

两原子与双模腔场喇曼相互作用 ($g_1 \neq g_2$)的辐射谱^{*}

冯 健

(山东省聊城师范学院物理系, 聊城 252059)

宋同强 王文正 许敬之

(山东省聊城师范学院光通信研究所, 聊城 252059)

(1995年6月25日收到)

研究了两个有效双能级原子与双模腔场具有不同耦合常数($g_1 \neq g_2$)时通过喇曼相互作用的辐射谱, 详细讨论了双模腔场分别处于不同数态时的情形, 发现其辐射谱具有如下新特点: 当模1腔场处于真空态, 模2腔场处于弱场中时, 随着 $R = g_2/g_1$ 的增加, 辐射谱交替出现对称的10峰、6峰结构, 与单模双原子情形相比较, 更为灵敏地反映出两原子与腔场间不同的喇曼相互作用强度; 当模1腔场处于真空态、模2腔场处于强场中时, $0 < R < 1$ 的辐射谱展现出对称的10峰结构; $n_1 = 1, n_2 = 50$ 的谱与 $n_1 = 50, n_2 = 1$ 的谱之间的明显差别反映了模1、模2腔场与两原子喇曼相互作用过程中的不同地位. 最后, 给出了一般情况下辐射谱呈现出对称16峰结构的物理解释.

PACC: 4250; 3150

1 引 言

喇曼散射是一种重要的原子与光场间相互作用的非线性过程, 随着高 Q 腔中单原子实验的成功^[1], 人们对腔中原子的喇曼过程产生了极大兴趣, 例如, 文献[2, 3]分别讨论了单个简并及非简并二能级原子与单模腔场喇曼相互作用的动力学行为; 我们利用解析方法研究了两原子与单模腔场喇曼相互作用系统的动力学特性^[4], 并分析了相对耦合常数对动力学特性的影响.

另一方面, 能够反映出原子与腔场间相互作用性质的腔内原子辐射谱^[5]是量子光学研究领域中的重要的前沿课题之一, 单模腔场中单个和两个二能级原子以及单个 Λ 型三能级原子的辐射谱已得到深入细致的研究^[6-12], 其中罗振飞等^[10]研究了两原子与单模腔场具有不同耦合常数时经过喇曼相互作用的辐射谱, 发现辐射谱一般显示出对称的5峰结构. 最近, 人们为实现双模双光子微波激励器^[13]而对双模腔中原子的辐射谱产生了极大兴趣^[14-17], 其中文献[14, 15]分别研究了双模腔场中单个二能级原子的辐射谱以及 Stark 效应的影响; 我们研究了双模腔场中两偶极相互作用原子的辐射谱^[16], 结果表明,

^{*} 山东省自然科学基金和山东省青年科学基金资助的课题.

与单模腔场的情形相比更为灵敏地反映出两原子间的偶极相互作用;我们还研究了两偶极相互作用原子与双模腔场经喇曼相互作用的辐射谱^[17],这均相应于两个原子彼此靠得很近的特殊情形.在一般情况下,由于两个原子所处位置的不同,虽然两原子间的相互作用可以忽略,但它们感受到的电场强度不同,因此,两个原子与双模腔场间应具有不同的耦合常数($g_1 \neq g_2$)^[11].然而,上述一般情况下两原子与双模腔场经喇曼相互作用的辐射谱至今未见报道,而该工作对于进一步探讨原子与辐射场间相互作用的一般规律具有重要意义.本文将研究两个有效二能级原子与双模腔场间具有不同耦合常数时通过喇曼相互作用的辐射谱,并分析双模腔场处于不同数态时辐射谱的新特征.

2 模型与理论推导

考虑两个原子与双模腔场的喇曼相互作用,如图 1 所示,每个原子具有两个非简并能级 $|-\rangle$ 和 $|+\rangle$,其能量分别为 ω_- 和 ω_+ (本文中取 $\hbar=1$),通过虚能级 $|J\rangle$ 与双模腔场发生喇曼相互作用.并且,双模腔场光子的频率 ω_1, ω_2 之差等于原子的跃迁频率 ω_a ,即发生

