

文章编号: 1007-6654(2006)01-0014-06

四能级原子相干系统的探讨

杜英杰¹, 张俊香²

(1. 西北大学 物理学系, 陕西 西安 710069; 2. 量子光学与光量子器件国家重点实验室 山西大学光电研究所, 山西 太原 030006)

摘要: 对 N 型四能级原子与光场相互作用的原子相干效应进行了理论计算, 讨论了能级衰减率、激光线宽以及基态间的驰豫对原子相干效应的影响。原子第四能级的衰减率、激光线宽以及基态间驰豫增大, 原子相干性将会减弱。**关键词:** N 型四能级原子; 衰减率; 激光线宽; 能级驰豫**中图分类号:** O431 **文献标识码:** A

近年来, 人们已经对三能级原子中的量子相干效应进行了很深入的研究, 哈佛大学的 Hau 小组利用三能级 Na 原子与相干光场作用于 1999 年获得 17 m/s 的慢光^[1], 继而在 2001 年在该系统中实现了光存储^[2,3], 为实现光的可控操作提供了可能途径。阿肯色大学肖敏研究组对三能级 Rb 原子与光场相互作用中的二阶非线性效应(kerr 效应)进行了研究, 发现光与原子的相干作用可导致 kerr 系数的极大提高, 利用这种效应在 M-Z 干涉装置实现了简单光控光的操作^[4,5]。2000 年王利军和他的合作者在三能级原子系统里发现了“超光速”现象^[6]。

四能级原子系统中的相干效应是对三能级原子系统相干效应的延伸, 借助于复杂的系统希望探索一些更有趣的性质, 人们在四能级原子系统与光场

相互作用中, 既发现了电磁感应透明(EIT), 又发现了电磁感应吸收(EIA)。特别是电磁感应吸收(EIA)吸引着人们浓厚的兴趣。

1 N 型四能级原子与光场相互作用的计算

如图 1, $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$ 分别代表 N 型四能级原子的四个不同的原子能级状态, $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 、 $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ 的跃迁频率分别为 w_{21} 、 w_{23} 和 w_{43} 。激发态 $|2\rangle$ 、 $|4\rangle$ 的衰减率分别为 Γ_1 、 Γ_4 。两基态 $|1\rangle$ 、 $|3\rangle$ 之间是无辐射跃迁, 它们之间的驰豫记为 Γ_3 。三束频率分别为 ν_p 、 ν_c 和 ν_s 的激光分别与 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 、 $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ 耦合。三个光场与四能级原子相互作用的总哈密顿量:

$$\begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & -\frac{1}{2}\hbar\Omega_{21}e^{-i\nu_p t} & -\frac{1}{2}\hbar\Omega_{23}e^{-i\nu_c t} & 0 \\ -\frac{1}{2}\hbar\Omega_{21}^*e^{i\nu_p t} & \hbar\omega_2 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2}\hbar\Omega_{23}^*e^{i\nu_c t} & 0 & \hbar\omega_3 & -\frac{1}{2}\hbar\Omega_{43}e^{-i\nu_s t} \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}\hbar\Omega_{43}^*e^{i\nu_s t} & \hbar\omega_4 \end{pmatrix} \quad (1)$$

