

三原子体系的合作共振荧光*

吴 强

(中国科学技术大学基础物理中心, 合肥 230026)

姚 焜 郭光灿

(中国科学技术大学物理系, 合肥 230026)

提 要

本文用缀饰原子本征态的方法, 导出三原子体系合作共振荧光过程的主方程。求出了共振荧光的谱线结构, 各谱线的权重比及各谱线的弛豫速率。文中报道了三原子共振荧光由七条谱线组成, 每条谱线又有自己的精细结构。作者认为各谱线的分裂原因在于缀饰原子偶极矩之间的相互耦合。

关键词: 缀饰原子, 共振荧光, 合作效应。

一、引 言

对于多原子体系的合作共振荧光已有许多科学家作过理论上的研究^[1~5], 主要方法是用多原子的耦合波函数求解密度矩阵的运动方程, 但在处理 N 较大的问题时, 很难导出密度矩阵的运动方程。近来顾敏等研究了双原子系统的共振荧光, 获得一些新的结果^[6,7]。但尚未有人对三原子体系共振荧光作专门的研究。

本文用缀饰原子本征态的方法, 求出三原子体系合作共振荧光的谱线结构及其特性。

二、三原子体系缀饰态及能级分布

处于强激光泵浦下的三原子体系, 当原子之间距离远小于激光波长时, 会产生合作共振荧光。这时总哈密顿量为

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + \sum_k \hbar\omega_k a_k^\dagger a_k + V, \\ H_0 &= \hbar\omega_0 R_z + \hbar\omega a^\dagger a + \hbar g [R_+ a + R_- a^\dagger], \quad R_z = \sum_{i=1}^3 s_{zi}, \\ V &= \sum_k \hbar g_k [R^+ a_k + R^- a_k^\dagger], \quad R^\pm = \sum_{i=1}^3 s_i^\pm \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 s_{zi} , s_i^\pm 分别为单原子粒子数反转算符与上升、下降算符, a^\dagger , a_k^\dagger 分别为激光场与真空热光场的产生算符。按照角动量理论三原子体系可以构成 Dicke 态, 用 $|r, m\rangle$ 表示^[8], 若定义 $R^2 = R_z^2 + (1/2)R^+R^- + (1/2)R^-R^+$, 则有

收稿日期: 1991 年 1 月 2 日; 收到修改稿日期: 1991 年 2 月 25 日

* 国家自然科学基金资助的项目。

$$\left. \begin{aligned} R^2|r, m\rangle &= r(r+1)|r, m\rangle, & -(N/2) \leq r \leq (N/2), & (N=3) \\ R_2|r, m\rangle &= m|r, m\rangle, & (m=r, r-1, \dots, -r) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

令 $H_0 = H_1 + H_2$, 其中 $H_1 = \hbar\omega_0 R_z + \hbar\omega a^\dagger a$, $H_2 = \hbar g [R^+ a + R^- a^\dagger]$, 且可证得 $[H_1, H_2] = 0$, 故 H_1, H_2 有共同本征态。在共振情况下 ($\omega = \omega_0$), 可由三原子 Dicke 态与激光场的福克态的直积构成 H_1 的 8 个简并本征态。

$$\begin{aligned} |\textcircled{1}n\rangle &= \left| \frac{3}{2} \frac{3}{2} n \right\rangle, & |\textcircled{2}n\rangle &= \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2} n+1 \right\rangle, & |\textcircled{3}n\rangle &= \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} n+2 \right\rangle \\ |\textcircled{4}n\rangle &= \left| \frac{3}{2} - \frac{3}{2} n+3 \right\rangle, & |\textcircled{5}n\rangle &= \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} n+1 \right\rangle, & |\textcircled{6}n\rangle &= \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} n+2 \right\rangle \\ |\textcircled{7}n\rangle &= \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} n+1 \right\rangle, & |\textcircled{8}n\rangle &= \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} n+2 \right\rangle. \end{aligned}$$

这里

$$\left| \frac{3}{2} \frac{3}{2} n \right\rangle = \left| \frac{3}{2} \frac{3}{2} \right\rangle |n\rangle, \quad a^\dagger a |n\rangle = n |n\rangle. \quad (n=0, 1, 2, \dots, \infty) \quad (3)$$

