

doi:10.3788/gzxb20154406.0627004

# 倒 Y 型四能级原子系统中电磁诱导 透明的相干控制

戈燕,花轩,张蕾,刘练珍,张向阳

(江南大学 理学院,江苏 无锡 214122)

**摘 要:**研究了倒 Y 型四能级原子系统中相干控制电磁诱导透明.应用微扰理论给出一阶近似条件下,不同控制场原子系统对探测光场响应的解析式及电磁诱导透明窗宽度的解析式.在探测场为弱场时,分析了系统中控制光场强度、耦合光场强度及其失谐量对电磁诱导透明窗的影响.研究发现电磁诱导透明窗随控制光场强度的增强变宽,而随耦合光场强度的增强变窄,当探测光场与耦合光场偏离双光子共振时,透明窗外的吸收增加,透明窗变宽.在弱探测场、弱控制场条件下,分析了初始时刻原子处在相干叠加态时的相对相位、相对强度与探测场和控制场的相对相位等对系统吸收特性及透明窗的影响.结果表明探测场与控制场的相对相位对吸收的影响与相干叠加态中两能级之间几率幅的相对相位对吸收的影响作用相反,系统在两下能级干涉极大时,存在一个很宽的透明带.应用缀饰态理论和量子相干理论对所得结果进行了解释.

**关键词:**量子光学;电磁诱导透明;相干控制;相干叠加态;双光子共振;缀饰态理论

**中图分类号:**O438; O431.2

**文献标识码:**A

**文章编号:**1004-4213(2015)06-0627004-6

## Coherent Control of the Electromagnetically Induced Transparency in Inversed Y-type-four-level System

GE Yan, HUA Xuan, ZHANG Lei, LIU Lian-zhen, ZHANG Xiang-yang

(School of Science, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China)

**Abstract:** Coherent control of the Electromagnetically Induced Transparency (EIT) was studied in inversed Y-type-four level system. Using the perturbation theory, the first-order perturbation solution of the system was derived, and the formula for width of the EIT window was obtained. Under the condition of the weak probing field, the effects of the controlling field intensity, coupling field intensity and the detunings on the EIT window were analyzed. It is found that the width of the EIT window broadens when the intensity of the control field increases, and narrows when the intensity of the coupling field increases. The EIT window width and the absorption for the probing field out the EIT window increase when the probing field and the coupling field are off the two-photon resonance. Under the condition of the weakly probing field and weakly control field, in the coherent superposition state, the effects of the original relative phases, relative intensities and relative phase between the probing field and control field on the absorption properties and EIT window width were analyzed. The results show that the effect of the relative phases between the probability amplitudes in the coherent superposition state on the absorption of the atom system is reverse to that the effect of the relative phases between the probing field and control field. The numerical results are elucidated by the dressed state theory and quantum coherence theory.

**Key words:** Quantum optics; Electromagnetically induced transparency; Coherent control; Coherent

**基金项目:**国家自然科学基金(Nos. 60875084, 61273017)、中央高校基本科研业务费专项资金(Nos. JUSRP21118, JUSRP211A24)和教育  
部留学回国人员科研启动基金资助

**第一作者:**戈燕(1989—),女,硕士研究生,主要研究方向为光通信与光信息. Email:geyan0328@163.com

**导师(通讯作者):**张向阳(1969—),男,副教授,博士,主要研究方向为光信息与量子光学. Email:zhangxy@jiangnan.edu.cn

**收稿日期:**2015-01-04; **录用日期:**2015-04-02

<http://www.photon.ac.cn>

superposition state; Double photon resonance; Dressed state theory  
 OCIS Codes: 270.0270; 020.1335; 020.7010; 030.1640

## 0 引言

量子干涉是在激光与原子相互作用过程中,从不同能级向同一个目标能级跃迁时,不同跃迁通道之间几率幅的干涉现象<sup>[1]</sup>.由于量子干涉效应可以产生诸如相干布居捕获<sup>[2-3]</sup>、电磁诱导透明(Electromagnetically Induced Transparency EIT)<sup>[4]</sup>、无粒子数反转激光<sup>[5-6]</sup>和量子相干控制<sup>[7]</sup>等物理现象,得到了量子光学及相关领域研究者的高度关注.近年来,量子干涉理论被应用到更广阔的研究领域. James S. Fakonas 小组在实验中清晰地观察到了等离子体间的双光子量子干涉现象<sup>[8]</sup>.在光机械系统<sup>[9]</sup>的研究中, Wen-jun Gu 等提出了在光机械腔中插入四分之一波片通过双模光腔实现快速基态光机械冷却<sup>[10]</sup>,并利用量子干涉相消抑制加热过程.

