

文章编号: 1007-4627(2005)04-0411-05

光场驱动下退化的级联三能级原子中的量子相干效应*

刘万芳, 曾国模[#]

(吉林大学物理学院理论物理研究中心, 吉林 长春 130023)

摘要: 研究了退化的级联三能级原子在施加静磁场后的量子相干效应, 系统既可出现单光子电磁诱导透明, 也可出现双光子电磁诱导透明以及双光子电磁诱导吸收, 这取决于两个驱动场的拉比频率和塞曼分裂的相干性。

关键词: 量子相干性; 电磁诱导光透明; 拉比频率; 塞曼分裂

中图分类号: TN248.22 **文献标识码:** A

1 引言

光与原子的相互作用有着丰富的物理内容, 原子的相干效应是光与原子相互作用的一种重要的物理现象, 它可导致电磁诱导光透明(EIT)^[1-4]、电磁诱导光吸收(EIA)^[5-6]、双光子电磁诱导透明^[7]、无粒子数反转激光(LWI)^[8-10]、相干布居数捕获(CPT)^[11-15]等。近年来, 这些课题备受关注。

EIT, 特别是双光子 EIT 是非常新颖的课题^[7]。迄今为止, 人们在这方面已经做了不少研究工作, 例如: 以 EIT 技术为基础的增强的 Kerr 非线性效应^[16,17], 多塞曼亚能级原子与退化二能级原子中的 EIT^[13, 18], 激光场的线宽对双光子 EIT 的影响^[19]等。本文以光场作用下退化的级联三能级原子系统为研究对象, 在稳态近似下通过数值求解得到了系统的主要特性。在驱动场共振点处, 考查探测场的吸收系数随驱动场强度的变化曲线, 找到了双光子 EIT 窗与同步的双光子 EIA 点。

2 模型与密度矩阵方程

考虑一个退化的级联三能级原子系统: 基态 $|a\rangle$ 和激发态 $|b\rangle$, 角量子数均为 1; 中间态 $|c\rangle$, 角量子数为 0。

在 $|c\rangle \leftrightarrow |a, 0\rangle$ 之间和 $|c\rangle \leftrightarrow |b, 0\rangle$ 之间施加一个频率为 ω_c 的线极化 π 光作为驱动场, 在 $|c\rangle \leftrightarrow |a,$

$\pm 1\rangle$ 之间与 $|c\rangle \leftrightarrow |b, \pm 1\rangle$ 之间施加一个频率分别为 ω_{p1}, ω_{p2} 的圆极化光作为探测场, 然后再施加一个静磁场, 原来退化的激发态和基态将分别分裂为 3 个子能级(如图 1 所示)。对这样一个封闭系统,

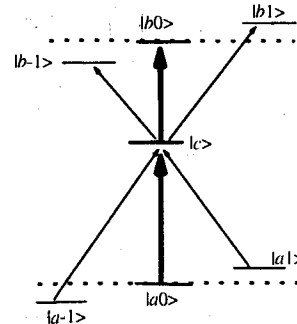


图 1 级联三能级原子能级跃迁示意图

我们忽略光场 $E_{c,b\pm 1}, E_{c,b0}$ 在基态与中间态之间的作用以及光场 $E_{c,a\pm 1}, E_{c,a0}$ 在中间态与激发态之间的作用, 在旋转波近似下系统中各个能级和光场的相互作用可如下描述:

$$\begin{aligned} V_{c,aj} &= V_{c,aj}(\omega_{p1})e^{i\omega_{p1}t}, \\ V_{c,bj} &= V_{c,bj}(\omega_{p2})e^{i\omega_{p2}t}, \quad j = \pm 1, \\ V_{c,a0} &= \hbar V_{c,a0}(\omega_{c1})e^{i\omega_{c1}t}, V_{c,b0} = \hbar V_{c,b0}(\omega_c)e^{i\omega_{c2}t}, \\ V_{c,aj}(\omega_{p1}) &= \hbar V_{c,aj}^*(\omega_{p1}) = V_{pa}, \quad 2V_{pa} = \mu E_{p1}/2^{1/2} \hbar \\ V_{c,a0}(\omega_{c1}) &= \hbar V_{c,a0}^*(\omega_{c1}) = V_{ca}, \quad 2V_{ca} = \mu E_{c1}/2^{1/2} \hbar \end{aligned}$$

