

V型三能级原子系统与双激光场相互作用的量子干涉效应

徐 谷 方绍武 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所,量子光学(联合)开放实验室,上海 201800)

摘 要 对V型三能级原子系统与双激光场相互作用时诱发的量子干涉效应进行了研究,通过在原子能级几率振幅随时间演化的耦合方程中引入一个上两能级交叉耦合干涉项,讨论和分析了在不同条件下交叉耦合干涉项的相消作用以及量子干涉效应对原子基态几率和原子系统受激吸收特性的影响.

关键词 干涉效应, 交叉耦合, 稳定态.

1 引 言

最近,人们对一些原子系统特别是三能级原子系统产生了较大的兴趣,发现这些似乎很简单的物理系统表现出一些新的且非常重要的物理现象,例如,无反转激光、介质透明、激光冷却原子低于单光子反冲能量、原子干涉效应等^[1~4]. 这些现象的物理机制依赖于原子系统与电磁场(或其它外场)相互作用时不同能态之间诱发的量子干涉效应. 本文从理论上对V型三能级原子同时与两个激光场相互作用的量子干涉效应进行了研究,把双光子共振中的量子干涉效应等效于在原子几率振幅随时间演化的耦合方程中引入一个交叉耦合项,计算结果表明,这个交叉耦合干涉项使V型三能级原子的激发态形成一个稳定的线性叠加态,抑制了原子系统的吸收跃迁. 当干涉效应足够强时,原子被囚禁在低能级上,原子系统的吸收特性消失,从而使介质变得透明. 文中讨论了不同条件下干涉效应对基态原子吸收特性的影响.

2 物理模型

图1是V型三能级原子与双激光场相互作用的能级示意图. 非简并的三个能级态分别是 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$, $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 对应于电偶极跃迁, $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 偶极禁戒跃迁. 作用于原子系统的电磁场和系统哈密顿算符为

$$\left. \begin{aligned} E &= e_1 E \exp(-i\omega t) + e_2 E' \exp(-i\omega' t) + C. C. \\ H &= H_0 + H' \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

H_0 为不存在任何外场时的哈密顿算符. 在偶极跃迁下相互作用的哈密顿量为

$$H' = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \quad (2)$$

式中 \mathbf{d} 是原子偶极算符, 其非对角矩阵元

$$\begin{aligned} d_{12} = \langle 1 | \mathbf{d} | 2 \rangle = d_{21} \neq 0, \quad d_{13} = \langle 1 | \mathbf{d} | 3 \rangle = d_{31} \neq 0, \\ d_{23} = \langle 2 | \mathbf{d} | 3 \rangle = d_{32} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

设描述此系统的波函数 $\bar{\psi}$ 和各能态上的能量 E_i 为

$$\left. \begin{aligned} \bar{\psi} &= a_1(t)\psi_1(r) \exp(-i\omega_1 t) \\ &+ a_2(t)\psi_2(r) \exp(-i\omega_2 t) + a_3(t)\psi_3(r) \exp(-i\omega_3 t) \\ E_i &= h\omega_i \quad (i = 1, 2, 3) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

将上式代入薛定谔(Schrodinger)方程, 在旋转波近似下并考虑能级衰减, 三个几率振幅满足如下的运动方程

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} = i\Omega_{12}a_2 + i\Omega_{13}a_3 \quad (5)$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial t} = (i\Delta_{21} - \Gamma_2/2)a_2 + i\Omega_{21}a_1 - \kappa_{23}a_3 \quad (6)$$

$$\frac{\partial a_3}{\partial t} = (i\Delta_{31} - \Gamma_3/2)a_3 + i\Omega_{31}a_1 - \kappa_{32}a_2 \quad (7)$$

