

文章编号: 0253-2239(2006)09-1335-5

空气隙偏光镜对单模高斯光束光强分布影响的分析

王 涛^{1,2} 吴福全^{1*} 马丽丽¹

(¹ 曲阜师范大学激光研究所, 曲阜 273165
² 曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

摘要: 根据光在格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜空气隙胶合层中的干涉效应,分析了空气隙偏光棱镜对单模高斯光束光强分布的影响;结果表明:对于某一波长的入射光,当空气隙的厚度一定时,透射光强随光在空气隙介面上入射角的变化作周期性振荡;当入射角一定时,透射光强随空气隙厚度的变化作周期性变化;且透射高斯光束的形状也随光的入射角以及空气隙厚度的改变发生变化;且无论是透射光强的周期性振荡,还是透射高斯光束形状的变化,格兰-泰勒棱镜的影响均小于格兰-傅科棱镜;这说明前者的综合性能优于后者。

关键词: 几何光学; 偏振光学; 偏光棱镜; 高斯光束; 透射光强; 干涉

中图分类号: O436.3 文献标识码: A

Effect of Air-Gap Polarizing Prism on Distribution of Light Intensity of Single-Mode Gaussian Beam

Wang Tao^{1,2} Wu Fuquan¹ Ma Lili¹

(¹ Institute of Laser, Qufu Normal University, Qufu 273165
² Department of Physics, Qufu Normal University, Qufu 273165)

Abstract: Based on interference effect at the air-gap cementing layer of Glan-Taylor prism and Glan-Foucault prism, the effect of air-gap polarizing prism on the transmitted light intensity distribution of single-mode Gaussian beam is analyzed. The result shows that, for certain wavelength and air-gap thickness, the transmitted light intensity oscillates periodically with the change of incident angle, and for a certain incident angle, the transmitted light intensity oscillates periodically with the change of air-gap thickness. The profile of transmitted Gaussian beam varies with the change of incident angle and air-gap thickness. Considering the effect on light intensity and beam profile, Glan-Taylor prism is more robust than Glan-Foucault prism, indicating that the former has better general performance than the latter.

Key words: geometrical optics; polarization optics; polarizing prisms; Gaussian beam; transmitted light intensity; interference

1 引 言

空气隙偏光镜主要指的是胶合层为空气隙的格兰-泰勒棱镜(Glan-Taylor prisms)和格兰-傅科棱镜(Glan-Foucault prisms);它们由天然光学晶体冰洲石制成^[1~4]。由于冰洲石晶体的光学性能稳定,透射光谱范围宽(240~2800 nm)^[5],双折射率大,所以格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜具有消光比高(优于 10^{-5})、抗光损伤阈值高等一系列特点,是当前激光应用技术中使用最多的棱镜起偏器^[6,7]。激

光束的光强多为高斯分布,故称为高斯光束;单模高斯光束通过空气隙偏光镜后,其光强分布是否会受到影响还少见有这方面的研究报道。

2 理论分析

对于格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜,单模高斯光束进入棱镜的前半部分被分成e光和o光,但没有分开。当到达胶合界面时,o光被全反射,e光通过,因高斯光束在实际应用中是被视为线偏振的,

作者简介: 王 涛(1977~),男,山东东平人,曲阜师范大学激光研究所硕士研究生,主要从事偏光器件理论与参量测试方面的研究。E-mail: whappyt@mail.qfnu.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: fqwu@mail.qfnu.edu.cn

收稿日期: 2005-10-16; 收到修改稿日期: 2006-03-05

所以只研究透射 e 光的行为。e 光在棱镜胶合界面处的光路如图 1 所示,图中 S 为棱镜的结构角, e_1 和 e_2 为两条正入射于棱镜的光线。对于格兰-泰勒棱镜中的晶体光轴和透射的 e 光光矢量的方向在图 1 中的纸面内,且平行于棱镜的入射端面(即虚线),对于格兰-傅科棱镜则垂直于纸面。

