

双层膜极向 Kerr 效应的增强与其 本征值之间的关系*

方瑞宜 彭初兵 龙 平 戴道生

北京大学物理系, 北京 100871

1993 年 3 月 12 日收到

应用相干光迭加的普遍原理, 从理论上导出了双层膜情况下, 介质增强后的极向 Kerr 角 (θ_K) 与磁光介质本征的极向 Kerr 角 (θ_K^0) 之间关系的解析表达式, 指出了光经玻璃衬底面入射到磁光介质时测量的 Kerr 角 θ_K 与磁光介质本征 Kerr 角 θ_K^0 的不同, 提出了一种简便的测量 θ_K^0 的方法, 并讨论了 Kerr 角 θ_K 介质增强的物理原因, 从理论上导出了等离子体吸收边情况下, 双层膜的 Kerr 角 θ_K 增强的关系式。

PACC: 7820L; 7570

一、引 言

近年来一些研究表明, 某些磁光介质氧化后就会使 Kerr 效应减弱甚至消失, 但当光从玻璃衬底面入射时就可减小或避免这一情况的发生^[1]. 此外, 为了提高信噪比, 用镀膜透明介质膜来增强其 Kerr 角 θ_K . 1974 年 Egashira^[2] 等人研究了不同厚度 SiO 介质对 MnBi 薄膜 θ_K 的增强问题. 许多文献也都应用相干光迭加的普遍原理, 讨论了双层膜的 θ_K ^[3,4]. 但因计算公式过分繁杂, 都采用数字解法来求出增强后的 θ_K 值, 因此介质增强后的 θ_K 与磁光介质本征 θ_K^0 之间的关系就不太明确. 1990 年 Zak 等人^[5]考虑到 E 和 H 的切向分量在介质交界面两侧是连续的这一性质, 引入介质的边界矩阵和传输矩阵, 普遍地解决了多层膜磁光 Kerr 效应 θ_K 的计算方法, 但也没有给出 θ_K 与 θ_K^0 之间的关系。

为了研究磁光效应的机制, 人们常常关心磁光介质 Kerr 角本征值 θ_K^0 的大小. 因此, 在光从玻璃衬底面入射的条件下, 求出有介质增强的 θ_K 与磁光介质本征 θ_K^0 之间的关系是有意义的。

本文根据相干光迭加的普遍原理, 从理论上导出了双层膜的极向 Kerr 角 θ_K 与磁光介质本征 Kerr 角 θ_K^0 之间关系的解析表达式, 讨论了 θ_K 介质增强的物理原因, 介绍了一种测量磁光介质本征 θ_K^0 的一种简便方法, 讨论了光从玻璃衬底面入射时, 玻璃衬底的最佳厚度公式, 指出了对 MnBi 磁光膜, 当玻璃衬底厚度差 5nm 时, θ_K 最大可能差

* 国家自然科学基金及高等学校博士学科点专项科研基金、中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室基金、中关村地区测试中心资助的课题。

0.1°。此外,本文还讨论了等离子体吸收边条件下的 θ_K 与 θ_K^0 之间关系的解析表达式,对 Fe/Cu 双层膜的计算结果与翟宏如等人^[6]的结果一致。

二、极向 Kerr 角的本征值 θ_K^0

当光由折射率是 n_0 的介质(以下简称介质 n_0 , 余类推)垂直入射到磁光介质 n_1 的表面处反射时,如图 1 所示,其光电场的振幅反射系数是 $r_{01}^\pm$, 在极向 Kerr 效应的情况下(以下都讨论此情况)有

$$\frac{r_{01}^-}{r_{01}^+} = \frac{r_{01x} - ir_{01y}}{r_{01x} + ir_{01y}} = \left| \frac{r_{01}^-}{r_{01}^+} \right| \exp[i(\varphi_{01}^- - \varphi_{01}^+)]. \quad (1)$$

令

$$\theta_{K01} = \frac{1}{2}(\varphi_{01}^- - \varphi_{01}^+) \approx \tan \frac{1}{2}(\varphi_{01}^- - \varphi_{01}^+) \quad (2)$$

其中 $\varphi_{01}^- - \varphi_{01}^+$ 是个小量。由(1)式可知

$$\theta_{K01} = -\frac{r_{01y}}{r_{01x}} = i \frac{r_{01}^+ - r_{01}^-}{r_{01}^+ + r_{01}^-}. \quad (3)$$

由 Fresnel 定理

$$r_{01}^\pm = \frac{n_0 - n_1^\pm}{n_0 + n_1^\pm} = |r_{01}^\pm| \exp(i\varphi_{01}^\pm), \quad (4)$$

可得

$$\theta_{K01} = i \frac{n_0(n_1^+ - n_1^-)}{n_1^+ n_1^- - n_0^2}. \quad (5)$$

又因

$$n_1^\pm = (\epsilon_{xx1} \pm i\epsilon_{xy1})^{1/2},$$

$$\epsilon_1 = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx1} & \epsilon_{xy1} & 0 \\ -\epsilon_{xy1} & \epsilon_{xx1} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz1} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

