

简并能级系统中的量子相干效应与暗态

蔡德欢, 李媛, 马荣, 郜江瑞, 张俊香[†]

(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: 文章分析了简并二能级原子系统 $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ 中的吸收、色散特性与暗态的对应关系, 比较了双 Λ 型和 Δ 型能级结构下的量子相干效应。结果表明, 双 Λ 型系统中多个基态相干性会增强原子相干特性。

关键词: 简并二能级; 暗态; 量子相干; 电磁诱导透明

中图分类号: O431 **文献标识码:** A

0 引言

原子系统中的量子相干和干涉效应能够产生很多有趣的物理现象, 如相干布居俘获 (CPT)^[1]、电磁诱导透明 (EIT)^[2-4]、电磁诱导吸收 (EIA)^[5-7] 和无粒子数反转激光 (LWI)^[8]。这些现象被广泛的应用于非线性折射率增强^[9], 高灵敏度磁强计^[10], 光在介质中传播时的超光速和减光速效应^[11], 光存储效应^[12], 原子干涉测量^[13]。利用相干效应中的反常色散, 补偿四波混频 (FWM) 过程的相位失配, 可以提高 FWM 的反射效率^[14,15]。所有这些原子相干效应都已经在三能级原子系统中被广泛的研究, 光与三能级原子相互作用系统中暗态的存在是产生这些相干效应的物理基础。

近年来, 简并原子系统的量子相干效应也引起广泛关注。因为在此系统中不仅可以观测到存在于三能级系统中的相干布居俘获、电磁诱导透明以及二能级系统中的 Mollow 吸收谱 (MAS)^[16,17], 还可以观测到 EIA 吸收谱。1999 年, A. M. Akulshin 小组研究了简并二能级系统

中两束相干光场的光谱特性, 并讨论了总角动量 F_g, F_e 取任意值且两束光场的偏振方向和外加磁场方向也任意时的吸收、色散、四波混频和布居调制谱^[18]。当外加磁场方向和入射光场偏振方向以不同的方式进行组合时, 双光子共振条件下的 EIT 将分裂成双共振或三共振^[19]。且随着磁场强度和耦合光拉比频率的增加, EIT 共振将发生移动同时透明窗口线宽也发生变化。这对可调谐多通道光信息存储有潜在的应用价值。类似的现象在最简单的简并二能级系统中也可以实现: 两束相互正交的线偏振光和一定的外磁场作用于 $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ 跃迁的简并二能级原子系统, 由于耦合光的拉比频率和塞曼能级分裂间的耦合相互作用, 系统将会出现 EIT、EIA 效应, 且随着双光子失谐的变化将出现相干布居振荡^[20]。

简并二能级系统中暗态的建立对其相干效应也至关重要。在闭合简并二能级原子系统中, EIT 的透明窗口本质上是由于系统演化成为暗态 (基态塞曼子能级的量子叠加态) 造成的^[18]。对于存在稳定暗态的简并二能级原子系统, 当它与

收稿日期: 2012-09-07

基金项目: 国家自然科学基金 (10974126; 11274210); 国家重点基础研究发展计划 (2010CB923102)

作者简介: 蔡德欢 (1988—), 男, 安徽怀远人, 硕士研究生, 研究领域: 光与原子相互作用。E-mail: caidehuan@126.com

[†] 通讯作者: E-mail: junxiang@sxu.edu.cn

驻波耦合场作用时,探针场将出现陡峭的吸收和反射谱^[21]。本文将以 $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ 跃迁为例来分析暗态与透明窗口的关系,并用密度矩阵运动方程的数值解与暗态分析进行了比较。