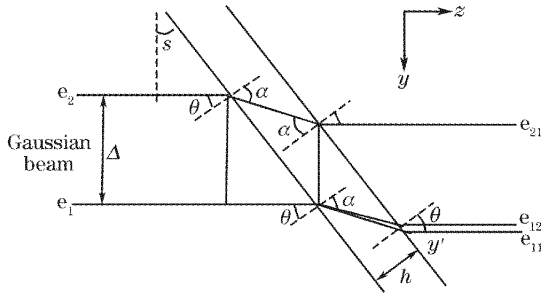


图 1 e 光在棱镜胶合界面处的光路图

Fig. 1 Light path of e light at the interface of air-gap cementing layer

光在通过空气隙时将发生多次反射,若设 e_2 的光强为 1,那么经两次反射后,透射光束 e_{12} 的光强为 8.7220×10^{-4} ,经四次反射后,透射光束的光强为 7.8464×10^{-7} 。由此可见,四次及四次以上的反射光,对透射光强分布的影响可以忽略。因此,只考虑经两次反射后的出射光束 e_{12} 与直接透射光束 e_{21} 相遇时形成干涉。由折射定律可得

$$n_e \sin \theta = \sin \alpha, \quad (1)$$

式中 n_e 为 e 光在晶体中的主折射率, θ 是 e 光在晶体-空气面上的入射角(当光正入射于棱镜时, $\theta = S$), α 为折射角,对于单模高斯光束,只考虑 e 光,在 (x, y, z) 处的电场 U_{00} 为^[8]

$$U_{00}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right] \times \exp\left\{-i\left[k\left(z + \frac{r^2}{2R}\right) - \psi\right]\right\}, \quad (2)$$

其中 E_0 为原点处电矢量的振幅, w_0 为高斯光束的腰斑半径, z 为棱镜距离束腰的距离,

$$w(z) = w_0 [1 + (z/f)^2]^{1/2},$$

$$r^2 = x^2 + y^2,$$

$$k = 2\pi/\lambda,$$

$$f = \pi w_0^2/\lambda,$$

$$R = R(z) = z + f^2/z,$$

$$\psi = \arctan(z/f),$$

其光强分布

$$I_0(x, y, z) = E_0^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right], \quad (3)$$

对 x 积分后,得到

$$I_0(y, z) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} E_0^2 \frac{w_0^2}{w(z)} \exp\left[-\frac{2y^2}{w^2(z)}\right]. \quad (4)$$

坐标系如图 1 所示,设 $U_{e_1} = U_{00}(x, y, z)$, 则 $U_{e_2} = U_{00}(x, y - \Delta, z - \Delta \tan \theta)$ 由于 $\Delta \tan \theta \ll z$, 所以不考虑 $\Delta \tan \theta$ 对产生的影响,在 y' 处的合光振动为(7)

$$I(x, y, z) = (1 - R_f)^2 E_0^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \left\{ \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right] + R_f^2 \exp\left[-\frac{2[x^2 + (y - \Delta)^2]}{w^2(z)}\right] + 2R_f \exp\left[-\frac{2x^2 + y^2 + (y - \Delta)^2}{w^2(z)}\right] \cos\left\{k\left[\frac{2h}{\cos \alpha} - n_e \Delta \tan \theta - \frac{\Delta(2y - \Delta)}{2R}\right]\right\} \right\}, \quad (5)$$

对 x 从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 积分,得到

$$I(y, z) = (1 - R_f)^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} E_0^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \left\{ \exp\left[-\frac{2y^2}{w^2(z)}\right] + R_f^2 \exp\left[-\frac{2(y - \Delta)^2}{w^2(z)}\right] + 2R_f \exp\left[-\frac{2y^2 + \Delta^2 - 2y\Delta^2}{w^2(z)}\right] \cos\left\{k\left[\frac{2h}{\cos \alpha} - n_e \Delta \tan \theta - \frac{\Delta(2y - \Delta)}{2R}\right]\right\} \right\}, \quad (6)$$

式中 $\Delta = 2h \tan \alpha \cos \theta$; h 为空气隙的厚度, R_f 对于格兰-泰勒棱镜取 R_{ft} , 对于格兰-傅科棱镜取 R_{ff} , 它们分别由下式给出^[9]

$$R_{ft} = \tan^2(\theta - \alpha)/\tan^2(\theta + \alpha), \quad R_{ff} = \sin^2(\theta - \alpha)/\sin^2(\theta + \alpha), \quad (7)$$

