

双暗态五能级原子系统中的探测放大响应

周 真, 邓 黎, 杨绍海, 王 洵

(华东交通大学 基础科学学院 江西 南昌 330013)

摘要: 研究了在双暗态共振四能级原子系统的基础上, 附加一个信号场扰动的五能级原子系统中的探测放大响应。发现仅通过调节信号激光场的强度就能实现探测放大的增强。根据量子干涉理论和缀饰态理论定量地解释了产生该结果的物理机制。

关键词: 双暗态; 探测放大; 量子干涉; 缀饰态

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

近年来, 由三个光场驱动的各种四能级原子系统已经表明探测吸收能够由双暗态共振相互作用^[1-4]刻画。其中较为典型的是 1999 年美国德克萨斯的 Lukin 等人^[5]发表的一篇论文。他们采用一个传统的 Λ 型三能级电磁感应透明系统通过附加一个相干微扰场, 相干叠加构成的单个暗态就会分裂成双暗态, 恰恰由于双暗态共振的干涉作用, 导致尖锐的具有高对比度的共振吸收峰的出现; 而且可以通过相干控制系统的共振特性获得理想的原子响应。

相干微扰的存在导致了暗态的分裂和尖锐谱结构的出现。尽管每个暗态对应的光学响应可以分别用对应的相干叠加态基矢获得解释。但是由于双暗态的同时出现, 双暗态共振作为一个整体还是代表了一种新的量子干涉效应。双暗态干涉的现象可以在一大类多能级态系统中出现。这种相干微扰可以由微波场耦合磁偶极跃迁引起, 也可以通过诱导多个双光子跃迁产生, 还可以通过静电场或者含时光场的非绝热耦合机制形成。这种双暗态形成的共振可以是吸收峰也可以是透明窗口, 而且系统的光学特性, 比如他们的宽度和位置都可以通过调节相干微扰来进行控制。

我们期望这种新的量子干涉效应和可设计控制的光学响应的系统特性可以在相关领域得到研究。为此, 我们详细研究了在一个五能级原子系统中探测放大响应。这种系统存在双暗态共振相互作用, 并被一个附加的信号场扰动。研究发现通过适当地调谐微波驱动场和信号激光场的强度和有没有布居反转的探测放大响应能够实现。从物理的角度, 根据量子干涉理论我们定量地解释了产生这些结果的物理机制。

1 模型和密度矩阵方程

考虑一个由二个激光场和两个微波场耦合的封闭五能级原子系统, 如图 1 所示, 图中 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$ 分别为原子态标记。跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ (跃迁频率为 ω_{32}) 由一个拉比频率为 $2\Omega_d$ 的相干耦合场 (它的振幅为 E_d , 角频率为 ω_d) 驱动。拉比频率为 $2\Omega_p$ 的弱探测场 (它的振幅为 E_p , 角频率为 ω_p) 运用到跃迁 $|0\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ (跃迁频率为 ω_{30})。拉比频率为 $2\Omega_s$ 的信号激光场 (它的振幅为 E_s , 角频率为 ω_s) 驱动原子跃迁 $|0\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ (跃迁频率为 ω_{40}), 并能控制能级 $|0\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的布居数反转, 这也决定了探测场是吸收还是放大。拉比频率为 $2\Omega_c$ 的相干耦合场 (它的振幅为 E_c , 角频率为 ω_c) 驱动原子跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ (跃迁频率为 ω_{31})。在电偶极相互作用和旋波近似下, 对于所研究的系统原子与场相互作用的半经典哈密顿在相互作用绘景可以写为 (取 $\hbar = 1$)。

收稿日期: 2009-11-11

基金项目: 江西省自然科学基金项目 (2008GKW0017); 江西省教育厅科研项目 (GJJ09504)

作者简介: 周真 (1978-) 男, 硕士研究生, 研究方向为量子光学。

$$H_{\text{int}} = (\Delta_p - \Delta_c) |1\rangle \langle 1| + (\Delta_p - \Delta_d) |2\rangle \langle 2| + \Delta_p |3\rangle \langle 3| + \Delta_s |4\rangle \langle 4| - (\Omega_c |3\rangle \langle 1| + \Omega_p |3\rangle \langle 0| + \Omega_d |3\rangle \langle 2| + \Omega_s |4\rangle \langle 0| + \text{H. c.}) \quad (1)$$

