

文章编号: 0258-7025(2004)11-1347-04

## 磁光晶体 GdYBiIG 的磁致退偏效应

吴福全, 王吉明\*, 封太忠, 孔伟金, 郝殿中

(曲阜师范大学激光研究所, 山东 曲阜 273165)

**摘要** 建立了磁光晶体磁致偏振特性测试系统。该系统采用中心波长为 1538 nm 的 WGY 型半导体激光器, 在 0~1500 mT 的大范围可调磁场下, 对光隔离器用磁光晶体 GdYBiIG 样品的退偏效应进行了测试。测试结果表明, 达到磁饱和或接近磁饱和时, GdYBiIG 晶体的偏振性能最优; 达到磁饱和后, 随着磁场的增强, 出现了磁致退偏效应。分析了磁致退偏效应的产生机理, 给出磁致圆二向色性及磁致线双折射是产生退偏的原因。实验测试与理论分析表明, 根据磁光晶体 GdYBiIG 这种退偏效应的规律性, 在利用该类晶体制作磁光器件时, 外加磁场强度稍大于它的磁饱和强度即可。

**关键词** 光电子学; 磁光晶体; 退偏度; 偏振态; 磁致圆二向色性

**中图分类号** TN 383.1 **文献标识码** A

### Depolarization Effect of Magneto-Optic Crystal GdYBiIG in Adjustable Magnetic Field

WU Fu-quan, WANG Ji-ming, FENG Tai-zhong, KONG Wei-jin, HAO Dian-zhong

(Laser Research Institute, Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China)

**Abstract** The optical system has been established in which the changes of polarization state for magneto-optic crystal can be measured. In this optical system, WGY model semiconductor laser is applied as the light source, and the tuning range of the intensity of magnetic field is 0~1500 mT. Depolarization effect in GdYBiIG crystal which often be used in optical isolator is measured in large variation range of adjustable magnetic field. The experiment result shows that polarization performance will be best in GdYBiIG crystal when it reaches saturated magnetization. And the depolarization effect occurs when the intensity of magnetic field increases over saturation intensity. The principle for magnetic depolarization effect is also given according to the experimental result. It presents that magnetic circle dichroism and magnetic linear birefringence are the reasons which cause depolarization effect. From these results, it is optimum to make sure that the magnetic field should be lager only a little than the saturation intensity of magnetic field.

**Key words** optoelectronics; magneto-optic crystal; depolarization ratio; polarization state; magnetic circle dichroism

## 1 引 言

磁光晶体在光通信用磁光式器件如磁光隔离器、磁光调制器等中是核心组成部分之一, 它的光学性能直接关系到磁光器件工作性能的优劣<sup>[1~3]</sup>。对提高磁光式器件的综合性能而言, 除对各分立器件组合及设计进行研究外, 最重要也是最有可能获得理想结果的便是对作为核心器件之一的磁光晶体的

光学特性进行综合研究<sup>[4~8]</sup>, 以便选用最合适的磁光晶体并使其工作在最佳状态。

GdYBiIG 晶体是一种性能优良的磁光晶体, 属复合稀土铁石榴石单晶, 具有较小的磁饱和强度和较大的磁饱和 Faraday 旋转系数, 在外磁场为 75 mT 左右时达到磁饱和, 且其磁饱和 Faraday 旋转系数较大, 可用于光隔离器等多种磁光式器件。本文从外磁场对晶体光学特性的影响这一角度出发,

收稿日期: 2003-06-25; 收到修改稿日期: 2004-07-12

作者简介: 吴福全(1952—), 男, 曲阜师范大学激光研究所教授, 主要从事偏光技术与器件以及薄膜光学方面的研究。

\* 通信联系人。E-mail: jimingw@mail.siom.ac.cn

搭建了磁光晶体磁致偏振特性测试实验系统;利用该测量系统,在大范围可调磁场下,对 GdYBiIG 晶体对入射线偏振光的退偏情况进行了测试,并对测试结果给出了理论分析。

## 2 实 验

### 2.1 磁光晶体磁致偏振特性测试系统

为测定磁光晶体在大范围磁场下的光学偏振特性,搭建了磁光晶体磁致偏振特性测试系统。此测量系统主要用于可调谐磁场下对光通信用磁光晶体的透射比, Faraday 旋转角, 退偏度等参数的测量。该测试系统采用了偏光测试实验中常用的消光法: 将样品置于两偏光镜之间, 对磁光晶体逐渐加大磁场, 旋转检偏镜, 利用消光位置测量检偏器转过的角度, 并记录不同磁场下透射光强的最大值和最小值, 得到 Faraday 旋转角及其他参数。

