

文章编号: 1001-3806(2003)06-0597-03

## 格兰-泰勒棱镜透射光强曲线优化处理的研究

李红霞 吴福全

(曲阜师范大学激光研究所, 曲阜, 273165)

范吉阳

(曲阜师范大学物理系, 曲阜, 273165)

**摘要:** 分析了线偏振光通过绕光线轴旋转的格兰-泰勒棱镜后, 光强出现周期性扰动。分析了扰动产生的原因, 对影响格兰-泰勒棱镜透射光强曲线光滑程度的各个参数进行了详细讨论, 进而找到消除其不利影响的有效方法。理论研究结果与实验相符合。

**关键词:** 格兰-泰勒棱镜; 透射光强; 扰动; 干涉

**中图分类号:** O435 **文献标识码:** A

## Studies on optimization problems about transmitted light intensity's perturbation of the Glan-Taylor prism

Li Hongxia, Wu Fuquan

(Institute of Laser Research, Qufu Normal University, Qufu, 273165)

Fan Jiyang

(Department of Physics, Qufu Normal University, Qufu, 273165)

**Abstract:** Phenomenon of transmitted light intensity's perturbation of the Glan-Taylor prism with varying rotation angle is found in the experiment. It has notable influence on quality of the outgoing polarized light. Causes for the disturbance are analysed. Several parameters that affect the smoothness level of curve of transmitted light intensity are discussed. And the effective methods to reduce the disturbance are obtained.

**Key words:** Glan-Taylor prism; transmitted light intensity; perturbation; interference

### 引言

偏光棱镜是光信息处理、激光调制和测量中非常重要的无源器件<sup>[1]</sup>。格兰-泰勒棱镜是当前偏光技术采用最普遍的高精度激光偏光镜之一。它采用冰洲石晶体设计而成, 由于冰洲石晶体的光学性能好、光谱透射范围广、双折射率大, 且棱镜采用空气隙胶合, 所以它的消光比优于  $10^{-5}$ , 使用光谱范围是  $(300 \sim 2500) \text{ nm}$ <sup>[2]</sup>。它由光轴垂直一直角面的两块冰洲石直角棱镜组成, 透射偏振光保持与原入射光方向一致, 且不受棱镜旋转的影响, 这在光路调整技术中是极重要的一个特点, 尤其适合激光应用技术的要求。近年来随着激光应用技术的发展, 该棱镜更显示了其高抗光损伤的优越性。然而, 在实验中发现该棱镜的透射光强随旋转角出现了周期性的扰动。这种扰动的存在直接影响了在许多涉及光场

分析、干涉计量及光信息处理等科学领域中的应用。作者从理论上对造成格兰-泰勒棱镜透射光强扰动的原因进行分析, 详细讨论了影响扰动大小的各种光学参量, 进而找到减小扰动、提高出射偏振光质量的有效方法。这对改善格兰-泰勒棱镜的光学性能, 指导光学系统设计及实验具有重要意义。

### 1 实验现象

作者采用如图 1 所示的实验装置。实验中所用

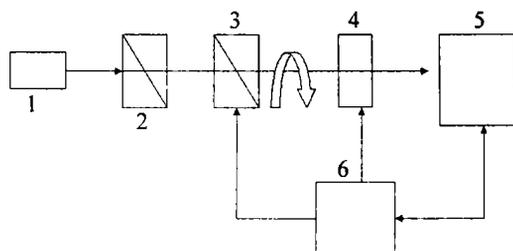


Fig. 1 The experimental setup

1—LD laser 2—polarizer 3—Glan-Taylor prism 4—photoelectric detector 5—optical information processor 6—automatic control system

光源为 650nm 的激光, 经起偏镜产生的线偏振光正入射进入待测的格兰-泰勒棱镜。格兰-泰勒棱镜放

**作者简介:** 李红霞, 女, 1978 年 5 月出生。硕士研究生。从事偏光器件设计及性能测试工作。

收稿日期: 2002-09-25; 收到修改稿日期: 2003-01-09

置在由步进电机带动的可以使棱镜绕光线轴连续旋转的支架上,从而使得两棱镜的晶体光轴夹角可以周期性变化。出射光强由光电探测器测得后输入光信息处理系统,可在微机直接显示出透射光强曲线图。