式中 Ω_{ij} 为拉比(Rabi)频率, $\Omega_{12} = \Omega_{21} = d_{12}E/2h$, $\Omega_{13} = \Omega_{31} = d_{13}E'/2h$, ω_{ij} 为原子跃迁频率, Δ_{ij} 为激光频率的失谐量, $\Delta_{21} = \omega_{21} - \omega$, $\Delta_{31} = \omega_{31} - \omega'$, ω 、 ω' 分别为激光场的频率, Γ_2 、 Γ_3 为能级态 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 衰减因子, κ_{ij} 代表两个上能级态 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 的交叉耦合系数, $\kappa_{23} = \kappa_{32} = (\Gamma_2\Gamma_3)^{1/2}/2$, 由于 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 耦合于同一低能级态, 当态 $|2\rangle$ 上原子衰减时, 借助于驱动场 ω' 耦合到态 $|3\rangle$, 反之态 $|3\rangle$ 上的原子借助于 ω 耦合到态 $|2\rangle$ 上, 因此两个能级态相互耦合. 假设原子在 $t=0$ 时刻处于基态, 由初始条件 $a_1(0) = 1$, $a_2(0) = 0$, $a_3(0) = 0$, 可以求解出各能级态上几率振幅 $a_i(t)$ ($i = 1, 2, 3$) 随时间的演化关系, 进而求出原子在各能级上的粒子占有率 $|a_i(t)| = a_i^*(t)a_i(t)$ ($i = 1, 2, 3$).

3 讨论与分析

V 型三能级原子系统与双激光场作用时, 原子激发态上的行为特征已在理论上进行了较详细的研究^[5,6], 下面将讨论在小对称失谐和相同拉比频率条件下, 量子干涉效应对这个原子系统基态的影响.

3.1 $\Gamma_2/\Gamma_3 \approx 1$

有交叉耦合项存在时基态原子的布居数 $|a_1(t)|^2 \sim t$ 的演化关系如图 2 所示, 由图可知, 初始时电磁场激发引起态 $|1\rangle$ 上粒子出现振荡变化, 经历几个上能级衰减寿命时间之后, 瞬态响应过程结束. 基态 $|1\rangle$ 进入一个稳定态, $|a_1(t)|^2$ 不再随时间变化. 双光子激发过程导致 V 型三能级原子的激发态过渡为一个相干叠加态^[5,6]. 瞬态吸收结束时, 低能级上的一半粒子保持在态 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 态上, 这些相位相干的粒子产生等值反号的偶极动量, 改变了原子的吸收特征. 吸收跃迁率趋于零, 等效地说, 量子相消干涉效应使原子系统的基态同样保持稳定态特征, 瞬态吸收是原子系统唯一的吸收过程, 该过程对系统吸收谱的贡献很小, 可以忽略, 在此条件下, 介质的透明度大大增加, 如果令(5)式、(7)式中 $\kappa_{ij} = 0$ (即原子激发态之间不存

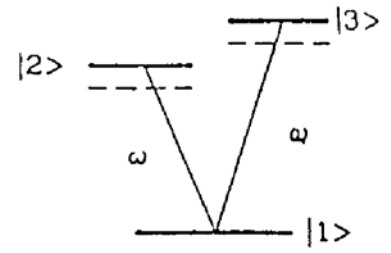


Fig. 1 Energy-level for the analysis. Level $|1\rangle$ is lower one, $|2\rangle$ and $|3\rangle$ are upper levels. ω , ω' represent laser fields respectively

在耦合干涉效应), 这时态 $|1\rangle$ 的稳定态特征迅速减弱, 基态粒子的布居数 $|a_1(t)|^2$ 随时间减小, 原子吸收跃迁几率不为零, 介质透明被破坏, 图 3 给出了令 $\kappa_j = 0$ 时 $|a_1(t)|^2$ 的变化曲线, 显然, 图 2 与图 3 所显示的基态原子具有完全不同的性质.