实验装置及光路如图 1 所示。测试系统中光源波长为 1538 nm; 两只偏光镜选用原则是透射比高、消光比好并且透射光束偏离角小于  $1'$ , 此处选用的起偏镜与检偏镜分别是经过严格挑选的格兰·泰勒棱镜和格兰·汤普逊棱镜; 电磁铁与直流电源是专为磁光晶体磁致偏振特性测试定做的, 直流磁场可调范围  $0\sim 1500$  mT。

在调整光路时, 采用了 He-Ne 激光(633 nm)辅助精确校准红外光路的方法, 并根据实验要求对磁场仪(小磁场时的稳定性)及测角仪(测量精度)进行

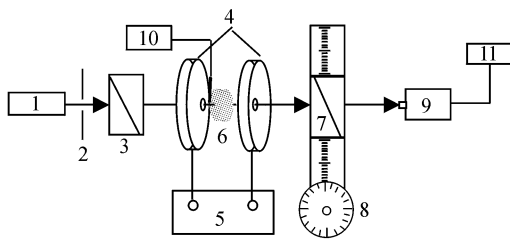


图 1 磁光晶体性能测试系统装置及光路图

1: WGY 型半导体激光器; 2: 光阑; 3: 格兰·泰勒棱镜; 4: JG-3 型电磁铁; 5: WWL-3 型直流恒压恒流电源(100 V/16 A); 6: 待测磁光晶体样品; 7: 格兰·汤普逊棱镜; 8: 测角仪; 9: AV3117 型光功率传感器; 10: 磁强计; 11: AV2494 型光功率计

Fig. 1 Devices and beam path measuring the performance of magneto-optic crystal

1: WGY semiconductor laser; 2: diaphragm; 3: Glan-Taylor prism; 4: JG-3 electromagnet; 5: supply transformer; 6: sample; 7: Glan-Thompson prism; 8: angular instrument; 9: optical power sensor; 10: magnetometer; 11: optical power meter

了改进。

### 2.2 GdYBiIG 晶体退偏度的测试与结果

偏振度是定量描述光的偏振程度的物理量。若光束振幅最大方向上的光强为  $I_{\max}$ , 与此垂直方向上的光强为  $I_{\min}$ , 则偏振度定义为

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1)$$

对于线偏振光,  $P = 1$ ; 对于椭圆偏振光,  $0 \leq P \leq 1$ 。若入射到磁场中磁光晶体的线偏振光透射后变为椭圆偏振光, 测量中将表现为透射光波偏振度的降低, 说明磁光晶体对线偏振光产生了退偏作用。将磁光晶体中的这种效应称为磁致退偏效应。退偏度一般是用来对器件将线偏振光转换为非线偏振光作定量描述的, 退偏度的定义为

$$DR = \frac{I_{\min}}{I_{\max}} \times 100\% \quad (2)$$

此处引入退偏度则是表征磁致退偏效应的强弱。

实验中, 在选定的每一磁场强度下, 旋转检偏器(图 1 中 7)一周, 得到两个极大值和两个极小值, 然后取平均作为  $I_{\max}$  和  $I_{\min}$ , 代入式(2), 得出相应磁场强度下线偏振光经过被测 GdYBiIG 晶体样品的退偏度。被测样品(镀膜前后)的退偏度与外加磁场强度的关系曲线如图 2 所示。

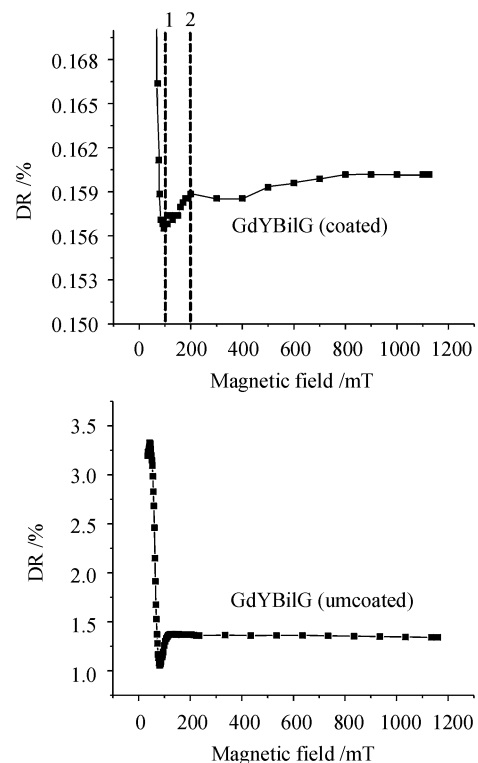


图 2 GdYBiIG 晶体退偏度随磁场变化的关系曲线  
Fig. 2 Relationship of GdYBiIG crystal depolarization ratio and magnetic density

