

瑞利型增强四波混频的外差探测

马瑞琼¹ 李永放¹ 成楨² 张彦鹏³

(1 陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

(2 西安文理学院物理系, 西安 710065)

(3 西安交通大学电子科学与信息技术学院, 西安 710049)

摘 要 将光外差探测方法应用于瑞利型增强四波混频的研究, 通过理论分析得到了瑞利型增强四波混频三阶极化率的表达式和外差拍信号的解析解, 对拍信号的研究表明这种方法可以保留瑞利型增强四波混频极化过程的完整信息, 获得瑞利型增强极化的吸收谱与色散谱. 同时分析了三种不同的马尔可夫随机场模型下的差拍信号的区别与联系.

关键词 瑞利型增强极化; 四波混频; 光外差探测

中图分类号 O437.1

文献标识码 A

文章编号 1004-4213(2007)01-0055-4

0 引言

近年来, 物质的超快动力学过程研究已经成为热门的研究方向. 使用超短脉冲探测超快过程的方法受限于激光脉宽, 而非相干光延时四波混频法因其具有时间分辨不受激光脉宽限制的特点而成为测量物质超快过程的有效手段. 这种方法基于激光场随机涨落的本质特性, 利用场关联原理, 所测得的频谱在激光线宽大于物质弛豫速率时只依赖于两激光束间的相对延迟^[1-2]. 描述激光场有很多种不同的随机场模型, 马尔可夫随机场模型已被广泛应用于各种学科研究, 它包含三种不同的场模型: 只有位相涨落的相散场模型, 只有振幅涨落的实高斯场模型和兼有两种涨落的混沌场模型^[3].

瑞利型增强极化是一种普遍存在于光克尔介质中的三阶非线性过程, 对它的研究将有助于揭示发生在液体物质内部的超快动力学过程. 文献[1]报道了采用非相干光延时四波混频法对瑞利型增强非简并四波混频的研究. 通常三阶非线性极化率是一个复四阶张量, 文献[1]中的探测方法只能得到其绝对值, 无法获得动力学失相过程的信息. 为了获得瑞利型增强四波混频三阶极化的完整信息, 本文采用外差探测法研究了这一过程, 利用此方法能够保留瑞利型增强极化过程的位相信息. 通过理论分析构建了瑞利型增强四波混频三阶极化率的表达式, 并得到了外差拍信号的解析解, 研究发现模拟拍信号随频率失谐量变化会交替展现吸收曲线与色散曲线, 通过对外差拍信号的详细分析能够得到瑞利型增强四波混频三阶极化率的完整信息.

1 理论分析

瑞利型增强极化是一种三阶非线性极化现象. 如图 1, 光束 1 和 2 有相同的中心频率成分 ω_1 , 且它们之间有一个小夹角, 光束 3 的频率为 ω_3 , 它沿光束 1 的相反方向传播. 光束 1 和 2 在介质中的非线性相互作用会感生一个静态栅 G_1 , 光束 3 被 G_1 衍射, 产生频率为 ω_3 的非简并四波混频 (NDFWM) 信号, 它沿几乎与光束 2 的相反方向前进. 另外, 光束 3 和 2 在介质中会感生大角度动态栅 G_3 , 两束光频率失谐量为 $\Delta = \omega_3 - \omega_1$, 光束 1 被 G_3 衍射的信号会增强 G_1 产生的 NDFWM 信号, 这个过程通常称为瑞利型增强非简并四波混频 (RENDFWM)^[1].

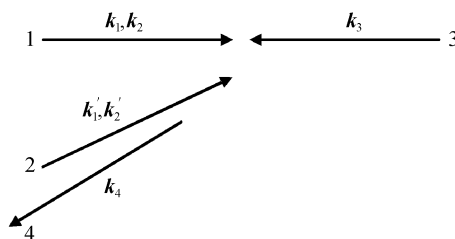


图 1 混频光路

Fig. 1 Diagram of the geometry of RENDFWM

对于发生相位匹配的宏观系统, NDFWM 信号在整个的随机过程中正比于 $P^{(3)}$ 绝对值平方的平均值, 即

$$I(\Delta, \tau) \propto \langle |P^{(3)}|^2 \rangle^{[4,6]}$$

如果使用普通的四波混频探测方法, 得到的信号为^[1]

$$I(\Delta, \tau) \propto \langle |P_1 + P_3|^2 \rangle$$

式中 P_1, P_3 分别对应组成瑞利增强信号的两个极化过程, 可见此法只能得到此过程极化强度的幅值. 为了得到更多的 RENDFWM 信息, 引入参考光 ω_2 , 使它成为光束 1 和 2 的另一个频率分量, 如果使频