(6)式代入(5)式,得

$$\theta_{K01} = \frac{n_0 \epsilon_{xy1}}{n_1(n_1^+ - n_1^-)}. \quad (7)$$

如果介质 n_0 是真空,这时 $n_0 = 1.0$, 于是(7)式成为

$$\theta_{K1}^0 = \frac{\epsilon_{xy1}}{n_1(1 - n_1^2)}. \quad (8)$$

θ_{K1}^0 称为磁光介质 n_1 的本征极向 Kerr 角,它是由磁光介质的内禀性质决定的。

此外,如图 2 所示,当光由磁光介质 n_1 中垂直入射到介质 n_2 表面处反射时,也会发生磁光效应。这时

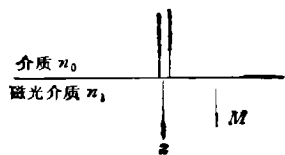


图 1 光由介质 n_0 垂直入射到磁光介质 n_1 表面处反射时发生磁光 Kerr 效应。设磁光介质 n_1 在垂直于表面的方向被磁化。以下同

$$r_{12}^{\pm} = \frac{n_1^{\pm} - n_2}{n_1^{\pm} + n_2} = |r_{12}^{\pm}| \exp(i\varphi_{12}^{\pm}). \quad (9)$$

同理可得

$$\begin{aligned} \theta_{K12} &= i \frac{r_{12}^{+} - r_{12}^{-}}{r_{12}^{+} + r_{12}^{-}} \\ &= i \frac{n_2(n_1^{+} - n_1^{-})}{n_1^{+} n_1^{-} - n_2^2} \\ &= \frac{n_2 \epsilon_{xx} \gamma_1}{n_1(n - n_1^2)}. \end{aligned} \quad (10)$$

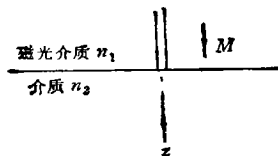


图2 光由磁光介质 n_1 垂直入射到介质 n_2 表面处反射时的磁光 Kerr 效应

比较(7)与(10)式可知,如果介质 n_0 与介质 n_2 的折射率

相同,那么当光从非磁光介质射入磁光介质或由磁光介质射入非磁光介质表面反射时,它们的极向 Kerr 角 θ_K 相同,其原因是由于反射时产生的位相角 $\varphi_{01}^{\pm}$ 与 $\varphi_{12}^{\pm}$ 相同。

三、双层膜的极向 Kerr 角及其反射率

1. 双层膜的极向 Kerr 角和反射率

现在考虑实际的磁光效应情况。当光由空气 n_0 垂直入射,经透明介质 n_1 到达磁光介质 n_2 的表面处反射,如图3所示。如果磁光介质 n_2 的消光系数 K 较大,又较厚,使经过磁光介质 n_2 的光没有被反射回来,同时磁光介质 n_2 沿垂直于界面的 z 方向被磁化。由多束反射光相干迭加的普遍原理,得到光电场振幅的反射系数为^[6]

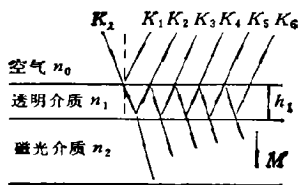


图3 光由空气 n_0 垂直入射,经过透明介质 n_1 射到磁光介质 n_2 表面处反射时产生磁光 Kerr 效应,干涉后发生增强(为了图象清晰将光线画为斜入射)

$$r_{02}^{\pm} = \frac{E_{\text{反}}}{E_{\text{入}}} = \frac{r_{01} + r_{12}^{\pm} \exp(-i2\beta_1)}{1 + r_{01} r_{12}^{\pm} \exp(-i2\beta_1)}, \quad (11)$$

$$\text{其中 } r_{01} = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} = |r_{01}| \exp(i\varphi_{01}),$$

$$r_{12}^{\pm} = \frac{n_1 - n_2^{\pm}}{n_1 + n_2^{\pm}} = |r_{12}^{\pm}| \exp(i\varphi_{12}^{\pm}), \quad (12)$$

$$2\beta_1 = \frac{4\pi}{\lambda} n_1 h_1 = \frac{4\pi}{\lambda} (N_1 - iK_1)h_1 = 2\beta_1(R) - i2\beta_1(I),$$

