

铁磁性物质中法拉第磁光效应 及其温度特性的量子理论*

刘公强 左文德

(上海交通大学应用物理系, 上海 200030)

提 要

在铁磁性物质中,磁光效应除了来源于自旋-轨道相互作用所导致的激发态能级分裂以外,还来源于交换作用和外磁场所导致的基态能级分裂。根据这一理论进行的计算表明,在远低于居里温度和高温、高居里点两种极端情形,法拉第旋转 θ 与磁化强度 M 呈线性关系。在一般温度区域, θ 与 M 及温度 T 呈非线性关系。

关键词: 铁磁性物质、磁光效应、量子理论。

一、引 言

随着磁光记录和光通信等技术的发展,磁光材料及其理论的研究已越来越受到人们的重视。人们普遍认为,铁磁性物质中的磁光效应来源于激发态的自旋-轨道(L-S)相互作用所导致的激发态能级分裂,因此,法拉第效应表现为磁化强度的一次效应。实际上,在高于和低于居里温度的相当一段温度范围内,由于交换作用和外磁场 H_0 导致的基态能级分裂的两个能级上都会有一定的电子几率分布,这样,基态两分裂能级上的电子跃迁都应对磁光效应有所贡献。基于这一点,作者已成功地应用三能级电子跃迁模型计算和解释了顺磁性物质中复杂的温度特性^[1]。本文的计算表明,在铁磁性物质中,存在着对应于两对左右圆偏振光的电子跃迁。在低温和高居里点材料的高温区域中,法拉第效应与磁化强度 M 呈线性关系,而在一般温度范围内,则与 M 及温度 T 呈非线性关系。

二、法拉第效应的量子理论

1. 量子理论

忽略局域场对电偶极子的作用,介电系数张量元可写为

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0 (\delta_{ij} + N\alpha_{ij}), \quad (1)$$

式中 α_{ij} 为极化率 α 的 ij 分量,当 $i=j$ 时, $\delta_{ij}=1$; $i \neq j$ 时, $\delta_{ij}=0$, N 为单位体积中的原子或离子数。设介质中每个原子或离子有一个电子,基态能级为 a ,激发态能级为 b ,入射光频率为 ω ,能级间距为 $\hbar\omega_{ab}$,线宽为 Γ_{ab} 。由Condon和Shortley给出的极化率表达式为^[2]

$$\alpha_{ij} = \sum_a \frac{\beta_a}{\hbar} \sum_b \left[\frac{P_{ab}^i P_{ba}^j}{\omega_{ab} + \omega - i\Gamma_{ab}} + \frac{P_{ab}^j P_{ba}^i}{\omega_{ab} - \omega + i\Gamma_{ab}} \right], \quad (2)$$

收稿日期: 1990年3月21日; 收到修改稿日期: 1990年11月16日

* 本课题得到中国科学院物理研究所磁学开放实验室部分资助。

式中 $i, j = x, y, z, \beta_a$ 为电子处于能级 a 的几率, $\beta_{a \max} = 1, P_{ab}^x = \langle \psi_a | e.x | \psi_b \rangle$ 为电偶极子矩阵元, 将(2)式代入(1)式, 注意到 $P_{ab}^\pm = P_{ab}^x \pm i P_{ab}^y, P_{ab}^\pm = P_{ba}^\mp$ 可得

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{xy} &= \frac{\omega_p^2}{2i} \sum_{a,b} \frac{\beta_a}{\omega_{ab}} \frac{(\omega - i\Gamma_{ab})(f_{ab}^+ - f_{ab}^-)}{\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2 + i2\omega\Gamma_{ab}}, \\ f_{ab}^\pm &= \frac{\varepsilon_0^2 m \omega_{ab}}{\hbar e^2} |P_{ab}^\pm|^2, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 $\omega_p^2 = Ne^2/\varepsilon_0 m_e, e, m_e$ 分别为电子电量和质量, f_{ab}^\pm 为左、右圆偏振光激发的, 电子从基态 a 到激发态 b 的跃迁几率, 即振荡强度。

对于对称性高于正交系的晶体, 或光各向同性介质中, 法拉第旋转 θ 为

$$\theta = \theta' + i\theta'' = \frac{\omega L}{2c} \frac{i\varepsilon_{xy}}{n}, \quad (4)$$