率失谐量 $\Delta' = \omega_3 - \omega_2$ 远大于 Δ ($\Delta' \gg \Delta$ 且 $\Delta \approx 0$), 则可忽略光束 2 的 ω_2 分量与光束 3 形成的动态栅的影响, 只考虑 ω_2 在介质中感生的静态栅 G_2 的作用. 所以光束 3 被 G_2 衍射产生的 NDFWM 信号成为参考信号, 与待测 RENDFWM 信号在探测器中干涉形成拍频信号. 对于本系统而言, 总的三阶极化强度为

$$P^{(3)} = (P_1 + P_3) + P_2$$

式中 P_2 对应形成参考信号的极化过程. 所以拍频信号强度为

$$I(\Delta, \tau) \propto \langle [(P_1 + P_3) + P_2][(P_1 + P_3)^* + (P_2)^*] \rangle$$

则

$$I(\Delta, \tau) \propto I_{P_2} + I_{P_1 P_3} + I_{P_2 \cdot P_1 P_3}$$

式中

$I_{P_2} = \langle P_2 P_2^* \rangle$, $I_{P_1 P_3} = \langle (P_1 + P_3)(P_1 + P_3)^* \rangle$, $I_{P_2 \cdot P_1 P_3} = \langle (P_1 + P_3)P_2^* \rangle + \langle (P_1 + P_3)^* P_2 \rangle$, I_{P_2} 是参考信号的强度, 在拍频信号中产生频谱的基底; $I_{P_1 P_3}$ 是待测 RENDFWM 的信号强度; $I_{P_2 \cdot P_1 P_3}$ 是参考 NDFWM 和待测 RENDFWM 的交叉关联项, 拍频源于此项, 它决定频谱的线型. 为了从拍频信号中取出瑞利型增强极化的位相信息. 要使参考信号远大于待测信号, 则

$$I(\Delta, \tau) \propto I_{P_2} + I_{P_2 \cdot P_1 P_3} \quad (1)$$

由式(1)可看出, 在差拍信号中的交叉项可保留 RENDFWM 的相位信息.

激光场的复数光场可以写为

$$E_{P_1} = E_1(\mathbf{r}, t) + E_2(\mathbf{r}, t) = A_1(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_1 t) + A_2(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_2 t) = \epsilon_1 u_1(t) \exp[i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)] + \epsilon_2 u_2(t) \exp[i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)] \quad (2)$$

$$E_{P_2} = E'_1(\mathbf{r}, t) + E'_2(\mathbf{r}, t) = A'_1(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_1 t) + A'_2(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_2 t) = \epsilon'_1 u_1(t - \tau) \exp[i(\mathbf{k}'_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t + \omega_1 \tau)] + \epsilon'_2 u_2(t - \tau) \exp[i(\mathbf{k}'_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t + \omega_2 \tau)] \quad (3)$$

式中 ϵ_i, k_i (ϵ'_i, k'_i) 分别是第 i 个光束的常量场振幅和波矢, $u_i(t)$ 是包含了相位和振幅起伏的无量纲因子, 是 t 的复遍历随机函数, 它服从混沌场的高斯统计分布, τ 是束光 1 相对于光束 2 的时间延迟量. 光束 3 的复电场可以写为

$$E_3(\mathbf{r}, t) = A_3(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_3 t) = \epsilon_3 u_3(t) \exp[i(\mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{r} - \omega_3 t)] \quad (4)$$

在光克尔介质中, 由光束 1 和 2 感生的静态栅的序参量满足^[4]

$$\frac{dQ_1}{dt} + \gamma Q_1 = \chi \gamma E_1(\mathbf{r}, t) [E'_1(\mathbf{r}, t)]^* \quad (5)$$

$$\frac{dQ_2}{dt} + \gamma Q_2 = \chi \gamma E_2(\mathbf{r}, t) [E'_2(\mathbf{r}, t)]^* \quad (6)$$