1 简并二能级系统中的密度矩阵运动方程

简并二能级原子系统由原子基态能级 $|g\rangle$ 和激发态能级 $|e\rangle$ 构成,对应的角动量分别为 F_g 和 F_e , 能量分裂间隔为 $\hbar\omega_0$ 。激发态 $|e\rangle$ 到基态 $|g\rangle$ 的自发辐射衰减率为 Γ ,且由于光与原子相互作用时间有限(由于原子无规则热运动而有一定比率的原子逃离相互作用区域),我们可以简单的假设所有密度矩阵元具有相同的衰减率 γ , 与其相互作用的两束经典单频电磁场: $\vec{E}_c(t) = E_c e_c \exp(i\omega_c t)$, $\vec{E}_p(t) = E_p e_p \exp(i\omega_p t)$, $e_{c,p}$ 是复偏振矢量。将此原子系统置于强度为 B 的匀强磁场区域,在旋波近似下光与原子相互作用系统的总哈密顿量为 $H(t) = H_0 + V_c + V_p$ 。其中 H_0 是磁场作用下原子的哈密顿量,光与原子相互作用哈密顿量 $V_c = E_c e_c \cdot \vec{D}_{ge} \exp(i\omega_c t) + E_c^* e_c^* \cdot \vec{D}_{eg}^{\dagger} \exp(-i\omega_c t)$, $V_p = E_p e_p \cdot \vec{D}_{ge} \exp(i\omega_p t) + E_p^* e_p^* \cdot \vec{D}_{eg}^{\dagger} \exp(-i\omega_p t)$, $\vec{D}_{ge} = P_g D P_e$ 是原子偶极算符, P_g 和 P_e 分别是基态和激发态的投影算符。

对于闭合简并二能级系统,密度矩阵 ρ 的运动方程为^[5]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] - \frac{\Gamma}{2} \{P_e, \rho\} + \Gamma \sum_{q=-1,0,1} Q_{ge}^q \rho Q_{eg}^q - \gamma(\rho - \rho_0) \quad (1)$$

这里 $\rho_0 = \frac{P_g}{2F_g + 1}$ 表示衰减至基态的布局数在各塞曼子能级间均匀分布。 $Q_{ge}^q = Q_{eg}^q$ ($q = -1, 0, 1$) 是标准的无量纲算符, $\vec{Q}_{ge} = \sqrt{2F_e + 1} \vec{D}_{ge}$ $\langle g || \vec{D} || e \rangle^{-1}$, 此处 $\langle g || \vec{D} || e \rangle$ 是电偶极算符的约化矩阵元。当 $E_p = 0$, 考虑 E_c (泵浦场) 作用的所有阶次, 定义慢变矩阵 $\sigma = P_g \rho P_g + P_e \rho P_e + P_g \rho P_e \exp(-i\omega_c t)$, 代入方程(1)可得关于 σ 的稳态方程^[18]:

$$-\gamma \sigma = -\frac{i}{\hbar} [H_0 + \bar{V}_c - \hbar\omega_c P_e, \sigma] -$$

$$\frac{\Gamma}{2} \{P_e, \sigma\} + \Gamma \sum_{q=-1,0,1} Q_{ge}^q \sigma Q_{eg}^q - \gamma \sigma \quad (2)$$

其中 $\bar{V}_c = E_c e_c \cdot \vec{D}_{ge} + E_c^* e_c^* \cdot \vec{D}_{eg}^{\dagger}$ 。方程(2)可以通过 Mathematica 给出数值解,同时要满足归一化条件 $N = n_g + n_e$, n_g 和 n_e 分别表示方程(2)解得的基态和激发态布局数。

在上述强泵浦场与原子相互作用系统中引入一束频率为 ω_p 的弱探针场,考虑系统对探针场的一阶效应,将密度矩阵表示成如下形式^[18]:

$$\begin{aligned} \rho_{gg}(t) &= P_g \rho(t) P_g = \sigma_{gg}^0 + \sigma_{gg}^+ e^{i\delta t} + \sigma_{gg}^- e^{-i\delta t} \\ \rho_{ee}(t) &= P_e \rho(t) P_e = \sigma_{ee}^0 + \sigma_{ee}^+ e^{i\delta t} + \sigma_{ee}^- e^{-i\delta t} \\ \rho_{ge}(t) &= P_g \rho(t) P_e = e^{i\omega_c t} (\sigma_{ge}^0 + \sigma_{ge}^+ e^{i\delta t} + \sigma_{ge}^- e^{-i\delta t}) \\ \rho_{eg}(t) &= P_e \rho(t) P_g \\ &= e^{-i\omega_c t} (\sigma_{eg}^0 + \sigma_{eg}^+ e^{i\delta t} + \sigma_{eg}^- e^{-i\delta t}) \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\delta = \omega_p - \omega_c$, 将方程(3)代入方程(1)后只保留 E_p 的一阶项可得^[18]:

