

电光与磁光效应的互补特性及其传感应用

李长胜

Mutual compensation property of electrooptic and magnetooptic effects and its application to sensor

Li Chang-Sheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 047801 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.047801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.047801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

铌酸锂波导电光重叠积分因子的波长依赖特性分析

Analyses of wavelength dependence of the electro-optic overlap integral factor for LiNbO₃ channel waveguides

物理学报.2014, 63(7): 077801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.077801>

激子复合区厚度对有机磁效应的影响

The influence of the excitation recombination zone on the organic magnetic-field effect

物理学报.2013, 62(6): 067801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.067801>

TiO₂ 电子结构与其双折射性、各向异性关联的理论研究

Theoretical research of correlation of electronic structure with birefringence and anisotropy of TiO₂

物理学报.2012, 61(2): 027801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.027801>

飞秒光诱导铽镓石榴石晶体中的磁化响应研究

Femtosecond photoinduced magnetization of terbium gallium garnet crystal

物理学报.2011, 60(8): 087803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.087803>

磁性纳米结构中由激光引起的超快自旋动力学研究

Laser-induced ultrafast spin dynamics research on magnetic nanostructures

物理学报.2011, 60(1): 017802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.017802>

电光与磁光效应的互补特性及其传感应用

李长胜[†]

(北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院光电工程系, 北京 100191)

(2014年8月7日收到; 2014年9月28日收到修改稿)

研究了兼有电光效应和磁光效应的晶体内电光与磁光效应的互补特性及其传感应用. 在光强度调制条件下, 晶体中偏振光波的电光调制与磁光调制具有互相补偿的效果, 从而能够使输出光强度保持为一个固定值. 基于这种互补特性, 提出了一种利用单块闪烁锗酸铋 ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, BGO) 晶体的电光补偿型光学电流 (磁场) 传感器, 其光学传感单元由两个偏振器和一块平行四边形 BGO 晶体组成. 该晶体自身能够产生 $\pi/2$ 的光学相位偏置, 同时兼用作电流传感和电光补偿元件, 通过控制 BGO 晶体的外加电压, 能够实时补偿被测电流 (磁场) 变化引起的磁光旋转角和输出光强度的变化, 从而实现电流 (磁场) 的闭环光学测量. 实验测量了 5.0 A 范围内的工频交流电流, 所需要的电光补偿电压约为 21.2 V/A, 补偿电压与被测电流之间具有良好的线性关系, 其非线性误差低于 1.7%.

关键词: 电光效应, 磁光效应, 互补特性, 磁光传感器**PACS:** 78.20.Fm, 78.20.Jq, 78.20.Ls, 85.70.Sq**DOI:** 10.7498/aps.64.047801

1 引言

电光效应一般是指光学晶体在外加电场的作用下产生线性双折射, 当双折射大小与外加电场强度成正比时称为线性电光效应或 Pockels 效应. 法拉第 (Faraday) 磁光效应是指光学晶体在外加磁场作用下产生圆双折射, 使通过其中的光波偏振面产生与磁场强度成正比的旋转. 一些光学晶体兼有线性电光效应和法拉第磁光效应, 例如: 立方晶系中 $\bar{4}3m$ 点群的闪烁锗酸铋 ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, BGO)、闪烁硅酸铋 ($\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$) 晶体, 23 点群的锗酸铋 ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$)、硅酸铋 ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) 晶体, 以及三方晶系中 32 点群的石英 (SiO_2) 晶体等. 在外加电场和磁场的共同作用下, 这类晶体将同时产生线性双折射和圆双折射. 已有学者对这类晶体中的光波传播特性进行了理论分析, 并得到描述晶体电光和磁光效应的琼斯矩阵^[1-3].

利用这类晶体可以设计实现多种电磁变量的光学传感器, 例如, 光学电压、电场、电流、磁场、电功率传感器, 以及灵敏度可调的磁光传感器

等^[4-11]. 通过适当的光学设计, 可以使这类晶体的电光效应与磁光效应彼此分离, 因而可以用于实现电压和电流的同时测量^[5]; 也可以使其电光效应与磁光效应相互关联, 并由此实现电光与磁光调制信号的乘法关系, 在输出光波中解调出外加电场 (或电压) 和磁场 (或电流) 的乘积信号, 从而可以实现光学电功率传感器以及灵敏度可调的磁光传感器^[6,7].

本文理论分析并实验研究了这类晶体的电光效应与磁光效应的互补关联特性. 结果表明, 在光强度调制情况下, 电光调制信号与磁光调制信号可以相互补偿. 利用 BGO 晶体的这种电光与磁光效应的互补特性, 设计实现了一种电光补偿型光学电流 (磁场) 传感器, 可用于实现电流 (磁场) 的闭环光学测量.

2 电光效应与磁光效应的互补特性

兼有电光效应和磁光效应的晶体对偏振光波传播特性的影响可由下述琼斯矩阵来描述^[1-3]:

[†] 通信作者. E-mail: cli@buaa.edu.cn

$$T = \begin{bmatrix} \cos \Theta + i \frac{\Gamma}{2\Theta} \sin \Theta & -\frac{\Phi}{\Theta} \sin \Theta \\ \frac{\Phi}{\Theta} \sin \Theta & \cos \Theta - i \frac{\Gamma}{2\Theta} \sin \Theta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\Theta = \left[(0.5\Gamma)^2 + \Phi^2 \right]^{0.5}, \quad (2)$$

式中, Γ 为由晶体的自然双折射和电光线性双折射产生的相位延迟, Φ 为晶体的自然旋光以及磁光旋转角, Θ 为综合描述晶体的线性双折射与圆双折射特性的合成相位延迟.

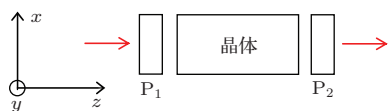


图1 晶体偏振光干涉结构示意图

图1所示为直角坐标系 xyz 中一种典型晶体偏振光干涉结构, 由单块光学晶体和两个偏振器 (P_1 和 P_2) 组成. 根据琼斯矩阵分析法和晶体偏振光干涉原理, 当 P_1 的方位角为 45° , 使得光强度为 I_i 且方位角为 45° 的线偏振光波沿 z 轴入射晶体时, 可求得出射光强度的 x, y 偏振分量为^[5]

$$I_{ox,oy} = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{\Phi}{\Theta} \sin(2\Theta) \right) I_i. \quad (3)$$

同理, 出射光强度在 $\pm 45^\circ$ 方向上的偏振分量为^[5]

$$I_{\pm 45^\circ} = \frac{1}{2} (1 \pm \cos(2\Theta)) I_i. \quad (4)$$

若想同时获得 x, y 偏振分量或 $\pm 45^\circ$ 偏振分量, P_2 应为偏振分光器.