式中 γ 和 χ 是两栅的弛豫速率和非线性极化率. 光束 2 和 3 干涉形成的大角度动态栅满足方程

$$\frac{dQ_3}{dt} + \gamma Q_3 = \chi \gamma [E'_1(\mathbf{r}, t)]^* E_3(\mathbf{r}, t) \quad (7)$$

所以各栅对应的非线性极化为

$$P_1 = Q_1(\mathbf{r}, t) E_3(\mathbf{r}, t) = S_1(\mathbf{r}) \int_0^\infty u_1(t - t') \cdot u_1^*(t - t' - \tau) u_3(t) \exp(-\gamma t') dt' \quad (8)$$

$$P_2 = Q_2(\mathbf{r}, t) E_3(\mathbf{r}, t) = S_2(\mathbf{r}) \int_0^\infty u_2(t - t') \cdot u_2^*(t - t' - \tau) u_3(t) \exp(-\gamma t') dt' \quad (9)$$

$$P_3 = Q_3(\mathbf{r}, t) E_1(\mathbf{r}, t) = S_1(\mathbf{r}) \int_0^\infty u_1^*(t - t' - \tau) u_3(t - t') u_1(t) \exp[-(\gamma - i\Delta)t'] dt' \quad (10)$$

式中

$$S_1(\mathbf{r}) = \chi \gamma \epsilon_1 (\epsilon'_1)^* \epsilon_3 \exp\{i[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1 + \mathbf{k}_3) \cdot \mathbf{r} - \omega_3 t - \omega_1 \tau]\}$$

$$S_2(\mathbf{r}) = \chi \gamma \epsilon_2 (\epsilon'_2)^* \epsilon_3 \exp\{i[(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}'_2 + \mathbf{k}_3) \cdot \mathbf{r} - \omega_3 t - \omega_2 \tau]\}$$

式中三阶非线性极化 P_1, P_3 和 P_2 有相同的频率 ω_3 , $P_1 + P_3$ 和 P_2 分别对应 RENDFWM 过程和参考 NDFWM 过程, 其波矢分别为 $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1 + \mathbf{k}_3$ 和 $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}'_2 + \mathbf{k}_3$.

由式(1)得到

$$I(\Delta, \tau) \propto \langle P_2 P_2^* \rangle + \langle (P_1 + P_3) P_2^* \rangle + \langle (P_1 + P_3)^* P_2 \rangle \propto \chi^2 \epsilon_2 (\epsilon'_2)^* \epsilon_2^* \epsilon'_2 |\epsilon_3|^2 + \epsilon_1 (\epsilon'_1)^* \epsilon_2^* \epsilon'_2 |\epsilon_3|^2 \chi \chi^{(3)} \cdot \exp[-i\theta] + \epsilon_1^* \epsilon'_1 \epsilon_2 (\epsilon'_2)^* |\epsilon_3|^2 \chi (\chi^{(3)})^* \exp[i\theta] \quad (11)$$

式中

$$\theta = (\omega_1 - \omega_2)\tau - \Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}, \Delta \mathbf{k} = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1) - (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}'_2).$$

RENDFWM 的三阶极化率来源于 ω_1 的静态栅的非共振项和动态栅的共振项组成, 标记为^[7]

$$\chi^{(3)} = \chi + \frac{\chi \gamma'}{\Delta - i\gamma'}$$

$\chi^{(3)}$ 是一个复张量, 也可表示为 $|\chi^{(3)}| \exp(i\theta_R)$, 式中

$$\theta_R = \arctan \left[\frac{\gamma'}{(\gamma'^2 + \Delta^2) + \Delta \gamma'} \right]$$

由式(11)可得

$$I(\Delta, \tau) \propto \epsilon_2^* \epsilon_2 (\epsilon_2 \epsilon_2^* \chi^2 + 2\eta \chi |\chi^{(3)}| \cos[\theta + \theta_R]) \propto \epsilon_2^* \epsilon_2^* \chi + 2\eta |\chi^{(3)}| \cos[\theta + \theta_R] \quad (12)$$

式中 $\eta = \epsilon_1^* \epsilon_1 / \epsilon_2^* \epsilon_2$ ($\epsilon_1 \approx \epsilon_1', \epsilon_2 \approx \epsilon_2'$). 将三阶极化率表达式分为实部和虚部

$$\chi^{(3)} = \chi^{(3)'} + i\chi^{(3)''}$$

式中

$$\chi^{(3)'} = \chi + \frac{\chi \gamma \Delta}{\Delta^2 + \gamma^2}, \chi^{(3)''} = \chi \frac{\gamma \gamma'}{\Delta^2 + \gamma^2}$$