其中,符号“H. c.”表示厄密共轭。在上面推导过程中,为了方便我们已经取基态 $|0\rangle$ 作为能量零参考点。 $\Omega_c, \Omega_d, \Omega_p, \Omega_s$ 表示相应原子跃迁拉比频率的一半,即 $\Omega_c = \mu_{31} E_c / (2\hbar)$, $\Omega_d = \mu_{32} E_d / (2\hbar)$, $\Omega_p = \mu_{30} E_p / (2\hbar)$ 及 $\Omega_s = \mu_{40} E_s / (2\hbar)$ 。这里 $\mu_{ij} = \vec{\mu}_{ij} \cdot \hat{e}_L$ ($\hat{e}_L$ 是激光场的单位偏振矢量)代表能级 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 之间原子跃迁的偶极矩矩阵元($i, j=0, 1, 2, 3, 4$)。参量 $\Delta_p = \omega_{30} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{31} - \omega_c$, $\Delta_s = \omega_{40} - \omega_s$, $\Delta_d = \omega_{32} - \omega_d$ 分别是相应的探测场、耦合场、信号场及耦合场的频率失谐量。从激发态 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 到基态 $|0\rangle, |1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的衰减率分别为 $\gamma_{30}, \gamma_{31}, \gamma_{32}, \gamma_{40}, \gamma_{41}$ 和 γ_{42} 。在基态之间的相干弛豫率是很小的,因此能够被忽略。

运用密度矩阵形式,我们开始描述所研究的共振相干介质中探测场的响应。通过采用标准的方式^[6],我们能够获得含时的运动密度矩阵方程如下

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{00} = i\Omega_p(\rho_{30} - \rho_{03}) + i\Omega_s(\rho_{40} - \rho_{04}) + \gamma_{30}\rho_{33} + \gamma_{40}\rho_{44} \\ \dot{\rho}_{11} = i\Omega_c(\rho_{31} - \rho_{13}) + \gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_{41}\rho_{44} \\ \dot{\rho}_{22} = i\Omega_d(\rho_{32} - \rho_{23}) + \gamma_{32}\rho_{33} + \gamma_{42}\rho_{44} \\ \dot{\rho}_{33} = i\Omega_p(\rho_{03} - \rho_{30}) + i\Omega_c(\rho_{13} - \rho_{31}) + i\Omega_d(\rho_{23} - \rho_{32}) - (\gamma_{30} + \gamma_{31} + \gamma_{32})\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{01} = i(\Delta_p - \Delta_c)\rho_{01} - i\Omega_c\rho_{03} + i\Omega_p\rho_{31} + i\Omega_s\rho_{41} \\ \dot{\rho}_{02} = i(\Delta_p - \Delta_d)\rho_{02} - i\Omega_d\rho_{03} + i\Omega_p\rho_{32} + i\Omega_s\rho_{42} \\ \dot{\rho}_{03} = -i\Omega_p\rho_{00} - i\Omega_c\rho_{01} - i\Omega_d\rho_{02} + i\Omega_p\rho_{33} + i\Delta_p\rho_{03} + i\Omega_s\rho_{43} - \frac{\gamma_{30} + \gamma_{31} + \gamma_{32}}{2}\rho_{03} \\ \dot{\rho}_{04} = -i\Omega_s\rho_{00} + i\Delta_s\rho_{04} + i\Omega_p\rho_{34} + i\Omega_s\rho_{44} - \frac{\gamma_{40} + \gamma_{41} + \gamma_{42}}{2}\rho_{04} \\ \dot{\rho}_{12} = -i(\Delta_d - \Delta_c)\rho_{12} + i\Omega_c\rho_{32} - i\Omega_d\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{13} = -i\Omega_p\rho_{10} + i\Delta_c\rho_{13} - i\Omega_c\rho_{11} - i\Omega_d\rho_{12} + i\Omega_c\rho_{33} - \frac{\gamma_{30} + \gamma_{31} + \gamma_{32}}{2}\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{14} = -i\Omega_s\rho_{10} + i(\Delta_c + \Delta_s - \Delta_p)\rho_{14} + i\Omega_c\rho_{34} - \frac{\gamma_{40} + \gamma_{41} + \gamma_{42}}{2}\rho_{14} \\ \dot{\rho}_{23} = -i\Omega_p\rho_{20} - i\Omega_c\rho_{21} - i\Omega_d\rho_{22} + i\Delta_d\rho_{33} - \frac{\gamma_{30} + \gamma_{31} + \gamma_{32}}{2}\rho_{23} \\ \dot{\rho}_{24} = -i\Omega_s\rho_{20} - i(\Delta_p - \Delta_d - \Delta_s)\rho_{24} + i\Omega_d\rho_{34} - \frac{\gamma_{40} + \gamma_{41} + \gamma_{42}}{2}\rho_{24} \\ \dot{\rho}_{34} = i\Omega_p\rho_{04} + i\Omega_c\rho_{14} + i\Omega_d\rho_{24} - i\Omega_s\rho_{30} - \left[\frac{\gamma_{30} + \gamma_{31} + \gamma_{32} + \gamma_{40} + \gamma_{41} + \gamma_{42}}{2} + i(\Delta_p - \Delta_s) \right] \rho_{34} \end{cases} \quad (2)$$