其中 $n_2^{\pm}$ 是磁光介质 n_2 的正、负圆偏振波的折射率,且有

$$n_2^{\pm} = (\epsilon_{xx2} \pm i\epsilon_{xy}2)^{1/2}, \quad (13)$$

N_1 和 K_1 是 n_1 的实部和虚部, h_1 是透明介质 n_1 的厚度, $2\beta_1$ 是传输常数, $2\beta_1(R)$ 和 $2\beta_1(I)$ 是它的实部和虚部。将(12)式代入(11)式,得

$$r_{02}^{\pm} = \frac{|r_{01}| \exp(i\varphi_{01}) + |r_{12}^{\pm}| \exp[-2\beta_1(I)] \exp[-i(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^{\pm})]}{1 + |r_{01}| |r_{12}^{\pm}| \exp[-2\beta_1(I)] \exp[-i(2\beta_1(R) - \varphi_{01} - \varphi_{12}^{\pm})]}$$

$$= |r_{12}^+| \exp(i\varphi_{02}^+). \quad (14)$$

由(14)式知,光经过如图3的系统反射后,位相有 φ_{02}^+ 和 φ_{02}^- 的变化,因 φ_{02}^+ 和 φ_{02}^- 不同引起偏振面旋转,其转角就是极向 Kerr 角 θ_{K02} , 即

$$\theta_{K02} = \frac{1}{2} (\varphi_{02}^- - \varphi_{02}^+), \quad (15)$$

θ_{K02} 是 n_0, n_1, n_2, h 和 ϵ_{xy2} 的函数, 将它们的数值代入(12)–(15)式, 即可求得 θ_{K02} 的值. 为了进一步了解上述各因素对 θ_{K02} 的影响, 特别是为了弄清楚 θ_{K02} 与磁光介质 n_2 本征的 Kerr 角 θ_{K2}^0 之间的关系, 并为了便于计算, 我们作如下的简化假定, 设

$$|r_{12}^+| \approx |r_{12}^-| \approx |r_{12}|, \quad (16)$$

在此条件下导出 θ_{K02} 与各光学常数和 θ_{K2}^0 之间的关系, 使介质增强的物理图象更加明确.

为了计算 φ_{02}^+ 和 φ_{02}^- , 先计算(14)式中分母有理化后的分子, 它是一个复数, 其幅角就是它的虚部除以实部的反正切值, 即

$$\begin{aligned} \varphi_{02}^{\pm} &= \tan^{-1} \frac{A_{012} \sin \varphi_{01} - A_{012} \sin(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^{\pm})}{B_{012} \cos \varphi_{01} + C_{012} \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^{\pm})} \\ &= \tan^{-1} \frac{E_{012}^{\pm}}{H_{012}^{\pm}}, \end{aligned} \quad (17)$$

其中

$$\begin{aligned} A_{012} &= |r_{01}| [1 - |r_{12}|^2 \exp(-4\beta_1(I))], \\ A_{012} &= |r_{12}| (1 - |r_{01}|^2) \exp(-2\beta_1(I)), \\ B_{012} &= |r_{01}| [1 + |r_{12}|^2 \exp(-4\beta_1(I))], \\ C_{012} &= |r_{12}| (1 + |r_{01}|^2) \exp(-2\beta_1(I)), \\ E_{012}^+ &= A_{012} \sin \varphi_{01} - A_{012} \sin(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^+), \\ H_{012}^+ &= B_{012} \cos \varphi_{01} + C_{012} \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^+). \end{aligned} \quad (18)$$

在(17)式中 φ_{02}^- 和 φ_{02}^+ 的差别是由 φ_{12}^- 和 φ_{12}^+ 的差别引起的, 而且 $\varphi_{02}^- - \varphi_{02}^+$ 和 $\varphi_{12}^- - \varphi_{12}^+$ 都很小, 为了方便用求微商的方法, 即令

$$d\varphi_{02} = \varphi_{02}^- - \varphi_{02}^+, \quad d\varphi_{12} = \varphi_{12}^- - \varphi_{12}^+, \quad (19)$$

经计算可得

$$d\varphi_{02} = \frac{A_{012} H_{012} \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}) - C_{012} E_{012} \sin(2\beta_1(R) - \varphi_{12})}{E_{012}^2 + H_{012}^2} d\varphi_{12},$$

其中 $\varphi_{12} = \frac{1}{2} (\varphi_{12}^+ + \varphi_{12}^-)$, 由(15)和(19)式, 得

$$\theta_{K02} = \epsilon_{012} \theta_{K12}, \quad (20)$$

其中

$$\epsilon_{012} = \frac{A_{012} H_{012} \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}) - C_{012} E_{012} \sin(2\beta_1(R) - \varphi_{12})}{E_{012}^2 + H_{012}^2}, \quad (21)$$

ϵ_{012} 称为介质的增强因子. 如果透明介质 n_1 的消光系数 K_1 很小, 这时

$$\varphi_{01} \approx \pi \text{ (或 } 0), \sin \varphi_{01} \approx 0, \cos \varphi_{01} \approx -1 \text{ (或 } 1),$$

下面以 $\varphi_{01} = \pi$ 为例作计算, (21) 式可简化为

$$e_{012} = \frac{A_{012}[-B_{012}\cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}) + C_{012}]}{A_{012}^2\sin^2(2\beta_1(R) - \varphi_{12}) + [-B_{012} + C_{012}\cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12})]^2}. \quad (22)$$

如果磁光介质的 $n_2^i \gg n_2^r \approx 1$, 于是 $n_2^i - n_2^r \approx 1 - n_2^r$, 由(7)和(8)式, 即得

$$\theta_{K12} = \frac{n_1 \varepsilon_{xy2}}{n_2(n_2^i - n_2^r)} \approx \frac{n_1 \varepsilon_{xy2}}{n_2(1 - n_2^r)} = n_1 \theta_{K2}^0, \quad (23)$$