称这些态为三原子体系的裸原子态。在 H_2 作用下, $|\textcircled{1}n\rangle \sim |\textcircled{4}n\rangle$ 构成封闭子空间。同样, $|\textcircled{5}n\rangle, |\textcircled{6}n\rangle, |\textcircled{7}n\rangle, |\textcircled{8}n\rangle$ 也各构成封闭子空间。为了求出 H_0 的本征态 (也称之为三原子 Dicke 缀饰态), 首先求出 H_2 在 $|\textcircled{i}n\rangle, (i=1, 2, 3, 4)$ 子空间中的四阶子矩阵

$$H_2 = \begin{bmatrix} 0 & A & 0 & 0 \\ A & 0 & B & 0 \\ 0 & B & 0 & C \\ 0 & 0 & C & 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中 $A = \sqrt{3(n+1)} \hbar g, B = 2\sqrt{n+2} \hbar g, C = \sqrt{3(n+3)} \hbar g$, 将此矩阵对角化, 可以求出 H_2 的本征态, 也即为 H_0 的本征态, 记之为 $|\dot{i}n\rangle (i=1, 2, 3, 4)$ 容易计算出 $|\dot{i}n\rangle$ 与 $|\textcircled{i}n\rangle$ 的变换关系为:

$$|\dot{i}n\rangle = \frac{1}{\sqrt{X_i}} \left[\frac{A}{\lambda_i^2 - A^2} |\textcircled{1}n\rangle + \frac{\lambda_i}{\lambda_i^2 - A^2} |\textcircled{2}n\rangle + B^{-1} |\textcircled{3}n\rangle + \frac{C}{B\lambda_i} |\textcircled{4}n\rangle \right], \quad (5)$$

和逆变换关系

$$\left. \begin{aligned} |\textcircled{1}n\rangle &= \sum_{i=1}^4 \frac{1}{\sqrt{X_i}} \frac{A}{\lambda_i^2 - A^2} |\dot{i}n\rangle, & |\textcircled{2}n\rangle &= \sum_{i=1}^4 \frac{1}{\sqrt{X_i}} \frac{\lambda_i}{\lambda_i^2 - A^2} |\dot{i}n\rangle, \\ |\textcircled{3}n\rangle &= \sum_{i=1}^4 \frac{1}{\sqrt{X_i}} B^{-1} |\dot{i}n\rangle, & |\textcircled{4}n\rangle &= \sum_{i=1}^4 \frac{1}{\sqrt{X_i}} \frac{C}{B\lambda_i} |\dot{i}n\rangle, \\ X_i &= \frac{\lambda_i^2 + C^2}{B^2 \lambda_i^2} + \frac{\lambda_i^2 + A^2}{(\lambda_i^2 - A^2)^2}, \\ \lambda_{1,2} &= \pm \sqrt{5(n+2) + \sqrt{16(n+2)^2 + 9} \hbar g}, \\ \lambda_{3,4} &= \pm \sqrt{5(n+2) - \sqrt{16(n+2)^2 + 9} \hbar g}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

且有

$$|H_0|\dot{i}n\rangle = \{\hbar\omega[n + (3/2)] + \lambda_i\} |\dot{i}n\rangle = E_0^{in} |\dot{i}n\rangle. \quad (7)$$

若强光场为准经典光场 ($\bar{n} \gg \Delta n \gg 1$) 则有 $\sqrt{16(n+2)^2 + 9} \approx 4(n+2)$, 这样导致

$$\lambda_{1,2} \approx \pm 3\sqrt{n+2} \hbar g, \quad \lambda_{3,4} \approx \pm \sqrt{n+2} \hbar g. \quad (8)$$

类似地可在另外二个封闭子空间得到相应的 H_c 的本征态。在共振时有

$$\left. \begin{aligned}
 |5n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} |⑤n\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |⑥n\rangle, & |6n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} |⑤n\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} |⑥n\rangle, \\
 |7n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} |⑦n'\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |⑧n'\rangle, & |8n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} |⑦n'\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} |⑧n'\rangle
 \end{aligned} \right\} (9)$$

$$H_0 |in\rangle = \{ \hbar\omega [n + (3/2)] + \lambda_i \} |in\rangle, \quad (i=5, 6, 7, 8)$$

$$\lambda_{5,6} = \pm \sqrt{n+2} \hbar g, \quad \lambda_{7,8} = \pm \sqrt{n+2} \hbar g,$$