激光通过起偏镜后,成为强度为  $I_0$  的线偏振光;然后通过待测格兰-泰勒棱镜时,透射光强按照马吕斯定律变化:

$$I = I_0 \cos^2 \theta \quad (1)$$

式中,  $\theta$  是待测格兰-泰勒棱镜透射光电矢量的振动方向与入射的线偏振光的振动方向之间的夹角。出射光强应为一光滑的余弦曲线。实验中发现曲线大体上是按上述规律变化的,但存在一定的不规则扰动。这种扰动在两棱镜晶体光轴相平行的位置附近最为明显。图2中给出了电机旋转一周过程中的透射光强实验曲线(图中横轴所标角度与两棱镜晶体光轴夹角相差  $90^\circ$ , 纵坐标值为相对光强)。

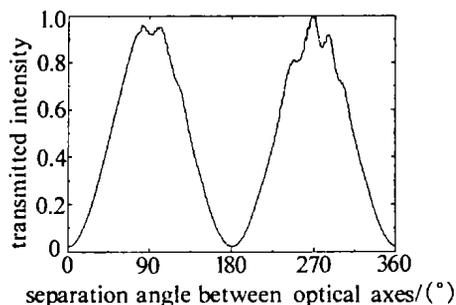


Fig.2 Curve of transmitted light intensity for one random rotation period

## 2 理论分析

格兰-泰勒棱镜<sup>[1]</sup>为空气隙型胶合棱镜。单色非偏振光进入棱镜的前半部分被分成 e 光和 o 光,但没有分开,当到达晶体-空气界面时, o 光被全反射, e 光透过。因为研究的是透射的 e 光的行为,所以在图3中只标出了两条 e 光,  $e_{11}$  和  $e_{21}$ 。e 光在通过空气隙时将发生多次反射,其中经两次反射后的出射光束  $e_{12}$  与直接透射光束  $e_{21}$  相遇形成干涉。

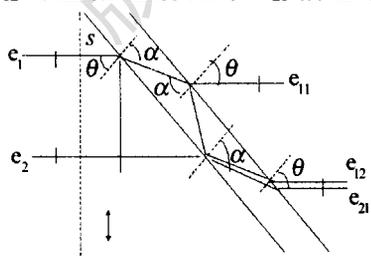


Fig.3 Extraordinary light's transmission and interference in the air gap layer  
由折射定理可得:  $n_c \sin \theta = \sin \alpha \quad (2)$

式中,  $\theta$  是 e 光在晶体-空气界面上的入射角(当光正入射进入棱镜时,  $\theta$  与棱镜的结构角  $s$  相等),  $\alpha$  为折射角。e 光在晶体-空气界面的透射比、反射比分

别由下式给出<sup>[3]</sup>:

$$T = \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \alpha}{\sin^2 \theta + \cos^2 \alpha} \quad (3)$$

$$R = \frac{\tan^2 \alpha - \tan^2 \theta}{\tan^2 \alpha + \tan^2 \theta} \quad (4)$$

利用(2)式~(4)式算出  $e_{12}$  与  $e_{21}$  的相干偏振光强为:

$$I_f = I_0 \cos^2 \theta \left[ \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \alpha}{\sin^2 \theta + \cos^2 \alpha} \right]^2 \times \left[ 1 + 2 \frac{\tan^2 \alpha - \tan^2 \theta}{\tan^2 \alpha + \tan^2 \theta} \cos \frac{4\pi h \cos \alpha}{\lambda} \right] \quad (5)$$

式中,  $\theta$  为两棱镜的晶体光轴夹角;  $\lambda$  是入射光波长;  $h$  为泰勒棱镜空气隙厚度,且是均匀的。由于实验中反射比  $R$  约为 4%, 因而上式已经忽略掉反射比的平方项。将方程右边与  $\alpha$  有关的部分用  $f(\theta)$  表示, 它的变化曲线如图 4a 所示。由图可见,  $f(\theta)$

