

## 四能级系统中相位控制电磁诱导透明研究\*

杨丽君<sup>†</sup> 马立金 吕东启 张连水

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2010年1月5日收到; 2010年12月13日收到修改稿)

提出了一种利用微波场的相对相位调控电磁诱导透明(EIT)光谱特性的方法. 在外加双微波驱动场的准 $\Lambda$ 型四能级原子系统中, 通过求解系统的密度矩阵方程得到探测场的吸收谱, 分析了电磁诱导透明窗口的位置随微波驱动场相位的变化规律, 并借助缀饰态理论给出了准确解释. 结果表明, 对于确定的作用场强度, 调节微波驱动场的相位可实现电磁诱导透明的频率位置及间隔的准确控制.

**关键词:** 四能级原子系统, 电磁诱导透明(EIT), 相位控制, 微波场

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Nn

## 1. 引言

电磁诱导透明(EIT)是光与介质相互作用产生的一种量子相干效应, 它在量子计算、量子通信、光存贮以及无反转激光等领域具有重要的应用价值. 研究电磁诱导透明的最基本能级系统是三能级原子系统, 特别是 $\Lambda$ 型三能级系统, 当它的两个低能级同属于原子基态能级的精细结构时, 由于两者之间的相干失相速率很小, 在双光子共振条件下可以得到很窄的透明窗口. 因此, 对EIT及其光谱特性的实验和理论研究大多集中于 $\Lambda$ 型三能级系统<sup>[1-6]</sup>, 以及由其衍生出来的多场作用的准 $\Lambda$ 型能级系统<sup>[7-11]</sup>. 其中, 在原子基态精细能级之间引入微波或射频驱动场来扰动EIT, 由于技术上易于实现而备受关注<sup>[12]</sup>. Wei等人<sup>[13]</sup>利用金刚石中添隙氮原子与碳原子空位组成的色心缺陷, 在基态自旋跃迁能级之间加入射频驱动场, 实验研究了准 $\Lambda$ 型四能级系统以及闭合三能级系统的量子相干特性, 首次观察到了双EIT和多EIT窗口. 本课题组对外加微波驱动场的准 $\Lambda$ 型四能级系统以及闭合三能级系统的EIT特性进行了理论研究, 给出了EIT的频率位置、光谱线型及线宽与微波驱动场的强度、频率之间的定量关系, 并利用缀饰态理论解释了多EIT窗口的形成机理<sup>[14, 15]</sup>. 还进一步指出, 通过控

制作用于不同跃迁能级间的微波驱动场的强度, 能够抑制电磁诱导透明的功率展宽和实现对多EIT窗口的频率调谐<sup>[16]</sup>.

近年来, 利用作用场之间的相位关系调节EIT及其相关效应的光谱特性成为了新的研究热点<sup>[17-20]</sup>. 例如, Korsunsky等<sup>[21]</sup>讨论了双 $\Lambda$ 型四能级系统中相干场的相对相位对EIT的影响; Li<sup>[22]</sup>等实验研究了闭合三能级系统中EIT的特性随光学场与微波场的相位差的变化规律. 本文将对双微波驱动场作用下的准 $\Lambda$ 型四能级系统的探测吸收特性进行理论研究. 通过求解相应的系统密度矩阵方程给出两微波驱动场之间的相位差与EIT光谱特性之间的关系, 利用微波场的相位控制EIT的频率位置及双EIT窗口的间隔.

