

Glan-Taylor 偏光棱镜的设计

高宏刚 裴庆魁

(应用光学国家重点实验室, 长春, 130022)

摘要: 本文介绍的 Glan-Taylor 棱镜是一种重要的 Glan 型冰洲石偏光棱镜, 广泛用于各种光学系统中。本文从半视场角与棱镜切割角的关系入手, 分析了影响 Glan-Taylor 棱镜结构的若干参量, 并介绍了一种棱镜设计方法, 可以用于任一波段起偏的这种棱镜实现结构的优化设计。

关键词: 棱镜 偏振器件

The design of Glan-Taylor polarizing prism

Gao Honggang, Pei Qingkui

(State Key Laboratory of Applied Optics)

Abstract: The Glan type iceland spar prism is a widely used as the polarizers. Based on the semifield angle and cut angle of prism, this paper introduces a set of principle parameters and a design method for Glan-Taylor prism. With the help of the method, the structure of Glan-Taylor prism can be optimized in any wavelength.

Key words: prism polarizer

一、引言

Glan 型棱镜是目前较常见的一类冰洲石偏光棱镜, 具有偏振度高、机械稳定性好、透过率高等特点, 是优秀的起偏器件, 广泛用于各种光学系统中。Glan-Taylor 棱镜是一种重要的 Glan

- 13 青島紳一郎, O Plus E, 1992, 12:102
14 Miller A, Likamwa P, Chai B H T *et al.* Opt Lett, 1992, 17:195
15 Miller A, Likamwa P, Chai B H T, Optics & Photonics news, 1992, 3:39
16 Rizvi N H, French P M W, Taylor J R. Opt Lett, 1992, 17:877
17 Balembois F, Georges P, Salin F *et al.* Technical digest of ultrafast phenomena, Postdeadline Papers, FC 28. 1992
18 White W E, Hunter J R, Woerkon L V *et al.* Opt Lett, 1992, 17:1067
19 Chase L L, Payne S A. Optics & Photonics, 1990, 8:16

* * *
作者简介: 魏世道, 男, 1946 年出生。工程师。现主要从事激光、非线性光学及可调谐激光晶体的研究工作。

收稿日期: 1993-11-24

型棱镜,它是空气隙间隔的两半块组合而成的棱镜(图1),具有较高的透过率;单色光入射到棱镜后,寻常光被全反射,非常光射出。

自1880年P. Glan提出Glan型棱镜设计方案以来,人们通常使用的棱镜结构只有几种。然而冰洲石的透过波段宽度较大,其吸收系数小于 $0.1/\text{cm}$ 的波长范围对o光为 $0.256\sim 1.7\mu\text{m}$,对e光为 $0.214\sim 2.3\mu\text{m}$ ^[1]。在这么宽的波长区间,Glan-Taylor棱镜的最佳结构应该有许多。

本文拟从半视场角方面考虑棱镜的结构设计。对不同入射面的光线,棱镜有不同的视场角;光线入射面垂直于棱镜主截面时,有最大视场角^[2];光线入射面平行于主截面时,具有最小视场角。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内时,才能保证出射光为偏振光。本文仅讨论入射面平行于主截面的情况,这样得出的关于最小视场角的结论保证了在其它入射面内的光线不会超出其视场角,故结论适于各种入射面的情况。

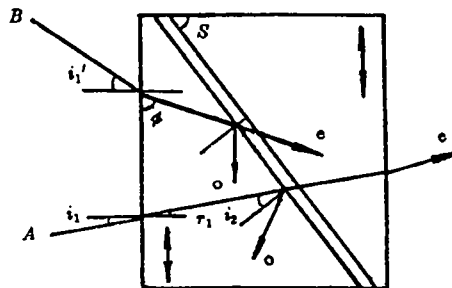


Fig. 1 Illustration of Glan-Taylor. The optical axis is in the plane of the entrance face and the principle section is perpendicular to the cut plane. The gap between two prisms is air-spaced