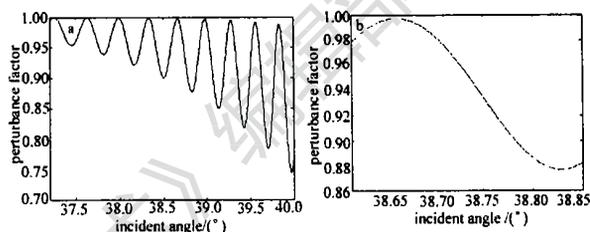


Fig.4 Perturbation factor as a oscillating function of incident angle with wavelength  $\lambda = 650\text{nm}$ , refractivity  $n_c = 1.4848$ , thickness of air-gap  $h = 0.02\text{mm}$

a—several vibration periods b—about half the vibration period

为振荡函数,其振幅和频率随入射角的增大而增大,显然这与反射比  $R$  有关。暂且将  $f(\theta)$  称为扰动因子。最后出射的相干偏振光强可表示为:

$$I_f = I_0 \cos^2 \theta \times f(\theta) \quad (6)$$

若入射角  $\theta$  不变,则出射光强为两棱镜晶体光轴夹角  $\alpha$  的余弦函数。由于步进电机的转动是步进式的,在转动过程中棱镜会有小的振动,从而致使入射角度  $\theta$  在  $\theta_0$  (正入射时等于结构角,实验中为  $38.77^\circ$ ) 附近作  $(\theta_0 \pm \delta)$  的变化。扰动因子为高频振荡函数,所以入射角小的扰动将引起扰动因子较大的涨落。考虑扰动后的出射相干偏振光强可以表示成:

$$I_f = I_0 \cos^2 \theta_0 \times f(\theta_0 + \delta) \quad (7)$$

又由于  $\delta$  的变化与  $\theta_0$  无关,所以  $\theta_0 \cos^2 \theta_0$  越大的地方,扰动值越大。因而实验曲线中透射光强越大的位置,扰动越明显,从而导致了出射光强在随  $\theta$  角成余弦函数变化的基础上,产生一不规则小的扰动,且呈现出周期性。利用(5)式,并将实验中所取各参量值:激光波长  $\lambda = 650\text{nm}$ 、相应的折射率  $n_c = 1.4848$ 、空气隙厚度  $h = 0.02\text{mm}$ 、结构角  $\theta_0 = 38.77^\circ$  等代入;为模拟试验中  $\delta$  随电机转动所作的随机扰动,用振幅为 0.05 的随机数发生器产生小的角度扰

动加载到恒定值  $\theta_0$  上, 作为自变量, 用 Matlab 作出的透射光强曲线, 如图 5a 所示。结果与实验曲线符合得很好。

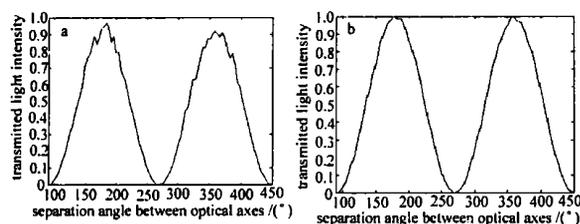


Fig. 5 Effect of incident angle on smoothness of curve of transmitted light intensity

a — = 650nm,  $h = 0.02\text{mm}$ ,  $\theta_0 = 38.77^\circ$  b — = 650nm,  $h = 0.02\text{mm}$ ,  $\theta_0 = 38.67^\circ$

### 3 对扰动的优化处理与讨论

下面就扰动因子中的各个参数对扰动大小的影响作具体讨论, 求出其最佳取值, 从而有效地改善出射偏振光质量。

#### 3.1 入射角度 $\theta_0$

保持扰动因子中其它参数不变, 只改变入射角度的大小。从图 4a 可以看出, 要使透射光强扰动最小且透射率较高, 入射角应选取在波峰位置。且最好靠近  $37.2^\circ$ 。因为这时随入射角在  $\theta_0$  附近小的变化而引起扰动因子的变化最小, 且透射率最高。然而若是棱镜的结构角取  $38.2^\circ$ , 由于与  $\theta_0$  光的全反射的临界角十分接近, 会使得棱镜的视场角很小, 而且  $\theta_0$  光的倏逝波会影响出射偏振光质量<sup>[3]</sup>。入射角度也不能太大, 由于扰动因子涨落较大, 透射率较低, 影响出射光质量。综合两方面的因素, 较合适的结构角应选择图 4a 中靠近中间位置的几个波峰(如  $38.67^\circ$ )处。而从图 4b 可以看出, 在实验中所取的  $38.77^\circ$  附近, 扰动因子变化较快, 因而扰动较为明显。用 Matlab 作出入射角为  $38.67^\circ$  的透射光强曲线如图 5b 所示。与  $38.77^\circ$  入射角相比, 出射光得到了较好的改善。