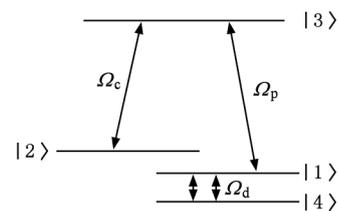


图1 双微波驱动准 $\Lambda$ 型四能级系统

## 2. 系统的密度矩阵方程

准 $\Lambda$ 型四能级系统模型如图1所示. 能级 $|1\rangle$ ,

\* 国家自然科学基金青年基金(批准号:10804025)和河北省自然科学基金(批准号:A2009000140)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: ylijun2002@yahoo.com.cn

|2⟩和|4⟩同属原子基态能级的精细结构, |3⟩为激发态能级. 耦合场、探测场和微波驱动场的频率分别为  $\omega_c, \omega_p$  和  $\omega_d$ , 相应的 Rabi 频率表示为  $\Omega_c, \Omega_p, \Omega_d$ . 已有的研究表明, 在不加入微波驱动场的情况下, 能级 |1⟩, |2⟩, |3⟩与耦合场、探测场构成的  $\Lambda$  型三能级系统, 在满足双光子共振条件的探测频率处呈现一个电磁诱导透明窗口. 当 |1⟩—|4⟩跃迁之间引入一个微波驱动场后, 由于微波场与原子系统相互作用导致相应能级的动态 Stack 劈裂, 使得探测吸收谱呈现双 EIT, 且 EIT 窗口的位置和频率间隔均随微波场的作用强度变化<sup>[12]</sup>. 为了便于技术实现和更加准确地控制 EIT 的光谱特性, 本文采用在 |1⟩—|4⟩之间加入相位差为  $\Delta\varphi$  的双微波驱动场, 研究 EIT 窗口的位置及频率间隔随微波场相位的变化规律, 以实现 EIT 特性的相位控制. 设两个微波驱动场的频率相同且共振作用于 |1⟩—|4⟩跃迁, 它们分别作用时的 Rabi 频率为  $\Omega_{d1} = \frac{\mu_{14}E_{d1}}{2\hbar}, \Omega_{d2} = \frac{\mu_{14}E_{d2}}{2\hbar}$ , 则微波驱动场作用的总 Rabi 频率为  $\Omega_d = \Omega_{d1} + \Omega_{d2}e^{i\Delta\varphi}$ . 耦合场和探测场的 Rabi 频率为  $\Omega_c = \frac{\mu_{23}E_c}{2\hbar}, \Omega_p = \frac{\mu_{13}E_p}{2\hbar}$ .

考虑偶极近似和旋转波近似, 得到系统的密度矩阵运动方程

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{11} &= i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{31} - \rho_{13}) + i\frac{\Omega_d}{2}\rho_{41} - i\frac{\Omega_d^*}{2}\rho_{14} \\
 &\quad - 2\Gamma\rho_{11} + \Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma(\rho_{22} + \rho_{44}), \\
 \dot{\rho}_{22} &= i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) - 2\Gamma\rho_{22} \\
 &\quad + \Gamma_{32}\rho_{33} + \Gamma(\rho_{44} + \rho_{11}), \\
 \dot{\rho}_{33} &= -i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{31} - \rho_{13}) \\
 &\quad - i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) - \Gamma_3\rho_{33}, \\
 \dot{\rho}_{44} &= -i\frac{\Omega_d}{2}\rho_{41} + i\frac{\Omega_d^*}{2}\rho_{14} - 2\Gamma\rho_{44} \\
 &\quad + \Gamma(\rho_{11} + \rho_{22}) + \Gamma_{34}\rho_{33}, \\
 \dot{\rho}_{43} &= -d_{43}\rho_{43} + i\frac{\Omega_d}{2}\rho_{13} \\
 &\quad - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{41} - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{42}, \\
 \dot{\rho}_{42} &= -d_{42}\rho_{42} + i\frac{\Omega_d}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{43}, \\
 \dot{\rho}_{41} &= -d_{41}\rho_{41} - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{43} - i\frac{\Omega_d}{2}(\rho_{44} - \rho_{11}),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{32} &= -d_{32}\rho_{32} + i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}), \\
 \dot{\rho}_{31} &= -d_{31}\rho_{31} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{21} - i\frac{\Omega_d}{2}\rho_{34} \\
 &\quad - i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{33} - \rho_{11}), \\
 \dot{\rho}_{21} &= -d_{21}\rho_{21} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{31} \\
 &\quad - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{23} - i\frac{\Omega_d}{2}\rho_{24},
 \end{aligned} \tag{1}$$

