。从图 3 中可以看出,  $s$  偏振光在 500nm 到 3000nm 区域中的透射率比  $p$  偏振光的透射率小; 随

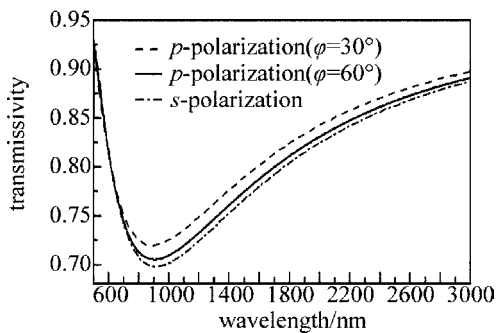


Fig. 3 Transmission spectrum of s-polarization and p-polarization in LiNbO<sub>3</sub> thin film

光轴旋转角  $\varphi$  的增大,  $p$  偏振光的透射率变小。

将图 2 与图 3 中的透射率作比较能够发现, 随光轴旋转角的变化, 铌酸锂薄膜的透射率变化比硫化锌更明显, 这是因为铌酸锂两个主折射率的差值比硫化锌大。

从以上两个例子中可以看出, 当光垂直入射单轴晶体薄膜时, 偏振光与偏振光透射谱不再重合, 而是发生了分离。单轴晶体的光轴发生变化时, 正单轴晶体薄膜和负单轴晶体薄膜的透射率的变化趋势相反; 变化幅度与单轴晶体两个主折射率的差值有关。

### 3 腔体为单轴晶体的 F-P 滤光片

F-P 滤光片的结构<sup>[11-12]</sup>为  $\text{air} | (\text{HL})^6 \text{HCH} (\text{LH})^6 | \text{sub}$ , 其中, H 代表高折射率材料二氧化钛 ( $\text{TiO}_2$ ), 折射率为 2.09; L 为低折射率材料二氧化硅 ( $\text{SiO}_2$ ), 折射率为 1.458; sub 代表基板, 折射率为 1.52; C 表示腔体。

当滤波器腔体为正单轴晶体硫化锌 ( $n_o = 2.356, n_e = 2.378$ ), 厚度为 360nm; 膜系的参考波长为 850nm。当光轴旋转角  $\varphi$  变化时, F-P 滤光片的透射谱如图 4 所示。

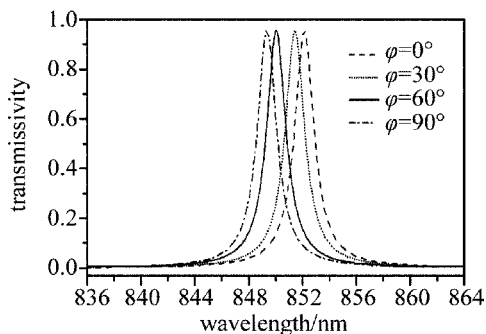


Fig. 4 Peak transmission of F-P filter whose cavity is ZnS changing with the rotation angle of optical axis

硫化锌晶体光轴旋转角变化时, F-P 滤光片透

射峰的一些参量在表 1 中给出。从图 4 与表 1 中可以看出, 当 F-P 滤光片腔体光轴的旋转角从  $0^\circ$  变化到  $90^\circ$ , 滤光片的透射峰峰值与通带半宽度基本不变, 而透射峰中心波长向短波长方向变化。

Table 1 The parameters of transmission peaks of F-P filter whose cavity is ZnS

	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 30^\circ$	$\varphi = 60^\circ$	$\varphi = 90^\circ$
transmission peak wavelength $\lambda_c/\text{nm}$	852.10	851.40	850.04	849.34
transmission peak $T_{\max}$	0.953	0.953	0.953	0.953
half peak breadth $2\Delta\lambda/\text{nm}$	1.668	1.711	1.732	1.760

当滤光片的腔体为铌酸锂 ( $\text{LiNbO}_3, n_o = 2.2864, n_e = 2.2024$ ), 薄膜厚度为 380nm, 其它参量与图 4 相同。当光轴旋转角  $\varphi$  变化时, F-P 滤光片的透射谱如图 5 所示。

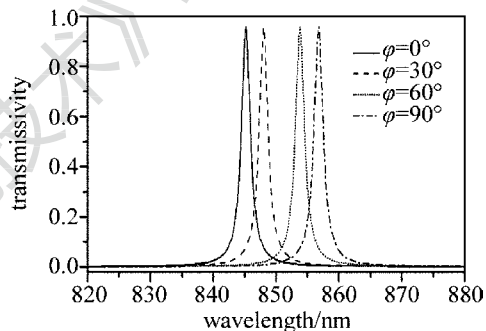


Fig. 5 Peak transmission of F-P filter whose cavity is LiNbO<sub>3</sub> changing with the rotation angle of optical axis