二、棱镜主要参量及其关系

1. 四个参量

考虑到Glan-Taylor棱镜的使用情况,影响棱镜结构的主要参量应包括以下四个:

有效孔径:其大小决定了棱镜聚光本领。

半视场角:定义为当棱镜绕其轴旋转时,能够穿透棱镜并保持完全偏振的光线与棱镜轴所夹的最大角,它反映了棱镜对光束入射角的限制。

长度孔径比:指平行于棱镜轴的底面长与垂直于棱镜底面量得的棱镜最小线度之比,它反映了组成棱镜的两半块的切割角(即棱镜的结构角)。

棱镜的半视场角和长度孔径比(切割角)都与通过棱镜的光束所具有的最大角发散有关^[1]。

透过率:指射出棱镜的偏振光的透过率。

2. e光线在冰洲石中的折射率

在Glan-Taylor棱镜中,由于晶体光轴方向平行于入射端面(图1),入射光中的e光电矢量与光轴成一角度,故在晶体内o光遵守Snell定律,而e光不遵守,其折射率是入射角的函数,如果晶体光轴在入射面内,则e光与o光的主截面重合,e光波法线(非e光线)仍遵守Snell定律,此时e光波的折射率由下式决定^[3]:

$$\frac{1}{n_f^2} = \frac{\sin^2 \varphi}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \varphi}{n_o^2} \quad (1)$$

式中, n_f 为e光波折射率; φ 为e光波法线与光轴所夹锐角。

由惠更斯作图法可以画出e光线在冰洲石中传播的情况。图2中所示光轴与界面平行正是在Glan-Taylor棱镜中出现的情形。

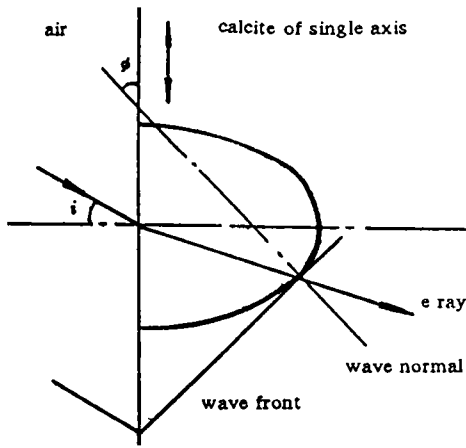


Fig. 2 The propagation of ray e in single axis crystal. The optical axis is parallel to the entrance face. The wave front is not normal to ray e

3. 各参量的计算

(1)半视场角。棱镜半视场角的选取要保证其内的光束在切割面空气隙处，o 光被全反射，e 光全透过。如图 1 所示，为使 o 光在切割面空气隙处被全反射，光线 A 在切割面处的入射角应大于下式中的 i_2 值。

$$\sin(i_2) = 1/n_o$$

由图 1 知： $r_1 + S + i_2 = 90^\circ$

$$\sin(i_1)_{\max} = (n_o^2 - 1)^{1/2} \cos S - \sin S \quad (2)$$

下面考虑 e 光不能透过空气隙所决定的半视场角。

由(1)式知 $n_f > 1$, e 光在空气隙处有可能被全反射，只有当图 1 中角 φ 大于下式决定的 φ 值时，e 光才能透过空气隙：

$$n_f \sin(\varphi + S) = 1 \quad (3)$$

半视场角 i_1' 可由下式决定：

$$\sin(i_1')_{\max} = n_f \sin(90^\circ - \varphi) \quad (4)$$

式中， φ 由下面各式确定：

将(3)式代入(1)式中，得

$$\sin^2 S \cdot \cos^2 \varphi + \cos^2 S \cdot (1 - \cos^2 \varphi) + \sin 2S \cdot \cos \varphi \cdot \sqrt{1 - \cos^2 \varphi} = \frac{\sin^2 \varphi}{n_c^2} + \frac{\cos^2 \varphi}{n_o^2}$$

从而有

$$\cos^2 \varphi = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AF^2}}{2A} \quad (5)$$

