

文章编号: 0253-2239(2010)12-3615-07

Eu³⁺:Y₂SiO₅ 晶体中射频场耦合四能级系统的 电磁感应吸收和透明

伏振兴 刘碧蕊

(宁夏师范学院物理与信息技术学院, 宁夏 固原 756000)

摘要 在 Eu³⁺:Y₂SiO₅ 晶体中,以射频场耦合自旋子能级的方式,得到一个四能级系统。运用密度矩阵方程,研究了该射频场耦合四能级系统的吸收特性。结果表明,由于光学耦合场和射频场的共同作用,探测吸收谱可分别呈现出电磁感应透明(EIT)和电磁感应吸收(EIA)这两种相反的量子效应。当射频场共振作用时,在射频场导致的 Autler-Townes 分裂的双峰区域内出现 EIT 效应;非共振时,又会出现 EIA 效应。EIT 和 EIA 窗口位置决定于光学耦合场的频率失谐量。改变射频场和光学耦合场的拉比频率、失谐量等参数,可以实现 EIT 和 EIA 窗口位置、线宽,以及这两种效应之间的转换控制。

关键词 量子光学;Eu³⁺:Y₂SiO₅ 晶体;电磁感应透明;电磁感应吸收;射频场

中图分类号 O482.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20103012.3615

Electromagnetically Induced Absorption and Transparency of Four-Level System Driven by Radio-Frequency Field in Eu³⁺:Y₂SiO₅ Crystal

Fu Zhenxing Liu Birui

(College of Physics and Information Technology, Ningxia Normal University, Guyuan, Ningxia 756000, China)

Abstract A four-level system in Eu³⁺:Y₂SiO₅ crystal is obtained through coupling a hyperfine level with a radio-frequency field. The absorption properties of this four-level system driven by a radio-frequency field are investigated by means of density matrix equation of motion. It is shown that the two contrary quantum effects, electromagnetically induced transparency (EIT) and electromagnetically induced absorption (EIA) can be obtained in the absorption spectrum of the system due to the interaction of both optical coupling and radio-frequency fields. When radio-frequency field resonates with corresponding levels, EIT effect presents within two-peak area of Autler-Townes splitting caused by radio-frequency field. But nonresonant radio-frequency field can cause EIA. The positions of EIT and EIA are determined by the detuning of optical coupling field. The linewidth, position and conversion of EIT and EIA can be controlled by changing detuning, Rabi frequency of optical coupling and radio-frequency fields.

Key words quantum optics; Eu³⁺:Y₂SiO₅ crystal; electromagnetically induced transparency; electromagnetically induced absorption; radio-frequency field

1 引 言

基于量子干涉的非线性光学效应问题是目前量子相干领域的研究热点之一。在多能级原子与多驱动场相互作用的量子体系中,由于存在着多通道的量子干涉效应,所以会导致许多有趣的量子现象,如电磁感应透明(EIT)^[1]、无反转光放大(AWI)、相干

布居俘获(CPT)和电磁感应吸收(EIA)^[2,3]等。其中,电磁感应透明效应因其可以导致介质色散急剧变化,在光速控制、非线性光学和量子信息存储等方面有着广泛的潜在应用^[4~7]。和气体介质相比较,固态介质具有原子密度高、结构紧凑和无原子扩散等优点,因而更易于制成器件,趋近于实用化。因

收稿日期: 2010-04-07; 收到修改稿日期: 2010-07-16

基金项目: 宁夏科技攻关计划(08222-19)、宁夏自然科学基金(NZ10226)、宁夏高校科研项目(08293-81,09193-78)和宁夏师范学院科研重点项目(ZD08006,ZD08011)资助课题。

作者简介: 伏振兴(1972—),男,博士,副教授,主要从事量子光学、稀土离子发光动力学等方面的研究。

E-mail: zxfuo@sohu.com

此,近几年来,固态材料介质中的量子相干效应的研究受到人们的广泛关注。特别是稀土掺杂材料,由于稀土离子具有丰富的能级结构、不同的电磁跃迁和较长的能级相干寿命等特点,在固态材料的量子相干效应研究中显示出了一定的优势。稀土掺杂材料中的电磁感应透明^[8~11]、量子信息存储^[12]和电磁诱导左手性^[13]等问题的理论和实验研究也在不断深入,并已经取得了许多非常有意义的成果^[14,19]。

在量子系统的相关能级上耦合射频场,能够非常有效地操控系统的相干特性,从而实现了对包括光存储在在内的众多量子过程的调控^[20~22]。C. Wei等^[19,23]在 Δ 型金刚石掺杂系统的基态精细结构能级中耦合射频控制场,使能级产生动态斯塔克分裂,从而得到了双窗口及多窗口 EIT。基于这一思想,文献^[14]讨论了 $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中,射频场对电磁感应透明和光群速的操控。本文在 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中,选取基态 $^7\text{F}_0$ 和激发态 $^5\text{D}_0$ 的超精细结构能级为研究对象,通过在激发态上以射频场耦合另一个超精细结构能级的方法,构造出了一个四能级系统。运用半经典理论,研究了该射频场耦合的四能级系统的吸收特性。