式中 n 为折射率, L 为光在介质中通过的距离, c 为真空中的光速。由(3)、(4)两式得法拉第旋转的实部 θ' 和虚部 θ'' 为

$$\left. \begin{aligned} \theta' &= \frac{\omega_p^2 L \omega^2}{4nc} \sum_{a,b} \frac{\beta_a}{\omega_{ab}} \frac{(f_{ab}^+ - f_{ab}^-)(\omega_{ab}^2 - \omega^2 - \Gamma_{ab}^2)}{(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma_{ab}^2}, \\ \theta'' &= -\frac{\omega_p^2 L \omega}{4nc} \sum_{a,b} \frac{\beta_a}{\omega_{ab}} \frac{\Gamma_{ab}(f_{ab}^+ - f_{ab}^-)(\omega_{ab}^2 + \omega^2 + \Gamma_{ab}^2)}{(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma_{ab}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

2. 四能级电子跃迁

在铁磁性物质中, 交换作用和自旋-轨道相互作用均可引起激发态能级分裂。可以证明, 交换作用场所导致的激发态能级分裂对磁光效应没有贡献^[3]。但是, 交换作用亦会导致基态能级分裂, 在不是远低于居里温度的相当一段温度范围内, 基态分裂的两个能级上均存在一定的电子几率分布, 因此, 引起法拉第效应的电子跃迁情形应如图 1 所示。图中 $2\hbar\Delta''$ 为 L-S 相互作用所导致的激发态能级分裂能, $2\hbar\Delta'$ 为电子自旋间交换作用和外磁场 H_e 共同作用所导致的基态能级分裂能。能级分裂产生的频移为

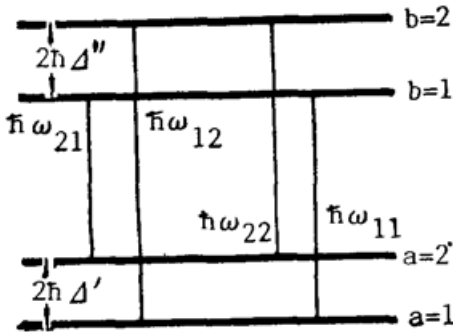


Fig. 1 Four-level transition

$$\left. \begin{aligned} \omega_{21} &= \omega_0 - (\Delta' + \Delta'') = \omega_0 - \Delta_1, & \omega_{12} &= \omega_0 + (\Delta' + \Delta'') = \omega_0 + \Delta_1, \\ \omega_{11} &= \omega_0 - (\Delta'' - \Delta') = \omega_0 - \Delta_2, & \omega_{22} &= \omega_0 + (\Delta'' - \Delta') = \omega_0 + \Delta_2. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

设

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{11} &= \Gamma_{12} = \Gamma_{22} = \Gamma_{21} = \Gamma, \\ f_{21}^+ &= f_1^+, & f_{21}^- &= 0, & f_{11}^+ &= f_2^+, & f_{11}^- &= 0, \\ f_{12}^+ &= 0, & f_{12}^- &= f_1^-, & f_{22}^+ &= 0, & f_{22}^- &= f_2^-. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

则在 $\Delta', \Delta'' \ll \Gamma \ll \omega_0$ 情况下, 将(6)式、(7)式代入(5)式, 略去 Γ^2, Δ_1^2 和 Δ_2^2 项, 可得

$$\left. \begin{aligned} \theta' &= \frac{\omega_p^2 L \omega^2}{4nc\omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2]} [(\beta_{a_1} f_2^+ + \beta_{a_1} f_1^+ - \beta_{a_1} f_1^- - \beta_{a_1} f_2^-) \omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2) \\ &\quad - (\beta_{a_1} f_2^+ + \beta_{a_1} f_2^-) (\omega_0^2 + \omega^2) \Delta_2 - (\beta_{a_1} f_1^+ + \beta_{a_1} f_1^-) (\omega_0^2 + \omega^2) \Delta_1], \\ \theta'' &= \frac{-\omega_p^2 L \omega \Gamma}{4nc\omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2]} [(\beta_{a_1} f_2^+ + \beta_{a_1} f_1^+ - \beta_{a_1} f_1^- - \beta_{a_1} f_2^-) \omega_0 (\omega_0^2 + \omega^2) \\ &\quad - (\beta_{a_1} f_2^+ + \beta_{a_1} f_2^-) (\omega_0^2 - \omega^2) \Delta_2 - (\beta_{a_1} f_1^+ + \beta_{a_1} f_1^-) (\omega_0^2 - \omega^2) \Delta_1], \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 β_{a_1}, β_{a_2} 分别为电子处于基态能级 a_1 和 a_2 的几率。