电磁诱导透明现象在量子相干控制中有着广泛应用.张彦鹏小组利用电磁诱导透明现象中不同的吸收和辐射路径之间的量子相消和相长干涉对其进行控制,从而有效地提高了多波混频信号的辐射效率.该小组应用气体原子闭合四能级系统和特定的激光配置,首次在实验上实现了四波混频和六波混频过程以近似的信号幅度共存,并在闭合 V 型四能级系统的同一个 EIT 窗口中共存传输<sup>[11-12]</sup>.另外,通过电磁诱导透明还可以产生极强的非线性效应<sup>[13]</sup>、慢光传输<sup>[14]</sup>等光学效应,其对系统电磁诱导透明特性的量子相干控制可以进一步实现对介质光学性质的控制.

本文应用微扰理论研究倒 Y 型四能级原子系统中相干控制电磁诱导透明窗.分别在控制场为强场、弱场及原子系统初始时刻处在相干叠加态等条件下,从理论和数值上分析原子系统对弱探测光场的响应.在探测场为弱场条件下,分析系统中控制光场强度、耦合光场强度及其失谐量对电磁诱导透明窗的影响.在弱探测场、弱控制场条件下,分析原子系统初始时刻所处相干叠加态的相对相位、相对强度及探测场和控制场的相对相位等系统参量对系统吸收特性及透明窗的影响,并应用缀饰态理论和量子相干理论解释所得结果.

## 1 理论模型

图 1 为倒 Y 型四能级系统,能级  $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$  是两个能量分别为  $\hbar\omega_3$  和  $\hbar\omega_4$  的激发态,能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  是近简并的两个基态,能量分别为  $\hbar\omega_1$ 、 $\hbar\omega_2$ .能级  $|4\rangle$  与能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  宇称相同,即能级  $|4\rangle$  到能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  以及能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  之间的跃迁是偶极禁戒的.能级  $|3\rangle$  和能级  $|4\rangle$  之间的跃迁与一个频率为  $\omega_{30}$  的相干耦合场耦合,能级  $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$  之间的跃迁与频率为  $\omega_{20}$  的相干控制场耦合,能级

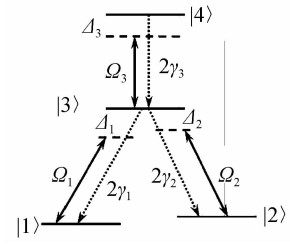


图 1 倒 Y 型四能级原子能级结构  
 Fig. 1 Schematic diagram of the inverted-Y four-level atom  $|1\rangle$ 、 $|3\rangle$  之间的跃迁则和弱探测场  $\omega_{10}$  相耦合.采用旋波近似,在相互作用表象中,系统的 Hamilton 量表示为

$$H_{\text{IR}} = -\hbar(\Delta_1 + \Delta_3) |1\rangle\langle 1| - \hbar(\Delta_2 + \Delta_3) |2\rangle\langle 2| - \hbar\Delta_3 |3\rangle\langle 3| - \hbar\Omega_1 |3\rangle\langle 1| - \hbar\Omega_2 |3\rangle\langle 2| - \hbar\Omega_3 |4\rangle\langle 3| - \hbar\Omega_1^* |1\rangle\langle 3| - \hbar\Omega_2^* |2\rangle \cdot \langle 3| - \hbar\Omega_3^* |3\rangle\langle 4| \quad (1)$$

式中失谐量  $\Delta_i = \omega_3 - \omega_i - \omega_{i0}$  ( $i=1,2$ ),  $\Delta_3 = \omega_4 - \omega_3 - \omega_{30}$ .  $\Omega_i$  ( $i=2,3$ ) 分别是在相干控制场和耦合场作用下能级  $|2\rangle$  与能级  $|3\rangle$ 、能级  $|3\rangle$  与能级  $|4\rangle$  之间跃迁的 Rabi 频率,其定义分别为:  $\Omega_1 = E_1 \mu_{31} \mathbf{e}_1 / \hbar$ ,  $\Omega_2 = E_2 \mu_{32} \mathbf{e}_2 / \hbar$ ,  $\Omega_3 = E_3 \mu_{34} \mathbf{e}_3 / \hbar$ , 式中  $E_1, E_2, E_3$  和  $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$  分别是探测场、控制场及耦合场的复振幅和偏振方向单位矢量;  $\mu_{3i} = \langle 3| - \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} |i\rangle$  ( $i=1,2$ ),  $\mu_{34} = \langle 4| - \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} |3\rangle$  分别为从能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  向能级  $|3\rangle$  及从能级  $|3\rangle$  向能级  $|4\rangle$  跃迁的电偶极矩的矩阵元.

