

文章编号: 1001-3806(2002)06-0441-03

## Markovian 场中级联三能级系统的五阶非线性效应\*

李院院

张彦鹏 甘琛利

(固原师范专科学校物理系, 固原, 756000)

(西安交通大学电子科学与技术系, 西安, 710049)

**摘要:** 运用高阶关联函数理论研究了级联三能系统 Markovian 场的五阶非线性效应(FPBCTMS)。通过对 Markovian 场混沌场模型、相散场模型及实高斯场模型的分析, 得到了五阶极化拍频信号的强度在 Markovian 场中随时间变化的规律。讨论了 Markovian 场中幅度、相位涨落对测量原子能级分裂精度的影响。

**关键词:** 非线性效应; 极化拍频; 混沌模型; 相散模型; 实高斯模型; 六波混频

中图分类号: O437.1 文献标识码: A

## The fifth-order nonlinear effect on polarization beats of a cascade three-level system in Markovian field

Li Yuanyuan<sup>1</sup>, Zhang Yanpeng<sup>2</sup>, Gan Chenli<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Department of Physics, Ningxia Guyuan Teachers College, Guyuan, 756000)

(<sup>2</sup> Department of Electronic Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, 710049)

**Abstract:** The higher-order coherence function theory has been applied to study the fifth-order nonlinear effect on polarization beats of a cascade three-level system (FPBCTMS) in Markovian field. Based on analysis of the cases that pump beams are chaos fields, phase diffusing field and real Gaussian field, compassed of beat signal in FPBCTMS are obtained. The effects of amplitude fluctuation and phase diffusing in the measurement of the energy level difference are discussed.

**Key words:** nonlinear effect; polarization beat; chaos field; phase diffusing field; real Gaussian field; six wave mixing

### 引言

测量原子能级分裂的重要手段之一是量子拍频技术<sup>[1]</sup>。传统的量子拍频技术的特点是激光线宽要大于原子的能级分裂, 因此, 它一般只适用于测量原子的精细或超精细结构。De Beer 等人提出用 UMS 测量原子的能级分裂, 其特点是能级分裂可以不受激光线宽的限制, 但在一般情况下其测量精度取决于激光线宽<sup>[2]</sup>。傅盘铭等人在多普勒增宽系统中基于二阶相干函数理论提出了用 PCUMS 测量原子的能级分裂, 发现其对能级分裂的测量精度不受激光线宽的限制, 而且可以得到消除多普勒极限增宽的精度<sup>[3-5]</sup>。采用高阶相干函数来描述光场的统计特征是目前的热点问题之一<sup>[6]</sup>。对 Markovian 随机光场, 可以考虑 3 种不同的模型, 即混沌场

模型、布朗相位扩散模型和实高斯模型。

用高阶关联函数理论研究了 Markovian 场中级联三能级系统的五阶非线性效应(FPBCTMS)。该研究对提高测量原子能级分裂的精度有重要意义。

### 1 理论

图 1 所示为级联三能级系统的能级位形图, 其中  $|0\rangle$  为基态,  $|1\rangle$  为中间态,  $|2\rangle$  为激发态。基态  $|0\rangle$  到中间态  $|1\rangle$  及中间态  $|1\rangle$

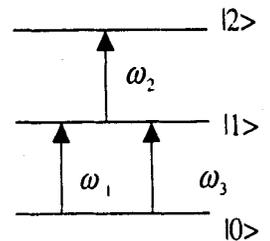


Fig. 1 Cascade three-level configuration

到激发态  $|2\rangle$  偶极跃迁共振频率分别为  $\Omega_1$  及  $\Omega_2$ 。图 2 为泵浦光的相位共轭几何配置图, 光束 1, 2 分别包含  $\omega_1$  及  $\omega_2$  两个频率分量, 中间有一很小的夹角。探测光束 3 的频率为  $\omega_3$ 。假定  $\omega_1 \approx \Omega_1$ ,  $\omega_2 \approx \Omega_2$ ,  $\omega_3 \approx \Omega_1$ , 且所有入射光都具有相同的偏振方向。在三阶非线性过程中, 频率为  $\omega_3$  的单光子及双光子四波混频(FWM)信号(光束 4)出射方向沿  $\vec{k}_1 - \vec{k}'_1 + \vec{k}_3$  及  $\vec{k}_2 - \vec{k}'_2 + \vec{k}_3$ , 二者方向几乎相同。