#### 3.2 波长及折射率

冰洲石晶体具有色散性, 折射率随波长的改变而改变。在实际应用中, 常使用不同波长的光源, 因而讨论波长对出射光强曲线的影响是必要的。保持扰动因子中其它参数不变, 将入射光束的波长  $\lambda$  取为  $589\text{nm}$ , 对应的  $n$  光折射率为  $1.4864^{[1]}$ 。作出的  $38.67^\circ$  时的透射光强曲线如图 6a 所示。与图 5b 相比较可见, 曲线呈现的扰动明显变大。入射角为  $38.73^\circ$  时的透射光强曲线如图 6b 所示。由此可见, 透射偏振光质量得到很好的改善。也就是说, 为了

改善透过格兰 泰勒棱镜偏振光的质量, 对不同的入射光波长应选取不同的入射角。

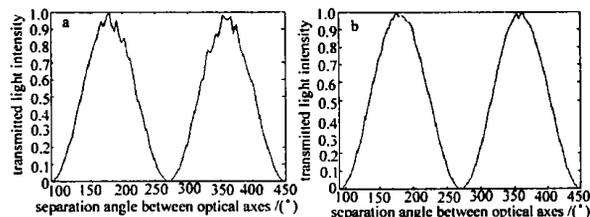


Fig. 6 Optimal incident angle shifts as the wavelength varies

a — = 589nm,  $h = 0.02\text{mm}$ ,  $\theta_0 = 38.67^\circ$  b — = 589nm,  $h = 0.02\text{mm}$ ,  $\theta_0 = 38.73^\circ$

#### 3.3 空气隙厚度 $h$

Decker 等人在美国光学学会上发表文章<sup>[4]</sup>指出: 空气隙型偏光棱镜, 由于其空气间隔不为 0 对半视场角的影响不可忽略, 因此为了获得较大的视场角, 应尽量减小空气隙厚度。但是研究发现, 如果其厚度太小, 消光比将受到影响<sup>[5]</sup>。因此它的取值应限制在一定范围内。保持扰动因子中的其它参数不变, 将空气隙厚度  $h$  变为  $0.025\text{mm}$ , 得到如图 7a 所示透射光强曲线。可见空气隙厚度的改变对曲线扰动的的影响很明显。同样可以求出在新的厚度下最合适的入射角, 如  $38.59^\circ$ , 对应此波长, 作出的透射光强曲线如图 7b 所示。

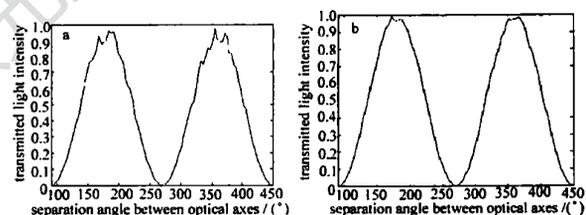


Fig. 7 Optimal incident angle shifts as thickness of the air gap varies

a — = 650nm,  $h = 0.025\text{mm}$ ,  $\theta_0 = 38.67^\circ$  b — = 650nm,  $h = 0.025\text{mm}$ ,  $\theta_0 = 38.59^\circ$

由以上讨论可知, 光学系统中所用光源的波长、空气隙厚度及入射角具有确定的对应关系。在设计高性能格兰 泰勒棱镜时, 要根据要所使用的波长, 在允许范围内相应地调整空气隙厚度及结构角, 以获得最好的匹配关系。

#### 参 考 文 献

- [1] Driscall W G. Handbook of optics. New York: McGraw-Hill, 1978, 10: 43 ~ 45.
- [2] 吴福全, 李国华, 宋连科 *et al.* 中国激光, 1995, A22(1): 37 ~ 39.
- [3] Born M, Wolf E. Principles of optics. Cambridge: Cambridge University Press, 2001: 44.
- [4] Decker D L, Stanford J L, Bennett H E. J O S A, 1970, 60: 1557.
- [5] 李国华, 窦晓明, 李 艺 *et al.* 中国激光, 1992, 19(4): 282 ~ 284.