2 模型描述

钇正硅酸盐(Y_2SiO_5)晶体为单斜二轴晶系,属于 C_{2h}^6 空间群,它含有两个畸变的八面体 Y 格位和

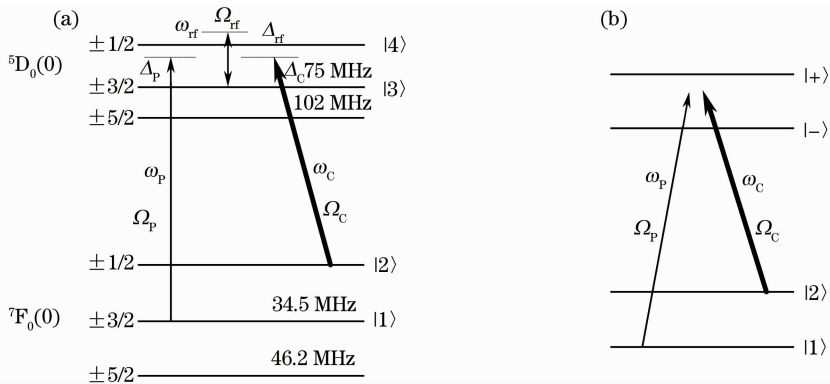


图 1 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中射频场耦合四能级系统(a)及其缀饰态能级(b)示意图

Fig. 1 Schematic diagram of (a) four-level system driven by radio-frequency field and (b) its dressed state in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal

根据光与物质相互作用的半经典理论,并考虑偶极近似和旋转波近似^[24],系统的哈密顿量可以表示为

$$H_1 = \hbar(\Delta_P - \Delta_C) |2\rangle\langle 2| + \hbar(\Delta_P - \Delta_{rf}) |3\rangle\langle 3| + \hbar\Delta_P |4\rangle\langle 4| - \hbar(\Omega_P |4\rangle\langle 1| + \Omega_C |4\rangle\langle 2| + \Omega_{rf} |4\rangle\langle 3| + \text{c. c.}), \quad (1)$$

一个畸变的四面体 Si 格位,其中两个 Y 格位都可以被掺杂离子所取代而成为发光中心。

本文只研究其中的一种格位。选取 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中的稀土离子 Eu^{3+} 的基态 $^7\text{F}_0$ 和激发态 $^5\text{D}_0$ 的相关能级为研究对象。如图 1 所示, $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中 Eu^{3+} 的基态 $^7\text{F}_0$ 和激发态 $^5\text{D}_0$ 之间的跃迁波长为 579.879 nm。晶体场中劈裂的斯托克斯能级 $^5\text{D}_0(0)$ 和 $^7\text{F}_0(0)$,在磁场的作用下分别劈裂为三个双重简并的超精细结构能级或称为自旋子能级,分别用 $\pm 1/2, \pm 3/2$ 和 $\pm 5/2$ 标记。各能级之间的间隔分别为 75, 102, 34.5 和 46.2 MHz。选取研究相关的自旋子能级,分别标记为能级 $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 。能级 $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ 之间的跃迁由频率为 ω_c 的光场驱动,拉比频率用 Ω_C 表示。频率为 ω_p 的探测场驱动能级 $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ 之间的跃迁,探测场的拉比频率标记为 Ω_P 。能级 $|4\rangle$ 通过射频场耦合于自旋子能级 $|3\rangle$,射频场的频率和拉比频率分别用 ω_{rf} 和 Ω_{rf} 标记。从 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中 Eu^{3+} 的能级结构可知,该射频场耦合四能级系统其实包含了两个基态自旋子能级 ($|1\rangle$ 和 $|2\rangle$) 和两个激发态自旋子能级 ($|3\rangle$ 和 $|4\rangle$)。图中 Δ_P, Δ_C 和 Δ_{rf} 分别是探测场、光学耦合场和射频场的频率失谐量。探测场通过扫描能级 $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ 之间的粒子跃迁,可以获得系统的吸收谱特性。

式中频率失谐量 $\Delta_P = \omega_p - \omega_{41}, \Delta_C = \omega_c - \omega_{42}, \Delta_{rf} = \omega_{rf} - \omega_{43}$, 其中 ω_{ij} 是相应能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的玻尔跃迁频率, c. c. 代表的是括号内前一部分的复数共轭。探测场、光学耦合场和射频场的拉比频率分别表示为 $\Omega_P = \mu_{41} E_P / 2\hbar, \Omega_C = \mu_{42} E_C / 2\hbar, \Omega_{rf} = \mu_{43} E_{rf} / 2\hbar, \mu_{ij}$ 是相应能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的电偶极矩, E_P, E_C 和 E_{rf}

分别是光学耦合场、探测场和射频场的电场强度。

考虑各能级的粒子布居弛豫和跃迁弛豫后,系统的密度矩阵运动方程^[24]可以表示为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H_1, \rho] - \frac{1}{2}\{\Gamma, \rho\}, \quad (2)$$