收稿日期: 2005-07-20

基金项目: 国家自然科学基金(60278010); 山西省自然科学基金(20041039); 回国留学基金

作者简介: 杜英杰(1976-), 男, 山西万荣人, 硕士, 从事量子光学、激光技术方面的研究, E-mail: yingjiedu34@sina.com。

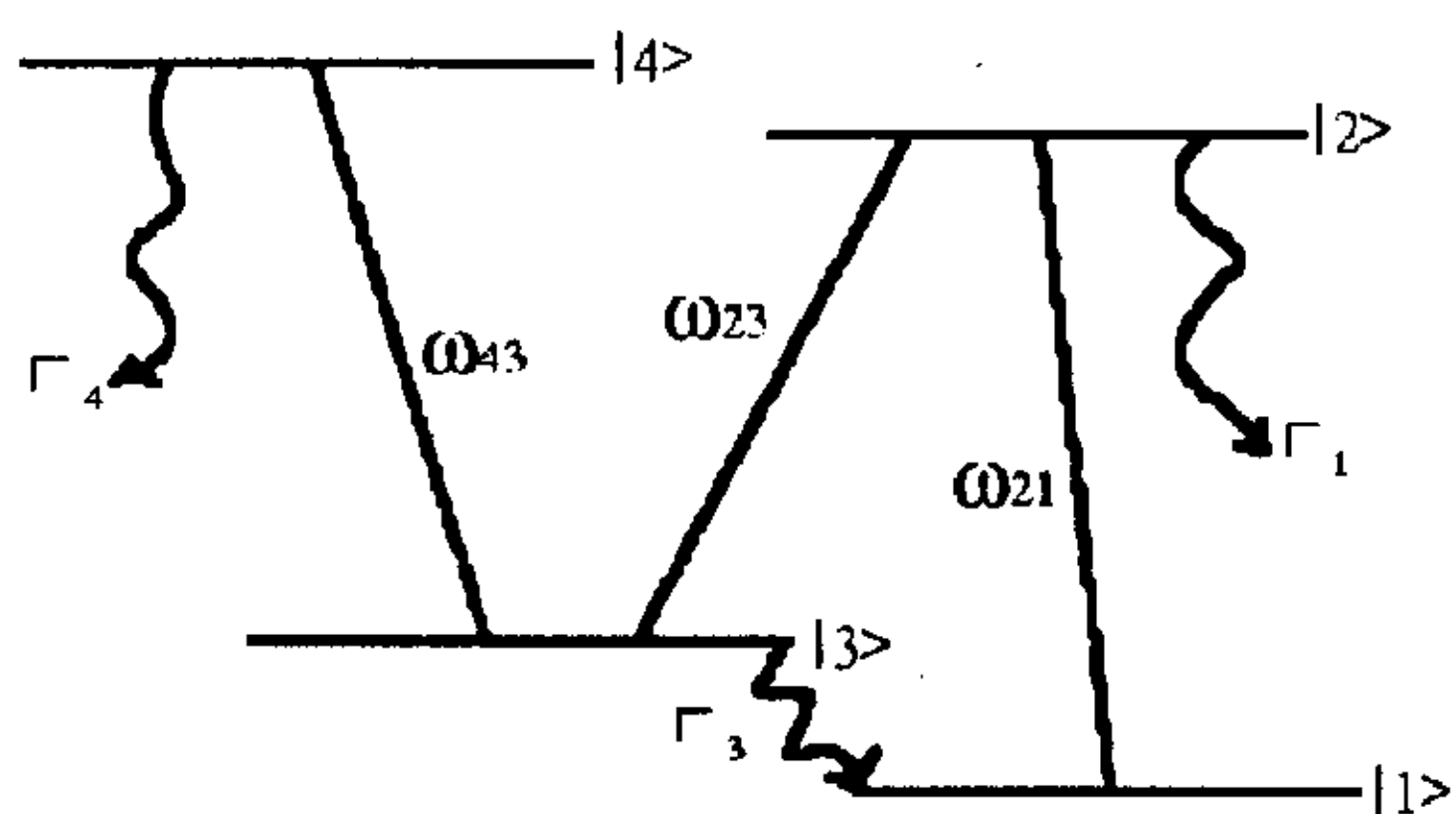


图1 四能级原子示意图

Fig.1 Four level system

这里的 Ω 为 Rabi 频率,表达式为

$$\Omega = \frac{\tilde{E}\mu \exp(-i\phi)}{\hbar} \quad (2)$$

这里 μ 表示原子的偶极矩, \tilde{E} 代表光场的振幅, \hbar 代表普朗克常数, ϕ 则是偶极矩的初始相位。对于一个光子由于它不是绝对的单色,是一个有限长的电磁波列,这个电磁波包从时域来看可以是矩形、钟形或是高斯形,我们选择高斯形:

$$\tilde{E}(t) = A \exp(-\Delta_\nu^2 t^2 / a^2)$$

这里 A 、 a 均是常数, Δ_ν 代表激光器的线宽。波包中心的位置为时间原点,根据傅立叶变换原则,将其从时域变换到频域。则有

$$\tilde{E}(t) = A \sqrt{4\pi b / \Delta_\nu} \exp(-b^2 \Delta^2 / \Delta_\nu^2)$$

上式中 b 是一个常数,在时域里由于波包中心为时间原点,那么在频域里高斯包络中心为原点,因此代表光的失谐。将上式代入(2),得到新 Rabi 频率:

$$\Omega = \frac{4\mu \sqrt{4\pi b / \Delta_\nu} \exp(-\Delta^2 b^2 / \Delta_\nu^2) \exp(-i\phi)}{\hbar} \quad (3)$$

将哈密顿量(1)式代入密度算符方程,得到下面五个一阶线形微分方程:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{21} = & -(i\omega_{21} + \Gamma_2)\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_{21} e^{-i\omega_p t} (\rho_{22} - \rho_{11}) \\ & + \frac{i}{2}\Omega_{23} e^{-i\omega_c t} \rho_{31} \end{aligned}$$

$$\dot{\rho}_{31} = -(i\omega_{31} + \Gamma_3)\rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega_{21} e^{-i\omega_p t} \rho_{32}$$

$$+ \frac{i}{2}\Omega_{23}^* e^{i\omega_c t} \rho_{21} + \frac{i}{2}\Omega_{43} e^{-i\omega_s t} \rho_{41}$$

$$\dot{\rho}_{41} = -(i\omega_{41} + \Gamma_4)\rho_{41} - \frac{i}{2}\Omega_{21} e^{-i\omega_p t} \rho_{42}$$

