

准 Λ 型四能级系统中的超窄谱线的研究

张向阳¹⁾ 李永放¹⁾ 孙建锋¹⁾ 王永昌²⁾

¹⁾ 陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

²⁾ 西安交通大学理学院, 现代物理研究所, 西安 710049)

(2001 年 6 月 6 日收到, 2001 年 7 月 19 日收到修改稿)

在一般 Λ 型三能级模型的基础上提出准 Λ 型四能级系统, 并对准 Λ 型四能级模型的共振荧光谱作了详尽的研究. 从上能级向两边下能级辐射的自发辐射谱中产生了三个超窄谱线, 且在很大参数范围内光谱具有这一特性. 三个超窄谱线的产生是和两个相干驱动场的 Rabi 频率密切相关, 在较大的 Rabi 频率作用下谱线会变得更窄, 而当只有一个驱动场作用时是不会产生谱线变窄效应的. 能级间的碰撞弛豫和非相干激发严重地破坏了谱线变窄. 这种超窄谱线效应是多通道量子干涉的结果.

关键词: 准 Λ 型四能级系统, 超窄谱线, 多通道量子干涉

PACC: 3250, 3270

1 引 言

随着人们对原子捕获的获得和对单个孤立原子自发辐射和吸收的直接测量, 人们开始了研究如何在量子体系中实现对自发辐射的控制和修正. 从而研究自发辐射问题便成为了量子光学的前沿问题^[1-5]. Schuda, Goy, Kleppner 等人利用腔电动力学预言了自发辐射光谱的增强和抑制效应^[6-8]. Cardimona 等人在 1982 年提出了使三能级原子系统中共振荧光消失的机制^[9]. 1990 年, Narducci 和 Scully 等人预言了三能级系统中会出现自发辐射光谱谱线线型压窄^[10], 并很快由 Gauthier, Zhu 和 Mossberg 在实验上得到了验证^[11]. Zhou 和 Swain 在 Λ 型三能级系统的理论计算中获得了和量子干涉相联系的超窄吸收和窄共振荧光谱^[12, 13].

本文对准 Λ 型四能级系统的共振荧光谱进行了细致地研究, 得到了比 Λ 型三能级系统丰富得多的结果. 理论模型如图 1 所示. 可以看到当能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的间隔 ω_{21} 很小或为零时, 系统则蜕化为 Λ 型三能级系统, 因此称这一四能级系统为准 Λ 型. 在对准 Λ 型四能级系统的共振荧光谱的研究中, 我们获得了三个超窄的共振荧光谱线. 这三个超窄共振荧光谱随着 Rabi 频率的增强谱线变得更窄, 而当只有一个相干驱动场作用时是不会产生谱线变窄现象的. 当不考虑非相干弛豫对它的影响时, 可在很大的

参数范围内获得超窄谱线. 但是, 能级间的碰撞弛豫和非相干激发对超窄谱线的线宽影响很大. 经过仔细分析研究, 我们认为超窄谱线的产生是与量子干涉密切相关的.

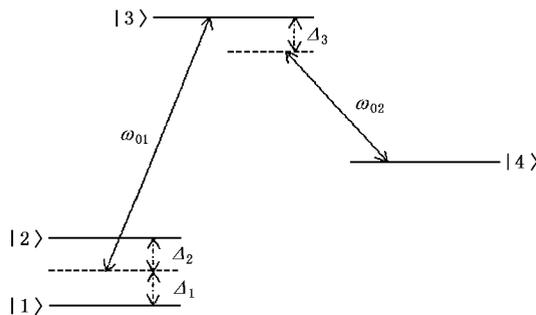


图 1 准 Λ 型四能级模型的能级图

2 物理模型及其运动方程

在准 Λ 型四能级系统中, 上能级 $|3\rangle, |4\rangle$ 的能量分别为 $\hbar\omega_3, \hbar\omega_4$. 近简并能级 $|2\rangle, |1\rangle$ 的能量分别为 $\hbar\omega_2, \hbar\omega_1$. 从能级 $|3\rangle$ 向能级 $|4\rangle$ 和能级 $|2\rangle, |1\rangle$ 的跃迁分别由相干场驱动. 由于能级 $|4\rangle$ 和能级 $|2\rangle, |1\rangle$ 之间为相同宇称, 所以, 能级 $|4\rangle$ 到 $|2\rangle, |1\rangle$ 的跃迁是偶极禁戒的. 在以激光频率组成的旋转坐标系中, 我们所研究模型的 Hamilton 量可以表示为

$$\hat{H} = -\hbar\Delta_1 A_{11} - \hbar\Delta_2 A_{22} - \hbar\Delta_3 A_{44} + [\Omega_1 A_{31} + \Omega_1 A_{32} + \Omega_1 A_{34} + \text{H.c.}], \quad (1)$$