3. 有效场

假设每个原子有一个电子对磁性有贡献, 那么原子中的 L-S 相互作用可表示为

$$\hat{H}_{LS} = c\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}, \quad (9)$$

设 $|n\rangle$ 为激发态的波函数, 在非耦合表象中, $|n\rangle$ 可表示为空间波函数和自旋波函数的乘积

$$|n\rangle = |\phi_n\rangle |\chi_{s,m}\rangle, \quad (10)$$

由于自旋的 x 分量和 y 分量的平均值 $\langle s_x \rangle$ 和 $\langle s_y \rangle$ 为零, 于是 L-S 相互作用引起的激发态的能级分裂的平均值, 即 L-S 相互作用能可写为

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_2 = 2\hbar\Delta' = \langle \phi_n | cL_x | \phi_n \rangle \langle s_z \rangle = \xi M \\ \xi = \langle \phi_n | cL_x | \phi_n \rangle / N\gamma \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中 γ 为磁回旋比, N 为单位体积中的原子或离子数。另外, 交换相互作用可用一个分子场 νM 来等效, 其中 ν 为分子场的系数, 于是由外磁场 H_e 和 νM 共同作用引起的基态能级分裂为

$$\Delta E_1 = 2\hbar\Delta' = \mu_0 m g \mu_B (H_e + \nu M), \quad (12)$$

式中 μ_0 为真空中的磁导率, m 为磁量子数, μ_B 为玻尔磁子, g 为朗德因子。

4. 不同温度区域中的法拉第效应

(1) 低温情形 (即 $T \ll T_c$)

在 $T \ll T_c$ (居里温度) 时, $\Delta E_1 = 2\hbar\Delta' \gg kT$, $\beta_{a_1} = \exp(-E_1/kT) / \sum_i \exp(-E_i/kT) \rightarrow 1$, $\beta_{a_2} = \exp(-E_2/kT) / \sum_i \exp(-E_i/kT) = \beta_{a_1} \exp(-\Delta E_1/kT) \rightarrow 0$, 式中 k 为玻尔兹曼常数, T 为温度。又考虑到在这个温度区域中, $H_e \ll \nu M$, 于是 H_e 可略去。将(11)式和(12)式代入(8)式, 可得

$$\left. \begin{aligned} \theta' &= A_{11} + A_{12}M, \\ \theta'' &= B_{11} + B_{12}M, \\ A_{11} &= \frac{\omega_p^2 L \omega^2 (f_2^+ - f_1^-) (\omega_0^2 - \omega^2)}{4 n c \omega_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \\ A_{12} &= -\frac{\omega_p^2 L \omega^2 (\omega_0^2 + \omega^2) [\xi (f_1^- + f_2^+) + \zeta (f_1^- - f_2^+)]}{8 \hbar n c \omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \\ B_{11} &= -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A_{11}, \quad B_{12} = -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A_{12}, \quad \zeta = \mu_0 \mu_B m g \nu. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

(2) 一般温度情形 ($T < T_c$)

在 $T < T_c$ 的一般温度区域, 交换作用能大于或近似等于热运动能, $\Delta E_1 \gtrsim kT$ 。根据不同的振荡强度, 可得到下述几种法拉第旋转的表达式。

(i) $f_1^- = f_2^+ = f_1$, $f_1^+ = f_2^- = f_2$

β_{a_i} 作级数展开得

$$\beta_{a_i} = \beta_{a_i} \exp(-\Delta E_1/kT) = \beta_{a_i} \left[1 - \frac{\Delta E_1}{kT} + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta E_1}{kT} \right)^2 - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta E_1}{kT} \right)^3 + \dots \right]. \quad (14)$$

将上述条件及(14)式代入(8)式, 考虑到通常 $\nu M \gg H_e$, 则得

$$\left. \begin{aligned}
 \theta' &= A_{21}M + A_{22}\frac{M^2}{T} + A_{23}\frac{M^3}{T^2} + A_{24}\frac{M^4}{T^3} + \dots, \\
 \theta'' &= B_{21}M + B_{22}\frac{M^2}{T} + B_{23}\frac{M^3}{T^2} + B_{24}\frac{M^4}{T^3} + \dots, \\
 A'_{21} &= -\frac{\omega_p^2 L f_2 \beta_{a1} \xi \omega^2 (\omega_0^2 + \omega^2)}{4 \hbar n c \omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]} \left(\frac{f_1}{f_2} + 1 \right) = \alpha \left(\frac{f_1}{f_2} + 1 \right), \quad A'_{22} = -\frac{\mu_0 \mu_B m g}{k} \alpha, \\
 A'_{23} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_0 \mu_B m g}{k} \right)^2 \alpha, \quad A'_{24} = -\frac{1}{6} \left(\frac{\mu_0 \mu_B m g}{k} \right)^3 \alpha, \quad B'_{21} = -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A'_{21}, \\
 B'_{22} &= -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A'_{22}, \quad B'_{23} = -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A'_{23}, \quad B'_{24} = -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A'_{24}, \\
 A_{2i} &= \nu^{i-1} A'_{2i}, \quad B_{2i} = \nu^{i-1} B'_{2i}, \quad (i=1, 2, 3)
 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