当调节延时 τ 使得 $\theta = 2n\pi$ 时, 则得到 $I(\Delta, \tau) \propto \chi + 2\eta \chi^{(3)'}$, 若使得 $\theta = (2n - 1/2)\pi$, 则得到

$$I(\Delta, \tau) \propto \chi + 2\eta\chi^{(3)\prime}$$

因为

$$\theta_R = \arctan \left[\frac{\chi^{(3)\prime}}{\chi} \right]$$

所以通过调节延时能够得到 RENDFWM 的三阶极化率的相位信息.

2 计算及讨论

假定激光源符合混沌模型, 对应于振幅和位相都发生涨落的多模热源. 此时 $u_i(t)$ 服从高斯统计, 其四阶相干函数满足^[8]

$$\langle u_i(t_1)u_i(t_2)u_i^*(t_3)u_i^*(t_4) \rangle = \langle u_i(t_1)u_i^*(t_3) \rangle \cdot \langle u_i(t_2)u_i^*(t_4) \rangle + \langle u_i(t_1)u_i^*(t_4) \rangle \langle u_i(t_2)u_i^*(t_3) \rangle \quad (13)$$

同时假定激光光源具有洛伦兹线型, 则有^[5]

$$\langle u_i(t_1)u_i^*(t_2) \rangle = \exp(-\alpha_i |t_1 - t_2|)$$

式中 $\alpha_i = \frac{1}{2}\delta\omega_i$, $\delta\omega_i$ 为 ω_i 的激光线宽. 根据式(8)~(11), 可以得到如下结果

$$I(\Delta, \tau) \propto I_{p_2} + \eta\chi^2 (e^{-i\theta} + e^{i\theta} + \frac{\gamma e^{-i\theta}}{\gamma_a - i\Delta} + \frac{\gamma e^{i\theta}}{\gamma_a + i\Delta}) e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)|\tau|} \quad (14)$$

式中 $\gamma_a = \alpha_1 + \alpha_3 + \gamma$; $I_{p_2} = \chi^2 (e^{-2\alpha_2|\tau|} + \frac{\gamma}{\gamma + 2\alpha_2})$.

对比于式(12), 将式(14)写为

$$I(\tau, \Delta) \propto I_{p_2} + 2\chi^2 \eta \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)|\tau|] \cdot (\cos \theta - \sin \theta) + 2|\chi^{(3)}| \chi \eta \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)|\tau|] \sin[\theta_R - \theta] \quad (15)$$

如果使得 $-\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + (\omega_1 - \omega_2)\tau = 2n\pi$, 则有

$$I(\tau, \Delta) \propto I_{p_2} / \chi + 2\chi \eta \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)|\tau|] + 2\eta \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)|\tau|] \chi^{(3)\prime} \quad (16)$$

而如果使得 $-\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + (\omega_1 - \omega_2)\tau = (2n + 1/2)\pi$, 则

$$I(\tau, \Delta) \propto I_{p_2} / \chi - 2\chi \eta \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)|\tau|] + 2\eta \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)|\tau|] \chi^{(3)} \quad (17)$$

式(16), (17)表明当固定探测位置 r , 调节延时 τ 满足一定的条件时, 拍信号将会正比于瑞利型增强四波混频三阶极化率的虚部或实部, 所以采用外差探测法能够直接测得混频极化过程的吸收特性(图 2(a))和色散特性(图 2(b)), 而如果固定延时 τ , 调节探测位置 r , 可实现同样的探测目的. 但是通常情况下, 空间位置的调节很难精确定位, 所以调节延时来满足条件是更可行的办法.