$$+ \frac{i}{2}\Omega_{43}^* e^{i\omega_s t} \rho_{31}$$

$$\dot{\rho}_{42} = -(i\omega_{42} + \Gamma_4)\rho_{42} - \frac{i}{2}\Omega_{21}^* e^{i\omega_p t} \rho_{42}$$

$$+ \frac{i}{2}\Omega_{43}^* e^{i\omega_s t} \rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega_{23}^* e^{i\omega_c t} \rho_{43}$$

$$\dot{\rho}_{43} = -(i\omega_{43} + \Gamma_4)\rho_{43} - \frac{i}{2}\Omega_{43}^* e^{i\omega_s t} (\rho_{44} - \rho_{33})$$

$$+ \frac{i}{2}\Omega_{23} e^{-i\omega_c t} \rho_{42} \quad (4)$$

假定在初始时刻电子处在最稳定的基态上 $|1\rangle$, 那么 $\rho_{11}^{(0)} = 1$, $\rho_{22}^{(0)} = \rho_{33}^{(0)} = \rho_{44}^{(0)} = 0$ 。同由于抽运光和信号光比探针光强很多,原子在自发跃迁的情况下,比在抽运光、信号光与原子作用时跃迁的几率小的多,因此原子在初始时刻跃迁与抽运光、信号光存在时的跃迁比较可以忽略不计,那么有 $\rho_{23}^{(0)} = \rho_{34}^{(0)} = 0$, 那么上面方程组可以简化为

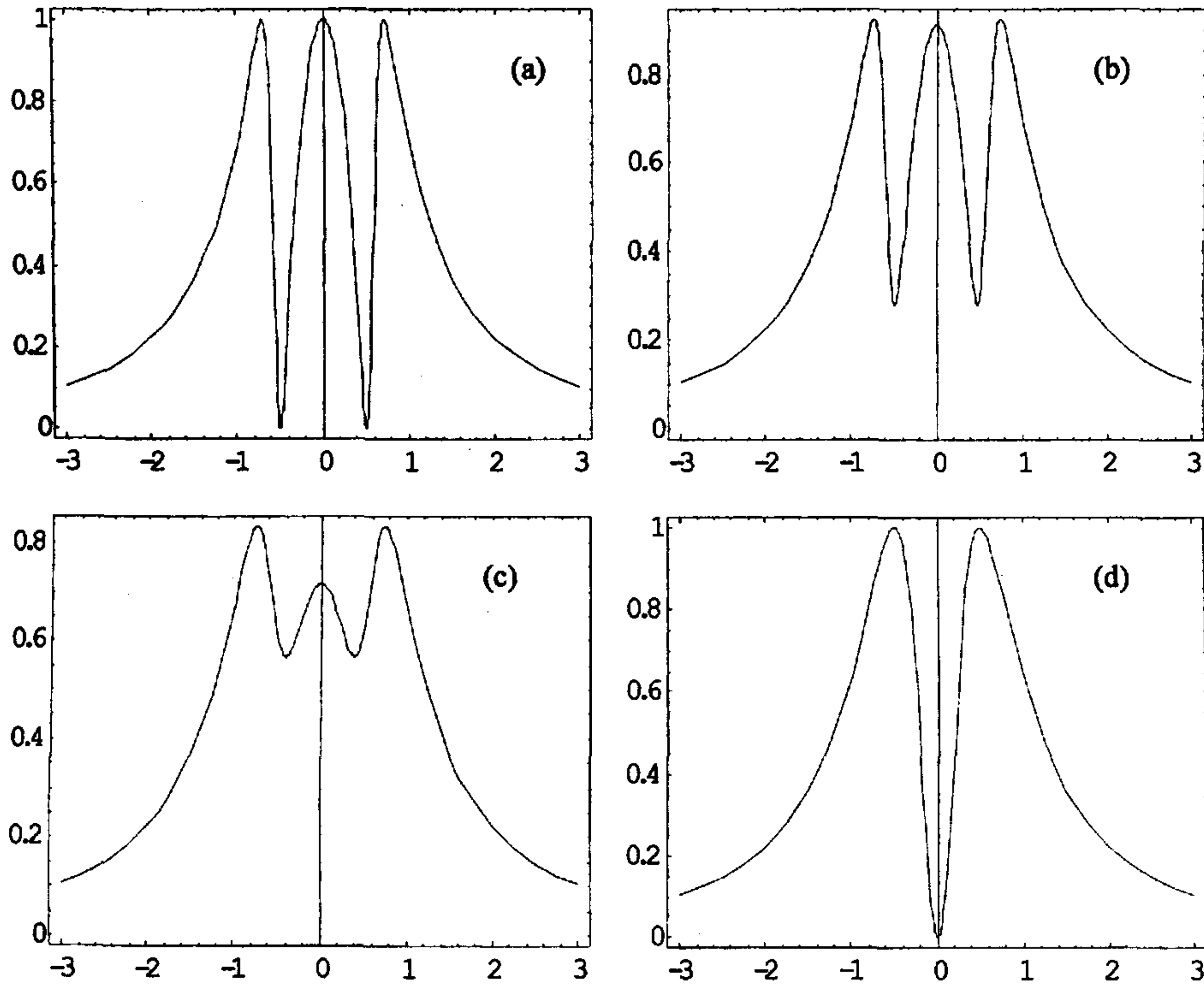
$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{21} = & -(i\omega_{21} + \Gamma_2)\sigma_{21} - \frac{i}{2}\Omega_{21} e^{-i\omega_p t} (\sigma_{22} - \sigma_{11}) \\ & + \frac{i}{2}\Omega_{23} e^{-i\omega_c t} \sigma_{31} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{31} = & -(i\omega_{31} + \Gamma_3)\sigma_{31} + \frac{i}{2}\Omega_{23}^* e^{i\omega_c t} \sigma_{21} \\ & + \frac{i}{2}\Omega_{43} e^{-i\omega_s t} \sigma_{41} \end{aligned}$$