在此原子系统中,仅考虑从能级  $|4\rangle$  向能级  $|3\rangle$ ,从能级  $|3\rangle$  向能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  的自发辐射.能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  是近简并的,假设能级  $|3\rangle$  向能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  的跃迁和同一个真空模相耦合.根据普遍库理论并应用 Weisskopf-Wigner 近似,不考虑自发辐射诱导相干,得到系统的密度矩阵运动方程为

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{11} = 2\gamma_1 \rho_{33} - i(\Omega_1 \rho_{13} - \Omega_1^* \rho_{31}) \\ \dot{\rho}_{22} = 2\gamma_2 \rho_{33} - i(\Omega_2 \rho_{23} - \Omega_2^* \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{33} = 2\gamma_3 (1 - \rho_{11} - \rho_{22}) - 2(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3) \rho_{33} + i(\Omega_1 \rho_{13} - \Omega_1^* \rho_{31}) + i(\Omega_2 \rho_{23} - \Omega_2^* \rho_{32}) - i(\Omega_3 \rho_{34} - \Omega_3^* \rho_{43}) \\ \dot{\rho}_{12} = i(\Delta_1 - \Delta_2) \rho_{12} + i\Omega_1^* \rho_{32} - i\Omega_2 \rho_{13} \\ \dot{\rho}_{13} = -[(\gamma_1 + \gamma_2) - i\Delta_1] \rho_{13} + i\Omega_1^* (\rho_{33} - \rho_{11}) - i\Omega_2^* \rho_{12} - i\Omega_3 \rho_{14} \\ \dot{\rho}_{14} = -[\gamma_3 - i(\Delta_1 + \Delta_3)] \rho_{14} + i\Omega_1^* \rho_{34} - i\Omega_3^* \rho_{13} \\ \dot{\rho}_{23} = -(\gamma_1 + \gamma_2 - i\Delta_2) \rho_{23} + i\Omega_2^* (\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_1^* \rho_{21} - i\Omega_3 \rho_{24} \\ \dot{\rho}_{24} = -[\gamma_3 - i(\Delta_2 + \Delta_3)] \rho_{24} + i\Omega_2^* \rho_{34} - i\Omega_3^* \rho_{23} \\ \dot{\rho}_{34} = -[(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3) - i\Delta_3] \rho_{34} + i\Omega_1 \rho_{14} + i\Omega_2 \rho_{24} + i\Omega_3^* (\rho_{44} - \rho_{33}) \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1 \end{cases} \quad (2)$$

式中  $2\gamma_1, 2\gamma_2, 2\gamma_3$  分别为能级  $|3\rangle$  向能级  $|1\rangle, |2\rangle$ , 能级  $|4\rangle$  向能级  $|3\rangle$  跃迁的自发辐射速率.

原子系统对探测光场的响应取决于原子系统的极化强度  $P$ , 对于均匀增宽介质有  $P = N\mu_{31}\rho_{31}$ , 其中  $N$  为系统的原子数密度,  $\mu_{31}$  为原子从能级  $|3\rangle$  向能级  $|1\rangle$  跃迁的电偶极矩矩阵元. 对于确定的原子系统, 系统的极化强度正比于密度矩阵元  $\rho_{31}$ , 密度矩阵的实部与介质的色散相关, 虚部与吸收相联系, 所以, 本文直接分析密度矩阵元  $\rho_{31}$ . 设开始时 ( $t=0$  时) 原子系统处于基态即  $\rho_{11}(0)=1, \rho_{22}(0)=\rho_{33}(0)=\rho_{44}(0)=0$ . 采用分析电磁诱导透明常用的分析方法<sup>[1,15]</sup>, 即在弱探测光近似条件下, 计算系统的极化率时, 将包含耦合场和控制场的所有项, 然而, 对于探测场只近似到一阶项, 即只包含探测场的线性项, 这样可以得到系统密度矩阵在稳态条件下的一阶近似解.

$$\rho_{31}^{(1)}(t \rightarrow \infty) = \frac{\Omega_1}{\Delta_1 - i(\gamma_1 + \gamma_2) + \frac{|\Omega_2|^2}{\Delta_2 - \Delta_1} - \frac{|\Omega_3|^2}{\Delta_1 + \Delta_3 - i\gamma_3}} \quad (3)$$