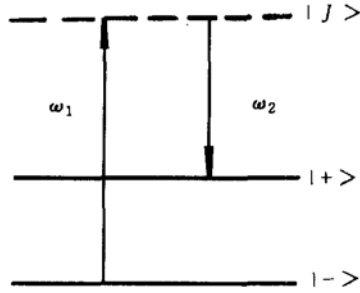


图 1 两原子与双模腔场的喇曼相互作用($g_1 \neq g_2$) $|-\rangle$ 和 $|+\rangle$ 为每一原子的两个非简并能级; $|J\rangle$ 为每一原子跃迁的虚能级

双光子共振, $\omega_1 - \omega_2 = \omega_+ - \omega_- \equiv \omega_a$.与文献[17]不同,考虑两原子与双模腔场之间具有不同耦合常数($g_1 \neq g_2$)的一般情况,在旋波近似下,两原子与双模腔场系统在上述喇曼相互作用过程中的哈密顿量为

$$H = \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2 + \frac{\omega_a}{2} \sum_{i=1}^2 \sigma_{z,i} + \sum_{i=1}^2 g_i (a_1 a_2^\dagger \sigma_i^+ + \sigma_i^- a_2 a_1^\dagger), \quad (1)$$

式中 $a_i, a_i^\dagger$ ($i=1,2$)分别为模 i 腔场的湮没和产生算符; $\sigma_i^+, \sigma_i^-, \sigma_{z,i}$ 为第 i 个原子的赝自旋算符; g_i ($i=1,2$)是第 i 个原子与双模腔场间相互作用的耦合常数.

(1)式的本征方程可写为

$$H |\psi_i^N\rangle = E_i^N |\psi_i^N\rangle, \quad (2)$$

式中 N 表示 (n_1, n_2) .将 H 的本征函数 $|\psi_i^N\rangle$ 按两原子-双模腔场喇曼相互作用系统的四个本征基矢 $|\varphi_i^N\rangle$ 展开

$$|\psi_i^N\rangle = \sum_{j=1}^4 C_{ij}^N |\varphi_j^N\rangle \quad (i=1,2,3,4), \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} |\varphi_1^N\rangle &= |+, +; n_1, n_2\rangle, & |\varphi_2^N\rangle &= |+, -; n_1+1, n_2-1\rangle, \\ |\varphi_3^N\rangle &= |-, +; n_1+1, n_2-1\rangle, & |\varphi_4^N\rangle &= |-, -; n_1+2, n_2-2\rangle. \end{aligned} \quad (3b)$$

上述等式右边的四个量子数依次表示第一、二个原子所处的能级及模 1、模 2 腔场所处的数态.把(3a)式代入(2)式可得

$$\sum_{j=1}^4 (\langle \varphi_i^N | H | \varphi_j^N \rangle - E_i^N \delta_{ij}) C_{ij}^N = 0. \quad (4)$$

由(4)式可求出与(1)式对应的本征能量 E_i^N 和本征函数 C_{ij}^N . 其结果为

$$E_i^N = \omega_1(n_1 + 1) + \omega_2(n_2 - 1) - g_1 \lambda_i^N, \quad (5a)$$

$$\lambda_i^N = \pm \left[(1 + R^2)N^2 \pm \sqrt{(1 + R^2)^2 N^4 - 4(1 - R^2)^2 N_1^2 N_2^2} \right]^{1/2} 2^{-1/2}, \quad (5b)$$

式中 λ_i^N 的方括号内当 i 为 1, 2 (3, 4) 时取正(负)号, 方括号外当 i 为 1, 3 (2, 4) 时取正(负)号. 与(5)式对应的本征函数 C_{ij}^N 为

$$\begin{aligned} C_{i1}^N &= -RN_1[(M_i^N)^2 + N^2]/L_i^N, & C_{i2}^N &= \lambda_i^N(M_i^N)^2/L_i^N, \\ C_{i3}^N &= R\lambda_i^N N^2/L_i^N, & C_{i4}^N &= -N_2[(M_i^N)^2 + R^2 N^2]/L_i^N. \end{aligned} \quad (6)$$

