

磁场中简并四波混频的偏振旋转效应

傅盘铭 米 辛

(中国科学院物理研究所)

1981年12月2日收到

提 要

本文讨论了磁场中简并四波混频的偏振旋转效应。计算了 $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ 跃迁的三阶非线性极化率 $\chi_{xxxx}^{(3)}$ 。它包括两个部分：一部分是由于布居差的饱和效应产生的；另一部分是由于原子与光场的相互作用中，感生出来的塞曼相干所造成的。

简并四波混频^[1]是近年来人们感兴趣的问题。其过程如下：三束频率相同的光与介质作用，其中第一束与第二束光为泵光，其方向相反，第三束光一般与第一束光之间有一个小角度。由于介质的非线性效应，在沿第三束光相反方向产生与入射光相同频率的混频光（见图1）由于混频光与第三束光存在位相共轭关系，因此，自从此效应被发现以来，便引起人们的广泛注意，并被应用于光通讯及激光共振腔上^[2]。此外，简并四波混频还可作为一种手段，产生消除多普勒效应的高分辨率光谱^[3]。

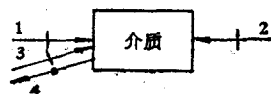


图 1

简并四波混频是一种三阶非线性效应，其特性直接与物质的三阶非线性极化率 $\chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)$ 有关^[4]。众所周知，在各向同性介质中，三阶非线性极化率只有下面几个组元不等于零^[4]，即 $\chi_{1111}^{(3)}, \chi_{1122}^{(3)}, \chi_{1212}^{(3)}, \chi_{2211}^{(3)}$ 。考虑一个原子系统，此系统在近共振激光作用下，可看成一个上、下能级分别由磁支级组成的简并准二能级系统。在没有外场作用下，原子为各向同性。将此系统放入沿 z 轴方向的直流磁场中。由于磁场作用，破坏了原子的对称性，使得 $\chi_{yxxx}^{(3)}$ 不再等于零¹⁾。 $\chi_{yxxx}^{(3)}$ 对应于简并四波混频的偏振旋转效应。如图1所示，三束 x 方向的线偏振入射光与介质作用，由于介质的 $\chi_{yxxx}^{(3)}$ 不等于零，因此将产生 y 方向线偏振的混频光。本文集中讨论 $J_g = 0$ 至 $J_e = 1$ 跃迁的三阶非线性极化率。我们选择此系统的原因如下：首先，在 z 方向外磁场中， $J_g = 0$ ， $J_e = 1$ 系统与 x 方向线偏振光作用，可简化为一个三能级系统。而三能级系统是近年来被人们广泛研究的课题。其次，通过对此例子的计算，我们将得到关于四波混频偏振旋转效应的物理机制的一个明确图象。这样，我们就可以把此结果，很容易地推广到更普遍的系统。

考虑 $J_g = 0$ ； $J_e = 1$ 系统（见图2）。在沿 z 轴的磁场作用下，其上能级产生塞曼分

1) 以下证明 $\chi_{yxxx}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)$ 仍为零。设外磁场方向为 z 轴，做下面坐标转换 $x \rightarrow -x$ ； $y \rightarrow -y$ ； $z \rightarrow z$ 。经此转换 $\chi_{yxxx}^{(3)}$ 变为 $-\chi_{yxxx}^{(3)}$ 。另一方面，系统对此坐标转换性质不变，因此， $\chi_{yxxx}^{(3)} = -\chi_{yxxx}^{(3)}$ 。我们得到 $\chi_{yxxx}^{(3)} = 0$ 。同理， $\chi_{xzzx}^{(3)} = 0$ 。

裂. 其能量分别为 $\hbar(\omega_0 \pm \alpha H)$ 及 $\hbar\omega_0$. 这里 $\alpha \equiv g\mu_B/\hbar$; μ_B 为玻尔磁子. x 方向的线偏振外加电场为

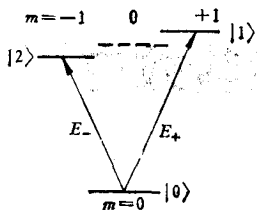


图 2

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

此光场可分解为左旋及右旋两个圆偏振光,

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_+(t) + \mathbf{E}_-(t). \quad (2)$$

