

文章编号: 1007-6654(2007)04-0278-05

四能级 Tripod-型原子系统中量子相干导致的交叉 Kerr 非线性效应

校金涛, 韩燕旭, 王海

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电所, 山西太原 030006)

摘要: 计算了四能级 Tripod-型原子系统中探针光极化率随其频率失谐量的变化曲线。结果表明, 当触发光作用于该系统的一个共振跃迁能级时, 可使探针光的吸收和色散在其电磁感应透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) 窗口 (由耦合光产生) 处发生显著变化。随着触发光 Rabi 频率的增加, 探针光在 EIT 窗口的吸收显著降低, 色散显著增加。这种由触发光引起的探针光极化率的变化对应着三阶 Kerr 非线性光学效应, 这一效应在偏振量子相位门中有着潜在的应用价值。

关键词: Tripod-型原子系统; 电磁感应透明; 三阶 Kerr 非线性光学效应

中图分类号: O431 **文献标识码:** A

0 引言

光子传播速度快, 不易受到外界信号的干扰, 同时其相干性易于保持, 因此是进行量子通讯的理想载体^[1]。但是通常的非线性介质, 光子-光子间的非线性作用非常弱, 使得人们难以获得足够大的交叉 Kerr 非线性光学效应进行量子信息处理。近年来, 人们发现量子相干制备的多能级原子或称为电磁感应透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) 系统可显著地改变介质的光学特性, 这种介质能够在近共振处极大地增强 Kerr 非线性效应并且由于 EIT 效应使线性吸收极大地降低。1996 年, H. Schmidt 和 A. Imamoglu 在理论上提出利用 N-型四能级原子中的量子相干性增强介质的交叉 Kerr 非线性效应^[2]。Harris 和 Yamamoto 建议使用 N-型 EIT 系统获得非线性双光子吸收^[3]。随后, M. Yan 等人在冷原子 N-型四能级系统中观察到 EIT 增强的交叉 Kerr 非线性效应和双光子吸收^[4,5]。最近, 许多文献对 Tripod-型四能级原子系统中与

EIT 有关的效应进行了理论研究^[6-8], 结果表明利用该四能级原子系统中的量子相干效应可以进行双通道光脉冲存储^[6], 获得双 EIT 窗口^[7], 产生显著的交叉 Kerr 非线性效应^[8]。文献[8]计算了 Tripod-型四能级原子系统中探针光极化率实部与其频率失谐量的关系, 表明在 EIT 共振附近处具有极强的色散存在。

本文对四能级 Tripod-型原子系统中的探针光在 EIT 近共振处吸收和色散随频率失谐量的变化关系进行了计算, 发现随着触发光 Rabi 频率的增加, 在耦合光导致的 EIT 近共振处, 探针光的吸收可显著降低, 同时色散却显著增加。这种由触发光光强改变而引起的极化率的变化对应着三阶非线性光学效应, 也即可产生显著的交叉 Kerr 非线性效应, 这一效应可应用于偏振量子相位门实验中。

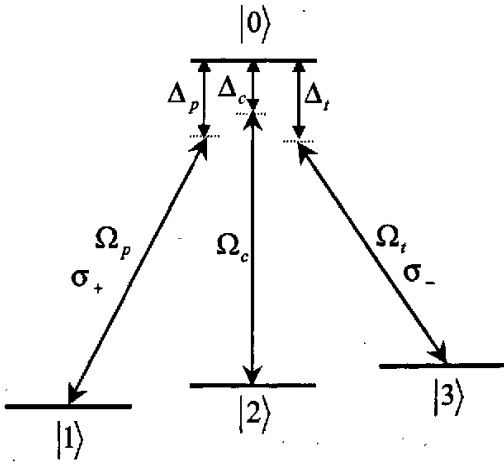
1 理论模型及计算结果

典型的原子相干性发生在三能级 Λ -型原子

收稿日期: 2007-06-14

基金项目: 国家自然科学基金(60578059); 教育部长江学者和创新团队发展计划(IRT0516); 山西省自然科学基金(2007011004)

