第 51 卷 第 7 期 2002 年 7 月
1000-3290/2002/51(07)/1639-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.51, No.7, July, 2002

自旋-轨道耦合对磁性绝缘体磁光 Kerr 效应的影响

周青春[1)] 王嘉赋[2)] 徐荣青[3)]

[1)](华东船舶工业学院基础学科系，镇江 212003)

[2)](华中科技大学固体电子系，武汉 430074)

[3)](华东船舶工业学院电子与信息系，镇江 212003)

(2001 年 6 月 18 日收到；2001 年 11 月 17 日收到修改稿)

采用单原子能级跃迁模型，导出在同时考虑自旋交换劈裂和自旋-轨道耦合时磁光 Kerr 旋转的微观表达式，并就四能级跃迁情况，研究了磁光效应随原子基态及激发态能级自旋-轨道耦合常数的变化规律.结果表明：磁光 Kerr 旋转角与自旋-轨道耦合劈裂能量不成正比；单原子能级自旋-轨道耦合常数为正或中间激发态自旋-轨道耦合常数为负时，有利于提高磁光 Kerr 旋转.

关键词：磁光 Kerr 效应，自旋-轨道耦合，线性响应核，劈裂

PACC：7820L，7570，7550，7500

1. 引 言

目前，磁光记录材料的研究除了对传统的稀土-过渡非晶系列[1—3]、MnBi 微晶系列[4—6]和铁氧体多晶系列[7,8]通过掺杂、调整组分和控制微结构、附加光学干涉层等进行改性外，还对铁磁(Co，Fe，Ni)/非磁性金属(Pd，Pt，Cu，Ag，Au 等)超薄多层膜[9—12]做了大量工作.深入研究磁光 Kerr 效应的微观机理，探求具有大表征磁光 Kerr 旋转角 θ_K 兼有良好磁性能的磁光记录材料，受到磁光存储技术工作者的关注.

已有的磁光 Kerr 效应的量子理论分析和计算中，大都注意到了自旋-轨道耦合对磁光 Kerr 旋转的影响，并且认为磁光旋转角与自旋-轨道耦合强度成正比[13,14].这些量子理论的计算大多仅对光电导张量的非对角项进行的，而对角项仍用宏观实验拟合值代替，导致了逻辑上理论的不完善[15]，这种微观量与宏观量并用的理论不利于磁光效应温度特性和频谱特性的定量计算.本文着重讨论自旋-轨道耦合作用通过光电导张量 $\sigma_{\mu\nu}$(或光电流极化响应核 $\kappa_{\mu\nu}$)对极向磁光 Kerr 效应的影响，其中电导张量的对角项和非对角项将同时采用微观量子表达式.

2. 单原子跃迁模型

描述磁性系统哈密顿量二次量子化形式为

$$H = \int \psi^{+}(\boldsymbol{r})\left[\frac{p^2}{2m} + V(\boldsymbol{r})\right]\psi(\boldsymbol{r})\mathrm{d}\boldsymbol{r} + \frac{\hbar}{4m^2c^2}\int\psi^{+}(\boldsymbol{r})[\boldsymbol{\tau}\cdot\nabla V(\boldsymbol{r}) \times \boldsymbol{p}]\psi(\boldsymbol{r})\mathrm{d}\boldsymbol{r} + \frac{1}{2}\iint\psi^{+}(\boldsymbol{r}_1)\boldsymbol{\tau}\psi(\boldsymbol{r}_1) \cdot \psi(\boldsymbol{r}_2)\boldsymbol{\tau}\psi(\boldsymbol{r}_2)\nu(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\mathrm{d}\boldsymbol{r}_1\mathrm{d}\boldsymbol{r}_2, \tag{1}$$

其中二分量旋量 ψ 和 ψ^{+} 为电子场算符，τ 为 2×2 Pauli 矩阵，m 为电子质量.(1)式等号右边第一项来自电子动能和它在晶格场中的势能，第二项来自自旋-轨道耦合作用能，第三项来自电子间交换作用能.这里略去了电荷密度关联项，一般它对系统磁性影响不大，并且略去了电声相互作用，认为它只使电子能级表现为一定的展宽.

