

# 偏振干涉成像光谱仪中的格兰泰勒棱镜透射比

白鑫<sup>1</sup> 吴海英<sup>2</sup> 李艳<sup>1</sup> 郭晓虹<sup>1</sup>

<sup>1</sup>西北核技术研究所, 陕西 西安 710024

<sup>2</sup>中国华阴兵器试验中心, 陕西 华阴 714200

**摘要** 透射比是评价格兰泰勒棱镜性能优劣的一个重要指标,分析了偏振干涉成像光谱仪中重要偏光部件即格兰泰勒棱镜的分光机理,运用光线追迹方法,推导出了晶体光轴不平时棱镜透射比精确理论计算公式;通过计算机模拟对其传输特性进行了详尽分析,得出了系统透射比随晶体光轴倾斜角和波长变化的关系曲线;给出了在满足系统透射比条件下格兰泰勒棱镜晶体光轴误差被限定的有效区间范围。这一结论为偏振干涉成像光谱仪的优化设计提供了理论指导和技术支持。

**关键词** 光谱学;成像光谱技术;格兰泰勒棱镜;透射比;晶体光轴;

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP51.053001

## Transmission Ratio of Glan-Taylor Prism in Polarization Interference Imaging Spectrometer

Bai Xin<sup>1</sup> Wu Haiying<sup>2</sup> Li Yan<sup>1</sup> Guo Xiaohong<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an, Shaanxi 710024, China

<sup>2</sup>Ordnance Test Center, Huayin, Shaanxi 714200, China

**Abstract** The transmittance of Glan-Taylor prism (GTP) is a vital index to evaluate the component's performance. Glan-Taylor prism is the key component of the polarization interference imaging spectrometer (PIIS). We adopt the Raying tracing method to deduce the theoretical transmittance expression of the GTP. By performing the computer simulation, some important relationship curves are obtained with the variations of the transmittance on optical axis and wavelength. The allowed range of the departure angles for the optical axis in the principle section are calculated. The results provide a theoretical guidance for the study and engineering of the polarization interference imaging spectrometer.

**Key words** spectroscopy; imaging spectroscopy; Glan-Taylor prism; transmission ratio; arbitrary optical axis

**OCIS codes** 300.6190; 260.1180; 260.1440

## 1 引言

干涉光谱学是干涉成像光谱技术发展的基础。1880年,迈克耳孙以他的名字命名迈克耳孙干涉仪。后来瑞利首先认识到干涉图与光谱之间存在一种对应关系,即傅里叶变换<sup>[1,2]</sup>关系。随着探测器的发展,干涉成像光谱技术得到显著发展。在2000年,张淳民<sup>[3-4]</sup>等提出了时空混合的新型偏振干涉成像光谱技术,并研制了稳态大视场偏振干涉成像光谱仪,具有大视场和高通量等显著特点。格兰泰勒棱镜是干涉成像光谱仪中重要的偏光部件,能获取偏振光,通常用来作为起偏器和检偏器,它主要由两块结构角相同的直角棱镜组合而成,中间为等厚的空气隙结构。该棱镜良好的光学性能使其广泛应用于诸多领域。

国内对格兰泰勒棱镜研究的文献较多,吴海英等<sup>[3]</sup>对新型偏振干涉成像光谱仪中格兰泰勒棱镜像质进行了分析和评价,张淳民等<sup>[4]</sup>分析计算了晶体光轴平行时偏振干涉成像光谱仪中格兰泰勒棱镜的透射率。本文采用光线追迹方法对晶体光轴不平时格兰泰勒棱镜透射比进行了精确理论计算,这为干涉成像光谱

收稿日期: 2013-10-20; 收到修改稿日期: 2013-11-06; 网络出版日期: 2014-04-30

作者简介: 白鑫(1983—),女,硕士研究生,工程师,主要从事光电技术及应用方面的研究。

E-mail: familyxinxin@163.com

仪的理论研究和工程应用提供了理论指导和技术支持。

## 2 格兰泰勒棱镜结构及分光机理

格兰泰勒棱镜的结构如图1所示。理想情况下格兰泰勒棱镜左剪切板和右剪切板中各自晶体光轴均平行于入射端面,从光源发出的一束光射入格兰泰勒棱镜左剪切板后,由于单轴晶体双折射效应<sup>[5-6]</sup>,这束光被分解为两束强度相等、振动方向互相垂直的线偏振光,即为o光和e光。o光射入空气隙界面处后从棱镜底端全部出射,故不考虑o光在棱镜中的传播。射出空气隙的e光射入棱镜右剪切板后,被分成两束光即eo光和ee光。由参考文献可知ee光的透射比非常小,数量级近似为 $10^{-3}$ ,故只需考虑射出棱镜出射端面的eo光。