其中 θ_{K2}^0 是磁光介质 n_2 的上面是真空时的 Kerr 角, 称为磁光介质 n_2 的本征 Kerr 角。将(23)式代入(20)式, 即得

$$\theta_{K02} = e_{012} n_1 \theta_{K2}^0. \quad (24)$$

(24) 式是经介质 n_1 增强后的 Kerr 角 θ_{K02} 与磁光介质 n_1 本征 Kerr 角 θ_{K2}^0 之间的关系。

在图 3 所示的双层膜系统中的光强反射率 R_{02} 是振幅反射系数 r_{02} 与它的共轭 r_{02}^* 的乘积, 即

$$R_{02} = r_{02} r_{02}^* = \frac{|r_{01}|^2 + |r_{12}|^2 \exp[-4\beta_1(I)] + 2|r_{01}||r_{12}| \exp[-2\beta_1(I)] \cos(2\beta_1(R) + \varphi_{01} - \varphi_{12})}{1 + |r_{01}|^2 + |r_{12}|^2 \exp[-4\beta_1(I)] + 2|r_{01}||r_{12}| \exp[-2\beta_1(I)] \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{01} - \varphi_{12})}. \quad (25)$$

我们引用文献[2]中 MnBi 的光学常数, 在图 3 的系统中有: $n_0 = 1.0$, SiO 的 $n_1 = 2.0 - 0.02i$, MnBi 的 $n_2 = 3.1 - 3.5i$, $\varepsilon_{xy2} = -1.2 - 0.4i$ 和光波长 $\lambda = 632.8\text{nm}$, 按照(20)和(25)式, 得到 Kerr 角 θ_{K02} (它是一个复数, 其实部是 Kerr 角 θ_{K02} , 如图 4 中所示, 其虚部是椭圆率 ε_{K02})、反射率 R_{02} 和增强因子 e_{012} 对传输常数 $2\beta_1$ 的关系曲线, 如图 4 所示。由图 4 可知, 它与文献[2]的结果是一致的, 从而证明(20)和(25)式是正确的。

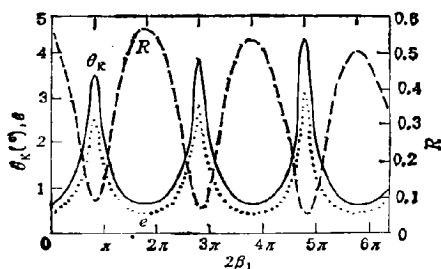


图 4 在 MnBi 膜上镀 SiO 的光学系统中 (见图 3) 的 Kerr 角 θ_K 、反射率 R 和增强因子 e 对传输常数 $2\beta_1$ 之间的关系 其中空气的 $n_0 = 1.0$, SiO 的 $n_1 = 2.0 - 0.02i$, MnBi 的 $n_2 = 3.1 - 3.5i$, $\varepsilon_{xy2} = -1.2 - 0.4i$

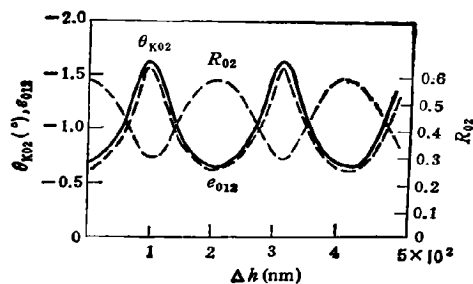


图 5 在玻璃衬底上镀 MnBi 膜的光学系统 (见图 3) 的 Kerr 角 θ_K 、反射率 R 和增强因子 e 对玻璃衬底厚度微小差别 Δh 的关系 其中空气的 $n_0 = 1.0$, 玻璃衬底的 $n_1 = 1.5$, MnBi 膜的 $n_2 = 3.1 - 3.5i$, $\varepsilon_{xy2} = -1.2 - 0.4i$, 玻璃衬底的厚度 $h_1 = 0.17\text{mm} + \Delta h$, e_{012} 不含“-”号

图 5 表示在玻璃衬底上镀一层足够厚的 MnBi 薄膜(约 100nm), He-Ne 激光由玻璃面处垂直入射的情形,根据(20)和(25)式计算的 θ_{K02} , R_{02} 和 e_{012} 对玻璃衬底厚度变化 Δh 的关系曲线(设玻璃衬底的折射率 $n_1 = 1.5$, 厚度 $h_1 = 0.17\text{mm} + \Delta h$)。由图 5 可知,当玻璃衬底的厚度稍有变化时, θ_{K02} , R_{02} 和 e_{012} 都随之变化,其中 θ_{K02} 的值可以由 -0.65° 变化到 -1.65° ,当玻璃衬底的厚度差 5nm 时, θ_{K02} 最多可差 0.1° 。因此要得到最佳且分布均匀的 θ_{K02} , 玻璃衬底的厚度必须精心选择,且厚度差至少要小于 5nm。