式中 $\{\Gamma, \rho\} = \Gamma\rho + \rho\Gamma$, Γ 是密度矩阵 ρ 的弛豫速率, 展开(2)式, 得到如下方程组:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{11} = \Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{41}\rho_{44} + i\Omega_P(\rho_{14} - \rho_{41}) \\ \dot{\rho}_{22} = \Gamma_{32}\rho_{33} - \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{42}\rho_{44} + i\Omega_C(\rho_{24} - \rho_{42}) \\ \dot{\rho}_{33} = \Gamma_{43}\rho_{44} - \Gamma_{31}\rho_{33} - \Gamma_{32}\rho_{33} - i\Omega_{rf}(\rho_{43} - \rho_{34}) \\ \dot{\rho}_{12} = -\gamma_{12}\rho_{12} + i(\Delta_P - \Delta_C)\rho_{12} - i\Omega_P\rho_{42} + i\Omega_C\rho_{14} \\ \dot{\rho}_{13} = -\gamma_{13}\rho_{13} + i(\Delta_P - \Delta_{rf})\rho_{13} + i\Omega_{rf}\rho_{14} - i\Omega_P\rho_{43} \\ \dot{\rho}_{14} = -\gamma_{14}\rho_{14} + i\Delta_P\rho_{14} + i\Omega_C\rho_{12} + i\Omega_{rf}\rho_{13} + \\ i\Omega_P(\rho_{11} - \rho_{44}) \\ \dot{\rho}_{23} = -\gamma_{23}\rho_{23} + i(\Delta_C - \Delta_{rf})\rho_{23} + i\Omega_{rf}\rho_{24} - i\Omega_C\rho_{43} \\ \dot{\rho}_{24} = -\gamma_{24}\rho_{24} + i\Delta_C\rho_{24} + i\Omega_C(\rho_{22} - \rho_{44}) + i\Omega_{rf}\rho_{23} \\ \dot{\rho}_{34} = -\gamma_{34}\rho_{34} + i\Delta_{rf}\rho_{34} + i\Omega_C\rho_{32} + i\Omega_P\rho_{31} + \\ i\Omega_{rf}(\rho_{33} - \rho_{44}) \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1 \\ \rho_{ij} = \rho_{ji}^* \end{cases}, \quad (3)$$

式中 Γ_{ij} 代表的是粒子布居从能级 $|i\rangle$ 到 $|j\rangle$ 的自发辐射速率, γ_{ij} 是能级 $|i\rangle$ 与 $|j\rangle$ 之间的总的相干弛豫速率。如果用 γ_{ij}^{dph} 表示能级 $|i\rangle$ 与 $|j\rangle$ 之间跃迁的相干失相速率, 则

$$\begin{cases} \gamma_{21} = \gamma_{12} = (\Gamma_{21} + \gamma_{21}^{\text{dph}})/2, \\ \gamma_{31} = \gamma_{13} = (\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \gamma_{31}^{\text{dph}})/2 \\ \gamma_{32} = \gamma_{23} = (\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{21} + \gamma_{32}^{\text{dph}})/2, \\ \gamma_{41} = \gamma_{14} = (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43} + \gamma_{41}^{\text{dph}})/2 \\ \gamma_{42} = \gamma_{24} = (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43} + \Gamma_{21} + \gamma_{42}^{\text{dph}})/2, \\ \gamma_{43} = \gamma_{34} = \\ (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43} + \Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \gamma_{43}^{\text{dph}})/2 \end{cases} \quad (4)$$

密度矩阵方程中的非对角矩阵元 ρ_{14} 的实部反映的是系统的色散特性, 而虚部正比于探测场的吸收系数, 反映的是系统的吸收特性。

下面在稳态条件下, 求解密度矩阵方程。假设在初始时刻, 系统的粒子全部布居在基态, 并且光学耦合场和射频场的拉比频率强度都远远大于探测场的强度。于是, 将探测场视为弱场, 通过微扰处理求解出相干项 ρ_{14} 的近似解。为了揭示模型的本质特征, 在求解中假设相干项 ρ_{42} 和 ρ_{43} 的初始值为零。于是, 得到 ρ_{14} 的近似解为

$$\rho_{14} \approx \frac{i\Omega_P(\rho_{11} - \rho_{44})}{\gamma_{13} - i(\Delta_P - \Delta_{rf})} + \frac{\Omega_C^2}{\gamma_{12} - i(\Delta_P - \Delta_C)} \quad (5)$$

由(5)式可以看出, 当 $\Omega_{rf}=0$ 或 $\Omega_C=0$ 时, 退化后的(5)式和 Λ 型三能级系统的结果一致^[1]。这就是说, 该射频场耦合四能级系统, 可以看作是两个 Λ 型三能级系统的组合。