式中, 失谐量分别为 $\Delta_{1,2} = \omega_3 - \omega_{1,2} - \omega_{01}$, $\Delta_3 = \omega_3 - \omega_4 - \omega_{02}$, $\Omega_i (i = 1, 2, 3)$ 是相干场驱动能级 |3> 向能级 |1>, |2> 和 |4> 跃迁的 Rabi 频率. 其定义为

$$\Omega_{1,2} = \hbar^{-1} E_1 \boldsymbol{\mu}_{31,2} \cdot \hat{e}_1, \quad (2)$$

$$\Omega_3 = \hbar^{-1} E_2 \boldsymbol{\mu}_{34} \cdot \hat{e}_2, \quad (3)$$

式中 $E_{1,2}$ 和 $\hat{e}_{1,2}$ 分别是两个驱动场的复振幅和偏振方向矢量. $\boldsymbol{\mu}_{31,2} = \langle 3 | -er | 1, 2 \rangle$; $\boldsymbol{\mu}_{34} = \langle 3 | -er | 4 \rangle$ 分别是能级 |3> 向能级 |2>, |1> 和能级 |4> 跃迁电偶极矩的矩阵元, 在我们的系统中假设它们都为实数.

$A_{lk} = |l - k|$, 在 $l = k$ 时是粒子数算符; $l \neq k$ 是为偶极转变算符.

根据普遍库理论^[14(a)]并应用 Weisskopf-Wigner 近似^[14(b)]和旋转波近似下, 我们推导出了形如文献 [13] 的原子约化密度算符矩阵的运动方程.

$$\begin{aligned} \dot{\rho} = & - [H, \rho] + \frac{1}{2} r_1 (2A_{13} \rho A_{31} - A_{33} \rho - \rho A_{33}) \\ & + \frac{1}{2} r_2 (2A_{23} \rho A_{32} - A_{33} \rho - \rho A_{33}) \\ & + \frac{1}{2} r_3 (2A_{43} \rho A_{34} - A_{33} \rho - \rho A_{33}), \end{aligned} \quad (4)$$

这里 $r_k (k = 1, 2, 3)$ 是从上能级向下能级跃迁的自发辐射概率. 而原子变量的约化密度矩阵元运动方程写为

$$\dot{\rho}_{11} = (r_1 + r_{31} - r_{41}) \rho_{33} - (r_{12} + r_{13} + r_{14} + r_{41}) \rho_{11} + (r_{21} - r_{41}) \rho_{22} + i\Omega_1 (\rho_{13} - \rho_{31}) + r_{41}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{12} = & - \frac{1}{2} (r_{12} + r_{21} + r_{13} + r_{14} + r_{23} + r_{24}) \rho_{12} \\ & \cdot [(\Delta_1 - \Delta_2) \rho_{12} + \Omega_2 \rho_{13} - \Omega_1^* \rho_{32}], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{13} = & - \frac{1}{2} (r_1 + r_2 + r_3 + r_{12} + r_{13} + r_{14} \\ & + r_{31} + r_{32} + r_{34}) \rho_{13} + i\Omega_1 (\rho_{11} - \rho_{33}) \\ & + (\Omega_2 \rho_{12} + \Delta_1 \rho_{13} + \Omega_3 \rho_{14}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{14} = & - \frac{1}{2} (r_{12} + r_{13} + r_{14} + r_{41} + r_{42} + r_{43}) \rho_{14} \\ & + [\Omega_3 \rho_{13} + (\Delta_1 - \Delta_3) \rho_{14} - \Omega_1 \rho_{34}], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} = & (r_2 + r_{32} - r_{42}) \rho_{33} + (r_{12} - r_{42}) \rho_{11} \\ & - (r_{21} + r_{23} + r_{24} + r_{42}) \rho_{22} + r_{42} \rho_{44} \\ & + i\Omega_2 (\rho_{23} - \rho_{32}) + r_{42}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{23} = & - \frac{1}{2} (r_1 + r_2 + r_3 + r_{21} + r_{23} + r_{24} \\ & + r_{31} + r_{32} + r_{34}) \rho_{23} + (\Omega_1 \rho_{21} + \Delta_2 \rho_{23} \\ & + \Omega_3 \rho_{24}) + \Omega_2 (\rho_{22} - \rho_{33}), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{24} = - \frac{1}{2} (r_{21} + r_{23} + r_{24} + r_{41} + r_{42} + r_{43}) \rho_{24}$$