式中， $A = E^2 + \sin 2S$; $B = 2EF - \sin^2 2S$; $E = \frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_c^2} + \cos 2S$; $F = \frac{1}{n_c^2} - \cos^2 S$ 。

n_f 仍由(1)式确定。

若(5)式无意义，则说明 e 光在空气隙处不被全反射，此时半视场角由下式决定：

$$\sin(i_1')_{\max} = n_f \sin S \quad (6)$$

综上所述，Glan-Taylor 棱镜半视场角由(2)式和(4)式或(6)式确定的 $(i_1)_{\max}$ 和 $(i_1')_{\max}$ 中的较小者决定。

(2)棱镜切割角的范围。棱镜切割角是决定半视场角的因素之一。不同切割角对入射于棱镜的光束的要求不相同。能满足非正入射光束要求的切割角一定能满足平行垂直入射的光束要求；若切割角不能满足平行正入射光束的要求，则一定不能满足非平行光束的要求。因此切割角范围的上下限由平行光束正入射时，e 光不能透过或 o 光可以透过来决定。对于该范围内的任意切割角，都使棱镜有一半视场角，保证 e 光可以透过，o 光被全反射。

一束单色非偏振光正入射到图 1 中棱镜，设 S_o, S_e 分别是使 o, e 光全反射的切割角，全反射条件分别是：

$$o \text{ 光: } n_o \cos S_o = 1$$

$$e \text{ 光: } n_e \cos S_e = 1$$

当切割角 $S < S_c$ 时, o 光被空气隙全反射而不会透过; 当 $S > S_c$ 时, e 光不会被全反射而可以透过。因此 Glan-Taylor 棱镜切割角的范围为:

$$\cos^{-1} \frac{1}{n_e} \sim \cos^{-1} \frac{1}{n_o}$$

(3) 半视场角为最大时的切割角 S_m 。由(2)式知, 由 o 光决定的半视场角 $(i_1)_{\max}$ 随切割角增大而减小; 由(4), (6)式知, 由 e 光决定的半视场角 $(i_1')_{\max}$ 随 S 增大而增大。可以推测, 在 S 变化过程中必有一值 S_m 使 $(i_1)_{\max} = (i_1')_{\max}$, 此时半视场角为最大。对 S_m 的计算可以采取如下方法: 在切割角允许范围内, 选取多个递增的 S 值, 针对每一个 S 值计算 i_1 和 i_1' , 并比较其值; 当 i_1 与 i_1' 非常接近时, S 便为半视场角最大时的切割角。

(4) 棱镜对 e 光的透过率。根据菲涅耳公式和多光束干涉理论^[3], 不考虑棱镜材料的吸收作用(这种吸收非常小), 可以从理论上计算正入射光束在棱镜前后两端面及空气隙处被反射的情况, 从而获得 e 光的透过率:

$$T_e = \frac{4n_e}{(1+n_e)^2} (1-R) \left[1 + R^2 + 2R \cos \left(\frac{4\pi d \cos \theta}{\lambda} \right) \right]$$

式中, $R = \frac{4n_e \sin S \cdot \cos \theta}{(\sin S + n_e \cos \theta)^2}$; $\theta = \sin^{-1}(n_e \cos S)$; d 为空气隙厚度。

通常制作 Glan-Taylor 棱镜时, 使空气隙厚度接近于零, 这不仅具有盲目性, 而且由于必须选取和放置极薄的垫片使棱镜两半块间产生空气隙, 增加了制作难度。由上式可知空气隙厚度只与 T_e 有关, T_e 随 d 按余弦规律变化, d 并不是越接近零越好, 因此在制作时可以选择恰当的 d 使 T_e 为最大值。

通过以上对 Glan-Taylor 棱镜的讨论可知, 当棱镜的工作波段确定后, 可使用的棱镜切割角(或长度孔径比)只能在一定区间内选取。棱镜切割角确定了(即确定了棱镜结构), 则对应每一波段的半视场角也就确定; 选择恰当的棱镜切割角, 可以使某一波段的半视场角为最大。Glan-Taylor 棱镜的空气隙厚度与其透过率有直接关系, 恰当选择空气隙厚度不仅可以提高透过率, 而且可以从设计角度减小棱镜制作的难度。