作者简介: 校金涛(1982-), 男, 陕西蒲城人, 山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室在读硕士, 主要从事光与原子相互作用方面的研究。 E-mail: xjtakip@163.com



Ω_p, Ω_c 和 Ω_t 分别表示探针光, 耦合光和触发光的 Rabi 频率; Δ_p, Δ_c 和 Δ_t 分别表示其频率失谐量。 σ_+ 和 σ_- 分别表示探针光和触发光的圆偏振态。

图1 四能级 Tripod-型原子系统能级图

Fig. 1 The diagram of four-level tripod-type atomic system. Ω_p, Ω_c and Ω_t are Rabi frequencies of the probe, coupling and trigger beams, respectively. Δ_p, Δ_c and Δ_t denote detunings of the probe, coupling and trigger beams, respectively. σ_+ and σ_- denote the left-circularly polarized probe beam and right-circularly polarized trigger beam, respectively.

(由一个激发态和两个基态组成, 两基态的退相干速率很小) 介质中, 当两束光分别调谐到原子的两个跃迁频率上并发生相互作用时, 原子两基态就会建立相干性。由于两基态之间的量子干涉效应, 原子被俘获在这两个基态上, 难以向高能级跃迁, 形成所谓“暗态”^[9]。这样就导致了介质对探针光线性吸收锐减, 色散剧增的效应, 即发生电磁感应透明(EIT)现象。对于四能级 Tripod-型原子系统(如图1所示), 探针光作用于该四能级系统中的 $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 跃迁上, 耦合光作用于 $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ 跃迁上, 触发光作用于 $|3\rangle \rightarrow |0\rangle$ 跃迁上。探针光, 耦合光和触发光的 Rabi 频率分别为 Ω_p, Ω_c 和 Ω_t , 频率失谐量分别为 $\Delta_p = \Omega_p - \omega_{01}, \Delta_c = \Omega_c - \omega_{02}$ 和 $\Delta_t = \Omega_t - \omega_{03}$, 其中 ω_p, ω_c 和 ω_t 分别为探针光, 耦合光和触发光的频率; ω_{01}, ω_{02} 和 ω_{03} 分别为跃迁 $|1\rangle \rightarrow |0\rangle, |2\rangle \rightarrow |0\rangle$ 和 $|3\rangle \rightarrow |0\rangle$ 的共振频率。无触发光作用时, 该原子系统相当于

一个 Λ -型三能级原子系统(由能级 $|1\rangle-|0\rangle-|2\rangle$ 构成)。通过双光子过程可使两基态原子 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 建立起相干性。由此导致在探针光吸收谱上产生一个 EIT 窗口。当触发光被打开作用于能级 $|3\rangle \rightarrow |0\rangle$ 跃迁上时, 两基态原子 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 建立的相干性被改变, 耦合光产生的透明窗口也将随之发生变化, 结果使得探针光在 EIT 窗口处吸收和色散发生变化。我们通过密度矩阵方程计算出了这一结果, 发现当将一束触发光作用到该四能级的 $|3\rangle \rightarrow |0\rangle$ 跃迁上时, 在耦合光导致的 EIT 近共振处, 探针光的吸收可显著降低, 同时色散却显著增加。

在相互作用表象, 通过偶极近似和旋波近似可以得到四能级 Tripod-型原子系统的哈密顿量^[8]

$$\begin{aligned}
 H_{int} = & -\hbar\Delta_p|0\rangle\langle 0| - \hbar(\Delta_p - \Delta_c)|2\rangle\langle 2| - \\
 & \hbar(\Delta_p - \Delta_t)|3\rangle\langle 3| - \\
 & \frac{\hbar}{2}(\Omega_p^*|1\rangle\langle 0| + \Omega_p|0\rangle\langle 1|) - \\
 & \frac{\hbar}{2}(\Omega_c^*|2\rangle\langle 0| + \Omega_c|0\rangle\langle 2|) - \\
 & \frac{\hbar}{2}(\Omega_t^*|3\rangle\langle 0| + \Omega_t|0\rangle\langle 3|) \quad (1)
 \end{aligned}$$