$$+ [\Omega_3 \rho_{23} (\Delta_2 - \Delta_3) \rho_{14} - \Omega_2 \rho_{34}], \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} = & - (r_1 + r_2 + r_3 + r_{31} + r_{32} + r_{34} + r_{43}) \rho_{33} \\ & + (r_{13} - r_{43}) \rho_{11} + (r_{23} - r_{43}) \rho_{22} + r_{43} \\ & + [\Omega_1 (\rho_{31} - \rho_{13}) + \Omega_2 (\rho_{32} - \rho_{23}) \\ & + \Omega_3 (\rho_{34} - \rho_{43})], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{34} = & - \frac{1}{2} (r_1 + r_2 + r_3 + r_{31} + r_{32} + r_{34} \\ & + r_{41} + r_{42} + r_{43}) \rho_{34} - i\Omega_3 (\rho_{44} - \rho_{33}) \\ & - (\Omega_1 \rho_{14} + \Omega_2 \rho_{24}) - i\Delta_3 \rho_{34}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中, r_1, r_2, r_3 分别为能级 |3> 向能级 |2>, |1> 和能级 |4> 跃迁的自发辐射速率, 由式 $r_{1,2} = |\boldsymbol{\mu}_{31,2}|^2 (\omega_3 - \omega_{1,2})^3 / 3\pi\epsilon_0 \hbar c^3$ 和 $r_3 = |\boldsymbol{\mu}_{34}|^2 (\omega_3 - \omega_4)^3 / 3\pi\epsilon_0 \hbar c^3$ 给出. 同时, 唯象的引入弛豫速率和非相干激发速率, r_{41}, r_{42} 分别是能级 |4> 向能级 |1>, |2> 的衰变速率, r_{14}, r_{24} 为非相干激发速率, r_{12}, r_{21} 表示能级 |1>, |2> 之间的粒子非相干转移速率; r_{34}, r_{43} 表示能级 |3>, |4> 之间的转移速率. 在推导 (5)–(13) 式的过程中, 利用了归一化条件 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$. 方程 (5)–(13) 可以表示为如下矢量形式, 这是一个常系数一阶线性微分方程组^[15,16]

$$\frac{d}{dt} \hat{\Psi} = \hat{L} \hat{\Psi} + \hat{I}, \quad (14)$$

其中

$$\hat{\Psi}_1 = \rho_{11}, \hat{\Psi}_2 = \rho_{12}, \hat{\Psi}_5 = \hat{\Psi}_1^*, \hat{\Psi}_3 = \rho_{13}, \hat{\Psi}_9 = \hat{\Psi}_3^*; \quad (15)$$

$$\hat{\Psi} = \rho_{14}, \hat{\Psi}_{13} = \hat{\Psi}_4^*, \hat{\Psi}_6 = \rho_{22}, \hat{\Psi}_7 = \rho_{23}, \hat{\Psi}_{10} = \hat{\Psi}_7^*; \quad (16)$$

$$\hat{\Psi}_8 = \rho_{24}, \hat{\Psi}_{14} = \hat{\Psi}_8^*, \hat{\Psi}_{11} = \rho_{33}, \hat{\Psi}_{12} = \rho_{34}, \hat{\Psi}_{15} = \hat{\Psi}_{12}^*. \quad (17)$$

因而, 它有如下的形式解:

$$\hat{\Psi}(t + \tau) = e^{t\hat{L}} \hat{\Psi}(t) + \hat{L}^{-1} [e^{t\hat{L}} - 1] \hat{I}, \quad (18)$$

其稳态解为

$$\hat{\Psi}(\infty) = -\hat{L}^{-1} \hat{I}. \quad (19)$$

3 光谱计算

在我们所讨论的四能级系统中, 我们认为: 两驱动场的频率是完全不相同的, 它们各自诱导各自的原子极化率, 产生各自的散射光场, 可完全忽略两光场之间的相关性. 即两光场诱导的原子极化是相互独立的. 我们知道共振荧光谱是正比稳态相关函数 $\lim_{t \rightarrow \infty} \langle E^{(-)}(\mathbf{r}, t + \tau) \cdot E^{(+)}(\mathbf{r}, t) \rangle$ 的 Fourier 变换.

