

动态法拉第效应及其损耗机制

刘公强 朱莲根 卫邦达¹⁾ 张宁杲

(上海交通大学应用物理系, 上海 200030)

¹⁾(上海工程技术大学基础部, 上海 200335)

(1996 年 2 月 6 日收到)

在磁光介质中, 法拉第磁光效应的动态特性与静态特性具有明显的差别. 交变法拉第旋转 θ_t 的实部 θ'_t 恒小于静态法拉第旋转 θ_s 的实部 θ'_s , $\theta'_t < \theta'_s$, 而虚部 $\theta''_t > \theta''_s$. 分析 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 磁光单晶薄膜法拉第效应的测量结果表明, 在交流磁场频率 $\omega > 10^4 \text{ Hz}$ 的高频区域, θ_t 的频率特性主要与磁后效机制密切相关. 在 $\omega \leq 10^3 \text{ Hz}$ 的低频区域, θ_t 的频率特性主要取决于磁滞效应. 由于介质磁损耗的存在, 即使在 $\omega \rightarrow 0$ 的情况下, $\theta_t \neq \theta_s$. 理论分析还表明, 采用具有磁损耗的磁光介质做成的磁光调制器, 不可能达到完全的开关状态.

PACC: 7820L; 7230

1 引 言

光在具有磁矩的物质中传输时, 光的偏振状态会发生变化, 这种现象称为法拉第磁光效应. 从微观角度看, 法拉第效应来源于物质中的电偶极跃迁和磁偶极跃迁. 后者对磁光效应的贡献主要在微波波段, 因此对绝大多数物质而言, 在光波范围内电偶极跃迁是磁光效应的主要来源. 根据 Condon-Shortley 极化率公式, 人们已经推得了法拉第旋转的理论公式^[1,2]. 由理论推导可知, 对于顺磁型电偶极跃迁, 当入射光频率 $\omega_a = \omega_0 \pm \Gamma$ 时, 法拉第旋转 θ 的实部 θ' 达到最大值 $\theta'_{\max}$, $\omega_a = \omega_0$ 时, θ 的虚部 θ'' 即磁圆二向色性达到最大值 $\theta''_{\max}$. 式中 ω_0 为固有频率, Γ 为线宽. 对于逆磁型电偶极跃迁, 当 $\omega_a = \omega_0$ 时, θ' 达到最大值 $\theta'_{\max}$, 而 $\omega_a = \omega_0 \pm \Gamma$ 时, θ'' 达到最大值 $\theta''_{\max}$. θ'' 是表征磁光材料光吸收的一个物理量.

通常人们所说的法拉第旋转, 是在外加直流磁场或静态磁场条件下测得的. 然而, 磁光调制器 and 高压电流传感器等磁光器件是在交变磁场条件下工作的. 关于交变法拉第磁光效应特性很少见到报道, 因此, 研究交变法拉第效应特性及其与静态法拉第效应之间的关系就显得十分重要. 对 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜的测量表明, 静态法拉第旋转 θ_s 的实部 θ'_s 明显大于交变法拉第旋转 θ_t 的实部 θ'_t , 而静态法拉第旋转的虚部 θ''_s 则明显小于交变法拉第旋转的虚部 θ''_t . 本文对 θ_s 与 θ_t 之间的关系进行了理论探讨, 证明了两者的差异与磁光介质的磁损耗机制密切相关, 理论分析与实验结果取得了很好的一致. 理论还初步分析了介质磁损耗对磁光调制器开关特性的影响.

2 理 论

一般而言, 铁磁性和亚铁磁性介质中的磁光效应较顺磁性、反铁磁性介质大得多. 因

此,在众多磁光器件和其他磁光应用中,主要使用的是铁磁性和亚铁磁性磁光材料.下面就这两类磁性介质的交、直流磁光效应特性进行理论分析.