收稿日期: 2005 - 09 - 08

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10105003); 教育部名牌课创建项目; 吉林大学创新基金资助项目; 吉林大学百门精品课程建设工程

作者简介: 刘万芳(1979-), 男(苗族), 贵州遵义人, 硕士, 从事量子信息与量子光学的研究; E-mail: kij3567@sina.com

[#] 联系人: 曾国模, E-mail: gmzeng@jlu.edu.cn

$$\begin{aligned}
 V_{c,bj}(\omega_{p2}) &= V_{c,bj}^*(\omega_{p2}) = V_{pb}, \quad 2V_{pb} = \mu E_{p2} / 2^{1/2} \hbar \\
 V_{c,b0}(\omega_{c2}) &= V_{c,b0}^*(\omega_{c2}) = V_{cb}, \quad 2V_{cb} = \mu E_{c2} / 2^{1/2} \hbar
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

本文中始终取 $V_{cb} = 100 V_{pb}$, 当 $E_{c,a0}$ 也作为驱动场时, 取 $V_{ca} = 100 V_{pb}$ 。在忽略掉导致退相(dephase)的弹性碰撞后, 可以导出上述系统相应的光学 Bloch 方程, 再进行傅立叶振幅变换^[18, 20, 21]

$$\begin{aligned}
 \rho_{c,j} &= \rho_{c,j}(\omega_c) e^{-i\omega_c t} + \rho_{c,j}(\omega_p) e^{-i\omega_p t} + \\
 &\rho_{c,j}(2\omega_c - \omega_p) e^{-i(2\omega_c - \omega_p)t}, \tag{2} \\
 j &= a0, b0, a \pm 1, b \pm 1
 \end{aligned}$$

并作稳态近似, 就得到可解析求解的一组封闭的线性方程。

3 计算结果与分析

探测场 $E_{c,a \pm 1}$ 的单光子折射系数与吸收系数分别正比于极化率的实部与虚部, 即 $(\chi(\omega_p) \propto \rho_{c,a1}^d + \rho_{c,a-1}^d)$, 而探测场 $E_{c,b \pm 1}$ 的双光子吸收强度与上能级的粒子数 $\rho_{b1,b1}^{dc}$ 与 $\rho_{b-1,b-1}^{dc}$ 的和成正比^[22]。在计算时, 始终保持对称失谐^[23, 24], 并保持驱动场 $E_{c,a0}$ 和 $E_{c,b0}$ 与系统严格共振, 即 $\omega_{ca} = \omega_{c,a0}$, $\omega_{cb} = \omega_{c,b0}$ 。在退化和退化解除 (取 $\omega_{a1,a-1} = \omega_{b1,b-1} = 2\omega = 2g\mu_n B/\hbar = 5$, 为静磁场诱导的拉曼失谐量^[18]) 两种情况

下, 数值求解光学 Bloch 方程, 其中参数取为^[21]

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{c,ai} &= \Gamma_{a,i,c} = \Gamma = 0.666, \\
 \Gamma_{a,i,aj} &= \Gamma_{b,i,bj} = \gamma = 0.001, \\
 \gamma_{c,ai} &= \frac{1}{2}(3\Gamma + 2\gamma) = 1, \\
 \gamma_{c,bi} &= \frac{1}{2}(4\Gamma + 2\gamma) = 1.333, \\
 \gamma_{a,i,aj} &= \frac{1}{2}(4\gamma) = 0.002, \\
 \gamma_{b,i,bj} &= \frac{1}{2}(4\Gamma_{b,i,bj} + 2\Gamma) = 0.668, \tag{3} \\
 &\quad i, j = \pm 1, \\
 \gamma_{b,i,bj} &= \frac{1}{2}(4\gamma + \Gamma) = 0.335, \\
 &\quad i, j = 0; \pm 1
 \end{aligned}$$

我们计算了未加入磁场时, 对称双驱动和双探测时的单光子吸收和双光子吸收与对称双驱动强度的变化。结果表明, 随着驱动场强度的增加, 单光子吸收减小, 双光子跃迁几率不断增加。