$$\begin{aligned} i \left[\frac{\Omega_p}{2}, \sigma \right] &= -\frac{i}{\hbar} [H_0 + \bar{V}_c - \hbar\omega_c P_e, \sigma] - i\delta \sigma \\ &\quad - \frac{\Gamma}{2} \{P_e, \sigma\} - \gamma \sigma + \Gamma \sum_{q=-1,0,1} Q_{ge}^q \sigma Q_{eg}^q \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{gg}^+ & \sigma_{ge}^+ \\ \sigma_{eg}^+ & \sigma_{ee}^+ \end{bmatrix}$ 为非厄米矩阵, $\Omega_p = \frac{2\vec{E}_p \cdot \vec{D}_{ge}}{\hbar}$ 是探针场拉比频率。方程(4)同样可以

通过 Mathematica 给出数值解,探针场的极化率 $\chi(\omega_p) \propto e_2 \cdot \sigma_{ge}^+ \vec{D}_{ge}$ 。以上描述的运动方程原则上可以求解所有简并二能级系统,下面将在最简单的简并二能级中数值求解探针场的吸收、色散曲线。

2 数值求解和暗态解释

如图 1(a) 所示的三脚架能级结构是由最简单的简并二能级 $|F_g = 1\rangle \rightarrow |F_e = 0\rangle$ 跃迁在外加磁场作用下形成的,如⁸⁷Rb D_2 线跃迁。激发态对应于 $F_e = 0$ 超精细能级,基态对应于 $F_g = 1$ 超精细能级。在外加磁场的作用下,基态超精细能级分裂成三个塞曼子能级。这种能级具有所有简并二能级 $|F_g = F_e + 1\rangle \rightarrow |F_e\rangle$ 跃迁的很多共

性。我们用频率为 ω_c 的 π 偏振耦合场(耦合场偏振方向平行于外加磁场方向)驱动原子系统。用另一束偏振方向垂直于耦合场和外加磁场方向、频率为 ω_p 的探针场探测该光与原子相互作用系统,此时探针场可看作由两个相同的左右旋圆偏振成分 σ_{\pm} 组成。耦合场作用于跃迁能级 $M_{F_g} = 0 \rightarrow M_{F_e} = 0$, 探针场作用于跃迁能级 $M_{F_g} = \pm 1 \rightarrow M_{F_e} = 0$ 。该原子系统可看作两个 Λ 型三能级原子系统的叠加,它们共用同一跃迁通道 $M_{F_g} = 0 \rightarrow M_{F_e} = 0$ 。所有的跃迁产生同样大小的跃迁偶极矩 $\mu_{e1} = \mu_{e-1} = -\mu_{e0} = \mu$, 但符号不同。系统的哈密顿量在旋转框架内可写成如下矩阵形式:

$$H_R = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} -2\delta + 2\varepsilon & 0 & 0 & \Omega_p \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_c \\ 0 & 0 & -2\delta - 2\varepsilon & \Omega_p \\ \Omega_p & \Omega_c & \Omega_p & -2\Delta_c \end{bmatrix} \quad (5)$$

其中 $\Omega_p = \frac{\mu E_p}{\hbar}$, $\Omega_c = -\frac{\mu E_c}{\hbar}$ (为方便起见光场振幅和拉比频率取实数)分别是探针场和耦合场拉比频率, $\hbar\varepsilon = g\mu_b B = \hbar\omega_{10} = \hbar\omega_{0-1}$ 是磁场引起塞曼能级分裂间隔, g 是朗德因子, μ_b 是玻尔磁子。 $\delta = \omega_p - \omega_c$ 为双光子失谐,耦合场相对原子共振跃迁的失谐为 $\Delta_c = \omega_{e0} - \omega_c$ 。