考虑自旋-轨道耦合时，磁性体系光电导张量[16]

$$\sigma_{\mu\nu}(\omega) = \frac{\mathrm{i}\varepsilon_0\omega_\mathrm{p}^2}{\omega}\kappa_{\mu\nu}(\omega), \tag{2}$$

其中

$$\omega_\mathrm{p}^2 = Ne^2/Vm\varepsilon_0, \tag{3}$$

$$\kappa_{\mu\nu}(\omega) = \delta_{\mu\nu} + \frac{-\mathrm{i}}{mN\hbar}\int\mathrm{d}t\exp(-\mathrm{i}\omega t)\int\mathrm{d}\boldsymbol{r}_1\int\mathrm{d}\boldsymbol{r}_2\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{q}_1 \cdot \boldsymbol{r}_1)\exp(-\mathrm{i}\boldsymbol{q}_2\cdot\boldsymbol{r}_2)D_{\mu\nu}(\boldsymbol{r}_1,0;\boldsymbol{r}_2,t), \tag{4}$$

$$D_{\mu\nu}(\boldsymbol{r}_1,t_1;\boldsymbol{r}_2,t_2) = \left\langle\hat{T}\left\{\psi^{+}(\boldsymbol{r}_1,t_1)[\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{\tau}\times\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}_1)]_\mu \times \psi(\boldsymbol{r}_1,t_1)\psi^{+}(\boldsymbol{r}_2,t_2)[\boldsymbol{p}_2 + \boldsymbol{\tau}\times\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}_2)]_\nu\psi(\boldsymbol{r}_2,t_2)\right\}\right\rangle, \tag{5}$$

其中 V 为光辐射区宏观体积，N 为 V 内电子数，$\boldsymbol{q}_1$，$\boldsymbol{q}_2$ 分别为线性入射偏振光波矢和线性出射偏振光波矢，感兴趣的磁光频区，波长远大于原子间距，故考虑 $\boldsymbol{q}_2=\boldsymbol{q}_2=0$ 情况.(5)式中已记 $\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})=(\hbar/4mc^2)\nabla V(\boldsymbol{r})$，并略去了光场的磁场分量与电子自旋的相互作用对 $\sigma_{\mu\nu}$ 产生的直接影响项，因为它只引起低频区的磁偶极跃迁，对磁光频区光电导贡献很小.根据文献[13]，在磁光频区含 $\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})$ 的项对光电导的直接贡献可略去.由于自旋-轨道耦合的影响对电子局域性较好的体系才明显，故可采用单原子模型讨论自旋-轨道耦合对磁光 Kerr 效应的影响.本文结果适于磁性绝缘体.

为简单起见，考虑磁性材料中只有一种磁性原子的电子能级跃迁对极向 Kerr 效应有贡献.假设每个原子上只有一个电子对磁性有贡献[17]，由(1)式哈密顿量给出的单原子能级上电子能量记为 E_n^α，其中量子数 n 为电子态 $|n\alpha\rangle$ 的轨道部分，α(可取 $+$，$-$ 或 $\uparrow$，$\downarrow$)为电子自旋分量，同时考虑电子交换耦合和自旋-轨道耦合时，在平均场近似下

$$E_n^\alpha = E_n^0 - \alpha\Delta_n - \alpha\Lambda_n, \tag{6}$$

其中 E_n^α 为不考虑电子交换及自旋-轨道耦合时轨道 n 的电子能量，$2|\Delta_n|$ 为交换作用引起的电子自旋劈裂能量，$2|\Lambda_n|$ 为自旋-轨道耦合引起的电子能级劈裂，Δ_n 与 Λ_n 同(反)号对应自旋角动量和轨道角动量方向相同(反).仿文献[18]处理电子跃迁极化率方法，(2)式中光电导张量对应的无量纲光电流线性响应核张量成为