因为原子的极化算符在远场条件下有如下形式：

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0^{(+)} - \frac{\omega_0^2}{c^2 \mathbf{r}} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{d}}) \mathbf{P}^{(+)} \left[t - \frac{r}{c} \right], \quad (20)$$

式中 $\mathbf{E}^{(+)}$ 是总电场算符的正频部分, $\mathbf{E}_0^{(+)}$ 是相应其次方程的解; $\hat{\mathbf{n}}$ 和 $\hat{\mathbf{d}}$ 分别为观察方向和电偶极矩方向的单位矢量. 除了前向场和原子的极化算符成正比关系. 因此计算光谱时, 我们只需考虑原子的相关算符就可以了, 即

$$I(t + \tau, t) = \langle \mathbf{P}^-(t + \tau) \mathbf{P}^+(t) \rangle, \quad (21)$$

极化算符的负频部分可以表示为

$$\hat{P}_{\omega_{01}}^-(t) = \boldsymbol{\mu}_{31} A_{31} + \boldsymbol{\mu}_{32} A_{32}, \quad (22)$$

$$\hat{P}_{\omega_{02}}^-(t) = \boldsymbol{\mu}_{34} A_{34}, \quad (23)$$

正频部分是

$$\hat{P}_{\omega_{01}}^+(t) = [\hat{P}_{\omega_{01}}^-(t)]^*; \hat{P}_{\omega_{02}}^+(t) = [\hat{P}_{\omega_{02}}^-(t)]^*. \quad (24)$$

上式中, 脚标 ω_{01}, ω_{02} 表示两个驱动场. 应用 (15) — (17) 式的代换和方程组的解 (18) 式, 加之量子回归理论^[17], 可以得到 (21) 式的二次时间平均. 对其进行 Fourier 变换, 并取 $t \rightarrow \infty$ 时可以得到系统的非相干荧光谱;

$$S^{(1,2)}(\omega) = \text{Re} \Gamma^{(1,2)}(Z) |_{Z=i\omega}. \quad (25)$$

在这里,

$$\begin{aligned} \hat{I}_{\omega_{01}}^{(1)} = & |\boldsymbol{\mu}_{31}|^2 \{ \hat{M}_{3,1}(Z_1) \Psi_9(\infty) \\ & + \hat{M}_{3,2}(Z_1) \Psi_{10}(\infty) + \hat{M}_{3,3}(Z_1) \Psi_{11}(\infty) \\ & + \hat{M}_{3,4}(Z_1) \Psi_{12}(\infty) + \sum_{j=1}^{15} \hat{N}_{3,j}(Z_1) \hat{Y}_j \Psi_9(\infty) \} \\ & + |\boldsymbol{\mu}_{32}|^2 \{ \hat{M}_{7,5}(Z_1) \Psi_9(\infty) \\ & + \hat{M}_{7,6}(Z_1) \Psi_{10}(\infty) + \hat{M}_{7,7}(Z_1) \Psi_{11}(\infty) \\ & + \hat{M}_{7,8}(Z_1) \Psi_{12}(\infty) + \sum_{j=1}^{15} \hat{N}_{7,j}(Z_1) \hat{Y}_j \Psi_{10}(\infty) \}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \hat{I}_{\omega_{02}}^{(2)} = & |\boldsymbol{\mu}_{34}|^2 \{ \hat{M}_{15,13}(Z_2) \Psi_9(\infty) \\ & + \hat{M}_{15,14}(Z_2) \Psi_{10}(\infty) \\ & + \hat{M}_{15,15}(Z_2) \Psi_{11}(\infty) \\ & + \sum_{j=1}^{15} \hat{N}_{15,j}(Z_2) \hat{Y}_j \Psi_{12}(\infty) \}. \end{aligned} \quad (27)$$

对于由频率为 ω_{01} 的驱动场所诱导的荧光, $Z_1 = Z - i\omega_{01}$; 由频率为 ω_{02} 的驱动场所诱导的荧光, $Z_2 = Z - i\omega_{02}$. 上式中矩阵 \hat{M} 和 \hat{N} 的定义如下:

$$\hat{M}(Z) = (Z - \hat{L})^{-1}, \quad (28)$$

$$\hat{N}(Z) = \hat{L}^{-1} \hat{M}(Z). \quad (29)$$

4 数值分析

在数值计算中, 以 r_3^{-1} 为单位, 时间以 $\tau = r_3 t$ 为单位, Rabi 频率 Ω_i 取为 Ω_i/r_3 ($i=1, 2, 3$), 并且取 $\Omega_1 = \Omega_2$, 无量纲的转换速率 r_{ij} 也由 r_{ij}/r_3 给出. 光谱图中横坐标的频率值将由 $(\omega - \omega_{01,02})/r_3$ 给出.

