

文章编号: 1005-0523(2010)03-0088-04

由双暗态引起的窄谱线增强和双光子透明现象

杨绍海, 邓 黎, 周 真

(华东交通大学 基础科学学院, 江西 南昌 330013)

摘要:原子相干和量子干涉效应正逐步成为共振非线性光学物理的一种重要而且广泛的应用工具。在光学介质的非线性光学性质的研究中,在单光子、双光子和多光子吸收的禁止方面这些效应具有潜在的应用价值。尤其在光子比较少的光学领域,我们已经观察到了由电磁诱导透明的特大 Kerr 非线性特征和折射率增大而引起的无吸收非线性光学,这对量子非线性光学性质的研究具有极其重要的作用。

关 键 词:双暗态;电磁诱导透明;双光子透明

中图分类号:O431.2 **文献标识码:**A

近几年来,各种各样的被 3 个驱动场驱动的四能级原子系统已经表明可以用双暗态共振来刻画探测吸收。由于双暗态共振的存在,基本上有两种原子结构:(1) Λ 型结构系统,末态是双重能级;(2) 三角架原子系统。双暗态的相互作用会引起一些重要的效应。我们在这里研究了存在双暗态共振的五能级原子系统的双光子吸收光谱双光子吸收的抑制的两频率透明发生在这样一个系统中:一是拓展了双光子^[1,2]透明的频率范围,二是改善了双光子透明的控制能力。可以通过适当调节频率失谐量和两耦合场的强度来控制量频率透明窗的位置和宽度,并且在双光子吸收谱中可以看到一个强窄中心谱线,它可能在精细光谱学中得到应用。最近,利用电磁诱导透明^[3-5],Wu 等人研究并讨论了一个五能级原子系统的四波混频装置以及共振介质中的超拉曼散射,这引起了四波混频和超拉曼散射装置中的双光子吸收和三光子吸收被禁止,并使得四波混频在真实的共振中间态可以发生无吸收损耗。

1 理论模型和运动方程

如图 1 所示,我们考虑的是一个由 4 个相干激光场驱动的五能级原子系统。把原子的能级分别记为 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$ 和 $|5\rangle$,作为上能级的原子态 $|3\rangle$ 的双光子激发我们首先将一个载波频率为 ω_p ,拉比频率为 $2\omega_p$ 的探测激光场 E_p 应用于跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 。一个载波频率为 ω_s ,拉比频率为 $2\omega_s$ 的信号激光场 E_s 来耦合跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 来完成原子能态 $|3\rangle$ 上的双光子激发。然后用振幅分别为 E_c, E_d ,载波频率为 ω_c, ω_d ,拉比频率为 $2\Omega_c, 2\Omega_d$

系统同时与一个拉比频率为 $2\Omega_p$ 的探测光,一个拉比频率为 $2\Omega_s$ 的信号光以及两个拉比频率分别是 $2\Omega_c$ 和 $2\Omega_d$ 的耦合激光相互作用。原子的能

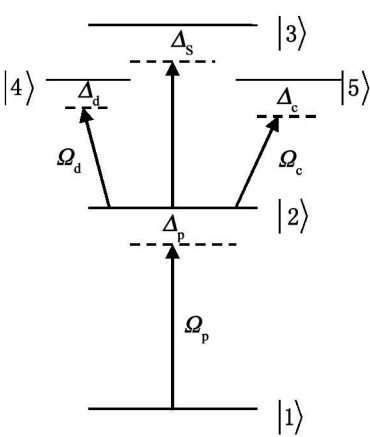


图 1 共振相干介质中五能级原子的示意图

级分别为 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$ 和 $|5\rangle$ 。三角架结构具有双暗态共振的性质。4个场所对应的频率失谐量分别记为 Δ_p 、 Δ_s 、 Δ_c 和 Δ_d 。

的相干耦合场来驱动跃迁 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|5\rangle \leftrightarrow |2\rangle$,这时就可以产生双暗态共振。利用旋波近似和电偶极相互作用,我们可以得到描述原子体系与场的相互作用的半经典哈密量:

$$H_{int} = \Delta_p |2\rangle\langle 2| + (\Delta_p + \Delta_s) |3\rangle\langle 3| + (\Delta_p + \Delta_d) |4\rangle\langle 4| + (\Delta_p + \Delta_c) |5\rangle\langle 5| - (\Omega_p |2\rangle\langle 1| + \Omega_s |3\rangle\langle 2| + \Omega_d |4\rangle\langle 2| + \Omega_c |5\rangle\langle 2| + \text{h.c.}) \quad (1)$$