由文献^[25,26]可知, 对于 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体, 在 1.4 K 低温下, 当掺杂稀土 Eu^{3+} 离子的摩尔分数为 0.1% 时, 各参数的取值为 $\Gamma_{21}^{-1} = 24$ h, $\Gamma_{31}^{-1} = 2$ ms, $\gamma_{21}^{\text{dph}-1} = 2$ h, $\gamma_{31}^{\text{dph}-1} = 477$ ms。因为能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$, $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 分别是基态和激发态的两个自旋子能级, 所以在计算中假设 $\Gamma_{42} = \Gamma_{41} = \Gamma_{31} = \Gamma_{32}$, $\gamma_{31}^{\text{dph}} = \gamma_{32}^{\text{dph}} = \gamma_{41}^{\text{dph}} = \gamma_{42}^{\text{dph}}$ 。为了充分估计自旋子能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 之间的弛豫和失相速率, 此处选取 $\Gamma_{43} = \Gamma_{21}$, $\gamma_{43}^{\text{dph}} = 20\Gamma_{43}$ 。由(5)式可以看出, 决定系统吸收主要特性的相干弛豫速率是 γ_{14} , γ_{13} 和 γ_{12} , 所以上述参数的取值假设并不会影响系统吸收的本质特征。为了使探测吸收曲线更全面地展现系统的特性, 以下所有的讨论全部采用 ρ_{14} 的稳态精确解。

3 结果和讨论

3.1 探测吸收的 EIT 和 EIA 效应

图 2(a) 给出了 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中射频场耦合四能级系统, 在射频场共振的情况下, 光学耦合场的频率失谐量分别为 $\Delta_C=0, 700$ 和 1200 Hz 时的探测吸收曲线, 在图中分别标记为 a, b 和 c 。可以看出, 在探测场共振位置, 三支曲线都出现了宽范围的透明凹陷, 这是射频场动态斯塔克分裂效应的结果。分裂效应使得吸收曲线在 $\Delta_P=0$ 的两侧, 对称地出现了 Autler-Townes 分裂吸收峰。在三支曲线的不同位置处, 还出现了窄带的透明或吸收峰。窄带透明或吸收峰的出现是光学耦合场作用的结果, 透明或吸收窗口的位置取决于光学耦合场的频率失谐量。当光学耦合场共振, 即失谐量 $\Delta_C=0$ 时, 探测吸收表现为 EIT 特性, 透明窗口出现在探测场频率共振位置 $\Delta_P=0$ 处, 如图 2(a) 中曲线 a 所示。图 2(a) 中曲线 b 是光学耦合场频率失谐量 $\Delta_C=700$ Hz 时的探测吸收情况。可以看出, 在射频场斯塔克分裂的 Autler-Townes 分裂的吸收峰处, 探测吸收仍然呈现出 EIT 特性。当频率失谐量 $\Delta_C=1200$ Hz, 即失谐量大于 Autler-Townes 分裂的宽

度时,系统的吸收特性被显著增强,在原来 EIT 的基础上,呈现出很强的吸收特征,如图 2(a)中曲线 *c* 所示。

图 2(b)给出的是射频场非共振作用下,光学耦合场的频率失谐量取不同值时的探测吸收谱特性。可以看出,当射频场非共振时,光学耦合场频率失谐量对探测场吸收规律有很大的影响。由于射频场频率失谐的存在, Autler-Townes 分裂呈现出一强一弱两个强度不相等的吸收峰。当光学耦合场 $\Delta_c =$

-300 Hz 时,在 Autler-Townes 分裂的强吸收峰处,出现 EIT 效应,如图 2(b)中曲线 *a* 所示。而当 $\Delta_c = 2400$ Hz 时,出现在 Autler-Townes 分裂的弱吸收峰处的吸收形貌又类似于色散特性,如图 2(b)中曲线 *c* 所示。从图 2(b)中曲线 *b* 可以看出,当光学耦合场频率失谐量 $\Delta_c = 1000$ Hz 时,吸收被显著增强,探测场吸收谱在 EIT 的基础上,又表现出了较强的 EIA 特征。

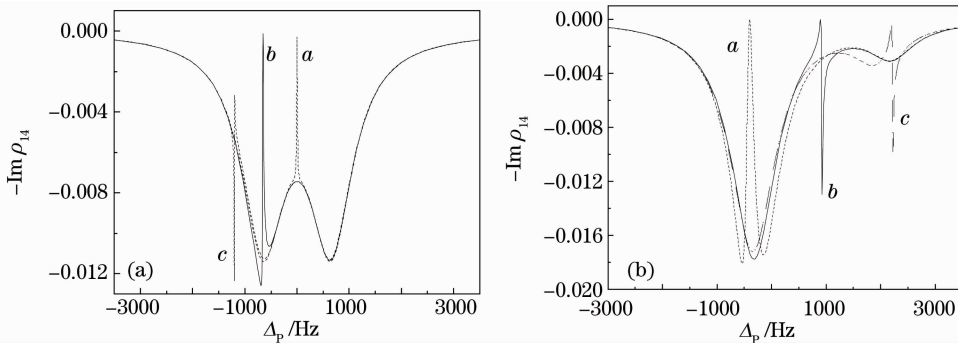


图 2 射频场耦合四能级系统中的 EIT 和 EIA 效应。(a)射频场共振,(b)射频场失谐 $\Omega_{rf} = 800$ Hz, $\Omega_c = 200$ Hz, $\Omega_p = 10$ Hz