$$\dot{\sigma}_{41} = -(i\omega_{41} + \Gamma_4)\sigma_{41} + \frac{i}{2}\Omega_{43}^* e^{i\omega_s t} \sigma_{31}. \quad (5)$$

由于 σ_{21} 是跃迁算符 ρ_{21} 的慢变近似,它们之间的关系为 $\rho_{21} = \sigma_{21} \exp(-i\omega_p t)$, 为了研究光和原子相互作用的影响,提取探针光的信息,我们利用跃迁算符与介质的复电极化率关系式 $\chi = 2N\mu_{21}\sigma_{21} \exp(i\omega_p t) / \epsilon_0 E_{21}$, 这里 N 代表原子数密度, $\mu_{21} = e\langle 2|x|1\rangle$ 表示在能级 $|a\rangle$, $|b\rangle$ 之间偶极矩,最后得到关于复电极化率的表达式:

$$\chi = \frac{iN |\mu_{21}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{(i\omega_{31} + \Gamma_3)(i\omega_{41} + \Gamma_4) + \frac{1}{4} |\Omega_{43}|^2}{(i\omega_{21} + \Gamma_2) \left[(i\omega_{31} + \Gamma_3)(i\omega_{41} + \Gamma_4) + \frac{1}{4} |\Omega_{43}|^2 \right] - \frac{1}{4} |\Omega_{23}|^2 (i\omega_{41} + \Gamma_4)} \quad (6)$$



$$\Gamma_2 = 1; \Gamma_3 = 0; \Gamma_4 = 0.1; \Omega_{43} = \Omega_{23} = 1$$

(a)表示 $\Gamma_4/\Gamma_2 = 0$ 时的吸收曲线; (b) $\Gamma_4/\Gamma_2 = 0.1$; (c) $\Gamma_4/\Gamma_2 = 0.4$; (d) $\Gamma_4/\Gamma_2 = \infty$

图 2 探针光吸收光谱随失谐量的变化

Fig.2 The absorption spectrum of probe light vs detuning

在表达式(3)中,Rabi 频率本身包涵着激光线宽与失谐的信息,我们在此令抽运光、信号光的失谐为零,而且在这里不考虑线宽的影响。由于电极化率的实部代表色散,虚部代表吸收,提取表达式(6)的虚部作为研究对象,如图 2。图 2 中横坐标代表探针光的失谐量,纵坐标代表原子对探针光的吸收,组图表示能级|4>的衰减率变化对吸收的影响。我们令|2>衰减率为一个衰变单元,即 $\Gamma_2 = 1$ 的条件下,观察 $\Gamma_4/\Gamma_2 = 0$ 、 $\Gamma_4/\Gamma_2 = 0.1$ 、 $\Gamma_4/\Gamma_2 = 0.4$ 和 $\Gamma_4/\Gamma_2 = \infty$ 时的吸收情况,这里令 $\Gamma_3 = 0$, $\Gamma_4 = 0.1$, $\Omega_{43} = \Omega_{23} = 1$ 。

由此可看出,在四能级原子系统中,由于受到第四个能级及其信号光场的影响,探针光的吸收在三

能级的 EIT 窗口中产生了吸收峰,随着第四能级衰变率的增加,吸收峰逐渐降低,最后过渡到三能级 EIT 的情况。

2 激光线宽对 N 型四能级原子与光场相互作用的影响

从前面的分析可知,Rabi 频率包涵着失谐和激光线宽的信息,这里我们不考虑激光的失谐对光和原子相互作用的影响,因此令抽运光与信号光的失谐为零,那么表达式(3)简化为

