

交变磁场下法拉第效应研究*

张宁杲 龚小燕** 刘公强 陈益新
(上海交通大学应用物理系, 上海 200030)

摘 要 介绍了交变法拉第效应的磁光调制测量原理和方法, 分析了亚铁磁性材料法拉第 Fraday 效应和磁光调制深度与交变磁场频率间的关系, 证明了交变法拉第旋转幅值 θ_0 的实部 θ'_0 小于静磁场下的 θ_s , 而虚部 θ''_0 大于 θ''_s , 理论和实验结果相吻合。由此得出结论, 采用具有磁圆二向色性的磁光材料做成的调制器不可能达到彻底的开关状态。

关键词 法拉第效应, 交变磁场, 磁圆二向色性。

1 引 言

关于法拉第效应的微观来源、静态法拉第效应的有关性质及测量方法已有大量报道^[1~4]。但是在交变磁场情况下的法拉第效应有关性质和测量方法则报道甚少。实际上各种磁光材料在交变磁场作用下的法拉第效应, 即交变法拉第效应及其有关特性明显不同于静态法拉第效应。本文从理论上分析了交变法拉第旋转 θ 的频率特性, 提出了测量交变法拉第旋转 θ 的实部 θ' 和虚部 θ'' 的原理和方法, 并进行了实验验证; 推导了交变法拉第旋转与静态法拉第旋转之间的关系, 分析了两者存在差异的原因, 从而明确指出, 采用具有磁圆二向色性的磁光材料做成的磁光调制器不可能达到完全的开关状态。

2 交变法拉第效应测量原理

在图 1 所示系统中, 设 e_x 、 e_y 、 e_z 分别是沿 x 、 y 、 z 三个轴向的单位矢量, 入射光为沿 x 方向偏振的线偏振光, 其电场复矢量为

$$E_1 = E_0 \exp(i\omega_0 t) e_x \quad (1)$$

式中 ω_0 为入射光频率。(1)式可以改写成左、右两等幅圆偏振光之和

$$E_1 = (E_0/2) \exp(i\omega_0 t) (e_x - ie_y) + (E_0/2) \exp(i\omega_0 t) (e_x + ie_y) \quad (2)$$

通过磁光材料样品后两圆偏振光的相位分别变化 θ_1 和 θ_2 , 则

$$E_2 = (1/2) E_0 [\exp[i(\omega_0 t + \theta_1)] (e_x - ie_y) + \exp[i(\omega_0 t + \theta_2)] (e_x + ie_y)] \quad (3)$$

* 本课题得到中国科学院上海冶金研究所信息功能材料国家重点实验室和物理研究所磁学国家重点实验室的资助。

** 上海科技大学物理系, 上海 201800

收稿日期: 1994年3月16日; 收到修改稿日期: 1994年8月8日

若样品存在吸收, 则

$$\theta_1 = \theta_1 + i\theta'_1, \quad \theta_2 = \theta_2 + i\theta'_2 \quad (4)$$

其中令 θ_1 、 θ_2 分别为左、右旋圆偏振光的相位变化, θ'_1 、 θ'_2 分别为材料对左、右旋圆偏振光的吸收系数。令 $\theta = \theta' + i\theta'' = (\theta_1 - \theta_2)/2$, 则有

$$\theta' = (\theta_1 - \theta_2)/2, \quad \theta'' = (\theta'_1 - \theta'_2)/2 \quad (5)$$