Fig. 2 Effect of EIT and EIA in four-level system driven by radio frequency field $\Omega_{rf} = 800$ Hz, $\Omega_c = 200$ Hz, $\Omega_p = 10$ Hz. (a) resonant radio-frequency field, (b) nonresonant

以上现象形成的物理机制可以用缀饰态理论给出解释。在 $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体射频场耦合四能级系统中,相对于能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 之间的跃迁线宽而言,射频场可以视为强场。射频场的强场作用,使得能级 $|4\rangle$ 发生斯塔克分裂,形成了缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$, 分别对称地列于能级 $|4\rangle$ 的两侧,如图 1(b) 所示。当射频场和光学耦合场共振作用时,相当于能级 $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ 共振,能级 $|2\rangle$ 上的粒子被激发到虚拟能级 $|4\rangle$ 上。由于缀饰态的存在,即粒子分别从能级 $|2\rangle$ 跃迁到缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$, 两个跃迁通道之间的相干作用导致了 EIT 效应的出现。当射频场非共振作用时,此时两个跃迁通道之间的相互作用强度不同,不同强度的相干作用导致了 EIA 效应的出现。

3.2 失谐量对探测吸收的影响

为了全面认识光学耦合场和射频场频率失谐量,研究 $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中四能级系统电磁感应透明和电磁感应吸收效应的调制作用,图 3(a) 和 (b) 分别给出了射频场共振和非共振作用时,系统探测吸收谱随光学耦合场频率失谐量的系列变化规律。当光学耦合场和射频场均无失谐时,在探测场频率共振位置处出现 EIT 效应。如果保持射频场共振等其他条件不变,逐渐增大光学耦合场的失谐

量,EIT 位置开始逐渐向远离共振位置的方向移动,但在射频场动态斯塔克分裂的双吸收峰范围之内,探测吸收始终表现为典型的 EIT 特征。如果继续增大光学耦合场的失谐量,到 Autler-Townes 双吸收峰范围之外时,探测吸收曲线特性将发生变化。此时,EIT 特征被逐渐抑制,而吸收特征被逐渐增强,吸收呈现出类似色散特征的形貌,变化规律如图 3(a) 所示。当射频场非共振作用,即存在一定失谐时,调节光学耦合场的频率失谐量,当探测吸收位置在双吸收峰范围之外时,吸收呈现为类似色散曲线的特征,但以吸收为主,这和射频场共振时所得到的现象一致。当吸收位置移至弱 Autler-Townes 吸收峰处时,吸收呈现为明显的色散曲线特征。当吸收位置进入 Autler-Townes 分裂的双吸收峰范围之内时,吸收效应显著增强,呈现出 EIA 的特征。当吸收窗口接近 Autler-Townes 分裂的强吸收峰时,系统对探测场又表现出了透明的特征,即出现了 EIT 现象。整个吸收曲线随光学耦合场频率失谐量的演化规律如图 3(b) 所示。

稀土离子掺杂的 $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体,在低温时其基态自旋子能级之间有着很长的相干寿命,这使得 $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中的电磁感应透明和电磁感

应吸收具有极窄的光谱线宽。上述特性在激光稳频、高分辨激光光谱以及与色散相关的光学存储和光群速减慢等方面有着重要的应用前景。以往的研

究表明,耦合场的拉比频率强度对 EIT 和 EIA 的线宽也有一定的影响。

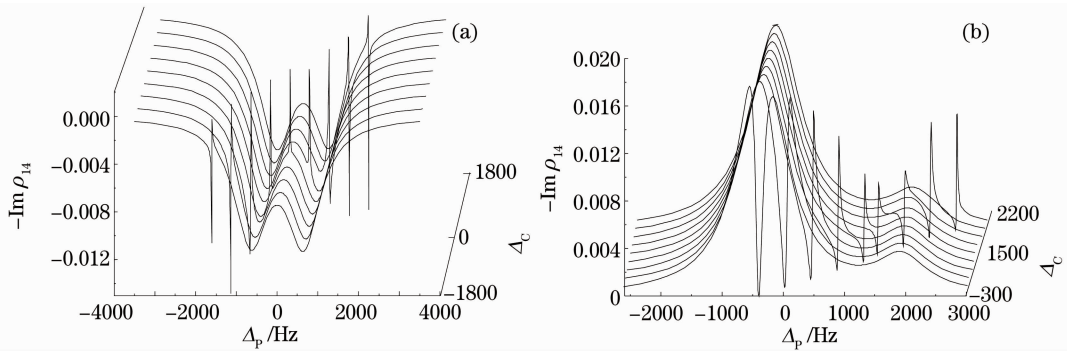


图 3 探测吸收随光学耦合场频率失谐量变化的系列曲线。 $\Omega_{\text{rf}}=800$ Hz, $\Omega_{\text{c}}=200$ Hz, $\Omega_{\text{p}}=10$ Hz,

(a) 射频场共振, $\Delta_{\text{rf}}=0$, (b) 射频场非共振, $\Delta_{\text{rf}}=2.6$ kHz

Fig. 3 Absorption spectra with detuning of optical coupling field $\Omega_{\text{rf}}=800$ Hz, $\Omega_{\text{c}}=200$ Hz, $\Omega_{\text{p}}=10$ Hz.