这里

$$\mathbf{E}_{\pm}(t) = \varepsilon(t)(\hat{x} \cos \omega t \pm \hat{y} \sin \omega t).$$

原子与光场的电偶极相互作用为

$$V = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}. \quad (3)$$

由原子理论^[5], 我们知道电偶极子 $\mathbf{p}$ 在上、下能级间的矩阵元 $\langle e; J_e, m_e | \mathbf{p} | g; J_g, m_g \rangle$ 为

$$\langle e; 1, 1 | \mathbf{p} | g; 0, 0 \rangle = -\frac{p}{\sqrt{2}} (\hat{x} - i\hat{y}),$$

$$\langle e; 1, 0 | \mathbf{p} | g; 0, 0 \rangle = p\hat{x},$$

$$\langle e; 1, -1 | \mathbf{p} | g; 0, 0 \rangle = \frac{p}{\sqrt{2}} (\hat{x} + i\hat{y}). \quad (4)$$

这里, p 为实数. 由(4)式, 我们知道 x 方向线偏振光将只耦合 $|e; 1, \pm 1\rangle$ 与 $|g; 0, 0\rangle$. 具体地说, 右旋偏振光 $\mathbf{E}_+$ 耦合 $|e; 1, 1\rangle$ 与 $|g; 0, 0\rangle$, 而左旋偏振光 $\mathbf{E}_-$ 耦合 $|e; 1, -1\rangle$ 与 $|g; 0, 0\rangle$. 因此, 此系统简化为一个三能级系统.

系统的密度矩阵 ρ 满足

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_{\text{rel}}. \quad (5)$$

这里 $H = H_0 + V$. H_0 为原子在外磁场下的哈密顿算符; V 为原子与光的偶极相互作用; $(d\rho/dt)_{\text{rel}}$ 为弛豫项. 定义 $|0\rangle \equiv |g; 0, 0\rangle$; $|1\rangle \equiv |e; 1, 1\rangle$ 及 $|2\rangle \equiv |e; 1, -1\rangle$, 则由(4)式, 原子在光场下, 感生的极化为

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &= N \text{Tr} \mathbf{p} \rho \\ &= Np \left[\hat{x} \frac{1}{\sqrt{2}} (\rho_{20} - \rho_{10}) - \hat{y} \frac{i}{\sqrt{2}} (\rho_{20} + \rho_{10}) \right] + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (6)$$

我们定义 $\sigma_{10} \equiv \rho_{10} e^{i\omega t}$; $\sigma_{20} \equiv \rho_{20} e^{i\omega t}$; $\sigma_{12} \equiv \rho_{12}$ $\sigma_{00} \equiv \rho_{00}$; $\sigma_{11} \equiv \rho_{11}$; $\sigma_{22} \equiv \rho_{22}$. 如果采用旋转波近似, 即忽略高频振荡项, 则 σ 的运动方程为

$$\frac{d\sigma_{00}}{dt} + \Gamma_s(\sigma_{00} - \sigma_{00}^{(0)}) = -\frac{i}{\hbar} \frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}} [(\sigma_{10} - \sigma_{01}) - (\sigma_{20} - \sigma_{02})], \quad (7a)$$

$$\frac{d\sigma_{11}}{dt} + \Gamma_s \sigma_{11} = -\frac{i}{\hbar} \frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}} (\sigma_{01} - \sigma_{10}), \quad (7b)$$

$$\frac{d\sigma_{22}}{dt} + \Gamma_s \sigma_{22} = \frac{i}{\hbar} \frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}} (\sigma_{02} - \sigma_{20}), \quad (7c)$$

$$\frac{d\sigma_{10}}{dt} + i(\Omega_{10} - \omega)\sigma_{10} + r\sigma_{10} = -\frac{i}{\hbar} \frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}} [(\sigma_{00} - \sigma_{11}) + \sigma_{12}], \quad (7d)$$

$$\frac{d\sigma_{20}}{dt} + i(Q_{20} - \omega)\sigma_{20} + r\sigma_{20} = \frac{i}{\hbar} \frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}} [(\sigma_{00} - \sigma_{22}) + \sigma_{21}], \quad (7e)$$

$$\frac{d\sigma_{21}}{dt} + iQ_{21}\sigma_{21} + r_z\sigma_{21} = \frac{i}{\hbar} \frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}} [\sigma_{01} + \sigma_{20}]. \quad (7f)$$