于是可以画出三原子 Dicke 缀饰态的能级图如图 1 所示。显然, 当它与真空热光场相互作用时会产生七条荧光谱线。

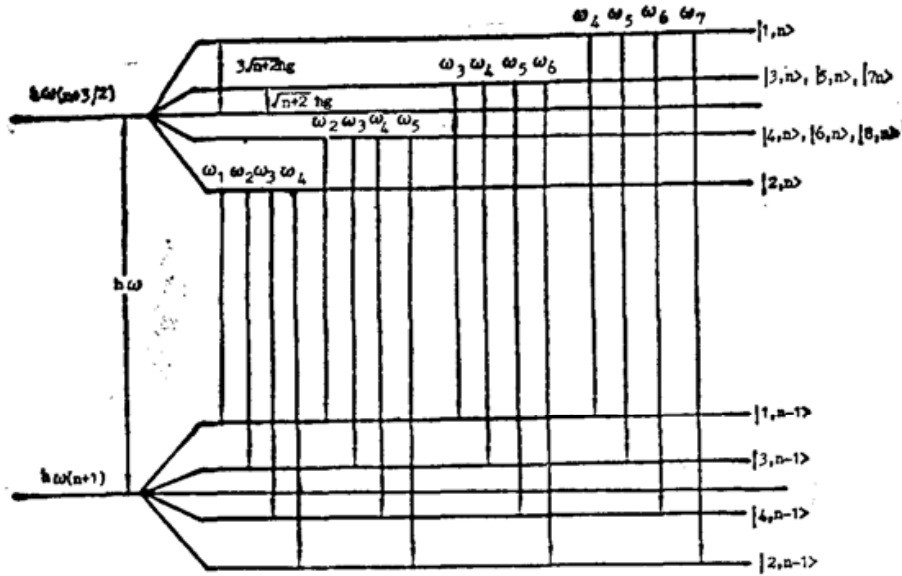


Fig. 1 Energy levels and transition of dressed atom states

$$\begin{aligned}
 \omega_1 &= \omega - 6 \sqrt{n+2} g, & \omega_2 &= \omega - 4 \sqrt{n+2} g, \\
 \omega_3 &= \omega - 2g \sqrt{n+2}, & \omega_4 &= \omega, & \omega_5 &= \omega + 2g \sqrt{n+2}, \\
 \omega_6 &= \omega + 4 g \sqrt{n+2}, & \omega_7 &= \omega + 6g \sqrt{n+2}.
 \end{aligned}$$

三、三原子 Dicke 缀饰态与真空热光场作用的主方程

在久期近似下^[10], 只考虑在能级图上相邻的封闭子空间之间的跃迁, 则可以大大简化主方程。并可以将 R^+ , R^- 写成投影算符的形式

$$\begin{aligned}
 R^+ &= \sum_n \left[\sqrt{3} \left| \frac{3}{2} \frac{3}{2} n \right\rangle \left\langle \frac{3}{2} \frac{1}{2} n \right| + 2 \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2} n \right\rangle \left\langle \frac{3}{2} - \frac{1}{2} n \right| + \sqrt{3} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} n \right\rangle \right. \\
 &\quad \left. \left\langle \frac{3}{2} - \frac{3}{2} n \right| + \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} n \right\rangle \left\langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} n \right| + \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} n \right\rangle \left\langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} n \right| \right]. \quad (10)
 \end{aligned}$$

$R^- = [R^+]^+$ 若只考虑 $|①n\rangle$ ($i=1, 2, 3, 4$) 封闭子空间, 则最后二项可以略去, 并将(5)式代入(10)式得

$$\left. \begin{aligned}
 R^+ &= \sum_n \sum_{i,j=1}^4 [A_{ij} |①n\rangle \langle j n-1| + B_{ij} |①n-1\rangle \langle j n-2| + C_{ij} |①n-2\rangle \langle j n-3|], \\
 A_{ij} &= \frac{1}{\sqrt{X_i X_j}} \frac{\sqrt{3} A \lambda_j}{(\lambda_j^2 - A^2)(\lambda_i^2 - A^2)}, & B_{ij} &= \frac{1}{\sqrt{X_i X_j}} \frac{2\lambda_i}{B(\lambda_i^2 - A^2)}, & C_{ij} &= \frac{1}{\sqrt{X_i X_j}} \frac{\sqrt{3} C}{B^2 \lambda_j}.
 \end{aligned} \right\} (11)$$