在(5)和(6)式中, $R = g_2/g_1$, $i = 1, 2, 3, 4$,

$$N_1 = \sqrt{n_2(n_1 + 1)}, \quad N_2 = \sqrt{(n_1 + 2)(n_2 - 1)}, \quad N^2 = N_1^2 + N_2^2,$$

$$(M_i^N)^2 = (\lambda_i^N)^2 - N_1^2 - R^2 N_2^2,$$

$$L_i^N = \{R^2 N_1^2 [(M_i^N)^2 + N^2]^2 + (\lambda_i^N)^2 [(M_i^N)^4 + R^2 N^4] + [(M_i^N)^2 + R^2 N^2]^2 N_2^2\}^{1/2}.$$

“双模腔场-两原子”系统的辐射谱可按下式计算^[5]:

$$\begin{aligned} S_N(\omega) &= 2\Gamma \int_0^T dt' \exp[-(\Gamma - i\omega)(T - t')] \int_0^T dt \exp[-(\Gamma + i\omega)(T - t)] \\ &\quad \times \langle \phi(0) | D^+(t') D(t) | \phi(0) \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 Γ 和 T 分别为谱仪带宽和测量时间; $D^+ = \sigma_1^+ + R\sigma_2^+$, $D = \sigma_1 + R\sigma_2$; $|\phi(0)\rangle$ 为系统的初态. 因为初始时刻双模腔场处于任意态 $\sum_{n_1, n_2} q_{n_1}^{(1)} q_{n_2}^{(2)} |n_1, n_2\rangle$ 时辐射谱的许多重要特征可由初始处于数态 $|n_1, n_2\rangle$ 的结果反映出来^[7,8]. 所以, 与文献[10, 17]类似, 取初始时刻两个原子都处于 $|+\rangle$ 态, 且双模腔场处于数态 $|n_1, n_2\rangle$, 即 $|\phi(0)\rangle = |+, +; n_1, n_2\rangle$, 由(3a), (3b), (4)和(7)式及反变换(3a)式, 经过繁复的运算, 可以得到

$$\begin{aligned} S_N(\omega) &= 2\Gamma \sum_{l=1}^4 \left| \sum_{k=1}^4 G_{kl}^N Z_{kl}^N(\omega) \right|^2, \\ G_{kl}^N &= C_{k1}^N [C_{k1}^{N*} (RC_{l2}^{N'} + C_{l3}^{N'}) + (C_{k2}^{N*} + RC_{k3}^{N*}) C_{l4}^{N'}], \\ Z_{kl}^N(\omega) &= \frac{\exp\{-i[\omega - (E_k^N - E_l^{N'})]T\} - \exp(-\Gamma T)}{\Gamma - i[\omega - (E_k^N - E_l^{N'})]}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 N' 表示 $(n_1 - 1, n_2 + 1)$.

3 谱特性分析

由(5), (6)和(8)式可以计算双模腔场处于不同数态, $R = g_2/g_1$ 取不同值时的辐射谱. 注意到 E_k^N 和 C_{kl}^N 的表达式非常复杂, 不宜作解析分析, 我们进行了数值计算, 并将结果示于图2—8, 通过下面的分析将看到, 辐射谱呈现出许多新特点.

1. $n_1 = 0, n_2 = 100 \gg 1$, 即模 1 腔场处于真空态, 而模 2 腔场为强场时, 辐射谱随 R 的

变化关系示于图 2. 当 $R=0$ 时, 即单原子情况, 谱显示对称双峰; 当 R 增加到 0.25 时, 谱呈现出对称的 10 峰结构, 随着 R 的进一步增加, 谱的峰数不变, 但两边峰的间距增大, 高度降低, 任一对内峰的位置和高度都发生了明显的变化; 当 $R=1$ 时, 即等同的两原子情况, 谱呈现出对称 6 峰结构. 该结果与两原子和单模腔场通过喇曼相互作用的辐射谱^[10]相比较, 既不同于强场中的辐射谱($R=0$ 时, 谱为对称三峰结构; $R \neq 0$ 时, 谱显示出对称 5 峰; 当 $R=1$ 时, 谱又为对称三峰结构), 也不同于真空场中的辐射谱(位于 $\omega=0$ 处的单峰); 另一方面, 上述结果也不同于两偶极相互作用等同原子与双模腔场喇曼相互作用辐射谱^[17]的相应结果, 后者总为对称的 6 峰结构.