将其代入描述光与原子相互作用的主方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_{int}, \rho] + \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_{inc} \quad (2)$$

式中等号右边第一项为描述光与原子的相干相互作用项, 第二项为由自发辐射和其他不可逆过程导致的衰减项^[10]。可求得该系统的密度矩阵元随时间演化的方程组^[8]

$$\begin{aligned}
 i\dot{\rho}_{00} = & -i(\gamma_{11} + \gamma_{22} + \gamma_{33})\rho_{00} - \\
 & \frac{\Omega_p}{2}\rho_{10} - \frac{\Omega_c}{2}\rho_{20} - \frac{\Omega_t}{2}\rho_{30} + \\
 & \frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{01} + \frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{02} + \frac{\Omega_t^*}{2}\rho_{03} \quad (3a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i\dot{\rho}_{11} = & i\gamma_{11}\rho_{00} + i\gamma_{12}\rho_{22} + i\gamma_{13}\rho_{33} + \\
 & \frac{\Omega_p}{2}\rho_{10} - \frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{01} \quad (3b)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i\dot{\rho}_{22} = & i\gamma_{22}\rho_{00} - i\gamma_{12}\rho_{22} + i\gamma_{23}\rho_{33} + \\
 & \frac{\Omega_c}{2}\rho_{20} - \frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{02} \quad (3c)
 \end{aligned}$$

$$i\dot{\rho}_{33} = i\gamma_{33}\rho_{00} - i(\gamma_{13} + \gamma_{23})\rho_{33} +$$

$$\frac{\Omega_i}{2}\rho_{30} - \frac{\Omega_i^*}{2}\rho_{03} \quad (3d)$$

$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_{10} = & -(\Delta_p + i\gamma_{10})\rho_{10} - \frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{00} + \\ & \frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{11} + \frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{12} + \frac{\Omega_i^*}{2}\rho_{13} \end{aligned} \quad (3e)$$

$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_{20} = & -(\Delta_c + i\gamma_{20})\rho_{20} - \frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{00} + \\ & \frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{21} + \frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{22} + \frac{\Omega_i^*}{2}\rho_{23} \end{aligned} \quad (3f)$$

$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_{30} = & -(\Delta_i + i\gamma_{30})\rho_{30} - \frac{\Omega_i^*}{2}\rho_{00} + \\ & \frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{31} + \frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{32} + \frac{\Omega_i^*}{2}\rho_{33} \end{aligned} \quad (3g)$$

$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_{12} = & -(\Delta_p - \Delta_c + i\gamma_{12})\rho_{12} + \\ & \frac{\Omega_c}{2}\rho_{10} - \frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{02} \end{aligned} \quad (3h)$$

$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_{13} = & -(\Delta_p - \Delta_i + i\gamma_{13})\rho_{13} + \\ & \frac{\Omega_i}{2}\rho_{10} - \frac{\Omega_i^*}{2}\rho_{03} \end{aligned} \quad (3i)$$