其中,  $d_{ij} = i\delta_{ij} + \gamma_{ij}$  为复失谐,  $\delta_{41} = \omega_{41} - \omega_d, \delta_{32} = \omega_{32} - \omega_c, \delta_{43} = \delta_{41} + \delta_{31}, \delta_{42} = \delta_{32} - \delta_{41} - \delta_{31}, \delta_{21} = \delta_{31} - \delta_{32}, \delta_{31} = \omega_{31} - \omega_p$ .  $\omega_{ij}$  表示  $|i\rangle$ — $|j\rangle$  之间的跃迁频率.  $\gamma_{nm} = \frac{1}{2}(\gamma_n + \gamma_m), \gamma_n = \sum_{n' < n} \Gamma_{nn'}, \Gamma_{ij}$  是由能级  $i$  到  $j$  的粒子衰减速率.

采用弱探测场扫描, 用微扰法求得上述密度矩阵方程组的稳态解. 得到与探测吸收特性相关的非对角密度矩阵元  $\rho_{31}$ .

$$\begin{aligned}
 \rho_{31} &= \frac{i\Omega_p(\rho_{11}^0 - \rho_{33}^0)}{2N} \\
 &\quad \times \left( d_{24}d_{34}d_{21} + d_{21}\frac{\Omega_c^2}{4} + d_{34}\frac{\Omega_d\Omega_d^*}{4} \right) \\
 &\quad + \frac{\Omega_c\Omega_p}{4N}\rho_{23}^0 \left( d_{24}d_{34} + \frac{\Omega_c^2}{4} - \frac{\Omega_d\Omega_d^*}{4} \right) \\
 &\quad + \frac{\Omega_d\Omega_p}{4N}\rho_{14}^0 \left( d_{24}d_{21} - \frac{\Omega_c^2}{4} + \frac{\Omega_d\Omega_d^*}{4} \right), \tag{2}
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 \rho_{23}^0 &= \frac{i\Omega_c}{2d_{23}}(\rho_{33}^0 - \rho_{22}^0), \\
 \rho_{14}^0 &= \frac{i\Omega_d}{2d_{14}}(1 - \rho_{22}^0 - 2\rho_{11}^0 - \rho_{33}^0), \\
 N &= d_{34} \left( d_{24}d_{31}d_{21} + d_{31}\frac{\Omega_d\Omega_d^*}{4} + d_{24}\frac{\Omega_c^2}{4} \right) \\
 &\quad + \frac{\Omega_c^2}{4} \left( d_{24}d_{34} + d_{31}d_{21} + \frac{\Omega_c^2}{4} - \frac{\Omega_d\Omega_d^*}{4} \right) \\
 &\quad + \frac{\Omega_d\Omega_d^*}{4} \left( d_{31}d_{34} + d_{24}d_{21} - \frac{\Omega_c^2}{4} + \frac{\Omega_d\Omega_d^*}{4} \right) \\
 a_1 &= \frac{\Omega_d\Omega_d^*}{\text{Re}(d_{14})} + \Gamma_1 + \Gamma_{41}, \\
 a_2 &= \frac{\Omega_d\Omega_d^*}{2\text{Re}(d_{14})} - \Gamma_{21} + \Gamma_{41}, \\
 a_3 &= \frac{\Omega_d\Omega_d^*}{2\text{Re}(d_{14})} - \Gamma_{31} + \Gamma_{41},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{\Omega_d \Omega_d^*}{2\text{Re}(d_{14})} + \Gamma_{41}, \\
 b_1 &= \Gamma_{42} - \Gamma_{12}, \\
 b_2 &= \frac{\Omega_c^2}{2\text{Re}(d_{23})} + \Gamma_2 + \Gamma_{42}, \\
 b_3 &= -\frac{\Omega_c^2}{2\text{Re}(d_{23})} - \Gamma_{32} + \Gamma_{42}, \\
 b &= \Gamma_{42}, \\
 c_2 &= \frac{\Omega_c^2}{2\text{Re}(d_{23})}, \\
 c_3 &= -\frac{\Omega_c^2}{2\text{Re}(d_{23})} - \Gamma_3, \\
 \rho_{11}^0 &= \frac{ab_2c_3 + a_3bc_2 - a_2bc_3 - ab_3c_2}{a_1b_2c_3 + a_3b_1c_2 - a_2b_1c_3 - a_1b_3c_2}, \\
 \rho_{22}^0 &= \frac{c_3(a_1b - ab_1)}{a_1b_2c_3 + a_3b_1c_2 - a_2b_1c_3 - a_1b_3c_2}, \\
 \rho_{33}^0 &= \frac{c_2(ab_1 - a_1b)}{a_1b_2c_3 + a_3b_1c_2 - a_2b_1c_3 - a_1b_3c_2}.
 \end{aligned}$$