(ii) $f_1^- = f_1^+ = f_1, f_2^- = f_2^+ = f_2$

将此条件及(14)式代入(8)式, 忽略外场 H_e , 可得

$$\left. \begin{aligned}
 \theta' &= A_{31}M + A_{32}\frac{M}{T} + A_{33}\left(\frac{M}{T}\right)^2 + A_{34}\left(\frac{M}{T}\right)^3 + \dots, \\
 \theta'' &= B_{31}M + B_{32}\frac{M}{T} + B_{33}\left(\frac{M}{T}\right)^2 + B_{34}\left(\frac{M}{T}\right)^3 + \dots, \\
 A_{31} &= -\frac{\omega_p^2 L \omega^2 (\omega_0^2 + \omega^2) [(f_1 + f_2) \xi + (f_1 - f_2) \zeta]}{8 \hbar n c \omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \quad A_{33} = -\frac{\zeta}{2k} A_{32}, \\
 A_{32} &= \frac{\omega_p^2 L \beta_{a1} \xi \omega^2 (\omega_0^2 - \omega^2) (f_2 - f_1)}{4 n c k \omega_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \quad A_{34} = \frac{1}{6} \left(\frac{\zeta}{k} \right)^2 A_{32} \\
 B_{31} &= -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A_{31}, \quad B_{3n} = -\frac{(\omega_0^2 + \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2) \omega} A_{3n_0} \quad (n=2, 3, 4 \dots)
 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

(iii) $f_1^- = f_2^- = f_1, f_1^+ = f_2^+ = f_2$

将此条件及(14)式代入(8)式, 忽略外磁场 H_e 可得

$$\left. \begin{aligned}
 \theta' &= A_{41} + A_{42}M + A_{43}\frac{M^2}{T} + A_{44}\frac{M^3}{T^2} + \dots, \\
 \theta'' &= B_{41} + B_{42}M + B_{43}\frac{M^2}{T} + B_{44}\frac{M^3}{T^2} + \dots, \\
 A_{41} &= \frac{\omega_p^2 L \omega^2 (\omega_0^2 - \omega^2) (f_2 - f_1)}{4 n c \omega_0 [(\omega_0^2 - \omega^2) + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \quad A_{42} = -\frac{\omega_p^2 L \xi \omega^2 (\omega_0^2 + \omega^2) (f_2 + f_1)}{8 \hbar n c \omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \\
 A_{43} &= \frac{\omega_p^2 L \omega^2 \xi \zeta (\omega_0^2 + \omega^2) \beta_{a1} (f_2 - f_1)}{8 \hbar n c \omega_0^2 k [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \quad B_{44} = -\frac{(\omega_0^2 + \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2) \omega} A_{41}, \\
 A_{44} &= -\frac{\zeta}{2k} A_{43}, \quad B_{4n} = -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A_{4n_0} \quad (n=2, 3, 4 \dots)
 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

(iv) $f_1^- = f_1^+ = f_2^- = f_2^+ = f$

将此条件及(14)式代入(8)式可得

$$\left. \begin{aligned}
 \theta' &= A_{51}M, \\
 \theta'' &= B_{51}M, \\
 A_{51} &= -\frac{\omega_p^2 L \xi f \omega^2 (\omega_0^2 + \omega^2)}{4 \hbar n c \omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \quad B_{51} = -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A_{51_0}
 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