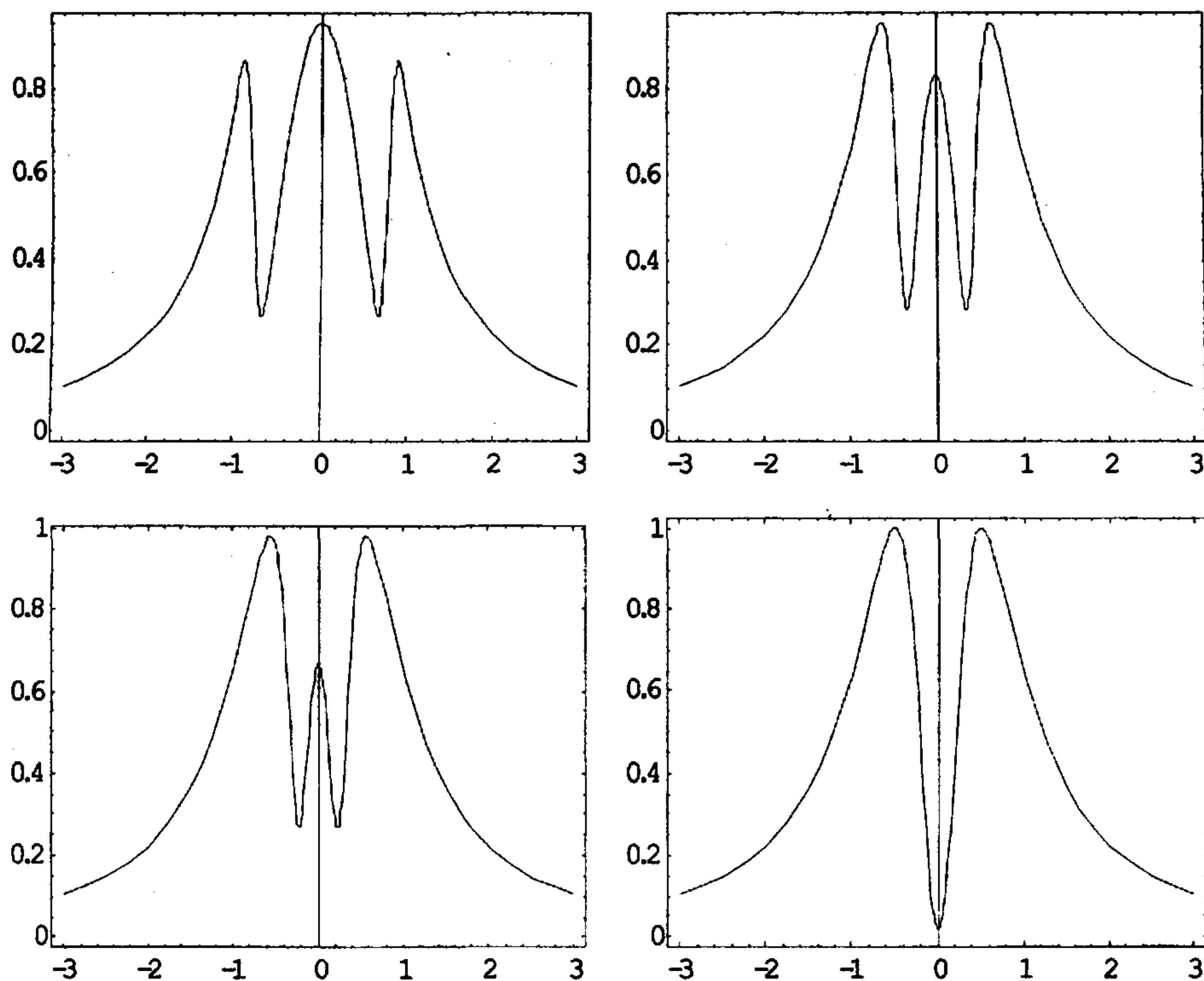
$$\Omega = \frac{A\mu \sqrt{4\pi b/\Delta\nu} \exp(-i\phi)}{\hbar} \quad (7)$$

将(7)式得到的 Rabi 频率代入表达式(6)中,则得到

$$\chi = \frac{iN |\mu_{21}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{(iw_{31} + \gamma_{31})(iw_{41} + \gamma_{41}) + \frac{\pi b}{\Delta\nu_s} |\Omega_s|^2}{(iw_{21} + \gamma_{21}) \left[(iw_{31} + \gamma_{31})(iw_{41} + \gamma_{41}) + \frac{\pi b}{\Delta\nu_s} |\Omega_s|^2 \right] - \frac{\pi b}{\Delta\nu_c} |\Omega_c|^2 (iw_{41} + \gamma_{41})}$$

这里 $\Delta\nu_c$ 、 $\Delta\nu_s$ 分别代表抽运光、信号光的线宽, Ω_c 、 Ω_s 分别代表在抽运光、信号光作用下原子在能级 $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ 的旧 Rabi 频率。下面研究在抽运光、信号光的失谐为零, 激光线宽对四能级原子与光场相互作用的影响。图 3 横坐标表示探针光的失谐量, 纵坐标代表原子对探针光的吸收, 组图 3 表

