

空气隙间隔格兰型棱镜偏光器透射光强 扰动的温度效应

李红霞¹⁾ 吴福全¹⁾ 范吉阳²⁾

¹⁾(曲阜师范大学激光研究所,曲阜 273165)

²⁾(曲阜师范大学物理系,曲阜 273165)

(2002 年 11 月 19 日收到 2002 年 12 月 22 日收到修改稿)

线偏振光正入射的情况下,空气隙间隔格兰型棱镜的透射光强随旋转角出现周期性增强的扰动。扰动的出现影响了透射偏振光的质量。研究表明,透射光强对入射角有着敏感的依赖关系。实验中空气隙间隔格兰型棱镜的振动引起入射角在棱镜的结构角附近作微小变化,从而导致了透射光强的扰动。讨论了温度的变化对扰动大小的影响,给出了减小扰动的有效方法。

关键词: 偏光棱镜, 热光效应, 干涉, 扰动

PACC: 7820N, 4280G, 4225J, 4215E

1. 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^[1-3]。空气隙间隔格兰型棱镜是当前偏光技术中普遍采用的高精度激光偏光镜之一^[1-5]。它使用冰洲石晶体设计而成。由于冰洲石晶体的光学性能稳定、光谱透射范围广、双折射率大且棱镜采用空气隙胶合,所以空气隙间隔格兰型棱镜的透射比高,消光比优于 10^{-5} ,使用光谱范围在 300—2500 nm^[6-8]。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为重要的一个特点。它还能用节省方解石的方法切割而成。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^[9]。

线偏振光正入射的情况下,空气隙间隔格兰型棱镜的透射光强应为旋转角的光滑余弦函数。然而在实验中发现,它们的透射光强曲线出现了随旋转角周期性增强的扰动。这种幅度较大的扰动的出现,使得透射光强不再缓慢变化,对实际工作是不利的。从理论上分析了扰动产生的原因,给出了在特定的入射光波长和空气隙厚度下减小扰动的方法。然而有些实验条件要求温度在一定范围内变化,强激光进入棱镜也会引起棱镜温度的改变。讨论了透射光

强扰动的温度效应,并分析了减小这种情况下扰动所带来的不利影响的方法。减小扰动的要求从不同于视场角、长度-孔径比和消光比的角度^[1-6]对棱镜的结构角和空气隙厚度等参数的选择加以限制。文中对格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜的扰动大小进行了比较研究。本文的理论分析具有普遍性,易推广到其他各种棱镜,对指导高性能光学系统设计及实验中选择匹配棱镜具有重要的指导意义。

2. 实验现象

实验装置如图 1 所示。半导体激光器产生的波长为 650 nm 的单色光进入起偏镜,通过它产生的线偏振光正入射进入待测的空气隙间隔格兰型棱镜。空气隙间隔格兰型棱镜放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连续变化。透射光强由光电探测器测得后输入微机,由偏振光强测试系统软件进行处理,可在微机上直接显示出透射光强曲线图。偏振光强测试系统发出信号可控制电机转动。激光通过起偏镜后,成为强度为 I_0 的线偏振光;然后通过待测的格兰型棱镜时,透射光强按照马吕斯定律变化,

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

式中 ϕ 是待测格兰型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夹角,即为旋转角。透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中分别给出了格兰-泰勒样品棱镜和格兰-傅科样品棱镜在旋转一周过程中的透射光强实验曲线(透射光强以 I_0 为单位,各图同)。从图2可以看出,格兰-傅科棱镜透射光强的扰动比格兰-泰勒棱镜要大得多。

