

doi: 10.3788/lop47.052701

# 双强耦合场驱动下的探测吸收光谱

杨丽君 赵敏\* 张连水 曲宇宁

(河北大学物理科学与技术学院, 河北 保定 071002)

**摘要** 在具有耦合-探测结构的  $\Lambda$  型三能级系统中引入另一强耦合场, 形成双强耦合场作用下的  $\Lambda$  型三能级系统。通过求解系统的密度矩阵方程, 研究了探测吸收谱的特性。结果表明, 当两个耦合场的拉比频率相等, 一个共振作用于跃迁能级而另一个以一定的失谐量作用于跃迁能级时, 系统的探测吸收谱呈现出多峰, 即多个 Autler-Townes 双峰结构。给出了吸收峰的位置与耦合场的作用强度和频率失谐量之间的定量关系, 并用缀饰态作出准确的解释。

**关键词** 量子相干; 电磁诱导透明;  $\Lambda$ 型三能级系统; 双耦合场

中图分类号 O431.2 OCIS 270.1670 270.5570 文献标识码 A

## Probing Absorption Spectrum Driven by Two Strong Coupling Fields

Yang Lijun Zhao Min Zhang Lianshui Qu Yuning

(College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding, Hebei 071002, China)

**Abstract** A coupling field is introduced into the  $\Lambda$ -three-level scheme driven by a coupling field and a probe field, and then the  $\Lambda$ -three-level scheme is driven by two coupling fields. The probing absorption spectrum is researched in theory by solving the density matrix equation of motion. The spectrum is characterized by a series of doublets when the Rabi frequencies of the two coupling fields are equal where one coupling field is exactly resonant with the transition and the other is detuning with the transition. The positions of peaks are discussed. These situation is interpreted well by dressed states.

**Key words** quantum coherence; electromagnetically induced transparency;  $\Lambda$ -three-level scheme; two coupling fields

### 1 引言

伴随量子相干效应的出现, 介质会呈现出很多独特的光学效应, 如无反转放大(AWI)<sup>[1]</sup>、电磁诱导吸收(EIA)<sup>[2,3]</sup>、电磁诱导透明(EIT)<sup>[4-7]</sup>等。对这些量子相干效应的研究, 不仅有重要的理论意义而且有巨大的应用前景, 如量子信息存储<sup>[8,9]</sup>、光群速减慢<sup>[10,11]</sup>、高分辨激光光谱及量子计算<sup>[12]</sup>等。EIT 是通过外加电磁场来改变介质对光的吸收特性, 使得某频率处本应被介质吸收的光透过介质。按照场与原子能级耦合方式的不同, EIT 现象通常出现于 V 型、 $\Lambda$ 型和梯形 3 种能级系统中。对应  $\Lambda$ 型能级系统, 当两低能级同属于基态精细结构能级且作用场不是太强时, EIT 的线宽主要取决于基态能级间的相干失相速率, 故可以得到极窄的透明窗口, 这对于 EIT 的研究极为重要。

随着 EIT 研究的深入, 人们的注意力由单场作用的  $\Lambda$ 型三能级系统转向多场作用的  $\Lambda$ 型三能级系统。比如在  $\Lambda$ 型三能级系统的两个低能级间加入射频驱动场形成闭合三能级系统<sup>[13]</sup>, 以及在  $\Lambda$ 型三能级系统的两