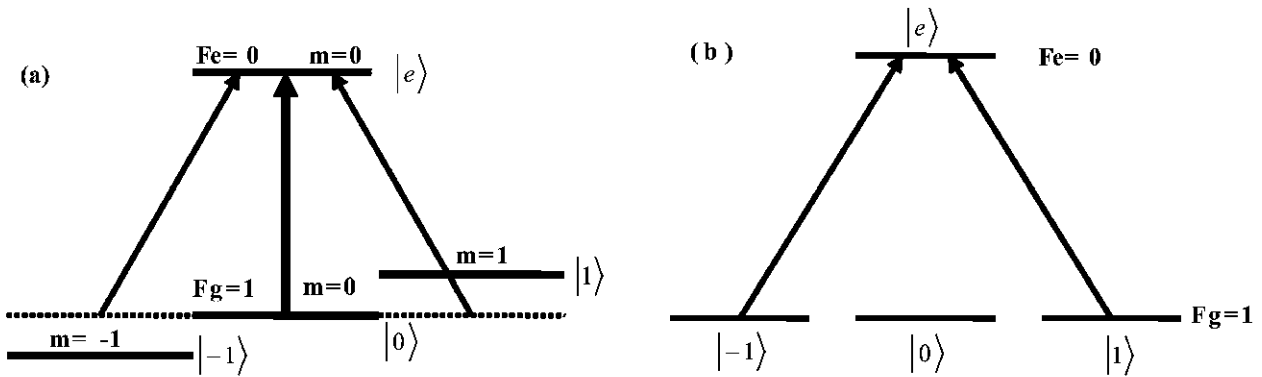


图 1 $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ 跃迁能级原理图

Fig. 1 Schematic diagram of energy level for a transition $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$.

将原子气室置于磁屏蔽装置内,则此时 $\hbar\varepsilon = 0$ 。耦合场频率锁定在原子 $M_{F_g} = 0 \rightarrow M_{F_e} = 0$ 共振跃迁处: $\Delta_c = 0$, 探针场频率在 $M_{F_g} = \pm 1 \rightarrow M_{F_e} = 0$ 共振跃迁附近变化。将此系统的相应物理量及相关参数代入方程(2)、(4)进行数值求解,可得如图 2(a)所示的探针场吸收、色散曲线。我们得到了类似于 Λ 型三能级原子系统的 EIT 曲线及相应的正常色散曲线,这是由双 Λ 型能级结构造成的。图 2(b)所示探针场的吸收、色散曲线是让探针场与 $M_{F_g} = \pm 1 \rightarrow M_{F_e} = 0$ 跃迁共振,改变耦合场频率产生的。下面我们将对图 2 给出理论解释。

系统在满足双光子共振条件 $\delta = 0$ 时,求解 H_R 的本征值如下:

$$E_0 = 0$$

$$E_{\pm} = \frac{\hbar}{2} (\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega_c^2}) \quad (6)$$

对应的能量本征矢分别为:

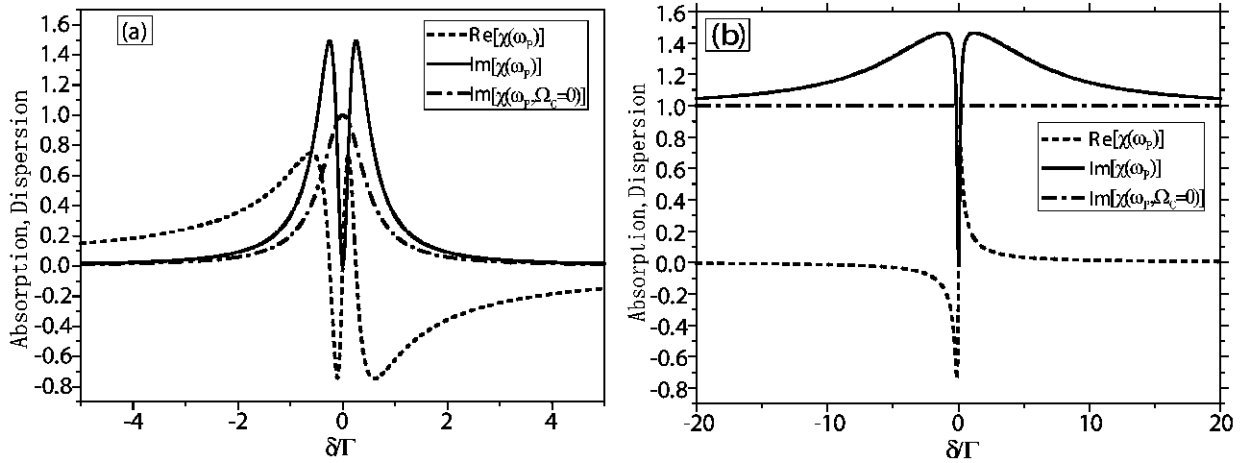
$$|a_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos\theta | -1 \rangle - \sin\theta | 0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos\theta | 1 \rangle$$