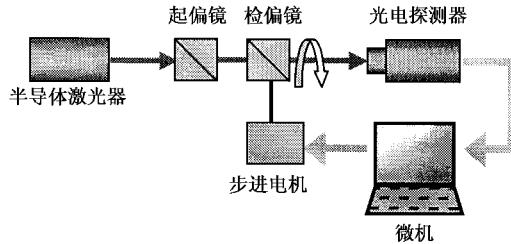


图1 测量透射光强的实验装置示意图

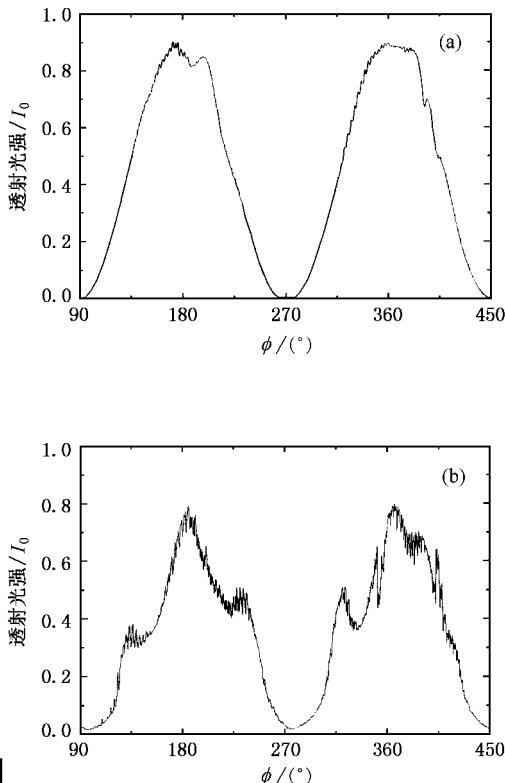


图2 格兰-泰勒棱镜(a)和格兰-傅科棱镜(b)的透射光强实验曲线

3. 理论分析

下面对实验中发现的这种不规则扰动的产生原因进行理论上的分析。

空气隙间隔格兰型棱镜由两块冰洲石直角棱镜组成^[1]。单色光正入射进入格兰型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。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与直接透射光束相遇形成干涉。考虑到界面处的反射比^[10],干涉后的透射光强对格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜分别为

$$I_{\text{FT}} = I_0 \cos^2 \phi \left(1 - \frac{\tan^2(\theta - \alpha)}{\tan^2(\theta + \alpha)} \right)^2 \times \left(1 + \frac{\tan^4(\theta - \alpha)}{\tan^4(\theta + \alpha)} \right) + 2 \frac{\tan^2(\theta - \alpha)}{\tan^2(\theta + \alpha)} \cos \frac{4\pi h \cos \alpha}{\lambda}, \quad (2)$$

$$I_{\text{FF}} = I_0 \cos^2 \phi \left(1 - \frac{\sin^2(\theta - \alpha)}{\sin^2(\theta + \alpha)} \right)^2 \times \left(1 + \frac{\sin^4(\theta - \alpha)}{\sin^4(\theta + \alpha)} \right) + 2 \frac{\sin^2(\theta - \alpha)}{\sin^2(\theta + \alpha)} \cos \frac{4\pi h \cos \alpha}{\lambda}, \quad (3)$$

式中 θ 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, θ 与棱镜的结构角相等), α 为折射角,它通过折射定律与入射角 θ 相联系; λ 为入射光波长; h 为空气隙厚度,且是均匀的。将公式等号右端与 θ 有关的部分用 $f(\theta)$ 表示,它的变化曲线如图3所示。由图3可见, $f(\theta)$ 为振荡函数,振幅及频

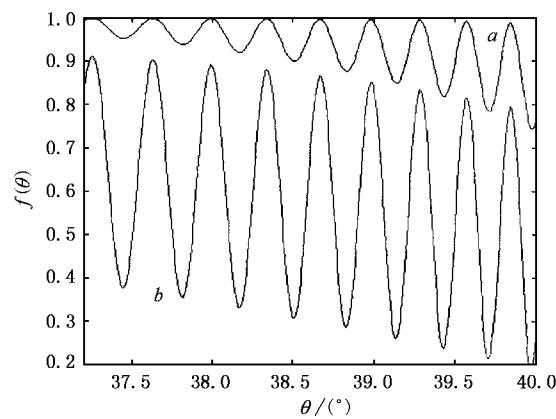


图3 扰动因子随入射角的变化曲线 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $n_e = 1.48480$, $h = 0.02 \text{ mm}$ 。曲线 a 为格兰-泰勒棱镜;曲线 b 为格兰-傅科棱镜