式(3)是分析系统吸收和色散特性的主要方程<sup>[16-17]</sup>. 当探测光和控制光满足双光子共振(即  $\Delta_1 = \Delta_2$ )时,  $\rho_{31}^{(1)} = 0$ ,  $\rho_{31}^{(1)}$  的实部和虚部均为零, 即  $\text{Im}(\rho_{31}^{(1)}) = 0$ , 这时系统吸收为零, 处在电磁诱导透明状态. 在探测光与耦合光场满足双光子共振条件下, 得到透明窗口宽度解析表达式为

$$\Delta\omega = \frac{2|\Omega_2|^2 \sqrt{2\Delta_1^2 - B^2}}{|B^2 - \Delta_1|} \quad (4)$$

式中  $B = \gamma_1 + \gamma_2 + |\Omega_3|^2/\gamma_3$ . 表明透明窗口的宽度与控制光场 Rabi 频率的模的平方成正比, 透明窗口的宽度随着耦合光场强度的增强而减小.

初始时刻, 将原子系统制备在相干叠加态, 即

$$\varphi(t=0) = e^{i\varphi} \sin \theta |1\rangle + \cos \theta |2\rangle \quad (5)$$

式中  $\varphi$  表示初始相干叠加态中能级  $|1\rangle$  和能级  $|2\rangle$  之间的相对相位. 采用弱光控制该原子系统, 即  $|\Omega_1| \sim |\Omega_2| \ll |\Omega_3|$ , 初始条件  $\rho_{11}(0) = \sin^2 \theta, \rho_{22}(0) = \cos^2 \theta, \rho_{33}(0) = \rho_{44}(0) = 0$ . 在弱探测光场和弱控制光场近似下, 得到稳态条件下密度矩阵矩阵元  $\rho_{31}$  的一阶近似解为

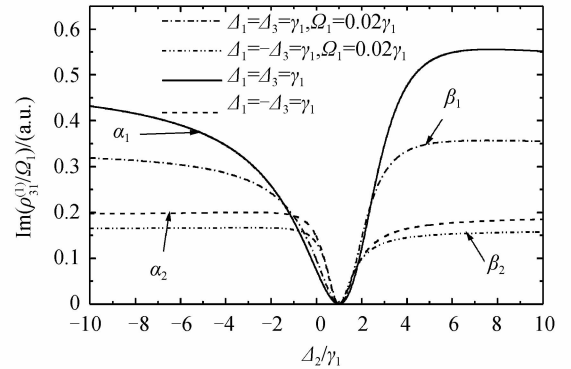
$$\rho_{31}^{(1)}(t \rightarrow \infty) = -\frac{\Omega_1 \sin^2 \theta + \Omega_2 e^{-i\varphi} \sin \theta \cos \theta}{\Delta_1 - i(\gamma_1 + \gamma_2) - \frac{|\Omega_3|^2}{\Delta_1 + \Delta_3 - i\gamma_3}} \quad (6)$$

由式(6)可见, 在探测光与耦合光满足双光子共振条件时, 系统吸收最小即系统形成一个透明窗, 这时透明窗与初始时刻的粒子数布局、相干叠加态两个态之间的相对相位、以及探测场和耦合场之间的相对相位有关.