根据(2)—(4)式, 可以计算并画出光强度透射率 $I_{ox,oy}/I_i$ 和 $I_{\pm 45^\circ}/I_i$ 随 Γ 和 Φ 变化的三维关系曲面. 先考虑(3)式, 在 $-\pi \leq \Gamma \leq \pi$ 和 $-0.5\pi \leq \Phi \leq 0.5\pi$ 的取值范围内, I_{ox}/I_i 随 Γ 和 Φ 变化的三维函数关系曲面如图2所示. 由图2可见, 当 Γ 和 Φ 均较小(例如小于 0.24 rad 或 $1/\pi \text{ rad}$) 时, 比值 I_{ox}/I_i 是 Φ 的奇函数, 且与 Φ 之间具有近似线性关系, 但 I_{ox}/I_i 是 Γ 的偶函数, 且与 Γ^2 具有近似线性关系.

为了获得 I_{ox}/I_i 与 Γ 之间的线性关系, 可以引入 $\pi/2$ 的光学相位偏置, 即用 $(\pi/2 + \Gamma)$ 取代(1)—(3)式中的 Γ , 此时, I_{ox}/I_i 随 Γ 和 Φ 变化的关系曲面如图3所示. 由图3可见, 此时 I_{ox}/I_i 同时是 Γ 和 Φ 的奇函数, 且与 Γ 和 Φ 均具有近似线性关系. 在 $-0.8 \text{ rad} \leq \Gamma \leq 0.8 \text{ rad}$ 和 -0.4 rad

$\leq \Phi \leq 0.4 \text{ rad}$ 的取值范围内, 与图3对应的等光强度透射率随 Γ 和 Φ 变化的关系曲线如图4所示, 图中不同曲线对应的等光强度透射率的取值分别为 $0.2, 0.3, \dots, 0.8$. 由图3和图4可见, 要保持 I_{ox}/I_i 的取值为一个固定值, Γ 和 Φ 的取值应具有互相补偿的对应关系. 例如, 要保持 $I_{ox}/I_i = 0.4$, 则在 Φ 由 0.11 rad 增大到 0.4 rad 时, Γ 应由 -0.8 rad 增大到 0.8 rad .

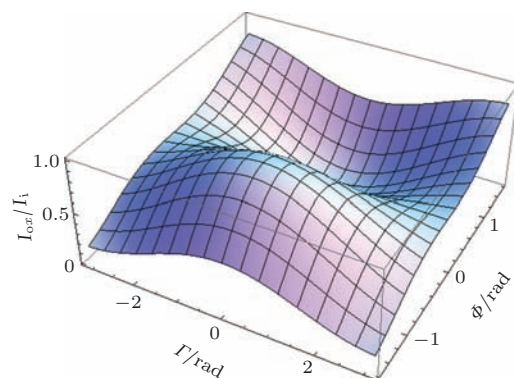


图2 光强度透射率 I_{ox}/I_i 随 Γ 和 Φ 变化的三维关系曲面

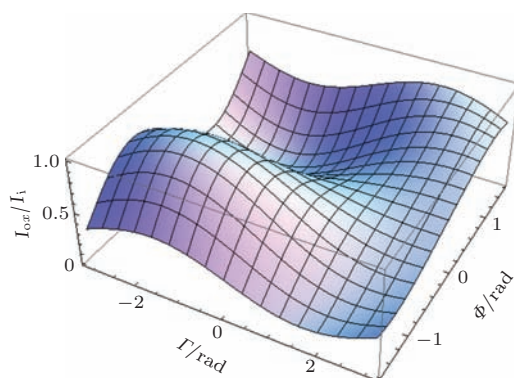


图3 引入 $\pi/2$ 的光学相位偏置后光强度透射率 I_{ox}/I_i 随 Γ 和 Φ 变化的三维关系曲面

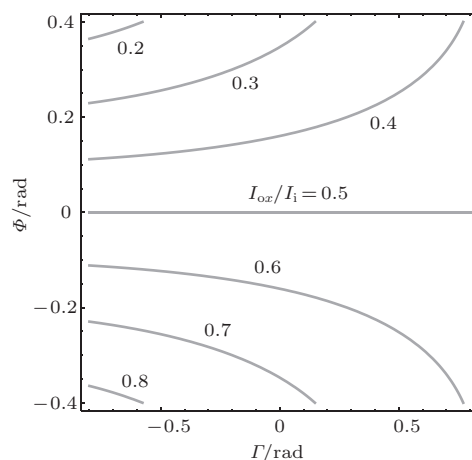


图4 引入 $\pi/2$ 的光学相位偏置后等光强度透射率 I_{ox}/I_i 随 Γ 和 Φ 的变化

对于(4)式, 在 $-\pi \leq \Gamma \leq \pi$ 和 $-0.5\pi \leq \Phi \leq 0.5\pi$ 的取值范围内, I_{45°/I_i 随 Γ 和 Φ 的变化如图5所示. 由图5可见, I_{45°/I_i 是 Γ 和 Φ 的偶函数, 且与 Γ^2 和 Φ^2 具有近似线性关系. 在绝对值 $|\Gamma| \leq 0.8$ rad和 $|\Phi| \leq 0.4$ rad的取值范围内, 与图5对应的等光强度透射率 I_{45°/I_i 随 $|\Gamma|$ 和 $|\Phi|$ 的变化如图6所示, 图中不同曲线对应的 I_{45°/I_i 取值分别为0.95, 0.90, $\dots$, 0.75.