当我们考虑一个驱动场 ω_{02} 作用时, 并且只观察能级 |3> 到 |4> 的共振荧光谱, 这时能级 |3>, |4> 类似二能级系统. 利用方程 (25) 得到了和二能级的共振荧光谱即 Mollow 光谱的轮廓完全相同的共振荧光谱, 只是大小略有不同 (如图 2 所示). 这是因为在我们的系统中激发态 |3> 存在着向 |2>, |1> 能级衰变的缘故.

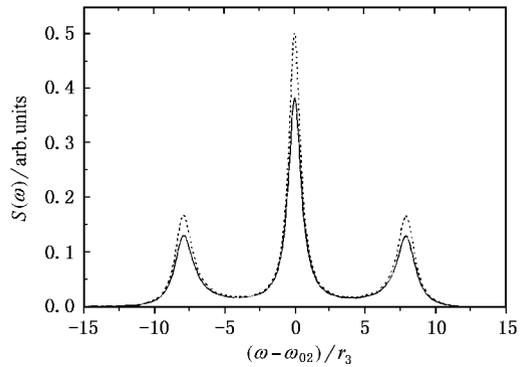


图 2 准 Λ 型四能级系统从能级 |3> 向能级 |4> 跃迁的自发辐射光谱 ($r_1 = r_2 = 0.05, r_{14} = r_{24} = 0.25, \omega_{21} = 0.01, \Omega_1 = \Omega_2 = 0, \Omega_3 = 4$, 虚线为 Mollow 二能级光谱)

4.1 自发辐射光谱随 Rabi 频率的变化

图 3 和图 4 表示的是在不同的 Rabi 频率情况下从能级 |3> 到 |1>, |2> 中间态和 |3> 到 |4> 辐射的共振荧光谱的变化. 在共振荧光谱中可以清楚地看到三个很窄的谱线. 从很小的 Rabi 频率 (如 $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.3, \Omega_3 = 0.2$), 到较大情况 ($\Omega_1 = \Omega_2 = 6, \Omega_3 = 8$) 均可获得超窄谱线. 辐射谱线之间的间隔随 Rabi 频率 Ω_1, Ω_2 和 Ω_3 的变化趋势正好相反. 随 Rabi 频率 Ω_1, Ω_2 的增加谱线间隔变小, 随 Rabi 频率 Ω_3 的增加谱线间隔变大. 但是, 谱线的线宽随 Rabi 频率的增加而变得更窄. 同时 |3> 到 |4> 能级辐射的外边带峰变得相对较小, 而三个超窄谱线强度较强. 当 Rabi 频率 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ 为零或 Ω_3 为零时,

便观察不到超窄谱线现象. 这表明了超窄谱线的产生是和多通道的激发有关, 失去了一个通道, 便不满足其产生条件.

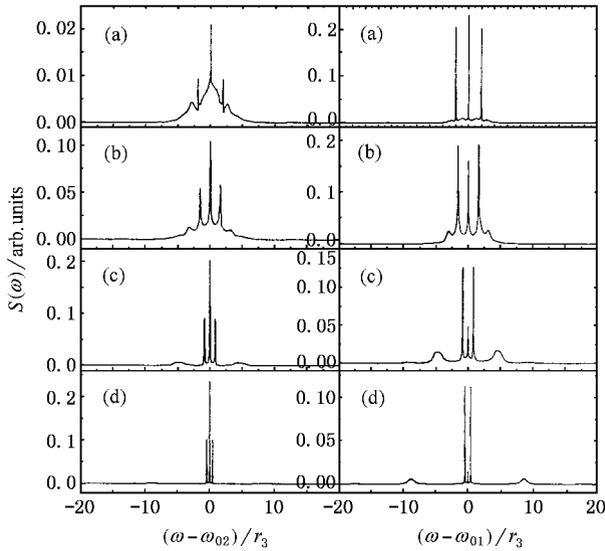


图 3 共振荧光谱随 Rabi 频率 Ω_1, Ω_2 的变化 (右) 能级 |3> 向能级 |2>, |1> 跃迁 (左) 能级 |3> 向能级 |4> 跃迁 (其中 $r_1 = r_2 = 0.5, r_3 = 1, \Omega_3 = 2; \omega_{21} = 2$). (a) $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.3$ (b) $\Omega_1 = \Omega_2 = 1$; (c) $\Omega_1 = \Omega_2 = 3$ (d) $\Omega_1 = \Omega_2 = 6$)