式中 h.c. 表示厄密算符。为了研究方便,我们把基态 $|1\rangle$ 取作能量原点,参考量 Ω_p 、 Ω_s 、 Ω_c 和 Ω_d 分别表示各个跃迁拉比频率的一半($\Omega_p = \mu_{21} E_p / (2\hbar)$, $\Omega_s = \mu_{32} E_s / (2\hbar)$, $\Omega_c = \mu_{52} E_c / (2\hbar)$, $\Omega_d = \mu_{42} E_d / (2\hbar)$),其中, $\mu_{ij} = \vec{\mu}_{ij} \cdot \vec{e}_l$ ($\vec{e}_l$ 是激光场的极化单位矢量)表示能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的跃迁偶极矩。 $\Delta_p = \omega_{21} - \omega_p$, $\Delta_s = \omega_{32} - \omega_s$, $\Delta_d = \omega_{42} - \omega_d$, $\Delta_c = \omega_{52} - \omega_c$ 是相对应的跃迁中的4个相干光场的频率失谐量。 γ_{21} , γ_{32} , γ_{42} 和 γ_{52} 分别表示从 $|2\rangle$ 到 $|1\rangle$, $|3\rangle$ 到 $|2\rangle$, $|4\rangle$ 到 $|2\rangle$ 和 $|5\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的衰减率。由于基态之间的相干弛豫率很微弱,因此,在这里我们忽略了基态之间的相干弛豫率。