其中,正上方圆点表示相对于时间 t 的偏导。不失一般性,我们已经假设所有的拉比和拉莫频率是实数。这种封闭型的原子系统应满足条件 $\sum_{j=0}^4 \rho_{jj} = 1$ 和 $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$ (ρ_{ji}^* 为 ρ_{ji} 的共轭)。按照标准极化率的定义,上面的密度矩阵元能够用来计算探测跃迁的整个复极化率 χ ,即

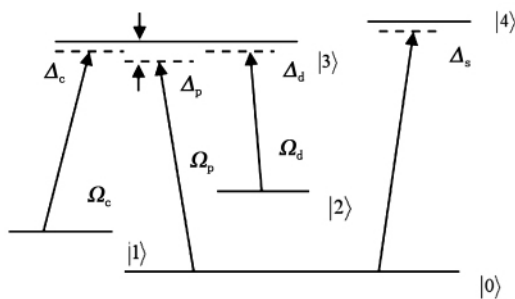


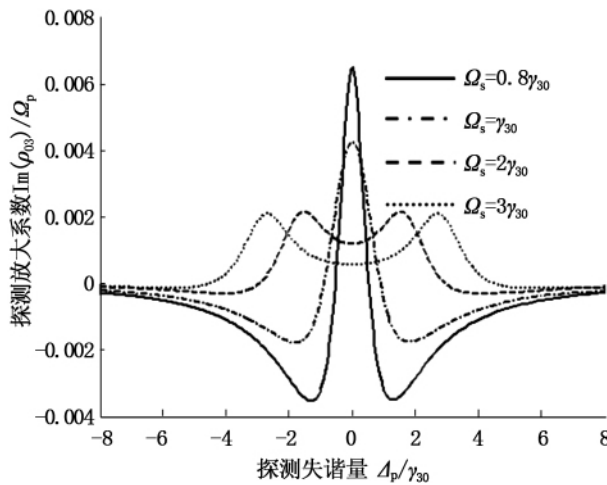
图1 相干介质中五能级原子示意图

$$\chi = \frac{N |\mu_{03}|^2 \rho_{03}}{2\hbar\epsilon_0\Omega_p} \propto \rho_{03} \quad (3)$$

式中: N 是相干介质中原子的数密度; ϵ_0 是真空介电常数。因此, 对于耦合跃迁 $|3\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 的探测激光, 它的吸收与色散系数正比于密度矩阵方程的矩阵元 ρ_{03} 。虚数部分 $\text{Im}(\rho_{03}) > 0$ 探测激光将被放大; 相反, 探测激光将被吸收。为了研究所提及的吸收与放大特征, 在下面的部分我们将数值地求解稳态情况下的微分方程组 (2)。在本文中所有出现的参数都按 γ_{30} 比例的量级刻画。

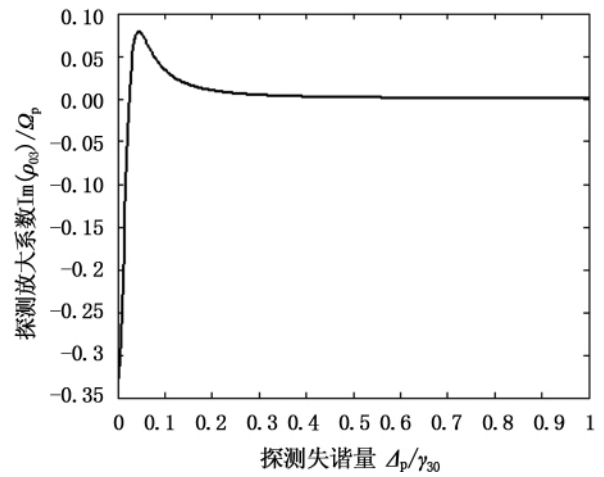
2 稳态分析和讨论

在稳态情况下, 令方程组 (2) 等于 0, 利用 MATLAB 编程计算非对角矩阵元 ρ_{03} 。接下来讨论探测放大系数随探测失谐量变化, 以及随信号激光场强度的变化。首先研究探测放大系数随探测失谐量在不同信号激光场强度下的变化, 如图 2 所示。



$$\Omega_p = 0.01\gamma_{30}, \Omega_c = 0.5\gamma_{30}, \Omega_d = 0.3\gamma_{30}, \gamma_{40} = \gamma_{41} = \gamma_{42} = 1.2\gamma_{30}, \gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma_{30} \text{ 和 } \Delta_c = 0, \Delta_d = 0.02, \Delta_s = 0$$