在亚铁磁性介质中,设有 i 个次晶格.则其法拉第磁光效应是各次晶格法拉第磁光效应之和^[3]

$$\theta = \theta' + i\theta'' = \sum_i (\theta'_i + i\theta''_i) = \sum_i \theta_i, \quad (1)$$

式中 θ' 和 θ'' 分别为介质法拉第旋转 θ 的实部和虚部, θ'_i 和 θ''_i 分别为介质中第 i 次晶格中法拉第旋转 θ_i 的实部和虚部. θ_i 为温度 T 、光频率 ω_a 和第 i 次晶格磁化强度 M_i 的函数,且呈非线性关系.一般情况下, M_i 的高次项与线性项相比非常小,在一级近似下可以忽略不计.因此当温度 T 一定时,第 i 次晶格法拉第旋转 θ_i 可表示为

$$\theta_i = A'_i + B'_i H_e + C'_i M_i + i(A''_i + B''_i H_e + C''_i M_i), \quad (2)$$

式中 H_e 为外加磁场, $A_i = A'_i + iA''_i$, $B_i = B'_i + iB''_i$ 和 $C_i = C'_i + iC''_i$ 分别为与入射光频率 ω_a 、样品厚度 L 和电偶极跃迁强度有关的常数.由于磁光材料多在远离吸收区的频率范围内使用,可以证明,此时(2)式中虚部和实部相应的系数之比均为 $-\Gamma_i/\omega_a$, Γ_i 为第 i 次晶格中电偶极跃迁的线宽,为一与光吸收有关的物理量^[3].考虑到 $M_i = \chi_i H_e$, χ_i 为第 i 次晶格的磁化率,则(2)式可以改写成

$$\theta_i = (A_i + \alpha_i M_i) \left(1 - i \frac{\Gamma_i}{\omega_a} \right), \quad (3)$$

式中 $\alpha_i = B_i/\chi_i + C_i$.将(3)式代入(1)式可得静磁场下的法拉第旋转 θ_s 为

$$\begin{aligned} \theta_s &= \sum_i \theta_{s,i} = \sum_i A_i \left(1 - i \frac{\Gamma_i}{\omega_a} \right) + \sum_i \alpha_i M_i - i \sum_i \frac{\Gamma_i}{\omega_a} \cdot \alpha_i M_i \\ &= \theta_0 + \theta'_s + i\theta''_s. \end{aligned} \quad (4)$$

当亚铁磁性介质处于频率为 ω 的交变磁场中,由于介质存在损耗,每个次晶格中的交变磁化强度相对于交变磁场强度会有一定的相位滞后 δ_i ,则交变法拉第旋转 θ_t 为

$$\begin{aligned} \theta_t &= \sum_i \theta_{t,i} = \theta_0 + \sum_i \left(1 - i \frac{\Gamma_i}{\omega_a} \right) \alpha_i M_i e^{-i\delta_i} \\ &= \theta_0 + \theta'_t + i\theta''_t. \end{aligned} \quad (5)$$

比较(4),(5)两式可得

$$\begin{aligned} \theta_t &= e^{-i\delta} \theta_s, \\ \theta'_t &= \left(\cos \delta - \frac{\Gamma}{\omega_a} \sin \delta \right) \theta'_s, \\ \theta''_t &= \left(\cos \delta + \frac{\omega_a}{\Gamma} \sin \delta \right) \theta''_s, \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} e^{-i\delta} &= \sum_i C_i M_i e^{-i\delta_i} / \sum_i C_i M_i, \\ \Gamma &= \sum_i \Gamma_i C_i M_i / \sum_i C_i M_i. \end{aligned} \quad (7)$$

(7)式表示各次晶格损耗指数项 $e^{-i\delta_i}$ 和线宽 Γ_i 的加权平均值.

在交变磁场频率 ω 远小于入射光频率情况下, $\omega \ll \omega_a$, 各次晶格磁化强度相对于交变磁场的平均滞后 δ 主要有三部分组成,

$$\delta = \delta_h + \delta_d + \delta_e, \quad (8)$$

式中损耗角 δ_h 表征由畴壁不可逆移动或磁矩不可逆转动引起的磁化强度 M 随交变磁场 H_e 变化的滞后效应, 即磁滞损耗. δ_d 表征 M 随 H_e 变化的延迟现象, 即磁后效损耗. δ_e 表征涡流对磁化的滞后效应, 即涡流损耗. 通常亚铁磁性介质的电阻率 ρ 很大, 由交变磁场引起的涡流很小, 因此 δ_e 可以忽略不计.