2. $n_1=0, n_2=5$, 即模 1 腔场处于真空态, 而模 2 腔场处于弱场中时, 辐射谱随 R 的变化关系示于图 3. 可以看出, $R=0$ 的谱为对称双峰结构; 当 R 分别等于 0.25, 0.5,

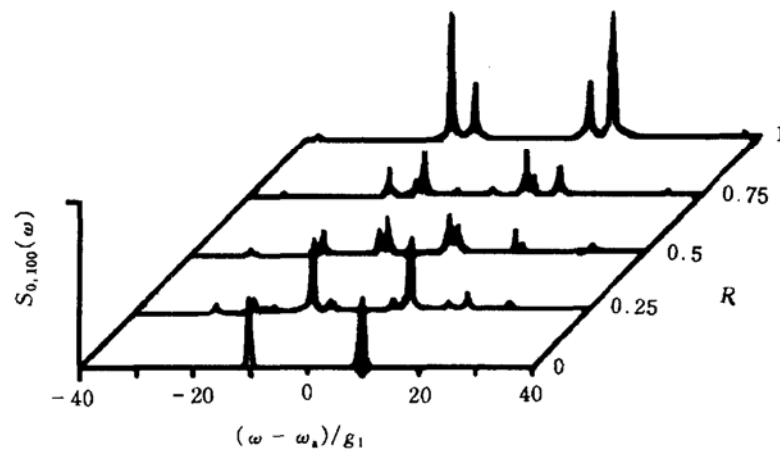


图 2 $n_1=0, n_2=100$ 时两原子的辐射谱随 R 的变化关系

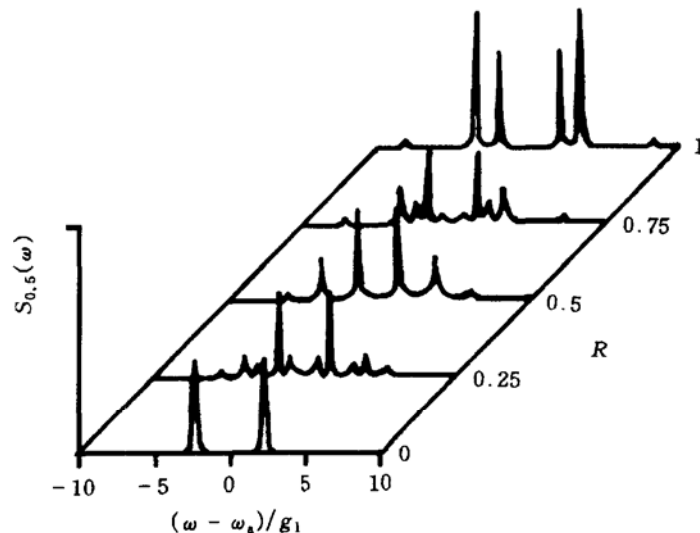


图 3 $n_1=0, n_2=5$ 时两原子的辐射谱随 R 的变化关系

0.75, 1 时, 辐射谱依次出现对称 10 峰、6 峰、10 峰、6 峰结构, 且任意两对称峰的间距明显增大. 可见, 在 R 从 0.25 增加到 1 的过程中, 辐射谱交替出现 10 峰、6 峰结构, 表明此种情况下不同的 R 值对辐射谱的影响显著, 与两原子和单模腔场喇曼相互作用的辐射谱相比较^[10], 更为灵敏地反映出两原子与腔场间不同的喇曼相互作用强度.

3. $n_1 = n_2 = 100 \gg 1$, 即两模腔场均为强场时, 辐射谱随 R 的变化关系示于图 4. $R = 0$ 的谱为对称三峰结构, 两个边峰的高度近似为中心峰高度的二分之一; 当 $R = 0.25$ 时, 谱显示出对称 5 峰; 随着 R 的进一步增加, 中心峰位置不变, 高度增加, 两边峰的位置和高度基本不变, 而两次边峰的峰位外移, 高度增加; 当 $R = 1$ 时, 两次边峰分别与两边峰重合, 谱又重新呈现出与 $R = 0$ 时相似的三峰结构, 但两边峰的高度近似为中心峰的四分之三. 该结果表明对于双模强场中 $g_1 \neq g_2$ 的情形, 辐射谱受 R 的影响较小. 上述谱特性与两原子和单模强场经喇曼相互作用的辐射谱^[10]行为相同, 但不同于两偶极相互作用等同原子在双模强场中的辐射谱^[17], 后者为对称四峰结构.