θ' 为出射椭圆偏振光长轴相对入射光偏振面转过的角度; θ'' 即磁圆二向色性。由此可得经样品出射的光强为

$$I_2 = E_2^* \cdot E_2 = T_0 E_0^2 \cosh 2\theta' \quad (6)$$

其中 $T_0 = e^{-2\theta''}$ 是磁场为零时样品的透过率, $\gamma = (\theta'_1 + \theta'_2)/2$ 为材料对左右旋圆偏振光的平均吸收系数。从(6)式可以看出, 样品的透过率与磁圆二向色性值的关系为

$$T_c = T_0 \cosh 2\theta' \quad (7)$$

设检偏器透光轴与 x 轴成 α 角, 该方向透过系数为 t_{\parallel} , 透过率 $T_{\parallel} = t_{\parallel}^2$, 单位矢量 $\mathbf{p} = \cos \alpha \mathbf{e}_x + \sin \alpha \mathbf{e}_y$, 从检偏器出射的光的复振幅为 $E_{\parallel} = t_{\parallel} E_2 \cdot \mathbf{p}$, 则经检偏器输出光强为

$$I_{\parallel} = E_{\parallel}^* \cdot E_{\parallel} = T_{\parallel} T_0 E_0^2 [\cosh 2\theta' + \cos (2\alpha - 2\theta')] \quad (8)$$

实际偏振器在透光轴的垂直方向常会有一定透过率 T_{\perp} 。将(8)式中 T_{\parallel} 改为 T_{\perp} , α 改为 $(\alpha + \pi/2)$ 即可得到垂直方向的光强为

$$I_{\perp} = T_{\perp} T_0 E_0^2 [\cosh 2\theta' - \cos (2\alpha - 2\theta')] \quad (9)$$

探测器探测到的总光强为

$$I_3(\alpha, \theta) = I_{\parallel} + I_{\perp} = T_0 E_0^2 [(T_{\parallel} + T_{\perp}) \cosh 2\theta' + (T_{\parallel} - T_{\perp}) \cos (2\alpha - 2\theta')] \quad (10)$$

现将样品置于圆频率为 ω 的交变磁场中, 这时交变法拉第旋转为

$$\theta(\omega) = \theta_0(\omega) \sin \omega t = [\theta_0(\omega) + i\theta'_0(\omega)] \sin \omega t \quad (11)$$

式中 θ_0 为交变法拉第旋转的幅值, 一般随 ω 变化。当起、检偏器透光轴方向夹角 $\alpha = \pi/4$ 时, 从(10)式可得

$$I_3[\pi/4, \theta_0(\omega)] = T_0 E_0^2 \{ (T_{\parallel} + T_{\perp}) \cosh [2\theta_0(\omega)] + (T_{\parallel} - T_{\perp}) \sin [2\theta_0(\omega)] \} \quad (12)$$

此时输出光强与外场以同频率 ω 振荡, 幅度为

$$I_3[\pi/4, \theta_0(\omega)] - I_3[\pi/4, -\theta_0(\omega)] = 2T_0 E_0^2 (T_{\parallel} - T_{\perp}) \sin [2\theta_0(\omega)] \quad (13)$$

从(10)式还可以得到

$$I_3(0, 0) - I_3(\pi/2, 0) = 2T_c E_0^2 (T_{\parallel} - T_{\perp}) \quad (14)$$

由(13)、(14)式可得频率为 ω 的交变磁场下法拉第旋转实部的幅值为

$$\theta_0(\omega) = \frac{1}{2} \sin^{-1} \frac{I_3[\pi/4, \theta_0(\omega)] - I_3[\pi/4, -\theta_0(\omega)]}{I_3(0, 0) - I_3(\pi/2, 0)} \quad (15)$$

(15)式就是磁光调制法测交变法拉第旋转实部的理论根据。上式对直流情形同样适用。由(6)、(11)式得

$$I_2 = T_0 E_0^2 \cosh [2\theta_0(\omega) \sin \omega t] \quad (16)$$

由 $\cosh(x)$ 偶函数性质知, 从材料出射的光强 I_2 随外场作圆频率为 2ω 的振荡, 由此得

$$\theta_0(\omega) = \frac{1}{2} \cosh^{-1} \frac{I_{2max}}{I_{2min}} \quad (17)$$