在低频弱磁场区, 在交变磁场 $H_e = H_m \cos \omega t$ 作用下, 动态磁滞回线为瑞利回线. 忽略高次谐波成分的影响, 此时的损耗角正切^[4]

$$\operatorname{tg} \delta_h = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{\zeta H_m}{\mu_i + \zeta H_m}, \quad (9)$$

式中 ζ 为瑞利常数, μ_i 为初始磁导率. 对于 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 石榴石单晶薄膜材料, 由振动样品磁强计测得的磁滞回线可知, 不仅磁滞损耗较小, 而且直至饱和磁场附近, 其磁滞回线仍近似于瑞利回线. 这意味着对于这类单晶薄膜材料, 直至接近磁饱和区, (9) 式仍基本适用.

对于单弛豫时间情形的磁后效, 损耗角正切可表示为

$$\operatorname{tg} \delta_d = \frac{\mu_n \omega \tau}{\mu_n + \mu_i (1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (10)$$

式中 μ_n 为磁后效部分的磁导率, τ 为弛豫时间. 由 (10) 式可见, 当 $\omega = 1/\tau$ 时, $\operatorname{tg} \delta_d$ 为极大值, 当交变磁场频率 $\omega \rightarrow 0$ 时, $\delta_d \rightarrow 0$. 对于多弛豫时间情形的磁后效, $\operatorname{tg} \delta_d$ 的表达式要复杂得多. 但 $\omega \rightarrow 0$ 时 $\delta_d \rightarrow 0$ 的结果是一样的. 甚至对于里希特型多弛豫时间磁后效情形, 当 $\mu_n \ll \mu_i$, 在 $\tau_1 \ll 1/\omega \ll \tau_2$ 频率范围内, $\operatorname{tg} \delta_d$ 与 ω 无关.

由 (6), (9) 和 (10) 三式可见, 由于 δ_h 和 δ_d 的存在, 交变法拉第旋转 θ_t 的实部 θ'_t 恒小于静态法拉第旋转 θ_s 的实部 θ'_s , $\theta'_t < \theta'_s$, 而 θ_t 的虚部 θ''_t 恒大于 θ_s 的虚部 θ''_s , $\theta''_t > \theta''_s$. θ_t 的频率特性主要取决于磁后效, 而当外加交变磁场频率 $\omega \rightarrow 0$ 时, $\delta_d \rightarrow 0$, 但 $\delta_h \neq 0$, 因此, $\theta'_t < \theta'_s$ 和 $\theta''_t > \theta''_s$ 依然存在. 换言之, 磁滞损耗是造成 $\omega \rightarrow 0$ 时交变法拉第旋转 $\theta_t \neq \theta_s$ 的主要原因.

由于铁磁性介质的磁光特性类似于亚铁磁性介质中一个次晶格的磁光特性, 不难看出, 上述主要理论结果同样适用于铁磁性介质情形.

3 法拉第旋转测量

静态法拉第旋转 θ_s 的实部 θ'_s 和虚部 θ''_s 的测试方法及装置分别详见文献 [5] 和 [6]. 法拉第旋转 θ_t 的测试装置如图 1 所示. 入射线偏振光沿 z 方向 (轴向) 传播, 电矢量 $\hat{E}_1$ 为

$$\hat{E}_1 = E_0 e^{i\omega_s t} \hat{i}, \quad (11)$$

(11) 式可改写成左、右两圆偏振光之和

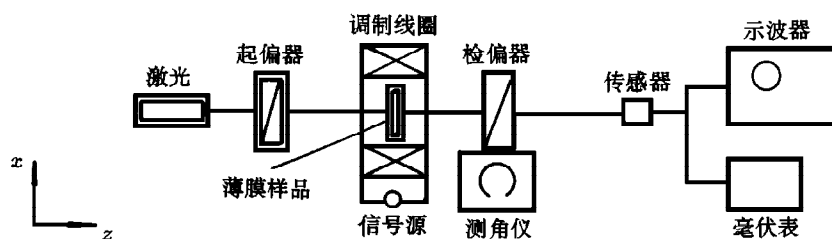


图1 交变法拉第旋转测量装置示意图

$$\hat{E}_1 = \frac{E_0}{2} e^{i\omega_a t} (\hat{i} - \hat{j}) + \frac{E_0}{2} e^{i\omega_a t} (\hat{i} + \hat{j}), \quad (12)$$