2. 测量本征值 θ_K^0 的简便方法

对于容易氧化损坏的磁光膜,在移出真空室前必须在其表面镀保护层。因此,如果要测量它的 Kerr 角本征值 θ_K^0 , 就要在镀膜后就地在真空室中进行^[2],使测量和设备复杂。这里根据前面导出的 Kerr 角公式,在一定条件下,使测量可以在空气中进行。

在图 3 所示的系统中,由(22)式知,当介质 n_1 的厚度 h_1 确定之后,对不同波长 λ , 有不同的增强因子 e_{012} 。如果入射光的单色性不够好,光波长 $\lambda = \lambda_0 \pm \Delta\lambda$ (例如 $\lambda_0 = 632.8\text{nm}$, $\Delta\lambda = 0.1-0.2\text{nm}$) 时, $2\beta_1(R) = \alpha_0 \pm \Delta\alpha$, 而且因 h_1 足够厚(例如 $h_1 = 0.17\text{mm}$), 使 $\Delta\alpha$ 足够大(是 2π 的许多倍),这时由(21)式可以求出 e_{012} 的平均值:

$$\bar{e}_{012} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{A_{012} I_{012} \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}) - C_{012} E_{012} \sin(2\beta_1(R) - \varphi_{12})}{E_{012}^2 + H_{012}^2} d(2\beta_1(R))$$

$$= 1. \quad (26)$$

也就是说,在 h_1 较厚和光的单色性不够好时,在图 3 的双层膜系统中,经过介质 n_1 反射回来的光不是相干光,因此其增强因子 $e_{012} = 1$ 是很显然的。这时(24)式成为

$$\theta_{K02} = n_1 \theta_{K2}^0. \quad (27)$$

(27)式就是经介质 n_1 反射回来的光不相干时,光经过介质 n_1 测量到的 θ_{K02} 与磁光介质 n_2 本征 Kerr 角 θ_{K2}^0 之间的关系。由(27)式知, θ_{K02} 与介质 n_1 的厚度 h_1 无关。在图 3 的系统中,如果介质 n_0 是空气,介质 n_1 是玻璃衬底,磁光介质 n_2 的厚度足够厚(例如 100nm 左右),使经过介质 n_2 后无反射光回来,光源是单色仪。那么根据(27)式,只要测出 θ_{K02} 和 n_1 , 就可用(27)式计算出磁光介质 n_2 的 Kerr 角本征值 θ_{K2}^0 。如图 5 所示,当 $e_{012} = 1$ 时,由图知 $\theta_{K02} = -1.05^\circ$, 因为玻璃衬底的 $n_1 = 1.5$, 即可求得 MnBi 薄膜的 $\theta_{K2}^0 = -\frac{1.05^\circ}{1.5} = -0.7^\circ$, 与文献[2]中直接测量的值相符(这里计算图 5 曲线时

用了文献[2]中的 MnBi 的光学常数)。用这种方法就可简便地测量磁光介质本征的 θ_K^0 值。

如果光源的单色性较好,例如激光,那么在 h_1 较厚 ($\sim 0.17\text{mm}$) 的条件下,反射回来的光仍然是相干光,则(24)式中 e_{012} 不一定是 1,随着玻璃衬底厚度稍有变化, θ_{K02} 就随着变化,就出现如图 5 所示的情形。

由以上分析可知,如果不是直接测量磁光介质的 Kerr 角,而是经过透明介质测量 θ_K , 那么 θ_K 的值不仅与透明介质的折射率和厚度有关,而且还与所用光源的单色性有关(当透明介质较厚时),分清楚这一点对研究磁光效应的机制来说是有意义的。

3. 透明增强介质最佳厚度的计算公式

在图 3 所示的系统中, 如果透明介质折射率的虚部很小, 可以忽略, 这时(22)式成立, 为方便, 去掉(22)式中的角标, 并令

$$\alpha = 2\beta_1(R) - \varphi_{12}, \quad (28)$$

于是(22)式成为

$$e = \frac{A[B \cos \alpha + C]}{A^2 \sin^2 \alpha + [B + C \cos \alpha]^2}. \quad (29)$$

由(29)式知, 当

$$\alpha = 2\beta_1(R) - \varphi_{12} = 2n\pi \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (30)$$

时 e 为极大值。由(30)式可以求出增强介质的最佳厚度 h_1 。由(30)式

$$\alpha = 2\beta_1(R) - \varphi_{12} = \frac{4\pi}{\lambda} N_1 h_1 - \varphi_{12} = 2n\pi,$$

可得

$$h_1 = \frac{2n\pi + \varphi_{12}}{\frac{4\pi}{\lambda} N_1}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (31)$$

