

文章编号: 1001-3806(2011)03-0326-04

## $\alpha$ -BBO 晶体偏光棱镜的结构角与视场角设计

孟祥明<sup>1</sup>, 宋连科<sup>1\*</sup>, 朱化凤<sup>2</sup>, 彭捍东<sup>1</sup>, 孔德福<sup>1</sup>

(1. 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, 曲阜 273165; 2. 中国石油大学(华东) 物理科学与技术学院, 青岛 266555)

**摘要:** 目前天然方解石紧缺, 在实际使用过程中存在一些缺陷和限制。为缓解现行偏光棱镜材料紧缺的压力, 对新型的双折射  $\alpha$ -BBO 替代材料进行了设计研究, 通过光在界面上的全反射原理设计了李普奇式及格兰-泰勒式偏光棱镜, 给出了它们相应的结构角取值范围及对应的视场角大小, 并重点设计得出了 230nm ~ 800nm 宽频情况下相应的理论值。结果表明, 这种材料在紫外波段适用性很好, 同时具有大的视场角。该工作为进一步研究开发新型材料的偏光器件打下了基础。

**关键词:** 物理光学;  $\alpha$ -BBO; 结构角; 紫外波段; 视场角

**中图分类号:** O436.3 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.03.011

### Design of structural and field angles of $\alpha$ -BBO crystal polarizing prisms

MENG Xiang-ming<sup>1</sup>, SONG Lian-ke<sup>1</sup>, ZHU Hua-feng<sup>2</sup>, PENG Han-dong<sup>1</sup>, KONG De-fu<sup>1</sup>

(1. Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology, Institute of Research Laser, Qufu Normal University, Qufu 273165, China; 2. College of Physics Science and Technology, China University of Petroleum (East China), Qingdao 266555, China)

**Abstract:** At present, it is a considerable shortage of natural calcite and it has some defects and restrictions in application. In order to alleviate the shortage of polarized prism material, the new alternative birefringence material— $\alpha$ -BBO was studied. Based on the light total reflection principle at the interface, the polarizing prisms with Lippich and Glan-Taylor style were designed. The value range of their structural angles and corresponding field angles, in particular the corresponding theoretical value in the frequency band from 230nm to 800nm were put forward. The result shows that this kind of material has good applicability and larger view angles in the ultraviolet wave band. This work lays the foundation for further research and development of new material polarized devices.

**Key words:** physical optics;  $\alpha$ -BBO; structural angle; UV wave band; field angle

## 引言

目前国内外偏光棱镜的制作原料仍以天然方解石为主, 以其设计研究了大量的起偏、分束棱镜<sup>[1-2]</sup>, 对方解石的消耗巨大, 且由于材料本身特性又决定了其无法满足超大功率激光应用研究及在工程环境中使用。鉴于此, 人们已开发研究新型的人工双折射材料来弥补天然方解石短缺的压力(如钽酸铌), 目前一种新型材料偏硼酸钡同样也已引起了大家的关注<sup>[3-4]</sup>。

偏硼酸钡晶体存在高温相( $\alpha$ -BBO)和低温相( $\beta$ -BBO)两种不同的晶体构型, 相变温度为 925℃。低温

相偏硼酸钡晶体的生长研究已有 20 年的历史, 并已成为著名的非线性光学材料<sup>[5-6]</sup>。相对来讲, 高温相偏硼酸钡并未得到足够的重视和深入的研究,  $\alpha$ -BBO 具有较宽的适用光波范围(透射波段 189nm ~ 3500nm)、合适的硬度及很好的化学稳定性和机械强度; 它的吸收系数小于  $5 \times 10^{-3}/\text{cm}$  (300nm ~ 2300nm), 抗激光损伤阈值大于  $1\text{GW}/\text{cm}^2$  (1.3ns)<sup>[7-9]</sup>。

$\alpha$ -BBO 有着较宽的透光范围, 特别在 189nm ~ 400nm 紫外波段透过率高达 95%, 所以它有望成为一种新型紫外双折射晶体。作者借鉴方解石偏光棱镜的设计方法, 给出了  $\alpha$ -BBO 偏光棱镜的设计方法, 并给出了波长、入射角与棱镜透射比之间的理论关系式。