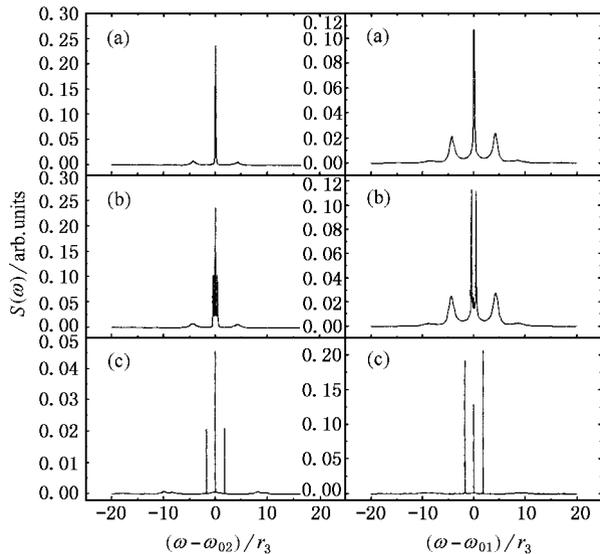


图 4 共振荧光谱随 Rabi 频率 Ω_3 的变化 (右) 能级 |3> 向能级 |2>, |1> 跃迁 (左) 能级 |3> 向能级 |4> 跃迁 (其中 $r_1 = r_2 = 0.5, r_3 = 1, \Omega_1 = \Omega_2 = 3; \omega_{21} = 2$). (a) $\Omega_3 = 0.2$ (b) $\Omega_3 = 1$ (c) $\Omega_3 = 8$)

根据缀饰态理论的密度矩阵运动方程^[10], 可获得与共振荧光各个峰对应的辐射频率, 其中共振荧光的三个窄谱线辐射频率分别为 $2G, 0, -2G$.

$$G = - \left[\Omega^2 + \frac{\omega_{21}^2}{8} + \frac{\Omega_3^2}{2} - \frac{1}{8} \sqrt{-16\omega_{21}^2\Omega_3^2 + (-\Omega^2 - \omega_{21}^2 - 4\Omega_3^2)^2} \right]^{1/2},$$

($\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$), 显然它们是 Rabi 频率和能级间隔的函数. 图 5 表示着 $2G, 0, -2G$ 随 Rabi 频率的变化规律, 这一结果可对谱线间隔随 Rabi 频率的变化给出很好的解释.

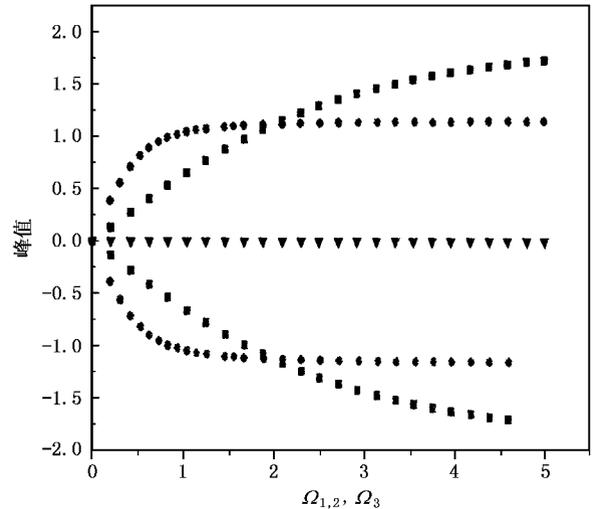


图 5 超窄辐射谱线频率随 Rabi 频率的变化 (其中, 方点对应着 $2G, -2G$ 随 Ω_3 的变化; 圆点对应着 $2G, -2G$ 随 $\Omega_{1,2}$ 的变化; 倒三角表示着 0 辐射频率随 $\Omega_{1,2}$ 的变化)

和 Λ 系统的计算结果相似^[10], 光谱在离共振时就失去了对称性, 但仍然可以观察到超窄谱线.

如图 6 所示, 当能级 |2>, |1> 之间的间隔较小时, 三条超窄谱线的间隔也非常小, 随能级间隔的增加, 谱线也同时分开. 但当能级之间的间隔大于 Rabi 频率时谱线开始变宽.

4.2 能级间弛豫和非相干激发对光谱的影响

由于原子间的碰撞会引起能量转移, 因此当考虑能级 |1>, |2> 之间的转换速率对自发辐射光谱的影响时, 我们发现随着 r_{12}, r_{21} 增加, 光谱中间三个峰的强度迅速变小, 线宽迅速变宽. 在 $r_{12} = r_{21} = 0.5$ 时它们已不可分辨. 如图 7 和图 8 所示.