光线在格兰泰勒棱镜任意晶体光轴时的传播如图2所示。 $w$ 和 $w'$ 分别为棱镜左剪切板和右剪切板的晶体光轴,它主要由方位角 $\alpha$ 和俯仰角 $\beta$ 两个参量所决定。 $z$ 轴方向为界面法线方向,坐标系遵守右手定则。 $\Omega$ 为棱镜结构角, $R\Omega=2\pi$ 是晶体光轴和入射端面法线所组成的主截面。如果入射面和单轴晶体的主截面在同一平面内,光线经过格兰泰勒棱镜这一重要偏光部件后,寻常光在左剪切板底部全部反射,而非寻常光经格兰泰勒棱镜后射出出射端面。这里考虑晶体光轴任意时即晶体光轴方向由 $\alpha$ 和 $\beta$ 两个参量所决定时,其对棱镜透射比的影响。

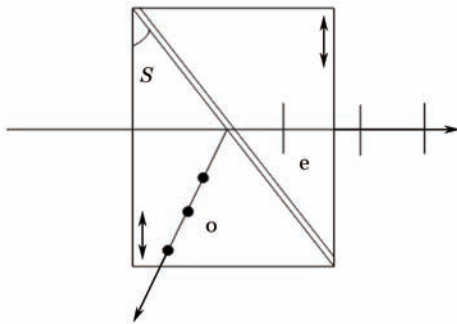


图1 格兰泰勒棱镜结构示意图

Fig.1 Diagram of Glan-Taylor prism

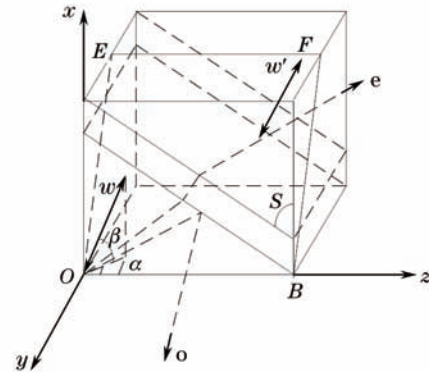


图2 光线在格兰泰勒棱镜晶体光轴不平行时传播的示意图

Fig.2 Illustration of ray propagation in Glan-Taylor prism

偏振干涉成像光谱仪的结构如图3所示。它主要由起偏器 $P_1$ 、Savart偏光镜、检偏器 $P_2$ 、成像镜 $L_3$ 、探测器组成。起偏器 $P_1$ 和检偏器 $P_2$ 均采用格兰泰勒棱镜构成,Savart偏光镜是由两块厚度相等的Savart板粘合而成。一束光射入起偏器 $P_1$ 后变为沿偏振化方向互相振动的线偏振光,经Savart偏光镜后出射光束为具有一定横向剪切量的两束振动方向互相垂直的线偏振光,其入射到检偏器 $P_2$ 后变成振动方向一致的两线偏振光,最后经成像镜在探测器上形成干涉条纹,通过傅里叶变换可得到目标光谱信息。