由于不同的随机场模型具有相同的二阶场关联函数, 区别仅存在于高阶场关联函数. 从式(1)可知, 外差探测信号中只有 I_{p_2} 项包含 $u_2(t)$ 的四阶场关联函数, 所以信号在不同场模型下的区别只存在于 I_{p_2} 项中. 根据马尔可夫场理论, 四阶场关联函数

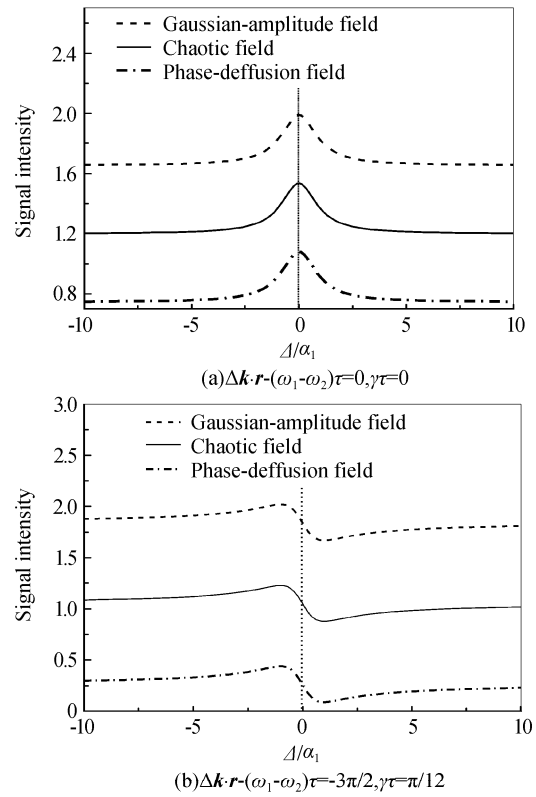


图 2 REPB 的外差探测谱

Fig. 2 The heterodyne detection spectra of the REPB

在另外两种场模型下的展开分别是

1) 相散模型下

$$\langle u_i(t_1)u_i(t_2)u_i^*(t_3)u_i^*(t_4) \rangle = \exp[-\alpha_i(|t_1 - t_3| + |t_1 - t_4| + |t_2 - t_3| + |t_2 - t_4|)] \cdot \exp[\alpha_i(|t_1 - t_2| + |t_3 - t_4|)] \quad (18)$$

2) 实高斯模型下

$$\langle u_i(t_1)u_i(t_2)u_i(t_3)u_i(t_4) \rangle = \langle u_i(t_1)u_i(t_3) \rangle \cdot \langle u_i(t_2)u_i(t_4) \rangle + \langle u_i(t_1)u_i(t_4) \rangle \langle u_i(t_2)u_i(t_3) \rangle + \langle u_i(t_1)u_i(t_2) \rangle \langle u_i(t_3)u_i(t_4) \rangle \quad (19)$$

将式(18), (19)分别代入方程(9), 计算 I_{p_2} 结果分别为

$$I_{p_2} = \chi^2 (e^{-2\alpha_2|\tau|} + \frac{\gamma}{\gamma + 2\alpha_2}) \text{ (混沌模型);}$$

$$I_{p_2} = \chi^2 [2e^{-2\alpha_2|\tau|} + \frac{\gamma}{\gamma + 2\alpha_2} + e^{-(2\alpha_2 + \gamma)|\tau|} (1 + \frac{\gamma}{\gamma + 2\alpha_2})] \text{ (实高斯模型);}$$

$$I_{p_2} = \chi^2 (\frac{2\alpha_2}{\gamma + 2\alpha_2} e^{-(2\alpha_2 + \gamma)|\tau|} + \frac{\gamma}{\gamma + 2\alpha_2}) \text{ (相散模型).}$$

如图 2, 当取参量 $\eta = 0.1$, $\alpha_1/\gamma = \alpha_2/\gamma = 0.6$, $\alpha_3/\gamma = 0.5$ 时, 三种模型下的信号常量背底不同, 但线型相同. 这是由于 I_{p_2} 是参考信号, 与失谐量无关, 所以在频谱中它只能表现为常量背底. 在 $\tau = 0$ 处由于光束 1 和 2 中 ω_2 分量强度峰值完全重合, 振幅最大相关使得实高斯模型的背底最大. 同时由式

(1)可知拍频信号另一项 $I_{p_2, P_1 P_3}$ 只包含二阶关联函数,在三种模型中没有区别,而且这一项反映瑞利增强极化信息,所以在频谱中表现为相同的线型. 由式(14)可以得到

$$I_{p_2, P_1 P_3} = \eta\chi^2 \left(2\cos\theta + \frac{\gamma e^{-i\theta}}{\gamma_a - i\Delta} + \frac{\gamma e^{i\theta}}{\gamma_a + i\Delta} \right) \cdot$$

