

顺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 黄燕萍

(上海交通大学应用物理系)

1987年12月23日收到

在某些顺磁性物质中,包括交换作用和外磁场在内的有效场 H_i 可导致基态能级的分裂。在温度 T 高于居里点 T_c 范围内,基态分裂的两个能级上均可存在一定的电子几率分布,从而可导致基态双能级跃迁。根据这一理论进行的计算表明,顺磁性物质的法拉第效应存在多种温度特性。在外磁场不太大的情况下,有些物质的费尔德常数 V 与磁化率 χ 的比值 $V/\chi = A(1 + BT)$; 有些物质中 $V/\chi = A(1 + B/T)$ 。计算还表明,法拉第旋转的实部 θ' 和虚部 θ'' 均与有效场 H_i 成正比,并在非吸收区内具有相类似的温度特性。

一、引 言

随着磁光材料和器件应用的日益广泛,对磁光材料的研究已越来越受到人们重视。迄今为止,对于顺磁性磁光物质的磁光效应理论研究也已有了许多报道^[1,2]。人们大都认为,顺磁性物质的磁光效应来源于一次塞曼效应,但基态能级是简并的,或者虽不简并,由于温度很低,所有电子都集中在基态的最低能级上。按照这一理论,可以初步解释这类物质中磁光效应的来源,以及磁光效应的频率特性。但是,这一理论无法解释顺磁性物质磁光效应的复杂温度特性等。例如人们发现^[3],顺磁性物质的费尔德常数 V 的温度特性与磁化率 χ 的明显不同,而且有些顺磁性物质(如 NdF_3 、 PrF_3)的费尔德常数与磁化率的比值 V/χ 与温度 T 成正比关系,而有些顺磁性物质(如 CeF_3)的 V/χ 却与 $1/T$ 成正比关系。

我们认为,在以前的理论中忽略了如下两点:(1)在有些顺磁性物质中存在多种相互作用,其中尤以电子之间的交换作用以及晶体场作用为最重要。这些相互作用可以等效于一个有效场,叠加在外磁场上,从而导致了基态能级的分裂。(2)交换作用有效场可以用 νM 来表征,其值可与一般大小的外磁场 H_e 相比较;而在高于居里点 T_c 的温度范围内, $kT \gg \nu M$, 因此基态的最低两个能级上都会有一定的电子分布。显然,仅认为基态最低能级上的电子才能对电子跃迁有贡献是不恰当的。

计及上述两个因素后,我们对顺磁性物质的法拉第效应进行了理论计算。结果表明,这类物质的法拉第效应可以存在多种不同的温度特性,法拉第旋转的实部和虚部有一些

* 国家自然科学基金资助的课题。

相似的特性. 所得理论公式均与实验符合, 较我们用经典理论算得的结果更为全面些^[4].

二、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, $\delta = 0$, 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^[5]

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

式中 $i, j = x, y, z$, β_a 为电子处于能级 a 的几率, $\beta_{\max} = 1$, $P_a^x = \langle \phi_a | ex | \phi_b \rangle$ 为电偶极子矩阵元. 将(2)式代入(1)式, 注意到 $P_a^\pm = P_a^x \pm iP_a^y$, $P_{a_i}^\pm = P_{a_i}^\mp$, 可得

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\omega_p^2}{2i} \sum_{a,b} \frac{\beta_a}{\omega_{ab}} \cdot \frac{(\omega - i\Gamma_{ab})(f_{a_i}^+ - f_{a_i}^-)}{\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2 + i2\omega\Gamma_{ab}}. \quad (3)$$

式中 $\omega_p^2 = \varepsilon_0 N e^2 / m$, $f_{a_i}^\pm = \frac{m\omega_{ab}}{\hbar e^2} |P_{ab}^\pm|$ 为右、左圆偏振光激发的、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

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

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

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

三、法拉第效应

铁磁性、亚铁磁性和反铁磁性物质在居里点 T_c 以上将转变为顺磁性物质. 在这类顺磁性物质中, 电子自旋之间存在着交换作用. 电子基态能级在交换作用有效场 νM 和外磁场 H_e 的共同作用下, 将引起基态能级的分裂, 如图 1 所示. 在 T_c 附近, 交换作用能与热运动能相当, $kT_c \approx \nu M$. 因此, 当 $T > T_c$ 和 H_e 不太大时, kT 将大于基态能级分裂能 $2\hbar\Delta$, 这意味着基态分裂的两个能级均可能有电子分布, 并且近似满足玻耳兹曼几率分布