## 1 Lippich 型 $\alpha$ -BBO 偏光棱镜的结构角

当棱镜绕其轴旋转时, 能够穿过棱镜并保持完全偏振的入射光线与棱镜入射端面法线轴所成的角度,

基金项目: 山东省自然科学基金资助项目(Y2008A34)

作者简介: 孟祥明(1986-), 男, 硕士研究生, 主要从事偏光物理学与器件的设计。

\* 通讯联系人。E-mail: lksong@mail.qfnu.edu.cn

收稿日期: 2010-08-24; 收到修改稿日期: 2010-09-14

称之为半视场角,半视场角有上下区别,且上半视场角不等于下半视场角,通常取其二者最小值的两倍作为棱镜的视场角。

棱镜结构图见图 1,为便于表述,称入射端面法线

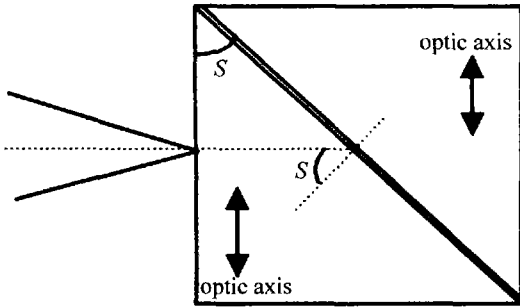


Fig. 1 Prism structure chart

与斜面法线所在的平面为主截面。棱镜的结构设计表明,对不同晶体截面的人射光线有不同的半视场角,当入射端面法线与切割面法线处在同一平面内,并且晶体光轴平行于入射端面法线时(此时前后两半棱镜的主截面平行),如图 1 所示,光线入射面垂直于主截面时有最大视场角;光线入射面平行于棱镜主截面时具有最小视场角。对于一束圆锥入射光,只有当其每条光线的入射角都在最小视场角范围时,才能保证出射光为偏振光。下面将讨论入射面平行于主截面的情况,得出的关于最小视场角的结论也适用于其它各种入射面的情况。

由于  $\alpha$ -BBO 为负晶体( $n_o > n_e$ ),要选择适当的结构角与入射角使 o 光(寻常光)在胶层(选用加拿大胶  $n_2 = 1.540$ )全反射,e 光(非寻常光)从胶层透过,从而得到由 e 光形成的偏振光。

由光的全反射理论,当光由  $\alpha$ -BBO 晶体射入折射率为  $n_2$ (假设  $n_o > n_e' > n_2$ )的斜面胶合介质中时,o 光和 e 光的全反射临界角分别为:

$$i_{c,o} = \arcsin(n_2/n_o) \quad (1)$$

$$i_{c,e} = \arcsin(n_2/n_e') \quad (2)$$

式中, $n_2$  为棱镜胶合处胶的折射率, $n_o$  与  $n_e'$  分别为寻常光折射率和非常光折射率。由(1)式和(2)式知  $i_{c,o} < i_{c,e}$ ,当入射角度从小逐渐变大时,o 光首先满足全反射条件发生全反射在胶层被完全反射掉;而 e 光不满足全发射条件而透过胶层。这就意味着棱镜设计时必须保证结构角  $S \geq i_{c,o}$  且  $S \leq i_{c,e}$ (此时设光垂直光轴入射)。结构角  $S$  的正切值决定了棱镜的长度孔径比<sup>[10-12]</sup>。

为简单起见,以实验研究中的常用波段 200nm ~ 800nm 作为研究对象,通过取若干分立波长测折射率然后拟合得到的 Sellmeier 方程<sup>[7]</sup>为: $n_e^2(\lambda) = 2.33798 + 0.00720/(\lambda^2 - 0.03204) - 0.03942\lambda^2$ ,  $n_o^2(\lambda) = 2.68717 + 0.01836/(\lambda^2 - 0.01639) -$