$e^{-(a_1+a_2)|\tau|}$, 当 $\theta=0$ 即 $\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - (\omega_1 - \omega_2)\tau = 0$ 时,

$$I_{p_2, P_1 P_3} = \eta\chi^2 \left(2 + \frac{2\gamma\gamma_a}{\gamma_a^2 + \Delta^2} \right),$$

它表现为洛伦兹线型,如图 2(a),对应三阶极化率的吸收曲线,表明瑞利型共振也会引起吸收增强;当 $\theta=\pi/2$ 即 $\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - (\omega_1$

$$- \omega_2)\tau = \pi/2$$
 时, $I_{p_2, P_1 P_3} = \eta\chi^2 \left(\frac{2\gamma\Delta}{\gamma_a^2 + \Delta^2} \right) e^{-(a_1+a_2)|\tau|}$,

如图 2(b),对应三阶极化率的色散曲线.

3 结论

将光外差探测法应用于对瑞利型增强四波混频的研究,从理论分析得到了其三阶极化率的表达式和外差拍信号的解析解,并对解析解进行了详细的分析. 通过对信号模拟得到了瑞利型增强极化的吸收谱与色散谱,这是其它探测方法无法得到的. 同时对不同的马尔可夫随机场模型中的外差拍信号做了比较研究,发现区别仅存在于信号背底中,而线型则没有区别. 本文利用光外差探测法在信号中保留了瑞利型增强四波混频的极化的位相信息,为进一步揭示三阶极化过程的丰富的动力学信息提供了一

种很好的研究方法.

参考文献

- [1] FU Pan-ming, JIANG Qiang, MI Xin, *et al.* Rayleigh-type nondegenerate four-wave mixing: ultrafast measurement and field correlation[J]. *Phys Rev Lett*, 2002, **88**(11): 1139021-1139024.
- [2] SUN Jiang, JIANG Qian, YU Zu-he, *et al.* Field-correlation effects in rayleigh-type nondegenerate four-wave mixing: suppression of thermal background [J]. *Optical Communications*, 2003, **223**(6): 187-194.
- [3] GEORGES A T. Resonance fluorescence in Markovian stochastic fields[J]. *Phys Rev A*, 1980, **21**(6): 2034-2049.
- [4] FU Pan-ming, MI Xin, YU Z H. Ultrafast modulation spectroscopy in a cascade three-level system[J]. *Phys Rev A*, 1995, **52**(6): 4867-4870.
- [5] SHEN Yuan-rang. The principles of nonlinear optics[M]. Beijing: Science Press, 1987. 210-216.
沈元壤. 非线性光学原理[M]. 北京: 科学出版社, 1987. 210-216.
- [6] ULNESS D J. On the role of classical field time correlations in noisy light spectroscopy: color locking and a spectral filter analogy[J]. *J Phys Chem A*, 2003, **107**(40): 8111-8123.
- [7] GOMES H, MA A S L, ARAUJO Cid B de. Raman-assisted polarization beats in time-delayed four-wave mixing [J]. *Optical Letters*, 1992, **17**(15): 1052-1054.
- [8] BRATFALEAN R, EWART P. Spectral line shape of nonresonant four-wave mixing in Markovian stochastic fields[J]. *Phys Rev A*, 1997, **56**(3): 2267-2279.

Heterodyne Detection for Rayleigh-Enhanced Four-wave Mixing

MA Rui-qiong¹, LI Yong-fang¹, CHENG Zhen², ZHANG Yang-peng³

¹ School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062

² Department of Physics, Xi'an University of Arts and Science, Xi'an 710065

³ Department of Electronic Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049

Received date: 2005-09-30

Abstract A closed-form solution of the difference-frequency beats and representation of third-order susceptibility for Rayleigh-enhanced four wave mixing were obtained by the method of optical heterodyne-detection. The numerical result illustrate the method can save the complete information of Rayleigh-enhanced polarization. And the physical analysis of the difference based on three Markovian stochastic models are also given.

Key words Rayleigh-enhanced polarization; Four-wave mixing; Optical heterodyne-detection

MA Rui-qiong was born in 1977. She graduated from the School of Physics and Information Technology of Shaanxi Normal University in 2001. Now she is studying for HER Ph. D. degree in the same university. Her research interest focuses on transient optics.