$$\beta_{a_i} = e^{-\beta E_i} / \sum_i e^{-\beta E_i},$$

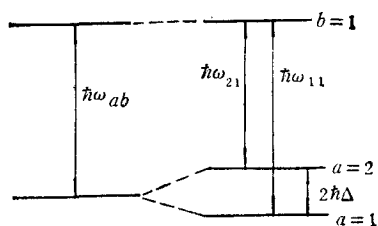


图 1 基态双能级跃迁能级图

$$\beta_{a2} = e^{-\beta E_2} / \sum_i e^{-\beta E_i} = \beta_{a1} e^{-2\beta \hbar \Delta}. \quad (6)$$

式中 $E_i = E_1 + 2\hbar\Delta$, $\beta = 1/kT$, k 为玻耳兹曼常数.

设基态能级分裂引起的频移为

$$\omega_{11} = \omega_0 + \Delta, \quad \omega_{21} = \omega_0 - \Delta,$$

又设

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} = \Gamma_{21} = \Gamma, \quad f_{11}^+ = 0, \quad f_{21}^+ = f^+, \\ f_{11}^- = f^-, \quad f_{21}^- = 0, \end{aligned}$$

在 $\Delta \ll \Gamma \ll \omega_0$ 和 $2\hbar\Delta \ll kT$ 情况下, 将上述条件代入(5)式, 可得

$$\begin{aligned} \theta' &= \frac{\omega_0^2 L \beta_{a1}}{16\pi c \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} \{ [(1 - 2\beta\hbar\Delta)f^+ - f^-] \omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2) \\ &\quad - [(1 - 2\beta\hbar\Delta)f^+ + f^-] (\omega_0^2 + \omega^2) \Delta \}, \\ \theta'' &= - \frac{\omega_0^2 L \beta_{a1} \Gamma}{16\pi c \omega \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} \{ [(1 - 2\beta\hbar\Delta)f^+ - f^-] \omega_0 (\omega_0^2 + \omega^2) \\ &\quad + [(1 - 2\beta\hbar\Delta)f^+ + f^-] (\omega_0^2 - \omega^2) \Delta \}. \end{aligned} \quad (7)$$

式中应用了近似条件 $\omega_0 + \omega \cong 2\omega_0$, $e^{-2\beta\hbar\Delta} \cong 1 - 2\beta\hbar\Delta$. 根据(7)式, 可分四种情形进行讨论:

(1) $f^+ = f^- = f_0$, $\beta_{a1} \cong \beta_{a2}$, 即左、右圆偏振光激发的电子跃迁几率相同而基态两能级上电子的分布几率不同, 这相应于温度 $T > T_c$, 但不是很高的情形. 此时由(7)式可得

$$\begin{aligned} \theta' &= - \frac{\omega_0^2 L \beta_{a1} f_0 \Delta}{8\pi c \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} [\beta\hbar\omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2) + (\omega_0^2 + \omega^2)], \\ \theta'' &= - \frac{\omega_0^2 L \beta_{a1} \Gamma f_0 \Delta}{8\pi c \omega \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} [(\omega_0^2 - \omega^2) - \beta\hbar\omega_0 (\omega_0^2 + \omega^2)]. \end{aligned} \quad (8)$$

(a) $\omega \ll \omega_0$, 即远离跃迁区情形. 由(8)式得 $\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT} \gg 1\right)$

$$\begin{aligned} \theta' &= - \frac{\omega_0^2 \beta_{a1} f_0 L}{16\pi c k \omega_0} \frac{2\hbar\Delta}{T}, \\ \theta'' &= \frac{\omega_0^2 \beta_{a1} f_0 L}{16\pi c k \omega_0} \frac{\Gamma}{\omega} \frac{2\hbar\Delta}{T}. \end{aligned} \quad (9)$$

由外磁场和交换作用等效场(分子场)引起的基态能级分裂 ΔE 为

$$\Delta E = 2\hbar\Delta = mg\mu_B\mu_0 H_i. \quad (10)$$

式中 m 为磁量子数, g 为朗德因子, μ_B 为玻尔磁子, μ_0 为真空磁导率, 有效场 $H_i = H_e + \nu M$. 考虑到引起基态能级分裂的有效场并不是外磁场和分子场的简单叠加, ν 应视为与分子场系数有关的系数, 而不是分子场系数. 将(10)式代入(9)式得

$$\begin{aligned} \theta' &= -\frac{\mu_0 mg\mu_B\omega_p^2\beta_{a1}f_0}{16nc\omega_0 kT} LH_i, \\ \theta'' &= \frac{\mu_0 mg\mu_B\omega_p^2\beta_{a1}f_0}{16nc\omega_0 kT} \frac{\Gamma}{\omega} LH_i. \end{aligned} \quad (11)$$