$$\begin{aligned}\kappa_{\mu\nu} \approx \delta_{\mu\nu} &+ (1/m)\sum_{mn}\sum_\alpha f(E_n^\alpha)[1-f(E_n^\alpha)]\\ &\times\left\{\frac{\langle n\alpha|p_\mu|m\alpha\rangle\langle m\alpha|p_\nu|n\alpha\rangle}{E_{mn}^\alpha+\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn}^\alpha}\right.\\ &\left.+\frac{\langle n\alpha|p_\nu|m\alpha\rangle\langle m\alpha|p_\mu|n\alpha\rangle}{E_{mn}^\alpha-\hbar\omega+\mathrm{i}\Gamma_{mn}^\alpha}\right\},\end{aligned} \tag{7}$$

其中 Γ_{mn}^α 为电子在态 $|m\alpha\rangle$ 和 $|n\alpha\rangle$ 间跃迁时的谱线宽度(通常可认为 $\Gamma_{mn}^\alpha=\Gamma_{mn}$)，$f(E)$ 为平衡态 Fermi 分布函数，

$$\begin{aligned}E_{mn}^\alpha &= (E_m^0-E_n^0)-\alpha(\Delta_m-\Delta_n)-\alpha(\Lambda_m-\Lambda_n)\\ &= E_{mn}^0-\alpha\Delta_{mn}-\alpha\Lambda_{mn}.\end{aligned} \tag{8}$$

在非相对论情形下，正则动量算符 $\boldsymbol{p}=-\mathrm{i}\hbar\nabla$ 在电子态 $|m\alpha\rangle$ 和 $|n\alpha\rangle$ 之间矩阵元

$$\langle m\alpha|\boldsymbol{p}|n\alpha\rangle = \mathrm{i}(m_\mathrm{e}E_{mn}^\alpha/\hbar e)\langle m\alpha|\boldsymbol{Q}|n\alpha\rangle, \tag{9}$$

其中 $\boldsymbol{Q}=e\boldsymbol{r}$ 为原子偶极矩.引入升、降算符 $Q_\pm\equiv Q_x\pm\mathrm{i}Q_y$，并注意到

$$\begin{aligned}&\langle n\alpha|Q_x|m\alpha\rangle\langle m\alpha|Q_y|n\alpha\rangle\\ &=-\langle n\alpha|Q_y|m\alpha\rangle\langle m\alpha|Q_x|n\alpha\rangle\\ &=\frac{1}{4\mathrm{i}}\left[|\langle m\alpha|Q_+|n\alpha\rangle|^2-|\langle m\alpha|Q_-|n\alpha\rangle|^2\right],\end{aligned} \tag{10a}$$

$$\begin{aligned}&\langle n\alpha|Q_x|m\alpha\rangle\langle m\alpha|Q_x|n\alpha\rangle\\ &=\frac{1}{4\mathrm{i}}\left[|\langle m\alpha|Q_+|n\alpha\rangle|^2+|\langle m\alpha|Q_-|n\alpha\rangle|^2\right],\end{aligned} \tag{10b}$$

将(6)和(7)式代入(3)式，并将其写成对称的形式，有

$$\begin{aligned}\kappa_{xy} &= \frac{\mathrm{i}m_\mathrm{e}}{2\hbar^2e^2}\sum_{m>n}\sum_\alpha[f(E_n^\alpha)-f(E_m^\alpha)](E_{mn}^\alpha)^2\\ &\times\left[|\langle m\alpha|Q_+|n\alpha\rangle|^2-|\langle m\alpha|Q_-|n\alpha\rangle|^2\right]\\ &\times\frac{\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn}}{(E_{mn}^\alpha)^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})^2},\end{aligned} \tag{11a}$$

$$\begin{aligned}\kappa_{xx} &= 1+\frac{m_\mathrm{e}}{2\hbar^2e^2}\sum_{m>n}\sum_\alpha[f(E_n^\alpha)-f(E_m^\alpha)](E_{mn}^\alpha)^2\\ &\times\left[|\langle m\alpha|Q_+|n\alpha\rangle|^2+|\langle m\alpha|Q_-|n\alpha\rangle|^2\right]\\ &\times\frac{E_{mn}^\alpha}{(E_{mn}^\alpha)^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})^2},\end{aligned} \tag{11b}$$