收稿日期: 2009-08-26; 收到修改稿日期: 2009-10-11

基金项目: 河北省自然科学基金(A2009000140)资助课题。

作者简介: 杨丽君(1966—), 女, 博士, 教授, 主要从事量子光学方面的研究。E-mail: ylijun2002@yahoo.com.cn

\*通信联系人。E-mail: zhaomin1212@126.com

个低能级之一与其他精细结构间加入射频驱动场形成准 $\Lambda$ 型四能级系统<sup>[14,15]</sup>。本文研究的能级系统是在耦合场作用的跃迁能级间再引入另一个耦合场，并使它失谐作用于跃迁能级，即双耦合场作用下的 $\Lambda$ 型三能级系统。Andrew D. Greentree 等<sup>[16]</sup>实验研究了双强耦合场作用下的 V 型三能级系统。主要侧重于一个耦合场共振作用于跃迁能级，另一个以某些特定失谐量失谐作用于跃迁能级的情况，此时所得的吸收谱呈现多峰结构。J.Wang 等<sup>[17]</sup>理论研究了双耦合场作用下的 $\Lambda$ 型三能级系统，即一个弱耦合场共振作用于跃迁能级，另一个耦合场为强场失谐作用于跃迁能级，此时吸收谱中会出现 EIA。本文所研究的能级系统是双强耦合场作用下的 $\Lambda$ 型三能级系统，且只侧重于分析 2 个耦合场的强度相等、失谐作用于跃迁能级耦合场的失谐量取某个特定值时所得到的探测吸收谱。

## 2 系统的密度矩阵方程

双耦合场作用下的 $\Lambda$ 型三能级系统的能级图如图 1 所示。在图 1 中，能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 属于基态精细能级结构，能级 $|3\rangle$ 为激发态能级，频率为 $\omega_{c1}$ 的耦合场共振作用于 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁，频率为 $\omega_{c2}$ 的耦合场失谐作用于 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁，吸收谱线则通过频率为 $\omega_p$ 的探测场扫描能级 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁获得。耦合场和探测场与原子系统相互作用的拉比频率分别为 $\Omega_{c1} = \mu_{32}E_{c1}/\hbar$ ， $\Omega_{c2} = \mu_{32}E_{c2}/\hbar$ ， $\Omega_p = \mu_{31}E_p/\hbar$ 。双耦合场作用下的密度矩阵运动方程为

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{11} = i\chi_p(\rho_{31} - \rho_{13}) + \Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{21}\rho_{22} - \Gamma_{12}\rho_{11} \\ \dot{\rho}_{22} = i\chi_{c1}(\rho_{32} - \rho_{23}) + i\chi_{c2}(\rho_{32}e^{i\delta} - \rho_{23}e^{-i\delta}) + \Gamma_{32}\rho_{33} + \Gamma_{12}\rho_{11} - \Gamma_{21}\rho_{22} \\ \dot{\rho}_{33} = -i\chi_p(\rho_{31} - \rho_{13}) - i\chi_{c1}(\rho_{32} - \rho_{23}) - i\chi_{c2}(\rho_{32}e^{i\delta} - \rho_{23}e^{-i\delta}) - \Gamma_3\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{31} = -d_{31}\rho_{31} + i(\chi_{c1} + \chi_{c2}e^{-i\delta})\rho_{21} - i\chi_p(\rho_{33} - \rho_{11}) \\ \dot{\rho}_{32} = -d_{32}\rho_{32} - i(\chi_{c1} + \chi_{c2}e^{-i\delta})(\rho_{33} - \rho_{22}) + i\chi_p\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{21} = -d_{21}\rho_{21} + i(\chi_{c1} + \chi_{c2}e^{i\delta})\rho_{31} - i\chi_p\rho_{23} \end{cases}, \quad (1)$$