图中虚线 1 标出的是该样品的饱和磁场强度(由该样品的旋光角随外加磁场强度变化的实验测出)。图中曲线表明:随着外加磁场强度的增加,磁致退偏效应开始减弱;在该样品达到磁饱和时,磁致退偏效应几乎达到最弱;之后随着磁场强度的增加,磁致退偏效应开始缓慢增大,直到虚线 2 标出的磁场强度后,退偏度曲线变平,也就是说磁致退偏效应几乎不再随外加磁场强度的增大而增强,可将此时的磁场强度称为磁致退偏饱和磁场强度。

对镀膜前后的退偏度曲线进行比较可以发现,镀膜前后退偏度变化趋势基本相同,但镀膜后退偏度整体下降,并且退偏幅度(退偏效应最弱处至退偏饱和处退偏度之差)大大减小。

### 3 理论分析

一束线偏振光沿外加磁场方向(或磁化强度方向)通过介质时偏振面发生旋转的现象称为法拉第效应。在产生偏振面旋转的同时,也伴有对左、右旋圆偏振光的不同吸收,即磁致圆二向色性。磁致圆二向色性的存在,是磁光晶体中产生退偏效应的根本原因<sup>[9]</sup>。

令  $x, y, z$  为空间坐标轴。在磁光效应中,当磁场方向与光波传播方向均平行  $z$  轴时,根据张量的性质,介电常量张量  $[\boldsymbol{\epsilon}]$  可表示为<sup>[10]</sup>

$$[\boldsymbol{\epsilon}] = \begin{bmatrix} \epsilon_x & i\delta & 0 \\ -i\delta & \epsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (3)$$

当晶体存在吸收时,  $\delta$  为复数;对于无吸收的晶体,  $\delta$  应为实数。设入射的线偏振光波为

$$\begin{cases} \mathbf{E} = E_0 e^{i(kz - \omega t)} = E_0 e^{i\omega(\frac{z}{c}kz - t)} \\ \mathbf{H} = H_0 e^{i(kz - \omega t)} = H_0 e^{i\omega(\frac{z}{c}kz - t)} \end{cases} \quad (4)$$

式中  $k$  为波数,  $n$  为介质的折射率。将式(3), (4)代入以下 Maxwell 方程

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 [\boldsymbol{\epsilon}] \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (5)$$

得到描述各种磁光效应的基础公式为

$$\begin{bmatrix} n^2(1 - \alpha^2) - \epsilon_x & -n^2\alpha\beta - i\delta & -n^2\alpha\gamma \\ -n^2\alpha\beta + i\delta & n^2(1 - \beta^2) - \epsilon_x & -n^2\beta\gamma \\ -n^2\alpha\gamma & -n^2\beta\gamma & n^2(1 - \gamma^2) - \epsilon_x \end{bmatrix} \times [E_x \ E_y \ E_z]^T = 0 \quad (6)$$

式中  $\alpha, \beta, \gamma$  分别表示波矢相对于  $x, y, z$  轴的方向余

弦。

对于光波在立方对称介质中的传播,有  $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon$ 。对于法拉第效应情形,由式(6)可得

$$\begin{cases} n_{\pm} = \epsilon \pm \delta \\ E_y = \mu i E_x \end{cases} \quad (7)$$

与  $n_+$  对应的  $E_y = -E_x$  为右旋圆偏振光,与  $n_-$  对应的  $E_y = +E_x$  为左旋圆偏振光。两圆偏振光无相互作用地以两种不同的速度  $c/n_-$  和  $c/n_+$  向前传播,如介质无吸收,出射后仅存在相位差,从而合成的仍为线偏振光,只是其偏振面相对于入射线偏振光发生了一定的旋转,此即 Faraday 效应。但由于在实际情形中,介质对光波存在吸收,故折射率通常是复数;并且,磁光晶体对左、右旋圆偏振光的吸收率  $\alpha_L, \alpha_R$  并不完全相同,这导致了晶体对圆偏振光吸收的不同。用两吸收率之差

$$\Delta\alpha = \alpha_L - \alpha_R \quad (8)$$

定量描述圆二向色性。此时偏振光进入介质后分解成的两个圆偏振光可以有相位差和不等的振幅,如图 3。根据矢量合成法则,利用旋转矢量图,可以求得合矢量端点的轨迹是一个椭圆。这说明出射光变为一椭圆偏振光,即线偏振光退偏为椭圆偏振光。若定义复折射率  $n_{\pm} = n'_{\pm} + in''_{\pm}$ ,则两个圆偏振光的振幅衰减分别依赖  $n''_+, n''_-$ ,即相应地依赖于  $\epsilon$  和  $\delta$  定义的复数的虚部。