(a) resonant radio-frequency field, $\Delta_{\text{rf}}=0$, (b) nonresonant radio-frequency field, $\Delta_{\text{rf}}=2.6$ kHz

3.3 光学耦合场拉比频率对探测吸收的影响

图 4(a)和(b)所示的分别是 EIT 和 EIA, 随光学耦合场拉比频率变化的规律。当射频场和光学耦合场同时共振作用时,系统的吸收曲线在探测场共振位置($\Delta_{\text{p}}=0$)会出现 EIT 现象。图 4(a)给出的是光学耦合场拉比频率 Ω_{c} 在 $0\sim 700$ Hz 范围内变化时,探测场频率共振位置的 EIT 线宽随 Ω_{c} 的系列变化曲线。可以看出,当 $\Omega_{\text{c}}=0$ 时,探测场频率共振位置只出现了射频场导致的 Autler-Townes 分裂凹陷。逐渐增高光学耦合场的拉比频率 Ω_{c} , Autler-Townes 分裂的凹陷处出现了极窄的 EIT 现象,并且 EIT 的线宽随着拉比频率 Ω_{c} 的增高而逐渐增宽。所以,在射频场耦合四能级系统中, EIT 的线宽随光学耦合场拉比频率的增高而增宽。同样,光学耦合场的拉比频率也会影响系统 EIA 的线宽。

图 4(b)给出的是射频场非共振作用时,系统 EIA 线宽随光学耦合场拉比频率的系列变化曲线。选取光学耦合场频率失谐量 $\Delta_{\text{c}}=1000$ Hz, 使电磁感吸收窗口处于射频场导致的 Autler-Townes 分裂凹陷的中部位置。当光学耦合场的拉比频率为零时,吸收曲线呈现为 Autler-Townes 分裂特征。逐渐增大光学耦合场的拉比频率,可以看出,在吸收曲线上出现了窄窗口的吸收峰。随着光学耦合场拉比频率的逐渐增高,凹陷处的吸收线宽也逐渐增宽,表现出的变化规律和光学耦合场调控 EIT 窗口线宽的规律类似。这表明, EIA 的线宽也随着光学耦合场拉比频率的增高而增宽。综上所述,光学耦合场的拉比频率对系统 EIT 和 EIA 的线宽有一定的影响。在具体的实验研究中,较弱的光学耦合场拉比频率有利于窄 EIT 和 EIA 窗口的出现。

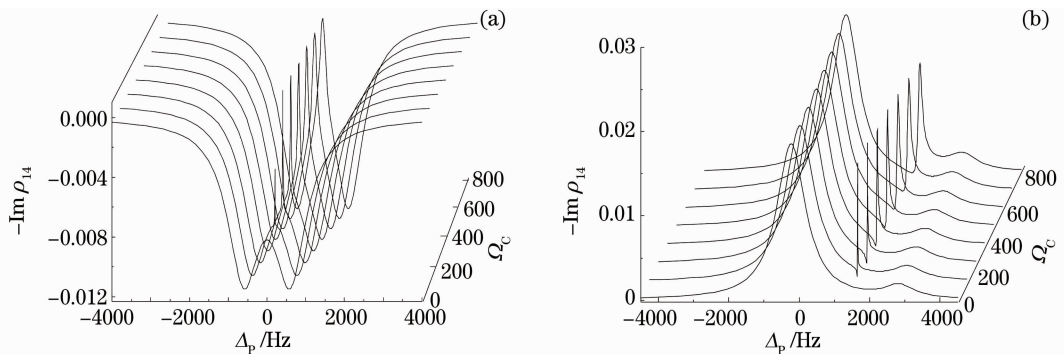


图 4 EIT 和 EIA 线宽随光学耦合场拉比频率变化的系列曲线, $\Omega_{\text{rf}}=800$ Hz, $\Omega_{\text{c}}=0\sim 700$ Hz,

$\Omega_{\text{p}}=10$ Hz. (a) EIT, $\Delta_{\text{rf}}=0$, (b) EIA, $\Delta_{\text{rf}}=2.6$ kHz

Fig. 4 EIT and EIA linewidths with Rabi frequency of optical coupling field, $\Omega_{\text{rf}}=800$ Hz, $\Omega_{\text{c}}=0\sim 700$ Hz,

$\Omega_{\text{p}}=10$ Hz. (a) EIT, $\Delta_{\text{rf}}=0$, (b) EIA, $\Delta_{\text{rf}}=2.6$ kHz