这里 $Q_{10} = \omega_0 + \alpha H$; $Q_{20} = \omega_0 - \alpha H$; $Q_{21} = Q_{20} - Q_{10} = -2\alpha H$; $\sigma^{(0)}$ 为原子在平衡态时的密度矩阵. 我们假设平衡态时, 所有原子在基态, 即 $\sigma_{00}^{(0)} = 1$, $\sigma_{11}^{(0)} = \sigma_{22}^{(0)} = 0$, Γ_g , Γ_e 分别为原子基态、受激态的弛豫速率; r 为原子上、下能级间的横向弛豫速率; r_z 为塞曼相干 σ_{21} 的弛豫速率.

现在求三能级系统的稳态解^[6]. 由 (7d) 及 (7e) 式,

$$\begin{aligned} \sigma_{10} &= \frac{-(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)[(\sigma_{00} - \sigma_{11}) + \sigma_{12}]}{(Q_{10} - \omega) - ir}, \\ \sigma_{20} &= \frac{(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)[(\sigma_{00} - \sigma_{22}) + \sigma_{21}]}{(Q_{20} - \omega) - ir}. \end{aligned} \quad (8)$$

光学相干 σ_{10} 及 σ_{20} 分别由两部分组成, 一部分由布居差产生的, 另一部分由塞曼相干 σ_{21} (或 σ_{12}) 产生的. 由 (7f) 式, 塞曼相干 σ_{21} 为

$$\sigma_{21} = \frac{(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)[\sigma_{01} + \sigma_{20}]}{Q_{21} - ir_z}. \quad (9)$$

将 (8) 式代入上式, 可以求得 σ_{21} 与布居差 $\rho_{00} - \rho_{11}$, $\rho_{00} - \rho_{22}$ 的关系,

$$\sigma_{21} = \left(\frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}\hbar}\right)^2 S \left[\frac{\sigma_{00} - \sigma_{22}}{(Q_{20} - \omega) - ir} - \frac{\sigma_{00} - \sigma_{11}}{(Q_{10} - \omega) + ir} \right]. \quad (10)$$

这里

$$S = \left\{ (Q_{21} - ir_z) + \frac{(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^2(Q_{21} - 2ir)}{[(Q_{10} - \omega) + ir][(Q_{20} - \omega) - ir]} \right\}^{-1}.$$

由 (7a), (7b), (7c) 式, 布居差为

$$\begin{aligned} \sigma_{00} - \sigma_{11} &= \sigma_{00}^{(0)} - \frac{i}{\Gamma} \left(\frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}\hbar}\right) (\sigma_{10} - \sigma_{01}) + \frac{i}{\Gamma_g} \left(\frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}\hbar}\right) (\sigma_{20} - \sigma_{02}), \\ \sigma_{00} - \sigma_{22} &= \sigma_{00}^{(0)} - \frac{i}{\Gamma_g} \left(\frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}\hbar}\right) (\sigma_{10} - \sigma_{01}) + \frac{i}{\Gamma} \left(\frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}\hbar}\right) (\sigma_{20} - \sigma_{02}). \end{aligned} \quad (11)$$

这里 $\Gamma = (1/\Gamma_e) + (1/\Gamma_g)$. 将 (10) 式代入 (8) 式中, 得到 $\sigma_{10} - \sigma_{01}$ 及 $\sigma_{20} - \sigma_{02}$ 与布居差 $\sigma_{00} - \sigma_{11}$ 及 $\sigma_{00} - \sigma_{22}$ 的关系:

$$\begin{aligned} \sigma_{10} - \sigma_{01} &= \left\{ \frac{-2ir(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)}{(Q_{10} - \omega)^2 + r^2} + \frac{S^*(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^3}{[(Q_{10} - \omega) - ir]^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{S(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^3}{[(Q_{10} - \omega) + ir]^2} \right\} (\sigma_{00} - \sigma_{11}) \\ &\quad + \left\{ \frac{S(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^3}{[(Q_{10} - \omega) + ir][(Q_{20} - \omega) - ir]} \right. \\ &\quad \left. - \frac{S^*(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^3}{[(Q_{10} - \omega) - ir][(Q_{20} - \omega) + ir]} \right\} (\sigma_{00} - \sigma_{22}). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{20} - \sigma_{02} = & \left\{ \frac{2ir(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})}{(\Omega_{20} - \omega)^2 + r^2} + \frac{S(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^3}{[(\Omega_{20} - \omega) - ir]^2} \right. \\
& \left. - \frac{S^*(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^3}{[(\Omega_{20} - \omega) + ir]^2} \right\} (\sigma_{00} - \sigma_{22}) \\
& + \left\{ \frac{S^*(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^3}{[(\Omega_{10} - \omega) - ir][(\Omega_{20} - \omega) + ir]} \right. \\
& \left. - \frac{S(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^3}{[(\Omega_{10} - \omega) + ir][(\Omega_{20} - \omega) - ir]} \right\} (\sigma_{00} - \sigma_{11}). \quad (12)
\end{aligned}$$

将上式代入(11)式中,得到 $\sigma_{00} - \sigma_{11}$, $\sigma_{00} - \sigma_{22}$ 的二元一次联立方程. 解此方程,得到 $\sigma_{00} - \sigma_{11}$ 及 $\sigma_{00} - \sigma_{22}$ 的严正解

$$\begin{aligned}
\sigma_{00} - \sigma_{11} &= M \left(1 - \frac{B}{\Gamma_c} - \frac{C}{\Gamma_c} \right) \sigma_{00}^{(0)}, \\
\sigma_{00} - \sigma_{22} &= M \left(1 + \frac{A}{\Gamma_c} + \frac{D}{\Gamma_c} \right) \sigma_{00}^{(0)}. \quad (13)
\end{aligned}$$

这里 A, B, C, D 及 M 定义为

$$\begin{aligned}
A &= \frac{2r(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^2}{(\Omega_{10} - \omega)^2 + r^2} + \frac{iS^*(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^4}{[(\Omega_{10} - \omega) - ir]^2} - \frac{iS(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^4}{[(\Omega_{10} - \omega) + ir]^2}, \\
B &= \frac{iS(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^4}{[(\Omega_{10} - \omega) + ir][(\Omega_{20} - \omega) - ir]} \\
&\quad - \frac{iS^*(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^4}{[(\Omega_{10} - \omega) - ir][(\Omega_{20} - \omega) + ir]}, \\
C &= \frac{-2r(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^2}{(\Omega_{20} - \omega)^2 + r^2} + \frac{iS(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^4}{[(\Omega_{20} - \omega) - ir]^2} - \frac{iS^*(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^4}{[(\Omega_{20} - \omega) + ir]^2}, \\
D &= \frac{iS^*(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^4}{[(\Omega_{20} - \omega) + ir][(\Omega_{10} - \omega) - ir]} \\
&\quad - \frac{iS(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^4}{[(\Omega_{10} - \omega) + ir][(\Omega_{20} - \omega) - ir]}, \\
M &= \left[\left(1 + \frac{A}{\Gamma_c} - \frac{D}{\Gamma_c} \right) \left(1 + \frac{B}{\Gamma_c} - \frac{C}{\Gamma_c} \right) - \left(\frac{A}{\Gamma_c} - \frac{D}{\Gamma_c} \right) \left(\frac{B}{\Gamma_c} - \frac{C}{\Gamma_c} \right) \right]^{-1}.
\end{aligned}$$

将(13)式代入(8)及(10)式,就可以求得其他矩阵元 σ_{21} , σ_{10} , 及 σ_{20} 的解.