$$|a_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sin\theta \cos\theta \cos\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta \cos^2\varphi + \sin^2\varphi}} | -1 \rangle + \frac{\cos^2\theta \cos\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta \cos^2\varphi + \sin^2\varphi}} | 0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sin\theta \cos\theta \cos\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta \cos^2\varphi + \sin^2\varphi}} | 1 \rangle + \frac{\sin\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta \cos^2\varphi + \sin^2\varphi}} | e \rangle$$

$$|a_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sin\theta \cos\theta \sin\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta \sin^2\varphi + \cos^2\varphi}} | -1 \rangle + \frac{\cos^2\theta \sin\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta \sin^2\varphi + \cos^2\varphi}} | 0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sin\theta \cos\theta \sin\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta \sin^2\varphi + \cos^2\varphi}} | 1 \rangle -$$

$$\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\cos^2\theta\sin^2\varphi + \cos^2\varphi}} |e\rangle \quad (7)$$

其中 $\tan\theta = \sqrt{2} \frac{\Omega_p}{\Omega_c}$ $\tan 2\varphi = \frac{\Omega_c}{\Delta}$, $\Delta_c = \Delta$ 是单光子失谐。



这里 $B = 0$, $\gamma = 0.001\Gamma$, $\Omega_c = 0.5\Gamma$, $\Omega_p = 0.02\Omega_c$ 。探针场的吸收(图中实线表示)、色散(图中短虚线表示)及耦合场为零时探针场的吸收曲线(图中虚点线表示)。

图中曲线已根据探针场的吸收(无耦合作用)作归一化处理。

图 2 简并二能级 $|F_g = 1\rangle \rightarrow |F_e = 0\rangle$ 跃迁原子系统的量子相干效应

$B = 0$, $\gamma = 0.001\Gamma$, $\Omega_c = 0.5\Gamma$ and $\Omega_p = 0.02\Omega_c$. The absorption (solid line) and dispersion (short dash line) spectrum of probe field and the absorption without the pump field(dash dot line).

The curve has been normalized by the absorption spectrum of probe field without the pump field.

Fig. 2 Quantum coherence effects of a degenerate two-level $|F_g = 1\rangle \rightarrow |F_e = 0\rangle$ atomic ensemble

由此可以看出：在此光与简并二能级原子相互作用系统中，当两束相干光场满足双光子共振条件时，原子可以被俘获在三个基态塞曼子能级的线性叠加态，因此 $|a_0\rangle$ 称为暗态。处于暗态的原子对入射光场没有响应，这将会导致原子对探针场无吸收透过。

图 2 中双光子失谐为零附近的透明窗口正是由原子系统的暗态造成的，此时还伴随着陡峭的正常色散曲线。图 2(a) 中，由于强耦合场将 $|0\rangle$ 态的原子大量转移至 $|\pm 1\rangle$ 态，因此 EIT 曲线在吸收不为零处整体高于无耦合场作用时(此时相当于二能级吸收)的吸收曲线。(b) 图中也有类似的现象，只是由于探针场始终与原子共振，当耦合场与原子共振跃迁远失谐或耦合场强度为零时探针场吸收强度为固定值。

当磁场引起的塞曼能级分裂大小为 $\hbar\epsilon$ ，在双光子失谐为 $\delta = \epsilon$ 、耦合光失谐为 $\Delta_c = \Delta$ 时，系统所处暗态是 $|-1\rangle$ 态和 $|0\rangle$ 态的线性叠加态：

$$|dark\ state1\rangle = \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}} |-1\rangle - \frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}} |0\rangle \quad (8)$$