其中 $\varphi_{12} = \frac{1}{2}(\varphi_{12}^+ + \varphi_{12}^-)$ 可由(12)式求出。这样就可根据(31)式求得 h_1 的最佳厚度。例如在 $n_1 = N_1 = 1.5$, MnBi 磁光介质的 $n_2 = 3.1 - 3.5i$, $\lambda = 632.8\text{nm}$ 。由(12)式得 $\varphi_{12} = 152^\circ$, 设玻璃衬底的厚度 $h_1 = 0.17\text{mm} + \Delta h$, 代入(31)式, 可求得 $\Delta h = 101.3\text{nm}$, 即在 $h_1 = 0.17\text{mm} + 101.3\text{nm}$ 时 e 为极大值, h_1 为最佳厚度, 这与图 5 所示的结果是一致的。

对于在磁光介质上镀一层薄的增强介质膜的情况, 例如在(31)式中 $n = 0$ 时,

$$N_1 h_1 = \frac{\varphi_{12}}{\frac{4\pi}{\lambda}},$$

在这种情况下, 人们常常认为 φ_{12} 接近于 π , 于是 $N_1 h_1 \approx \lambda/4$, 这就是大家熟知的近似的最佳增强薄膜的厚度。但是, 实际上 φ_{12} 由介质 n_1 和介质 n_2 的折射系数 n_1 和 n_2 决定的, φ_{12} 与 π 常常相差几十度。

4. 介质使 θ_K 增强的物理原因

在图 3 所示的系统中, 当介质 n_1 的厚度 h_1 满足(31)式, 这时 $\alpha = 2\beta_1(R) - \varphi_{12} = 2n\pi$, 由(29)和(25)式知, 增强因子 e 是极大值, 同时反射率 R 是极小值, 这是大家所熟知的实验事实。现简单讨论这个结果的物理原因。

在图 3 中, 当入射光 K_1 射到介质 n_0 和 n_1 的交界面处反射后, 在交界面处 n_0 一侧, K_1 光与 K_1 光的位相差 π (因反射引起的半波损失)。当

$$h_1 = \frac{2n\pi + \varphi_{12}}{\frac{4\pi}{\lambda} N_1}, n = 0, 1, 2, \dots$$

时, $K_2, K_3, K_4, \dots$ 光与 K_1 的位相差是 $\alpha = 2n\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$, 所以 $K_2, K_3, K_4, \dots$ 光迭加时相互之间是加强的。但 $K_2, K_3, K_4, \dots$ 光的振幅相继以半个到一个数量级迅速递减, 这些光与 K_1 光的位相差是 $(2n-1)\pi$, 所以它们的光强在迭加时是相消的, 使反射率 R 是极小值。

关于 Kerr 效应的增强因子 ϵ , 我们首先看到 K_1 光是未经磁光介质表面反射的光, 是没有 Kerr 角的。当光线在透明介质 n_1 和磁光介质 n_2 界面处反射时, 生成正、负圆偏振光, 它们的位相变化分别是 φ_{12}^+ 和 φ_{12}^- , 从而产生 Kerr 角, K_2 光经过介质 n_1 和 n_2 界面反射一次, 产生 $2\theta_{K12}$ 的转角, K_3 光经过二次反射, 产生 $4\theta_{K12}$ 的转角, 余类推。当 K_1 光与 K_2 光迭加时, 光振幅减小, 使没有 Kerr 角的 K_1 光的影响减弱, 以至消除。当 K_2 光与 $K_3, K_4, \dots$ 迭加时, 由于 $K_2, K_3, K_4, \dots$ 光越来越弱, 这些相互加强的光迭加时, 各自所占的权重也越来越小, 但迭加以后使 θ_{K02} 的值比 θ_{K12} 的值大, 即 θ_K 得到增强。

反之, 用同样的方法, 可以阐明当

$$h_1 = \frac{(2n+1)\pi + \varphi_{12}}{\frac{4\pi}{\lambda} N_1}, n = 0, 1, 2, \dots$$

时, 即 $\alpha = (2n+1)\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$ 时, 反射率 R 为极大, 同时增强因子 ϵ 为极小。在 h_1 改变时, ϵ 和 R 为波动形变化, 如图 4 和图 5 所示。

四、双层膜等离子体吸收边的增强

图 6 表示由磁光介质 n_1 和反射介质 n_2 组成的光学系统, 它是可用作等离子体吸收边增强的双层膜结构。与前面讨论相同, 当光垂直入射, 反射介质 n_2 足够厚, 经过它后没有反射回来的光。由相干光干涉的普遍原理, 可得

$$r_{02}^{\pm} = \frac{r_{01}^{\pm} + r_{12}^{\pm} \exp(-i2\beta_1)}{1 + r_{01}^{\pm} r_{12}^{\pm} \exp(-i2\beta_1)}, \quad (32)$$

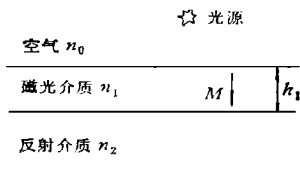
其中

$$r_{01}^{\pm} = \frac{n_0 - n_1^{\pm}}{n_0 + n_1^{\pm}} = |r_{01}^{\pm}| \exp(i\varphi_{01}^{\pm}),$$

$$r_{12}^{\pm} = \frac{n_1^{\pm} - n_2}{n_1^{\pm} + n_2} = |r_{12}^{\pm}| \exp(i\varphi_{12}^{\pm}), \quad (33)$$

$$2\beta_1 = \frac{4\pi}{\lambda} n_1 h_1 = \frac{4\pi}{\lambda} (N_1 - iK_1) h_1 = 2\beta_1(K) - i2\beta_1(I).$$