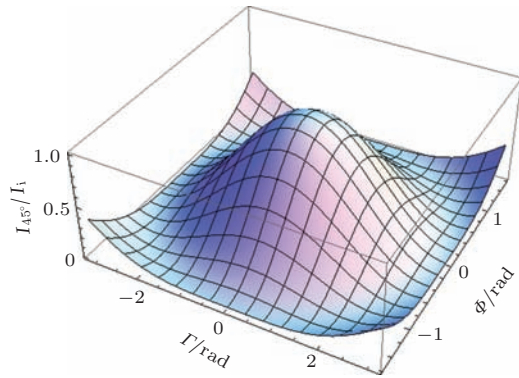


图5 光强度透射率 I_{45°/I_i 随 Γ 和 Φ 变化的三维关系曲面

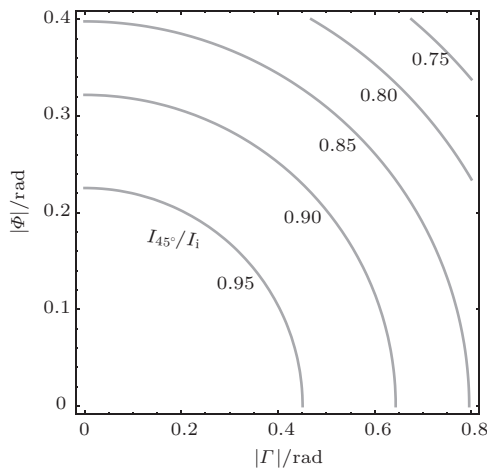


图6 等光强度透射率 I_{45°/I_i 与绝对值 $|\Gamma|$ 和 $|\Phi|$ 之间的关系

可见, 当电场和磁场同时作用于上述多功能晶体时, 其电光效应和磁光效应具有互相补偿的特性, 使上述输出光强度信号保持不变, 即当磁光(电光)效应使光强度透射率增大时, 可以利用电光(磁光)效应使其减小; 当磁光(电光)效应使光强度透射率减小时, 可以利用电光(磁光)效应使其增大. 因此, 对于如图1所示的晶体偏振光干涉结构, 在光强度调制条件下, 电光效应和磁光效应具有互补特性, 这种互补特性可用于电磁变量的闭环光学传感与测量.

3 电光补偿型光学电流(磁场)传感器

3.1 光学电流(磁场)传感机理

利用上述电光效应和磁光效应的互补特性可以设计实现电光补偿型光学电流(磁场)传感器. 当作用于传感晶体的被测电流或磁场变化引起输出光强度变化时, 可以通过调节晶体的外加电压或电场的取值, 来抵消因磁光效应引起的光强度变化, 使输出光强度不变; 同时根据外加补偿电压的数值获得被测电流或磁场的数值.

当测量直流电流(磁场)时, 可以直接根据图4或图6, 由被测电流 I (或磁场)所对应的磁光旋转角 Φ 得到所需要的补偿电光相位延迟 Γ , 以及与之相对应的晶体外加补偿电压 U ; 当被测直流电流(或磁场)变化时, 调节补偿电压, 使输出光强度不变; 由此实现直流电流(或磁场)的闭环测量. 例如, 当光波长为633 nm时, 对于下述实验中所用的传感晶体, 经计算可得 $\Gamma \approx 1.27 \times 10^{-3}U$ (rad/V), $\Phi \approx 3.866 \times 10^{-3}I$ (rad/A)(参见附录A). 由此可根据(2)和(3)式仿真给出晶体外加补偿电压 U 和被测电流 I 之间的互补关系曲线, 如图7所示. 图7中 $U < 618$ V, $I < 102$ A. 由图7可见, 整体上 I 与 U 之间为非线性关系, 但在曲线上的某一小区段内可近似为线性关系. 对直流电流或磁场的测量, 需要判断并保持输出光强度不变, 因此需要考虑光源以及光路中光强度波动对测量结果的影响, 因而直流电流或磁场的测量应具备性能稳定的光源且环境干扰较小.

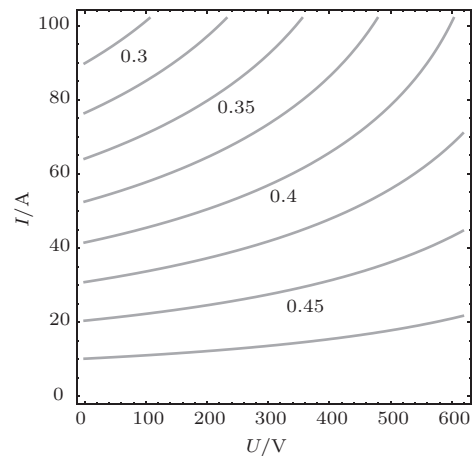


图7 引入 $\pi/2$ 的光学偏置后等光强度透射率 I_{0x}/I_i 随 U 和 I 的变化

当测量交流电流(磁场)时,也可以根据图4和图6得到所需要的补偿电压,且其幅值和相位应满足一定条件.当利用(3)式和图4的函数关系测量交流电流时,可以首先对图4中的某一条曲线进行数据拟合,从而得到补偿角度 Φ 所需要的 Γ 与 Φ 之间的一个函数关系,然后利用这一关系确定补偿不同被测电流所需要的补偿电压.例如:考虑利用图4中 $I_{ox}/I_i = 0.6$ 的曲线,通过在该曲线上随机选取一组离散数据点,并对该组数据进行非线性多项式拟合可以得到 Γ 和 Φ 的一个近似函数关系为

$$\begin{aligned} \Gamma \approx & K(-14.76 - 312.3\Phi - 2838.7\Phi^2 \\ & - 14097.2\Phi^3 - 39391.3\Phi^4 \\ & - 58183.9\Phi^5 - 35360.6\Phi^6), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 K 为比例系数.当被测量 Φ 为50 Hz正弦波(振幅为0.02,并加直流分量-0.23)时,根据(5)式(取 $K = 1$)仿真得到 Γ 的波形也近似为正弦波,如图8所示,图中同时给出了理想正弦波的波形(振幅为0.085,并加直流分量0.41).

当利用(4)式和图6的函数关系测量交流电流时,由(2)和(4)式易于得到补偿被测量 Φ 所需 Γ 的解析表达式.

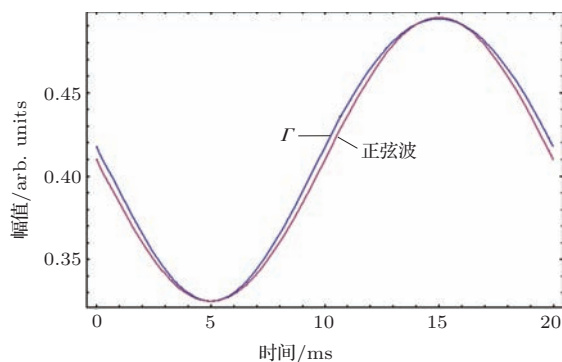


图8 (网刊彩色) 当被测电流为50 Hz正弦波时所需的 Γ 波形与理想正弦波的比较

3.2 实验装置

基于上述传感机理,利用一块BGO晶体实验测量了50 Hz工频交流电流.采用(3)式以及图3和图4所示的磁光传感方案,需要预先提供一个 $\pi/2$ 的光学相位偏置.图9为实验装置示意图,其中光学电流传感单元只由一块BGO晶体和两个棱镜偏振器(P_1 , P_2)组成,起偏器(P_1)方位角设置为 45° ,检偏器(P_2)方位角可以设置为 0° 或 90° .实验所用BGO晶体为平行四边形,两个斜边的长度分别为

$l = 40$ mm, $w = 11$ mm,晶体厚度 $d = 3$ mm,其中一个顶角约为 63.7° .光波在晶体内的两次全内反射产生了 $\pi/2$ 的光学相位偏置,所用晶体的实物照片及其光偏置产生机理参见文献[10].经过简单计算,光线在晶体内的实际路程长度 $L \approx 45.1$ mm,故对于1550 nm的光波长,该晶体半波电压的计算值约为6310 V[10].