以上,我们虽然求得了三能级系统的严正解,但其形式非常复杂,每项的物理意义也不清楚. 我们可以把严正解用 ε 来展开,由于简并四波混频为三阶非线性效应,因此,在省略高阶项的情况,得到

$$\begin{aligned}
\sigma_{00} - \sigma_{11} &= \sigma_{00}^{(0)} - \frac{2(r/\Gamma_c)(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^2}{(\Omega_{10} - \omega)^2 + r^2} \sigma_{00}^{(0)} \\
&\quad - \frac{2(r/\Gamma_c)(p\varepsilon/\sqrt{2\hbar})^2}{(\Omega_{20} - \omega)^2 + r^2} \sigma_{00}^{(0)}, \quad (14a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{00} - \sigma_{22} = \sigma_{00}^{(0)} - \frac{2(r/\Gamma_g)(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^2}{(\Omega_{10} - \omega)^2 + r^2} \sigma_{00}^{(0)} \\ - \frac{2(r/\Gamma_g)(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^2}{(\Omega_{20} - \omega)^2 + r^2} \sigma_{00}^{(0)}.\end{aligned}\quad (14b)$$

上式的物理意义如下: (14a) 式中第二项为 $\mathbf{E}_+$ 引起的 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 跃迁的饱和效应. 而第三项为 $\mathbf{E}_-$ 引起的 $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ 跃迁的饱和效应对布居差 $\sigma_{00} - \sigma_{11}$ 的影响. (14b) 式的物理意义与 (14a) 式相同.

将(10)及(14)式代入(8)式中, 如果只保留到 ε 的三次项, 则

$$\begin{aligned}\sigma_{10} &= \frac{-(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)}{(\Omega_{10} - \omega) - ir} + \frac{(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^3}{(\Omega_{10} - \omega) - ir} \left[\frac{2r/\Gamma_g}{(\Omega_{10} - \omega)^2 + r^2} + \frac{2r/\Gamma_g}{(\Omega_{20} - \omega)^2 + r^2} \right] \\ &\quad - \frac{(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^3}{[(\Omega_{10} - \omega) - ir][\Omega_{21} + ir_z]} \left[\frac{1}{(\Omega_{20} - \omega) + ir} - \frac{1}{(\Omega_{10} - \omega) - ir} \right], \\ \sigma_{20} &= \frac{(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)}{(\Omega_{20} - \omega) - ir} - \frac{(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^3}{(\Omega_{20} - \omega) - ir} \left[\frac{2r/\Gamma_g}{(\Omega_{10} - \omega)^2 + r^2} + \frac{2r/\Gamma_g}{(\Omega_{20} - \omega)^2 + r^2} \right] \\ &\quad + \frac{(p\varepsilon/\sqrt{2}\hbar)^3}{[(\Omega_{20} - \omega) - ir][\Omega_{21} - ir_z]} \left[\frac{1}{(\Omega_{20} - \omega) - ir} - \frac{1}{(\Omega_{10} - \omega) + ir} \right].\end{aligned}\quad (15)$$

这里用了 $\sigma_{00}^{(0)} = 1$.

我们把极化写成 $\mathbf{p} = \tilde{\mathbf{p}}e^{-i\omega t} + \text{c.c.}$. 由(6)式, 极化的 y 分量 $\tilde{\mathbf{p}}_y$ 为

$$\tilde{\mathbf{p}}_y = -\frac{iNp}{\sqrt{2}} (\sigma_{10} + \sigma_{20}) = \tilde{\mathbf{p}}_y^{(1)} + \tilde{\mathbf{p}}_y^{(3)}.\quad (16)$$

这里 $\tilde{\mathbf{p}}_y^{(1)}$ 及 $\tilde{\mathbf{p}}_y^{(3)}$ 分别为与 ε 及 ε^3 成正比的极化. 考虑偏离共振的情况, 即 $(\Omega_{10} - \omega)^2, (\Omega_{20} - \omega)^2 \gg r^2$, 将(15)式代入(16)式中, 然后对磁场 H 展开, 如果只保留最低项, 则 $\tilde{\mathbf{p}}_y^{(1)}$ 为

$$\tilde{\mathbf{p}}_y^{(1)} \simeq -\frac{iNp}{\sqrt{2}} \left(\frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}\hbar} \right) \frac{2\alpha H}{(\omega_0 - \omega)^2}.\quad (17)$$

此式对应于线性法拉第效应. x 方向的线偏振光在介质中前进, 产生 y 方向的极化, 此极化产生 y 方向的电磁场. 因此, 线偏振光在介质中出现偏振旋转效应. 此效应与激光频率偏调 $(\omega_0 - \omega)$ 的平方成反比.