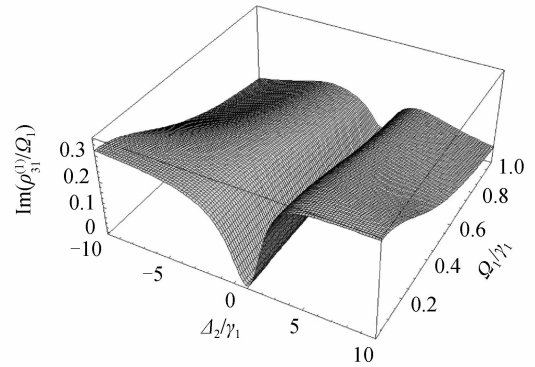
## 2 数值分析

首先分析探测场和耦合场满足双光子共振条件时

电磁诱导透明窗的变化, 如图 2, 当探测光与控制光满足双光子共振条件时, 系统处在电磁诱导透明状态, 形成透明窗. 图 2(a) 中曲线  $\alpha_1, \alpha_2$  和曲线  $\beta_1, \beta_2$  分别给出了近似结果(式(3))和密度矩阵运动方程(式(2))的模拟结果, 这里  $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_1, \Omega_2 = \Omega_3 = 2\gamma_1$ . 图 2(b) 给出了直接从密度矩阵运动方程模拟得到的电磁诱导透明窗随探测场强度的三维变化曲线, 其中,  $\Delta_1 = \Delta_3 = \gamma_1, \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_1, \Omega_2 = \Omega_3 = 2\gamma_1$ . 表明当考虑的探测场强度较强时, 由于探测场的耦合作用使得能级  $|1\rangle$  上的粒子数减少, 进而使得透明窗口外的吸收减少, 但是, 系统电磁诱导透明窗随其它参量的变化趋势并没有改变, 因此, 将基于弱探测场的近似结果进行分析. 从图 2(a) 还可以看出, 当  $\Delta_1 + \Delta_3 \neq 0$ , 即探测光和耦合光之间不满足双光子共振条件时, 系统在自透明窗外的吸收较强;



(a) Comparison of the results simulated directly from the density equations and the results with approximation of the weakly probing field



(b) The EIT window varies with the intensity of the probing field

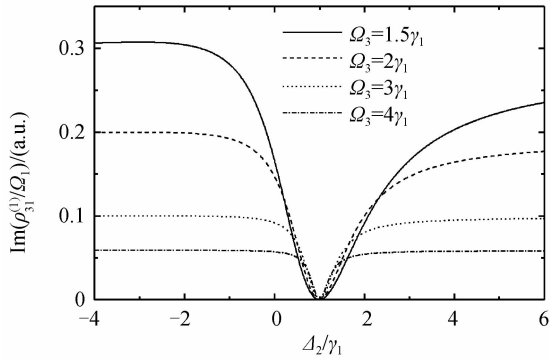
图 2 倒Y型四能级系统电磁诱导透明窗

Fig. 2 The EIT window of inverted-Y four-level system

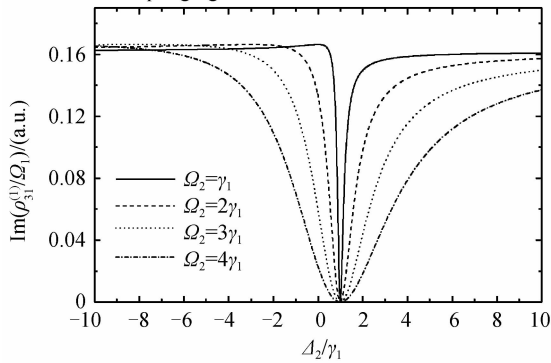
当  $\Delta_1 + \Delta_3 = 0$ , 即探测光与耦合光满足双光子共振, 系统在透明窗外吸收小于非共振时的一半. 这一结果可以通过缀饰态理论和量子相干理论给出解释. 在倒Y型四能级系统中存在两个相干跃迁通道即  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |4\rangle, |1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ , 这两个跃迁通道在缀饰态表象中各有一个暗态. 一个暗态 ( $\varphi = a_1 |1\rangle + b_1 |4\rangle$ ) 是当探测场与耦合场满足双光子共振条件时, 原子被捕获在能级  $|1\rangle$  和能级  $|4\rangle$  上, 另一个通道的暗态 ( $\varphi = a_2 |1\rangle +$

$b_2|2\rangle\rangle$  是当探测光和控制光满足双光子共振时, 原子捕获在能级  $|1\rangle$  和能级  $|2\rangle$  上. 如果原子系统中两个跃迁通道同时处在暗态, 系统对探测场透明, 然而, 当系统的一个跃迁子系统处在暗态, 另一个跃迁通道子系统不是暗态时, 通过这一跃迁通道系统会对探测场有强烈的吸收. 例如, 当探测场与控制场满足双光子共振条件 ( $\Delta_1 = \Delta_2$ )、探测场和耦合场不满足双光子共振条件时, 原子经通道  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |4\rangle$  的跃迁会对探测场有强烈的吸收, 使得系统显示出在透明窗外原子系统对探测场有强的吸收.