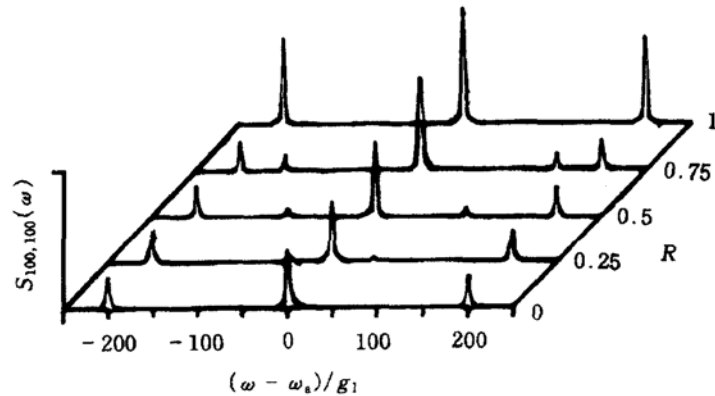


图 4 $n_1 = n_2 = 100$ 时两原子的辐射谱随 R 的变化关系

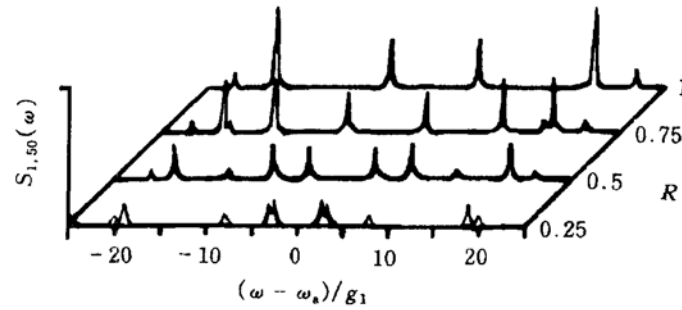
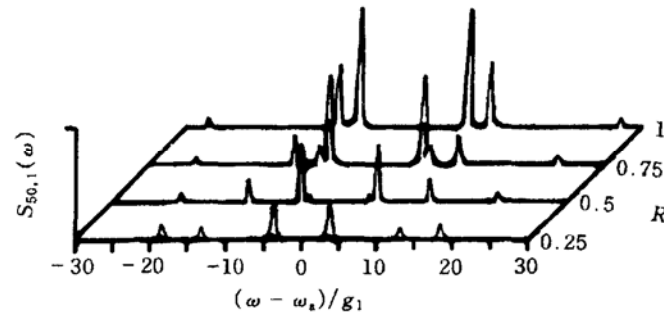
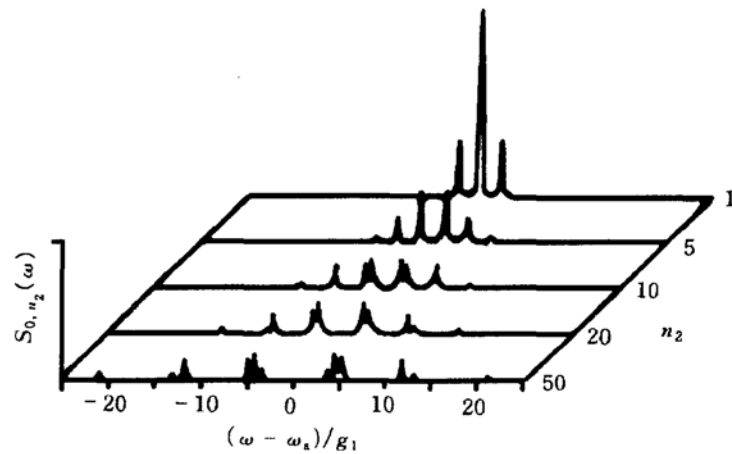
4. 下面分析两模腔场分别处于弱场和强场中时辐射谱的特性:

(a) 当 $n_1 = 1, n_2 = 50$ 时, 辐射谱随 R 的变化关系示于图 5. 可以看出, 当 R 从 0.25 增加到 0.75 时, 谱总是呈现出大致相似的 10 峰结构, 仅当 $R = 1$ 时, 谱才合并为对称 6 峰结构. 这表明当模 1 腔场处于弱场, 而模 2 腔场处于强场中时, 不同的 R 值对辐射谱的影响较小.