示取不同信号光线宽时, 吸收随线宽的影响, 这里为了便于分析, 我们暂时不考虑抽运光线宽的影响, 同样设 $|2\rangle$ 的衰减率为一个衰变单元, 在 $\Gamma_2 = 1; \Gamma_3 = 0; \Gamma_4 = 0.1; \Omega_{43} = \Omega_{23} = 1$ 条件下, $\Delta\nu_s = 0.2$ 、 $\Delta\nu_s = 2$ 、 $\Delta\nu_s = 5$ 和 $\Delta\nu_s = \infty$ 时的吸收情况。



在 $\Gamma_2 = 1; \Gamma_3 = 0; \Gamma_4 = 0.1; \Omega_{43} = \Omega_{23} = 1$ 的条件下, (a) 表示 $\Delta\nu_s = 0.2$ 时的吸收曲线; (b) 表示 $\Delta\nu_s = 2$ 时的吸收曲线; (c) 表示 $\Delta\nu_s = 5$ 时的吸收曲线; (d) 表示 $\Delta\nu_s = \infty$ 时的吸收曲线

图 3 信号光线对吸收的影响

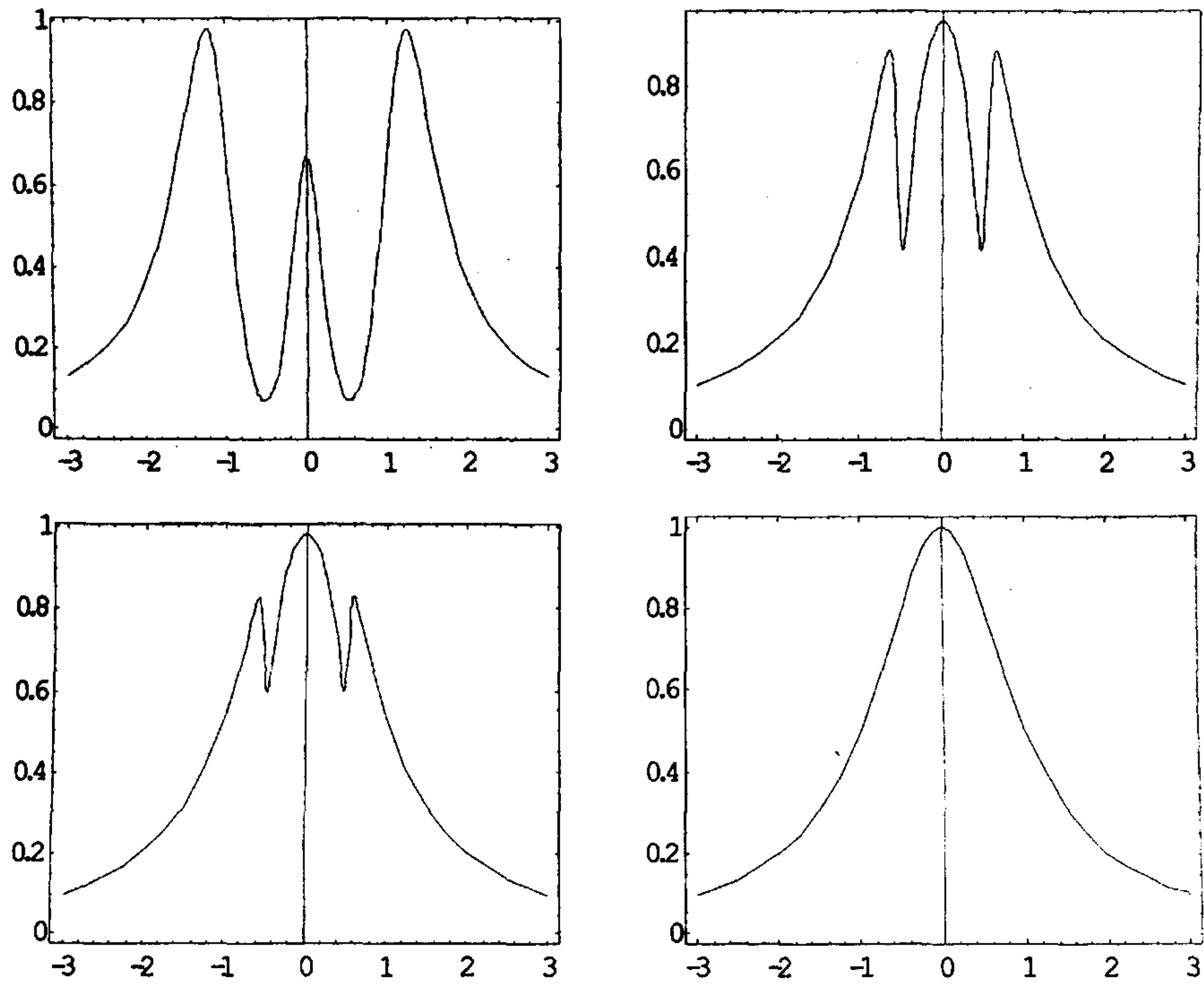
Fig.3 The absorption spectrum for different linewidth of signal light