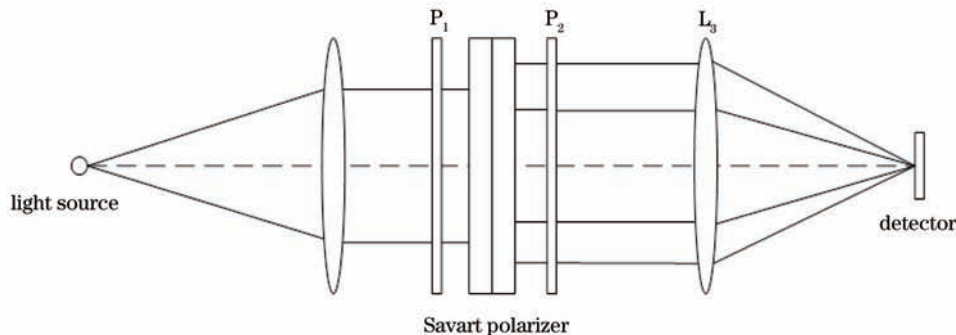


图3 偏振干涉成像光谱仪结构示意图

Fig.3 Diagram of polarization interference imaging spectrometer

## 3 晶体光轴不平行时格兰泰勒棱镜透射比

由于棱镜制作加工过程中并不能使晶体光轴达到最佳理想状态,格兰泰勒棱镜晶体光轴都将存在一定的倾斜加工误差。下面讨论格兰泰勒棱镜晶体光轴方向不平行时对棱镜透射比的影响,给出满足系统透射

比时晶体光轴方向误差被限定的有效区间范围。

### 3.1 光线通过格兰泰勒棱镜左剪切板透射比

e 光波矢射入格兰泰勒棱镜总透射比  $T$  表达式为

$$T = T_e T' T'_e = \frac{(1-R)^2 \sin i'_k \sin i \cos i'' \cos \alpha' \cos(\theta_e + \alpha')}{(1-R)^2 \sin \theta_e \cos i'_s \cos i \sin i'' \cos \alpha'' + 4R \sin \theta_e \cos i'_s \cos i \sin i'' \cos \alpha'' \sin^2 \frac{2\pi d \cos \theta'}{\lambda}} t_e^2 t_e'^2. \quad (1)$$

光线从格兰泰勒棱镜左剪切板到空气隙斜面上透射比  $T_e$  表达式为:

$$T_e = \frac{4 \sin^2 \theta_e \sin i \cos^2 i \cos \alpha' \cos(\theta_e + \alpha')}{\sin \theta_e \sin^2 i \cos^3 i \cos^2 \alpha' + 2 \sin^2 \theta_e \sin i \cos^2 i \cos \alpha' \cos(\theta_e + \alpha') + \sin^3 \theta_e \cos i \cos^2(\theta_e + \alpha')}, \quad (2)$$

式中  $i$  为入射角;  $\alpha'$  为棱镜左剪切板中 e 光波矢与 e 光光线之间存在的离散角;  $\theta_e$  为 e 光波矢折射角。

$$\alpha' = \arcsin \left| - \left( 1 - \frac{n_o^2}{n_e^2} \right) \cos \xi \sin \theta_e \cos \phi + \left( 1 - \frac{n_o^2}{n_e^2} \right) \cos \xi \cos \theta_e \sin \phi \right|. \quad (3)$$

e 光波矢折射角表达式为

$$\theta_e = \frac{-(n_e^2 - n_o^2)n_i^2 \sin^2 i \sin \phi \cos \phi - n_e n_o n_i \sin i \sqrt{-n_i^2 \sin^2 i + n_e^2 \cos^2 \phi + n_o^2 \cos^2 \phi}}{n_e^2 n_i^2 \sin^2 i \sin^2 \phi + n_o^2 n_i^2 \sin^2 i \cos^2 \phi - n_o^2 n_e^2}, \quad (4)$$

$n_o$  和  $n_e$  分别为寻常光和非寻常折射率;  $n_i$  为各向同性介质折射率;  $\xi$  为 e 光光线与晶体光轴之间夹角;  $\phi$  为晶体光轴与界面法线的夹角。

左剪切板中晶体光轴  $w$  方向表达式为

$$\phi = \arccos(\cos \alpha \cos \beta). \quad (5)$$

e 光光线与晶体光轴之间夹角  $\xi$  表达式为

$$\xi = \arctan \left\{ \frac{n_o^2 \left[ \frac{1}{(\sin \theta_e \sin \phi + \cos \theta_e \cos \phi)^2} - 1 \right]^{1/2}}{n_e^2} \right\}. \quad (6)$$

### 3.2 光线通过格兰泰勒棱镜空气隙透射比

空气隙厚度为  $d$  时透射比  $T'$  表达式为

$$E' = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(2\pi d \cos \theta'/\lambda)}, \quad (7)$$