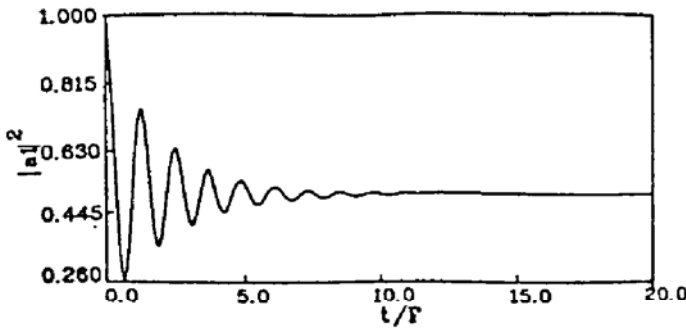


Fig. 2 The probability for level $|1\rangle$ occupancy versus time for an ideal three-level system. The absorption takes place within several decay times of the upper level

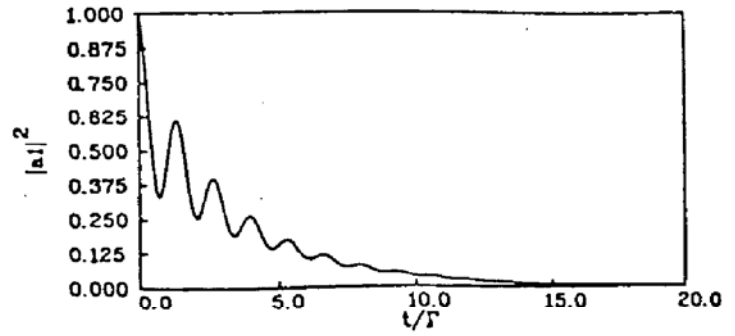


Fig. 3 The system has the same parameters as Fig. 1, but the cross coupled term κ_j ($i, j = 2, 3$) is zero

介质透明也可以从表征系统吸收特性的介质极化强度矢量虚部

$$P_{abs} = -I_m a_2^*(t)a_1(t)d_{12}E \exp(-i\omega t) - I_m a_3^*(t)a_1(t)d_{13}E' \exp(-i\omega t) + C. C. \quad (8)$$

的解析式中推得. 设 $t = \tau$ 时, 量子干涉效应使原子系统过渡为一个稳定状态, 此时有 $|a_1(t)|^2 = 1/2$, 在稳定条件下, 忽略(6)、(7)式中的时间变化项, 将(6)、(7)式代入(5)、(8)式解出

$$P_{abs}(t)|_{t \geq \tau} = -i \left[\frac{(\Gamma_2/2)\Omega_{13} - \kappa_{23}\Omega_{21}}{\Delta_{21}\Delta_{31} + [\Gamma_2/2 + (\Delta_{21}/\Delta_{31})(\Gamma_3/2)]^2} \right] |a_1(\tau)|^2 E' \sin(\omega' \tau) - i \left[\frac{(\Gamma_3/2)\Omega_{12} - \kappa_{23}\Omega_{13}}{\Delta_{21}\Delta_{31} + [\Gamma_2/2 + (\Delta_{21}/\Delta_{31})(\Gamma_3/2)]^2} \right] |a_1(\tau)|^2 d_{12}E' \sin(\omega \tau) \quad (9)$$

在 $\Gamma_2 \approx \Gamma_3$ 条件下, $\kappa_{23} = \Gamma_2/2 = \Gamma_3/2$, 故由(9)式可得, 当 $\kappa_{23} = \kappa_{32} \neq 0$ 时, $P_{abs}|_{t \geq 0}$ 原子吸收系数为零, 介质透明; 当 $\kappa_{23} = \kappa_{32} = 0$ 时, $P_{abs}|_{t \geq 0} \neq 0$, 这是因为此时不存在干涉项来抵消相应的跃迁吸收, 故不出现介质透明现象.

3.2 $\Gamma_3/\Gamma_2 \gg 1$

$\kappa_j \neq 0$, 如果能级 $|2\rangle$ 的辐射寿命比能级 $|3\rangle$ 长得多(例如, 能级 $|2\rangle$ 上一个亚稳态, 由于态 $|2\rangle$ 上的粒子连续两次辐射的时间间隔比态 $|3\rangle$ 上粒子的辐射射时间隔长, 因此基态的原子吸收一个频率为 ω' 的光子跃迁到态 $|2\rangle$ 后, 在 $(\Gamma_2)^{-1}$ 的时间内与另一个激光场不发生相互作用, 原子被“搁置”在态 $|2\rangle$ 上, 双光子同时激发导致态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 耦合产生的相消干涉效应减弱, 从(9)式可以看出, 当 $\Gamma_3/\Gamma_2 \gg 1$ 时, 式中各项均不为零, κ_j ($i, j = 2, 3$) 不能完全抵消相应的跃迁吸收, $P_{abs}(t)|_{t \geq \tau} \neq 0$, 图 4 显示了在此条件下基态原