通过磁光样品后,左、右圆偏振光分别旋转了 θ_1 和 θ_2 ,

$$\hat{E}_2 = \frac{E_0}{2} [e^{i(\omega_a t + \theta_1)} (\hat{i} - \hat{j}) + e^{i(\omega_a t + \theta_2)} (\hat{i} + \hat{j})], \quad (13)$$

由于磁光样品存在吸收,因此

$$\theta_1 = \theta'_1 + i\theta''_1, \quad \theta_2 = \theta'_2 + i\theta''_2. \quad (14)$$

设

$$\theta' = \frac{\theta'_1 - \theta'_2}{2}, \quad \theta'' = \frac{\theta''_1 - \theta''_2}{2}, \quad (15)$$

θ' , θ'' 分别为出射椭圆偏振光长轴相对于入射线偏振光偏振面旋转的角度和磁圆二向色性.由此可得经磁光样品出射后的光强为

$$\begin{aligned} I_2 &= E_2^* \cdot E_2 = I_0 e^{-(\theta'_1 + \theta'_2)} \cosh 2\theta'' \\ &= T_2 I_0 \cosh 2\theta'', \end{aligned} \quad (16)$$

T_2 为磁场为零时的磁光样品的光透过率.经检偏器 P_2 输出的光强为

$$I_3 = T_3 T_2 I_0 [\cosh 2\theta'' + \cos 2(\alpha - \theta')], \quad (17)$$

式中 α 为 P_2 透光轴与 x 方向的夹角, T_3 为 P_2 的光透过率.若磁光样品处于交变磁场下,则交变法拉第旋转 θ_t 为

$$\theta_t = \theta_{t0} \cos \omega t = (\theta'_{t0} + i\theta''_{t0}) \cos \omega t, \quad (18)$$

式中 θ_{t0} 为交变法拉第旋转的幅值.当起偏器透光轴与检偏器透光轴之间的夹角 $\alpha = \frac{\pi}{4}$ 时,(17)式变为

$$I_3\left(\frac{\pi}{4}, \theta_t\right) = T_2 T_3 I_0 (\cosh 2\theta''_t + \sin 2\theta'_t), \quad (19)$$

输出光强 I_3 的两倍幅值为

$$I_3\left(\frac{\pi}{4}, \theta_{t0}\right) - I_3\left(\frac{\pi}{4}, -\theta_{t0}\right) = 2 T_2 T_3 I_0 \sin 2\theta'_{t0}, \quad (20)$$

又

$$I_3(0, 0) - I_3\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) = 2 T_2 T_3 I_0. \quad (21)$$

由此可得交变法拉第旋转的实部幅值为

$$\theta'_{t0} = \frac{1}{2} \arcsin \frac{I_3\left(\frac{\pi}{4}, \theta_{t0}\right) - I_3\left(\frac{\pi}{4}, -\theta_{t0}\right)}{I_3(0, 0) - I_3\left(\frac{\pi}{2}, 0\right)}. \quad (22)$$

在交变磁场作用下, (16)式可改写成

$$I_2 = T_2 I_0 \cosh(2\theta''_{t0} \cos \omega t). \quad (23)$$

不难看出

$$I_{2\min} = T_2 I_0, \quad I_{2\max} = T_2 I_0 \cosh 2\theta''_{t0}. \quad (24)$$

由此可得

$$\theta''_{t0} = \frac{1}{2} \operatorname{arccosh} \frac{I_{2\max}}{I_{2\min}}. \quad (25)$$

(22)和(25)式就是测量交变法拉第旋转幅值 θ_{t0} 的实部 θ'_{t0} 和虚部 θ''_{t0} 的理论公式. 此外, 从(17)式不难推得磁光调制深度为

$$\eta = \sin 2\theta'_{t0} / \cosh 2\theta''_{t0}. \quad (26)$$

对于存在磁滞损耗和磁后效等磁损耗的样品, $\theta''_{t0} \neq 0$, 此时 $\cosh 2\theta''_{t0} > 1$, $\eta < 1$. 这表明用具有磁损耗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.