率都随入射角的增大而增大,平均值随入射角的增大而减小。将 $f(\theta)$ 称为扰动因子,最后的透射光强可表示为

$$I_f = I_0 \cos^2 \phi \times f(\theta). \quad (4)$$

若入射角 θ 不变, 则透射光强为旋转角 ϕ 的余弦函数. 由于步进电机在转动过程中棱镜会产生小的振动, 从而致使入射角 θ 在 θ_0 (无振动时的入射角, 等于结构角) 附近作 $(\theta_0 \pm \Delta\theta)$ 的变化. 从图 3 可见, 扰动因子为高频振荡函数, 所以入射角的小扰动将引起扰动因子较大的变化. 考虑扰动后的透射光强为

$$I_t = I_0 \cos^2 \phi \times f(\theta_0 + \Delta\theta). \quad (5)$$

又由于 θ 独立于 ϕ 改变, 所以 $I_0 \cos^2 \phi$ 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, 从而导致透射光强在原随 ϕ 角成余弦函数变化的基础上产生不规则的扰动, 且呈现出随旋转角周期性增强.

随入射角的增大, 扰动因子振幅和频率都随之增大, 同时透射率降低, 因而入射角越小越好; 然而入射角小到接近光全反射角 (37.2°), 则影响透射偏振光质量. 综合两方面的因素, 应选结构角位于 38.75° 附近. 这与文献中从视场角、长度-孔径比和消光比等因素考虑选择结构角约为 38.75° ^[1] 相一致. 从图 3 可以看出, 在扰动因子 $f(\theta)$ 取极大值的角度处, 曲线最为平缓, 扰动最小, 而透射率最高. 因而应选取 38.75° 附近 (即大约中间位置) 的极大值点作为结构角. 从图 3 还可以看出, 格兰-傅科棱镜的扰动因子振幅比格兰-泰勒棱镜要大得多, 因而在同样的条件下, 扰动也大得多, 这与实验结果相符合.

下面根据理论计算结果作出相应的透射光强曲线. 取波长 λ 为 533 nm , 室温 20°C 时折射率 n_e 为 1.48841 , 空气隙厚度 h 为 0.03 mm ; 入射角 θ_0 (即结构角) 取为扰动因子的极值点 38.73° . 把以上各参数代入 (2) (3) 式, 用 MATLAB 作出格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜的透射光强曲线如图 4 所示. 其中为了模拟试验中入射角随电机转动所做的随机扰动, 用振幅为 0.05° 的随机数发生器产生小的角度扰动加载到 θ_0 (38.73°) 上, 作为入射角. 由于已将结构角取为扰动因子变化最为平缓的极大值点, 因而相比图 2 中的实验曲线, 扰动要小一些. 从图中可以看出, 格兰-傅科棱镜的扰动比格兰-泰勒棱镜更为强烈, 而透射率则小得多.

下面分析温度变化对扰动的影响. 作出温度分别为 -60°C , 20°C 和 100°C 时的扰动因子曲线, 如图 5 所示. 从图 5 可以看出, 在温度改变时, 扰动因子曲线形状基本保持不变, 只是沿着水平方向产生一定的平移. 为了减小扰动, 以将结构角选为室温时扰动因子曲线的极大值点. 然而当温度发生变化时, 极