\* 国家自然科学基金及瞬态光学国家重点实验室基金资助项目。

作者简介: 李院院, 男, 1969 年 4 月出生。讲师。主要从事瞬态光学及电子技术的教学与研究工作。

收稿日期: 2001-06-19; 收到修改稿日期: 2001-08-23

当泵浦光较强时,可发生五阶非线性过程,频率为  $\omega_3$  的单光子及双光子六波混频(SWM)信号(光束 5)出射方向沿  $2\vec{k}_1 - 2\vec{k}'_1 + \vec{k}_3$  及  $2\vec{k}_2 - 2\vec{k}'_2 + \vec{k}_3$  和  $\vec{k}_1 - \vec{k}'_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}'_2 + \vec{k}_3$ ,三者方向几乎相同。另外,

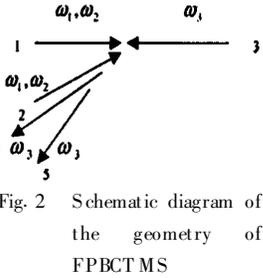


Fig. 2 Schematic diagram of the geometry of FPBCTMS

上获得五阶极化拍频信号<sup>[7]</sup>。

根据光与级联三能级系统相互作用的物理机制,可写出 SWM 过程对应的微扰链<sup>[8]</sup>,并按不同的模型求得五阶极化强度的统计平均值  $\langle P^{(5)} \rangle$ <sup>[6]</sup>。在任意变量的随机过程中拍频信号正比于  $P^{(5)}$  绝对值平方的平均值,即只关心  $\tau$  与有关的信号时,信号强度为:  $I(\tau) \propto \langle |P^{(5)}|^2 \rangle$  (1)

下面讨论 Markovian 场 3 种模型下拍频信号的强度。对 3 种模型都假定泵浦光为洛仑兹线型,因此有:

$$\langle u_i(t_1) u_i^*(t_2) \rangle = \exp(-\alpha_i |t_1 - t_2|) \quad (i = 1, 2) \quad (2)$$

式中,  $\alpha_i = \delta\omega_i/2$ ,  $\delta\omega_i$  为  $\omega_i$  的激光线宽。

## 2.1 混沌场模型

当泵浦光为窄带情形时,激光线宽远小于跃迁的均匀线宽,  $\alpha_1, \alpha_2 (\Gamma_0, \Gamma_1) \ll \Gamma_{10}, \Gamma_{20}, \Gamma_{21}$ , 在做  $\Gamma_{21}|\tau|, \Gamma_{20}|\tau|, \Gamma_{10}|\tau|, \Gamma_{11}|\tau|, \Gamma_{01}|\tau| \gg 1$  近似且忽略多普勒效应时,有:

$$I^{(5)}(\tau) \propto |B_1|^2 \exp(-4\alpha_1 |\tau|) + |\eta B_2|^2 \times \exp[-2(\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] + \exp[-(3\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] \times \{ \eta B_1^* B_2 \exp[-i\Delta k \cdot \vec{r} - i(\omega_2 - \omega_1)\tau] + \eta^* B_1 B_2^* \exp[i\Delta k \cdot \vec{r} + i(\omega_2 - \omega_1)\tau] \} \quad (3)$$

式中,  $B_1, B_2$  对  $\tau$  而言为常量,  $\Delta k = (\vec{k}_1 - \vec{k}'_1) - (\vec{k}_2 - \vec{k}'_2)$ ,  $\eta = \frac{\mu_3^2}{\mu_1^2} \left[ \frac{\epsilon_2(\epsilon_2')^*}{\epsilon_1(\epsilon_1')^*} \right]$ ,  $\mu_1, \mu_3$  分别为  $|0\rangle$  到  $|1\rangle$ ,  $|1\rangle$  到  $|2\rangle$  的跃迁偶极矩阵元,  $\Gamma_0$  及  $\Gamma_1$  分别是基态  $|0\rangle$  及激发态  $|1\rangle$  的布居弛豫,  $\Gamma_{10}, \Gamma_{20}$  及  $\Gamma_{21}$  分别为  $|0\rangle$  到  $|1\rangle$ ,  $|0\rangle$  到  $|2\rangle$  及  $|1\rangle$  到  $|2\rangle$  的横向弛豫率。

(3) 式表明: 在窄带情形下,拍频信号呈现阻尼振荡,在时间领域内调制频率为  $\omega_2 - \omega_1$ ; 在空间领域内调制频率为  $2\pi/\Delta k$ , 方向与  $\Delta k$  的方向相同而与

拍频信号的传播方向几乎垂直,其中  $\Delta k \approx 2\pi(\lambda_2 - \lambda_1)/\theta$  ( $\lambda_2, \lambda_1$ ),  $\theta$  为光束 1, 2 之间的夹角。衰变率为  $3\alpha_1 + \alpha_2$ , 反映了外部激光的特性而与能级系统无关。能级分裂的测量精度取决于把  $\omega_1$  和  $\omega_2$  分别调到  $\Omega_1$  和  $\Omega_2$  的好坏,这种情况对应于饱和吸收光谱学中单光子共振 SWM, 能级分裂测量的总体精度仅取决于光学跃迁均匀增宽。故测量能级分裂  $\Omega_2 - \Omega_1$  时可得到消除多普勒增宽的精度。