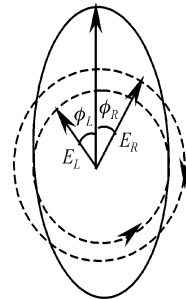


图 3 两振幅及位相不等的左、右旋圆偏振光合成为椭圆偏振光

Fig. 3 Composite elliptical polarized light from left and right circularly polarized light when amplitude and phase are different

对于实验结果,我们认为:由于 GdYBiG 晶体本身固有的对左、右旋圆偏振光不同的吸收性,使得退偏效应也成为其固有的一种效应,因而该类磁光晶体不存在退偏度为零的理想情况。在晶体磁饱和前,外磁场对晶体内磁畴的作用(磁化)占主导地位,圆二向色性效应与之相比可以忽略,因此表现为晶

体退偏度的急剧降低;晶体达到磁饱和后,磁场增加引起左、右旋圆偏振光吸收系数之差  $\Delta\alpha = \alpha_L - \alpha_R$  变大,导致出射椭圆偏振光椭圆率减小,从而引发退偏度的增大。另一方面,由于光波传播方向不可能与磁场理想平行,磁场总会在垂直光波传播方向上具有分量,这将会导致磁致线双折射与磁致线二向色性的产生。在小磁场区域这种作用尚不明显,但在大磁场区域开始发生作用,其结果也会引起透射椭圆偏振光椭圆率的减小。椭圆率增大必然会导致透射光偏振度的降低,从而退偏效应增强。也就是说,晶体达到磁饱和后,以上分析的两种因素共同影响着磁光晶体的退偏度。

未镀膜增透膜时,由于反射光存在,使得透射光成为振幅、位相不同的多束光相干叠加的椭圆偏振光,增大了晶体的退偏度。

#### 4 结 论

实验测试与理论分析表明,磁光晶体 GdYBiG 中存在着磁致退偏效应;磁致圆二向色性和磁致线双折射是产生磁致退偏效应的主要原因。我们对其他两类磁光晶体进行的测试也均发现了不同程度的退偏效应。这种退偏效应具有一定的规律性,即在磁光晶体磁饱和时磁致退偏效应基本最弱。这就提示我们在利用该类晶体制作磁光器件时,外加磁场强度稍大于该类晶体的磁饱和强度即可,如 85 mT。据此,优选的该类晶体的消光比可以达到 40 dB,完全可以满足制作高性能磁光器件的要求。

#### 参 考 文 献

- 1 E. Khazanov, N. Andreev, O. Palashov *et al.*. Effect of terbium gallium garnet crystal orientation on the isolation ratio of a Faraday isolator at high average power [J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(3):483~492
- 2 Wang Guanghui, Wu Fuquan, Zhang Bo. The effect of magnetic linear birefracton to Faraday rotator's extinction ratio [J]. *J. Optoelectronics · Laser*, 1999, **10**(3):218~220  
王光辉,吴福全,张波. 磁致线双折射对法拉第旋转器消光比的影响[J]. *光电子·激光*, 1999, **10**(3):218~220
- 3 Xiaoming Ma, Changhong Liang. Effect of antireflection coating on the performance of Faraday rotators [J]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(19):4300~4303
- 4 M. Suszynska, B. Macalik. Thermally stimulated polarization and depolarization phenomena in PbWO<sub>4</sub> single crystals [J]. *J. Appl. Phys.*, 1999, **86**(2):1090~1095
- 5 J. Poirson, J.-C. Cotteverte, A. L. Floch *et al.*. Internal reflections of the Gaussian beams in Faraday isolators [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(18):4123~4130
- 6 Y. Fujii. High-isolation polarization-independent optical circulator [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(10):1238~1243
- 7 R. Wolf, V. J. Fratello, M. McGlashan-Powell. Thin-film garnet materials with zero linear birefringence for magneto-optic waveguide devices [J]. *Magneto-optic Isolators and Materials*, 1988, **63**(8):3099~3103
- 8 Hu Yongming, Meng Zhou, Chen Zhe *et al.*. Effects of magnetic hysteresis and saturation effects on a magneto-optic fiber sensor [J]. *Chinese J. Lasers*, 1999, **A26**(6):511~514  
胡永明,孟洲,陈哲等. 磁滞及饱和效应对磁光光纤传感器的影响[J]. *中国激光*, 1999, **A26**(6):511~514
- 9 E. Milani. Intrinsic limit of magneto-optical isolators because of magnetic circular dichroism [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(27):5217~5220
- 10 Liu Gongqiang, Le Zhiqiang, Shen Defang. *Magneto-optics* [M]. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press, 2001. 30~55  
刘公强,乐志强,沈德芳. *磁光学*[M]. 上海:上海科学技术出版社, 2001. 30~55