其中 $\sum\limits_{m>n}$ 表明对能级 m，n 的求和不重复.容易发现，如果某个能级的两个自旋态都被占据，则由它们参与的跃迁过程将对 κ_{xy} 没有贡献，从而不会对磁光 Kerr 旋转给出分量.对磁光 Kerr 效应有贡献的跃迁必然涉及两种自旋态上电子占据数不等的磁性能级.因此，本文后面的研究也侧重于这种与磁性能级相联系的电子跃迁.

定义振子强度

$$F_{mn,\alpha}^\pm = (m_\mathrm{e}E_{mn}^\alpha/\hbar^2e^2)|\langle m\alpha|Q_\pm|n\alpha\rangle|^2, \tag{12}$$

它表示由右($+$)、左($-$)旋圆偏振光激发自旋为 α 的电子从能态 $|n\alpha\rangle$ 到能态 $|m\alpha\rangle$ 的跃迁概率.

将 $\kappa_{\mu\nu}$ 与左、右旋圆偏振光激发的电子能级跃迁概率-振子强度联系起来，可得

$$\kappa_{xy}\approx\frac{\mathrm{i}}{2}\sum_{m>n}\sum_{\alpha}\frac{[f(E_n^{\alpha})-f(E_m^{\alpha})](F_{mn,\alpha}^{+}-F_{mn,\alpha}^{-})(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})E_{mn}^{\alpha}}{(E_{mn}^{\alpha})^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})^2},\tag{13a}$$

$$\kappa_{xx}\approx1+\frac{1}{2}\sum_{m>n}\sum_{\alpha}\frac{[f(E_n^{\alpha})-f(E_m^{\alpha})](F_{mn,\alpha}^{+}+F_{mn,\alpha}^{-})(E_{mn}^{\alpha})^2}{(E_{mn}^{\alpha})^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})^2},\tag{13b}$$

其中已取 $\Gamma_{mn}^{\alpha}=\Gamma_{mn}$. 自旋-轨道耦合作用可能导致的宇称禁戒跃迁的概率一般比相应宇称允许跃迁概率小几个数量级，故略去宇称禁戒跃迁的影响，假设

$$F_{mn,\uparrow}^{+}=F_{mn}^{+},\quad F_{mn,\downarrow}^{+}\approx0,$$
$$F_{mn,\uparrow}^{-}\approx0,\quad F_{mn,\downarrow}^{-}=F_{mn}^{-},\tag{14}$$

则

$$\kappa_{xy}\approx\frac{\mathrm{i}}{2}\sum_{m>n}\left\{\frac{[f(E_n^{\uparrow})-f(E_m^{\uparrow})]F_{mn}^{+}E_{mn}^{\uparrow}(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})}{(E_{mn}^{\uparrow})^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})^2}-\frac{[f(E_n^{\downarrow})-f(E_m^{\downarrow})]F_{mn}^{-}E_{mn}^{\downarrow}(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})}{(E_{mn}^{\downarrow})^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})^2}\right\},\tag{15a}$$

$$\kappa_{xx}\approx1+\frac{1}{2}\sum_{m>n}\left\{\frac{[f(E_n^{\uparrow})-f(E_m^{\uparrow})]F_{mn}^{+}(E_{mn}^{\uparrow})^2}{(E_{mn}^{\uparrow})^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})^2}-\frac{[f(E_n^{\downarrow})-f(E_m^{\downarrow})]F_{mn}^{-}(E_{mn}^{\downarrow})^2}{(E_{mn}^{\downarrow})^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{mn})^2}\right\}.\tag{15b}$$

对磁光 Kerr 旋转有贡献的跃迁必然涉及到对系统铁磁性有贡献的‘磁性电子’所处原子的能级；另外，对一定频率的入射偏振光，只会有少数几个能级间的电子跃迁（接近共振跃迁）对磁光 Kerr 效应贡献较大. 不妨设只有两对轨道能级之间的跃迁对磁光 Kerr 旋转有贡献，本文仅就这样的四能级系统进行处理.