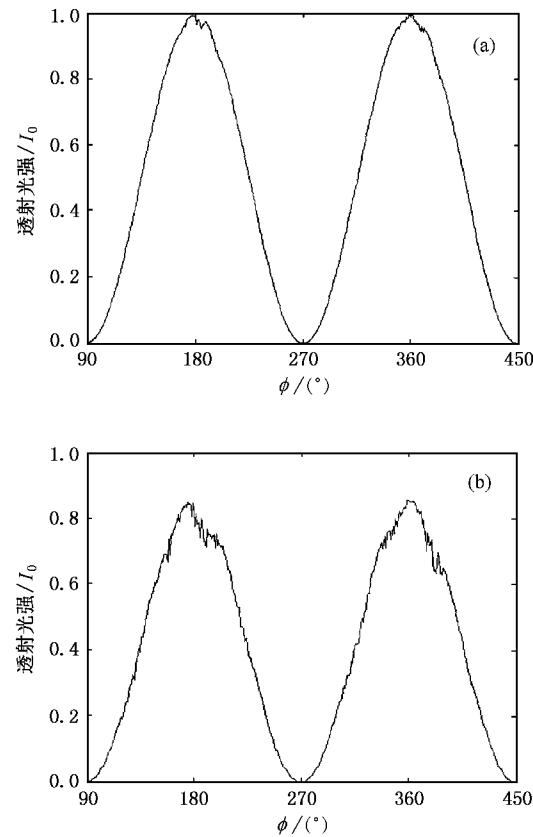


图 4 根据理论计算结果(2) (3) 式用 MATLAB 作出透射光强曲线 $\lambda = 533 \text{ nm}$, $h = 0.03 \text{ mm}$, $\theta_0 = 38.73^\circ$, 扰动幅度取为 0.017° , 温度为 20°C . (a) 为格兰-泰勒棱镜 (b) 为格兰-傅科棱镜

大值点将随之发生移动, 造成扰动因子在入射角 θ_0 附近的变化随着温度逐渐偏离初始值而逐渐增大, 导致透射光强扰动增强. 其它条件不变, 将温度由 20°C 变为 -60°C , 作出透射光强曲线如图 6 所示. 与图 4 相比较可以看出, 由于 -60°C 时的扰动因子极大值点偏离入射角 θ_0 相比 20°C 时扰动明显变大.

为了定量地看出极大值点的移动情况, 作出极大值点移动量随温度的变化曲线, 如图 7 所示. 从图 7 可见, 极大值点移动量随温度成线性改变. 因而随着温度逐渐偏离初始值, 扰动将持续增大. 图 8 给出了温度从 20°C 变为 -20°C 时极大值点移动量随着波长的变化曲线. 随着波长增加, 极大值点平移越来越小. 因而对于相同的空气隙厚度, 波长越短, 温度改变时相应的扰动增长越快.

以上分析表明, 当温度在一定范围内变化时, 为了减小扰动所带来的不利影响, 应选结构角为中间温度值所对应的扰动因子在 38.75°C 附近的极大值角, 这样可以使得扰动的幅度最小. 另外, 通过改变

空气隙厚度,作出相应的透射光强曲线,发现随着空气隙厚度减小,扰动变小.图9中给出了格兰-泰勒棱镜在空气隙厚度为0.015 mm时的透射光强曲线,

其中入射角 θ_0 取为与空气隙厚度为0.015 mm相对应的扰动因子的极大值点.与空气隙厚度为0.03 mm时相比,扰动明显减小.

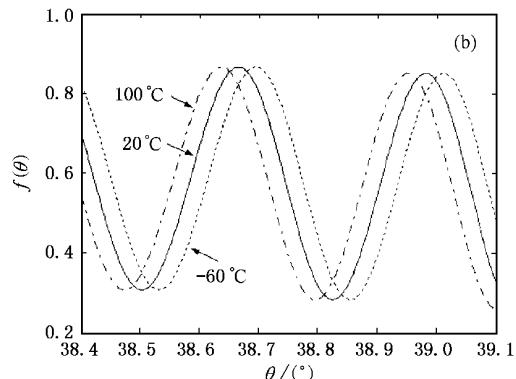
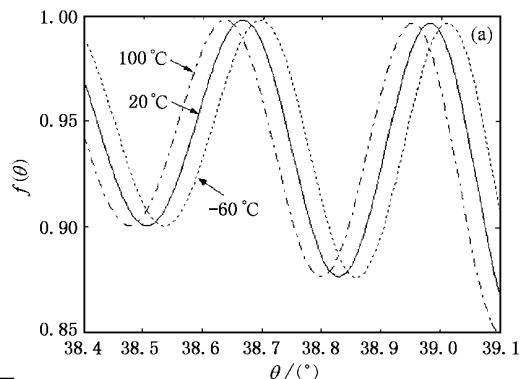


图5 扰动因子随温度的变化曲线 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $n_e = 1.48480$, $h = 0.02 \text{ mm}$. (a) 为格兰-泰勒棱镜 (b) 为格兰-傅科棱镜