## 2.2 相散场模型

对于相位扩散模型,当泵浦光为窄带,做类似混沌模型的近似且忽略多普勒效应时,有:

$$I^{(5)}(\tau) \propto |B_1|^2 \exp(-8\alpha_1 |\tau|) + |\eta B_2|^2 \exp[-2(\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] + \exp[-(5\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] \times \{ \eta B_1^* B_2 \exp[-i\Delta k \cdot \vec{r} - i(\omega_2 - \omega_1)\tau] + \eta^* B_1 B_2^* \exp[i\Delta k \cdot \vec{r} + i(\omega_2 - \omega_1)\tau] \} \quad (4)$$

(4) 式表明, Markovian 场相散模型窄带情形下,拍频信号呈阻尼振荡的时域调制周期为  $2\pi/(\omega_2 - \omega_1)$ , 沿  $\Delta k$  方向空间调制周期为  $2\pi/\Delta k$ , 其中  $\Delta k \approx 2\pi(\lambda_2 - \lambda_1)/\theta$  ( $\lambda_2, \lambda_1$ ),  $\theta$  为光束 1, 2 之间的夹角。衰变率为  $5\alpha_1 + \alpha_2$ , 测量原子能级分裂的精度等于  $\pi(5\alpha_1 + \alpha_2)$ 。

## 2.3 实高斯场模型

在实高斯模型下,当泵浦光为窄带,做类似混沌模型的近似且忽略多普勒效应时,有:

$$I^{(5)}(\tau) \propto |B|^2 + (BB_1^* + B^* B_1) \exp(-2\alpha_1 |\tau|) + |B_1|^2 \exp(-4\alpha_1 |\tau|) + |\eta B_2|^2 \exp[-2(\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] + \{ \eta B_1^* B_2 \exp[-(3\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] + \eta B^* B_2 \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] \} \times \exp[-i\Delta k \cdot \vec{r} - i(\omega_2 - \omega_1)\tau] + \{ \eta^* B_1 B_2^* \exp[-(3\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] + \eta^* B B_2^* \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|] \} \times \exp[i\Delta k \cdot \vec{r} + i(\omega_2 - \omega_1)\tau] \quad (5)$$

(5) 式表明: Markovian 场实高斯模型窄带情形下,拍频信号呈阻尼振荡的时域调制周期为  $2\pi/(\omega_2 - \omega_1)$ , 沿  $\Delta k$  方向空间调制周期为  $2\pi/\Delta k$ , 其中  $\Delta k \approx 2\pi(\lambda_2 - \lambda_1)/\theta$  ( $\lambda_2, \lambda_1$ )。衰变率为  $3\alpha_1 + \alpha_2$  及  $\alpha_1 + \alpha_2$ 。由于采用 PCUMS, 其 SWM 信号强度与外场的八阶相干函数有关,  $|B|^2, (BB_1^* + B^* B_1) \exp(-2\alpha_1 |\tau|)$  及  $|B_1|^2 \exp(-4\alpha_1 |\tau|)$  取决于  $u_1(t)$  的八阶相干函数,  $|\eta B_2|^2 \exp[-2(\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|]$  取决于  $u_1(t)$  的四

阶相干函数及  $u_2(t)$  的四阶相干函数, 其中前两项形成了实高斯场的常数本底。  $u_1(t)$  及  $u_2(t)$  的二阶相干函数使拍频信号呈现阻尼振荡, 频率为  $\omega_2 - \omega_1$ 、衰减率为  $\alpha_1 + \alpha_2$  的阻尼振荡使实高斯模型下阻尼振荡的幅度比其它两种模型都大。

### 3 比较与讨论

图 3 是 Markovian 场混沌场模型、相散场模型、实高斯场 3 种模型窄带情形下拍频信号的强度随  $\tau$  变化的情况, 其中所选参数为  $\alpha_1 = 108\text{ps}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 116\text{ps}^{-1}$ ,  $\lambda_1 = 514.9\text{nm}$ ,  $\lambda_2 = 497.9\text{nm}$ ,  $\Delta k = 0$ ,  $\eta = 1$ ,  $B_1 = B_2 = B = 0.6$ 。由图 3 求得拍频信号的调制周期为 51.68fs, 故测量原子能级分裂的精度可达到飞秒量级。从图中可以看出, 实高斯模型下, 拍频信号的幅度最大且衰减最慢, 混沌模型与相散模型下的拍频信号幅度接近, 但相散模型下衰减最快。