下面我们画出了退化时取 $V_{ca} = 100 V_{pb} = 1$, $V_{cb} = 100 V_{pb} = 1$ 时探测场的单光子吸收与色散、双光子吸收及其几率捕获随失谐量 $\omega_p - \omega_c$ 的变化曲线, 分别如图 2(a) 中的虚线与实线及其图 2(b—d) 所示。由图可见, 探测场出现带有正色散的单光子

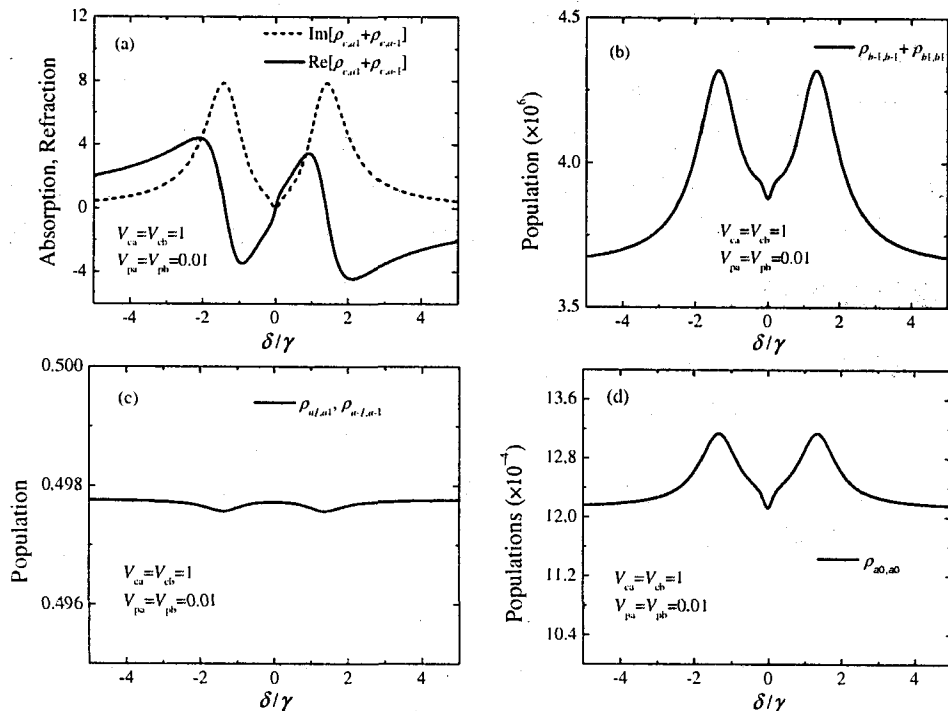


图 2 退化情况下对称双驱动双探测时的计算结果

EIT^[3, 18]；探测场双光子的吸收在共振点不再是一个吸收峰，而是一个吸收谷，但尚未达到透明；原子绝大部分被相干捕获在 $|a1\rangle$ ， $|a-1\rangle$ 这两个态上（由于退化，两曲线重合在一起）；只有极少的几率出现在态 $|a0\rangle$ 上，原子在 3 个态上的布居数涨落随失谐量的变化都很小。

只以 $E_{c,b0}$ 作为驱动场时的双光子吸收和单光子吸收曲线如图 3 所示。图 3(a) 中的实线与虚线分别为探测场 $E_{c,a\pm 1}$ 与 $E_{c,a0}$ 的吸收曲线，随着驱动强度的增加，吸收先增加，随后减小。图 3(b) 描述的是探测场 $E_{c,b\pm 1}$ 双光子的吸收曲线，与双驱动双探测时的情况相似，随着驱动场强度的增加，吸收强度增大，但比对称双驱动与双探测时的双光子吸收

减小了一个数量级。下面图 4(a) 中的虚线与实线、图 4(b) 以及图 4(c) 分别画出了单光子吸收与色散、双光子吸收以及几率捕获随失谐量的变化曲线。在退化的单驱动三探测时双光子的吸收减小了 200