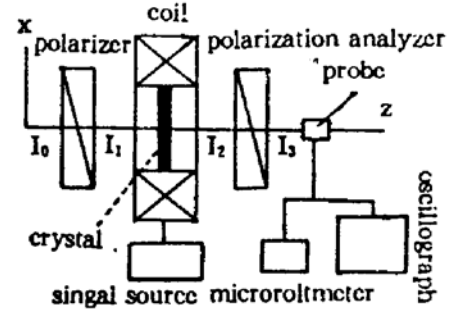


Fig. 1 Measuring setup of the alternating Faraday effect

式中 $I_{2\min} = T_0 E_0^2$, $I_{2\max} = T_0 E_0^2 \cosh [2\theta'_0(\omega)]$ 。(17)式就是磁光调制法测交变磁圆二向色性值的理论根据。此外,从(10)还可以得到磁光调制深度为

$$\eta = \frac{I_3[\pi/4, \theta_0(\omega)] - I_3[\pi/4, -\theta_0(\omega)]}{I_3[\pi/4, \theta_0(\omega)] + I_3[\pi/4, -\theta_0(\omega)]} = \frac{T_{\parallel} - T_{\perp} \sin [2\theta'_0(\omega)]}{T_{\parallel} + T_{\perp} \cosh [2\theta'_0(\omega)]} \quad (18)$$

从(18)式可见,调制深度 η 综合反映了 θ_0 和 θ'_0 值随外场而发生的变化。当交变磁场使样品磁化至饱和时,(15)、(17)和(18)式中 θ_0 、 θ'_0 和 η 所表达的分别是法拉第旋转实部、虚部和调制深度的最大值。

3 两种磁化状态下的法拉第效应

铁磁性和亚铁磁性磁光材料在磁化过程中会出现各种损耗。在静态磁化情况下存在磁滞损耗,在交变磁场下还有其他形式的损耗出现。石榴石磁光材料导电性极低,可不考虑涡流损耗。但由于弛豫,磁后效应损耗应予考虑。磁后效应是指处于变化磁场 H_e 中的磁性物质磁化强度 M 相对 H_e 有一定程度的滞后量 δ 。若材料的弛豫时间为 τ ,则 δ 与交变磁场频率 ω 的关系为^[5]

$$\tan \delta = \frac{\mu_n \omega \tau}{\mu_n + \mu_i(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (19)$$

其中 μ_i 为初始磁导率, μ_n 的定义见文献[5]。若考虑弛豫时间在 τ_1 、 τ_2 之间均匀分布,则

$$\tan \delta = \frac{2(\tan^{-1} \omega \tau_2 - \tan^{-1} \omega \tau_1)}{2(\mu_i/\mu_n + 1) \ln(\tau_2/\tau_1) + \ln(1 + \omega^2 \tau_1^2) - \ln(1 + \omega^2 \tau_2^2)} \quad (20)$$

材料法拉第效应和磁化强度密切相关,磁后效损耗在材料磁光效应中应有所表现。设亚铁磁体中有 i 个次晶格,材料的法拉第效应是各次晶格贡献的总和

$$\theta = \theta' + i\theta'' = \sum(\theta'_i + i\theta''_i) \quad (21)$$

根据四能级电子跃迁模型,利用 Condon-Shortley 公式得第 i 次晶格法拉第旋转为^[7]

$$\theta_i = A_i + B_i H_e + C_i M_i + i(D_i + E_i H_e + F_i M_i) \quad (22)$$

其中 A_i 、 B_i 、 D_i 、 E_i 、 F_i 为一组与入射光频率 ω_0 和磁光材料能级结构有关的参数,而 B_i 、 C_i 、 E_i 、 F_i 还与温度有关; M_i 为第 i 次晶格的磁化强度。若入射光远离吸收区,可以得到

$$\theta_i = (A_i + B_i H_e + C_i M_i)(1 - i\frac{\Gamma}{\omega_0}) \quad (23)$$