铌酸锂晶体光轴旋转角变化时, F-P 滤光片透射峰的一些参量在表 2 中给出。

Table 2 The parameters of peak transmission of a F-P filter whose cavity is LiNbO<sub>3</sub>

	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 30^\circ$	$\varphi = 60^\circ$	$\varphi = 90^\circ$
transmission peak wavelength $\lambda_c/\text{nm}$	845.125	847.947	853.849	856.821
peak transmission $T_{\max}$	0.958	0.958	0.958	0.958
half peak breadth $2\Delta\lambda/\text{nm}$	1.667	1.667	1.668	1.668

从图 5 与表 2 中可以看出, 腔体光轴的旋转角从  $0^\circ$  变化到  $90^\circ$ , 滤光片的透射峰峰值与通带半宽度基本不发生变化, 透射峰的中心波长向长波长方向变化。

比较上面两个例子, 可以得到以下结论: (1) F-P 滤光片的腔体材料不论是正单轴晶体还是负单轴晶体, 当其光轴旋转角从  $0^\circ$  变化到  $90^\circ$ , 滤光片的透射峰峰值与通带半宽度基本不变; (2) 腔体为正晶体时, 光轴旋转角从  $0^\circ$  变化到  $90^\circ$ , 透射峰中心波长向短波长方向变化; 当腔体为负晶体时, 透射峰中心

波长向长波长方向变化;(3)光轴旋转角变化相同的角度,腔体为铌酸锂的滤光片透射峰中心波长变化幅度比腔体为硫化锌的滤光片透射峰中心波长变化幅度大,原因是铌酸锂两个主折射率的差值比硫化锌大。

根据上面的规律,通过改变单轴晶体的光轴旋转角来改变 F-P 滤光片的透射峰中心波长,将这种规律应用在光纤通信的波分复用中,为滤波器的调谐提供了一种新的思路。

#### 4 结 论

对正入射平面波在单轴晶体薄膜中的光学特性进行了分析,在其它关于单轴晶体表面光学特性研究的基础上推导了光轴在入射面内的单轴晶体在正入射条件下的反射率与透射率的计算方法。研究了正入射条件下单轴晶体薄膜中两个偏振分量透射率的分离和光轴方向对它们的影响。分析了单轴晶体作为腔体的 F-P 滤光片的光学特性与光轴方向的关系。通过改变光轴影响滤波器的透射峰的中心波长,为滤波器的调谐提供了新思路,也为薄膜光学特性的仿真计算做了修正。

#### 参 考 文 献

[1] TANG J F, GU P F, LIU X, *et al.* Modern optical thin film technology[M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 2006: 20-22 (in Chinese).  
[2] SONG Z, LIU L R, ZHOU Y, *et al.* Reflection and transmission

of extraordinary beam at uniaxial crystal surfaces[J]. Acta Optica Sinica, 2004, 24(12): 1701-1704 (in Chinese).  
[3] WANG L Y, GU W, BAN W H, *et al.* Phase characteristics of *p*-polarized light reflecting and refracting at the uniaxial crystal surface[J]. Acta Photonica Sinica, 2010, 39(8): 1481-1486 (in Chinese).  
[4] PEI F F, CHEN X Y. Transmission of a beam at crystal surfaces: the optical axis orientation arbitrary[J]. Optical Technique, 2009, 35(2): 180-185 (in Chinese).  
[5] YANG T, JING H M, LIU D H. An improved description of Jones vectors of the electric fields of incident and refracted rays in a birefringent plate[J]. Journal of Optics, 2006, A8(3): 295-299.  
[6] MU X, FU X H, ZHAO Y, *et al.* Design and manufacture interference filter applied in criminal investigation and test optical system[J]. Acta Photonica Sinica, 2011, 40(2): 259-262 (in Chinese).  
[7] ZHANG H F, ZHENG J P, ZHU R J. Analysis of transmission characteristics of 1-D ternary magnetized plasma photonic crystal [J]. Laser Technology, 2012, 36(2): 208-212 (in Chinese).  
[8] YANG T, JING H M, LIU D H. Reflection and transmission at the front surface of a uniaxial crystal [J]. Journal of Beijing Normal University (Natural Science Edition), 2007, 43(2): 158-162 (in Chinese).  
[9] LIAO Y B. Polarization optics[M]. Beijing: Science Press, 2003: 70-79 (in Chinese).  
[10] BORN M, WOLF E. Principles of optics[M]. New York, USA: Pergamon Press, 1975: 665-674.  
[11] CHEN H X, GU P F, LÜ W G, *et al.* Superprism effect in thin film Fabry-Perot filter[J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(1): 158-160 (in Chinese).  
[12] GAO W J, LIANG L. Study on characteristics of 1-D ternary photonic crystal containing gain medium defect layer[J]. Laser Technology, 2013, 37(2): 147-150 (in Chinese).