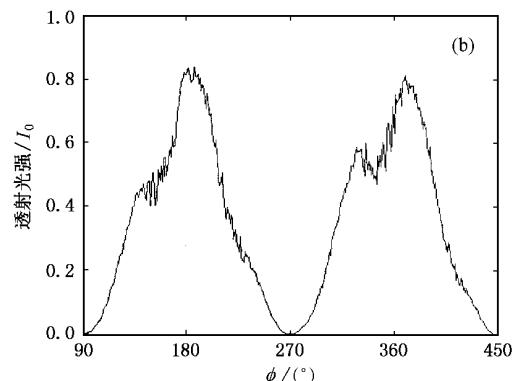
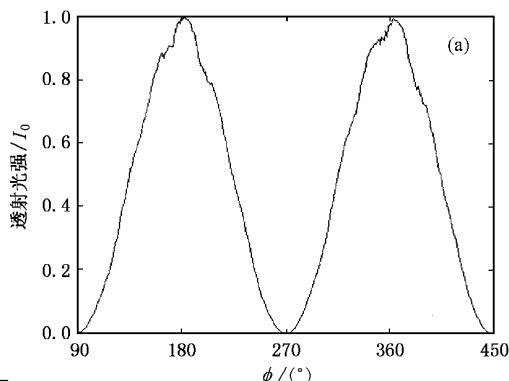


图6 温度为-60°C时的透射光强曲线 $\lambda = 533 \text{ nm}$, $h = 0.03 \text{ mm}$, $\theta_0 = 38.73^\circ$, 扰动幅度取为0.017°. (a) 为格兰-泰勒棱镜; (b) 为格兰-傅科棱镜