同样随能级 |4> 和能级 |1>, |2> 之间转换速率的增加, 对能级 |3> 向能级 |1>, |2> 跃迁和 |3> 到 |4> 跃迁, 自发辐射光谱中间三个峰的宽度迅速增加, 同时, 两侧峰的强度也在下降. 当 $r_{41} = r_{42} = r_{14} = r_{24} = 0.4$ 时它们已不能分辨. 很显然, 能级间的粒子交换

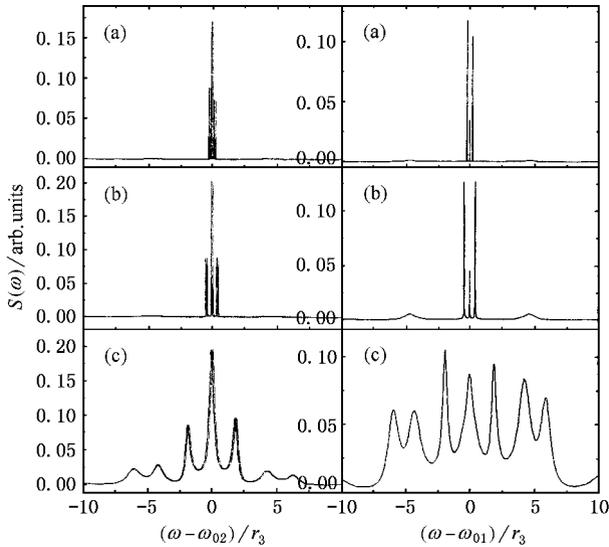


图6 共振荧光谱随能级 $|2\rangle, |1\rangle$ 之间的间隔变化 (右)能级 $|3\rangle$ 向能级 $|2\rangle, |1\rangle$ 跃迁 (左)能级 $|3\rangle$ 向能级 $|4\rangle$ 跃迁 (其中 $r_1 = r_2 = 0.5, r_3 = 1, \Omega_1 = \Omega_2 = 3, \Omega_3 = 2; \Delta_1 = \omega_{21}/2, \Delta_3 = 0$) (a) $\omega_{21} = 0.5$ (b) $\omega_{21} = 1$ (c) $\omega_{21} = 5$)

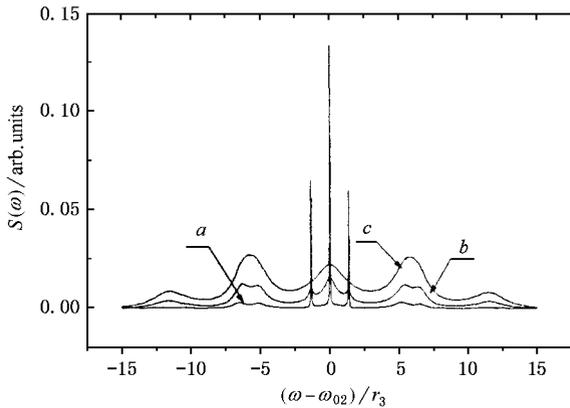


图7 从能级 $|3\rangle$ 向能级 $|4\rangle$ 跃迁的共振荧光谱对能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间转换速率的变化 (其中 $r_1 = r_2 = 0.5, \Omega_1 = \Omega_2 = 3; \Omega_3 = 4; \omega_{21} = 2$) (a) $r_{12} = r_{21} = 0$ (b) $r_{12} = r_{21} = 0.25$ (c) $r_{12} = r_{21} = 1$)

的速率较大时,使得能级之间粒子的区分度减弱.由前面的密度矩阵运动方程也可以知道,能级间的弛豫过程对原子间的相干性有很大的削弱作用,从而影响了激发通道间的相互作用.

总结上面的结果我们发现:1)只有一个激发通

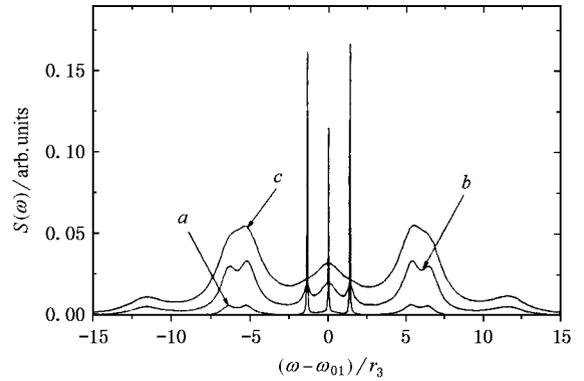


图8 从能级 $|3\rangle$ 向能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 跃迁的共振荧光谱对能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间转换速率的变化 (其中 $r_1 = r_2 = 0.5, \Omega_1 = \Omega_2 = 3; \Omega_3 = 4; \omega_{21} = 2$) (a) $r_{12} = r_{21} = 0$ (b) $r_{12} = r_{21} = 0.3$ (c) $r_{12} = r_{21} = 1$)

道时不产生窄谱线.2)能级间的弛豫会破坏谱线变窄.3)能级间隔大于 Rabi 频率时谱线开始变宽.4)除了能级 $|3\rangle$ 向能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 跃迁和 $|3\rangle$ 到 $|4\rangle$ 跃迁的自发辐射之外没有其他的各项弛豫时,在 Rabi 频率较大的变化范围内均可获得谱线变窄,且谱线间隔随 Rabi 频率变化.