非对角矩阵元  $\rho_{31}$  的虚部正比于介质对探测场的吸收, 因此,  $\text{Im}(\rho_{31})$  随探测场频率失谐量  $\delta_{31}$  的变化给出探测吸收谱.

### 3. 结果与讨论

采用共振的耦合场和微波场作用于相应的能级跃迁, 得到双微波驱动场作用下的准  $\Lambda$  型四能级系统的探测吸收谱, 并进一步给出吸收曲线随微波场相位差  $\Delta\varphi$  的变化规律, 如图 2 所示. 为了简化计算, 对于给定的系统, 近似认为激发态能级到各基态精细能级的粒子衰减速率相等, 并设  $\Gamma_3 = \Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{34} = 1$ . 其他参量均以  $\Gamma_3$  为单位取相对值, 各基态精细能级间的相干弛豫速率相等, 且  $\Gamma = 10^{-4}$ . 图 2 中各作用场的 Rabi 频率取值  $\Omega_c = 0.4$ ,  $\Omega_{d1} = \Omega_{d2} = 2$ .

由图 2 可以看出, 双微波驱动场作用下的准  $\Lambda$  型四能级系统的探测吸收谱呈现双 EIT 窗口. 当两微波场的相位差  $\Delta\varphi = 0$  时, 两个 EIT 窗口的频率间隔最大, 等于两个微波场的 Rabi 频率之和  $\Omega_d = \Omega_{d1} + \Omega_{d2}$ , 相当于 Rabi 频率为  $\Omega_d = 4$  的单微波场作用的准  $\Lambda$  型四能级系统. 调节两微波驱动场的相位差, 使得  $\Delta\varphi$  由 0 到  $\pi$  不断增大时, EIT 的频率位置向探测场的共振频率靠近, 且两个 EIT 窗口的间距逐渐缩小. 当  $\Delta\varphi = \pi$  时, 探测吸收曲线中的两个透明

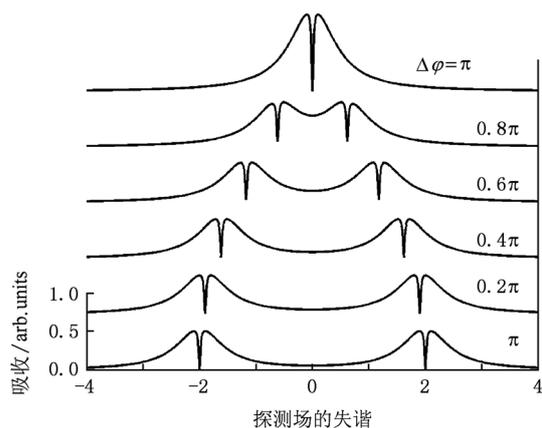


图 2 探测吸收谱随微波场相位差的变化规律

窗口重合为一个 EIT, 与  $\Lambda$  型三能级系统的结果一致. 通过对探测吸收谱线的分析, 图 3 进一步给出了双 EIT 窗口的频率间隔随  $\Delta\varphi$  变化规律, 表明 EIT 窗口的频率间隔随微波驱动场的相对相位呈周期性变化.