3. 四能级跃迁

假设由入射偏振光激发的四能级系统中电子跃迁的初始占据态（常称基态）和中间激发态的轨道量子数部分分别用 b 和 a 标记（如图 1），因为一般情况下所用光波频率远离磁光共振频率，观测到的磁光效应主要成分是顺磁磁光效应，故激发态 Zeeman 效应对之影响很小，可略去[17,19,20]，于是有 $\Delta_{ab}=\Delta_a-\Delta_b\approx-\Delta_b\equiv\Delta$. 另外，对具有对称轴沿 z 向的单轴各向异性材料，原子周围电子受到的晶场往往存在空间反演中心，原子基态为轨道单态，$\Lambda_b\approx0$. 但是自旋-轨道耦合作用导致的激发态能级劈裂有时较大，$|\Lambda_a|\gg|\Lambda_b|$，从而 $\Lambda_{ab}=\Lambda_a-\Lambda_b\approx\Lambda_a$. 于是

$$E_{ab}^{\alpha}\approx E_{ab}^{0}-\alpha(\Delta-\Lambda_a).\tag{16}$$

下面仅考虑这种情况.

常温下，光子能量 $\hbar\omega\gg k_{\mathrm{B}}T$，中间激发态电子布居数 $f(E_a^{\alpha})\approx0$，而 E_b^0 基本上就落在 Fermi 能级

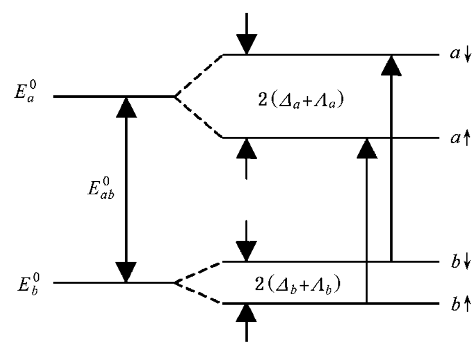

图 1　存在交换劈裂和自旋-轨道耦合时的四能级跃迁示意图

$E_{\mathrm{F}}=\mu$（取为能量零点）处，故 $f(E_b^{\alpha})\approx f(-\alpha\Lambda)$. 由 (11)，(12) 和 (15) 式，得

$$F_{ab}^{+}\approx F_{ab}^{0}[1-(\Delta-\Lambda_a)/E_{ab}^{0}],$$
$$F_{ab}^{-}\approx F_{ab}^{0}[1+(\Delta-\Lambda_a)/E_{ab}^{0}],\tag{17}$$

其中 F_{ab}^{0} 为无磁影响时 $a\rightarrow b$ 能级跃迁振子强度（对左、右旋圆偏振光相同）. (15a) 和 (15b) 式化为

$$\kappa_{xy}\approx\frac{\mathrm{i}F_{ab}^{0}(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{ab})}{2E_{ab}^{0}}\times\left\{\frac{f(-\Delta)[E_{ab}^{0}-\Delta+\Lambda_a]^2}{(E_{ab}^{0}-\Delta+\Lambda_a)^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{ab})^2}-\frac{f(\Delta)[1+(\Delta+\Lambda_a)/E_{ab}^{0}]^2}{(E_{ab}^{0}+\Delta-\Lambda_a)^2-(\hbar\omega-\mathrm{i}\Gamma_{ab})^2}\right\},\tag{18a}$$

$$\kappa_{xx} \approx 1 + \frac{F_{ab}^0}{2E_{ab}^0} \times \left\{ \frac{f(-\Delta)[E_{ab}^0 - \Delta + \Lambda_a]^3}{(E_{ab}^0 - \Delta + \Lambda_a)^2 - (\hbar\omega - \mathrm{i}\Gamma_{ab})^2} + \frac{f(\Delta)[E_{ab}^0 + \Delta - \Lambda_a]^3}{(E_{ab}^0 + \Delta - \Lambda_a)^2 - (\hbar\omega - \mathrm{i}\Gamma_{ab})^2} \right\}, \quad (18b)$$

(18a)和(18b)式表明,当材料磁化反向($\Delta \to -\Delta$, $\Lambda_a \to -\Lambda_a$)时,$\kappa_{xy} \to -\kappa_{xy}$,$\kappa_{xx} \to -\kappa_{xx}$,从而 Kerr 极向旋转角 $\theta_K \to -\theta_K$.