有效场 H_i 可写成另一形式:

$$H_i = (1 + \nu\chi)H_e, \quad (12)$$

式中 χ 为介质磁化率. 将(12)式代入(11)式得

$$\begin{aligned} \theta' &= V_{11}LH_e, \\ \theta'' &= V_{12}LH_e. \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $V_{11} = -\frac{\mu_0 mg\mu_B\omega_p^2\beta_{a1}f_0}{16nc\omega_0 kT} (1 + \nu\chi)$, $V_{12} = -V_{11} \cdot \frac{\Gamma}{\omega}$. 考虑到磁化率服从居里-外斯定律, $\chi = \frac{c}{T - T_p}$, T_p 为顺磁居里点, 故可换写成

$$\begin{aligned} V_{11}/\chi &= A_{11}(1 + B_{11}/T), \\ V_{12}/\chi &= A_{12}(1 + B_{12}/T). \end{aligned} \quad (14)$$

式中 $A_{11} = -\frac{\mu_0 mg\mu_B\omega_p^2\beta_{a1}f_0}{16nc^2\omega_0 k}$, $B_{11} = \nu c - T_p$, $A_{12} = -\frac{\Gamma}{\omega} A_{11}$, $B_{12} = B_{11}$.

(b) $\omega = \omega_0$, 即在电子跃迁区情形. 由(8),(10)两式得

$$\begin{aligned} \theta' &= -\frac{\mu_0 mg\mu_B\omega_p^2\beta_{a1}f_0}{8nc\hbar\Gamma^2} LH_i = V_{21}LH_e, \\ \theta'' &= \frac{\mu_0 mg\mu_B\omega_p^2\beta_{a1}f_0}{8nc\Gamma kT} LH_i = V_{22}LH_e. \end{aligned} \quad (15)$$

式中 $V_{21} = -\frac{\mu_0 mg\mu_B\omega_p^2\beta_{a1}f_0}{8nc\hbar\Gamma^2} (1 + \nu\chi)$, $V_{22} = -\frac{\hbar\Gamma}{kT} V_{21}$. 考虑到居里-外斯定律, 可换写成

$$\begin{aligned} V_{21}/\chi &= A_{21}(1 + B_{21}/T), \\ V_{22}/\chi &= A_{22}(1 + B_{22}/T). \end{aligned} \quad (16)$$

式中 $A_{21} = -\frac{\mu_0 mg\mu_B\omega_p^2\beta_{a1}f_0}{8nc^2\hbar\Gamma^2} (\nu c - T_p)$, $B_{21} = \frac{1}{\nu c - T_p}$, $A_{22} = -\frac{\hbar\Gamma}{k(\nu c - T_p)} A_{21}$, $B_{22} = \frac{1}{B_{21}}$.

(2) $f^+ = f^- = f_0$, $\beta_{a1} = \beta_{a2} = 1/2$, 即由左、右圆偏振光激发的电子跃迁几率相同, 基态两能级上电子分布的几率亦相同, 这相应于 $T \gg T_c$ 时的情形. 此时 $\frac{\hbar\omega_0}{kT} \ll 1$, 由(7),(10)两式得

$$\begin{aligned}\theta' &= -\frac{\mu_0 m g \mu_B \omega_p^2 f_0 (\omega_0^2 + \omega^2)}{32 \pi c \hbar \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} L H_i = V_{11} L H_i, \\ \theta'' &= -\frac{\mu_0 m g \mu_B \omega_p^2 f_0 \Gamma (\omega_0^2 - \omega^2)}{32 \pi c \hbar \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} L H_i = V_{12} L H_i.\end{aligned}\quad (17)$$

式中 $V_{11} = -\frac{\mu_0 m g \mu_B \omega_p^2 f_0 (\omega_0^2 + \omega^2)}{32 \pi c \hbar \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} (1 + \nu \chi)$, $V_{12} = \frac{\Gamma (\omega_0^2 - \omega^2)}{\omega (\omega_0^2 + \omega^2)} V_{11}$, 结合居里-外斯定律, 可换写成

$$\begin{aligned}V_{11}/\chi &= A_{11}(1 + B_{11}T), \\ V_{12}/\chi &= A_{12}(1 + B_{12}T).\end{aligned}\quad (18)$$

式中 $A_{11} = -\frac{\mu_0 m g \mu_B \omega_p^2 f_0 (\omega_0^2 + \omega^2)}{32 \pi c \hbar \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} (\nu c - T_p)$, $B_{11} = \frac{1}{\nu c - T_p}$, $A_{12} = \frac{\Gamma}{\omega} A_{11}$, $B_{12} = B_{11}$.

