

微波场对电磁诱导透明谱的局域调制

张 丰 侯邦品

(四川师范大学物理与电子工程学院, 四川 成都 610068)

摘要 当用两个微波场作用到 Λ 型三能级原子的耦合跃迁的基态与另两个超精细能态构成的跃迁时,由微波场诱导产生的两个高对比度共振吸收线将单重电磁诱导透明谱分裂成三个透明窗口。通过调节微波场的强度或失谐量,可实现对原子透明谱进行局域调制。采用缀饰态理论对展示的物理现象进行了解释。这些研究对多通道光通信和原子的可控调制等方面有一定的作用。

关键词 量子光学;五能级原子系统;多重电磁诱导透明;局域调制

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0427001

Local Modulation of Electromagnetic Induction Transparent Spectrum by Microwave Field

Zhang Feng Hou Bangpin

(Department of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu, Sichuan 610068, China)

Abstract When the ground state of the coupling transition in a Λ -type atom is coupled to two hyperfine levels of a lower state by two weak coherent fields, two sharp and high-contrast absorption lines induced by the microwave fields split the single electromagnetically induced transparent spectrum into three parts. The triple electromagnetically induced transparent spectrum can be locally modulated by adjusting the strength of microwave field and its detuning. This will be useful in multi-channel optical communication and controllable manipulation of atomic system.

Key words quantum optics; five-level atomic system; multiple electromagnetically induced transparency; local modulation

OCIS codes 270.1670; 270.5585

1 引 言

一束较强的光场(耦合光)作用到原子上,致使通过该原子系统的一束探测光的吸收减弱或透明,此物理现象被称为电磁诱导透明(EIT)^[1,2]。系统在呈现 EIT 现象时,会出现许多有趣的物理现象,譬如:产生巨非线性光学^[3~6]、粒子数无反转激光增益^[7,8]、电磁诱导聚焦现象^[9]和光速减慢或停止^[10~13]等。EIT 现象最初只是在原子气体中观测到,而随着研究的深入该研究已经拓展到半导体量

子阱以及稀土掺杂晶体中。在固体材料和半导体材料中采用 EIT 技术使得光信息储存^[14,15]和全光学波长转换器^[16]的产生成为可能。一般研究的电磁诱导透明现象属于单重情况,即只在探测光一个频率附近发生透明或只有一个透明窗口。后来,采用多个耦合光场与原子相互作用形成多个耦合跃迁,便诱导出多重 EIT 物理现象^[17~19],这对多通道光通信等方面的应用有重要作用^[20]。另外,采用微波场作用到耦合跃迁的低能级与原子其余的超精细能

收稿日期: 2011-10-26; 收到修改稿日期: 2011-11-14

基金项目: 国家自然科学基金(10647007)、教育部重点研究项目(210192)、四川省青年基金(09ZQ026-008)和四川省教育厅重点科研基金(10ZA001)资助课题。

作者简介: 张 丰(1987—),男,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: zhangfeng0987@126.com

导师简介: 侯邦品(1970—),男,教授,主要从事量子力学和量子光学等方面的研究。

E-mail: bphou@163.com

级形成的跃迁,也会产生的两重诱导透明谱^[21]。该物理现象被文献称为双暗态共振。后者产生双重EIT的机制与前者产生的机制主要区别在于:后者微波场诱导的吸收谱线具有高对比度和非常细锐等特性,这可用作高分辨率谱。

本文采用两个相干微波场作用到 Λ 型耦合跃迁的基态与另外两个超精细状态构成的跃迁上。通过调节两个微波场的拉比频率和失谐量,可实现对探测光通过原子的透明谱进行局域调制。这对原子光学性质的可控操作,以及实现多通道光信息传输等方面有一定的作用。

2 物理模型及运动方程

原子系统物理模型如图1所示。采用拉比频率为 Ω_2 ,而角频率为 ν_2 的较强耦合光作用到原子跃迁 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 上。同时用拉比频率为 Ω_4 ,而角频率为 ν_4 的较弱探测光作用到原子跃迁 $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ 上。用两个较弱的拉比频率分别为 Ω_1 和 Ω_3 ,而角频率分别为 ν_1 和 ν_3 的微波场分别作用到原子跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 上。 γ_2 和 γ_4 分别表示原子跃