从图 3 我们可以看出随着信号光线宽的增大, 吸收有减小的趋势, 而且四能级的相干越来越弱了, 在信号光线宽取无穷大时, 四能级原子相干完全消失, 蜕化成三能级的原子相干。除了了解信号光线宽对吸收的影响之外, 下面我们分析抽运光线宽对吸收的影响, 同样为了便于分析, 我们不考虑信号光线宽与抽运光线宽同时变化对吸收的影响, 图 4 横坐标表示探针光的失谐量, 纵坐标代表原子对探针光的吸收, 组图 4 表示在取不同抽运光线宽时吸收变化的情况。设 $|2\rangle$ 的衰减率为一个衰变单元, 在条件下, $\Delta\nu_c = 0.2$ 、 $\Delta\nu_c = 2$ 、 $\Delta\nu_s = c$ 和 $\Delta\nu_c = \infty$ 时的吸收情况。

从图 4 可以看出, 随着抽运光线宽的增大, 吸收效应变得越来越大, 当抽运光线宽无穷大时, 三能级的 EIT 效应消失, 其退化为二能级原子的吸收模型, 于图 4(d)。

3 基态间的弛豫对四能级原子相干的影响

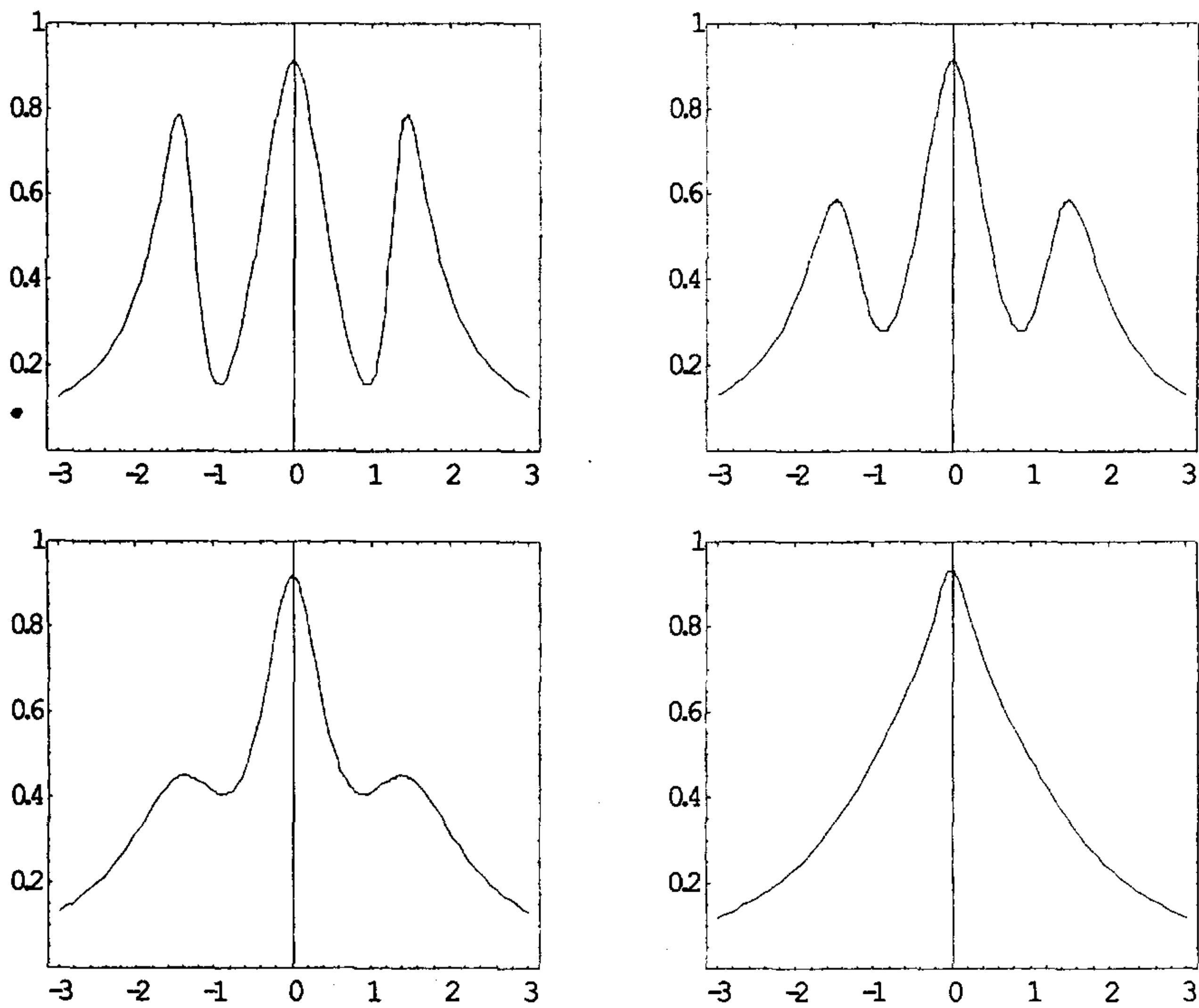
基态间的弛豫对于不同的原子是不同的。对于工作物质为四能级的激光器来说, 其基态间的弛豫是很强烈的, 它使得泵浦从基能级向激光工作物质的亚稳态源源不断地向上抽运得以保证。对于基态间的弛豫很小的原子同样也是存在的, 此外原子间的碰撞也会对原子间弛豫产生影响, 因此有必要研究由于原子基态间的弛豫造成原子相干的破坏。