图 6 光垂直入射到由磁光介质 n_1 和反射介质 n_2 组成的双层膜系统极向 Kerr 效应的情形



如果

$$\begin{aligned} |r_{01}^+| &\approx |r_{01}^-| \approx |r_{01}|, \\ |r_{12}^+| &\approx |r_{12}^-| \approx |r_{12}|, \end{aligned} \quad (34)$$

(33)和(34)式代入(32)式,得

$$\begin{aligned} r_{02}^+ &= \frac{|r_{01}| \exp(i\varphi_{01}^+) + |r_{12}| \exp[-2\beta_1(I)] \exp[-i(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^+)]}{1 + |r_{01}| |r_{12}| \exp[-2\beta_1(I)] \exp[-i(2\beta_1(R) - \varphi_{01}^+ - \varphi_{12}^+)]} \\ &\quad - |r_{02}^+| \exp(i\varphi_{02}^+). \end{aligned} \quad (35)$$

同样由(35)式中分母有理化后的分子,可得

$$\begin{aligned} \varphi_{02}^+ &= \tan^{-1} \frac{A_{012} \sin \varphi_{01}^+ - A_{012} \sin(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^+)}{B_{012} \cos \varphi_{01}^+ + C_{012} \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^+)} \\ &\quad - \tan^{-1} \frac{E_{012}^+}{H_{012}^+}, \end{aligned} \quad (36)$$

其中

$$\begin{aligned} A'_{012} &= |r_{01}|(1 - |r_{12}|^2) \exp[-4\beta_1(I)], \\ A_{012} &= |r_{12}|(1 - |r_{01}|^2) \exp[-2\beta_1(I)], \\ B_{012} &= |r_{01}|(1 + |r_{12}|^2) \exp[-4\beta_1(I)], \\ C_{012} &= |r_{12}|(1 + |r_{01}|^2) \exp[-2\beta_1(I)], \\ E_{012}^+ &= A'_{012} \sin \varphi_{01}^+ - A_{012} \sin(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^+), \\ H_{012}^+ &= B_{012} \cos \varphi_{01}^+ + C_{012} \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}^+). \end{aligned} \quad (37)$$

因为 $\theta_{K02} = \frac{1}{2}(\varphi_{02}^- - \varphi_{02}^+)$, 现在 $\varphi_{02}^- - \varphi_{02}^+$ 是由 $\varphi_{01}^- - \varphi_{01}^+$ 和 $\varphi_{12}^- - \varphi_{12}^+$ 引起的, 而

且它们都是小量, 为了方便, 用求微分的方法, 令

$$d\varphi_{02} = \varphi_{02}^- - \varphi_{02}^+, d\varphi_{01} = \varphi_{01}^- - \varphi_{01}^+, d\varphi_{12} = \varphi_{12}^- - \varphi_{12}^+,$$

经计算得到

$$\begin{aligned} \theta_{K02} &= \frac{A'_{012} H_{012} \cos \varphi_{01} + B_{012} E_{012} \sin \varphi_{01}}{E_{012}^2 + H_{012}^2} \theta_{K01} \\ &\quad + \frac{A_{012} H_{012} \cos(2\beta_1(R) - \varphi_{12}) - C_{012} E_{012} \sin(2\beta_1(R) - \varphi_{12})}{E_{012}^2 + H_{012}^2} \theta_{K12}, \end{aligned} \quad (38)$$

其中 θ_{K01} 和 θ_{K12} 由(7)和(10)式给出

$$\begin{aligned} \theta_{K01} &= \frac{n_0 \varepsilon_s \gamma_1}{n_1(n_0^2 - n_1^2)}, \\ \theta_{K12} &= \frac{n_2 \varepsilon_s \gamma_1}{n_1(n_2^2 - n_1^2)}. \end{aligned}$$

由(38)式知, 当光在磁光介质 n_1 的上下表面处反射时, 都有磁光效应发生, 因此 θ_{K02} 是由两项组成, 第一项代表在介质 n_0 和 n_1 的界面处发生的, 第二项代表在介质 n_1 和 n_2 的界面处发生的。

图 7 示出 Fe/Cu 双层膜的情形, 根据(37)、(38)式和(7)、(10)式计算的 θ_{K02} 与 Fe 膜厚度 h_1 之间的关系曲线。

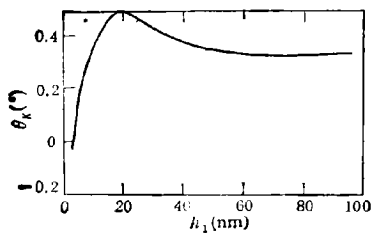


图7 Fe/Cu 双层膜的极向 Kerr 角 θ_K 对 Fe 膜厚度 h_1 的关系曲线 其中⁵⁷Fe 的 $N_1 = 2.87$, $K_1 = 3.36$, $\theta_{K1} = 0.705 - 0.242i$; Cu 的 $N_2 = 0.249$, $K_2 = 3.41$, $\theta_{K2} = 0$