迁 $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|3\rangle \rightarrow |5\rangle$ 的自发衰变系数,而 γ_1 和 γ_3 是由原子之间碰撞导致的基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 以及 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 之间的退相因子。该原子模型可由 Rb^{87} 原子来实现:图1模型中能级 $|1\rangle$ 和 $|4\rangle$ 可由 Rb^{87} 原子 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ 的子能级来表示,而 $|2\rangle$, $|5\rangle$ 和 $|3\rangle$ 分别由 Rb^{87} 原子的 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$, $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 和 $|5P_{3/2}, F=2, m_F=1\rangle$ 来实现。

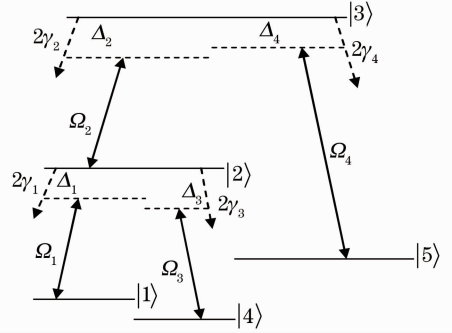


图1 Λ 型五能级原子系统能级示意图

Fig. 1 Energy scheme of a Λ -type five-level atomic system

在电偶极近似和旋转波近似条件下,得到 Λ 型五能级原子系统在相互作用绘景中的哈密顿量:

$$H_I = -(\hbar\Omega_1 |2\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_2 |3\rangle\langle 2| + \hbar\Omega_3 |2\rangle\langle 4| + \hbar\Omega_4 |3\rangle\langle 5| + H. c.) + \hbar\Delta_1 |2\rangle\langle 2| + \hbar(\Delta_1 + \Delta_2) |3\rangle\langle 3| - \hbar(\Delta_3 - \Delta_1) |4\rangle\langle 4| - \hbar(\Delta_4 - \Delta_1 - \Delta_2) |5\rangle\langle 5|, \quad (1)$$

同时考虑自发衰变过程,便得到该系统的密度矩阵方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \rho] - \gamma_2 \{ |3\rangle\langle 3|, \rho \} - \gamma_4 \{ |3\rangle\langle 3|, \rho \} - \gamma_1 \{ |2\rangle\langle 2|, \rho \} - \gamma_3 \{ |2\rangle\langle 2|, \rho \} + 2\gamma_1 \rho_{22} |1\rangle\langle 1| + 2\gamma_3 \rho_{22} |4\rangle\langle 4| + 2\gamma_4 \rho_{33} |5\rangle\langle 5| + 2\gamma_2 \rho_{33} |2\rangle\langle 2|, \quad (2)$$