取 $w_0 = 0.146$ mm, $z = 200$ nm, $\lambda = 650$ nm, $n_e = 1.4848$, 则(6)式中 $\sqrt{\frac{\pi}{2}} E_0^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)}$ 为常数, 令

$$f(y) = (1 - R_f)^2 \left\{ \exp\left[-\frac{2y^2}{w^2(z)}\right] + R_f^2 \exp\left[-\frac{2(y - \Delta)^2}{w^2(z)}\right] + 2R_f \exp\left[-\frac{2y^2 + \Delta^2 - 2y\Delta^2}{w^2(z)}\right] \cos\left\{k\left[\frac{2h}{\cos \alpha} - n_e \Delta \tan \theta - \frac{\Delta(2y - \Delta)}{2R}\right]\right\} \right\}, \quad (8)$$

则透射光束的光强分布便由(8)式给出。

3 棱镜结构对透射光束光强分布的影响

3.1 入射角的影响

设光正入射于棱镜的入射端面,这时棱镜的结构角(S)便是光在空气隙界面上的入射角(θ)。取

$h=0.02\text{ mm}$,对于格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜, $f(y)$ 随光在空气隙界面上入射角的变化分别如图 2(a)、图 2(b)所示。

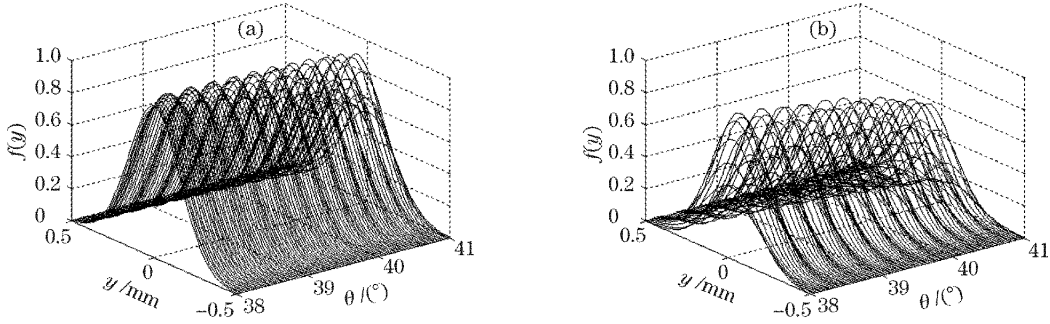


图 2 格兰-泰勒棱镜(a)和格兰-傅科棱镜(b)的透射光束光强分布随棱镜结构角的变化

Fig. 2 Changes of transmitted light intensity distribution with prism's structure angle of Glan-Taylor prism (a) and Glan-Foucault prism (b)

由图 2 可知,对于格兰-泰勒棱镜,当入射角 θ 增大时,透射光束沿 y 方向的光强分布 $f(y)$ 将呈现周期性的振荡。并且入射角越大,这种振荡的振幅越大,同时振荡频率也会增加。这是因为随着入射角 θ 的增大,由(7)式可知,无论对于格兰-泰勒棱镜还是格兰-傅科棱镜,反射系数 R_i 均会随着增大,这使得 e_{11} 和 e_{12} 的光强接近,干涉现象增强, $f(y)$ 呈现出的周期性振荡的振幅也会随之增大。 $f(y)$ 振荡的频率取决于 e_{11} 和 e_{12} 的相位差对入射角 θ 的导数,由(8)式知,这一值随着入射角 θ 的增大而增加,导致了 $f(y)$ 振荡频率的增加。另外,随着入射角 θ 的

增大, $f(y)$ 总的趋势是降低的,也就是说,入射角增大时,棱镜的透射率要下降。对于格兰-傅科棱镜,随着入射角 θ 的增大, $f(y)$ 的振荡幅度要比格兰-泰勒棱镜大得多,同时, $f(y)$ 下降的总趋势要比格兰-泰勒棱镜明显的多。从总体上来看,格兰-傅科棱镜的透射率要比格兰-泰勒棱镜小很多。

通过以上分析可知,入射角 θ 应越小越好,然而作为起偏棱镜入射角要受到 o 光的全反射角(对 633 nm 为 37.16°)的限制,所以空气隙格兰型棱镜的结构角一般在 38.75° 附近取值^[1,6]。图 3、图 4 分别给出了入射角在 38.75° 附近的几个取值,透射光