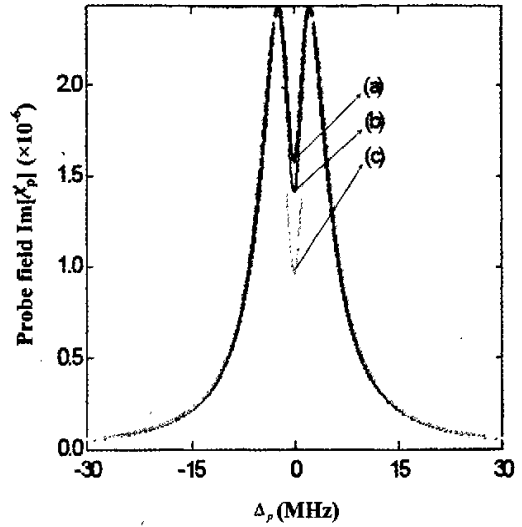
$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_{23} = & -(\Delta_c - \Delta_i + i\gamma_{23})\rho_{23} + \\ & \frac{\Omega_i}{2}\rho_{20} - \frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{03} \end{aligned} \quad (3j)$$

式中 $\gamma_{ij}(i, j = 1, 2, 3)$ 表示布居数和相干过程的衰减速率。探针光的极化率可表示为：

$$\chi_p = -\frac{N|\mu_p|^2\rho_{10}}{\hbar\epsilon_0\Omega_p} \quad (4)$$

式中 N 为原子数密度； μ_p 为电偶极矩阵元，其实部 $\text{Re}[\chi_p]$ 和虚部 $\text{Im}[\chi_p]$ 分别对应着色散和吸收。在稳态条件下，方程(3)左边等于零，使用 EIT 发生时的条件 $\rho_{11} \approx \rho_{33} \approx 1/2, \rho_{22} \approx 0^{[8]}$ ，可计算出密度矩阵元 ρ_{10} ，再由(4)式即可计算出探针光的吸收和折射率随频率失谐量变化的关系。图 2 和图 3 分别给出了在不同触发光 Rabi 频率条件下 ($\Omega_i = 0$ MHz, $\Omega_i = 2.5$ MHz 和 $\Omega_i = 5$ MHz) 探针光吸收系数和折射率随探针光频率失谐量的变化关系。

可以看出，当触发光 Rabi 频率 Ω_i 为零时，耦合光在探针光的共振吸收峰上开启一个 EIT 透明窗口(如图 2(a)所示)，同时在 EIT 共振处产生一个陡峭的色散斜坡，色散斜坡的最大值对应两个色散峰值(如图 3(a) P_1, P_2 所示)。当一束



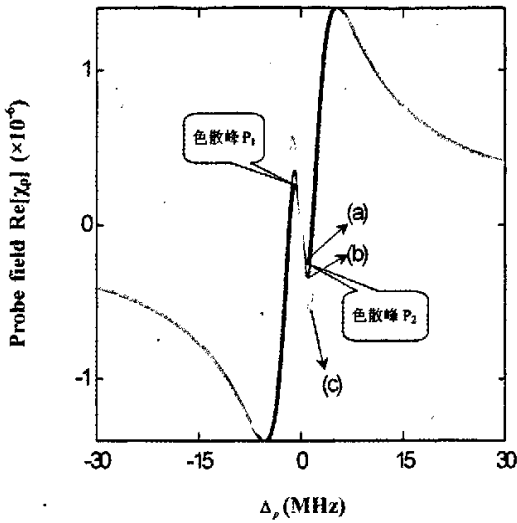
(a), (b) 和 (c) 分别对应 $\Omega_i = 0$ MHz, $\Omega_i = 2.5$ MHz 和 $\Omega_i = 5$ MHz; 其余参数为 $\gamma_{01} = \gamma_{02} = \gamma_{03} = 3.8$ MHz, $\gamma_{12} = \gamma_{13} = \gamma_{32} = 1.1$ MHz, $\Delta_c = \Delta_i = 0$ MHz, $\Omega_c = 10$ MHz, $N = 1.6 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ 。

图 2 探针光的吸收随其失谐量 Δ_p 在不同触发光 Rabi 频率 Ω_i 的变化关系曲线

Fig. 2 Absorption of the probe beam as a function of detuning Δ_p for different Rabi frequency of trigger beam corresponding to (a) $\Omega_i = 0$ MHz; (b) $\Omega_i = 2.5$ MHz; (c) $\Omega_i = 5$ MHz. Other parameters are $\gamma_{01} = \gamma_{02} = \gamma_{03} = 3.8$ MHz, $\gamma_{12} = \gamma_{13} = \gamma_{32} = 1.1$ MHz, $\Delta_c = \Delta_i = 0$ MHz, $\Omega_c = 10$ MHz, $N = 1.6 \times 10^{11}/\text{cm}^3$.