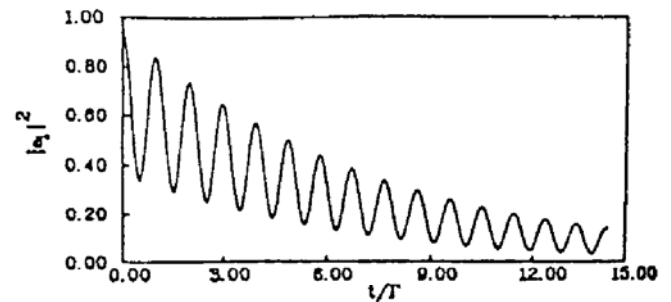


Fig. 4 The probability for level $|1\rangle$ occupancy versus time. The response of three-level system is quite similar to a two-level system under the contion of $\Gamma_3/\Gamma_2 \gg 1$

子的变化, $|a_1(t)|^2$ 类似于一个二能级原子系统受激吸收发生时的几率, 此时原子基态不存在稳定态特征, 使用两个激光场与原子作用和使用一个激光场相比较, V 型三能级原子系统并出现新的物理内容.

结 论 分析了不同条件下 V 型三能级原子系统与双激光场作用诱发的量子干涉效应与介质吸收之间的关系, 显然它对原子系统的特性变化产生了很大的影响, 当干涉效应足够强时, 干涉相消项完全抵消介质的吸收而使介质透明, 原子系统表现出稳定态特征, 随着干涉相消效应的减弱, 介质透明现象消失. 实验上已观察到 V 型三能级原子系统与双激光场作用诱发的无吸收稳定态特征(即介质透明现象)^[7]. 钠原子基态 $3S_{1/2}$ 和 D_1 线的超精细结构 $3P_{1/2}(F=1,2)$ 形成一个 V 形三能级系统. 吸收池中的原子由于运动产生的多普勒频移满足同时的双光子跃迁条件时, 两激发态构成一个相干迭加态, 这时双光子干涉导致介质吸收系数双光子干涉效应存在时的吸收系数减小 80%. 因此, 对原子系统与外场作用诱发的量子干涉效应的研究, 有助于探索原子系统的新物理现象.

参 考 文 献

- [1] G. S. Agarwal, Origin of gain in systems without inversion in bare dressed states. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **44**(1) : R28
- [2] K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**(20) : 2593
- [3] Mark. Kasevich, Steven Chu, Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(12) : 1741
- [4] Fujio Shimizu, Kazuko Shimizu, Hiroshi Takuma, Young's double-slit interferometry with ultracold atom. *Proc. SPIE*, 1992, **1726** : 193~198
- [5] Zhen fei Luo, Zhizhan Xu, Laser without inversion and coherence in dressed states. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **45**(11) : 8292
- [6] S. Boulil, A. D. Wilson Gordon, H. Friedmann, Two-photon coherence and steady-state saturated and inverted population in three-level systems. *J. Mod. Opt.*, 1991, **38**(9) : 1739
- [7] Yuzhu Wang *et al.*, Observation of two-photon coherence in the V-shaped three-level system. (Reported on International Conference on Laser Spectroscopy, U. S. A. 1993)

Quantum Coherence Effect Induced by Two Lasers in V-Shaped Three-Level System

Xu Gu Fang Shaowu Wang Yuzhu

(Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 20 July 1993; revised 10 January 1994)

Abstract Quantum coherence induced by two lasers has been studied in V-shaped three-level system. A coherence cross term is introduced into three coupled equations of the atom system. Under different conditions, we discuss the destructive interference of cross coupling and investigate the influence of quantum coherence effect on probability for ground state occupancy and characteristic of stimulated absorption.

Key words coherence effect, cross coupling, steady-state.