$0.01647\lambda^2$ 。其中, $\lambda$  为入射光波长,单位为  $\mu\text{m}$ 。折射率与波长关系如图 2 所示。

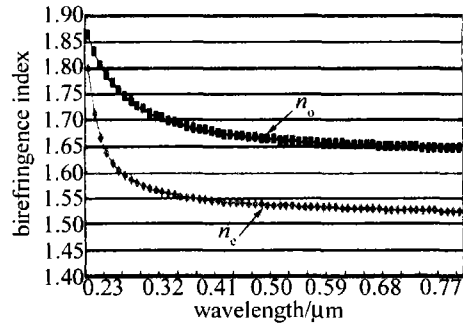


Fig. 2 Refractive index curve with wavelength of  $\alpha$ -BBO crystal

获得偏振光的结构角  $S$  满足以下条件: $\arcsin(n_2/n_o) \leq S \leq \arcsin(n_2/n_e)$ 。当波长在 200nm ~ 450nm 之间时( $n_o > n_e > n_2$ ),得结构角  $S$  范围为  $[\arcsin(n_2/n_o), \arcsin(n_2/n_e)]$ ;当波长在 400nm ~ 800nm 间时( $n_o > n_2$  而  $n_e < n_2$ ,e 光必能透过胶层),得结构角  $S$  的范围为  $[\arcsin(n_2/n_o), 90^\circ]$ ,对应于波段 200nm ~ 800nm 时的 Lippich 偏光棱镜结构角  $S$  参考取值范围曲线如图 3 所示,为适用于这一整个波段,取结构角  $S = 69.8^\circ$ 。

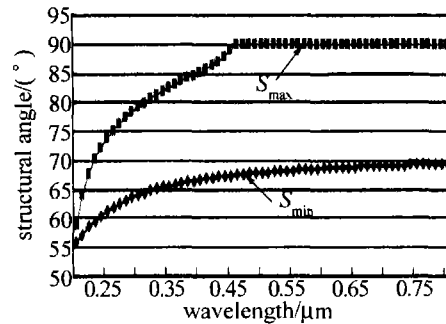


Fig. 3 Structural angle range of Lippich prism

## 2 Glan-Taylor 型 $\alpha$ -BBO 偏光棱镜的结构角

因在整个波段 200nm ~ 800nm 中  $n_o > n_e > n_1$  ( $n_1$  为空气隙折射率),同样的道理对其进行研究,故得此波段间 Glan-Taylor 偏光棱镜结构角  $S'$  取值范围为: $[\arcsin(n_1/n_o), \arcsin(n_1/n_e)]$ 。相应波段内结构角  $S'$  的取值范围曲线由图 4 所示。结构角  $S'$  按最大结构

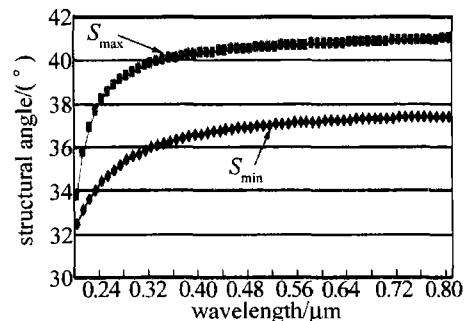


Fig. 4 Structural angle range of Glan-Taylor prism

角  $S_{\max}$  和最小结构角  $S_{\min}$  和取平均值。为满足此波段内使用,  $S'$  取值为  $37.6^\circ$ 。

### 3 两种棱镜视场角

以上已对两种棱镜在宽频情况下的结构角进行了确定。那么就以此为基础, 来看一下两种棱镜在各自固定的结构角  $S$  下, 视场角的大小。

#### 3.1 视场角与晶体折射率及结构角 $S$ 的关系

图 5 为  $\alpha$ -BBO 偏光棱镜光路原理图, 光轴方向平

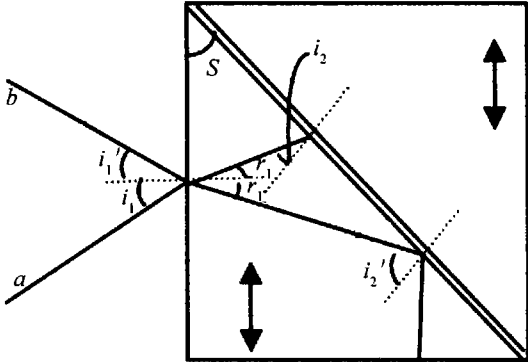


Fig. 5 Light roadmap of polarizing

行纸面。一束光线从左侧入射, 由前面讨论可知, 半视场角的选取要保证通过晶体的光束在切割面处  $\circ$  光被全反射,  $e$  光透过。对于光线  $a$ , 最大不能使  $\circ$  光透过胶层, 所以由折射定律、全反射角公式得:

$$n_2 \sin i_{1, \max} = n_o \sin r_1 \quad (3)$$

且: 
$$S = r_1 + i_2 \quad (4)$$

$$\sin i_{2, \max} = \frac{n_2}{n_o} \quad (5)$$

由(3)式~(5)式得, Lippich 型偏光棱镜下半视场角

为: 
$$S_d = i_{1, \max} = \arcsin \frac{\sqrt{n_o^2 - n_2^2} \sin S - n_2 \cos S}{n_1}$$
; 同理,

Glan-Taylor 型偏光棱镜下半视场角为: 
$$S_d' = \arcsin \frac{\sqrt{n_o^2 - n_1^2} \sin S - n_1 \cos S}{n_1}$$
。

$$r_{1,A}' = \arctan \frac{-n_o^2 n_e^2 \sin 2S \pm \sqrt{(n_o^2 n_e^2 \sin 2S)^2 - 4(n_o^2 n_e^2 \cos^2 S - n_2^2 n_e^2)(n_o^2 n_e^2 \sin^2 S - n_2^2 n_o^2)}}{2(n_o^2 n_e^2 \cos^2 S - n_2^2 n_e^2)} \quad (9)$$

此式中的  $n_2$  指的是胶层的折射率, 其值为 1.540。其上半视场角取值由(8)式得: 
$$S_u = \arcsin \frac{n_e' \sin r_{1, \max}'}{n_1}$$
。为表示方便, 文中用  $S_u$  表示上半视场角,  $S_d$  表示下半视场角。

(2) 当  $n_e < 1.540$  时(即 450nm ~ 800nm), 首先找

各字母代表的角度均已在图 5 中标示出,  $n_1$  为外界空气折射率, 下半视场角  $S_d$  表示保证寻常偏振光在切割面处全反射, 入射光线向下的最大张角对应的结构角  $S$  满足的关系式。

对于光线  $b$ , 最大不能使  $e$  光全反射。在晶体中  $e$  光与光轴有一定的夹角  $(90^\circ - r_1')$ , 故不能取主折射率, 此时:

$$n_e' = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 r_1' + n_e^2 \sin^2 r_1'}} \quad (6)$$

且: 
$$i_2' = S + r_1' \quad (7)$$

$$n_1 \sin i_1' = n_e' \sin r_1' \quad (8)$$

$e$  光在胶层的临界角为  $i_{c,e}' = \arcsin \frac{n_2}{n_e'} = \arcsin \frac{n_2 \sqrt{n_o^2 \cos^2 r_1' + n_e^2 \sin^2 r_1'}}{n_o n_e}$ 。

#### 3.2 两种类型棱镜不同波长下的视场角取值

为使  $e$  光能从胶层透射, 则需  $i_2' < i_{c,e}'$ , 由(6)式知,  $n_e'$  值随  $r_1'$  的增大而递增, 故  $i_{c,e}'$  随  $r_1'$  的增大而递减; 相反由(7)式知  $i_2'$  随  $r_1'$  的增大而递增。用一简图表示, 见图 6, 由于在波段 230nm ~ 800nm 之间,