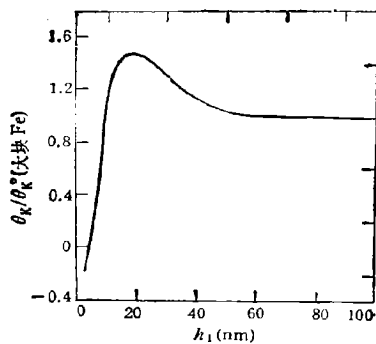


图8 Fe/Cu 双层膜的极向 Kerr 角 θ_K 用 Fe 厚膜的本征 θ_K^0 归一化后,对双层膜中 Fe 膜厚度 h_1 的关系曲线

图8示出用 Fe 厚膜的本征 Kerr 角 θ_K^0 归一化后的值与 Fe 膜厚度为 h_1 时的 θ_K 之间的关系。此曲线与文献[4]的结果是一致的(在 $h_1 = 0$ 附近除外)。由图7可知,当 Fe 膜厚度为 19nm 附近时,由于相干光的干涉作用,使 Fe/Cu 双层膜的 θ_K 增强到 0.5° ,比 Fe 膜的本征 $\theta_K^0 = 0.33^\circ$ 要大些,根据(10)式 Fe 对 Cu 膜的 $\theta_K = 2.17^\circ$,但由于 Fe 膜的消光系数 K 较大,故在 $h_1 > 19 \text{ nm}$ 之后, θ_{K02} 就下降了,之后逐渐趋于 Fe 膜的本征 θ_K^0 的值。因此,不像透明介质的干涉增强那样,这种增强的幅度是比较有限的。

五、结 论

1. 本文运用相干光迭加的普遍原理,在 $|r_{01}| \approx |r_{01}|$, $|r_{12}| \approx |r_{12}|$ 的条件下,导出了双层膜的极向 Kerr 角 θ_K 与磁光介质本征的极向 Kerr 角 θ_K^0 之间关系的解析表达式。指出了在光不是直接而是经过玻璃衬底之后再射到磁光膜上时,测得的 Kerr 角 θ_{K02} 与磁光介质本征的 Kerr 角 θ_{K2}^0 的值不同。 θ_{K02} 不仅与玻璃衬底的折射率 n 和厚度 h 有关,还与光源的单色性好坏有关,而 θ_{K2}^0 只与磁光介质本身的光学性质有关。

2. 由 θ_{K02} 与 θ_{K2}^0 之间关系的解析表达式,提出了测量磁光介质本征 Kerr 角 θ_K^0 的简便方法。

3. 必须指出,上述解析表达式是在 $|r_{01}| \approx |r_{01}|$, $|r_{12}| \approx |r_{12}|$ 的条件下得到的,不符合上述条件的情形就不能用前面的公式计算,但是关于双层膜干涉增强的物理图象仍然是正确的。

[1] Shen Defang, Yu Xiangyou, Du Tengda, Jin Lina, Jiang Qi and Tang Jiuyao, *J. Magn. Magn. Mat.*, 115(1992), 35.

[2] K. Egashira and T. Yamada, *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 3643.

[3] W. Reim and D. Weller, *IEEE Trans. Magn.*, MAG-25(1989), 3752.

- [4] H. R. Zhai, M. Lu, Y. Z. Miao, Y. B. Xu, S. M. Zhou, H. Wang, J. W. Cai, B. X. Gu, S. L. Zhang and H. Y. Zhang *J. Magn. Magn. Mat.*, 115(1992), 20.
- [5] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu and C. P. Bader, *J. Magn. Magn. Mat.* 89(1990), 107.
- [6] 吴思诚、王祖铨主编, 近代物理实验, 北京大学出版社, (1989), 第274页.

RELATION BETWEEN THE INTRINSIC AND ENHANCED KERR ROTATION OF BILAYER FILMS

FANG RUI-YI PENG CHU-BING LONG PING DAI DAO-SHENG

Department of Physics, Peking University, Beijing 100871

(Received 12 March 1993)

ABSTRACT

Based on the universal additivity law of the interference light an analytic representation for the relation between the enhanced Kerr rotation θ_K and the intrinsic Kerr rotation θ_K^0 of the magneto-optical materials is obtained theoretically for a bilayer films, the difference between the measured Kerr rotation θ_K and intrinsic Kerr rotation θ_K^0 is pointed out for the case where an incident light goes through the glass substrate onto the magneto-optical film, a simple method for measuring the intrinsic Kerr rotation θ_K^0 is given. 4) the physical reason about the enhancement of Kerr rotation θ_K by the dielectric medium is discussed, and the representation of the enhanced Kerr rotation θ_K for a bilayer system with plasma absorption edge is deduced theoretically.

PACC: 7820L; 7570