4 实验结果与讨论

测量交变法拉第旋转 θ_t 的实部 θ'_t 和虚部 θ''_t 步骤概述如下:

如图 1 所示, 撤去检偏器 P_2 , 被测样品上施加交变磁场至磁饱和状态. 读出该交变信号的 $I_{2\max}$ 和 $I_{2\min}$, 根据(25)式即可算得交变法拉第旋转虚部幅值 θ''_{t0} . 将 P_2 放回光路中, 施加交变磁场至被测样品磁饱和. 调节 P_2 至 $\alpha = \frac{\pi}{2}$ 位置, 此时输出信号是输入信号的倍频. 读出前后两次交变信号中的直流部分之差 $I_3(0, 0) - I_3\left(\frac{\pi}{2}, 0\right)$. 将 P_2 转至 $\alpha = \frac{\pi}{4}$ 处,

此时输入、输出信号频率相同. 读出交流信号

幅值 $\frac{1}{2} \left[I_3\left(\frac{\pi}{4}, \theta_{t0}\right) - I_3\left(\frac{\pi}{4}, -\theta_{t0}\right) \right]$, 根据(22)式即可算出交变法拉第旋转实部幅值 θ'_{t0} .

改变交变磁场频率 ω , 按上述同样测量步骤即可测得 θ'_{t0} 和 θ''_{t0} 的频率特性. 测得三个 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜样品的 $\theta'_{t0}-\omega$ 和 $\theta''_{t0}-\omega$ 特性曲线如图 2—图 4 所示. 测试光波长为 $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, 三个样品的膜厚分别为 $h_1 = 2 \times 10.77 \mu\text{m}$, $h_2 = 2 \times 17.58 \mu\text{m}$, $h_3 = 2 \times 23.78 \mu\text{m}$.

由图 2 可知, 在 $\omega < 10^3 \text{ Hz}$ 的频率区域,

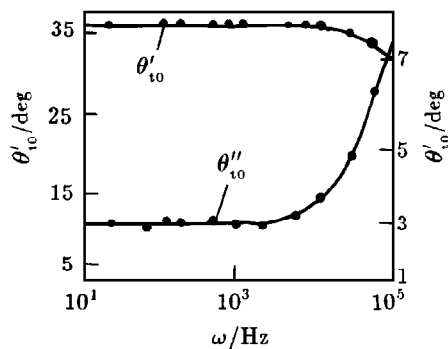


图 2 样品 1 的交变法拉第旋转 θ_t 实部幅值 θ'_{t0} 和虚部幅值 θ''_{t0} 的频率特性

(BiTm)₃(FeGa)₅O₁₂石榴石单晶薄膜的交变法拉第旋转 θ_t 基本上与频率无关, 而当 $\omega > 10^4$ Hz 时 θ_t 随 ω 明显变化, 其实部 θ'_{t0} 随 ω 的上升而显著下降, 虚部 θ''_{t0} 随 ω 的上升而显著上升.

图 3 和图 4 分别示出样品 1, 2, 3 的静态法拉第旋转 θ_s 的实部 θ'_s 和虚部 θ''_s . 显然, 它

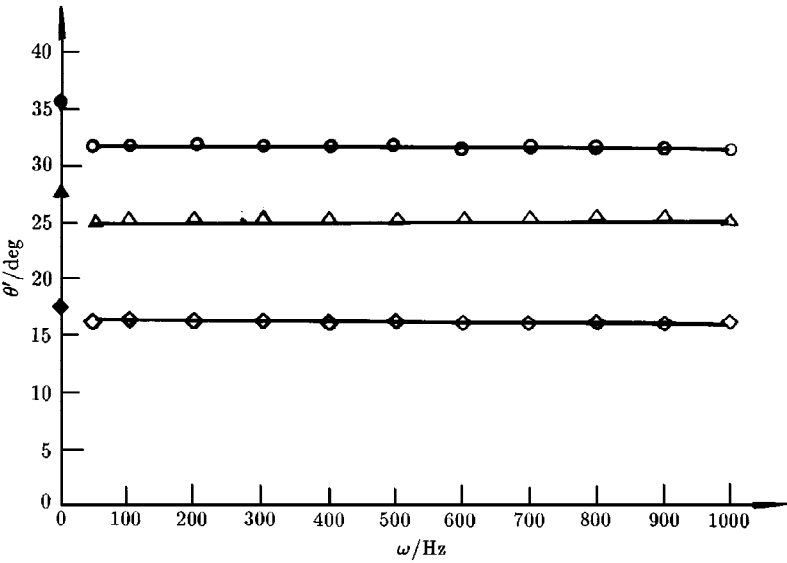


图 3 样品 1—3 的静态法拉第旋转实部 θ'_s 和动态法拉第旋转实部幅值 θ'_{t0} 的频率特性 θ'_s : ◆为样品 1, ▲为样品 2, ●为样品 3; θ'_{t0} : ◇为样品 1, △为样品 2, ○为样品 3