(b) 当 $n_1 = 50, n_2 = 1$ 时, 辐射谱随 R 的变化关系示于图 6. $R = 0.25$ 的谱为对称 6 峰, $R = 0.5$ 时谱变成对称 8 峰结构, 当 R 增加到 0.75 时, 谱也出现对称 8 峰结构, 但各峰的位置、相对高度发生了明显变化, 当 $R = 1$ 时, 谱又出现对称 6 峰结构. 可见, 当模 1 腔场处于强场, 而模 2 腔场处于弱场中时, 不同的 R 值对辐射谱的影响较大.

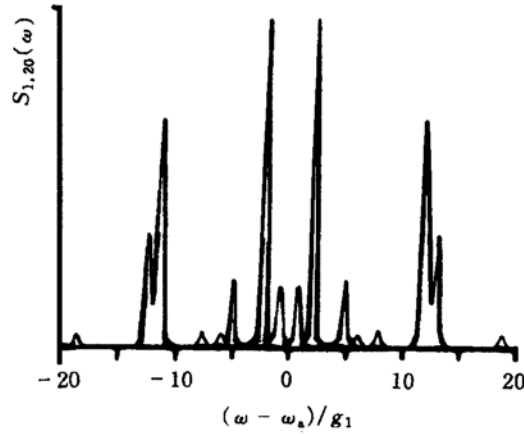
上述(a), (b)两种情况下谱特性间的显著差别反映了模 1、模 2 腔场在与两原子喇曼相互作用过程中的不同地位.

5. $n_1 = 0, R = 0.5$ 时, 辐射谱随 n_2 的变化示于图 7. 可以看出, 当 n_2 分别等于 1, 5, 10, 20, 50 时, 辐射谱依次呈现出 3, 6, 8, 10, 12 峰结构. 可见, 随着 n_2 的增大, 辐射谱展现出越来越丰富的谱线. 该特点与两原子单模腔场情形下的辐射谱^[10]截然不同, 后者辐射

图 5 $n_1 = 1, n_2 = 50$ 时两原子的辐射谱随 R 的变化关系图 6 $n_1 = 50, n_2 = 1$ 时两原子的辐射谱随 R 的变化关系图 7 $n_1 = 0, R = 0.5$ 时两原子的辐射谱随 n_2 的变化关系

谱的峰数与光子数无关.

6. 数值计算表明,在一般情况下,辐射谱为关于 $\omega = \omega_a$ 对称的 16 峰结构,其相对峰高不仅与 R 有关,而且与 n_1, n_2 有关.例如, $n_1 = 1, n_2 = 20, R = 0.5$ 时的辐射谱就是 16 峰结果的一个例子,如图 8 所示.从上述 1—5 段的讨论也可明显看出辐射谱关于 $\omega = \omega_a$

图 8 $n_1=1, n_2=20, R=0.5$ 时两原子的辐射谱

的左右对称性以及相对峰高对 n_1, n_2, R 的依赖性. 该结果与两原子和单模腔场通过喇曼相互作用 ($g_1 \neq g_2$) 的辐射谱^[10] 明显不同, 后者为对称的 5 峰结构, 其相对峰高仅取决于 R 而与光子数无关. 上述结果也不同于两偶极相互作用等同原子与双模腔场通过喇曼相互作用 ($g_1 = g_2, g_a \neq 0$) 的辐射谱^[17], 后者在一般情况下为非对称的 8 峰结构.

现在, 对上述谱特性从物理上加以解释. 首先, 分析一般情况下辐射谱展现 16 峰结构的原因. 由谱的表达式 (8) 可知, 峰的位置由 $\omega = E_k^N - E_l^{N'} = \omega_a - g_1(\lambda_k^N - \lambda_l^{N'})$ ($k, l = 1, 2, 3, 4$) 决定, 而由能量表达式 (5b) 可看出, 一般情况下 $\lambda_k^N \neq 0, \lambda_l^{N'} \neq 0$, 因此, 在双模数态腔场中两原子系统一般应有

$$(k \rightarrow l) \Rightarrow (1, 2, 3, 4 \rightarrow 1, 2, 3, 4),$$

共 $4 \times 4 = 16$ 种跃迁, 从而导致了辐射谱的 16 峰结构.