式中将不同次晶格、不同能级的线宽近似为同一值 Γ ^[7]。材料在静磁场下磁化, M_i 与 H_e 不存在位相差。通常 $B_i H_e \ll C_i M_i$, 忽略 $B_i H_e$ 和无关紧要的常数项 A_i , 利用(21)和(23)式可得静态磁场下亚铁磁性材料的法拉第旋转为(为简单起见,静态磁场情形用下标“s”表示,而交变磁场下的幅值用下标“0”表示)

$$\theta_s = \sum \theta_{s_i} = (1 - i\Gamma/\omega_0) \sum C_i M_i \quad (24)$$

若将虚、实部分开表示,则可得到静磁场下的法拉第旋转实部和虚部分别为

$$\theta'_s = \sum C_i M_i, \quad \theta''_s = -(\Gamma/\omega_0) \sum C_i M_i \quad (25)$$

由于 $\Gamma \ll \omega_0$, 显然 $\theta''_s \ll \theta'_s$ 。交变磁场下,由于存在一定损耗,交变磁化强度 M_i 相对于交变磁场 H_e 会有一定滞后。设 M_i 的相位比 H_e 落后 δ_i , 则交变磁场下(23)式可以改写成

$$\theta_i = [A_i + B_i H_e + C_i M_i \exp(-i\delta_i)](1 - i\Gamma/\omega_0) \quad (26)$$

和直流情形类似的理由,可忽略 $B_i H_e$ 及 A_i 。利用(21)可以得到交变法拉第旋转的幅值为

$$\theta_0 = \sum \theta_i = (1 - i\Gamma/\omega_0) \sum C_i M_i \exp(-i\delta_i) \quad (27)$$

比较(24)和(27)式可以得到交、直流法拉第旋转之间的关系为

$$\theta_0 = \exp(i\delta)\theta_s \quad (28)$$

$$\exp(i\delta) = \sum C_i M_i \exp(-i\delta_i) / \sum C_i M_i \quad (29)$$

(29)式形式上是一个加权平均值, δ 反映了亚铁磁性材料中不同次晶格的磁化强度相对于交变磁场的平均滞后, 其值可由(19)或(20)式给出。利用(25)和(28)式可以将交变磁场下法拉第旋转的实部和虚部分别表示为

$$\theta'_0 = (\cos \delta - \frac{\Gamma}{\omega_0} \sin \delta)\theta'_s, \quad \theta''_0 = (\cos \delta + \frac{\omega_0}{\Gamma} \sin \delta)\theta''_s \quad (30)$$

(19)、(30)式反映了亚铁磁性材料的法拉第旋转实部和虚部与交变磁场频率 ω 之间的关系。

4 实 验

磁光调制法测量 θ_0 、 θ'_0 和 η 装置如图 1 所示。

撤去检偏器 P, 被测样品加上交变磁场, 示波器显示的输出信号是输入信号倍频。增大磁场强度, 使样品交变磁饱和, 读出该信号的 I_{2max} 和 I_{2min} 值, 利用(17)式即可得到交变磁场下的磁圆二向色性的 θ'_0 值。

将检偏器 P 放回光路, 被测样品加上适当强度交变磁场。调节检偏器 P, 使输出信号是输入信号的倍频。此时起、检偏器透光轴平行或垂直。撤消外场, 利用示波器的直流档读出两种状态的输出值之差 $I_3(0, 0) - I_3(\pi/2, 0)$ 。P 再转过 $\pi/4$, 此时起、检偏器透光轴夹角呈 $\pi/4$ 。恢复外场, 此时输出、输入信号频率相同。增大磁场强度, 使样品磁饱和, 利用示波器的交流档读出振幅 $I_3(\pi/4, \theta_0) - I_3(\pi/4, -\theta_0)$ 。利用(16)式即可获得交变磁场下法拉第旋转实部的饱和值 θ_0 。

起、检偏器透光轴夹角呈 $\pi/4$ 时, 在示波器上读出 I_3 直流值 $(1/2)[I_3(\pi/4, \theta_0) + I_3(\pi/4, -\theta_0)]$ 和交流振幅 $[I_3(\pi/4, \theta_0) - I_3(\pi/4, -\theta_0)]$, 利用(18)式即可得到调制深度值 η 。