3.4 射频场强度对探测吸收的影响

射频场的拉比频率强弱,虽然对 EIT 和 EIA 的线宽没有影响,但对这两种相反的量子效应有一定的调制作用。图 5(a)是光学耦合场和射频场同时共振作用时,系统探测吸收曲线形貌随射频场拉比频率变化的系列曲线。可以看出,当射频场拉比频率 $\Omega_{rf}=0$ 时,在探测场频率共振位置只出现了窄带 EIT 现象,这是光学耦合场作用导致的结果。随着射频场拉比频率的逐渐增高,射频场导致的斯塔克分裂效应也出现在了探测场共振位置,和光学耦合场作用下的窄带电磁感应透明叠加在了一起,这种现象又被称之为“电磁感应透明内透明”(TWT)。当射频场拉比频率逐渐增高时,斯塔克分裂效应进一步增强,并最终淹没了光学耦合场导致的 EIT。很明显,在整个变化过程中,探测吸收曲线在共振位置始终表现为 EIA 特征,射频场的拉比频率强弱只对 EIA 窗口的形貌起调制作用。图 5(b)给出的是光学耦合场存在频率失谐($\Delta_C = -900$ Hz)时,射频场

拉比频率对系统吸收特性的影响情况。在射频场拉比频率为零时,探测场在光学耦合场的失谐处表现为共振吸收。随着射频场拉比频率的变化,吸收窗口与 Autler-Townes 吸收峰的相对位置会因为 Autler-Townes 分裂宽度的变化而改变。当无射频耦合场或射频耦合场拉比频率较弱时,共振吸收窗口的位置处于 Autler-Townes 分裂区域之外,吸收特性表现为感应吸收效应。随着射频场拉比频率的逐渐增高,射频场的动态斯塔克效应导致的 Autler-Townes 分裂的宽度范围逐渐加宽。当吸收峰落在 Autler-Townes 分裂的吸收峰上时,探测吸收表现为典型的 EIT。继续增大射频场的失谐量, EIT 吸收峰被逐渐地扩展到 Autler-Townes 分裂区域内,此时,处于 Autler-Townes 分裂区域之内的透明峰呈现出类似于色散形貌的特征,但主要呈现的是 EIT 特性。由此可见,调节射频场拉比频率也可以实现系统吸收特性的控制。

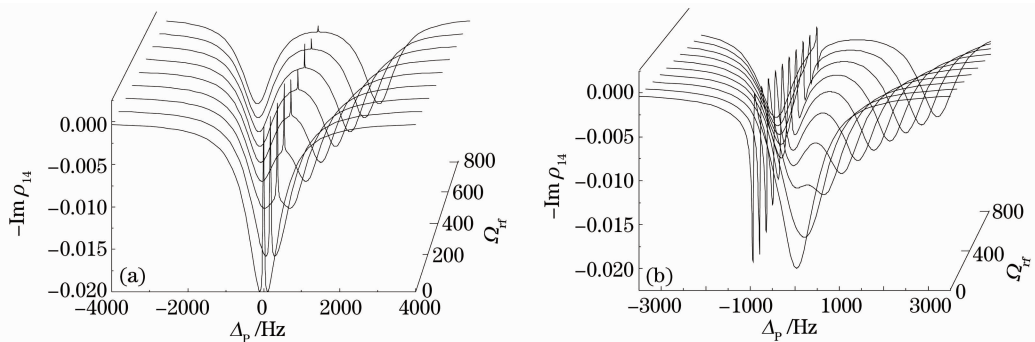


图 5 探测吸收随射频场拉比频率变化的系列曲线, $\Omega_{rf}=0\sim 800$ Hz, $\Omega_C=200$ Hz, $\Omega_p=10$ Hz。

(a) 光学耦合场共振, $\Delta_C=0$, (b) 光学耦合场非共振, $\Delta_C=-900$ Hz

Fig. 5 Absorption spectra with Rabi frequency of radio field, $\Omega_{rf}=0\sim 800$ Hz, $\Omega_C=200$ Hz, $\Omega_p=10$ Hz.

(a) resonant optical coupling field, $\Delta_C=0$, (b) nonresonant optical coupling field, $\Delta_C=-900$ Hz

4 结 论

在 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中,以射频场耦合自旋子能级的方式,得到了一个射频场耦合的四能级系统。运用半经典理论,研究了该射频场耦合四能级系统的吸收特性。结果表明,该四能级系统的吸收谱能呈现出非常丰富的变化特性,在不同的条件下,可分别出现 EIT 和 EIA 这两种相反的量子特性。改变光学耦合场和射频场的频率失谐量,可以实现系统探测吸收的 EIT 和 EIA 效应的转换控制。同时,射频场和光学耦合场的拉比频率对 EIT 和 EIA 效应也有调制作用。变换光学耦合场和射频场的参数,可以得到不同形貌的吸收曲线,从而实现系统吸收

特性的多方位的相干调制。

参 考 文 献

- 1 A. Joshi, Min Xiao. Electromagnetically induced transparency and its dispersion properties in a four-level inverted-Y atomic system[J]. *Phys. Lett. A.*, 2003, **317**(5~6): 370~377
- 2 Gao Feng, Ye Chenguang, Wang Pengjun *et al.*. Experimental investigation of electromagnetically-induced-transparency-like effect in optical coupled-resonator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(9): 2565~2569
高峰, 叶晨光, 王鹏军等. 光学耦合腔中类电磁感应透明现象的实验研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(9): 2565~2569
- 3 C. Goren, A. D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh *et al.*. Electromagnetically induced absorption due to transfer of coherence and to transfer of population[J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **67**(3): 033807
- 4 Kang Haixia, Kou Jun, Su Xuemei *et al.*. Negative refractive