(3) 高温情形

在具有高居里温度 T_c 的铁磁性物质中, 当 $T \rightarrow T_c$ 时, M 急剧减小。此时 $\Delta E_1 \ll kT$, $\beta_{a_1} \approx \beta_{a_2} \approx (1/2)$ (注: 在低 T_c 的铁磁性物质中, $\Delta E_1 \ll kT$ 不成立, 故 $\beta_{a_1} \neq \beta_{a_2}$)。由(8)式可得

$$\left. \begin{aligned} \theta' &= A_{61} + A_{62}M, & \theta'' &= B_{61} + B_{62}M, \\ A_{61} &= \frac{\omega_p^2 L \omega^2 (\omega_0^2 - \omega^2) (f_1^+ + f_2^+ - f_1^- - f_2^-)}{8 \hbar c \omega_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \\ A_{62} &= -\frac{\omega_p^2 L \omega^2 (\omega_0^2 + \omega^2) [(f_1^+ + f_1^-)(\xi + \zeta) + (f_2^+ + f_2^-)(\xi - \zeta)]}{16 \hbar c \omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 \Gamma^2]}, \\ B_{61} &= -\frac{(\omega_0^2 + \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2) \omega} A_{61}, & B_{62} &= -\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \Gamma}{(\omega_0^2 + \omega^2) \omega} A_{62}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

三、讨 论

在铁磁性材料中, 磁光效应不仅来源于自旋-轨道相互作用所导致的激发态能级分裂, 而且还来源于交换作用所导致的基态能级分裂。由此可见, 产生磁光效应的电子跃迁至少牵涉到四个能级(两个激发态能级和两个基态能级), 而不是通常所说的三个能级(两个激发态能级和一个基态能级)。

在不同的温度区域, 由于交换作用对磁光效应的贡献不同, 从而导致了磁光效应的不同特性。应用四能级电子跃迁模型, 对铁磁性材料中的法拉第效应进行理论计算, 可以得到如下结论:

(1) 在 $T \ll T_c$ 的低温区域, 由于分裂的基态能级上电子分布几率趋近于零, 相当于交换作用对法拉第效应的贡献很小, 故法拉第旋转 θ 与磁化强度 M 呈线性关系。

(2) 在一般温度区域, 交换作用所导致的基态能级上的电子跃迁对法拉第效应亦有贡献。因此, 除了所有振荡强度都相等这一特殊情形以外, 通常 $\theta \sim M$, T 将呈非线性关系。

(3) 在具有高居里温度 T_c 的铁磁性材料中, 当 $T \rightarrow T_c$ 时, 由于基态分裂的两个能级上电子几率分布几乎相等, 且近似与温度变化无关, 故 $\theta \sim M$ 呈线性关系。对于 T_c 处于低温下(例如几十 K 以下)的物质中, 由于基态分裂的两个能级上电子分布几率不相同, 故 θ 与 M 及 T 仍可能呈非线性关系。

(4) 在非共振区, $\omega_0 \gg \omega$, 不管在何种温度区域, 法拉第旋转 θ 的实部和虚部之比(θ'/θ'') $\sim (\omega/\Gamma)$ 。

(5) 不管是否计及交换作用对法拉第效应的贡献, 各磁光系数 A_{ij} 、 B_{ij} 的频率特性不变。

顺便指出, 应用四能级跃迁模型同样可以证明, 在低于居里温度 T_c 的一般温度区域, 亚铁磁性物质中的法拉第旋转 θ 与各次点阵磁化强度 M_i ($i=1, 2, 3, \dots, l$) 呈非线性关系。Hansen^[4] 和 Abulafya^[5] 等人已从实验上发现了这一现象。限于篇幅, 将另文发表。

参 考 文 献

- [1] Liu Gong-qiang, Huang Yan-ping and Yu Zhi-qiang; *Phys. Rev. (B)*, 1990, **41**, 749.
[2] E. U. Condon, G. H. Shortley; *«The Theory of Atomic Spectra»*, (Cambridge University Press, England, 1951).
[3] W. A. Crossley, R. W. Cooper *et al.*; *Phys. Rev.*, 1969, **181**, No. 2 (May), 896.
[4] P. Hansen and K. Witter; *Phys. Rev. (B)*, 1983, **27**, No. 3, 1498.
[5] G. Abulafya, H. LeGall; *Solid State Commun.*, 1972, **11**, 629.

Quantum theory of the Faraday magneto-optic effect and its temperature properties in ferromagnetic media

LIU GONGQIANG AND ZUO WENDE

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200030)

(Received 21 March 1990; revised 16 November 1990)

Abstract

Magneto-optical effect in ferromagnetic media, besides originating from the excited state splitting resulting spin-orbit interaction, also arises from the ground state splitting caused by both the exchange interaction and applied field. Based on such analysis, it is shown by calculation that the Faraday rotation has a linear dependence on magnetization M in both regions of $T \ll T_c$ (Curie temperature) and high temperature for the medium with high T_c , and a non-linear dependence on both M and T in the normal temperature region.

Key words: magneto-optical effect, Faraday rotation.