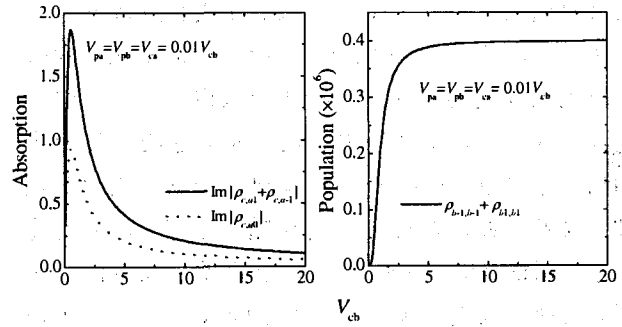


图 3 退化情况下单驱动吸收随 V_{cb} 的变化曲线

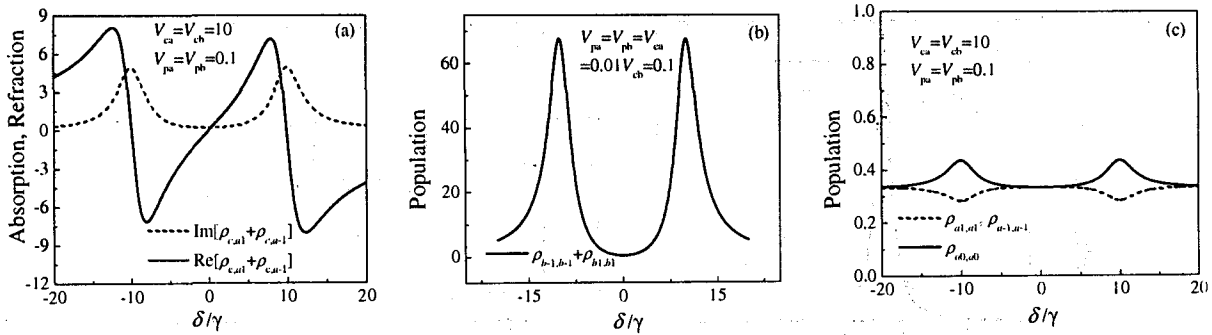


图 4 退化情况下单驱动三探测的计算结果

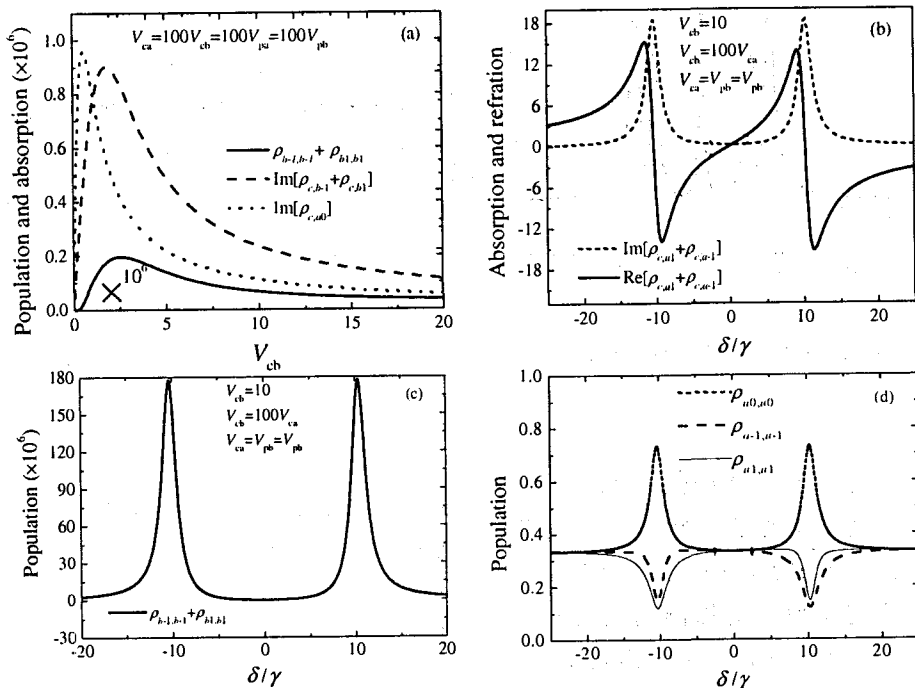


图 5 退化解除情况下单光子吸收随驱动场强度的变化

倍, 原子绝大部分被捕获在态 $|a-1\rangle, |a0\rangle, |a1\rangle$ 上, 但这时布居数的涨落变得明显。

在施加磁场使退化解除之后, 只以 $E_{c,b0}$ 作为驱动场, 其余的全作为探测场时, 我们画出了三探测的吸收曲线。图 5(a) 中的实线、虚线和点线分别描述 $E_{c,b\pm 1}$ 的双光子吸收、 $E_{c,a0}$ 和 $E_{c,a\pm 1}$ 的单光子吸收随驱动场强度的变化。在磁场加入以后, 在单驱动三探测时, 随着驱动场强度的增加, 透明度先减小随后逐渐增加。再取 $V_{ca}=10$, 画出单光子吸收与色散、双光子吸收以及几率捕获随失谐量 $\Delta\omega$ 的变化关系(如图 5(b-d) 所示)。在单驱动三探测的情况下, 出现了双光子 EIT, 双光子吸收减小了 4 个数量级, 比退化时(图 4(b))更加明显, 而原子绝大部