- index in atomic system based on incoherent pump[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(12): 3498~3502
- 康海霞, 寇 军, 苏雪梅等. 基于非相干抽运的原子系统负折射率性质的研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(12): 3498~3502
- 5 Li Yongfang, Fan Rong, Liu Juan *et al.*. Study on kinetic characteristic and imaging pattern of ionized photoelectrons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(2): 551~556
- 李永放, 樊 荣, 刘 娟等. 电离光电子动力学特征及其成像图谱[J]. *光学学报*, 2010, **30**(2): 551~556
- 6 Zeng Zhiqiang, Hou Bangpin. Effects of vacuum-induced coherence on the single and two-photon transparency in a four-level ladder atomic system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 251~256
- 曾志强, 侯邦品. 真空场诱导相干对梯形四能级原子系统中单光子和双光子透明的影响[J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 251~256
- 7 J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars *et al.*. Stopped light with storage times greater than one second using electromagnetically induced transparency in a solid[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(6): 063601
- 8 L. Rippe, B. Julsgaard, A. Walther *et al.*. Experimental quantum-state tomography of a solid-state qubit[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**(2): 022307
- 9 E. Fraval, M. J. Sellars, J. J. Longdell. Dynamic decoherence control of a solid-state nuclear-quadrupole qubit[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(3): 030506
- 10 K. Ichimura, K. Yamamoto, N. Gemma. Evidence for electromagnetically induced transparency in a solid medium[J]. *Phys. Rev. A*, 1998, **58**(5): 4116~4120
- 11 G. Hétet, J. J. Longdell, A. L. Alexander *et al.*. Electro-optic quantum memory for light using two-level atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(2): 023601
- 12 Liu Chunxu, Zhang Jisen, Liu Junye *et al.*. The electromagnetically induced negative refractive index in the $\text{Er}:\text{YAlO}_3$ crystal[J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2009, **42**(9): 095402
- 13 Wang Gang, Yan Xue, Wu Jinhui *et al.*. The phase dependent properties of gain and absorption in an Er^{3+} -doped yttrium aluminum garnet crystal[J]. *Opt. Commun.*, 2006, **267**(1): 118~123
- 14 Liang Qingchang, Jiang Hongmei, Wang Haihua *et al.*. The manipulating of electromagnetically induced transparency in $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal by a rf-driving field[J]. *Physica A*, 2008, **387**(1): 108~114
- 15 B. S. Ham, P. R. Hemmer, M. S. Shahriar. Efficient electromagnetically induced transparency in a rare-earth doped crystal[J]. *Opt. Commun.*, 1997, **144**(4~6): 227~230
- 16 Ph. Goldner, O. Guillot-Noël, F. Beaudoux *et al.*. Long coherence lifetime and electromagnetically induced transparency in a highly-spin-concentrated solid[J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**(3): 033809
- 17 R. A. Akhmedzhanov, A. A. Bondartsev, L. A. Gushin *et al.*. Electromagnetically induced transparency on Zeeman sublevels in $\text{Nd}^{3+}:\text{LaF}_3$ crystals[J]. *Jetp Lett.*, 2007, **85**(8): 389~392
- 18 E. Baldit, S. Briaudeau, P. Monnier *et al.*. Light propagation in a solid doped with erbium ions: From ultraslow light to the superluminal regime [J]. *C. R. Physique*, 2009, **10**(10): 927~937
- 19 Yang Lijun, Zhang Lianshui, Li Xiao *et al.*. Autler-Townes effect in a strongly driven electromagnetically induced transparency resonance[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(5): 053801
- 20 Fu Guangsheng, Li Xiao, Zhuang Zhonghong *et al.*. Electromagnetically induced absorption and transparency in an optical-rf two-photon coupling configuration[J]. *Phys. Lett. A*, 2008, **372**(2): 176~180
- 21 Bin Luo, Hua Tang, Hong Guo. Dark-sates in electromagnetically induced transparency controlled by a microwave field[J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2009, **42**(23): 235505
- 22 Li Yongfang, Liu Juan, Fan Rong *et al.*. Interference effect and space angular distribution of the ionization photoelectron [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2885~2868
- 李永放, 刘 娟, 樊 荣等. 电离光电子的干涉效应与空间角分布[J]. *中国激光*, 2009, **36**(11): 2885~2868
- 23 C. J. Wei, N. B. Manson. Observation of the dynamic Stark effect on electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **60**(3): 2540~2546
- 24 M. O. Scully, M. S. Zubairy. *Quantum Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 187~194
- 25 R. W. Equall, Y. Sun, R. L. Cone. Ultraslow optical dephasing in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **72**(14): 2179~2182
- 26 F. Könz, Y. Sun, C. W. Thiel. Temperature and concentration dependence of optical dephasing, spectral-hole lifetime, and anisotropic absorption in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **68**(8): 085109