图2 探测放大系数随探测失谐量的变化



$$\Delta_p = 0.015 \text{ 其它参数如图2)}$$

图3 探测放大系数随信号激光场强度的变化

在图2中通过改变信号光场强度, 但是保持其它参数不变, 我们画出了探测放大系数随探测失谐量 Δ_p/γ_{30} 的变化。从图中容易发现, 通过适当地选取信号光场强度, 在某些失谐量范围内探测场的放大能够获得。从图中可以发现, 探测放大的幅度随信号光场强度的增加而减小; 而且随着信号光场强度增加, 这时探测放大谱线会从一个单峰结构转化到一个对称的双峰结构。当信号光场强度为 $\Omega_s = 0.8\gamma_{30}$, 探测放大幅度出现了一个最大的单峰值。随着 Ω_s 的增加放大峰的幅度快速减小, 当 $\Omega_s = 2\gamma_{30}$ 时, 由于双暗态相互作用, 放大谱中对称的双峰结构出现。随着 Ω_s 的继续增加, 两个放大峰的幅值变化缓慢, 但是两个放大峰的间距变大, 即两个放大峰的位置沿横轴相反方向出现了一个整体的平移。考虑探测失谐 $\Delta_p = 0.015$ 的情况, 在图3中我们也画出了探测放大系数 $\text{Im}(\rho_{03})/\Omega_p$ 随信号激光场强度 Ω_s/γ_{30} 的变化。对于极弱的信号激光场, 我们观察到探测场展现出较大的吸收特性。具体地讲, 随着 Ω_s 的增加, 探测吸收的幅度开始迅速增加到零吸收值, 紧接着探测放大出现。首先探测放大快速增加到一个最大的峰值, 然后它单调地减小, 直至达到在零吸收附近一个正的稳态值。这表明弱探测场的谱线能够通过调谐信号激光场的强度 Ω_s 实现从吸收到放大的转变。对于图2曲线特征的解释如下: 对于适当的信号场光强 (如 $\Omega_s = 0.8\gamma_{30}$ 和 $\Omega_s = \gamma_{30}$), 由于量子相长干涉, 探测增益呈现出单谱线轮廓, 增益峰位于 $\Delta_p = 0$ 。随着信号场强度的进一步增加 (例如 $\Omega_s = 2\gamma_{30}$ 和 $\Omega_s = 3\gamma_{30}$), 探测增益谱线出现双峰结构, 增益峰位于 $\Delta_p \approx \pm \Omega_s$, 它们对应于二个缀饰态的能量分裂。由足够强的相干信号场造成的二个缀饰态分别为:

$$|+\rangle_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(|4\rangle + |0\rangle), \quad |-\rangle_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(|4\rangle - |0\rangle) \quad (4)$$

基于上面的分析结果,我们发现通过调谐信号激光场的强度,例如 $\Omega_s = \gamma_{30}$ (见图 2) 探测放大幅度的增强能够获取。

3 小结

在本文中,我们分析和讨论了在一个具有双暗态的共振的五能级原子系统中的探测场的吸收与增益情况。比较传统的双暗态共振四能级原子系统,在我们所研究的原子系统中双暗态的相互作用由于信号光场的出现而被扰动。通过详细的数值模拟,我们清楚地表明通过调节信号场的强度参数,可以获得较大的探测场增益。

参考文献:

- [1] PROITE N A, UNKS B E, GREEN J T, et al. Refractive index enhancement with vanishing absorption in an atomic vapor[J]. Physics Review Letter 2008, 101(14): 01-04.
- [2] LFTIQUAR S M, KARVE C R, and VASANT N. Subnatural linewidth for probe absorption in an electromagnetically - induced - transparency medium due to doppler averaging[J]. Physics Review A 2008, 77(6): 07-12.
- [3] SAMAD R E and HABIB T. Quantum interference in absorption and dispersion of a four - level atom in a double - band photonic crystal[J]. Physics Review A 2007, 75(2): 16-23.
- [4] DORERY M R, WIDMER M T, BELLANCA M J, et al. Population accumulation in dark states and subrecoil laser cooling[J]. Physics Review A 1995, 52(3): 295-301.
- [5] LUKIN M D, YELIN S F, FLEICHHAUSER M. Quantum interference effects induced by interacting dark resonances[J]. Physics Review A 1999, 60(4): 25-28.
- [6] 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.

Response of the Probe Amplification in a Five - level Atomic System Based on Double - dark State

Zhou Zhen, Deng Li, Yang Shaohai, Wang Xun

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

Abstract: The paper studies response of the probe amplification in a five - level atomic system disturbed by introducing an additional signal field, which is based on the four - level atomic system with interacting double - dark resonances. It is found that a large enhancement of the probe amplification can be achieved by adjusting the strengths of the signal laser field. From viewpoint of physics, this result in terms of quantum interference and dressed state is explained.

Key words: double - dark state; probe amplification; quantum interference; dressed state

(责任编辑 王建华 吴泽九)