其次, 分析两原子与双模腔场具有不同的耦合常数 ($g_1 \neq g_2$) 时通过喇曼相互作用的辐射谱为何总是具有关于中心频率 ω_a 的左右对称性. 如上所述, 峰位由 $\omega = \omega_a - g_1(\lambda_k^N - \lambda_l^{N'})$ 决定, 因此, 新标度的峰位

$$\omega_{kl} = (\omega - \omega_a)/g_1 = -\lambda_k^N + \lambda_l^{N'}, \quad (9)$$

而由 (5b) 式可知

$$\begin{aligned} \lambda_1^N &= -\lambda_2^N, & \lambda_3^N &= -\lambda_4^N, \\ \lambda_1^{N'} &= -\lambda_2^{N'}, & \lambda_3^{N'} &= -\lambda_4^{N'}. \end{aligned} \quad (10)$$

由 (9) 和 (10) 两式可得

$$\begin{aligned} \omega_{11} &= -\omega_{22}, & \omega_{33} &= -\omega_{44}, \\ \omega_{12} &= -\omega_{21}, & \omega_{34} &= -\omega_{43}, \\ \omega_{13} &= -\omega_{24}, & \omega_{14} &= -\omega_{23}, \\ \omega_{31} &= -\omega_{42}, & \omega_{41} &= -\omega_{32}. \end{aligned} \quad (11)$$

(11) 式表明, 16 个峰的位置总是关于 ω_a 对称分布.

另一方面,由(6)式可得

$$\begin{pmatrix} C_{11}^N & C_{12}^N & C_{13}^N & C_{14}^N \\ C_{21}^N & C_{22}^N & C_{23}^N & C_{24}^N \\ C_{31}^N & C_{32}^N & C_{33}^N & C_{34}^N \\ C_{41}^N & C_{42}^N & C_{43}^N & C_{44}^N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{21}^N & -C_{22}^N & -C_{23}^N & C_{24}^N \\ C_{11}^N & -C_{12}^N & -C_{13}^N & C_{14}^N \\ C_{41}^N & -C_{42}^N & -C_{43}^N & C_{44}^N \\ C_{31}^N & -C_{32}^N & -C_{33}^N & C_{34}^N \end{pmatrix}. \quad (12)$$

并且,将 N 换成 N' 仍有上述关系,所以,由(8)式中第二个表达式可得

$$\begin{aligned} |G_{11}^N|^2 &= |G_{22}^N|^2, & |G_{33}^N|^2 &= |G_{44}^N|^2, \\ |G_{12}^N|^2 &= |G_{21}^N|^2, & |G_{34}^N|^2 &= |G_{43}^N|^2, \\ |G_{13}^N|^2 &= |G_{24}^N|^2, & |G_{14}^N|^2 &= |G_{23}^N|^2, \\ |G_{31}^N|^2 &= |G_{42}^N|^2, & |G_{41}^N|^2 &= |G_{32}^N|^2. \end{aligned} \quad (13)$$

而由(8)式可知,峰的相对高度由 $|G_{kl}^N|^2$ ($k, l = 1, 2, 3, 4$) 决定,因此,(13)式表明 16 个峰的高度也总是分别关于 ω_a 左右对称的分布.

综上所述,虽然 $g_1 \neq g_2$,但辐射谱总是具有关于中心频率 ω_a 的左右对称性.

4 结 论

本文研究了两个有效双能级原子与双模腔场具有不同耦合常数时通过喇曼相互作用的辐射谱,结果表明,辐射谱一般为对称的 16 峰结构,峰的相对高度不仅与 $R = g_2/g_1$ 有关,而且和 n_1, n_2 有关,其谱特性与两原子和单模腔场经喇曼相互作用($g_1 \neq g_2$)的辐射谱(对称 5 峰结构,相对峰高与光子数 n 无关)明显不同.当双模腔场分别处于不同数态时,辐射谱呈现出如下新特点:当模 1 腔场处于真空态,模 2 腔场处于强场中时, $0 < R < 1$ 的辐射谱为对称 10 峰结构,随着 R 的增加,各峰的位置和高度都发生了显著变化;当模 1 腔场处于真空态,而模 2 腔场处于弱场中时,随着 R 从 0.25 增加到 1,辐射谱交替出现 10 峰、6 峰结构,表明不同的 R 值对谱的影响显著,与双原子单模腔场的情形相比更为灵敏地反映出两原子与腔场间不同的喇曼相互作用强度;当双模腔场均处于强场中时,辐射谱受 R 的影响较小. $n_1 = 1, n_2 = 50$ 的谱与 $n_1 = 50, n_2 = 1$ 的谱之间的明显差别反映了模 1、模 2 腔场在与两原子喇曼相互作用过程中的不同地位.最后,给出了一般情况下辐射谱呈现出对称 16 峰结构的物理解释.