实验对一组 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 薄膜样品法拉第效应的低频特性进行测试, 得到 $\theta_0 \sim \omega$ 、 $\theta'_0 \sim \omega$ 曲线如图 2 所示, $\eta \sim \omega$ 线如图 3 所示。在实验中需要注意的是, 本方法测量法拉第效应有关系所依赖的是输出光强随外磁场变化的读数, 因此实验过程中对光源的稳定性要求很高。此外 θ'_0 值较小, 用示波器观察倍频读数, 其误差较大。借助高精度数字电压表读出 I_2 的幅值可明显降低实验误差。

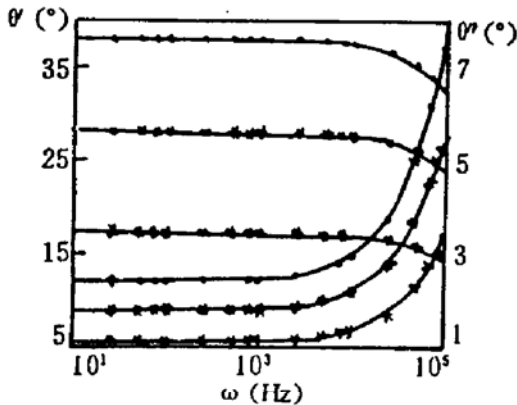


Fig. 2 Frequency dependences of θ' and θ'' of $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ thin film

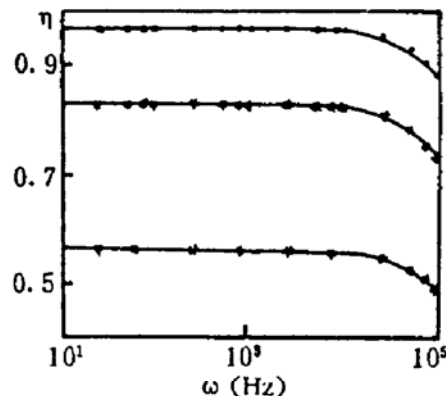


Fig. 3 Frequency dependence of modulation degree of $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ thin film

5 结 论

在理论分析交变磁场情况下法拉第旋转的基础上,本文提出了一种新的磁光调制法,用以测量交变法拉第旋转实部 θ_0 和磁圆二向色性 θ_c 。特别是测量交变 θ_c 较以前提出的测量静态磁圆二向色性的调制倍频法^[6]更为简单、有效。本文的实验结果已证明了这一点。

此外,根据上述理论计算和实验结果,可以得到如下结论:

1) (7)式表明磁圆二向色性 θ' 的大小直接与磁光材料的透过率有关,交变磁场通过对法拉第旋转实部 θ' 和虚部 θ'' 的调制实现对输出光强的调制。(18)式表明,磁光调制深度 η 随 θ' 的增大而上升,随 θ'' 的增大而下降。由于函数 $\cosh(x) \geq 1$, $\sin(x) \leq 1$, 对于有磁圆二向色性的磁光材料,磁光调制深度 η 恒小于 1,磁光调制器不可能达到彻底的开关状态。从图 2 也可以清楚地看到这一点。

2) 由于线宽 Γ 远比光频 ω_0 小,静磁场下法拉第旋转虚部 θ'' 比实部 θ' 小得多。实验证实, $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 石榴石薄膜静磁场下 θ'' 约为 θ' 的 10 倍数量级,换言之 $\Gamma_i/\omega_0 \sim 10^{-1}$ ^[6]。

3) 实验测得的交变法拉第效应有关数据和理论曲线趋势一致。根据(19)和(30)及(18)分别作出 θ_0 、 θ_c 和 η 与 ω 关系曲线。当 ω 较小时, δ 变化不大, θ_0 、 θ_c 和 η 变化不明显。随着 ω 增大, θ_0 和 η 会因 δ 变大而明显下降, θ_c 则明显上升。调整参数 τ , 用理论来拟合实验数据,当弛豫时间 $\tau \sim 10^{-8}$ s 时,理论曲线和测量 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 薄膜得到的数据符合得较好。