图 3(a) 给出了当  $\Omega_2 = 2\gamma_1$  时, 在不同耦合光强度



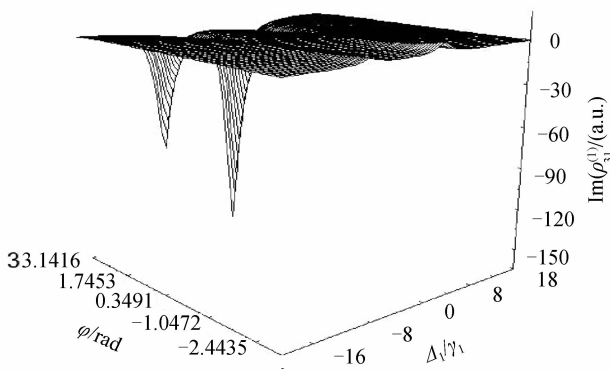
(a) The absorption spectra of the system with different coupling light intensities



(b) The absorption spectra of the system with different control light intensities

图 3 原子系统中探测光的吸收谱

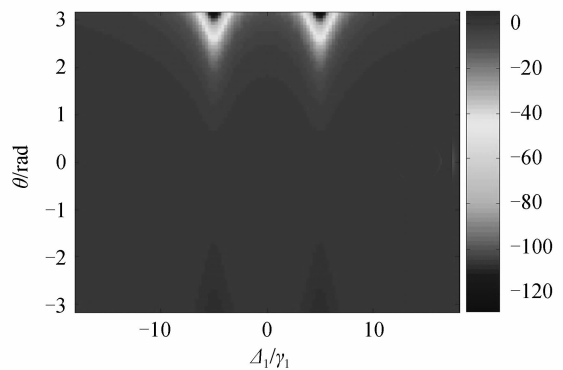
Fig. 3 The absorption spectra of the probing light in the atomic system



(a) The absorption spectra vary with the relative phase  $\phi$

下, 原子系统对探测场的吸收随控制场失谐量的变化曲线; 图 3(b) 给出了当  $\Omega_3 = 2\gamma_1$  时, 在不同控制光强度下, 原子系统对探测场的吸收随控制场失谐量的变化曲线, 其中,  $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_1, \Delta_1 + \Delta_3 = 0$ . 图 3(a) 中清晰地显现出当探测光与耦合光满足双光子共振条件时, 随耦合光场的增强, 原子系统的透明窗变窄. 这是因为当  $\Delta_1 + \Delta_3 = 0$  时, 由跃迁通道  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  构成的子系统处在电磁诱导透明状态, 随着耦合光强度增加, 原子捕获在能级  $|4\rangle$  的数目增加, 能级  $|1\rangle$  上的原子数目减少, 在控制光场的作用下, 原子通过通道  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  跃迁数目减少, 因此, 在透明窗外系统对探测场的吸收减小, 透明窗的宽度变窄. 然而, 当耦合光场强度一定时, 随着控制光场的增强, 原子捕获在能级  $|2\rangle$  的数目增加, 能级  $|1\rangle$  上的原子数目减少, 当控制光场的失谐量变化时, 系统对探测场的吸收变化缓慢, 所以随着控制场的增强, 原子系统的透明窗口也逐渐变宽, 如图 3(b).

在弱光控制的情况下, 初始时刻将原子制备在相干叠加态, 假设探测场和控制场的强度相同、它们之间的相对相位为  $\phi$ , 即有  $\Omega_2 = \Omega_1 e^{i\phi}$ , 代入式(6), 得到探测场与控制场的相对相位对吸收的影响与相干叠加态中两能级之间几率幅的相对相位相反, 即式(6)分子第二项  $\Omega_1 e^{i(\phi-\varphi)} \sin \theta \cos \theta$ , 反映了量子相干对系统吸收的影响. 当探测场和控制场之间的相对相位  $\phi = 0$  时, 系统对探测光的吸收谱随初始相干叠加态中能级  $|1\rangle$ 、能级  $|2\rangle$  之间相对相位  $\varphi$  的变化, 与当初始相干叠加态中能级  $|1\rangle$ 、能级  $|2\rangle$  之间相对相位  $\varphi = 0$  时, 系统对探测光的吸收谱随探测场和控制场之间的相对相位  $\phi$  的变化相反, 如图 4(a) 和 4(c), 其中图 4(a) 中的参量  $\phi = 0, \Delta_3 = 3\gamma_1$ , 4(c) 中的参量  $\varphi = 0, \Delta_3 = 3\gamma_1$ , 其它参量  $\theta = \pi/4, \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_1, |\Omega_1| = |\Omega_2| = \gamma_1, \Omega_3 = 5\gamma_1$ . 随着  $\varphi$  从  $-\pi$  到  $\pi$  变化, 系统对探测场的吸收先为负(放大)再逐渐变为正. 当  $\theta = \pi/4$  时, 在相干叠加态中(式(5)), 能级  $|1\rangle$  与能级  $|2\rangle$  的几率幅相等, 能级  $|1\rangle$  与能级  $|2\rangle$  之间相干最强, 原子系统在  $\varphi = 0$  附近较宽的范围内对探测