Rabi 频率为 $\Omega_i = 2.5$ MHz 的触发光作用于原子 $|3\rangle \rightarrow |0\rangle$ 跃迁上时，探针光 EIT 透明窗口变大(如图 2(b)所示)，对应着探针光的吸收系数在 EIT 透射峰处减小。同时，色散曲线中两色散峰值变大(如图 3(b)所示)，意味着 EIT 近共振处折射率发生了变化。当触发光 Rabi 频率进一步增大变为 $\Omega_i = 5$ MHz 时，探针光 EIT 透明窗口进一步变大(如图 2(c)所示)，即探针光的吸收在 EIT 透射峰处进一步减小，色散曲线中两峰值继续变大(如图 3(c)所示)。我们计算了探针光在 EIT 透射峰处的吸收系数和色散峰值随触发光光强 I_i 变化关系曲线，结果如图 4, 图 5 所示。

可以看出吸收系数随触发光光强的变大而减小，而色散峰值随触发光光强的变大而增加。这



(a), (b) 和 (c) 分别对应 $\Omega_1 = 0$ MHz, $\Omega_1 = 2.5$ MHz 和 $\Omega_1 = 5$ MHz; 其余参数的选择同图 2。

图 3 探针光的色散随其失谐量 Δ_p 在不同触发光 Rabi 频率 Ω_1 的变化关系曲线
Fig. 3 Dispersion of the probe beam as a function of detuning for different Rabi frequency (a) $\Omega_1 = 0$ MHz; (b) $\Omega_1 = 2.5$ MHz; (c) $\Omega_1 = 5$ MHz. Other parameters are the same with FIG. 2.

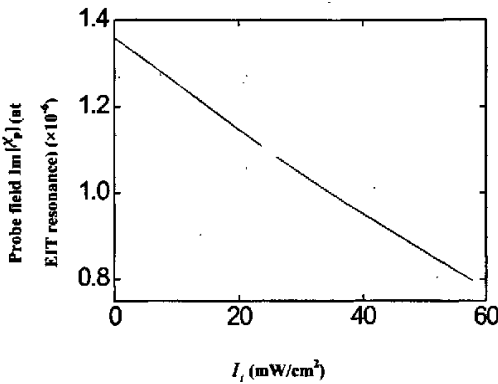


图 4 探针光在 EIT 透射峰处的吸收随触发光光强变化的关系

Fig. 4 Absorption of the probe beam as a function of intensity of trigger beam at EIT resonance.

种由触发光变化导致的探针光吸收和色散的变化, 对应着该四能级系统的三阶非线性光学效应。最后, 我们对探针光 Kerr 非线性折射率进行

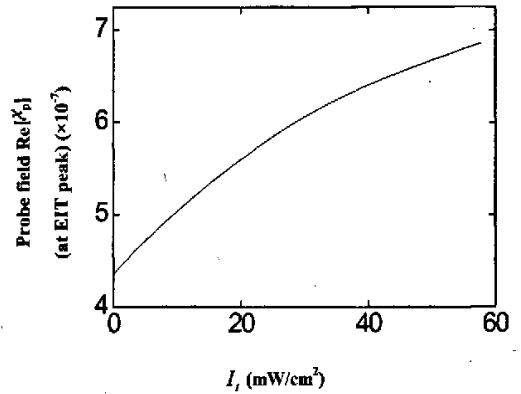


图 5 探针光色散峰值随触发光光强变化的关系
Fig. 5 Dispersion peak of the probe beam as a function of intensity of trigger beam.