分被捕获在 $|a-1\rangle, |a0\rangle$ 和 $|a1\rangle$ 3 个态上, 但布居数随着失谐量的变化出现了大的涨落。

在不对称的双驱动与双探测时, 我们取定 $V_{ca}+V_{cb}=10, V_{ca}=100 V_{pa}, V_{cb}=100 V_{pb}$, 画出了探测场的吸收随驱动场强度的变化曲线, 再取定最大吸收点的驱动场强度, 画出单光子吸收和色散、双光子吸收以及几率捕获随失谐量 $\Delta\omega$ 的变化关系(如图 6 所示)。由图可见, 单光子吸收到达最大 EIA 的时候双光子吸收也同步达到最大的 EIA; 在不对称的双驱动与双探测时出现了带有负色散的 EIA 以及双光子 EIA; 原子绝大部分被捕获在了态 $|a-1\rangle$ 和 $|a1\rangle$ 上, 同样带有大的布居数涨落。

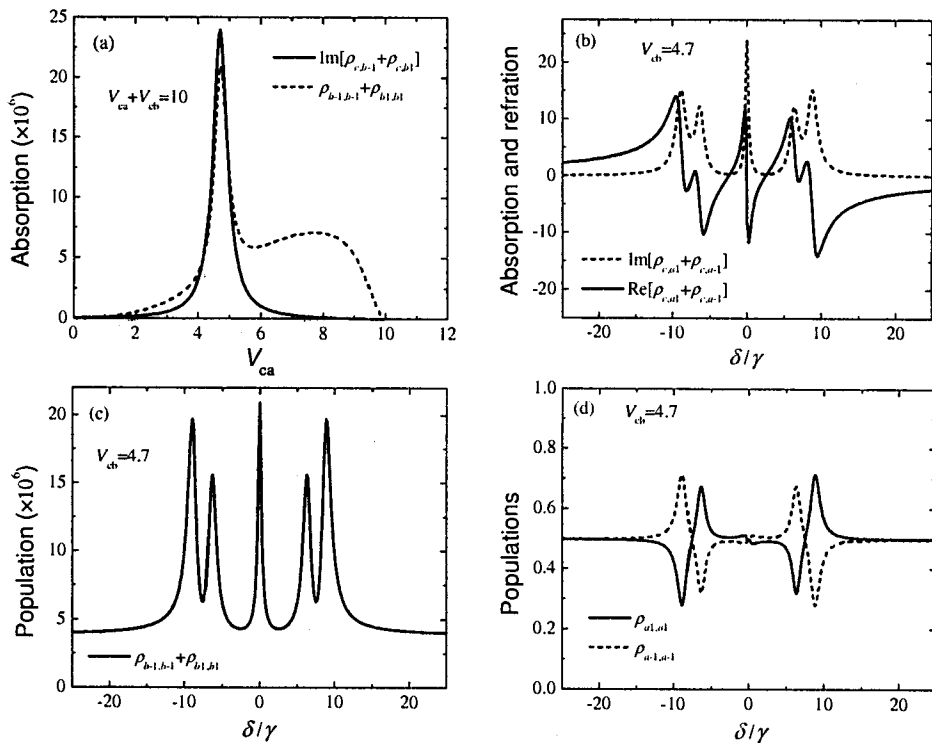


图 6 退化解除情况下不对称的双驱动与双探测时探测场的吸收随驱动场强度的变化曲线

4 总结

本文研究了在退化的级联三能级原子系统中塞曼分裂与驱动场的拉比频率的量子相干效应。当未加入磁场时, 主要是驱动场的拉比频率决定着裸原子能级移位, 进而决定了原子对探测场吸收的强弱, 此时在共振点只会出现 EIT, 不会出现 EIA。