4) $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 薄膜的磁后效是由电子扩散引起的。由于薄膜中存在 Fe^{2+} 和 Fe^{3+} 两种离子。磁化时不仅磁矩方向将发生变化,为了满足自由能最低的要求,价电子还要在离子间扩散从而导致 Fe^{2+} 和 Fe^{3+} 换位,离子在晶格中重新排列。这种变化反过来又使磁化方向趋于稳定。离子的上述过程和磁场的变化不是同时完成的,而是有一定的滞后,这就导致扩散磁后效。(30)式表明,法拉第旋转实部幅值 θ_0 随磁化强度滞后量 δ 增加而减小,但如前所述, Γ_i/ω_0 较小,因而 θ_0 对于磁化强度滞后不很敏感;然而由于 ω_0/Γ_i 不是小量,(32)式表明, θ_c 对磁化强度 M 的滞后量 δ 则较为敏感。随着外磁场频率变化 θ_c 会因 δ 的增大而增大。这些理论分析已被图 2、图 3 所示的实验结果所证实。

5) 理论和实验都表明,静态法拉第旋转实部 θ_0 大于交变法拉第旋转实部 θ' , 静态磁圆二向色性 θ_c 小于交变磁圆二向色性 θ' ; 随外场频率增加,弛豫损耗加剧, θ' 减小, θ'' 增大,调制深度下降。在低频波段法拉第效应和调制深度随频率的变化是磁后效在磁光效应中的表现。

作者衷心感谢宋慧德、乐志强同志在实验测量工作中给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] P. Hansen, M. Rosenkrang, K. Witter, Temperature and wavelenth dependence of the Faraday ellipticity of lead-substituted gadolinium iron garnet films. *Phys. Rev. (B)*, 1982, **25**(7): 4396
- [2] J. A. Davis, R. M. Bunch, Temperature dependence of the Faraday rotation of Hoya FR-5 glass. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(4): 633
- [3] J. C. Suits, Magneto-optical rotation and ellipticity measurements with spinning analyzer. *Rev. Sci. Inst.*, 1971, **42**(1): 19
- [4] J. F. Dillon Jr., A. Paoletti, Magneto-optical properties of magnetic garnets. *Physics of Magnetic Garnets*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam-New York-Oxford, 1978, 409

- [5] 廖绍彬, 铁磁学(下). 北京, 科学出版社, 1988, 22~34
- [6] 刘公强, 韩效溪, 宋慧德, 磁光旋转谱和磁圆二向色性谱测量. 仪器仪表学报, 1987, 8(4): 360~365
- [7] Liu Gongqiang, Zuo Wende, Four-level transition model and the Faraday effect in ferromagnetic media. *Phys. Rev. B*, 1991, 44(2): 699~704

The Faraday Effect in the Alternating Magnetic Field

Zhang Ninggao Gong Xiaoyan* Liu Gongqiang Chen Yixin

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030)

(Received 16 March 1994; revised 8 August 1994)

Abstract The principle and method of the magneto-optical modulation measuring the Faraday effect in a sine magnetic field have been proposed. A theoretical analysis has been performed on the magnetic field-frequency dependence of both the Faraday effect and the degree of the magneto-optical modulation in ferrimagnetic medium. It has been shown that θ' , the real part of the Faraday rotation θ , in an alternating magnetic field is smaller than that in a static field, while the imaginary part θ'' is larger than that in a static field. The theory corresponds with the experimental results. The conclusion has been drawn that it is impossible to realize complete on-off switch by a modulator utilizing magneto-optical materials with magnetic circular dichroism.

Key words Faraday effect, alternating magnetic field, magnetic circular dichroism

* Department of Physics, Shanghai Science and Technology University, Shanghai 201800