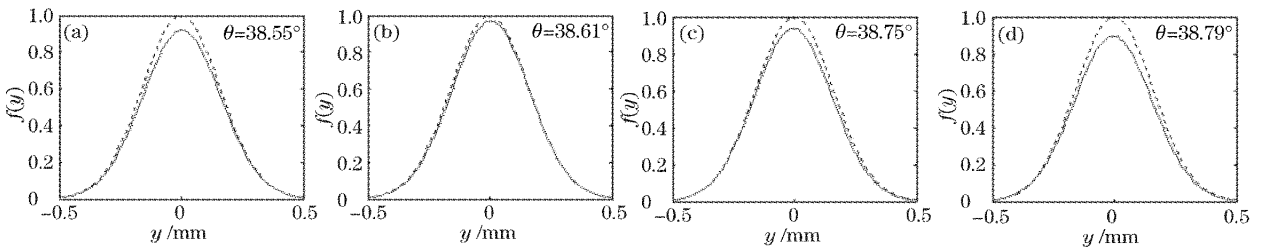


图 3 格兰-泰勒棱镜透射光束(实线)与入射光束(虚线)光强分布比较

Fig. 3 Comparison of transmitted beam (real line) and incident beam (imaginal line) intensity distribution of Glan-Taylor prisms

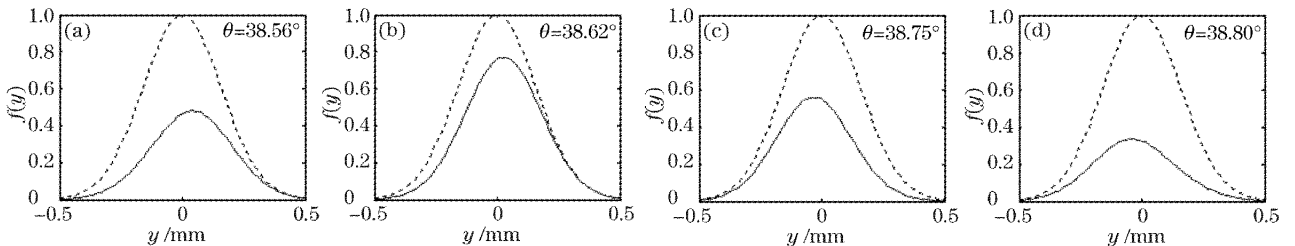


图 4 格兰-傅科棱镜透射光束(实线)与入射光束(虚线)光强分布比较

Fig. 4 Comparison of transmitted beam (real line) and incident beam (imaginal line) intensity distribution of Glan-Foucault prisms

束与入射高斯光束的光强分布比较。图中，虚线表示入射到空气隙的高斯光束，实线表示经空气隙后的透射光束，由图 3 图 4 可见，无论是格兰-泰勒棱镜还是格兰-傅科棱镜透射光强均随入射角而波动，且后者的波动较前者更为明显，这与图 2 表现的情况相同；高斯光束的形状也受到了入射角的影响，这

一点也是在格兰-傅科棱镜中表现的较为明显。

3.2 空气隙厚度的影响

经棱镜后透射光束的光强分布不仅与入射角 θ 有关，还与空气隙厚度 h 有关，取 $\theta=38.75^\circ$ ，对于格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜， $f(y)$ 随空气隙厚度 h 的变化如图 5(a)、图 5(b) 所示。

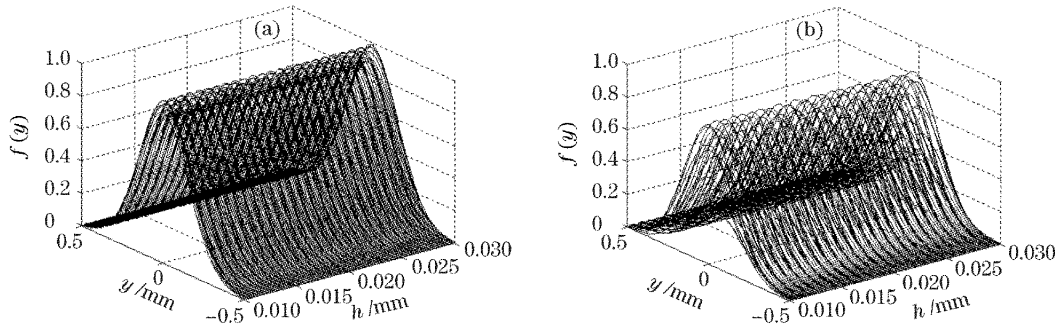


图 5 空气隙对单模高斯光束光强分布的影响。(a) 格兰-泰勒棱镜, (b) 格兰-傅科棱镜

Fig. 5 Effect of air-gap thickness on light intensity distribution of single mode Gaussian beam. (a) Glan-Taylor prism, (b) Glan-Foucault prism