式中  $R$  为空气隙内表面反射率;  $\theta'$  为 e 光波矢在空气隙中折射角。

$$\theta' = \arcsin \left[ \frac{n_o n_e | - \sin \theta_e \cos S + \cos \theta_e \sin S |}{(n_e^2 n_o^2)(\sin \theta_e \sin \phi + \cos \theta_e \cos \phi)^2 + n_o^2} \right], \quad (8)$$

$$R = \left( \frac{\sin \theta' \cos \theta' - n_a \cos i' \sin i'}{\sin \theta' \cos \theta' + n_a \cos i' \sin i'} \right)^2, \quad (9)$$

式中  $n_a$  为空气隙处介质折射率;  $i'$  为 e 光波矢在第一个斜面上入射角。

e 光波矢在第一个斜面上入射角  $i'$ , 其表达式为

$$i' = \arcsin | - \sin \theta_e \cos S + \cos \theta_e \sin S |. \quad (10)$$

### 3.3 光线通过格兰泰棱镜右剪切板透射比

光线入射到右剪切板并出射到各向同性介质<sup>[8]</sup>时,透射比  $T'_e$  表达为

$$T'_e = \frac{\sin i'_k \cos i'' [\cos i'_s \sin i'_k \sin i'' \cos \alpha''' + \sin i'_k \sin i'' \cos \alpha'' \cos(i'_k + \alpha''')]^2}{\sin i'' \cos \alpha'' \cos i'_s [\sin i'_k \sin i'_k \cos(i'_k + \alpha''') + \sin i'_k \sin i'' \cos i'' \cos \alpha''']^2}, \quad (11)$$

式中  $i'_k$  为 e 光波矢在右剪切板出射端面上入射角;  $i''_k$  为 e 光波矢在右剪切板出射端面上反射角;  $i'_s$  为 e 光光线在右剪切板出射端面上入射角;  $i''_s$  为 e 光光线在右剪切板出射端面上反射角;  $i''$  为 e 光波矢射出右剪切板时折射角;  $\alpha''$  为棱镜右剪切板中 e 光波矢与 e 光光线之间的离散角;  $\alpha'''$  为 e 光波矢和 e 光光线出射右剪切板后存在的离散角。

$$\theta'_c = \arctan\left(\frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}\right), \quad (12)$$

式中参量  $a$ 、 $b$  和  $c$  表达式分别为

$$a = n_a^2 \sin^2 \theta' (n_c^2 - n_o^2) (-\cos \phi' \sin S + \sin \phi' \cos S)^2 - n_o^2 n_c^2 + n_a^2 n_o^2 \sin^2 \theta', \quad (13)$$

$$b = 2n_a^2 \sin^2 \theta' (n_c^2 - n_o^2) (-\cos \phi' \sin S + \sin \phi' \cos S) (\cos \phi' \cos S + \sin \phi' \sin S), \quad (14)$$

$$c = n_a^2 \sin^2 \theta' (n_c^2 - n_o^2) (\cos \phi' \cos S + \sin \phi' \sin S) + n_o^2 n_c^2 \sin^2 \theta'. \quad (15)$$

e 光波矢和 e 光光线在右剪切板中离散角  $\alpha''$  表达式为

$$\alpha'' = \arcsin | -\lambda' \cos \theta'_c \cos \phi' \sin S + \lambda' \cos \theta'_c \sin \phi' \cos S - \lambda' \sin \theta'_c \cos \phi' \cos S - \lambda' \sin \theta'_c \sin \phi' \sin S, \quad (16)$$

$$\theta'' = \arccos(-\sin \theta'_c \cos \phi' \sin S + \sin \theta'_c \sin \phi' \cos S + \cos \theta'_c \cos \phi' \cos S + \cos \theta'_c \sin \phi' \sin S), \quad (17)$$

$$\lambda' = \pm \left(1 - \frac{n_o^2}{n_c^2}\right) \sqrt{\frac{n_c^4 \cos^2 \theta''}{n_o^4 + (n_c^2 - n_o^2)^2 \cos^2 \theta'' + 2mn_o^2(n_c^2 - n_o^2) \cos \theta''}}, \quad (18)$$

$$m = -\sin \theta'_c \cos \phi' \sin S + \sin \theta'_c \sin \phi' \cos S + \cos \theta'_c \cos \phi' \cos S + \cos \theta'_c \sin \phi' \sin S. \quad (19)$$