将(1)式的哈密顿量代入(2)式中,便得到系统的密度矩阵元满足的方程组:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{21} - i\Omega_1 \rho_{12} + 2\gamma_1 \rho_{22} \\ \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{22} - i\Omega_2 \rho_{13} - i\Omega_1 \rho_{11} - i\Omega_3 \rho_{14} + i\Delta_1 \rho_{12} - (\gamma_1 + \gamma_3) \rho_{12} \\ \frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{23} - i\Omega_2 \rho_{12} - i\Omega_4 \rho_{15} + (i\Delta_1 + i\Delta_2 - \gamma_4 - \gamma_2) \rho_{13} \\ \frac{\partial \rho_{14}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{24} - i\Omega_3 \rho_{12} - (i\Delta_3 - i\Delta_1) \rho_{14} \\ \frac{\partial \rho_{15}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{25} - i\Omega_4 \rho_{13} + (i\Delta_1 + i\Delta_2 - i\Delta_4) \rho_{15} \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{12} + i\Omega_3 \rho_{42} + i\Omega_2 \rho_{32} - i\Omega_2 \rho_{23} - i\Omega_1 \rho_{21} - i\Omega_3 \rho_{24} - (2\gamma_1 + 2\gamma_3) \rho_{22} + 2\gamma_2 \rho_{33} \\ \frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{13} + i\Omega_3 \rho_{43} + i\Omega_2 \rho_{33} - i\Omega_2 \rho_{22} - i\Omega_4 \rho_{25} + (i\Delta_2 - \gamma_2 - \gamma_4 - \gamma_1 - \gamma_3) \rho_{23} \\ \frac{\partial \rho_{24}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{14} + i\Omega_3 \rho_{44} + i\Omega_2 \rho_{34} - i\Omega_3 \rho_{22} - (i\Delta_3 + \gamma_1 + \gamma_3) \rho_{24} \\ \frac{\partial \rho_{25}}{\partial t} &= i\Omega_1 \rho_{15} + i\Omega_3 \rho_{45} + i\Omega_2 \rho_{35} - i\Omega_4 \rho_{23} + (i\Delta_2 - \gamma_1 - \gamma_3 - i\Delta_4) \rho_{25} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= i\Omega_2 \rho_{23} + i\Omega_4 \rho_{53} - i\Omega_2 \rho_{32} - i\Omega_4 \rho_{35} - (2\gamma_2 + 2\gamma_4) \rho_{33} \\
 \frac{\partial \rho_{34}}{\partial t} &= i\Omega_2 \rho_{24} + i\Omega_4 \rho_{54} - i\Omega_3 \rho_{32} - (i\Delta_3 + i\Delta_2 + \gamma_2 + \gamma_4) \rho_{34} \\
 \frac{\partial \rho_{35}}{\partial t} &= i\Omega_2 \rho_{25} + i\Omega_4 \rho_{55} - i\Omega_4 \rho_{33} - (i\Delta_4 + \gamma_2 + \gamma_4) \rho_{35} \\
 \frac{\partial \rho_{44}}{\partial t} &= i\Omega_3 \rho_{24} - i\Omega_3 \rho_{42} + 2\gamma_3 \rho_{22} \\
 \frac{\partial \rho_{45}}{\partial t} &= i\Omega_3 \rho_{25} - i\Omega_4 \rho_{43} + (i\Delta_3 - i\Delta_4 + i\Delta_2) \rho_{45},
 \end{aligned} \tag{3}$$

其中 $\Delta_1 = \omega_{21} - \nu_1$ 、 $\Delta_3 = \omega_{24} - \nu_3$ 、 $\Delta_2 = \omega_{32} - \nu_2$ 以及 $\Delta_4 = \omega_{35} - \nu_4$ 分别表示相干外场、耦合场和探测场与它们相应能级间跃迁频率形成的失谐量。同时矩阵元还满足厄密条件 $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$ 以及归一化条件 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} + \rho_{55} = 1$ 。本文是在定态条件下，即 $\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = 0$ ($i, j = 1, 2, 3, 4, 5$)，并用 $\text{Im} \rho_{35}$ 表示 Λ 型五能级原子系统对探测光的吸收。

3 讨论分析

考虑单束微波场对探测光吸收的影响。图 2 的实线重现了通常意义下的电磁诱导透明现象(在 Λ 型三能级原子系统中展示的单重透明谱)。对应具体参数取值为： $\gamma_3 = 0, \Delta_3 = 0, \Omega_3 = 0, \gamma_1 = 0, \gamma_2 = \gamma_4 = \Gamma, \Delta_1 = 0, \Delta_2 = 0, \Omega_1 = 0, \Omega_2 = 10\Gamma, \Omega_4 = 0.1\Gamma$ 。 Γ 为常数当微波场 Ω_3 在失谐量为 $\Delta_3 = -5\Gamma$ 下作用到原子系统时，系统的吸收性质由图 2 的虚线展示。对应参数取值为： $\gamma_3 = 0.001\Gamma, \Delta_3 = -5\Gamma, \Omega_3 = 1\Gamma$ ，其余参数与图 2 实线中的取值相同。从吸收谱可知，在 $\Delta_4 = -5\Gamma$ 处会出现一条对比度高、非常尖锐的吸收谱线，该谱线将原单重诱导透明窗口分裂为两个，即产生了双重诱导透明谱，而吸收谱的其余部分基本没有变化。由微波场诱导产生的吸收谱线的宽度及位置，即透明窗口分裂情况，可以通过调节该微波场 Ω_3 的强度和失谐量 Δ_3 来实现。这部分后面会详细讨论。