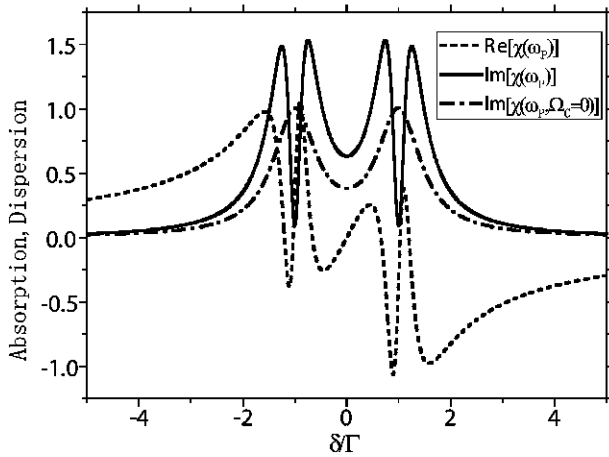
在双光子失谐为 $\delta = -\epsilon$ ，耦合光失谐为 $\Delta_c = \Delta$ 时，系统所处暗态是 $|1\rangle$ 态和 $|0\rangle$ 态的线性叠加态：

$$|dark\ state2\rangle = -\frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}} |0\rangle + \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}} |1\rangle \quad (9)$$

此时系统存在双暗态^[22]，但分别在不同的双光子失谐下出现，两个暗态不能同时建立。这就意味着系统会出现两个电磁诱导透明窗口。

在此情况下同样用第一节的方法给出数值解如图(3)所示。由图可以看出在两个暗态出现的位置附近分别对应着两个透明窗口，同时伴随着两个陡峭的正常色散曲线；原先蓝色虚点线表示的洛伦兹吸收峰也分裂成了两个。有趣的是 EIT 和洛伦兹吸收曲线在双光子失谐为零处也出现了吸收减弱的现象，且伴随着正常色散。这是由于两个 EIT 或洛伦兹吸收曲线非相干叠加

的结果,且会随着磁场强度的增加峰间距变大、双光子共振处透明程度增加。同样因为耦合场的强泵浦作用,EIT 曲线在吸收不为零处整体高于没有耦合场作用时的吸收曲线。



这里 $\epsilon = \Gamma$, 其他参数与图 2 相同。探针场的吸收(图中实线表示)、色散(图中短虚线表示)及耦合场为零时探针场的吸收曲线(图中虚点线表示)。图中曲线已根据探针场的吸收(无耦合场作用)作归一化处理。

图 3 简并二能级 $|F_g = 1\rangle \rightarrow |F_g = 0\rangle$ 跃迁原子系统的量子相干效应

$\epsilon = \Gamma$, the other parameters are the same as that in Fig. 2. The absorption (solid line) and dispersion (short dash line) spectrum of probe field and the absorption without the pump field (dash dot line). The curve has been normalized by the absorption spectrum of probe field without the pump field.

Fig. 3 Quantum coherence effects of a degenerate two-level atomic ensemble

如图 1(b)所示,偏振分别为 σ_{\pm} 的耦合场和探针场作用于跃迁能级 $M_{F_g} = \mp 1 \rightarrow M_{F_g} = 0$ 。这相当于一个开放式 Λ 型三能级原子系统,双光子失谐为 $\delta = \Delta_c - \Delta_p = \omega_p - \omega_c$, 其中探针场和耦合场相对于原子共振跃迁失谐分别为 $\Delta_p = \omega_g - \omega_p, \Delta_c = \omega_g - \omega_c$ 。

该系统哈密顿量在旋转框架内表示为:

$$H_R = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \Omega_c \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\delta & \Omega_p \\ \Omega_c & 0 & \Omega_p & -2\Delta_c \end{bmatrix} \quad (10)$$