了估算。介质的总极化率 χ_p 可表示为^[11]

$$\chi_p = \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |E_t(\omega)|^2 \quad (5)$$

式中 $\chi^{(1)}$, $\chi^{(3)}$ 分别为线性 and 三阶非线性极化率; $E_t(\omega)$ 为触发光的电场强度。总极化率与 Kerr 非线性折射率的关系是^[11]

$$n_2 \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{W}} \right) = \frac{12\pi^2}{n_0^2 c} 10^7 \chi^{(3)} (\text{esu}) \quad (6)$$

式中 n_0 为线性折射率; c 为真空中的光速。当 $\Omega_1 = 0$ 时, 介质的总极化率 $\chi_p = \chi^{(1)}$; 当 $\Omega_1 \neq 0$ 时,

$$\chi^{(3)} = \frac{\chi_p - \chi^{(1)}}{3 |E_t(\omega)|^2}, \text{ 再结合 (6) 式可计算出交叉}$$

Kerr 非线性折射率 n_2 。当 $\omega_t = 2.5$ MHz 时, 我们计算出 $n_2 = 4.26 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{W}$ 。并由此可估算出该原子系统中 Kerr 非线性相移 ($\Phi_p = n_2 k l I_t$, 式中 k 为波数; l 为介质长度)。取 $\lambda_p = 795 \text{ nm}$, $l = 2 \text{ mm}$, 并结合 $k = \frac{2\pi}{\lambda_p}$, 得 $\Phi_p = 0.55^\circ$ 。如果对

触发光光束进一步聚焦整形, 极大地提高其光强 I_t , 则可在该四能级 EIT 介质中获得显著的交叉 Kerr 非线性相移 ($\sim \pi$), 进而进行偏振量子相位门的研究。

2 结论

本文通过数值方法计算并分析了四能级 Tripod-型原子系统中触发光导致的 EIT 吸收和色散的变化。结果表明, 当触发光作用于该四能级系统时, 可使探针光的 EIT 窗口 (由耦合光导致)

变大,吸收减小,同时色散峰值变大。这种增强效应来源于探针光,耦合光和触发光耦合到四能级原子能级时导致的原子相干效应。EIT处吸收的降低和色散的增强依赖于触发光的功率,这种

增强效应来自于三阶非线性极化率,表明在该能级结构中可以获得很大的交叉 Kerr 非线性效应,这种交叉 Kerr 非线性效应在偏振量子相位门的研究中具有应用潜力。

参考文献:

- [1] LUKIN M D, IMAMOGLU A. Controlling Photons Using Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Nature (London)*, 2001, **413**: 20.
- [2] SCHMIDT H, IMAMOGLU A. Giant Kerr Nonlinearities Obtained by Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Opt Lett*, 1996, **21**: 1936.
- [3] HARRIS S E, YAMAMOTO Y. Photon Wwitching by Quantum Interference [J]. *Phys Rev Lett*, 1998, **81**: 3611.
- [4] YAN M, RICKEY E, ZHU Y. Nonlinear Absorption by Quantum Interference in Cold Atoms [J]. *Opt Lett*, 2001, **26**: 548.
- [5] YAN M, RICKEY E, ZHU Y. Observation of Absorptive Photon Switching by Quantum Interference [J]. *Phys Rev A*, 2001, **64**: 041801.
- [6] RACZYNSKI A, RZEPECKA M, ZAREBA J, *et al.* Electromagnetically Induced Transparency and Light Slowdown for A-like Systems with a Structured Continuum [J]. *Opt Comm*, 2006, **260**: 73.
- [7] GOREN C, WILSON-GORDON A D, ROSENBLUH M, *et al.* Friedmann, Sub-Doppler and Subnatural Narrowing of an Absorption Line Induced by Interacting Dark Resonances in Tripod System [J]. *Phys Rev A*, 2004, **69**: 063802.
- [8] REBIC S, VITALI D, OTTAVIANI C, *et al.* Polarization Phase Gate with a Tripod Atomic System [J]. *Phys Rev A*, 2004, **70**: 032317.
- [9] MARLAN O SCULLY, SUHAIL ZUBAIRY M. *Quantum Optics* [M]. Cambridge University Press, 1999: 222.
- [10] LING Hong-yuan, LI Yong-qing, XIAO Min. Coherent Population Trapping and Electromagnetically Induced Transparency in Multi-Zeeman-Sublevel Atoms [J]. *Phys Rev A*, 1996, **53**: 2.
- [11] ROBERT BOYD W. *Nonlinear Optics* [M]. Academic press, INC. 1992: 159-162.