讨论当采用两束微波场作用到原子系统时，探测光吸收谱线的变化情况。如无特殊说明，设 $\gamma_2 = \gamma_4 = \Gamma$ 。如图 3 所示，在 Ω_3 设定为一定的值(Γ)时，系统的吸收谱随 Ω_1 取不同值的变化情况。其中 $\Omega_1 = 0.3\Gamma$ (实线)， $\Omega_1 = 1\Gamma$ (点线)， $\Omega_1 = 2\Gamma$ (虚线)， $\gamma_1 = 0.001\Gamma, \Delta_1 = 5\Gamma$ ，其余参数取值与图 2 中虚线取值相同。从图中可知，除了在 $\Delta_4 = -5\Gamma$ 处出现吸收峰(由前面图 2 可知，该吸收峰主要由 Ω_3 诱导产

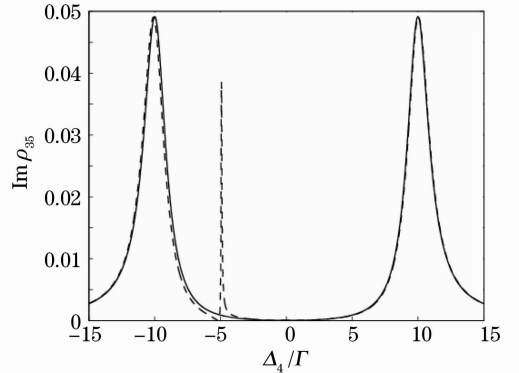


图 2 探测光的吸收系数 $\text{Im} \rho_{35}$ 在无微波场及单束微波场作用下随失谐量 Δ_4 的变化关系
Fig. 2 Probe absorption coefficient $\text{Im} \rho_{35}$ as a function of probe detuning Δ_4 with and without single beam microwave field

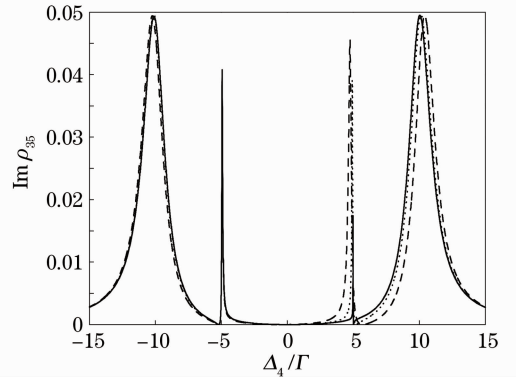


图 3 探测光的吸收系数 $\text{Im} \rho_{35}$ 随失谐量 Δ_4 / Γ 的变化关系

Fig. 3 Probe absorption coefficient $\text{Im} \rho_{35}$ as a function of the probe detuning Δ_4 with different microwave field Ω_1

生)，现在 $\Delta_4 = 5\Gamma$ 附近出现了吸收峰。在 $\Delta_4 = 5\Gamma$ 附近出现的吸收峰的高度和宽度随着 Ω_1 的增强而增高和增宽，并且该吸收峰的位置向共振点移动。另外，右边的 Autler-Towne 峰向右边略有移动。由上面的分析可看出，在 $\Delta_4 = 5\Gamma$ 附近出现了吸收峰主

要是由于 Ω_1 的作用而导致的, 除此之外, 吸收谱的其余部分基本上没有变化。

图 3 讨论了微波场 $\Omega_3 = \Gamma$, 相应的失谐量 $\Delta_3 = -5\Gamma$, 而微波场 Ω_1 在 $\Delta_1 = 5\Gamma$ 设为不同强度对原子吸收谱调制的情况。现讨论两束微波场 Ω_1 和 Ω_3 同时发生变化时, 系统吸收性质的变化。图 4 展示了两束微波场 Ω_1 和 Ω_3 同时取如下值时的变化曲线: $\Omega_1 = \Omega_3 = 0.3\Gamma$ (实线), $\Omega_1 = \Omega_3 = 1\Gamma$ (点线), $\Omega_1 = \Omega_3 = 2\Gamma$ (虚线) 其余参数取值与图 3 中相同。由图 4 可知在原子共振处 ($\Delta_1 = 0$) 两侧 $\Delta_1 = 5\Gamma$ 和 $\Delta_1 = -5\Gamma$ 附近出现了两个次级吸收峰, 这些吸收峰将如同图 3 将原三能级原子系统的单重透明窗口分裂为三个。此时次级吸收峰随微波场 Ω_1 和 Ω_3 增强同步增高, 其位置也同步略向共振点移动。两个 Autler-Towne 主峰也同步略偏离共振点。由图 2 可知, 采用单束微波场可对透明谱的某一个频率附近进行调制, 而对两个频率附近的吸收性质的调制, 则采用两束微波场的作用。