式中，为方便起见令 $\chi_{c1} = \Omega_{c1}/2$ ， $\chi_{c2} = \Omega_{c2}/2$ ， $\chi_p = \Omega_p/2$ 。  $d_{31} = i\Delta_p + \gamma_{31}$ ， $d_{32} = i\Delta_{c1} + \gamma_{32}$ ， $d_{21} = i(\Delta_{c1} - \Delta_p) + \gamma_{21}$ 为复失谐量，而 $\Delta_{c1} = \omega_{32} - \omega_{c1}$ 为耦合场 $\omega_{c1}$ 的频率失谐量， $\Delta_{c2} = \omega_{32} - \omega_{c2}$ 为耦合场 $\omega_{c2}$ 的频率失谐量， $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$ 为探测场 $\omega_p$ 的频率失谐量， $\delta = \omega_{c2} - \omega_{c1}$ 为耦合场 $\omega_{c2}$ 和耦合场 $\omega_{c1}$ 的频率差。 $\omega_{ij}$ 为能级 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 的跃迁频率。 $\Gamma_{ij}$ 为能级 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 跃迁的粒子数衰减速率， $\gamma_{ij}$ 为能级 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 跃迁的相干失相速率。考虑本系统为理想模型，可以近似认为： $\Gamma_{32} = \Gamma_{31}$ ， $\Gamma_{21} = \Gamma_{12} = \Gamma$ ，且 $\gamma_{31} = (\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{12})/2$ ， $\gamma_{32} = (\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{12})/2$ ， $\gamma_{21} = (\Gamma_{12} + \Gamma_{21})/2$ 。将激发态能级 $|3\rangle$ 的粒子数衰减速率 $\Gamma_3 = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ 进行归一化，并令基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的粒子数衰减速率 $\Gamma = 10^{-4}$ 。其他参量均以 $\Gamma_3$ 为单位取相对值。

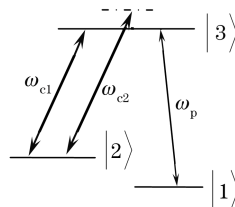


图1 双耦合场作用下的 $\Lambda$ 型三能级系统能级图

Fig.1  $\Lambda$ -three- Energy level diagram driven by bichromatic coupling field

要得到双耦合场作用下的 $\Lambda$ 型三能级系统的吸收特性，需求解系统的密度矩阵方程的稳态解。令等式左边各项为零，这意味着系统各能级的跃迁速率及粒子数都达到了动态平衡状态，然后采用 Floquet 方法

求解, 并通过对探测场作微扰, 从而得到密度矩阵方程的非对角密度矩阵元  $\rho_{31}^{(1)}$  的一级微扰解, 即  $\rho_{31}^{(1)}$ 。它的虚部  $\text{Im} \rho_{31}^{(1)}$  对应于系统对探测场的吸收, 做  $\text{Im} \rho_{31}^{(1)}$  随探测场频率失谐量  $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$  的变化曲线即为该系统的稳态吸收谱。

### 3 结果与讨论

图 2 (a) 对应关闭 2 个耦合场 ( $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 0$ ) 的情况, 此时相当于探测场扫描 1 个二能级原子系统, 其探测吸收曲线在探测场的共振频率处为一吸收峰; 图 2(b) 对应仅 1 个耦合场存在且此耦合场为强场 ( $\Omega_{c1} = 10, \Omega_{c2} = 0$ ) 的情况, 相当于探测场扫描一个具有耦合-探测结构的  $\Lambda$  型三能级系统, 吸收曲线呈现一个 Autler-Townes 双峰; 各单位均以  $\Gamma_3$  为单位取相对值。