(b) Contour line graph of the absorption spectra correspond to (a), here  $\Delta_3 = 0$

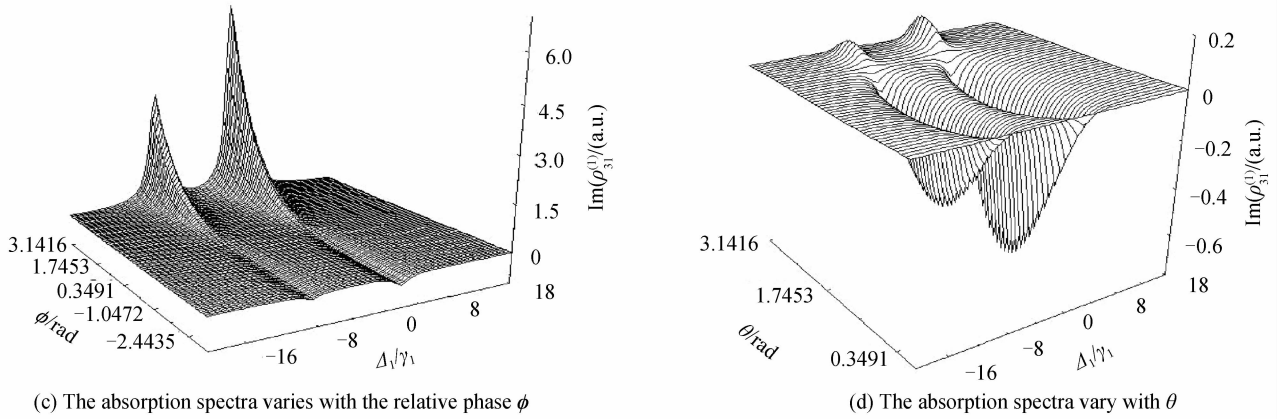


图 4 原子系统中,探测光的吸收光谱随系统中不同相位因子的变化

Fig. 4 The absorption spectra of the probing light varies with the different phases in the atomic system

光的吸收为零(对探测光透明,如图 4(b)).随着  $\theta$  偏离  $\pi/4$ ,能级  $|1\rangle$  与能级  $|2\rangle$  的相干性减弱,原子系统对探测光透明的范围也随之变小,但在  $\theta$  与  $\varphi$  的整个变化过程中,透明窗口的宽度保持不变.在  $\theta$  从 0 到  $\pi$  的变化过程中,开始时由于原子在能级  $|2\rangle$  上的布局数大于原子在能级  $|1\rangle$  上的布局数及能级  $|1\rangle$  与能级  $|2\rangle$  的相干性,原子系统对探测场的吸收为负吸收,即在一个很大范围内系统对探测场有较强的放大作用(如图 4(d),其中  $\phi = \varphi = 0$ ,  $\Delta_3 = 3\gamma_1$ ,其余参量与图(a)相同).在  $\theta = 3\pi/4$  附近系统对探测场的吸收为零,当  $3\pi/4 < \theta < \pi$ ,原子在能级  $|1\rangle$  上的布局数大于原子在能级  $|2\rangle$  上的布局数,又由于  $\sin^2 \theta + \sin \theta \cos \theta < 0$ ,在原子布局数与量子相干项共同作用下,原子系统的吸收为正并形成一个透明窗.

### 3 结论

本文应用微扰理论研究了倒 Y 型四能级原子系统中相干控制电磁诱导透明窗.分别在强控制光场和弱探测光场、弱控制光场和弱探测光场条件下,推导出了原子系统对探测光场响应的一阶近似解析表达式及强控制光场、弱探测光场条件下电磁诱导透明窗口宽度的解析表达式.在缀饰态表象中,分析了在探测场为弱场条件下,控制光场强度、耦合光场强度及其失谐量对电磁诱导透明窗的影响.分析发现电磁诱导透明窗的宽度随控制光场强度的增强变宽,随耦合光场强度增强而变窄,当探测光场与耦合光场偏离双光子共振时,透明窗外系统对探测光的吸收增加,透明窗变宽,当探测光场与耦合光场满足双光子共振时,透明窗外系统对探测光的吸收为非共振时的一半,此时透明窗变宽.当系统中控制光场和探测光场同时为弱光时,初始时刻原子所处的相干叠加态中各量子态之间的相对相位、相对强度及探测场与控制场的相对相位等初始参量影响系统的吸收特性.研究发现探测光场与控制光场之间的相对相位对系统吸收的影响,与相干叠加

态中两能级之间几率幅之间的相对相位对吸收的影响作用相反,当两下能级相干极大时,系统中存在一个很宽的透明带,随着两下能级相干性减弱,原子系统对探测光透明的范围也随之变小,在原子布局数与两下能级相干的共同作用下,原子系统对探测光的吸收可以为正也可以为负,但透明窗的宽度保持不变.