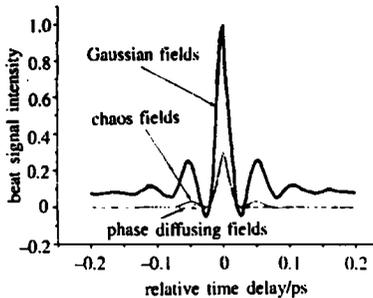


Fig. 3 The beat signal intensity versus relative time delay in Markovian fields when beams are narrow band

### 4 结论

从图 3 及前面的理论分析可知, 泵浦光为窄带

情形时, PCUMS 对应于饱和吸收光谱学, 其拍频信号振荡频率为  $\omega_2 - \omega_1$ 。调谐  $\omega_1$  及  $\omega_2$  分别到  $\Omega_1$  及  $\Omega_2$  时即可用于测量原子的能级分裂, 其测量精度仅取决于激光线宽。级联三能级系统在 Markovian 场中的五阶非线性效应 (NFPBCTMS), 实高斯模型下取决于八阶相干函数的拍频信号的常数本底来自于 Markovian 场的幅度涨落, 其峰值功率高、可调谐范围大, 在测量原子能级分裂时可得到消除多普勒极限增宽的精度; 相散模型下拍频信号峰值与混沌模型基本一致, 而衰减最快。因此, Markovian 场的相位涨落不影响拍频信号的峰值, 但影响测量原子能级分裂的精度及可调谐范围。相位涨落是影响测量原子能级分裂精度的主要因素, 这也正说明了 PCUMS 的优点。

### 参 考 文 献

- [1] Morita N, Yajima T. Phys Rev, 1984, 30(5): 2525~ 2535.
- [2] De Beer D, van Wageningen V G, Beach R *et al.* Phys Rev Lett, 1986, 56(11): 1128~ 1131.
- [3] Fu P M, Mi X, Yu Z H *et al.* Phys Rev, 1997, A52(6): 4867~ 4870.
- [4] Zhang Y P, Tang T T, Sun L Q *et al.* Phys Rev, 2000, A61(2): 3809.
- [5] Zhang Y P, Sun L Q, Tang T T *et al.* Phys Rev, 2000, A61(5): 3819.
- [6] Zhang Y P, de Araujo C B, Eyler E E. Phys Rev, 2001, A63(4): 3802.
- [7] Zhang Y P, Wu H C, Lu K Q *et al.* Chinese Physics, 2001, 10(3): 206~ 213.
- [8] 张彦鹏, 王鹏飞, 张 禄 *et al.* 光子学报, 2000, 29(1), 34~ 39.

(上接第 440 页)

率。激光输出功率随时间变化的稳定性曲线见图 6, 图 6a 为无数字 PID 调节器的情况, 图 6b 为有数字 PID 调节器的情况。

(1) 采用数字 PID 调节器可获得较高的输出光强稳定性。并且数字量便于滤波、判断调节等控制, 可获得更好的控制性能。例如, 由于 HeNe 激光器输出功率与灯管电流并非单

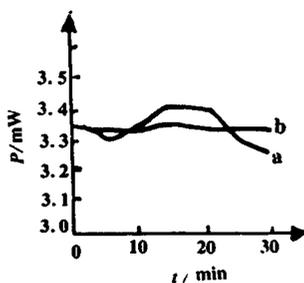


Fig. 6 Output power time characteristic

调上升关系, 因此, 在反馈控制环节中, 增加了对控制信号  $u(kT)$  进行分析处理的部分, 若发生多次采

样增加恒流电流而输出激光功率反而下降的情况, 则由单片机控制改变  $u(kT)$  调节方向, 避免了由于干扰造成较大的波动。(2) 利用输出激光功率反馈直接对激光管电流进行控制, 比通过控制激光管电压, 间接稳定激光管电流的方式具有更好的控制性能。(3) 选用适当的单片机可使控制电路简化, 例如在片内完成 A/D, D/A, PID 运算等功能, 外围电路少, 控制稳定性提高, 并易于实现对整机电路的各种保护功能, 整机工作更加稳定可靠。

### 参 考 文 献

- [1] 李淳飞. 光学学报, 1984, 4(10): 907~ 909.
- [2] 鲁 岚, 陈清明. 激光技术, 1999, 23(4): 234~ 236.
- [3] 余 江, 杨齐民, 宗 容. 应用激光, 2000, 20(5): 225~ 227.
- [4] 余 江, 杨齐民, 宗 容. 激光杂志, 2000, 21(6): 10~ 11.