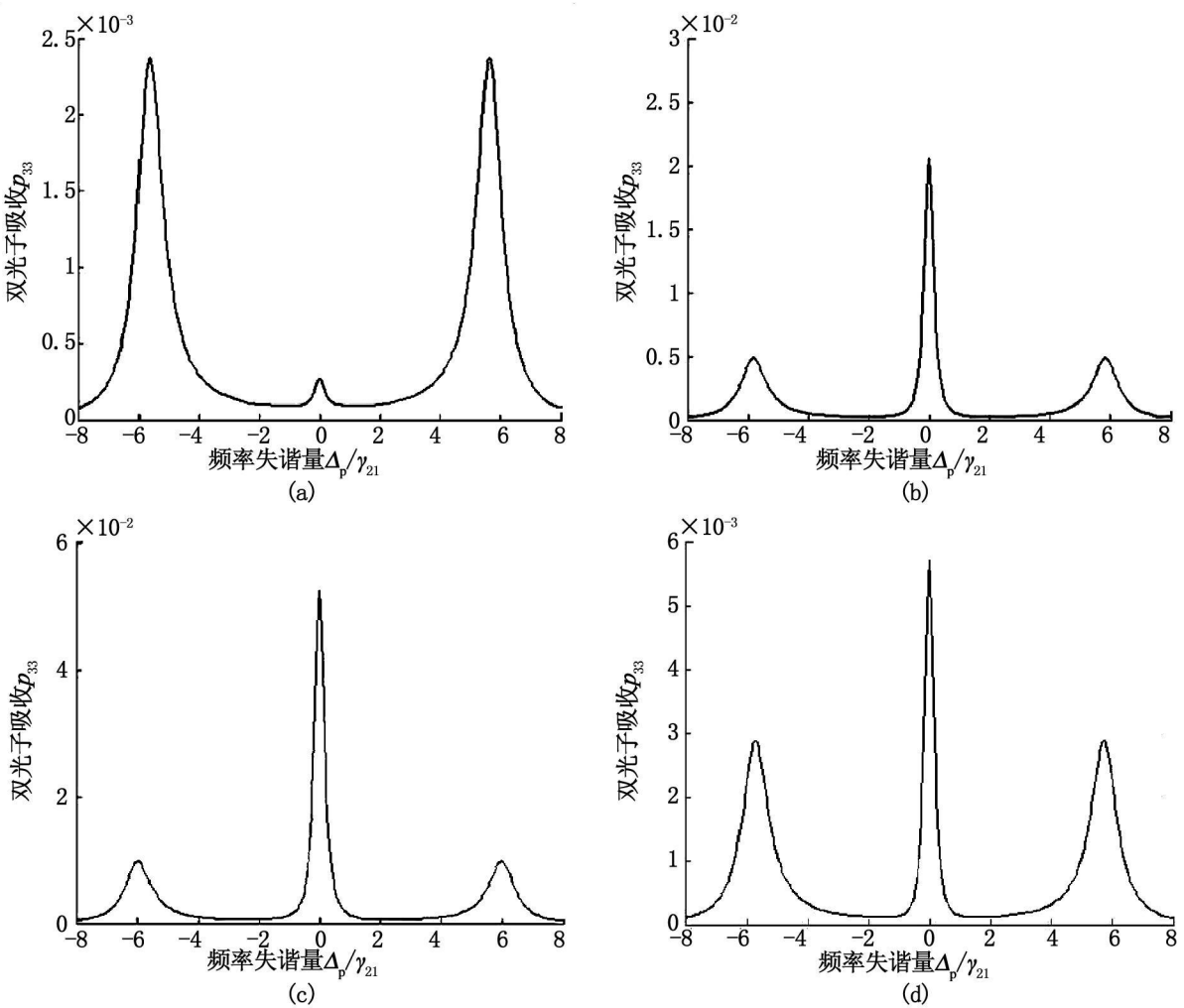
对于所研究的相干介质的动力学解,我们利用密度矩阵的形式来描述,就可以得到与时间有关的密度矩阵运动方程如下:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{11} = -i(\rho_{12} - \rho_{21}) + \gamma_{21} \rho_{22} \\ \dot{\rho}_{12} = i\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{11}) + (i\Delta_p - \frac{\gamma_{21}}{2})\rho_{12} - i\Omega_s \rho_{13} - i\Omega_d \rho_{14} - i\Omega_c \rho_{15} \\ \dot{\rho}_{13} = i\Omega_p \rho_{23} - i\Omega_s \rho_{12} + [i(\Delta_p + \Delta_s) - \frac{\gamma_{32}}{2}]\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{14} = i\Omega_p \rho_{24} - i\Omega_d \rho_{12} + [i(\Delta_p + \Delta_d) - \frac{\gamma_{42}}{2}]\rho_{14} \\ \dot{\rho}_{15} = i\Omega_p \rho_{25} - i\Omega_c \rho_{12} + [i(\Delta_p + \Delta_c) - \frac{\gamma_{52}}{2}]\rho_{15} \\ \dot{\rho}_{22} = i\Omega_p \rho_{12} - i\Omega_p \rho_{21} + i\Omega_s \rho_{32} - i\Omega_s \rho_{23} + i\Omega_d \rho_{42} - i\Omega_d \rho_{24} + i\Omega_c \rho_{52} - i\Omega_c \rho_{25} - \gamma_{21} \rho_{22} + \gamma_{42} \rho_{44} + \gamma_{52} \rho_{55} \\ \dot{\rho}_{23} = i\Omega_p \rho_{13} + (i\Delta_s - \frac{\gamma_{21} + \gamma_{32}}{2})\rho_{23} - i\Omega_s(\rho_{22} - \rho_{33}) + i\Omega_d \rho_{43} + i\Omega_c \rho_{53} \\ \dot{\rho}_{24} = i\Omega_p \rho_{14} - i\Omega_d \rho_{22} + (i\Delta_d - \frac{\gamma_{21} + \gamma_{42}}{2})\rho_{24} + i\Omega_s \rho_{34} + i\Omega_d \rho_{44} + i\Omega_c \rho_{54} \\ \dot{\rho}_{25} = i\Omega_p \rho_{15} + (i\Delta_c - \frac{\gamma_{21} + \gamma_{52}}{2})\rho_{25} - i\Omega_c \rho_{22} + i\Omega_s \rho_{35} + i\Omega_d \rho_{45} + i\Omega_c \rho_{55} \\ \dot{\rho}_{33} = i\Omega_s(\rho_{23} - \rho_{32}) - \gamma_{32} \rho_{33} \\ \dot{\rho}_{34} = i\Omega_s \rho_{24} - i\Omega_d \rho_{32} + [i(\Delta_d - \Delta_s) - \frac{\gamma_{32} + \gamma_{42}}{2}]\rho_{34} \\ \dot{\rho}_{35} = i\Omega_s \rho_{25} - i\Omega_c \rho_{32} + [i(\Delta_c - \Delta_s) - \frac{\gamma_{32} + \gamma_{52}}{2}]\rho_{35} \\ \dot{\rho}_{44} = i\Omega_d \rho_{24} - i\Omega_d \rho_{42} - \gamma_{42} \rho_{44} \\ \dot{\rho}_{45} = i\Omega_d \rho_{25} - i\Omega_c \rho_{42} + [i(\Delta_c - \Delta_d) - \frac{\gamma_{42} + \gamma_{52}}{2}]\rho_{45} \\ \dot{\rho}_{55} = i\Omega_c(\rho_{25} - \rho_{52}) - \gamma_{52} \rho_{55} \end{cases} \quad (2)$$