由密度算符的主方程理论可以写出三原子 Dicke 缀饰态与真空热光场相互作用的主方程^[9]。设 $s(t)$ 为三原子 Dicke 缀饰态的密度算符, 并假定热光场处于真空态, 即 $\bar{n}_{ij}=0$, 且设 $r_{ij}=r$ 与频率无关, 则有

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial s(t)}{\partial t} &= \frac{1}{i\hbar} [H_0 s(t)] - \sum_{i'j'}^{1 \sim 4} \delta(\omega_{i'j'}^+ - \omega_{i'j'}^-) \left\{ [R_{i'j'}^+ R_{i'j'}^- s(t) - R_{i'j'}^- s(t) R_{i'j'}^+] \frac{r}{2} \right. \\ &\quad \left. - [R_{i'j'}^- s(t) R_{i'j'}^+ - s(t) R_{i'j'}^+ R_{i'j'}^-] \frac{r}{2} \right\}, \\ R_{ij}^+ &= \sum_n [A_{ij} |i n\rangle \langle j n-1| + B_{ij} |i n-1\rangle \langle j n-2| + C_{ij} |i n-2\rangle \langle j n-3|] \\ R_{ij}^- &= [R_{ij}^+]^+, \quad \omega_{ij}^+ = \omega + [(\lambda_i - \lambda_j)/\hbar], \quad \omega_{ij}^- = -\omega_{ij}^+ \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

四、共振荧光性质

在这一节里我们要计算三原子 Dicke 缀饰态各谱线强度的权重比, 及其弛豫速率, 为此要先计算粒子数分布的稳定解。

定义 $\Pi_{in} = \langle in | s | in \rangle$ 为三原子缀饰态处于 $|in\rangle$ 的粒子数分布。由主方程可以写出粒子数分布的运动方程。

$$\left. \begin{aligned} \dot{\Pi}_{in} &= \sum_{j=1}^4 [-\Pi_{in} \dot{\Gamma}_n + \dot{\Gamma}_{ij} \Pi_{jn+1}], \quad (i=1, 2, 3, 4) \\ \dot{\Gamma}_{ij} &= d_{ij}^2, \quad d_{ij} = (A_{ij} + B_{ij} + C_{ij}) \sqrt{r_{ij}}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

若强泵浦场为准经典光场 ($\bar{n} \gg \Delta n \gg 1$) 则可作周期性近似^[10], 即认为

$$P_0(n) \approx P_0(n+1), \quad \Pi_{i,n+1} \approx \Pi_{i,n} = P_0(n) \Pi_i, \quad (14)$$

式中 $P_0(n)$ 为强光场处于福克态 $|n\rangle$ 的几率, Π_i 定义为原子的约化粒子数, 将(14)式代入(13)式则有,

$$\dot{\Pi}_i = \sum_{j=1}^4 [-\Pi_i \dot{\Gamma}_n + \dot{\Gamma}_{ij} \Pi_j], \quad (i=1, 2, 3, 4) \quad (15)$$

$\sum_{j=1}^4$ 表示对 j 求和不包含 $j=i$ 的项。

为求稳定解, 可令 $\dot{\Pi}_i = 0$, 得一齐次方程组。

$$\sum_{j=1}^4 [-\Pi_i \dot{\Gamma}_n + \dot{\Gamma}_{ij} \Pi_j] = 0, \quad (16)$$