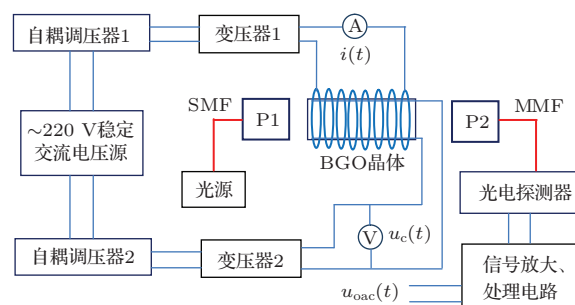


图9 电光补偿型光学电流传感器实验装置示意图

实验分别采用了两种光源:一种是中心波长为635 nm的半导体激光二极管(LD),其输出光功率约为3 mW,光谱半高全宽小于0.2 nm;另一种为放大自发辐射(ASE)型宽光谱光源,其后连接一个中心波长为1550 nm且光谱半高全宽为13 nm的光纤滤波器,故光源实际输出光谱约为 (1550 ± 6.5) nm,输出光功率约为8 mW,光源由一段单模光纤(SMF)传送到上述光学电流传感单元.

被测交流电流 $i(t)$ 经过一个自制空芯线圈产生磁场作用于BGO晶体,空芯线圈总匝数为252匝,其横截面为圆角矩形,最内层长和宽分别约为60 mm和28 mm,最外层长和宽分别约为72 mm和40 mm,线圈中心轴线长度约为62 mm.所用漆包线直径为1 mm,用精密数字万用表(KEITHLEY-2002型)测量其直流电阻约为1.2 Ω ,用伏安法测量其自感系数约为2.2 mH.利用Lakeshore-421型高斯计测量了线圈中心位置处的磁感应强度 B_{zo} (单位:高斯Gs, 1 Gs = 10^{-4} T)随线圈通电电流变化的线性关系,拟合直线方程为

$$B_{zo} \approx (0.32 \pm 0.11) + (37.61 \pm 0.03)I_{ac} \text{ (Gs)}, \quad (6)$$

式中交流电流有效值 I_{ac} 的单位为A.当固定 $I_{ac} = 2.0$ A时,测量了线圈中心轴线上磁感应强度 B 随轴线上各点位置 z 变化的关系,测量数据及其多项式拟合曲线如图10所示.

补偿电压 $u_c(t)$ 通过两个铜片电极施加于BGO晶体的两个(111)晶面,晶体及其电极均

置于空芯线圈内. 当采用波长为 635 nm 的红光光源时, 光传感信号由一段直径为 0.98 mm 的塑料多模光纤 (MMF) 传输到 Si-PIN 型光电探测器; 当采用波长为 1550 nm 的光源时, 光传感信号由一段直径为 0.6 mm 的石英 MMF 传送到 InGaAs 型红外光电探测器, 之后经过信号放大和处理电路得到传感器输出信号 $u_{\text{oac}}(t)$. 利用信号处理电路中的高通和低通滤波器, 可以将传感信号中的交流和直流分量分离开, 再利用一个模拟除法器 (例如 MPY634) 实现交流分量与直流分量的除法运算, 由此得到的传感器输出信号 $u_{\text{oac}}(t)$ 与入射光强度波动无关, 且 $u_{\text{oac}}(t)$ 与上述光强度透射率 $I_{\text{ox}}/I_{\text{i}}$ 呈线性关系. 传感信号 $u_{\text{oac}}(t)$ 的有效值 U_{oac} 可由数字存储示波器 (型号为 TDS-1002) 读取或用数字万用表测量.

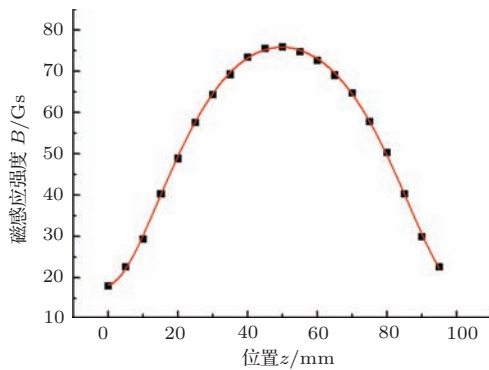


图 10 线圈中心轴线上磁感应强度 B 分布测量的实验数据及其多项式拟合曲线

如图 9 所示, 实验中被测交流电流 $i(t)$ 和补偿电压 $u_c(t)$ 均取自一个抗干扰交流净化电源 (大华 DH1742/1 型), 其标准输出交流电压为 220 V. 该电源连接一个额定功率为 3 kV·A 的自耦调压器 1 和一个额定功率为 100 V·A 且电压变比为 220 : 12 的铁芯环形变压器 1, 其最大输出电流有效值约为 8.3 A, 之后串联接入上述空芯线圈和数字万用表的交流电流档, 通过调节自耦调压器的输出电压 (0—250 V) 可以调节被测电流 $i(t)$ 的有效值 I_{ac} . 补偿电压 $u_c(t)$ 由另一个与上述交流净化电源连接的自耦调压器 2 和一个电压变比为 1 : 1 的铁芯变压器 2 获得, 其电压有效值 U_{ac} 由数字万用表监测.

3.3 实验结果

3.3.1 工频交流电流与电压测量

首先, 将上述 BGO 晶体置于空芯线圈内, 实验测量了晶体的工频电流响应特性. 设置检偏

器的方位角为 0° , 在无外加电压的条件下, 测量传感器输出电压有效值 U_{oac} 随被测交流电流 I_{ac} 的变化, U_{oac} 的数值由 KEITHLEY-2002 型数字万用表读取, 测量过程中电流由 0.5 A 逐渐增大到 5.0 A, 之后再逐渐减小到 0.5 A, 根据 (6) 式, $I_{\text{ac}} = (0.5—5.0)$ A 对应的磁感应强度 $B \approx (19—188)$ Gs. 两组典型实验数据如图 11 所示, 当光源波长为 635 nm 时, 利用相关数学软件采用最小二乘法计算得到实验数据的线性拟合直线方程为 $U_{\text{oac}} = (2.1 \pm 0.4) + (43.81 \pm 0.14)I_{\text{ac}}$ (mV), 因而其电流测量灵敏度约为 43.8 mV/A, 实验数据的非线性误差低于 0.5%. 当光源波长为 1550 nm 时, 一组典型实验数据的线性拟合直线方程为 $U_{\text{oac}} = (5.31 \pm 0.23) + (9.02 \pm 0.08)I_{\text{ac}}$ (mV), 可见其测量灵敏度变小, 约为 9 mV/A. 实验结果表明, 输出传感信号与被测电流之间具有较好的线性关系, 与图 3 和图 4 的理论分析结果一致.