为实数。原子系统的封闭性要求是 $\sum_1^5 \rho_{ij}=1$, 并且 $\rho_{ij}=\rho_{ji}^*$ 。大家都知道: 路径 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的双光子吸收与上能级激发态 $|3\rangle$ 的粒子数分布(ρ_{33})成正比。在下面我们利用一个比较好的 Mathematica 代码数值上解密度矩阵方程(2)以便来研究定态情况下的双光子吸收解。需要指出的是, 本文中所有的参数都是以 γ_{21} 为刻度。

2 数值结果与分析

我们首先在定态的局限下, 在方程(2)的数值计算结果的基础上来讨论暗态共振干涉是如何修改双光子吸收谱的。在图 2 中, 我们画出了在其它参数不变, 两耦合场频率失谐 Δ_c 和 Δ_d 不同的情况下双光子吸收 ρ_{33} 随着探测场失谐 Δ_p 变化的曲线。从图 2 中可以看出在不同的参数条件下双光子吸收谱有一个明



(a) $\Delta_c = \Delta_d = 0$; (b) $\Delta_d = -\Delta_c = \gamma_{21}$; (c) $\Delta_d = -\Delta_c = 1.5 \gamma_{21}$; (d) $\Delta_d = -\Delta_c = 2 \gamma_{21}$; 其他的参数分别取为: $\Omega_p = 0.1 \gamma_{21}$, $\Omega_s = 0.2 \gamma_{21}$, $\Omega_c = \Omega_d = 4 \gamma_{21}$, $\Delta_s = 0$, $\gamma_{21} = \gamma_{42} = \gamma_{52}$ 和 $\gamma_{32} = 0.4 \gamma_{21}$ 。

图 2 双光子吸收 ρ_{33} 随频率失谐 Δ_p 的变化图

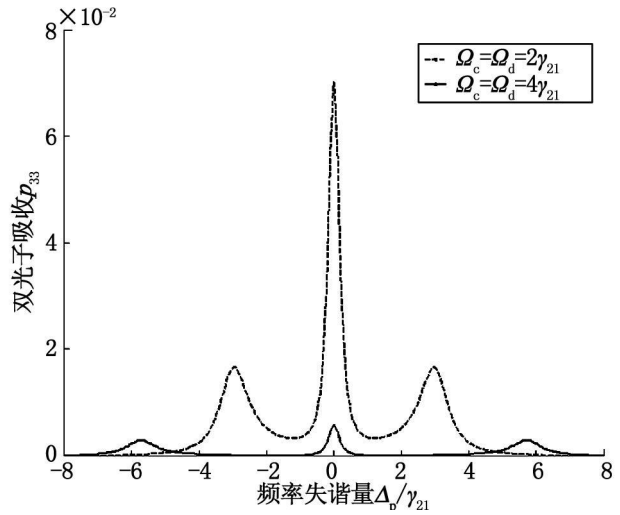
显的变化: 中心频率处只有单个透明窗口而在 2 个不同边沿频率处有 2 个透明窗口, 并且两个耦合场的失谐量决定了 2 个频率电磁诱导透明窗口的位置和宽度。具体来说, 也就是当跃迁 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|5\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与两耦合场的相互作用发生共振($\Delta_c = \Delta_d = 0$ 见图 2a)时, 双光子吸收完全被禁止, 原子系统仅在 $\Delta_p = 0$ 处出现一个透明窗口(在 $\Delta_p = 0$ 处变得透明)。当($\Delta_d = -\Delta_c = \gamma_{21}$ 见图 2.b)时, 对于不同的频率失谐量, 我们可以观察到频率失谐效应在各个动力学斯塔克分量处会导致一个更深的分裂, 并且频率失谐会产生一

个窄中心线和 2 个对称的标准宽度的边沿线,出现了 2 个电磁诱导双光子透明窗口。当耦合场的频率失谐量继续变大($\Delta_d = -\Delta_c = 1.5\gamma_{21}$ 和 $\Delta_d = -\Delta_c = 2\gamma_{21}$ 图 2. c 和 d),我们就会发现窄中心谱线的高度会明显增大,两个标准宽度的边沿谱线的高度也会缓慢改变。此外,两个透明窗之间的距离也会随着 Δ_c 和 Δ_d 增加而增大。

在图 3 中画出了定态范围内两耦合场强度分别为 $\Omega_c = \Omega_d = 2\gamma_{21}$ 和 $\Omega_c = \Omega_d = 4\gamma_{21}$ (其他参数保持不变)的情况下双光子吸收 ρ_{33} 随探测场失谐量 Δ_p 的变化曲线。最终我们发现,当耦合场频率失谐量是固定的($\Delta_d = -\Delta_c = 2\gamma_{21}$),不管两耦合场强度怎么改变,双光子零吸收的位置在 2 个不同频率处都将保持不变。然而,随着 Ω_c 、 Ω_d 的增大,双频率电磁诱导透明窗口的范围将随之扩大并且量边沿谱线会彼此远离。这表明 2 个不同频率处双光子零吸收的位置对量相干耦合场的频率失谐量有很强的依赖性,但它们与两相干耦合场的强度无关。