再假定

$$\sum_{i=1}^4 \Pi_i = 1. \quad (17)$$

经计算(17)式的系数行列式为零, 故有非零解。将(16)、(17)两式联立可解出 $\Pi_i (i=1, 2, 3, 4)$, 进而可算出各谱线的强度权重。用 $G(\omega_i)$ 表示 7 条谱线的强度权重。则有,

$$\left. \begin{aligned} G(\omega_1) &= \Pi_2 \dot{\Gamma}_{12}, \quad G(\omega_2) = \Pi_2 \dot{\Gamma}_{32} + \Pi_4 \dot{\Gamma}_{14}, \quad G(\omega_7) = \Pi_1 \dot{\Gamma}_{21} \\ G(\omega_3) &= \Pi_2 \dot{\Gamma}_{42} + \Pi_4 \dot{\Gamma}_{34} + \Pi_3 \dot{\Gamma}_{13}, \quad G(\omega_5) = \Pi_4 \dot{\Gamma}_{24} + \Pi_3 \dot{\Gamma}_{43} + \Pi_1 \dot{\Gamma}_{31}, \\ G(\omega_4) &= \Pi_2 \dot{\Gamma}_{22} + \Pi_4 \dot{\Gamma}_{44} + \Pi_3 \dot{\Gamma}_{33} + \Pi_1 \dot{\Gamma}_{11}, \quad G(\omega_6) = \Pi_3 \dot{\Gamma}_{23} + \Pi_1 \dot{\Gamma}_{41} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

(18)式虽然只考虑了 $|in\rangle (i=1, 2, 3, 4)$ 之间的跃迁, 但可设初始时刻三原子都处于激发

态,即处于 $\left| \frac{3}{2} \frac{3}{2} n \right\rangle$ 态 ($n=0, 1, \dots$),则在共振荧光过程中,三原子 Dicke 缀饰态总处于此封闭子空间中,这时共振荧光各谱线的强度权重比可由(18)式确定。为了计算各谱线的弛豫速率,须先写出相应的缀饰原子偶极矩的运动方程。定义 $\sigma_{ij}^+ = \langle in | s | jn-1 \rangle$, 在久期近似下由主方程可以得出各 σ_{ij}^+ 的运动方程组。

$$\dot{\sigma}_{21n}^+ = -i\omega_1\sigma_{21n}^+ - (1/2)(\Gamma_1 + \Gamma_2)\sigma_{21n}^+ + d_{11}d_{22}\sigma_{21n+1}^+, \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{\sigma}_n^+ &= -i\omega_2\sigma_{41n}^+ - (1/2)(\Gamma_1 + \Gamma_4)\sigma_{41n}^+ + d_{11}d_{44}\sigma_{41n+1}^+ + d_{42}d_{13}\sigma_{23n+1}^+, \\ \dot{\sigma}_{4123n}^+ &= -i\omega_2\sigma_{23n}^+ - (1/2)(\Gamma_2 + \Gamma_8)\sigma_{23n}^+ + d_{22}d_{33}\sigma_{23n+1}^+ + d_{31}d_{24}\sigma_{41n}^+, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{\sigma}_{24n}^+ &= -i\omega_8\sigma_{24n}^+ - (1/2)(\Gamma_2 + \Gamma_4)\sigma_{24n}^+ + d_{22}d_{44}\sigma_{24n+1}^+ + d_{24}d_{48}\sigma_{43n+1}^+ + d_{23}d_{41}\sigma_{31n+1}^+, \\ \dot{\sigma}_{43n}^+ &= -i\omega_8\sigma_{43n}^+ - (1/2)(\Gamma_4 + \Gamma_8)\sigma_{43n}^+ + d_{33}d_{44}\sigma_{43n+1}^+ + d_{42}d_{31}\sigma_{24n+1}^+ + d_{43}d_{31}\sigma_{31n+1}^+, \\ \dot{\sigma}_{31n}^+ &= -i\omega_8\sigma_{31n}^+ - (1/2)(\Gamma_1 + \Gamma_3)\sigma_{31n}^+ + d_{11}d_{33}\sigma_{31n+1}^+ + d_{32}d_{14}\sigma_{24n+1}^+ + d_{34}d_{13}\sigma_{43n+1}^+, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\dot{\sigma}_{ii}^+ = -i\omega_4\sigma_{ii}^+ - \Gamma_i\sigma_{ii}^+ + \sum_{j=1}^4 \Gamma_{ij}\sigma_{jjn+1}^+, \quad (i=1, 2, 3, 4) \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{\sigma}_{34n}^+ &= -i\omega_5\sigma_{34n}^+ - (1/2)(\Gamma_3 + \Gamma_4)\sigma_{34n}^+ + d_{31}d_{43}\sigma_{13n+1}^+ + d_{33}d_{44}\sigma_{34n+1}^+ + d_{34}d_{42}d_{42n+1}^+, \\ \dot{\sigma}_{42n}^+ &= -i\omega_5\sigma_{42n}^+ - (1/2)(\Gamma_4 + \Gamma_2)\sigma_{42n}^+ + d_{24}d_{43}\sigma_{34n+1}^+ + d_{41}d_{23}\sigma_{13n+1}^+ + d_{22}d_{44}\sigma_{42n+1}^+, \\ \dot{\sigma}_{13n}^+ &= -i\omega_5\sigma_{13n}^+ - (1/2)(\Gamma_1 + \Gamma_3)\sigma_{13n}^+ + d_{11}d_{33}\sigma_{13n+1}^+ + d_{14}d_{32}\sigma_{42n+1}^+ + d_{13}d_{34}\sigma_{34n+1}^+, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{\sigma}_{32n}^+ &= -i\omega_6\sigma_{32n}^+ - (1/2)(\Gamma_3 + \Gamma_2)\sigma_{32n}^+ + d_{33}d_{22}\sigma_{32n+1}^+ + d_{31}d_{24}\sigma_{14n+1}^+, \\ \dot{\sigma}_{14n}^+ &= -i\omega_6\sigma_{14n}^+ - (1/2)(\Gamma_1 + \Gamma_4)\sigma_{14n}^+ + d_{11}d_{44}\sigma_{14n+1}^+ + d_{13}d_{42}\sigma_{32n+1}^+, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