The Cross-Phase Kerr Nonlinearity Via Quantum Interference in Four-level Tripod-type Atomic System

XIAO Jin-tao, HAN Yan-xu, WANG Hai

(The State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University Taiyuan 030006, China)

Abstract: The susceptibility of the probe field in a four-level tripod-type atomic system as a function of the probe detuning is calculated. The results show that the absorption and dispersion of probe field near EIT resonance can be significantly changed while a trigger beam interacting with a transition in this system. With the increase of Rabi frequency of trigger beam, the absorption of probe beam at EIT window becomes smaller, and its dispersion becomes larger. Such changes of susceptibility of probe beam caused by a trigger beam are corresponding to the third Kerr nonlinearity, which have an application in polarization phase gate.

Key words: four-level tripod-type atomic system; electromagnetically induced transparency; third Kerr nonlinearity

效应

作者: [校金涛](#), [韩燕旭](#), [王海](#), [XIAO Jin-tao](#), [HAN Yan-xu](#), [WANG Hai](#)
作者单位: [量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电所, 山西, 太原, 030006](#)
刊名: [量子光学学报](#) 
英文刊名: [ACTA SINICA QUANTUM OPTICA](#)
年, 卷(期): 2007, 13(4)

参考文献(11条)

1. [LUKIN M D;IMAMOGLU A Controlling Photons Using Electromagnetically Induced Transparency](#) 2001
2. [SCHMIDT H;IMAMOGLU A Giant Kerr Nonlinearities Obtained by Electromagnetically Induced Transparency](#) 1996
3. [HARRIS S E;YAMAMOTO Y Photon Wwitching by Quantum Interference](#) 1998
4. [YAN M;RICKEY E;ZHU Y Nonlinear Absorption by Quantum Interference in Cold Atoms](#)[外文期刊] 2001(8)
5. [YAN M;RICKEY E;ZHU Y Observation of Absorptive Photon Switching by Quantam Interference](#) 2001
6. [RACZYNSKI A;RZEPECKA M;ZAREBA J Electmmagnetically Induced Transparency and Light Slowdown for A-like Systems with a Structured Continuum](#) 2006
7. [GOREN C;WILSON-GORDON A D;ROSENBLUH M Friedmann, Sub-Doppler and Subnatural Narrowing of an Absorption Line Induced by Interacting Dark Resonances in Tripod System](#) 2004
8. [REBIC S;VITALI D;OTTAVIANI C Polarization Phase Gate with a Tripod Atomic System](#) 2004
9. [MARLAN O SCULLY;SUHAIL ZUBAIRY M Quantum Optics](#) 1999
10. [LING Hong-yuan;LI Yong-qing;XIAO Min Coherent Population Trapping and Electromagnetically Induced Transparency in Multi-Zeeman-Sublevel Atoms](#) 1996
11. [ROBERT BOYD W Nonlinear Optics](#) 1992

引用本文格式: [校金涛](#), [韩燕旭](#), [王海](#), [XIAO Jin-tao](#), [HAN Yan-xu](#), [WANG Hai](#) [四能级Tripod-型原子系统中量子相干导致的交叉Kerr非线性效应](#)[期刊论文]-[量子光学学报](#) 2007(4)