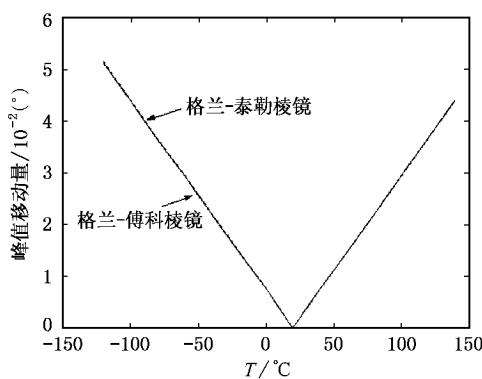


图7 温度改变时扰动因子极大值点移动量的变化曲线
 $\lambda = 650 \text{ nm}$, $h = 0.02 \text{ mm}$

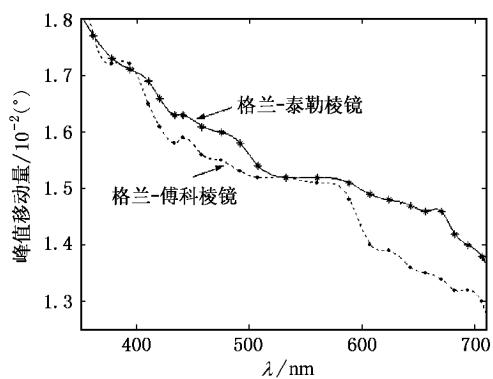


图8 当温度由20°C变为-20°C时扰动因子极大值点的移动量随波长的变化曲线 $h = 0.02 \text{ mm}$

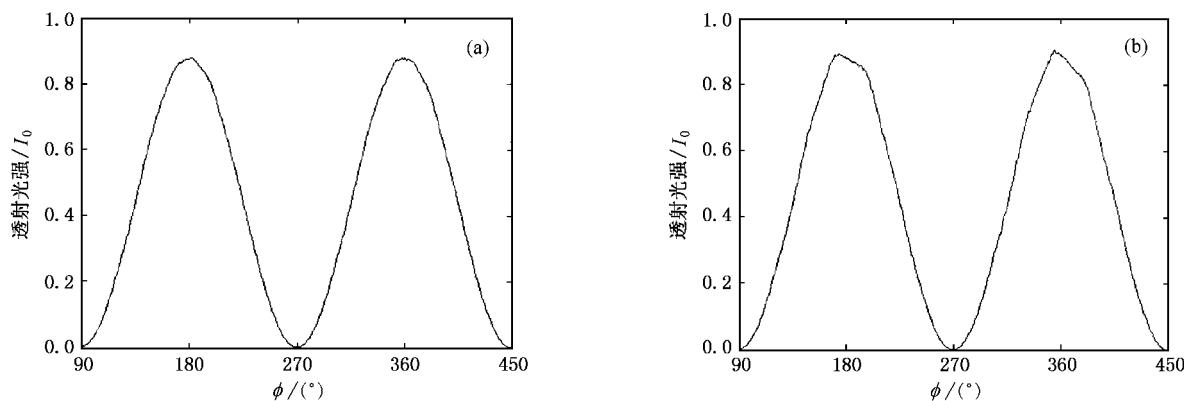


图9 空气隙厚度为0.015 mm的格兰-泰勒棱镜的透射光强曲线 $\lambda = 533 \text{ nm}$, 扰动幅度取为 0.015° . (a) 温度为 20°C (b) 温度为 -60°C

4. 结 论

由于光的干涉效应, 以及晶体-空气界面处光的反射比, 导致了空气隙间隔格兰型棱镜的透射光强对入射角有较为敏感的依赖关系. 实验中棱镜在转动过程中不可避免地会产生微小振动, 致使入射角在一定范围内不规则变化, 最终引起透射光强的扰动. 选取合适的结构角可以减小扰动. 然而当温度变

化时, 由于扰动因子极大值点移动导致扰动持续增强, 影响透射偏振光的质量. 为了减小这种不利因素, 首先对于特定波长的入射光而言, 应在允许范围内尽量减小空气隙厚度; 其次, 当温度在一定范围内变化时, 选取结构角为平均值温度所对应的极大值点也可以减小扰动所造成的影响; 另外, 应尽量选择格兰-泰勒棱镜, 而不是格兰-傅科棱镜作为偏光器件.

- [1] Bennett J M 1995 *Handbook of Optics* Vol 2 Bass M ed (New York : McGraw-Hill) Chap 3
- [2] Yuan B H , Sun X D , Jiang Y Y et al 2002 *Chin. Phys.* **11** 21
- [3] Yang H , Zhang T Q , Wang S F et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1292 (in Chinese) [杨 宏、张铁桥、王树峰等 2000 物理学报 **49** 1292]
- [4] Wu F Q et al 1995 *Chinese J. Lasers A* **22** 37 (in Chinese) [吴福全等 1995 中国激光 A **22** 37]
- [5] Appel R , Dyer C D , Lockwood J N 2002 *Appl. Opt.* **41** 2470
- [6] Takubo Y , Takeda N , Huang J H 1998 *Meas. Sci. Technol.* **9** 20
- [7] Li J Z , Li G H , Li J et al 1994 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **14** (5) 117 (in Chinese) [李继仲、李国华、李 晶等 1994 光谱学与光谱分析 **14** (5) 117]
- [8] Hu Q H , Chen S G , Mo D 1989 *Acta Phys. Sin.* **38** 1245 (in Chinese) [胡其宏、陈树光、莫 党 1989 物理学报 **38** 1245]
- [9] Manenkov A A 1988 *Laser Induced Damage in Optical Material* ed Natl. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publication 775 p486
- [10] Born M , Wolf E 2001 *Principles of Optics* (Cambridge : Cambridge University Press) p44

Thermodynamic effect on transmitted intensity perturbation of air-gaped Glan-type polarizing prisms

Li Hong-Xia¹⁾ Wu Fu-Quan¹⁾ Fan Ji-Yang²⁾

¹⁾ Institute of Laser, Qufu Normal University, Qufu 273165, China

²⁾ Department of Physics, Qufu Normal University, Qufu 273165, China

(Received 19 November 2002; revised manuscript received 22 December 2002)

Abstract

An analytical study on transmitted intensity perturbation of air-gaped Glan-type polarizing prisms with varying rotation angle is given. The perturbation strongly affects the quality of transmitted polarizing light. Our study shows that the transmitted intensity sensitively relies on the incident angle. The minute random variation of the incident angle around the structure angle of air-gaped Glan-type polarizing prism gives rise to the perturbation found in the experiment. The influence of the variation of temperature on the disturbance is discussed. Effective ways for reducing the disturbance are presented.

Keywords : polarizing prism, thermo-optical effect, interference, perturbation

PACC : 7820N, 4280G, 4225J, 4215E