$$\dot{\sigma}_{12n}^+ = -i\omega_7\sigma_{12n}^+ - (1/2)(\Gamma_1 + \Gamma_2)\sigma_{12n}^+ + d_{11}d_{22}\sigma_{12n+1}^+, \quad (25)$$

在准经典光场情况下,作周期性近似,有

$$\sigma_{ij}^+ \approx \sigma_{ijn+1}^+. \quad (26)$$

将(26)式代入(19)~(25)式就可得各偶极矩的易解的微分方程组。再设 $\sigma_{ij}^+ = \sigma_{ij}^+(0) \cdot \exp[(-i\omega_l - L_l)t]$, ($l=1, 2, \dots, 7$), 代入则可解出 L_l ($l=1, 2, \dots, 7$) 即 7 条谱线的弛豫速率。除了 L_1, L_7 处,其余的 L_l 都有几个复数解,我们认为这是由于缀饰态偶极矩间的相互偶合,使谱线发生分裂,产生精细结构。

五、结 论

在表 1, 表 2 中分别列出了 $n=10, 50, 100, 500$ 时各谱线的强度权重比,及其弛豫速率的计算结果。由计算结果可知。

(1) 边上四条谱线的强度远小于中间三条谱线,约为中间三谱线的 $10^{-6} \sim 10^{-13}$ ($n=500$),这与 Agarwal 的结果一致^[5]。当 n 增大时,中央谱线与第一对边谱强度趋向 2:1。

(2) 中央谱线由一条弹性光谱和三条非弹性光谱组成。解的虚部意味着由于缀饰态偶极矩之间相互作用引起的拉姆(Lamb)位移。但拉姆位移远小于弛豫速率,所以实际上是很难分辨的。

(3) 与中央谱线相类似,第一对边谱也由三条不可分辨的谱线构成。第二对边谱产生较大的分裂,但因强度太小也不易观察到。

(4) 中央谱线的平均弛豫速率与第一边谱的平均弛豫速率之比约为 1:1.5,这与单原子共振荧光相同。

Table 1 The ratio of weight of intensity for 7 spectral lines

	$n=10$	$n=50$	$n=100$	$n=500$
$G(\omega_1)$	0.1757×10^{-6}	0.5772×10^{-9}	0.3996×10^{-10}	0.5892×10^{-13}
$G(\omega_2)$	0.2830×10^{-3}	0.1683×10^{-4}	0.4439×10^{-5}	0.1855×10^{-6}
$G(\omega_3)$	0.3235	0.3149	0.3137	0.3127
$G(\omega_4)$	0.5765	0.6150	0.6200	0.6240
$G(\omega_5)$	0.3235	0.3149	0.3137	0.3127
$G(\omega_6)$	0.2830×10^{-3}	0.1683×10^{-4}	0.4439×10^{-5}	0.1855×10^{-6}
$G(\omega_7)$	0.1757×10^{-6}	0.5772×10^{-9}	0.3996×10^{-10}	0.5892×10^{-13}