引入无量纲参量

$$\Omega = \hbar\omega/E_{ab}^0, \quad \gamma = \Gamma_{ab}/E_{ab}^0,$$
$$\delta = \Delta/E_{ab}^0, \quad \lambda_a = \Lambda_a/E_{ab}^0,$$
$$\tau = k_B T/E_{ab}^0, \quad (19)$$

简记 $F_{ab}^0 = F^0$,则

$$\kappa_{xy} = \frac{\mathrm{i}F^0(\Omega - \mathrm{i}\gamma)}{2} \left\{ \frac{[1-(\delta-\lambda_a)^2]^2 \tanh(\delta/2\tau)}{[(1-(\delta+\lambda_a)^2-(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2][(1+\delta-\lambda_a)^2-(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2]} + \frac{(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2\{2(\delta-\lambda_a)-[1+(\delta-\lambda_a)^2]\tanh(\delta/2\tau)\}}{[(1-\delta+\lambda_a)^2-(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2][(1+\delta-\lambda_a)^2-(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2]} \right\}, \quad (20a)$$

$$\kappa_{xx} = 1 + \frac{F^0}{2} \left\{ \frac{[1-(\delta-\lambda_a)^2]^2[1-(\delta-\lambda_a)^2\tanh(\delta/2\tau)]}{[(1-\delta+\lambda_a)^2-(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2][(1+\delta-\lambda_a)^2-(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2]} - \frac{(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2\{1+3(\delta-\lambda_a)^3-[3(\delta-\lambda_a)+(\delta-\lambda_a)^3]\tanh(\delta/2\tau)\}}{[(1-\delta+\lambda_a)^2-(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2][(1+\delta-\lambda_a)^2-(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2]} \right\}. \quad (20b)$$

由(20a)和(20b)式,得

$$\Phi_K = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} = \frac{\kappa_{xy}}{\kappa_{xx}} = \frac{\mathrm{i}F^0(\Omega-\mathrm{i}\gamma)[A+B(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2]}{2(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^4 - C(\Omega-\mathrm{i}\gamma)^2 + D}, \quad (21)$$

其中

$$A = [1-(\delta-\lambda_a)^2]^2\tanh(\delta/2\tau), \quad (22a)$$
$$B = 2(\delta-\lambda_a) - [1+(\delta-\lambda_a)^2]\tanh(\delta/2\tau), \quad (22b)$$
$$C = 4[1+(\delta-\lambda_a)^2] + F^0\{[1+3(\delta-\lambda_a)^2] - [3(\delta-\lambda_a) + (\delta-\lambda_a)^3]\tanh(\delta/2\tau)\}, \quad (22c)$$
$$D = [1-(\delta-\lambda_a)^2]^2\{2+F^0[1-(\delta-\lambda_a) \times \tanh(\delta/2\tau)]\}. \quad (22d)$$

在有些磁性原子中,对磁性起主要贡献的电子由于外层电子的屏蔽作用受到晶场作用很弱,但基态自旋-轨道耦合作用很强,可能$|\Lambda_b| \gg |\Lambda_a|$,可用同样方法考察磁性电子基态自旋-轨道耦合作用对磁光 Kerr 效应的影响,只要在(23)式中作替换

$$(\delta-\lambda_a) \to (\delta+\lambda_b),$$
$$\tanh(\delta/2\tau) \to \tanh[(\delta+\lambda_b)/2\tau] \quad (23)$$

即可.