(3) $f^+ \neq f^-$, $\beta_{a1} = \beta_{a2} = 1/2$, 即左圆偏振光激发的电子跃迁几率与右圆偏振光激发的不相同, 基态两能级上电子分布的几率相同, 这亦相应于 $T \gg T_c$ 时的情形, 故由 (7), (10) 两式得

$$\begin{aligned}\theta' &= \frac{\omega_p^2 L}{32 \pi c \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} \left[(f^+ - f^-) \omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mu_0 m g \mu_B (f^+ + f^-) (\omega_0^2 + \omega^2)}{2 \hbar} H_i \right] \\ &= V_{01} L + V_{11} L H_i, \\ \theta'' &= -\frac{\omega_p^2 \Gamma L}{32 \pi c \omega_0^2 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} \left[(f^+ - f^-) \omega_0 (\omega_0^2 + \omega^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\mu_0 m g \mu_B (f^+ + f^-) (\omega_0^2 - \omega^2)}{2 \hbar} H_i \right] \\ &= V_{02} L + V_{12} L H_i.\end{aligned}\quad (19)$$

式中

$$\begin{aligned}V_{01} &= \frac{\omega_p^2 (f^+ - f^-) (\omega_0^2 - \omega^2)}{32 \pi c \omega_0 [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]}, \\ V_{11} &= -\frac{\mu_0 m g \mu_B (f^+ + f^-) (\omega_0^2 + \omega^2) \omega_p^2}{64 \pi c \omega_0^2 \hbar [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} (1 + \nu \chi), \\ V_{02} &= -\frac{\Gamma (\omega_0^2 + \omega^2)}{\omega (\omega_0^2 - \omega^2)} V_{01}, \\ V_{12} &= \frac{\Gamma (\omega_0^2 - \omega^2)}{\omega (\omega_0^2 + \omega^2)} V_{11}.\end{aligned}$$

结合居里-外斯定律, 可换写成

$$\begin{aligned}V_{11}/\chi &= A_{11}(1 + B_{11}T), \\ V_{12}/\chi &= A_{12}(1 + B_{12}T).\end{aligned}\quad (20)$$

式中 $A_{11} = -\frac{\mu_0 m g \mu_B (f^+ + f^-) (\omega_0^2 + \omega^2) \omega_p^2}{64 \pi c \omega_0^2 \hbar [(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2]} (\nu c - T_p)$, $B_{11} = \frac{1}{\nu c - T_p}$,

$$A_{\omega} = \frac{\Gamma(\omega_0^2 - \omega^2)}{\omega(\omega_0^2 + \omega^2)} A_{11}, \quad B_{\omega} = B_{11}.$$

(4) $f^+ = f_0$, $f^- = 0$, $\beta_{a1} \rightarrow 1$, $\beta_{a2} \rightarrow 0$, 这相应于基态能级简并, 或者温度很低和有效场增大时的情形. 此时上述有关近似条件不再成立, 应从(5)式出发, 考虑到 $\omega_0 \gg \Gamma$, 可得

$$\begin{aligned} \theta' &= \frac{\omega_p^2 \omega^2 (\omega_0^2 - \omega^2) f_0}{4\pi c \omega_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2]} L, \\ \theta'' &= - \frac{\omega_p^2 \omega (\omega_0^2 + \omega^2) f_0 \Gamma}{4\pi c \omega_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2]} L. \end{aligned} \quad (21)$$

此时 θ' , θ'' 与温度无关.

四、讨 论

根据上述计算结果, 对于磁化率 χ 与温度 T 服从居里-外斯定律的顺磁性物质来说, 其法拉第效应存在如下几个特性:

1. 在这类物质中, 由于交换作用有效场 νM 和外磁场 H_e 的共同作用, 将导致电子基态能级的分裂. 但另一方面, 由于在顺磁状态下热运动能 kT 大于、甚至远大于交换作用能, 在外磁场 H_e 不太大情况下, 这将导致分裂的两个或两个以上基态能态上存在着一定的电子几率分布, 从而将最终导致磁光效应以及它的不同温度特性.