e 光波矢在右剪切板出射端面上入射角  $i'_k$  表达式为

$$i'_k = \arcsin | -\sin \theta'_c \cos S - \cos \theta'_c \sin S|. \quad (20)$$

e 光波矢在右剪切板出射端面上反射角  $i'_s$  表达式为

$$\cot i'_s = \cot i'_k + \frac{2(n_o^2 - n_c^2)}{n_c^2 \cos^2(\pi - \phi') + n_o^2 \sin^2(\pi - \phi')} \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \phi'\right), \quad (21)$$

$$i'_s = \arcsin | -\eta' \sin \theta'_c \cos S - \eta' \cos \theta'_c \sin S - \lambda \sin \phi' |, \quad (22)$$

$$\eta' = \frac{\pm n_o^2 \sqrt{\frac{n_c^2 \cos^2 \theta''}{n_o^4 + (n_c^2 - n_o^2)^2 \cos^2 \theta'' + 2mn_o^2(n_c^2 - n_o^2) \cos \theta''}}}{n_c^2 \cos \theta''}. \quad (23)$$

e 光光线在右剪切板出射端面上反射角  $i''_s$  表达式为

$$\tan i''_s = \tan i'_s - \frac{2(n_o^2 - n_c^2) \sin\left(-\frac{\pi}{2} + \phi'\right) \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \phi'\right)}{n_o^2 \cos^2\left(-\frac{\pi}{2} + \phi'\right) + n_c^2 \sin^2\left(-\frac{\pi}{2} + \phi'\right)}. \quad (24)$$

当 e 光波矢、e 光光线和晶体光轴共面时，e 光波矢和 e 光光线出射右剪切板后离散角表达式为

$$\alpha''' = i''_s - i'_k. \quad (25)$$

e 光波矢射右剪切板时折射角  $i''$  表达式为

$$i'' = \arcsin \frac{n_o^2 n_c^2 \sin | -\sin \theta'_c \cos S - \cos \theta'_c \sin S |}{\sqrt{(n_c^2 - n_o^2) \cos^2 \theta'' + n_o^2}}. \quad (26)$$

#### 4 晶体光轴不平行时格兰泰勒棱镜透射比的模拟与分析

模拟计算参量为入射角  $3^\circ$ 、入射波长  $0.4 \mu\text{m}$  和空气隙厚度  $-2.16^\circ$ 。偏振干涉成像光谱仪中格兰泰勒棱镜结构角变化范围为  $37.9^\circ \sim 41.5^\circ$ ，结构角选取为  $39.6^\circ$  时满足寻常光在左剪切板中被完全反射的条件。

图 4 是当入射角为  $3^\circ$  时棱镜透射比随晶体光轴参量  $\alpha$  和  $\beta$  变化的三维图。当  $\alpha$  在  $1^\circ \sim 3^\circ$  区间范围内变化时，棱镜透射比可近似看为常数，但当  $\beta$  在  $88^\circ \sim 93^\circ$  区间范围内变化时，棱镜透射比随  $\beta$  呈现出先上升后下降趋势，透射比介于  $89.7\% \sim 90.6\%$  之间。

图 5 是棱镜透射比随波长变化的关系曲线，可以看出，透射比随波长呈现出余弦振荡上升趋势，在  $480 \sim 960 \text{ nm}$  光谱范围内以入射角  $3^\circ$  入射时，棱镜透射比介于  $87\% \sim 92.6\%$  之间。