Table 2 The relaxation rate (solid part) and Lamb shift (imaginary part) of the spectral lines

	$n=10$		$n=50$		$n=100$		$n=500$	
	real	imag	real	imag	real	imag	real	imag
$L1/r$	5.3175		5.2646		5.2574		5.2514	
$L2/r(1)$	2.0058	+2.0328	2.0003	2.0311	2.0001	2.0310	2.0000	2.0310
$L2/r(2)$	2.0058	-2.0328	2.0003	-2.0311	2.0001	-2.0310	2.0000	-2.0310
$L3/r(1)$	0.4465	-0.596×10^{-7}	0.4615	-0.596×10^{-7}	0.4636	-0.596×10^{-7}	0.4654	-0.596×10^{-7}
$L3/r(2)$	3.4446	0.596×10^{-7}	3.4732	0.298×10^{-7}	3.4773	0.298×10^{-7}	3.4808	0.298×10^{-7}
$L3/r(3)$	1.7973	-0.596×10^{-7}	1.8010	0.596×10^{-7}	1.8017	0.596×10^{-7}	1.8023	0
$L4/r(1)$	0	0	0	0	0	0	0	0
$L4/r(2)$	0.2893	0.0000	0.2303	-0.9×10^{-7}	0.2231	0.0000	0.2173	0.0×10^{-7}
$L4/r(3)$	3.1688	0.0000	3.2177	0.6×10^{-7}	3.2146	0.6×10^{-7}	3.2302	0.0×10^{-7}
$L4/r(4)$	1.5581	0.0000	1.5528	0.6×10^{-7}	1.5526	-0.6×10^{-7}	1.5525	0.0×10^{-7}
$L5/r$	同 $L3/r$							
$L6/r$	同 $L2/r$							
$L7/r$	同 $L1/r$							

参 考 文 献

- [1] G. S. Agarwal, A. C. Brown *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1977, **15**, No. 4 (Apr), 1613.
 [2] G. S. Agarwal, R. Saxena *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1980, **21**, No. 1 (Jan), 257.
 [3] I. R. Senitzky; *Phys. Rev. (A)*, 1972, **6**, No. 3 (Sep), 1171.
 [4] I. R. Senitzky; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **40**, No. 20 (May), 1334.
 [5] S. Agarwal, L. M. Narducci *et al.*; *Opt. Commun.*, 1981, **36**, No. 4 (Feb), 285.
 [6] Tan Weihai, Gu Min; *Phys. Rev. (A)*, 1986, **34**, No. 5 (Nov), 4070.
 [7] 顾 敏, 谭维翰;《光学学报》, 1989, **9**, No. 4 (Apr), .
 [8] 郭光灿;《量子光学》, (高等教育出版社, 1990年6月), 第405页。
 [9] W. H. Louisell;《辐射的量子统计性质, 1982年》, 第404页。
 [10] 郭光灿;《量子光学》, (高等教育出版社, 1990年6月), 第473页。
 J. H. Eberly, P. Lambropoulos;《Multiphoton Processes》(1977).

Resonance fluorescence in a three-atom system

WU QIANG

(The Center for Fundamental Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

YAO KUN AND GUO GUANGCAO

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

(Received 2 January 1991; revised 25 February 1991)

Abstract

By using the method of dressed atom of Dicke states, the master equation of resonance fluorescence in a three-atom system has been. The spectral construction of resonance fluorescence in the system has been found the ratio of weight of intension and relaxation rate of the spectra are calculated. It is found that the resonance fluorescence in a three-atom system consists of seven lines and each line has its own fine construction. We suppose that the reason of the splitting lies in coupling of the dipole momentes of dressed atom.

Key words: dressed atom, resonance fluorescence, cooperation effect.