由 Φ_K 可求出极向 Kerr 旋转角 θ_K 及 Kerr 椭圆率 η_K[16].如果$|\Phi_K| \ll 1$,则

$$\theta_K \approx \mathrm{Re}\Phi_K, \quad \eta_K \approx \mathrm{Im}\Phi_K. \quad (24)$$

由(22)—(25)式可见,θ_K 和 η_K 与激发态自旋-轨道劈裂 λ_a 或基态自旋-轨道劈裂 λ_b 之间不存在文献[13,14]所说的正比关系.

4. 数值计算与讨论

就四能级跃迁模型,在给定温度和能级跃迁参数下,在共振频率 $\omega = E_{ab}^0/\hbar$ 附近计算了 Φ_K 实部随自旋-轨道劈裂λ_a,λ_b 的变化关系,以便直观反映自旋-轨道耦合作用影响磁光 Kerr 旋转的趋势,结果示于图 2 和图 3.从图 2 看出,$\mathrm{Re}\Phi_K$ 与 λ_a 关系并非单调函数,在 $\lambda_a = 0$ 附近,λ_a 由负变正时,磁光 Kerr 旋转角单调递减.图 3 示出 $\mathrm{Re}\Phi_K$ 随基态自旋-轨道劈裂 λ_b 变化的计算结果,对较大或较小的$|\lambda_b|$,$\mathrm{Re}\Phi_K$-λ_b 曲线变化趋势很相似,在 $\lambda_b = 0$ 附近,λ_b 为正时的磁光 Kerr 旋转角总比 λ_b 为负时的大.

上面计算中已取 $\delta > 0$,如果 $\lambda_b > 0$,则$(-\alpha\Lambda_b)/(-\alpha\Lambda_b) = -\lambda_b/\delta < 0$,对应基态能级的自旋角动量与轨道角动量取向相反(例如轻稀土元素 4f 轨道情

形)；$\lambda_b<0$ 对应基态能级的自旋角动量与轨道角动量取向相同(例如重稀土元素 4f 轨道情形). 由图 2 和图 3 可见，基态能级的自旋角动量与轨道角动量取向相同时较之相反情形更利于增强磁光 Kerr 效应. 从某种意义上说，在稀土-过渡金属非晶磁光记录介质中，使用轻稀土元素比使用重稀土元素更利于增大磁光 Kerr 旋转角，有利于提高磁光信息读出载噪比. 当然，制备实用的磁光记录材料还要考虑其他磁光记录性能参数的影响.

本文结果和文献[20—22]在稀土化合物中得到的磁光 Faraday 旋转与自旋-轨道耦合强度关系十分相似，说明稀土化合物中自旋-轨道耦合作用对磁光效应的影响与 Mn，Fe，Co，Ni 等过渡族金属或合金中的线性关系不同.

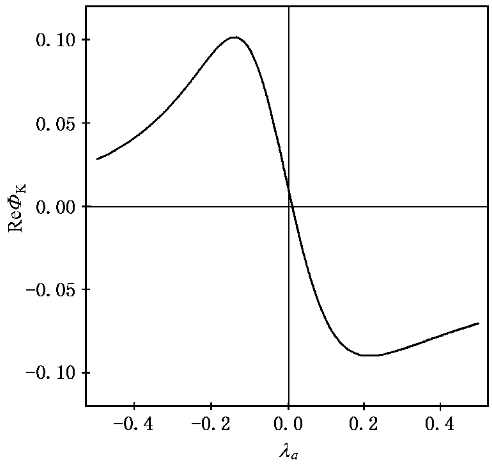

图 2　ReΦ_K 与 λ_a 的关系　$\Omega=1.0$，$\gamma=0.05$，$\delta=0.01$，$F^0=0.2$，$\tau=0.005$