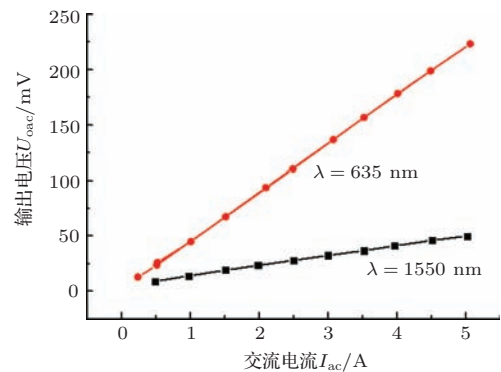


图 11 在不同光源波长 λ 条件下输出电压随交流电流变化的实验数据

然后, 实验测量了工频电压. 检偏器的方位角仍然设置为 0° , 测量 U_{oac} 随晶体外加电压有效值 U_{ac} (补偿电压 $u_c(t)$ 的有效值) 的变化, 典型实验数据如图 12 所示. 当光源波长为 635 nm 时, 在电压有效值为 4—265 V 范围内, 实验数据的线性拟合直线方程为 $U_{\text{oac}} = (0.7 \pm 0.4) + (1.991 \pm 0.003)U_{\text{ac}}$ (mV), 故电压测量灵敏度约为 1.99 mV/V; 其非线性误差低于 0.1%. 当光源波长为 1550 nm 时, 一组典型实验数据的线性拟合直线方程为 $U_{\text{oac}} = (-6.21 \pm 0.24) + (0.805 \pm 0.002)U_{\text{ac}}$ (mV), 电压测量灵敏度减小约为 0.8 mV/V. 此实验结果的数值与文献 [10] 不同, 主要原因是晶体上粘贴的铜片电极间距发生了变化.

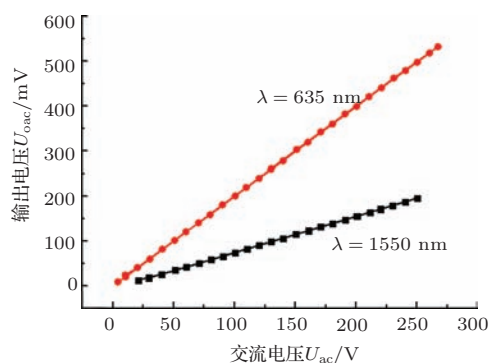


图 12 在不同光源波长 λ 条件下输出电压随交流电压变化的实验数据

3.3.2 基于电光补偿法的工频交流电流(磁场)测量

当被测工频电流和补偿电压同时施加于 BGO 晶体时, 实验验证了电光补偿型电流(磁场)传感机理. 具体实验方法和实验过程可由图 13 说明, 图 13(a)—(d) 分别为在不同被测交流电流 I_{ac} 和补偿电压 U_{ac} 条件下输出电压信号 u_{oac} 的波形. 光源波长选用 635 nm, 当 $I_{ac} = 0$ 且 $U_{ac} = 0$ 时, $u_{oac}(t)$ 的波形如图 13(a) 中的 CH2 通道所示, $u_{oac}(t)$ 的有效值并不为零, 而是 $U_{oac} \approx 5.2$ mV, 初步分析为环境电磁干扰和噪声电压; 图 13(a) 中 CH1 通道为输出电压的直流分量 $U_{odc} \approx 4$ V. 图 13 中各图横轴的时间标度均为 5 ms/div. 当 $U_{ac} = 0$ 且 $I_{ac} = 2.0$ A 时, $u_{oac}(t)$ 的波形如图 13(b) 中的 CH2 通道所示, 其有效值变为 $U_{oac} = 92.9$ mV. 保持被测电流不变, 增大补偿电压 U_{ac} 时, 可以观测到 U_{oac} 随之减小, 当 $U_{ac} = 45.6$ V 时, U_{oac} 达到最小值, 约为 30.7 mV, 其输出波形如图 13(c) 所示, 故与此对应的单位被测电流所需的补偿电压约为 45.6 V/ 2.0 A ≈ 22.8 V/A. 为了观测补偿电压与被测电流的相位关系, 实验记录了 $I_{ac} = 0$ 且 $U_{ac} = 45.6$ V 时 $u_{oac}(t)$ 的波形, 如图 13(d) 所示. 比较图 13(b) 和 (d) 可见, 被测电流和补偿电压之间的相位接近反相, 但其相位差并非理想的 180° , 这成为传感器输出电压不能被补偿到零值的主要原因之一.

被测电流 $i_{ac}(t)$ 和补偿电压 $u_{ac}(t)$ 的实际波形如图 14 所示, 其中 CH1 通道为 $i_{ac}(t)$ 的波形, $i_{ac}(t)$ 取自空芯线圈回路中串联的一个取样电阻, 其阻值为 0.03Ω , CH2 通道为 $u_{ac}(t)$ 的波形, $u_{ac}(t)$ 取自上述 1 : 1 的隔离变压器, 波形采样时 $I_{ac} = 1.0$ A, $U_{ac} = 10.0$ V, 利用示波器中的时间光标可估计其相位差约为 169° . 实验中如果变换 $u_{ac}(t)$ 的极性,

使 $u_{ac}(t)$ 与 $i_{ac}(t)$ 的相位接近同步, 即其相位差约为 11° , 则会观测到当 $u_{ac}(t)$ 增大时, U_{oac} 也随之增大, 而不是减小.