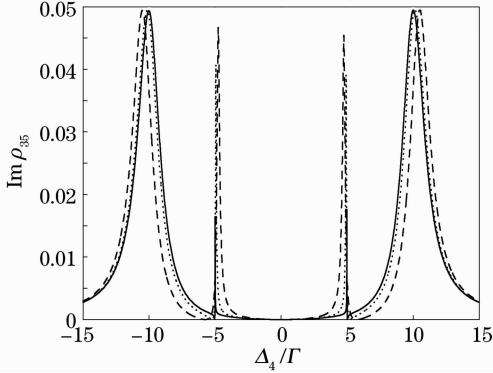


图 4 探测光的吸收系数 $\text{Im } \rho_{35}$ 在微波场 $\Omega_1 = \Omega_3$ 同时变化时随失谐量 Δ_1 的变化关系

Fig. 4 Probe absorption coefficient $\text{Im } \rho_{35}$ as a function of the probe detuning Δ_1 with different microwave field Ω_1 and Ω_3

前面讨论在 $\Delta_1 = -\Delta_3$ 条件下采用微波场对探测光吸收谱的调制。现在讨论微波场所对应的失谐量对探测光吸收的影响。

图 5 展示了在 $\Delta_1 = 5\Gamma$ 和 $\Omega_1 = \Omega_3 = 1\Gamma$ 条件下, 吸收函数 $\text{Im } \rho_{35}$ 在 Δ_3 取不同值时的变化情况, 其中 $\Delta_3 = -3\Gamma$ (实线), $\Delta_3 = -5\Gamma$ (虚线), $\Delta_3 = -10\Gamma$ (点线)。其余参数取值与图 4 的点线相同。当 $\Delta_3 = -3\Gamma$ 时, 在吸收谱在 $\Delta_1 = -3\Gamma$ 出现了吸收线。当 $\Delta_3 = -5\Gamma$ 时, 该吸收线便相应地移到 $\Delta_1 = -5\Gamma$ 处, 同时此吸收线的高度也在增高。而当 $\Delta_3 = -10\Gamma$ 时, 左边 Autler-Towne 峰劈裂为两个, 即原来吸收最大的地方突然变成了透明, 利用这一性质可以制

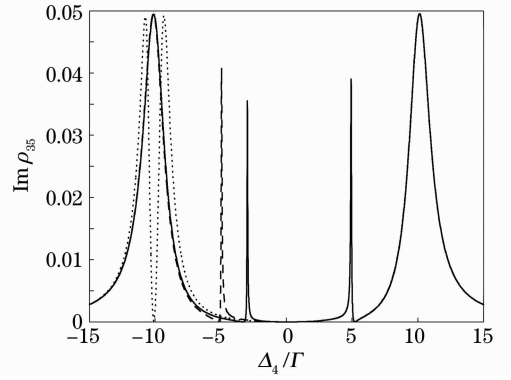


图 5 探测光的吸收系数 $\text{Im } \rho_{35}$ 在不同失谐量 Δ_3 下随 Δ_1 的变化关系

Fig. 5 Probe absorption coefficient $\text{Im } \rho_{35}$ as a function of the probe detuning Δ_1 with different detuning Δ_3 成光开关。

采用缀饰态表象对前面的讨论进行解释。考虑一般情形即两束微波场同时作用, 这包括了单束微波场作用的情形。首先计算由 $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, 和 $|4\rangle$ 组成的哈密顿:

$$\hat{H}_p = -\hbar[\Delta_1 |1\rangle\langle 1| + \Delta_3 |4\rangle\langle 4| + (\Omega_1 |2\rangle\langle 1| + \Omega_2 |3\rangle\langle 2| + \Omega_3 |2\rangle\langle 4| + H. c.)], \quad (4)$$