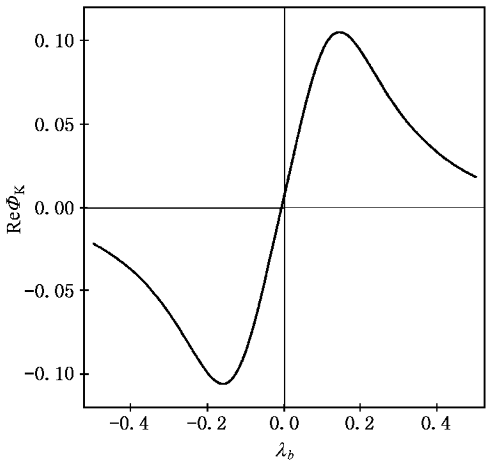

图 3　ReΦ_K 与 λ_b 的关系　参数同图 2

[1] Nagao K *et al* 1983 *J. Appl. Phys.* **63** 3856

[2] Tanaka S and Imamura N 1983 *J. Magn. Magn. Mat.* **35** 205

[3] Pierre F *et al* 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 4565

[4] Egoshira K and Yamata T 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 3643

[5] Fang R Y *et al* 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 833(in Chinese) [方瑞宜等 1991 物理学报 **40** 833]

[6] Di G Q *et al* 1992 *J. Magn. Magn. Mat.* **104-107** 1023

[7] Atkinson R *et al* 1992 *J. Magn. Magn. Mat.* **104-107** 1005

[8] Nakamura H *et al* 1987 *J. Appl. Phys.* **61** 3346

[9] Zeper W B and Greidanus F J A M 1989 *J. Appl. Phys.* **65** 4971

[10] Hashimoto S *et al* 1993 *J. Magn. Magn. Mat.* **121** 471

[11] Ma P P *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 325(in Chinese) [马平平等 1998 物理学报 **47** 325]

[12] Liang B Q *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2059(in Chinese) [梁冰青等 2000 物理学报 **49** 259]

[13] Misemer D K 1988 *J. Magn. Magn. Mat.* **72** 267

[14] Openeer P M *et al* 1992 *Z. Phys.* B **88** 309

[15] Zhao M G 1991 *Theory of Crystal Field and Electron Magnetic Resonance* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [赵敏光 1991 晶体场和电子磁共振理论(北京：科学出版社)]

[17] Zuo W D and Liu G Q 1994 *Commun. Theor. Phys.* **20** 153

[16] Wang J F and Li Z Y 1995 *J. Huazhong Univ. Sci. Technol.* **23** (8) 19(in Chinese) [王嘉赋、李佐宜 1995 华中理工大学学报 **23**(8) 19]

[18] Condon E U and Shortley G H 1957 *The Theory of Atomic Spectra* (London: Cambridge University Press) pp79-111

[19] Yang J H *et al* 1997 *Phys. Rev.* B **56** 11119

[20] Xu Y, Yang J H and Guillot M 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 5115

[21] Yang J H, Xu Y and Guillot M 1999 *J. Phys.: Condens. Matter* **11** 3299

[22] Yang J H *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 807(in Chinese) [杨杰慧等 2000 物理学报 **49** 807]

Influence of spin-orbit coupling on magneto-optical Kerr effect of a magnetic insulator

Zhou Qing-Chun[1)] Wang Jia-Fu[2)] Xu Rong-Qing[3)]

[1)] (*Department of Basic Courses*, *East China Shipbuilding Institute*, *Zhenjiang* 212003, *China*)

[2)] (*Department of Solid State Electronics*, *Huazhong University of Science and Technology*, *Wuhan* 430074, *China*)

[3)] (*Department of Information and Electronics*, *East China Shipbuilding Institute*, *Zhenjiang* 212003, *China*)

(Received 18 June 2001; revised manuscript received 17 November 2001)

Abstract

By using atomic energy-level transition model for local electrons, microscopic quantum expressions of the magneto-optical Kerr rotation (MOKR) are derived, taking into account both spin exchange splitting and spin-orbit coupling interaction. Variation of the MOKR with the coupling constants of atomic ground state or excited states is investigated for the four-level transition case. Results show that MOKR is not proportional to the spin-orbit coupling splitting energy. It is advantageous to the enhancement of MOKR when the spin-orbit coupling constant of the atomic ground-states is positive or that of the excited states is negative.

Keywords: magneto-optical Kerr effect, spin-orbit coupling, linear respondence kernel, splitting

PACC: 7820L, 7570, 7550, 7500