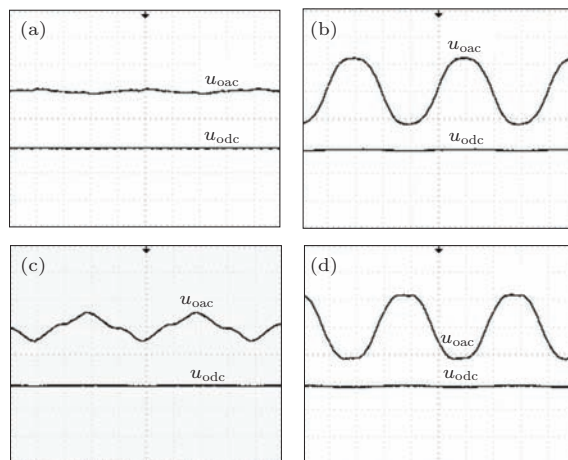


图 13 在不同被测电流 I_{ac} 和补偿电压 U_{ac} 条件下传感器输出信号 u_{oac} 的波形 (a) $I_{ac} = 0$, $U_{ac} = 0$, $U_{oac} = 5.2$ mV; (b) $I_{ac} = 2.0$ A, $U_{ac} = 0$, $U_{oac} = 92.9$ mV; (c) $I_{ac} = 2.0$ A, $U_{ac} = 45.6$ V, $U_{oac} = 30.7$ mV; (d) $I_{ac} = 0$, $U_{ac} = 45.6$ V, $U_{oac} = 91.5$ mV

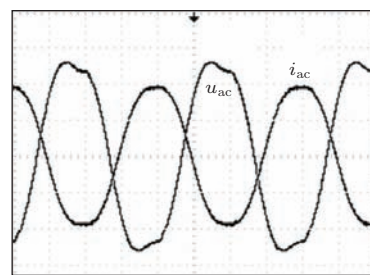


图 14 被测交流电流 $i_{ac}(t)$ 和补偿电压 $u_{ac}(t)$ 的波形

此外, 分别实验观测了 $u_{oac}(t)$ 与 $i_{ac}(t)$ 和 $u_{ac}(t)$ 的相位关系, 如图 15 和图 16 所示, 其中图 15 中的 $i_{ac}(t)$ (CH1 通道) 仍然取自上述 0.03Ω 的取样电阻, 波形采样时被测电流 $I_{ac} = 1.0$ A, 图 16 中的 $u_{ac}(t)$ (CH1 通道, $\times 10$) 仍然取自上述隔离变压器, 波形采样时补偿电压 $U_{ac} = 50.0$ V, 可见它们均是同相位的, 传感光路和光电检测电路并未引起显著的相位延迟.

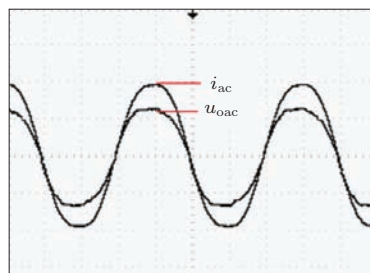
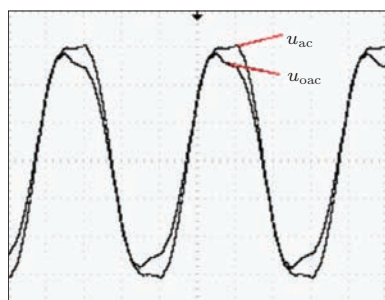
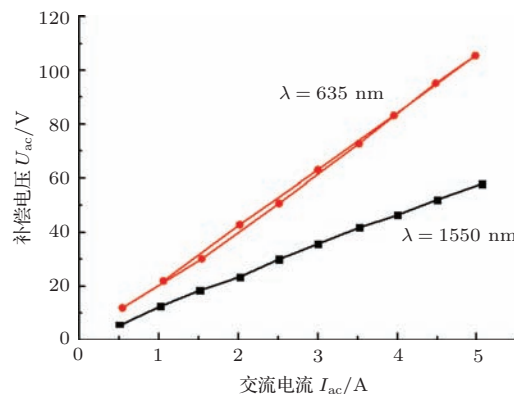
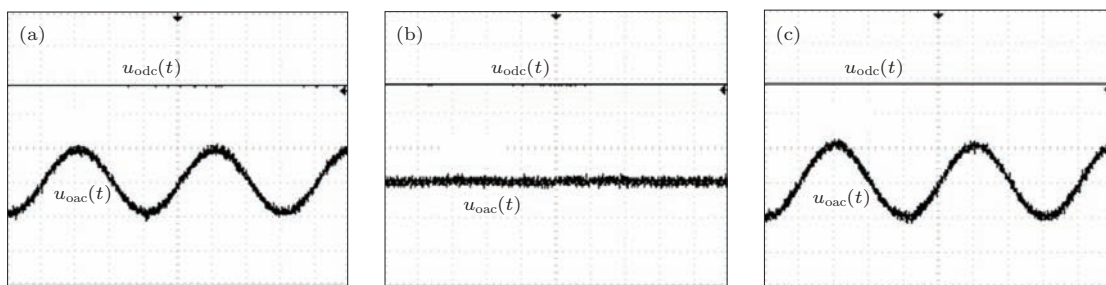


图 15 被测交流电流 i_{ac} 和传感器输出电压 u_{oac} 的波形

图16 补偿电压 u_{ac} 和传感器输出电压 u_{oac} 的波形

增大被测电流 I_{ac} 和补偿电压 U_{ac} , 并记录不同 I_{ac} 条件下 U_{oac} 达到最小值时对应的 U_{ac} , 实验过程中 I_{ac} 变化引起的 U_{oac} 变化总是可以通过调节 U_{ac} 来补偿, 使得 U_{oac} 达到最小值. 采用 KEITHLEY-2002 型精密数字万用表监测 U_{oac} 是否达到最小值. 按照上述步骤, 对 0.5—5.0 A 范围内的交流电流进行了多次测量, U_{ac} 随 I_{ac} 变化的两组典型实验数据如图 17 所示. 当光源波长为 635 nm 时, 实验数据的线性拟合直线方程为 $U_{ac} = (-0.77 \pm 0.80) + (21.23 \pm 0.26)I_{ac}$ (V), 即单位被测电流所需的补偿电压约为 21.2 V, 拟合直线的非线性误差低于 1.7%. 当光源波长为 1550 nm 时, 实验数据的线性拟合直线方程为 $U_{ac} = (0.77 \pm 0.43) + (11.47 \pm 0.14)I_{ac}$ (V), 故所需的补偿电压约为 11.5 V/A, 拟合直线的非线性误差低于 1.5%. 由图 13 和图 17 可见, 尽管由于各种非理想因素导致电光补偿后 U_{oac} 的最小值接近未补偿条件下 U_{oac} 幅值的 1/3, 但 I_{ac} 和 U_{ac} 之间依然能有很好的线性补偿关系. 这主要是由于 $I_{ac} < 5$ A, 由图 7 可知, 非线性曲线中与 5 A 电流区间所对应的任何一段均可看成是近似线性的, 即 I_{ac} 和 U_{ac} 之间应具有较好的线性关系; 此外, 测量过程中 $i_{ac}(t)$ 和 $u_{ac}(t)$ 之间具有稳定的相位关系也是其幅值具有线性关系的关键因素.