3 小结

本文分析并讨论了一个存在双暗态共振的五能级原子系统中的双光子吸收谱的特征通过数值模拟我们可以清楚地看到在 2 个不同频率处的双光子吸收可以被完全的禁止,并且系统中会出现抑制双光子吸收的电磁诱导透明窗口。我们可以通过适当调节频率失谐量和两耦合场的强度来操纵量频率透明窗口的位置和宽度。很显然,这种对双光子吸收的控制方法在双光子发射激光、耗散介质中的脉冲在传播时保持形状不变以及量子计算和信息处理中的双光子纠缠等有关课题中应该具有相当重要的作用。并且在系统中我们可以得到一个高振幅的超窄中心谱线,这会在精确光学中会有潜在的应用价值。



$\Omega_p = 0.1\gamma_{21}, \Omega_s = 0.2\gamma_{21}, \Omega_c = \Omega_d = 4\gamma_{21},$
 $\Delta_s = 0, \gamma_{21} = \gamma_{42} = \gamma_{52} \text{ 和 } \gamma_{32} = 0.4\gamma_{21}。$

图 3 在不同的耦合强度下双光子吸收 ρ_{33} 随频率失谐量 Δ_p 的变化图

参考文献:

[1] XU J H, LA ROCCA G C, BASSANIF, WANG D, GAO J Y. Electromagnetically induced one-photon and two-photon transparency in rubidium atoms[J]. Optics Communications, 2003(216): 1-3.

[2] ALEX H, AMIR N, MEIR O. Electrically Induced Two-Photon Transparency in Semiconductor Quantum Wells. [J]. Physics Review L, 2009(102): 2-5.

[3] RAY Y C, WEI C F, ZONG S H, BAI C K, PEI N C, CHIN C T. Doubly dressed states in a ladder-type system with electromagnetically induced transparency. [J]. Physics Review A, 2007(76): 20-25.

[4] JAMES O W, CHRISTOPHER P S, MARKKU J. Quantum control of electromagnetically induced transparency dispersion via atomic tunneling in a double-well Bose-Einstein condensate[J]. Physics Review A, 2008(78): 30-41.

[5] P BARBERIS-BLOSTEIN. Two-photon detuning and decoherence in cavity electromagnetically induced transparency for quantized fields [J]. Physics Review A, 2008(77): 21-28.

[6] WANG D, GAO J Y, XU J H, LA G C, ROCCA BASSANI F. Electromagnetically induced two-photon transparency in rubidium atoms. [J]. Europhys. L, 2001(54): 456-460.

[7] 李家华. 量子相干介质的非线性光学性质及其相关现象的研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2007.

(下转第 101 页)

Spherically Symmetric Solutions to the 3D Euler Equations with Damping

Yu Yinjing, Zhu Xusheng, Li Cui

(School of Basic Sciences, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China)

Abstract: The local existence of the classical solution and the existence of global weak solution for the three-dimensional compressible isentropic Euler equations with damping are studied in this paper. On the one hand, the local existence of the classical solution is obtained by utilizing the theory for the quasilinear symmetric hyperbolic systems. On the other hand, by introducing the new coordinate, the equations transform into the more familiar p-systems. Then, the existence of global weak solution is proved by Glimm scheme.

Key words: Euler equations; spherically symmetric solutions; weak solution; Glimm scheme

(责任编辑 刘棉玲)

(上接第 91 页)

Enhancement of Narrow Spectra and Two-photon Transparency Induced by Double-dark Resonance

Yang Shaohai, Deng Li, Zhou Zhen

(School of Basic Sciences, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China)

Abstract: Atomic coherence and quantum interference effect is gradually becoming a kind of important and widely used tool in resonance nonlinear optical physics. It should have potential application value in the non-linear optical properties and in the prohibition of single- and two-photon absorption. Especially in the optical field which has relatively less photon, we have observed the non-absorption non-linear optics caused by the large Kerr non-linear characteristics of electromagnetically induced transparency and increase of refractive index, which plays an important role for non-linear optical properties of quantum, and opens a new field.

Key words: double-dark state; electromagnetically induced transparency; two-photon transparency

(责任编辑 王全金 李 萍)