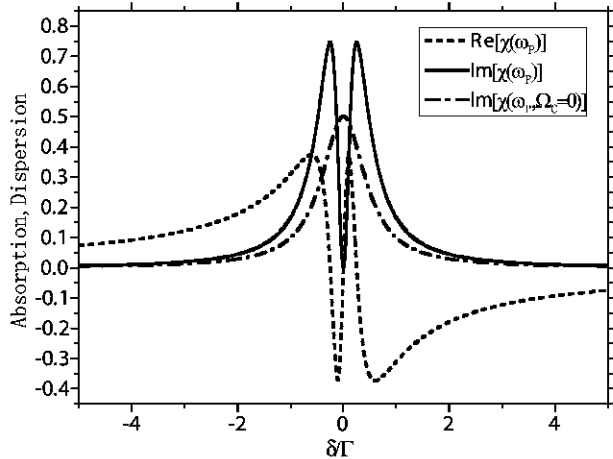
其能量本征值分别为:

$$E_0 = 0 \quad E_+ = \hbar\Delta$$

其对应的能量本征矢分别为:

$$\begin{aligned} |a_0\rangle &= \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}} | -1\rangle - \frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}} | 1\rangle \\ |a_+\rangle &= | e\rangle \end{aligned} \quad (11)$$

暗态为 $| -1\rangle$ 态和 $| 1\rangle$ 态的相干叠加态。将耦合场锁定在原子共振跃迁频率处,用第二部分的密度矩阵运动方程进行数值求解得到图 4 所示探针场的吸收、色散曲线。



探针场的吸收(图中实线表示)、色散(图中短虚线表示)及耦合场为零时探针场的吸收曲线(图中虚点线表示)。图中曲线已根据图(2)中探针场的吸收(无耦合场作用)作归一化处理。

图 4 简并二能级 $|\pm 1\rangle \rightarrow | e\rangle$ 跃迁原子系统的量子相干效应,其他参数与图 2 相同。

The absorption (solid line) and dispersion (short dash line) spectrum of probe field and the absorption without the pump field (dash dot line). The curve has been normalized by the absorption spectrum of probe field without the pump field in Fig. 2.

Fig. 4 Quantum coherence effects of a degenerate two-level $|\pm 1\rangle \rightarrow | e\rangle$ atomic ensemble

The other parameters are the same as that in Fig. 2.

这里得到了与图 2(a)几乎相同的曲线图,这是因为这两种情况下的能级结构和暗态非常相似。图 2 所示情况仅仅是多了 $| 0\rangle$ 态参与光与原子耦合, $| 0\rangle$ 态也出现在暗态的表达式中。但由于这种开放能级向基态 $| 0\rangle$ 的衰减,会导致布居向 $| 0\rangle$ 态的大量转移。因此在同样强度的耦合场和探针场情况下,图 2(a)曲线中的吸收、色散强度要大于图 4 曲线的强度。

3 总结

本文根据简并二能级原子系统所遵循的密度矩阵运动方程,对 $F_g = 1 \rightarrow F_g = 0$ 跃迁情况下探针场的吸收、色散特性进行了数值求解。通过求解旋转框架下哈密顿量的本征值和本征矢,找到了三种不同相互作用情况下暗态出现的条件

及表达式。由分析可得暗态出现的位置也是 EIT 透明窗口的位置,且暗态的数目决定了透明窗口的数目,单暗态和双暗态分别对应着单透明窗口和双透明窗口。对于研究暗态与量子相干效应的对应关系有一定意义。

参考文献:

- [1] ARIMONDO E, ORRIOLS G. Nonabsorbing Atomic Coherences by Coherent Two-photon Transitions in a Three-level Optical Pumping [J]. *Nuovo Cimento Lett*, 1976, **17**: 333-338.
- [2] HARRIS S E, FIELD J E, IMAMOGLU A. Nonlinear Optical Processes Using Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 1990, **64**(10): 1107-1110.
- [3] BOLLER K J, IMAMOLU A, HARRIS S E. Observation of Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 1991, **66**(20): 2593-2596.
- [4] GEA-BANACLOCHE J, LI Y Q, JIN S, *et al.* Electromagnetically Induced Transparency in Ladder-type Inhomogeneously Broadened Media: Theory and Experiment [J]. *Phys Rev A*, 1995, **51**(1): 576-584.
- [5] LEZAMA A, BARREIRO S, AKULSHIN A M. Electromagnetically Induced Absorption [J]. *Phys Rev A*, 1999, **59**(6): 4732-4735.
- [6] TAICHENACHEV A V, TUMAIIKIN A M, YUDIN V I. Electromagnetically Induced Absorption in a Four-state System [J]. *Phys Rev A*, 1999, **61**(1): 011802.
- [7] TILCHIN E, WILSON-GORDON A D. Effects of Thermal Motion on Electromagnetically Induced Absorption [J]. *Phys Rev A*, 2011, **83**(5): 053812.
- [8] SCULLY M O, ZHU S Y, GAVRIELIDES A. Degenerate Quantum-Beat Laser: Lasing Without Inversion and Inversion Without Lasing [J]. *Phys Rev Lett*, 1989, **62**(24): 2813-2816.
- [9] SCULLY M O. Enhancement of the Index of Refraction via Quantum Coherence [J]. *Phys Rev Lett*, 1991, **67**(14): 1855-1858.
- [10] LEE H, FLEISCHHAUER M, SCULLY M O. Sensitive Detection of Magnetic Fields Including Their Orientation with a Magnetometer Based on Atomic Phase Coherence [J]. *Phys Rev A*, 1998, **58**(3): 2587-2595.
- [11] WANG L J, KUZMICH A, DOGARIU A. Gain-assisted Superluminal Light Propagation [J]. *Nature*, 2000, **406**: 277-279.
- [12] LIU C, DUTTON Z, BEHROOZI C H, *et al.* Observation of Coherent Optical Information Storage in an Atomic Medium Using Halted Light Pulses [J]. *Nature*, 2001, **409**: 490-493.
- [13] PETERS A, CHUNG K Y, CHU S. Measurement of Gravitational Acceleration by Dropping Atoms [J]. *Nature*, 1999, **400**: 849-852.
- [14] ZHANG Jun-xiang, ZHOU Hai-tao, WANG Da-wei, *et al.* Enhanced Reflection Via Phase Compensation From Anomalous Dispersion in Atomic Vapor [J]. *Phys Rev A*, 2011, **83**(5): 053841.
- [15] ZHOU Hai-tao, WANG Da-wei, WANG Dan, *et al.* Efficient Reflection Via Four-wave Mixing in a Doppler-free Electromagnetically-induced-transparency Gas System [J]. *Phys Rev A*, 2011, **84**(5): 053835.
- [16] MOLLOY B R. Stimulated Emission and Absorption near Resonance for Driven Systems [J]. *Phys Rev A*, 1972, **5**(5): 2217-2222.
- [17] LIPSICH A, BARREIRO S, AKULSHIN A M, *et al.* Absorption Spectra of Driven Degenerate Two-level Atomic Systems [J]. *Phys Rev A*, 2000, **61**(5): 053801.

- [18] LEZAMA A, BARREIRO S, LIPSICH A, *et al.* Coherent two-field Spectroscopy of Degenerate Two-level Systems [J]. *Phys Rev A*, 1999, **61**(1): 013801.
- [19] DONG Ya-bin, WANG Hai-hong, GAO Jiang-rui, *et al.* Quantum Coherence Effects in Quasidegenerate Two-level Atomic Systems [J]. *Phys Rev A*, 2006, **74**(6): 063810.
- [20] GU Ying, SUN Qing-qing, GONG Qi-huang. Quantum Coherence in a Degenerate Two-level Atomic Ensemble for a Transition $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ [J]. *Phys Rev A*, 2004, **67**(6): 063809.
- [21] ZHOU Hai-tao, GUO Miao-jun, WANG Dan, *et al.* Angular Momentum and Two-photon Detuning Dependence of Reflection Spectrum on Degenerate Two-level Systems in Cs Vapour [J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2011, **44**: 225503.
- [22] HU Z F, WANG Y, DU C G, *et al.* Quantum Interference Effects of two Coherent Population Trapping States on the Atomic Spectral Lines of a $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ Transition [J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2005, **38**: 1719-1726.

Quantum Coherence and Dark State in a Degenerate Atomic System

CAI De-huan, LI Yuan, MA Rong, GAO Jiang-rui, ZHANG Jun-xiang

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

Abstract: The corresponding relation between the absorption, dispersion properties of probe field and the dark state in degenerate two-level $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ atomic system is studied, and comparison of the quantum coherence between double Λ -type and single Λ -type system is discussed. The results show that the coherence based on the multi-ground state can be enhanced, in the double Λ -type system.

Key words: degenerate two-level system; dark state; Quantum coherence; electromagnetically induced transparency