此外, 采用另外一个直接紧密环绕在传感晶体基座上的空芯线圈进行上述实验, 使得 $u_{ac}(t)$ 和 $i_{ac}(t)$ 的波形接近反相, 我们观测到 U_{oac} 能够被补偿到接近零值, 实验所用光源波长为 1550 nm. 如图 18 所示, 当 $U_{ac} = 0$ 且 $I_{ac} = 1.557$ A 时, u_{oac} (CH2 通道) 的波形如图 18 (a) 所示, 其有效值为 $U_{oac} = 12.8$ mV, 图中 u_{odc} (CH1 通道) 为输出电压的直流分量. 保持 I_{ac} 不变, 增大 U_{ac} 时, 可以观测到 U_{oac} 随之减小, 当 $U_{ac} = 35.35$ V 时, $U_{oac} \approx 1.12$ mV, 其输出波形如图 18 (b) 所示. 之后, 保持 $U_{ac} \approx 35$ V 不变, 继续增大 I_{ac} 时, 可以观测到 U_{oac} 又随之增大, 例如当 $I_{ac} = 3.09$ A 时, $U_{oac} = 15.3$ mV, 其输出波形如图 18 (c) 所示. 可见, 此时 I_{ac} 可以被 U_{ac} 所补偿, 使得 U_{oac} 达到接近零的最小值. 在 $I_{ac} = 0.7$ —4.5 A 范围内, 测量了 U_{ac} 和 I_{ac} 之间的关系, 实验数据分布与图 17 类似, 但一组典型实验数据的线性拟合直线方程变为 $U_{ac} = (0.7 \pm 0.3) + (21.96 \pm 0.13)I_{ac}$ (V), 即 1 A 被测电流所需的补偿电压将近 22 V, 比上述实验结果 (11.5 V/A) 约大一倍, 这主要是由于采用了不同的空芯线圈.

图17 补偿电压 U_{ac} 随被测电流 I_{ac} 变化的实验数据及其线性拟合直线图18 在不同被测电流 I_{ac} 和补偿电压 U_{ac} 条件下输出传感信号 u_{oac} 的波形 (a) $I_{ac} = 1.557$ A, $U_{ac} = 0$, $U_{oac} = 12.8$ mV; (b) $I_{ac} = 1.557$ A, $U_{ac} = 35.35$ V, $U_{oac} = 1.12$ mV; (c) $I_{ac} = 3.09$ A, $U_{ac} = 35.23$ V, $U_{oac} = 15.3$ mV

3.4 讨 论

晶体的电光效应本质上是外加电场诱导的线性双折射,磁光效应本质上是外加磁场诱导的圆双折射,它们可以分别独立存在于同一块晶体中,不会互相影响.但上述实验结果表明,对于晶体中光强度调制,电光效应与磁光效应具有类似的调制效果,且可以互相补偿.

上述电光补偿法测量交流电流的实验结果表明,在光强度调制条件下,电光效应与磁光效应具有互相补偿的特性.传感器输出电压不能被补偿到零值的原因,一方面是图7所示理论上的原因,另外还应考虑目前实验装置中的被测电流和补偿电压的相位不能达到完全反相,以及被测电流与电压波形的非理想性等因素.实验中可能引起测量误差的主要因素包括以下两方面. 1) 理论上所需要的补偿电压波形与实验中实际采用的工频补偿电压波形不一致.对于利用(3)式的交流电流传感方案,如图8所示,当被测交流电流为理想工频正弦电流时,所需要的补偿电压波形(即图8中 U 的波形)是一个非理想的正弦电压波形,但上述实验中实际采用的补偿电压取自50 Hz工频城市用电,因而电光补偿后传感器的输出电压不能达到理想的零值,而是一个最小值,由此将引起一定的测量误差.以后可以考虑利用任意波形发生器产生满足(5)式和图8中 U 波形的补偿电压,使输出交流电压达到或接近零值.对于利用(4)式的交流电流传感方案,虽然理论上易于实现理想化的电光补偿,但其测量灵敏度较低,且需要倍频补偿电压. 2) 由(2)—(4)式可知,对于交流电流或磁场测量,所需的同频率补偿电压应与被测电流保持稳定的相位关系.如果测量过程中出现补偿电压相位的随机波动,将导致输出传感信号的不稳定,从而引起偶然误差.在上述实验中,补偿电压与被测电流均取自同一个抗干扰净化稳定电压源,电路中的阻抗是固定不变的,因而它们之间的相位关系能够保持稳定.

与目前人们广泛关注的基于Sagnac效应的闭环光纤电流传感器相比^[12],本文所述传感方案的主要特征和优点包括以下四方面. 1) 实现闭环测量的光学传感单元的结构简单.在以往基于Sagnac效应的闭环光纤电流传感方案中,电光相位调制器和光纤环型磁光传感元件是彼此分离的,因而可以实现电流或磁场的远距离绝缘测量,但其较长的信号传输光纤也易于受到外界

环境扰动的影响而引入额外的测量误差.本文所用BGO晶体磁光电流传感元件兼用作电光补偿调制器,因此不需要独立的电光波导调制器以及光纤四分之一波片等元件,降低了传感器的成本,同时缩短了传感光路的长度,从而可以有效避免环境扰动对信号传输光路的不利影响. 2) 本文传感方案更适用于空间磁场的闭环光学测量,而不适合于磁场或电流的远距离绝缘测量. 3) BGO晶体的磁光Verdet常数一般大于磁光玻璃光纤的Verdet常数,因而本文传感方案更易于获得较大的测量灵敏度. 4) 与光纤环型磁场传感器相比,本文传感所用BGO晶体的尺寸相对较小,从而具有更高的空间磁场测量分辨率.

光学相位偏置的控制对于电光或磁光调制器、传感器都是非常重要的^[13],BGO晶体的上述电光效应与磁光效应的互补特性为基于这类晶体的电光、磁光调制器、传感器的光学偏置控制提供了一种新途径.

除了BGO晶体以外,理论上所有兼有电光效应和磁光效应的晶体均可以用于实现上述电光补偿型电流传感器,例如:同样是 $\bar{4}3m$ 点群的闪烁硅酸铋晶体,23点群的硅酸铋、锗酸铋晶体,以及32点群的石英晶体等^[14].但晶体的选择还需要综合考虑晶体的电光与磁光系数、折射率、电容率和电阻率以及晶体是否易于生长等诸多物理化学因素,对于23点群和32点群的晶体还需要考虑其自然旋光性的影响.