在 $\Delta_1 = \delta$, $\Delta_3 = -\delta$, $\Delta_2 = 0$, 和 $\Omega_1 = \Omega_3 = G_1$ 的本征解, G_1 为常数。它们是

$$|\phi_i\rangle = \frac{(E_i - \delta)\alpha_i}{G_1} \left[\frac{G_1}{E_i + \delta} |1\rangle - |2\rangle + \frac{\Omega_2}{E_i} |3\rangle + |4\rangle \right], \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (5)$$

式中

$$\alpha_i = G_1 E_i \sqrt{\frac{(E_i + \delta)^2}{(E_i^2 + \Omega_2^2)(E_i^2 - \delta^2)^2 + 2E_i^2 G_1^2 (E_i^2 + \delta^2)}}.$$

它们的相应的本征值为

$$E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\chi - \sqrt{\chi^2 - 4\delta^2 \Omega_2^2}}, \quad (6a)$$

$$E_2 = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\chi + \sqrt{\chi^2 - 4\delta^2 \Omega_2^2}}, \quad (6b)$$

$$E_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\chi + \sqrt{\chi^2 - 4\delta^2 \Omega_2^2}}, \quad (6c)$$

$$E_4 = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\chi - \sqrt{\chi^2 - 4\delta^2 \Omega_2^2}}, \quad (6d)$$

而 $\chi = 2G_1^2 + \delta^2 + \Omega_2^2$ 。先假定微波场 Ω_1 和 Ω_3 , 为弱场, 则在 $\Omega_1 = \Omega_3 = G_1$ 的一阶近似下, 可得

$$|\phi_{01}\rangle = |1\rangle, \quad E_{01} = -\delta, \quad (7a)$$

$$|\phi_{02}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{G_1}{\Omega_2 - \delta} |1\rangle + |2\rangle + |3\rangle + \frac{G_1}{\Omega_2 + \delta} |4\rangle \right], \quad E_{02} = -\Omega_2, \quad (7b)$$

$$|\phi_{03}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{G_1}{\Omega_2 + \delta} |1\rangle - |2\rangle + |3\rangle + \frac{G_1}{\Omega_2 - \delta} |4\rangle \right],$$

$$E_{03} = \Omega_2, \quad (7c)$$

$$|\phi_{04}\rangle = |4\rangle, \quad E_{04} = \delta, \quad (7d)$$

当探测光对应的失谐量被调至为 $\Delta_4 = E_{02} \approx -\Omega_2 (= -10\Gamma)$ (或 $\Delta_4 = E_{03} \approx \Omega_2 (= 10\Gamma)$), 系统便发生了共振跃迁 $|5\rangle \rightarrow |\phi_{02}\rangle$ (或 $|5\rangle \rightarrow |\phi_{03}\rangle$), 这便导致了图 2 的 Autler-Townes 吸收峰。当探测光对应的失谐量被调至为 $\Delta_4 = E_{01} \approx -\delta$ (或 $\Delta_4 = E_{04} \approx \delta$), 譬如图 3 和图 4 中失谐量取值为 $\delta = 5\Gamma$, 则系统便发生 $|5\rangle \rightarrow |\phi_{01}\rangle$ (或 $|5\rangle \rightarrow |\phi_{04}\rangle$) 的共振跃迁, 这样便导致了图 3 和图 4 中的高对比度和尖锐的次级吸收线。这四个跃迁之间的量子干涉便导致了探测光三重透明。

4 结 论

采用微波场对 Λ 型三能级原子系统的电磁诱导透明谱进行调制。研究发现原透明谱内出现了对比度高且非常尖锐的吸收线, 它们的条数与所加的微波场的个数是一样的, 并将透明窗口分裂成多个。这对多通道光通信有一定积极意义。同时发现谱线的高度和微波场的强度有关, 而谱线的位置主要由微波场对应的失谐量来确定。由于透明谱的变化与调制参数(微波场的强度和频率)密切相关, 这对原子系统的可调控研究有积极意义。最后, 采用缀饰态理论对展示的物理现象进行了解释。