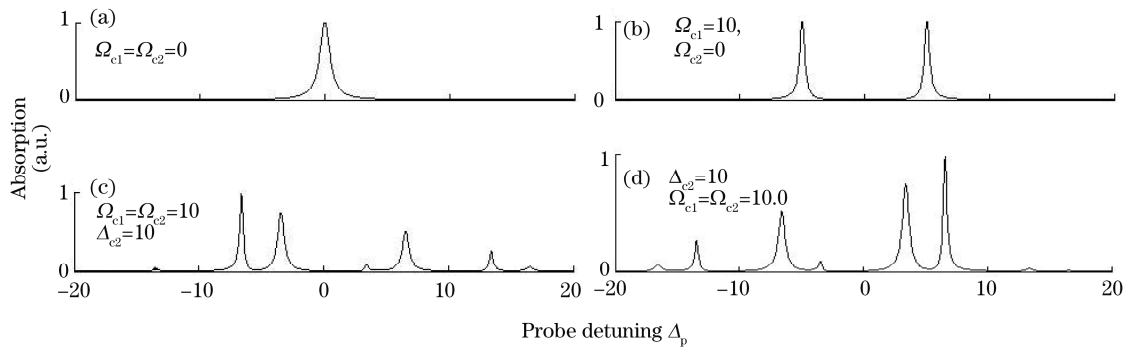


图 2 探测吸收谱线

Fig.2 Absorption spectrum of a weak probe field

图 2(c)(d) 中的探测吸收谱均是在耦合场的拉比频率  $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = \Omega = 10.0$  的情况下得到的, 所不同的是图 2(c) 对应于耦合场  $\omega_{c2}$  的失谐量  $\Delta_{c2} = \Omega = 10$  的情况, 图 2(d) 对应于耦合场  $\omega_{c2}$  的失谐量  $\Delta_{c2} = -\Omega = -10$  的情况。从图中可以看出二者反对称, 可见失谐量的正负对吸收峰不产生影响。

在所用参数  $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = \Omega = 10.0$ ,  $\Delta_{c1} = 0$ ,  $\Delta_{c2} = \pm 10$  的条件下, 可得  $\lambda_0 = \pm 3.5$ ,  $\lambda_1 = \mp 3.5$ ,  $\lambda_{-1} = \pm 6.5$ ,  $\lambda_2 = \mp 6.5$ ,  $\lambda_{-2} = \pm 13.5$ ,  $\lambda_3 = \mp 13.5$ ,  $\lambda_{-3} = \pm 16.5$ ,  $\lambda_4 = \mp 16.5$ <sup>[18]</sup>。从图 2 可知, 由(1)式所得的吸收光谱中各峰的位置与理论模拟所得结果完全重合。虽然图 3 只给出了  $\Omega = 10.0$  时的情况, 其实两个耦合场只要满足  $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = \Omega$ ,  $\Delta_{c1} = 0$ ,  $\Delta_{c2} = \pm \Omega_{c1}$ , 不论  $\Omega$  取何值都会得到上述结果。

### 4 缀饰态解释

本文耦合场为强场, 故能级  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  劈裂成缀饰态能级, 从而弱探测场扫描的跃迁为缀饰态之间的跃迁。双强耦合场作用下的  $\Lambda$  型三能级系统的总哈密顿量

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{AF} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_A + \mathbf{H}_F, \quad (2)$$

式中  $\mathbf{H}_0$  为自由原子的哈密顿量,  $\mathbf{H}_A$  为原子系统的哈密顿量,  $\mathbf{H}_F$  为作用场的哈密顿量,  $\mathbf{H}_{AF}$  为原子系统与相干电磁场相互作用的哈密顿量。

对于双耦合场作用下的  $\Lambda$  型三能级系统必须满足两种特殊情况, 才能求出本征值的一级微扰解。第一种情况是 2 个耦合场有相等的拉比频率  $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = \Omega$ , 但是可以有任意的失谐; 第二种情况是两个耦合场对称失谐即  $\Delta = 0$  或者  $\Delta_{c1} = -\Delta_{c2}$ , 但是它们的拉比频率可以不相等。本文仅考虑第一种情况。当两个耦合场的 Rabi 频率相等时, 可得本征值的一级微扰解<sup>[18]</sup>

$$\lambda = m\delta_0 + \Delta/2 - (-1)^m \Delta/2 [J_0(-2\Omega/\delta)], \quad (3)$$

式中  $J_0(x)$  是零阶的贝塞尔函数。由这些本征值可推算出探测吸收谱中各峰的位置, 如图 3 所示, 与理论模拟的结果一致。

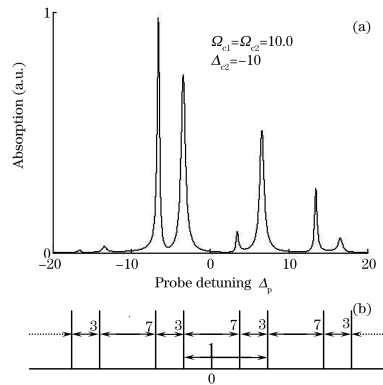


图 3 吸收曲线(a)及峰值的位置(b)  
Fig.3 Absorption probe (a) and the position of the peak (b)