4 结 论

理论分析和实验结果表明,对于光强度调制,晶体的电光效应与磁光效应具有互相补偿的特性;这种互补特性可以用于实现电流(或磁场)的闭环光学测量.本文利用一块平行四边形的BGO晶体作为电流传感和电光补偿元件,实验测量了5.0 A范围内的工频电流.实验结果表明,补偿电压能够实时补偿被测电流的变化,单位被测电流所需要的补偿电压约为21.2 V,且补偿电压与被测电流之间具有较好的线性关系,其非线性误差低于1.7%.

感谢北京玻璃研究院张明荣高级工程师协助加工了本文实验所用的BGO晶体,同时感谢清华大学曾嵘教授以及本学院张春熹教授、李安琪老师和章博老师对本文实验工作的支持与帮助.

附录A 传感晶体的 Γ 与 U 之间以及 Φ 与 I 之间关系的计算

由文献[10]可得电光相位延迟 Γ 与外加电压 U 之间的关系为

$$\Gamma = \frac{\sqrt{3}\pi L}{\lambda d} n_o^3 r_{41} U = C_1 U. \quad (\text{A1})$$

已知当光波长 $\lambda = 633 \text{ nm}$ 时, $n_o^3 r_{41} = 9.857 \text{ pm/V}$ [6], 且 $L = 45.1 \text{ mm}$, $d = 3 \text{ mm}$, 故由(A1)式可得 $\Gamma \approx 1.27 \times 10^{-3} U \text{ (rad/V)}$.

假设线圈轴线和产生的磁场方向为 z 方向, 由Faraday效应可得磁光旋转角 Φ 与磁感应强度 B_z 之间的关系为

$$\Phi = V B_z l_z. \quad (\text{A2})$$

已知当光波长 $\lambda = 633 \text{ nm}$ 时, BGO晶体的Verdet常数为 $V = 30.8 \text{ rad/(T}\cdot\text{m)}$ [15]. 根据方程(6)和图10, 可估计晶体周围在线圈轴线上的平均磁感应强度 B_z 与电流 I 之间的关系近似为 $B_z \approx 3.5I \text{ (mT/A)}$, 由于BGO晶体为平行四边形, 故沿磁场 z 方向上的有效光路长度

$$\begin{aligned} l_z &= l \cos(90^\circ - 63.7^\circ) \\ &\approx 40 \times 0.8965 \\ &\approx 35.86 \text{ (mm)}, \end{aligned}$$

由上述数据计算可得 $\Phi \approx 3.866 \times 10^{-3} I \text{ (rad/A)}$.

参考文献

- [1] Buhner C F, Ho L, Zucker J 1964 *Appl. Opt.* **3** 517
- [2] Tabor W J, Chen F S 1969 *J. Appl. Phys.* **40** 2760
- [3] Li C S, Cui X 1998 *Acta Photon. Sin.* **27** 122 (in Chinese) [李长胜, 崔翔 1998 光子学报 **27** 122]
- [4] Rogers A J 1977 *Opt. Laser Technol.* **9** 273
- [5] Li C, Yoshino T 2002 *Appl. Opt.* **41** 5391
- [6] Li C, Cui X, Yoshino T 2003 *J. Lightwave Technol.* **21** 1328
- [7] Li C, Yoshino T 2012 *Appl. Opt.* **51** 5119
- [8] Li C S 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 0123002 (in Chinese) [李长胜 2012 光学学报 **32** 0123002]
- [9] Li C S, Zeng Z, He X L 2014 *J. Optoelectron. Lasers* **25** 239 (in Chinese) [李长胜, 曾张, 何小玲 2014 光电子·激光 **25** 239]
- [10] Li C, Zeng R 2014 *IEEE Sensors J.* **14** 79
- [11] Li C S, Zeng Z, He X L 2014 *Infrared Laser Eng.* **43** 3036 (in Chinese) [李长胜, 曾张, 何小玲 2014 红外与激光工程 **43** 3036]
- [12] Wen F, Wu B J, Li Z, Li S B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 130701 (in Chinese) [文峰, 武保剑, 李智, 李述标 2013 物理学报 **62** 130701]
- [13] Chen W, Wei Z, Guo L, Hou L Y, Wang G, Wang J D, Zhang Z M, Guo J P, Liu S H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 080304
- [14] Xu J, Chen L X, Zheng G L, Wang H C, She W L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4615 (in Chinese) [许婕, 陈理想, 郑国梁, 王红成, 余卫龙 2007 物理学报 **56** 4615]
- [15] Wang H Y, Jia W Y, Shen J X 1985 *Acta Phys. Sin.* **34** 126 (in Chinese) [王焕元, 贾惟义, 沈建祥 1985 物理学报 **34** 126]

Mutual compensation property of electrooptic and magnetooptic effects and its application to sensor

Li Chang-Sheng[†]

(Department of Optoelectronics Engineering, School of Instrumentation Science and Optoelectronics Engineering,
Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 7 August 2014; revised manuscript received 28 September 2014)

Abstract

Mutual compensation property between electrooptic and magnetooptic modulations in a crystal with electrooptic and magnetooptic effects and its application to magnetooptic sensor are investigated theoretically and experimentally. Under the condition of light intensity modulation, electrooptic and magnetooptic modulation effects can compensate for each other, so that the transmitted light intensity through the crystal can be kept at a certain fixed value. Based on this mutual compensation property, a novel optical current (or magnetic field) sensor is proposed and demonstrated experimentally by use of a single bismuth germanate ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, BGO) crystal. The optical sensing unit is composed mainly of two polarizers and a block of BGO crystal with the shape of parallelogram. The BGO crystal itself can produce an optical phase bias of $\pi/2$, and it can be used as both a current sensing element and an electrooptic compensator. The change of magnetooptic rotation angle through the crystal can be compensated in real time by the change of electrooptic phase retardation caused by the applied voltage, thus the closed-loop optical measurement of current (or magnetic field) can be achieved. The 50 Hz ac current within 5 A is measured experimentally. The required compensating ac voltage is about 21.2 V/A in root-mean-square value. Experimental data show a good linear relationship between measured current and compensating voltage, and the nonlinear error is less than 1.7%.

Keywords: electrooptic effect, magnetooptic effect, mutual compensation property, magnetooptic sensor

PACS: 78.20.Fm, 78.20.Jq, 78.20.Ls, 85.70.Sq

DOI: 10.7498/aps.64.047801

[†] Corresponding author. E-mail: cli@buaa.edu.cn