2. 计算表明, 通常情况下, 法拉第旋转 θ 的实部 θ' 和虚部 θ'' 均与有效场 H_i 成正比. 由于 $H_i = (1 + \nu\chi)H_e$, 故形式上 θ' , θ'' 均可表示为与外磁场 H_e 成正比, 这与文献[4]的经典理论相一致.

3. 在非吸收区内, θ' 和 θ'' 具有类似的温度特性; 在吸收区内, 则可能不一样.

4. 设基态两能级上电子分布几率近似相等时的温度为 T_0 , 则当 $T_c < T < T_0$, $f^+ = f^- = f_0$, $\omega_0 \gg \omega$ 和外磁场 H_e 不太大时, 费尔德常数与磁化率的比值 V/χ 将随 $1/T$ 变化 (见(14)式). Leycuras 等人对 CeF_3 进行了仔细的测量^[3], 发现 CeF_3 的 $V/\chi = -13706(1 + 75.9/T)$, 与本文的(14)式是符合的.

5. 在其余条件与第4点相同情况下, 当 $\omega = \omega_0$, 即在光吸收区域, 法拉第旋转实部的 V/χ 与 T 成正比 (见(16)式). 这表明, 法拉第效应的温度特性在光吸收区与非吸收区有可能是不一样的.

6. 当 $T > T_0$ (即 $T \gg T_c$), 在外磁场 H_e 不太大情况下, 无论由左、右圆偏振光导致的电子跃迁几率是否相等, V/χ 与 T 总是成正比 (见(18), (20)两式). 文献[3]已从实验上证实: 在 NdF_3 中, 当 $T > 77\text{K}$ 时, 和在 PrF_3 中, 当 $T > 40\text{K}$ 时, $V/\chi = A(1 + BT)$, 这与本文理论完全一致.

值得提及的是, 文献[3]从实验上还证实, 系数 A 与光波长 λ (或光频率 ω) 密切相关, 而系数 B 与 λ 基本无关. 本文从理论上亦证实了这一结论.

7. 在基态能级简并, 或者温度很低和有效场 (包括外磁场) 很大时, θ' , θ'' 与温度 T 无关. 此即通常所说的顺磁性跃迁, 或称单能级跃迁情形.

8. 对于同一种顺磁性物质来说,在不同的温度范围内,其法拉第效应可以存在不同的温度特性. 例如,在 $T_c < T < T_0$ 范围内, $V/\chi = A(1 + B/T)$, 而在 $T > T_0$ 时,可能会转变为 $V/\chi = A(1 + BT)$.

应当说明的是: 首先,关于某些顺磁性物质中存在基态双能级跃迁的论点,同样适用于克尔等磁光效应,这将在另一文中加以论述. 其次,有效场的范围是相当广的,除本文涉及的交换作用有效场外,还有与磁晶各向异性、应力和晶体场等有关的有效场. 计及这些有效场后,有可能可以解释诸如 θ' , θ'' 的各向异性等特性.

- [1] J. A. Davis and R. M. Bunch, *Appl. Opt.* **23**(1984), 633.
- [2] M. Guillot *et al.*, International Symposium On Magneto-Optics, Japan, (1987, April), p. 14.
- [3] C. Leycuras and H. L. Gall, *J. Appl. Phys.*, **55**(1984), 2161.
- [4] 刘公强,吴蓓,光学学报, **8**(1988), 105.
- [5] E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*. Cambridge, England, Cambridge University Press, (1951).

QUANTUM THEORY OF FARADAY MAGNETO-OPTIC EFFECT IN THE PARAMAGNETIC MEDIA

LIU GONG-QIANG HUANG YAN-PING

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University)

ABSTRACT

In some paramagnetic media, the effective field H_i which includes exchange interaction and external magnetic field, can cause the splitting of ground state energy level. In the region of the temperature $T > T_c$, the Curie temperature, there is certain probability distribution of electrons on two energy levels arising from ground state splitting. This induces the ground state energy level for double transition. It is proved by calculation according to this theory, there are several temperature characteristics for magneto-optical Faraday effect of the paramagnetic media. With the external magnetic field not too high, the ratio of the Verdet constant to magnetic susceptibility χ is $V/\chi = A(1 + BT)$ in some media, or $V/\chi = A(1 + B/T)$ in other media. It is also showed that both the real part θ' and the imaginary part θ'' of Faraday rotation are proportional to the effective field H_i , and with similar temperature character beyond the range of optical absorption.