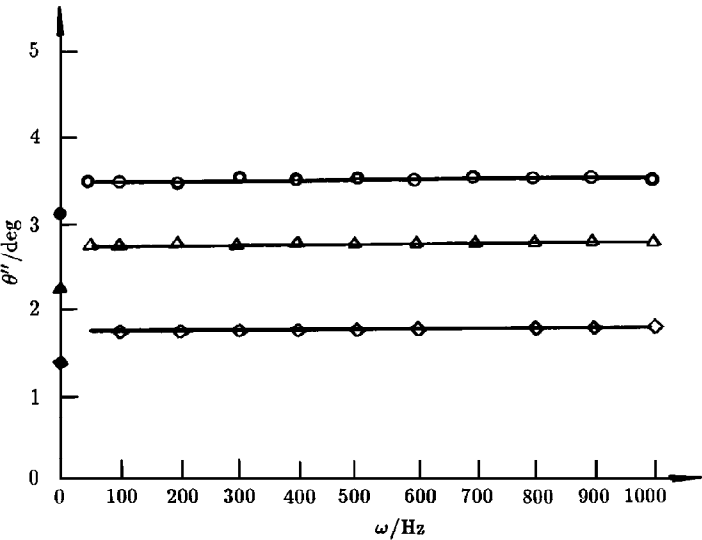


图 4 样品 1—3 的静态法拉第旋转虚部 θ''_s 和动态法拉第旋转虚部幅值 θ''_{t0} 的频率特性 θ''_s : ◆为样品 1, ▲为样品 2, ●为样品 3; θ''_{t0} : ◇为样品 1, △为样品 2, ○为样品 3

们各自分别高于或低于 $\omega \rightarrow 0$ 时的 $\theta'_{\omega 0}$ 和 $\theta''_{\omega 0}$. 即对所有被测样品均存在 $\theta'_s > \theta'_{\omega 0}$ 和 $\theta''_s < \theta''_{\omega 0}$. 这与(6)式给出的理论结果是一致的.

造成静态与动态法拉第旋转不等的原因是磁光材料的磁滞损耗和磁后效. 从 $\omega \leq 10^3$ Hz 时 $\theta'_{\omega 0}$ 和 $\theta''_{\omega 0}$ 不随 ω 而变化的特性可以看出, 低频区域主要是由磁滞损耗引起的. 在 10^4 Hz $< \omega \ll \omega_a$ 的高频区域, 则磁后效是主要的. 磁后效随 ω 上升而增加的特性是造成动态法拉第旋转随 ω 上升而越来越背离静态法拉第旋转的主要原因.

由上可见, 企图用动态测量并通过 $\omega \rightarrow 0$ 外插的方法来确定静态法拉第旋转的方法是不可行的.

考虑到 $\omega_a \gg \Gamma$, 由(6)式可知, $\theta'_{\omega 0}/\theta'_s < \theta''_{\omega 0}/\theta''_s$, 这与表 1 所示、对三个薄膜样品的测量结果是一致的. 此外, $\theta'_{\omega 0}/\theta'_s$ 和 $\theta''_{\omega 0}/\theta''_s$ 的大小取决于 δ 的大小. 在交变磁场频率 $\omega < 10^4$ Hz 的低频区域, 主要取决于 δ_h . 由(9)式可知, 只要各个样品的 μ_i , ζ 和 H_m 相同, 则这些样品的 δ_h 相同, 从而它们的 $\theta'_{\omega 0}/\theta'_s$ 与 $\theta''_{\omega 0}/\theta''_s$ 的比值亦应基本相等. 表 1 中三个被测薄膜样品的成分和制备工艺相同, 唯一的差别是外延生长时间不等, 从而薄膜厚度不同. 我们用振动样品磁强计测量了三个样品在垂直和平行薄膜平面两个方向上的磁滞回线. 测量结果表明, 这三个样品磁滞回线的形状和面积均相差甚微. 在测量交变法拉第旋转的过程中, 所有的交变磁场幅值均相同. 这表明, 三个样品的 δ_h 相差很小, 因此, 它们的 $\theta'_{\omega 0}/\theta'_s$ 与 $\theta''_{\omega 0}/\theta''_s$ 的比值应相差无几. 表 1 中所列的测量结果已证实了这一点.