在 $\Gamma_2 = 1; \Gamma_3 = 0; \Gamma_4 = 0.1; \Omega_{43} = \Omega_{23} = 1$ 的条件下, (a) 表示 $\Delta\nu_c = 0.2$ 时的吸收曲线; (b) 表示 $\Delta\nu_c = 2$ 时的吸收曲线; (c) 表示 $\Delta\nu_c = 5$ 时的吸收曲线; (d) 表示 $\Delta\nu_c = \infty$ 时的吸收曲线

图 4 抽运光丝宽对吸收的影响

Fig.4 The absorption spectrum for different linewidth of drive light



在 $\Gamma_2 = 1; \Gamma_4 = 0.1; \Omega_{43} = \Omega_{23} = 1$ 的条件下, (a) 表示 $\Delta\Gamma_3 = 0.1$ 时的吸收曲线; (b) 表示 $\Delta\Gamma_3 = 0.4$ 时的吸收曲线; (c) 表示 $\Delta\Gamma_3 = 1.0$ 时的吸收曲线; (d) 表示 $\Delta\Gamma_3 = 4.0$ 时的吸收曲线

图 5 基态间的弛豫对吸收的影响

Fig.5 The absorption for different dephasing rate

在表达式(3)中, Γ_3 代表 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 的弛豫, 下面研究 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 的弛豫对吸收的变化曲线。图 5 中横坐标表示探针光的失谐量, 纵坐标代表探针光的光强, 组图 5 表示在基态间的弛豫不同时吸收变化的情况。设 $|2\rangle$ 的衰减率为一个衰变单元, 在 $\Gamma_2 = 1$; $\Gamma_4 = 0.1$; $\Omega_{43} = \Omega_{23} = 1$ 条件下, $\Gamma_3 = 0.1$ 、 $\Gamma_3 = 0.4$ 、 $\Gamma_3 = 1.0$ 和 $\Gamma_3 = 4.0$ 时的吸收情况。

图 5 说明, 随着基态间的弛豫的增大四能级原子吸收越来越大, 原子相干性渐渐消失, 因此基态间的弛豫也称为消相干。

参考文献:

- [1] 杜英杰, 张俊香, 郜江瑞. 四能级系统中的原子相干效应 [J]. 量子光学学报, 2004, 10(1): 14-19.
- [2] LENE VESTERGAARD HAU, HARRIS S E. Light speed reduction to 17 m/s in an ultracold atomic gas [J]. *Nature (London)*, 1999, 397: 594-598.
- [3] LIU C, DUTTON Z, BEHROOZL C H, *et al.* Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses [J]. *Nature (London)*, 2001, 409: 490-49.
- [4] WANG Hai, DAVID GOORSKEY, XIAO Min. Enhanced kerr nonlinearity Via atomic coherence in a three-level atomic system [J]. *Phys Rev Lett*, 2001, 87(7): 073601.
- [5] CHANG Hong, DU Yingjie, *et al.* Observation of cross-phase shift in hot atoms with quantum coherence [J]. *Europhysics Lett*, 2004, 65(4): 485-490.
- [6] WANG L J, KUZMICH A, DOGARIU A. German librarians cautious of brave new digital world [J]. *Nature (London)*, 2000, 406: 277.

The Discussion of Atomic Coherence Effect in Four-level System

DU Ying-jie¹, ZHANG Jun-xiang²

(1. Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China; 2. The State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

Abstract: The Atomic coherence of the interaction between the N-type four level atom and the photon field is calculated theoretically. Then, this paper discusses the effects made by the level relaxation, the laser line width and the incoherence to the atomic coherence. It concludes that the increase in N-type four level atom's relaxation, the laser line width and the incoherence will lead to the decrease in the atomic coherence.

Key words: N-type four level atom; level relaxation; laser line width; incoherence