在加入磁场以后, 由于驱动场的拉比频率和塞曼分裂都会导致能级移位, 所以, 原子对探测光吸收的强弱由驱动场的拉比频率和塞曼分裂共同决定, 在共振点二者所导致的能级移位相消时形成吸收峰(EIA), 反之, 则形成吸收谷(EIT), 在大的光频区甚至形成多 EIT 窗。

参 考 文 献:

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A. Phys Rev Lett, 1990, **64**: 1 107.
- [2] Harris S E, Field J E, Kasapi A. Phys Rev, 1992, **A46**: 29.
- [3] Harris S E. Phys Today, 1997, **50**(7): 36.
- [4] Scully M O, Zubairy M S. 1997 Quantum Optics. Cambridge, England: Cambridge University Press, 225.
- [5] Lezama A, Barreiro S, Akulshin A M. Phys Rev, 1999, **A59**: 4 732.
- [6] Akulshin A M, Barreiro S, Lezama A. Phys Rev, 1998, **A57**: 2 996.
- [7] Agawal G S, Harshawardhan W. Phys Rev Lett, 1996, **77**: 1 039.
- [8] Fleischhauer M, Keitel C H, Scully M O, *et al.* Opt Commun, 1992, **87**: 109.
- [9] Narducci L M, Doss H M. Opt Commun, 1991, **81**: 379.
- [10] Zhu Yifu. Phys Rev, 1992, **A45**: 6 149.
- [11] Gray H R, Whitley R M, Stroud C R. Jr Opt Lett, 1978, **3**: 218.
- [12] Renzoni F, Maichen W, Windholz L, *et al.* Phys Rev, 1997, **A55**: 3 710.
- [13] Ling H Y, Li Yend, Xiao M. Phys Rev, 1996, **A53**: 1 014.
- [14] Zhu Yifu, Wang S, Mulchan N M. Phys Rev, 1999, **A59**: 4 005.
- [15] Windholz L. Phys Scr, 2001, **T95**: 81.
- [16] Schmidt H, Imamoglu A. Opt Lett, 1996, **21**: 1 936.
- [17] Xu Xinye, Wang Yuzhu, Wonho Jhe. J Opt Soc Am, 2000, **B17**: 1 039.
- [18] Gu Y, Sun Q Q, Gong Q H. Phys Rev, 2003, **A67**: 063809.
- [19] 杨苏辉, 张汉壮, 国秀珍等. 物理学报, 1997, **47**: 932
- [20] Boyd R W, Raymer M G, Narum P, *et al.* Phys Rev, 1981, **A24**: 411.
- [21] Wilson-Gordon A D. Phys Rev, 1993, **A48**: 4 639.
- [22] Bjorkholm J E, Liao P F. Phys Lett, 1974, **33**: 128.
- [23] Whitley R M, Stroud C R. Jr Phys Rev, 1976, **A14**: 1 548.
- [24] Wilson-Gordon A D, Friedmann H. Opt Commun, 1992, **94**: 238.

Quantum Coherence in Degenerate Cascade Three-level Atom Driven by Laser Field*

LIU Wan-fang, ZENG Guo-mo

(Center for Theoretical Physics, Jilin University, Changchun 130023, China)

Abstract: Quantum coherence effects in degenerate cascade three-level atom subject to magnetic field are investigated. One-photon EIT, two-photon EIT and two-photon EIA are obtained, due to the coherence between the drive Rabi frequency and Zeeman splitting.

Key words: quantum coherence effect; electromagnetic induced transparency; Rabi frequency; Zeeman splitting

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10105003); Project of Establish of Prestigious Curriculum of Education Ministry of China; Fund of Inauguration of Jilin University; Project of Establish of Hundred Prestigious Curriculum in Jilin University