三、计算实例与结论

利用以上分析的结果, 我们编制了进行 Glan-Taylor 棱镜结构设计的计算机程序, 可以从半视场角的优化来确定棱镜结构, 并预测棱镜在一定波长区间的透过率和半视场角。表 1 列出了几个波长条件下棱镜的计算数据, 并在空气隙厚度的推荐栏中给出了相应的透过率值。

将现有的几个棱镜的结构参数输入设计程序中, 获得棱镜在各波段的半视场角, 与相应的测量值作一比较, 如表 2 所示(由于用于测试的棱镜是本文优化计算以前的产品, 其切割角没有采用本文所述的最佳值, 这里仅以此来作为本文结论的佐证)。可以看出, 随波长的增大, o 光半视场角的测量值呈减小趋势, e 光半视场角则呈增大趋势; 这与理论值的变化趋势相同; o 光、e 光半视场角的理论值与相应各测量值相差小于 0.3° 。

除去实验误差及制作因素的影响, 可以认为理论数据与测量数据相符得比较好, 说明关于 Glan-Taylor 棱镜半视场角的理论分析法和计算过程是正确的。采用这种方法可以实现 Glan-Taylor 起偏棱镜的优化设计。

Table 1 The optimized parameters at several wavelengths for Glan-Taylor prism

$\lambda(\mu\text{m})$	$\Delta S(\text{deg.})$	$S_m(\text{deg.})$	$d(\mu\text{m})/T_e$	$i_{\text{max}}(\text{deg.})$
0.2140	50.12~57.19	53.96	31.2/(86%)	5.95
0.3550	48.30~53.85	51.25	33.2/(90%)	4.42
0.4658	47.93~53.24	50.74	34.1/(88%)	4.18
0.4965	47.86~53.13	50.65	38.3/(87%)	4.14
0.5893	47.71~52.91	50.46	30.5/(87%)	4.06
0.6328	47.67~52.84	50.40	45.0/(89%)	4.04
1.3150	47.44~52.37	50.04	42.1/(81%)	3.83

λ : wavelength. ΔS : the permitted range of cutting angle. S_m : the optimized cutting angle. d : the thickness of air film. i_{max} : the maximum of semifield angle. T_e : transmittance of e ray.

Table 2 The results of measurement and computation for semifield angle at some wavelengths

$\lambda(\mu\text{m})$	0.6328		0.5145		0.4965		0.4880		0.4658		
	1 [#]	2 [#]	1 [#]	2 [#]	1 [#]	2 [#]	1 [#]	2 [#]	1 [#]	2 [#]	
C	i_1'	5.42°		5.22°		5.17°		5.15°		5.07°	
	i_1	2.49°		2.90°		2.98°		3.03°		3.10°	
M	i_1'	5.30°	5.80°	5.33°	5.20°	5.27°	5.10°	5.23°	5.02°	5.03°	4.91°
	i_1	2.50°	2.70°	2.82°	3.03°	2.95°	3.13°	3.00°	3.23°	3.37°	3.37°

λ : wavelength. i_1' : semifield angle decided by e ray. i_1 : semifield angle decided by o ray.

C: computing results. M: measuring results.

参 考 文 献

- 1 Driscoll W G, Vaughan W. Handbook of Optics. New York, The Kingsport Press, 1978:10-21~10-50
- 2 李国华 *et al.* 曲阜师大学报, 1990, (16), 46
- 3 梁铨铤. 物理光学. 北京: 机械工业出版社, 1981, 80~84

作者简介: 高宏刚, 男, 1967 年 3 月出生。硕士。现从事超光滑表面加工与计测技术研究。
 裴庆魁, 男, 1938 年 7 月出生。副研究员。一直从事光学加工与计测工作。

收稿日期: 1993-11-05 收到修改稿日期: 1993-12-27

请向邮局订阅 1995 年度《激光技术》

国内刊号: CN51-1125/TN, 邮发代号: 62-74