表 1 (BiTm)₃(FeGa)₅O₁₂ 单晶薄膜的法拉第旋转测量结果

样品编号	薄膜厚度/ μm	θ'_s/deg	θ''_s/deg	$\theta'_{\omega 0}/\theta'_s$	$\theta'_{\omega 0}/\text{deg}$	$\theta''_{\omega 0}/\text{deg}$	$\theta''_{\omega 0}/\theta''_s$
1	2×10.77	17.10	1.42	0.083	16.36	1.76	0.108
2	2×17.58	26.91	2.28	0.085	25.30	2.75	0.109
3	2×23.78	35.73	3.02	0.085	31.92	3.51	0.110

测量调制深度 η 的频率特性表明, 在 $\omega \leq 10^3$ Hz 的低频区域, η 基本上与 ω 无关, 在 $\omega > 10^4$ Hz 的高频区域, η 随 ω 明显升高. 这与(10)式是一致的. 由于没有 $\theta'_{\omega 0} = \frac{\pi}{4}$ 的磁光样品, 这里还无法验证由(10)式得出的具有磁损耗的样品 η 恒小于 1 的结论.

5 小 结

法拉第磁光效应的动态特性与静态特性具有明显的差别. 对于存在磁滞损耗和磁后效等磁损耗的磁光材料, 其交变法拉第旋转幅值 $\theta_{\omega 0}$ 的实部 $\theta'_{\omega 0}$ 恒小于静态法拉第旋转 θ_s 的实部 θ'_s , 交变法拉第旋转幅值的虚部 $\theta''_{\omega 0}$ 恒大于静态法拉第旋转的虚部 θ''_s . 在 $\omega \ll \omega_a$ 情况下, $\theta_{\omega 0}$ 的频率特性主要取决于各种磁损耗的频率特性, 其实部 $\theta'_{\omega 0}$ 随交变磁场 ω 的上升而下降, 而虚部 $\theta''_{\omega 0}$ 随 ω 的上升而上升. 这表明, 在交变磁场作用下, 法拉第旋转幅值的虚部 $\theta''_{\omega 0}$ 不仅与磁光材料的光吸收有关, 而且还与磁光材料的多种磁损耗有关.

此外, 理论表明用具有磁损耗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.

- [1] J. C. Suits, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-8**(1972), 95.
- [2] G. B. Scott and D. E. Lacklison, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-12**(1976), 292.
- [3] Liu Gongqiang and Zou Wende, *Phys. Rev.*, **B44**(1991), 699.
- [4] 廖绍彬, 铁磁学, 下册(科学出版社, 北京, 1988).
- [5] 刘公强、刘湘林, 光学学报, **4**(1984), 588.
- [6] 刘公强、龚挺、童亮, 光学学报, **5**(1985), 663.

THE DYNAMIC FARADAY EFFECT AND IT'S MECHANISM OF LOSSES

LIU GONG-QIANG ZHU LIAN-GEN WEI BANG-DA^{a)} ZHANG NING-GAO

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

^{a)}(Department of the Fundament, Shanghai Engineering and Technology University, Shanghai 200335)

(Received 6 February 1996)

ABSTRACT

There is evidently a difference between the dynamic and static Faraday effects in magneto-optical medium. The real part θ'_t of the alternating Faraday rotation θ_t all is less than the real part θ'_s of the static Faraday rotation θ_s , and the imaginary part θ''_t all is bigger than the imaginary part θ''_s . It is shown by the experimental result of Faraday effect in $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ films that the frequency dependence of θ_t has a direct bearing on the mechanism of magnetic lag in the high-frequency region of $\omega > 10^4$ Hz, and is mainly depend on the magnetic hysteresis in the low-frequency region of $\omega \leq 10^3$ Hz. Even if $\omega \rightarrow 0$, θ_t does not equal θ_s as a result of the magnetic hysteresis loss in the medium. It is also indicated by the theoretical analysis that it is impossible to realize completely the on-off state of the switch for a modulator utilizing the magneto-optical medium with magnetic losses.

PACC: 7820L; 7230