其次, 考虑 $\tilde{\mathbf{p}}_y^{(3)}$, 由(16)式得到

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{p}}_y^{(3)} \simeq -\frac{iNp}{\sqrt{2}} \left(\frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}\hbar} \right)^3 \left[\frac{4r}{(\omega_0 - \omega)^4} \left(\frac{1}{\Gamma_g} - \frac{3}{\Gamma} \right) \right] \alpha H \\ + \frac{Np}{\sqrt{2}} \left(\frac{p\varepsilon}{\sqrt{2}\hbar} \right)^3 \frac{2r_z}{(\omega_0 - \omega)^3} \left[\frac{2\alpha H}{(2\alpha H)^2 + r_z^2} \right].\end{aligned}\quad (18)$$

或者

$$\chi_{yxxx}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega) = N\hbar \left(\frac{p}{\sqrt{2}\hbar} \right)^4 \left\{ \left[\frac{4ir}{(\omega_0 - \omega)^4} \left(\frac{3}{\Gamma} - \frac{1}{\Gamma_g} \right) \right] \alpha H \right.$$

$$+ \frac{2r_z}{(\omega_0 - \omega)^3} \left[\frac{2\alpha H}{(2\alpha H)^2 + r_z^2} \right] \}. \quad (19)$$

$\chi_{yxx}^{(3)}$ 提供了简并四波混频的偏振旋转效应与激光频率偏调及外磁场的关系。它包括两个部分：第一部分是因为布居差的饱和效应产生的。这部分与激光频率偏调的四次方成反比，而与外磁场成线性关系；第二部分是由于原子与光场相互作用中，产生的塞曼相干所造成的。这部分与激光频率偏调的三次方成反比，同时，与外磁场的关系为一个线宽为塞曼相干弛豫速率 r_z 的洛伦兹共振曲线。

本文只讨论了 $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ 跃迁的简并四波混频偏振旋转效应。对于更复杂的系统，必须采用微扰理论去求 $\chi_{yxx}^{(3)}$ 。虽然由于可能的跃迁数目增多而使问题复杂，但 $\chi_{yxx}^{(3)}$ 与 $(\omega_0 - \omega)$ 及 H 的一般关系，则与本文处理的系统没有根本的不同¹⁾。

参 考 文 献

- [1] R. M. Hellwarth, *Journal of the Optical Society of America* **67**(1977), 1; A. Yariv and D. M. Depper, *Opt. Lett.*, **1**(1977), 16.
- [2] A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-14 (1978), 650.
- [3] P. F. Liao, N. P. Economou and R. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1473.
P. F. Liao, D. M. Bloom and N. P. Economou, *Appl. Phys. Lett.*, **32**(1978), 813.
- [4] P. N. Butcher, *Nonlinear Optical Phenomena*, Ohio State Univ. Eng. Publ. (1965).
- [5] E. U. Condon and G. H. Shortly, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge Univ. Press. N. Y. (1935).
- [6] R. G. Brewer and E. L. Hahn, *Phys. Rev. A*, **8**(1973), 464; Th. Hansch and P. Toschek, *Z. Phys.*, **236**(1970), 213.

POLARIZATION ROTATION OF DEGENERATE FOUR-WAVE MIXING IN THE EXTERNAL MAGNETIC FIELD

FU PAN-MING MI XIN

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We have discussed the polarization rotation of degenerate four-wave mixing in the external magnetic field. The third-order nonlinear susceptibility $\chi_{yxx}^{(3)}$ is calculated in the $J_g=0 \rightarrow J_e=1$ transition. It consists of two components. The first component is due to the saturation effect of the population difference. The second component is due to the Zeeman coherence induced in the interaction between atom and field.

1) 对 $J_g = 1/2$, $J_e = 1/2$ 系统，由于 x 方向的线偏振光只耦合 $|g; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle \rightarrow |e; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$; $|g; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle \rightarrow |e; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ ，换句话说，原子在光场作用下，可看成两个独立的二能级系统，因此，此系统的简并四波混频偏振旋转效应不存在塞曼相干项。