参 考 文 献

- 1 K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**(20): 2593~2596
- 2 S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Today*, 1997, **50**(7): 36~42
- 3 Michael M. Kash, Vladimir A. Sautenkov, Alexander S. Zibrov et al. Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(26): 5229~5232
- 4 Ying Wu, Joseph Saldana, Yifu Zhu. Large enhancement of four-wave mixing by suppression of photon absorption from electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **67**(1): 013811
- 5 Wu Haibin, Chang Hong, Ma Jie et al.. Enhanced Kerr nonlinear effect of Raman transition in a Λ -type three-level atomic system [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(8): 3632~3636
武海斌, 常宏, 马杰等. Λ 型三能级原子系统中 Raman 跃迁增强 Kerr 非线性效应[J]. *物理学报*, 2005, **54**(8): 3632~3636
- 6 Du Yingjie, Ge Guoku. The atomic absorption in N-type four-level system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(2): 375~380
杜英杰, 葛国库. N型四能级系统的原子吸收[J]. *光学学报*, 2008, **28**(2): 375~380

- 7 Wang Zhenhua, Hu Xiangming. Role of selective excitation of dressed populations in lasing without inversion [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(8): 2569~2575
王振华, 胡响明. 修饰态布居的选择性激发对无反转激光的作用[J]. *物理学报*, 2004, **53**(8): 2569~2575
- 8 Zhang Liying, Liu Zhengdong, Chen Jun. Electromagnetically induced transparency of quasi- Λ -type four-level atom system at low-light levels [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(9): 1419~1423
张丽英, 刘正东, 陈峻. 准 Λ 型四能级原子系统在弱场中的增益及电磁感应透明[J]. *光学学报*, 2006, **26**(9): 1419~1423
- 9 Richard R. Moseley, Sara Shepherd, David J. Fulton et al.. Spatial consequences of electromagnetically induced transparency: observation of electromagnetically induced focusing [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(5): 670~673
- 10 S. E. Harris, J. E. Field, A. Kasapi. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **46**(1): 29~32
- 11 D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair et al. Storage of light in atomic vapor [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(5): 783~786
- 12 Fan Baohua, Zhang Yundong, Yuan Ping. Ultraslow light propagation in a solid [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(10): 4692~4695
范保华, 掌蕴东, 袁萍. 固体介质中光速减慢现象的研究[J]. *物理学报*, 2005, **54**(10): 4692~4695
- 13 Liang Qingchang, Wang Haihua, Jiang Zhankui. Investigation on electromagnetically induced transparency and slowing-down of group velocity in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5): 946~950
梁卿昌, 王海华, 蒋占魁. $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中电磁感应透明及群速度减慢研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(5): 946~950
- 14 B. S. Ham, M. S. Shahrar, M. K. Kim et al.. Frequency-selective time-domain optical data storage by electromagnetically induced transparency in a rare-earth-doped solid [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(24): 1849~1851
- 15 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
- 16 H. Schmidt, R. J. Ram. All-optical wavelength converter and switch based on electromagnetically induced transparency [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **76**(22): 3173~3175
- 17 Hou Bangpin, Wang Shunjin, Yu Wanlun et al.. Local modulation of double electromagnetically induced transparency spectrum [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2007, **24**(9): 2579~2582
- 18 Hou Bangpin, Wang Shunjin, Yu Wanlun et al.. Double electromagnetically induced two-photon transparency in a five-level atomic system [J]. *Phys. Lett. A*, 2006, **352**(4-5): 462~466
- 19 Hou Bangpin, Wang Shunjin, Yu Wanlun et al.. Control of one- and two-photon absorption in a four-level atomic system by changing the amplitude and phase of a driving microwave field [J]. *J. Phys. B*, 2005, **38**(10): 1419~1434
- 20 Wang Zhongqing, Li Jing, Dai Li et al.. Study of the stored photonic information based on the technique of electromagnetically induced transparency [J]. *J. Chongqing University of Posts and Telecommunications (Natural Science Edition)*, 2010, **22**(3): 317~321
汪仲清, 李婧, 戴笠等. 基于电磁感应透明的量子信息存储研究[J]. *重庆邮电大学学报(自然科学版)*, 2010, **22**(3): 317~321
- 21 M. D. Lukin, S. F. Yelin, M. Fleischhauer et al.. Quantum interference effects induced by interacting dark resonances [J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **60**(4): 3225~3228