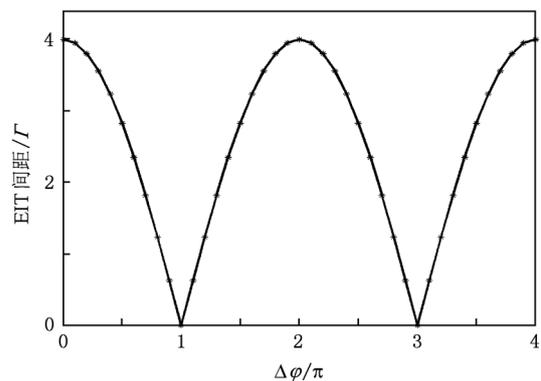


图 3 双 EIT 的频率间隔随微波场相位差  $\Delta\varphi$  的变化规律. 其中, \* 表示由探测吸收曲线给出的测量结果; 实线则对应方程式 (4) 的关系曲线

利用缀饰态理论可对上述规律做出解释: 强微波驱动场作用于原子系统的  $|1\rangle - |4\rangle$  跃迁, 导致相关能级的劈裂形成了缀饰态能级. 当探测场扫描到与缀饰态能级共振时, 将与耦合场满足双光子共振条件而形成 EIT. 两个 EIT 的频率间隔恰等于劈裂的缀饰态能级间隔, 即微波驱动场作用的 Rabi 频率. 我们所研究的准四能级系统采用双微波场驱动, 因而劈裂的缀饰态能级间隔取决于两个微波场的共同作用强度. 两微波驱动场单独作用的 Rabi 频率分别为  $\Omega_{d1}$  和  $\Omega_{d2}$ , 它们之间的相

位差为  $\Delta\varphi$ . 如图 4 所示, 两场共同作用的总 Rabi 频率应满足

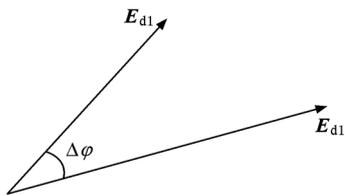


图 4 两微波驱动场的相位关系

$$\Omega_d = \sqrt{\Omega_{d1}^2 + \Omega_{d2}^2 + 2\Omega_{d1}\Omega_{d2}\cos\Delta\varphi}, \quad (3)$$

因此, 双 EIT 窗口的频率间隔随微波驱动场相位差的变化规律应满足方程(3). 当  $\Omega_{d1} = \Omega_{d2}$  时, 有

$$\Omega_d = 2\Omega_{d1} \left| \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \right|, \quad (4)$$

根据(4)式得到的函数曲线(图 3 中的实线)与数值分析的结果完全符合. 即缀饰态理论对微波驱动场相位调制 EIT 特性给出了很好的解释.

## 4. 结 论

本文对外加双微波驱动场作用下的准  $\Lambda$  型四能级系统的电磁诱导透明特性进行了理论研究. 得到了电磁诱导透明窗口的位置和频率间隔随微波场相位的变化规律, 并用缀饰态理论做出了合理微波解释, 给出了定量关系式. 结果表明, 对于确定的耦合场和微波驱动场的作用强度, 调节微波场的相位可实现 EIT 位置及频率间隔的准确控制. 而且, 当两微波场的强度相等、相位相反时, 还可以实现探测吸收由双 EIT 窗口向单 EIT 的过渡.