#### 参考文献

- [1] SCULLY M O, ZUBAIRY M S. Quantum optics [M]. Cambridge University Press; 1 edition (September 28, 1997).
- [2] MARGALIT L, ROSENBLUH M, WILSON-GORDON A D. Coherence population trapping transients induced by an ac magnetic field[J]. *Physical Review A*, 2012, **85**(6): 063809.
- [3] CAI Xun-ming, FAN Meng-hui. Coherent population trapping of a three-level atom interacting with few cycle pulse train[J]. *Acta Photonica Sincia*, 2013, **42**(2): 209-213. 蔡勋明, 范梦慧. 三能级原子与少周期脉冲串作用中的相干布居捕获[J]. *光子学报*, 2013, **42**(2): 209-213.
- [4] HARRIS S E. Electromagnetically induced transparency[J]. *Physics Today*, 1997, **50**(7): 36-42.
- [5] BRAUNSTEIN D, KOGANOV G A, SHUKER R. Dressed-state analysis of lasing without population inversion in a three-level ladder system: the temporal regime [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2011, **44**(23): 235402.
- [6] FRY E S, LI Xing-fu, NIKONOV D, et al. Atomic coherence effects within the sodium D1 line: Lasing without inversion via population trapping[J]. *Physical Review Letters*, 1993, **70**(21): 3235-3238.
- [7] GINSBERG N S, GARNER S R, HAU L V. Coherent control of optical information with matter wave dynamics[J]. *Nature*, 2007, **445**: 623-626.
- [8] FAKONAS J S, LEE H, KELAITA Y A, et al. Two-plasmon quantum interference[J]. *Nature Photonics*, 2014, **8**(4): 317-320.
- [9] HAN Ming, GU Kai-hui, LIU Yi-mou, et al. Mutistable optical response of a ladder-type atom-assisted optomechanical system[J]. *Acta Photonica Sincia*, 2014, **43**(8): 0827003. 韩明, 谷开慧, 刘一谋, 等. Ladder 型原子辅助光学系统的光学对稳态响应[J]. *光子学报*, 2014, **43**(8): 0827003.
- [10] GU Wen-ju, LI Gao-xiang. Quantum interference effects on ground-state optomechanical cooling[J]. *Physical Review A*, 2013, **87**(2): 025804.
- [11] ZHANG Yan-peng, KHADHA U, ADERSON B, et al.

- Controlling four-wave and six-wave mixing processes in multi-level atomic systems[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, **91**: 221108.
- [12] ZHANG Yan-peng, BROWN A W, XIAO Min. Matched ultraslow propagation of highly efficient four-wave mixing in a closely-cycled double-ladder system[J]. *Physical Review A*, 2006, **74**(11): 053813.
- [13] NIU Yue-ping, GONG Shang-qing, LI Ru-xin, *et al.* Giant Kerr nonlinearity induced by interacting dark resonances[J]. *Optics Letters*, 2005, **30**(24): 3371-3373.
- [14] HARRIS S E, HAU L V. Nonlinear optics at low light levels [J]. *Physical Review Letters*, 1999, **82**(23): 4611-4614.
- [15] SAHRAI M, TAJALLI H, KAPALE K T, *et al.* Subwavelength atom localization via amplitude and phase control of the absorption spectrum[J]. *Physical Review A*, 2005, **72**(7): 013820.
- [16] JOSHI A, XIAO Min. Electromagnetically induced transparency and its dispersion properties in a four-level inverted-Y atomic system[J]. *Physics Letters A*, 2003, **317**(5): 370-377.
- [17] ZHANG Liang-shui, ZHUANG Zhong-hong, LI Xiao-li, *et al.* Electromagnetically induced transparency properties in the cascade quasi four level system [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2007, **24**(5): 548-553.  
张连水, 庄仲红, 李晓莉, 等. 级联准  $\Lambda$  型四能级系统电磁诱导透明特性[J]. 量子电子学报, 2007, **24**(5): 548-553.