#### 5 结 论

论述了偏振干涉成像光谱仪中核心部件——格兰泰勒棱镜的分光机理，分析了光线在晶体中的传播过

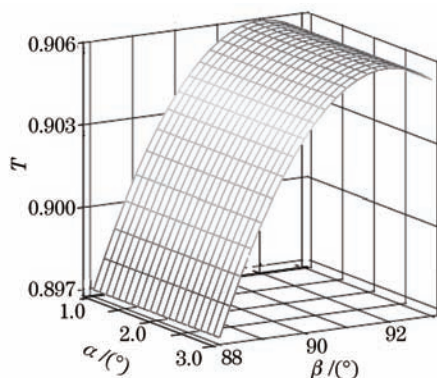
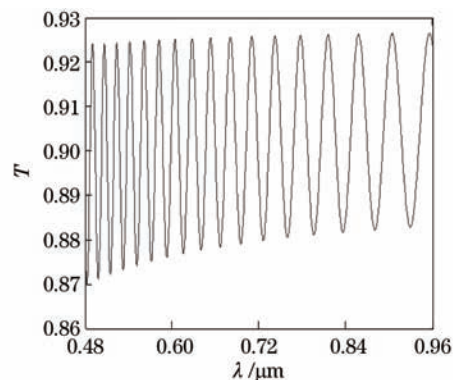
图4 格兰泰勒棱镜透射比随参量 $\alpha$ 和 $\beta$ 变化关系Fig.4 Transmittance of Glan-Taylor prism as function of  $\alpha$  and  $\beta$ 

图5 格兰泰勒棱镜透射比随波长变化的关系曲线

Fig.5 Transmittance of Glan-Taylor prism as function of  $\lambda$  when  $i = 3^\circ$ 

程。运用光线追迹的方法,推导出了格兰泰勒棱镜透射比的精确理论公式,通过计算机模拟对其传输特性进行了分析,并得到了透射比与晶体光轴倾斜角和波长变化的关系曲线。得出棱镜透射比主要由晶体光轴参量俯仰角 $\beta$ 所决定,在满足系统透射比条件下晶体光轴误差被限定在 $-5^\circ \sim 5^\circ$ 有效区间范围内变化,这一工作对偏振干涉成像光谱仪理论研究具有重要意义。

#### 参考文献

- 1 Rafert J B, Sellar R G, Blatt J H. Monolithic Fourier transform imaging spectrometer [J]. *Appl Opt*, 1995, 34(31): 7228-7230.
- 2 Hammer P D, Valero F P J, Peterson D L. An imaging interferometer for terrestrial remote sensing [C]. *SPIE*, 1993, 1937: 244-255.
- 3 Wu Haiying, Zhang Chunmin, Zhao Baochang. Analysis and evaluation of Glan-Taylor prism's image quality in a view polarization interference imaging spectrometer [J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(6): 3499-3505.  
吴海英, 张淳民, 赵葆常. 新型偏振干涉成像光谱仪中格兰-泰勒棱镜像质分析与评价[J]. *物理学报*, 2008, 57(6): 3499-3505.
- 4 Zhang Chunmin, Liu Ning, Wu Fuquan. The analysis and calculation of Glan-Taylor prism's transmittance at full angle of view in a polarization interference imaging spectrometer [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(2): 949-956.  
张淳民, 刘宁, 吴福全. 偏振干涉成像光谱仪中格兰-泰勒棱镜全视场角透过率的分析与计算[J]. *物理学报*, 2010, 59(2): 949-956.
- 5 Shen Weimin, Shao Zhongxing. Dispersion between ordinary ray and extraordinary ray in uniaxial crystals for any orientation of optical axis [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, 22(6): 765-768.  
沈为民, 邵中兴. 单轴晶体中晶体光轴任意取向时寻常光与非寻常光间的离散[J]. *光学学报*, 2002, 22(6): 765-768.
- 6 Zhao Tingsheng, Li Guohua, Peng Handong, et al.. Modified Glan-Taylor prisms and its characteristics [J]. *Chinese J Lasers*, 2007, 34(10): 1383-1387.  
赵廷生, 李国华, 彭捍东, 等. 格兰泰勒棱镜的改进设计及其特性[J]. *中国激光*, 2007, 34(10): 1383-1387.
- 7 Shi Meng, Wu Fuquan, Fan Jiyang. Effect of the air gap thickness on the intensity perturbation of transmitted light for the Taylor prism [J]. *Optics & Optoelectronic Technology*, 2005, 3(4): 50-53.  
史萌, 吴福全, 范吉阳. 空气隙厚度对格兰-泰勒棱镜透射光强扰动影响的理论分析[J]. *光字与光电技术*, 2005, 3(4): 50-53.
- 8 Liu Caiming. Refraction regularity of extraordinary ray in uniaxial crystal with arbitrarily orienter optical axis [J]. *Optical Technique*, 2002, 28(6): 559-563.  
刘才明. 单轴晶体晶体光轴任意取向时非寻常光的折射规律[J]. *光学技术*, 2002, 28(6): 559-563.