在不改变激光场的频率和强度的条件下, 本文提供了一种利用微波场的相位调节 EIT 光谱特性的新方法, 此方法也可用于实验测量微小相移. 准  $\Lambda$  型四能级系统存在于很多实际的原子系统中, 该研究结果对电磁诱导透明在量子计算以及光信息存储等方面的应用具有重要意义.

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Javan A, Kocharivskaya O, Li H W 2002 *Phys. Rev. A* **66** 013805
- [3] Ye C Y, Zibrov A S 2002 *Phys. Rev. A* **65** 023806
- [4] Wielandy S, Gaeta A L 1997 *Phys. Rev. A* **58** 3
- [5] Hu Z F, Deng J L, Wang Y Z 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3359
- [6] Guo G C, Xiao S, Shi B S, Wang F Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1798
- [7] Yelin S F, Sautenkov V A, Kash M M, Welch G R, Lukin M D 2003 *Phys. Rev. A* **68** 063801
- [8] Lukin M D, Yelin S F, Fleischhauer M, Scully M O 1999 *Phys. Rev. A* **60** 3225
- [9] Ye C Y, Zibrov Z S, Rostovtsev Y V, Scully M O 2002 *Phys. Rev. A* **65** 043805
- [10] Chen Y C, Liao Y A, Chiu H Y, Su J J, Yu I A 2001 *Phys. Rev. A* **64** 053806
- [11] Hu Z F, Ma Y S, Deng J L, He H J, Wang Y Z 2009 *Chin. Phys. B* **18** 199
- [12] Yang L J, Zhang L S, Zhuang Z H, Guo Q L, Fu G S 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2147
- [13] Wei C J, Manson N B 1999 *Phys. Rev. A* **60** 2540
- [14] Yang L J, Zhang L S, Li X L, Han L, Fu G S, Manson N B, Suter D, Wei C J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 053801
- [15] Wilson E A, Manson N B, Wei C J, Yang L J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063813
- [16] Yang L J, Zhang L S, Li X L, Li X W, Guo Q L, Han L, Fu G S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5206 (in Chinese) [杨丽君、张连水、李晓莉、李晓苇、郭庆林、韩理、傅广生 2006 物理学报 **55** 5206]
- [17] Wu J H, Gao J Y 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063807
- [18] Joshi A 2009 *Phys. Rev. B* **79** 115315
- [19] Xu W H, WU J H, Gao J Y 2007 *Chin. Phys.* **16** 441
- [20] Cui N, Fan X J, Li A Y, Liu C P, Gong S Q, Xu Z Z 2007 *Chin. Phys.* **16** 718
- [21] Korsunsky E A, Leinfellner N, Huss A, Balushev S, Windholz L 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2302
- [22] Li H B, Sautenkov V A, Rostovtsev Y V, Welch G R, Hemmer P R, Scully M O 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023820

# Phase-dependent electromagnetically induced transparency in a four-level atom system\*

Yang Li-Jun<sup>†</sup> Ma Li-Jin Lü Dong-Qi Zhang Lian-Shui

(College of Physical science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

(Received 5 January 2010; revised manuscript received 13 December 2010)

## Abstract

We present a method to control the electromagnetically induced transparency (EIT) in a four-level system with a coupling field, a weak probe field and two microwave driven fields. By solving the density matrix equations, the numerical result is obtained. It is shown that the EIT resonance can be split into doublets and the spectral position of EIT window is determined by the relative phase between two microwave fields for fixed intensity of the microwave field. Therefore, the microwave field can be used to open more than one EIT window and by controlling their phase difference we can perform EIT frequency tuning. The structure in the spectrum can be explained using the dressed-state formalism.

**Keywords:** four-level system, EIT, phase, microwave field

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Nn

---

\* Project supported by the Young Scientists Fund of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804025), and the Natural Science Foundation of Hebei Province (Grant No. A2009000140).

<sup>†</sup> E-mail: ylijun2002@yahoo.com.cn