- [1] R. J. Thompson, G. Rempe and H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 1132.
- [2] G. S. Agarwal and R. R. Puri, *Phys. Rev.*, **A43**(1991), 3949.
- [3] D. A. Cardimona, V. Kovanis, M. P. Sharma and A. Gavrielides, *Phys. Rev.*, **A43**(1991), 3710.
- [4] Tong-qiang Song, Jian Feng, Wen-zheng Wang and Jing-zhi Xu, *Phys. Rev.*, **A51**(1995), 2648.
- [5] J. H. Eberly and K. Wodkiewicz, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(1977), 1252.
- [6] J. Gea-Banacloche, R. R. Schlicher and M. S. Zubairy, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 3514.
- [7] Chin-Lin Chai, Fu-Li Li and Zhi-Ming Zhang, *Phys. Lett.*, **A150**(1990), 85.
- [8] Zhen-Fei Luo, Lei Xu and Zhi-Zhan Xu, *Phys. Lett.*, **A164**(1992), 83.
- [9] Tariq Magbool and M. S. K. Razmi, *J. Opt. Soc. Am.*, **B10**(1993), 112.

- [10] 罗振飞、徐至展、徐 磊, 物理学报, **41**(1992), 1950.
- [11] 罗振飞、徐至展、徐 磊、梁世东, 物理学报, **42**(1993), 925.
- [12] M. M. Ashraf, *Phys. Rev.*, **A50**(1994), 741.
- [13] P. A. Maia Neto, L. Davidovich and J. M. Raimond, *Phys. Rev.*, **A43**(1991), 5073.
- [14] M. M. Ashraf and M. S. K. Razmi, *Phys. Rev.*, **A45**(1992), 8121.
- [15] T. Nasreen, *J. Opt. Soc. Am.*, **B11**(1994), 386.
- [16] 冯 健、宋同强、王文正、许敬之, 物理学报, **43**(1994), 1966.
- [17] 冯 健、宋同强、王文正、许敬之, 光学学报, **14**(1994), 1272.

EMISSION SPECTRA OF TWO ATOMS INTERACTING WITH TWO MODES OF THE CAVITY FIELD THROUGH RAMAN PROCESS ($g_1 \neq g_2$)

FENG JIAN

(Department of Physics, Liaocheng Teachers College, Liaocheng 252059)

SONG TONG-QIANG WANG WEN-ZHENG XU JING-ZHI

(Institute of Optical Communication, Liaocheng Teachers College, Liaocheng 252059)

(Received 25 June 1995)

ABSTRACT

Emission spectra of a pair of effective two-level atoms interacting with two modes of the cavity field through Raman interaction are studied, where the interaction of each atom with the field may be different. The spectra with two modes of the cavity field being initially in various number states are analysed in detail. It is found that emission spectra manifest following new properties: When mode 1 of the cavity field is in vacuum state and the other is in the weak field, the spectrum shows symmetric ten peaks and six peaks alternately, with the increase of $R = g_2/g_1$, which reflects the different Raman interacting intensities of two atoms with the cavity field more sensitively compared with the spectrum of two atoms in a single-mode cavity. The spectrum with $0 < R < 1$ consists of symmetric ten peaks when mode 1 of cavity field is in vacuum state and the other is in the strong field. The obvious difference between the spectra when $n_1 = 1, n_2 = 50$ and $n_1 = 50, n_2 = 1$ reflects the different positions of mode 1 and mode 2 of cavity field interacting with two atoms through Raman process. Finally, the symmetric 16-peaks structure of the spectrum is explained.

PACC: 4250; 3150