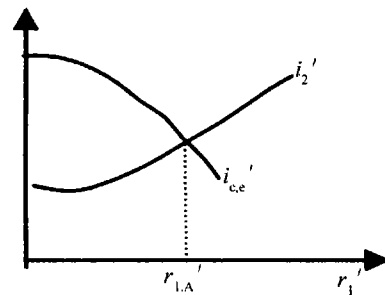


Fig. 6 The simple curve of  $i_2'$  and  $i_{c,e}'$  varying with  $r_1'$

$n_e'$  不总是大于胶层折射率  $n_2$ , 故需分两种情况进行讨论。

(1) 当  $n_e \geq 1.540$  时(即 230nm ~ 450nm), 必有  $n_e' > n_2$ , 欲使  $e$  光能通过, 则需  $r_1' \leq r_{1,A}'$  ( $i_2' = i_{c,e}'$  时,  $r_1'$  取值记为  $r_{1,A}'$ ), 且  $r_1' \leq 90^\circ - S = 20.22^\circ$ , 即得  $r_{1, \max}' = \min(r_{1,A}', 20.22)$ ,  $r_{1,A}'$  的值可由方程  $S + r_1' = \arcsin \frac{n_2 \sqrt{n_o^2 \cos^2 r_1' + n_e^2 \sin^2 r_1'}}{n_o n_e}$  求得:

出  $r_{1,B}'$  值, 使得  $(n_e' = n_2 = 1.540$  时,  $r_1'$  的取值记为  $r_{1,B}'$ )  $r_{1,B}'$  值由方程: 
$$n_e' = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 r_1' + n_e^2 \sin^2 r_1'}} = 1.540$$
, 得  $r_{1,B}' = \arcsin \frac{\sqrt{\frac{n_2^2 n_o^2 - n_o^2 n_e^2}{n_2^2 n_o^2 - n_2^2 n_e^2}}}{\sqrt{\frac{n_2^2 n_o^2 - n_o^2 n_e^2}{n_2^2 n_o^2 - n_2^2 n_e^2}}}$ , 当  $r_1' < r_{1,B}'$

时,  $n_e' < n_2$ ,  $e$  光必能通过。故  $r_{1,B}' \geq 20.22^\circ$  时, 取  $r_{1,max}' = 20.22^\circ$ ,  $r_{1,B}' < 20.22^\circ$  时, 取  $r_{1,max}' = \min(r_{1,A}', 20.22^\circ)$ 。同理由 (8) 式可以得到:  $S_u = i_{1,max}' = \arcsin \frac{n_e' \sin r_{1,max}'}{n_1}$ 。

$$r_{1,A}' = \arctan \frac{-n_o'^2 n_e'^2 \sin 2S \pm \sqrt{(n_o'^2 n_e'^2 \sin 2S)^2 - 4(n_o'^2 n_e'^2 \cos^2 S - n_2'^2 n_e'^2)(n_o'^2 n_e'^2 \sin^2 S - n_2'^2 n_e'^2)}}{2(n_o'^2 n_e'^2 \cos^2 S - n_2'^2 n_e'^2)} \quad (10)$$

此式中的  $n_2$  指的是空气隙的折射率, 其值为 1, 得 Glan-Taylor 型偏光棱镜上半视场角  $S_u' = \arcsin \frac{n_e' \sin r_{1,max}'}{n_1}$ 。

经过数据处理, 分别取对应棱镜的上半视场角  $S_u$  和下半视场角  $S_d$  的较小值, 即得相应的半视场角, 图 7 为 Lippich 型偏光棱镜的半视场角值; 图 8 为 Glan-Taylor 型偏光棱镜的半视场角值。