这些结果清楚地表明窄谱线的变化特性和 Rabi 频率密切相关,同时当多通道激发受到影响时或只有单通道激发时是不会产生超窄谱线辐射的.因此我们认为超窄谱线的产生是多通道量子干涉的结果.在准 Λ 型四能级系统的研究中我们发现由于多通道量子干涉的作用,除了产生超窄谱线外,同时也产生如无粒子数反转的增益,和粒子数量子捕获等相关效应.我们将在另外的文章中给出详细的描述.

5 结 论

通过上面数值的分析,我们发现:在双相干场激励作用下准 Λ 型四能级系统存在超窄光谱线,即在共振条件下两边辐射的共振荧光各均出现了三条很窄的谱线,且谱线的线宽随 Rabi 频率的增加而变得更窄.谱线之间的距离和 Rabi 频率有关.超窄谱线宽度受能级之间的弛豫和非相干激发影响较大.

- [1] Zibrov A S, Lukin M D *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3935
 [2] Hartig W and Walther H 1973 *Appl. Phys.* **1** 171
 [3] Wu F Y, Grove R E and Ezekiel S 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 1426
 [4] Wineland D J and Itano W M 1981 *Phys. Lett.* **82A** 75

- [5] Bergquist J C, Hulet R G, Itano W M and Wineland D J 1986 *Phys. Rev. Lett.* **14** 1699
 [6] Schuda F *et al* 1974 *J. Phys.* **B7** L198
 [7] Goy P *et al* 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 1903

- [8] Kleppner D 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 233
- [9] Cardimona D A , Raymer M G and Stroud C R 1982 *J. Phys.* **B15** 55
- [10] Narducci L M , Scully M O *et al* 1990 *Phys. Rev.* **A42** 1630
- [11] Gauthier D J , Zhu Y and Mossberg T W 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2460
- [12] Zhou P and Swain S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 832
- [13] Zhou P and Swain S 1997 *Phys. Rev.* **A56** 3011
- [14] (a) Murray Sargent III , Scully M O and Lamb W E Jr. 1974 *Laser Physics* (Addison-Wesley , Reading , MA) , Chap. 16 , p279
(b) Chap. 16 , p 274 ,(c) Chap. 2 , p 18
- [15] Hwang Lee , Pavel Polynkin , Scully M O and Zhu S Y 1997 *Phys. Rev.* **A55** 4454
- [16] Fleischhauer M *et al* 1992 *Opt. Commun.* **94** 599
- [17] Claude Cohen-Tannoudji 1992 *Interaction Between Atoms and Photons* (John Wiley & Sons , Inc.) Chap.4 , p350

A study on the ultranarrow spectra in a driven quasi - Λ - four -level system

Zhang Xiang-Yang¹⁾ Li Yong-Fang¹⁾ Sun Jian-Feng¹⁾ Wang Yong-Chang²⁾

¹⁾*Colleg of Physics and Information Technology , Shaanxi Normal University , Xi 'an 710062 ,China)*

²⁾*Modern Physics Institute , Xi 'an Jiaotong University , Xi 'an 710049 ,China)*

(Received 6 June 2001 ; revised manuscript received 19 July 2001)

ABSTRACT

We present a new Quasi- Λ -model-four-level system based on a general three-level Λ -model and investigate the resonant fluorescence spectroscopy in detail. There are three ultra-narrow spectral lines in the spontaneous emission spectra from upper level to lower-lying levels of the two emission channels , which occur over a wide range of the parameters. The appearance of the three ultra-narrow spectral lines is closely related with Rabi frequency of the two coherence driving fields ; and the larger the Rabi frequency , the narrower the lines. The effect of line narrowing does n 't occur when there is only a coherence driving field. While the incoherent transition and the collisional decay between the energy levels destroy the feature of the spectral narrowing which may be considered to be the result of the multi-channel quantum interference.

Keywords : spectral narrowing , quasi- Λ -model-four-level system , multi-channel quantum interference

PACC : 3250 , 3270