## 5 结 论

在双耦合场作用下的 $\Lambda$ 型三能级系统中, 仅讨论了它的一个特殊方面, 即一个耦合场  $\omega_{c1}$  共振作用于跃迁能级, 另一个耦合场  $\omega_{c2}$  失谐作用于跃迁能级时, 两个耦合场的 Rabi 频率相等, 且失谐耦合场的失谐量  $\Delta_{c2} = \pm\Omega_{c1}$  时, 探测吸收谱呈现多峰结构, 且  $\Delta_{c2}$  取  $\Omega$  得到的光谱图与  $\Delta_{c2}$  取  $-\Omega$  得到的光谱图反对称, 这说明失谐量的正负对吸收峰不产生影响。另外由计算所得到的缀饰态能量值即本征值的一级微扰解所决定的各峰位置, 与理论模拟的结果一致。

## 参 考 文 献

- 1 M. O. Scully, S. Y. Zhu, A. Grarielides. Degenerate quantum-beat laser: lasing without inversion and inversion without lasing[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(24): 2813~2816
- 2 A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin. Electromagnetically induced absorption in a four-state system[J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **61**(1): 011802
- 3 C. Andreeva, S. Cartaleva, Y. Dancheva *et al.*. Coherent spectroscopy of degenerate two-level systems in Cs[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **66**(1): 012502
- 4 S. E. Harris, J. E. Field, A. Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(10): 1107~1110
- 5 K. J. Boller, A. Imamolu, S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**(20): 2593~2596
- 6 Zhang Lianshui, Yang Lijun, Li Xiaoli *et al.*. Suppressing power broadening of electromagnetically induced transparency by utilizing microwave field[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(7): 1305~1308  
张连水, 杨丽君, 李晓莉 等. 利用微波场抑制电磁感应透明的功率展宽[J]. *光学学报*, 2007, **27**(7): 1305~1308
- 7 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
- 8 B. S. Ham, M. S. Shahriar, 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
- 9 Wang Hai. Experimental study of optical signals storage using EIT effect[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2005, **42**(12): 9~10  
王海. 利用EIT效应进行光学信号存储的实验研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2005, **42**(12): 9~10
- 10 D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Maie *et al.*. Storage of light in atomic vapor[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(5): 783~786
- 11 Q. Schmidt, R. Wynands, Z. Hussein *et al.*. Steep dispersion and group velocity below  $c/3000$  in coherent population

- trapping[J]. *Phys. Rev. A*, 1996, **53**(1): R27~R30
- 12 B. S. Ham, P. R. Hemmer. Coherence switching in a four-level system: quantum switching [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4080~4083
- 13 E. A. Wilson, N. B. Manson, C. Wei *et al.*. Perturbing an electromagnetically induced transparency in a  $\Lambda$  system using a low-frequency driving field. I. three-level system[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(6): 063813
- 14 L. J. Yang, L. S. Zhang, X. L. Li *et al.*. Autler-Townes effect in a strongly driven electromagnetically induced transparency resonance[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(5): 053801
- 15 E. A. Wilson, N. B. Manson, Wei. Perturbing an electromagnetically transparency in a  $\Lambda$  system using a low-frequency driving field. II. four-level system[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(6): 063814
- 16 Andrew D. Greentree, Changjiang Wei, Scott A. Holmatrom *et al.*. Probing a doubly driven two-level atom[J]. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, 1999, **1**(1): 240~244
- 17 J. Wang, Y. Zhu, K. J. Jiang *et al.*. Bichromatic electromagnetically induced transparency in cold rubidium atoms[J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **68**(6): 063810
- 18 Z. Ficek, H. S. Freedhoff. Resonance-fluorescence and absorption spectra of a two-level atom driven by a strong bichromatic field[J]. *Phys. Rev. A*, 1993, **48**(4): 3092~3104