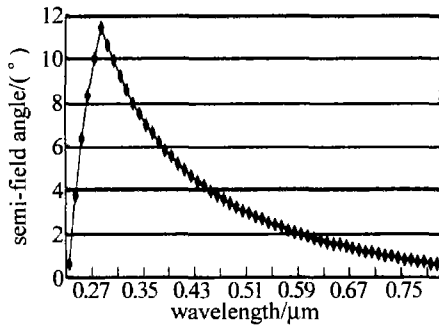


Fig. 7 Semi-field angle value of Lippich style polarizing prism

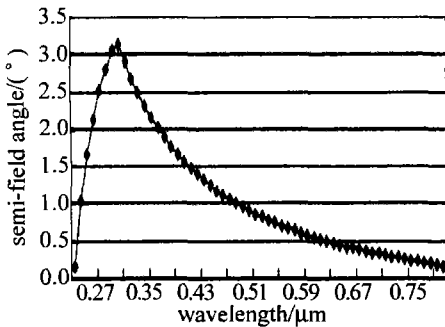


Fig. 8 Semi-field angle value of Glan-Taylor style polarizing prism

## 4 结论

通过上述设计, 在 230nm ~ 800nm 宽波段下, 李普奇棱镜结构角取值为  $69.8^\circ$ , 对应长度孔径比为 2.7; 格兰-泰勒棱镜结构角取值为  $37.6^\circ$ , 对应长度孔径比为 0.8。在以上相应的结构角的选取下, 李普奇棱镜的半视场角为  $0.5^\circ \sim 11.5^\circ$ ; 格兰-泰勒的半视场角为  $0.16^\circ \sim 3.13^\circ$ 。尤其在紫外波段李普奇棱镜取值大于

而对于 Glan-Taylor 型偏光棱镜, 此时, 在整个波段中  $n_e' > n_1$  ( $n_1$  为空气隙中的折射率), 故相应的  $r_{1,max}' = \min(r_{1,A}', 90^\circ - S') = \min(r_{1,A}', 52.46^\circ)$  ( $S'$  为 Glan-Taylor 型棱镜的结构角), 而

$6^\circ$ , 格兰-泰勒棱镜取值也在  $1.6^\circ$  以上。

可见 BBO 材料紫外波段透过率高, 对于用这种双折射材料制作的偏光棱镜, 其对应的消光比光谱特性及透射比光谱特性将会进一步研究。

## 参考文献

- [1] TANG H J, WU F Q, DENG H Y. Transmittance comparison of Glan-Taylor prism and Glan-Foucault prism[J]. Laser Technology, 2006, 30(2): 215-217 (in Chinese).
- [2] WANG C M, SONG L K, WANG L, et al. Effect of incident angles on splitting ratio of Glan polarizing splitting prisms[J]. Laser Technology, 2008, 32(2): 212-214 (in Chinese).
- [3] LIU J F, HE X M, XU J, et al. The study on properties of  $Sr^{2+}$ -doped  $\alpha$ -BBO crystal[J]. Journal of Crystal Growth, 2004, 260(3/4): 486-489.
- [4] LIU J F, HE X M, ZHOU G Q, et al. Growth of beta barium borate ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) thin films on alpha barium borate ( $\alpha$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) substrates[J]. Journal of Crystal Growth, 2005, 277(1/4): 359-363.
- [5] WANG X J, WANG Y L, HUANG L. BBO-OPO high-precision wavelength tuning control system[J]. Laser Technology, 2003, 27(4): 296-298 (in Chinese).
- [6] GAO L L, TAN H M, CHEN Y X. To eliminate the walk-off effect in intracavity doubling blue laser with two BBO crystals[J]. Laser Technology, 2003, 27(3): 245-247 (in Chinese).
- [7] ZHOU G Q, XU J, CHEN X D, et al. Optical properties of ultraviolet birefringent crystal  $\alpha$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>[J]. Chinese Journal of Lasers, 1999, 26(4): 320 (in Chinese).
- [8] ZHOU G Q, XU J, CHEN X D, et al. Growth and UV birefringent indices study on  $\alpha$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> crystal[J]. Journal of Synthetic Crystals, 2000, 29(5): 68 (in Chinese).
- [9] LIU J F, ZHAO G J, ZHOU G Q, et al. Phase transition and growth of high and low temperature phase of barium metaborate crystals[J]. Journal of Synthetic Crystals, 2003, 32(4): 339-345 (in Chinese).
- [10] ZHU H F, SONG L K, ZHEN Ch H, et al. Study of light intensity transmission of crystal polarizing prisms[J]. Acta Optica Sinica, 2004, 33(2): 204-207 (in Chinese).
- [11] SONG L K, CHI Y L, WANG J. Relation of polarizing prism's length aperture ratio and material characteristics[J]. Optical Technique, 2007, 33(5): 775-777 (in Chinese).
- [12] ZHU H F, SONG L K, WANG X M. Study about splitting intensity ratio of a prism with variable beam splitting angle[J]. Optical Technique, 2003, 29(5): 614-616 (in Chinese).