由图知，对于格兰-泰勒棱镜，当空气隙厚度 h 改变时，透射光束的光强分布呈现频率较高的小幅度周期性振荡，振荡周期约为 0.0009 mm ；与格兰-泰勒棱镜相比，在相同情况下，格兰-傅科棱镜的透射率要明显低于格兰-泰勒棱镜。并且，当 h 改变时，透射光束的光强分布呈现出大幅度的周期性振荡。由(7)式可知，对于相同的角 θ ，格兰-傅科棱镜

的反射系数要大于格兰-泰勒棱镜，所以，格兰-傅科棱镜振荡的振幅大于格兰-泰勒棱镜。另外，格兰-傅科棱镜振荡频率与格兰-泰勒棱镜相同。考虑到实际应用中空气隙厚度的取值为 0.02 mm 左右，所以图 6、图 7 分别是通常涉及到的几个 h 值。格兰-泰勒棱镜和格兰-傅科棱镜透射光束的光强分布的影响，图中虚线为入射到空气隙的高斯光束，实线为

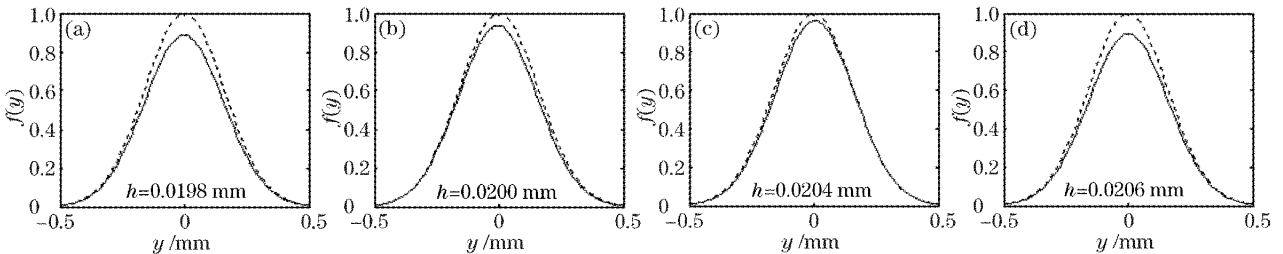


图 6 空气隙厚度对格兰-泰勒棱镜透射光束光强分布的影响(虚线为入射光束)

Fig. 6 Effect of air-gap thickness on the transmitted beam intensity distribution of Glan-Taylor prisms (imaginal line represent incident beam)

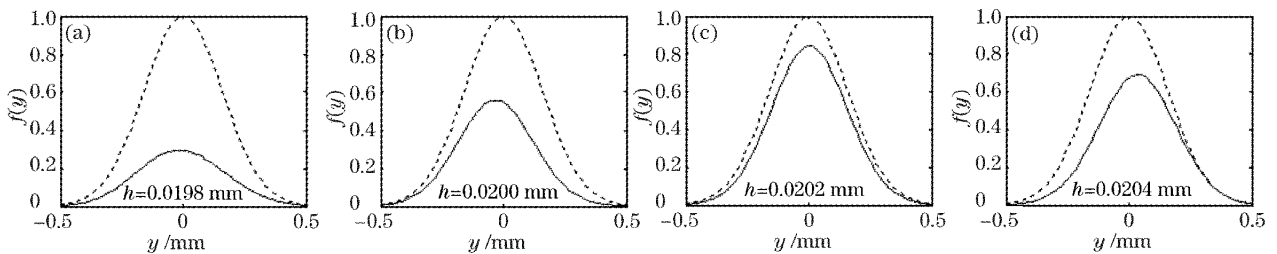


图 7 空气隙厚度对格兰-傅科棱镜透射光束光强分布的影响(虚线为入射光束)

Fig. 7 Effect of air-gap thickness on the transmitted beam intensity distribution of Glan-Foucault prisms (imaginal line represent incident beam)

从棱镜出射的光束。

由图可见,除图 7 表现出的透射光强随空气隙厚度变化的波动及格兰-傅科棱镜较格兰-泰勒棱镜透射比低,波动大外,透射高斯光束的形状也随空气隙的厚度的变化而变化,且格兰-傅科的这种变化较为明显。

4 结 论

由于光的干涉效应,单模高斯光束通过空气隙偏光镜后,透射光束的光强分布发生了改变,这种改变除了与入射光本身的性质,如波长,腰斑半径等有关以外,还与棱镜的结构角及空气隙的厚度有关。当空气隙的厚度一定时,透射光强随光在空气隙界面上的入射角 θ 周期性振荡;当入射角 θ 一定时,透射光强随空气隙的厚度周期性振荡;且以上两种情况均是格兰-傅科棱镜较格兰-泰勒棱镜振荡的明显。另外,透射高斯光束的形状也随入射角 θ 以及空气隙厚度的改变发生变化,且格兰-傅科棱镜的变化较大。这些现象说明,在单模高斯光束的应用中使用空气隙棱镜时,选用格兰-泰勒棱镜为好;对于一只成品棱镜,可以通过改变入射角使棱镜的性能达到较佳状态。

参 考 文 献

1 Ji-Yang Fan, Hong-Xia Li, Fu-Quan Wu. A study on transmitted intensity of disturbance for air-spaced Glan-type polarizing prisms[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **223**: 11~16

- 2 Li Hongxia, Wu Fuquan, Fan Jiyang. An analytical study on modulated intensity's perturbation for polarizing prisms[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(12): 1456~1459 (in Chinese)
李红霞,吴福全,范吉阳. 偏光棱镜调制器调制光强扰动的理论分析[J]. *光学学报*, 2003, **23**(12): 1456~1459
- 3 Li Hongxia, Wu Fuquan, Fan Jiyang. Polarizing prism thermo-optical effect interference perturbation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(8): 2081~2806 (in Chinese)
李红霞,吴福全,范吉阳. 空气隙间隔格兰型棱镜偏光器透射光强扰动的温度效应[J]. *物理学报*, 2003, **52**(8): 2081~2806
- 4 Zhu Huanfeng, Song Lianke, Wu Fuquan *et al.*. Cause of "minute fluctuation" on the transmission curve of Taylor polarizing prism[J]. *Chin. J. Laser*, 2004, **31**(1): 40~44 (in Chinese)
朱化凤,宋连科,吴福全等. 泰勒检偏棱镜透射比随旋转角周期“抖动”的理论分析[J]. *中国激光*, 2004, **31**(1): 41~44
- 5 Li Jizhong, Li Guohua, Xiao Shengan *et al.*. Spectrophotometer polarization spectrum measurement [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 1994, **14**(5): 121~126 (in Chinese)
李继仲,李国华,肖胜安等. 分光光度计的偏振响应测定及其应用[J]. *光谱学与光谱分析*, 1994, **14**(5): 121~126
- 6 Wu Fuquan, Li Guohua, Song Lianke *et al.*. Laser high efficiency polarizer transmittance extinction ratio[J]. *Chin. J. Laser*, 1995, **22**(1): 37~39 (in Chinese)
吴福全,李国华,宋连科等. 激光高效偏光镜的研究[J]. *中国激光*, 1995, **22**(1): 37~39
- 7 Li Jingzhen *et al.*. *Handbook of Optics* [M]. Xi'an: Shaanxi Science and Press, 1986. 497~521
李景镇. *光学手册* [M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1986. 497~521
- 8 Zhou Bingkun, Gao Yinzhi, Chen Tirong *et al.*. *Laser Principle* [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2000. 71~74 (in Chinese)
周炳琨,高以智,陈倜嵘等. *激光原理* [M]. 北京: 国防工业出版社, 2000. 71~74
- 9 M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* [M]. Transl. Yang Jiasun *et al.*, Beijing: Science Press, 1978. 61~71 (in Chinese)
M. 波恩, E. 沃耳夫. *光学原理* [M]. 杨葭荪等译. 北京: 科学出版社, 1978. 61~71