

# Kerr 介质中三能级原子与双模场 非共振相互作用的量子统计性质\*

陶向阳 刘金明 刘三秋 傅传鸿

(江西师范大学物理系,南昌 330027)

(1999 年 10 月 10 日收到 2000 年 1 月 21 日收到修改稿)

研究了 Kerr 介质中双模场与 V 型三能级原子的非共振相互作用. 对 Cauchy-Schwartz 不等式的研究表明, 在两模场失谐量相等 ( $\delta_1 = \delta_2$ ) 条件下, 当初始场强  $\xi$  一定而两模场的光子数差  $q$  减小时, 场的非经典相关程度加强;  $q$  一定而  $\xi$  增大时, 场的非经典相关程度减弱. 当  $\Delta\delta = |\delta_2 - \delta_1| \neq 0$  且  $q$  和  $\xi$  的取值一定时, 随介质常量  $x$  的增大, 光场两模间的非经典相关程度减弱, 且  $\Delta\delta$  的大小对这种非经典相关程度的减弱有重要影响. 对场的二阶相干度的研究表明, 当  $\delta_1 = \delta_2$  时, 模场 1 始终呈现出反聚束效应, 而模场 2 却呈现了聚束效应与反聚束效应交替出现的现象. Kerr 介质的影响使两个场模的二阶相干度演化曲线的振幅明显减小.

关键词: Kerr 介质, 非共振相互作用, Cauchy-Schwartz 不等式, 场的二阶关联函数

PACC: 4250

## 1 引 言

原子和量子化的腔模辐射场的动力学行为在量子光学领域早已成为饶有兴趣的课题<sup>[1,2]</sup>. 而受激辐射场所表现出的非经典效应如反聚束效应等, 是近年来光子统计中最引人注目的新现象之一. 这种量子效应不仅在揭示光的量子本质方面起着重要作用, 而且还在光通信、微弱信号检测、人类视觉系统研究等方面有着潜在的应用前景<sup>[3]</sup>. 因此人们对各种辐射场与原子相互作用系统中场的非经典效应作了广泛而深入的研究<sup>[4,5]</sup>. 随着研究工作的深入, 人们已将对场-原子系统的研究从真空环境逐步引伸到介质环境中<sup>[6,7]</sup>. 然而, 在已有的研究中, 或是仅考虑介质中三能级原子与场的共振相互作用, 或是考虑了三能级原子与场的非共振相互作用<sup>[8-11]</sup>, 但未考虑介质的影响. 既考虑介质的影响又考虑三能级原子与双模场非共振相互作用的研究至今尚少见报道. 由于介质环境及模场失谐量是实际系统所真实存在的, 因而研究它们对三能级原子与场相互作用的非经典性质的影响就很有必要. 本文研究 Kerr 介质中三能级原子与双模场的非共振相互作用, 讨论 Kerr 效应和场模失谐量对 Cauchy-Schwartz 不等

式及受激辐射场的二阶相干度的影响.

## 2 理论模型

考虑一个 V 型三能级原子, 让其处于 Kerr 介质腔中, 腔内场模和 Kerr 介质以及三能级原子都存在着耦合. Kerr 介质与双模光场的耦合在绝热近似和忽略相位自调制效应近似下, 相互作用哈密顿量可表示为

$$V_1 = xa_1^\dagger a_1 a_2^\dagger a_2, \quad (1)$$

其中  $x$  是与介质的三阶极化系数有关且反映 Kerr 效应强度的常量,  $a_i^\dagger$  和  $a_i$  ( $i = 1, 2$ ) 分别是频率为  $\nu_i$  的光场的产生和湮没算符.

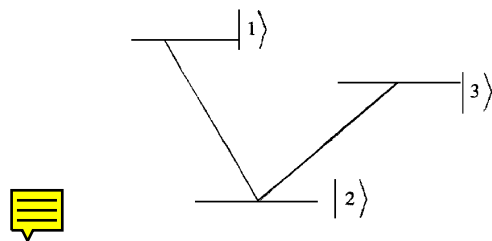


图 1 V 型三能级原子与双模光场的相互作用能级图

V 型三能级原子与双模场的非共振相互作用,

\* 江西省自然科学基金(批准号 971216)资助的课题.

在旋波近似下其相互作用哈密顿量可表示为

$$V_2 = g_a(R_{12}a_1e^{i\delta_1 t} + a_1^\dagger R_{21}e^{-i\delta_1 t}) + g_b(R_{32}a_2e^{i\delta_2 t} + a_2^\dagger R_{23}e^{-i\delta_2 t}), \quad (2)$$

式中  $R_{ij} = |i\rangle\langle j|$  ( $i \neq j$ ) 是原子算符;  $|i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) 是原子对应于频率为  $\omega_i$  的本征态;  $\omega_i$  为原子的本征频率;  $\delta_1 = \omega_1 - \omega_2 - \nu_1$  为模场 1 的失谐频率;  $\delta_2 = \omega_3 - \omega_2 - \nu_2$  为模场 2 的失谐频率;  $g_a, g_b$  为原子与场模间的耦合系数.

描述该系统的总相互作用哈密顿量(取  $\hbar = 1$ )

可写为

$$H_I = V_1 + V_2, \quad (3)$$

设初始时刻原子处在激发态  $|1\rangle$ , 光场处于

$$|\Psi(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle, \quad (4)$$

式中  $|n_1, n_2\rangle = |n_1\rangle \otimes |n_2\rangle$ .

随着时间的演化, 原子-光场耦合体系在相互作用表象中, 系统在  $t > 0$  时刻的态矢量可写为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} [B_1(t)|1, n_1, n_2\rangle + B_2(t)|2, n_1 + 1, n_2\rangle + B_3(t)|3, n_1 + 1, n_2 - 1\rangle]. \quad (5)$$

将(3)(5)式代入薛定谔方程

$$i \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = H_I |\Psi(t)\rangle, \quad (6)$$

利用态矢正交性, 可得方程组

$$i \dot{B}_1(t) = \chi n_1 n_2 B_1(t) + g_a \sqrt{n_1 + 1} e^{i\delta_1 t} B_2(t), \quad (7a)$$

$$i \dot{B}_2(t) = \chi(n_1 + 1)n_2 B_2(t) + g_a \sqrt{n_1 + 1} e^{-i\delta_1 t} B_1(t) + g_b \sqrt{n_2} e^{-i\delta_2 t} B_3(t), \quad (7b)$$

$$i \dot{B}_3(t) = \chi(n_1 + 1)(n_2 - 1) B_3(t) + g_b \sqrt{n_2} e^{i\delta_2 t} B_2(t). \quad (7c)$$

假设  $B_j(t) = e^{izt}$ , 将  $B_j(t)$  代入方程组(7), 可得到  $z$  满足的一元三次方程.

$$z^3 + u_1 z^2 + u_2 z + u_3 = 0, \quad (8)$$

式中

$$u_1 = \chi n_1 n_2 + \chi(n_1 + 1)n_2 + \chi(n_1 + 1)(n_2 - 1) + \delta_1 - \delta_2, \quad (9a)$$

$$u_2 = \chi(n_1 + 1)(n_2 - 1)(\chi(n_1 + 1)n_2 - \delta_2) + (\chi n_1 n_2 + \delta_1 - \delta_2)(\chi(n_1 + 1)(n_2 - 1) + \chi(n_1 + 1)n_2 - \delta_2) - g_a^2(n_1 + 1) - g_b^2 n_2, \quad (9b)$$

$$u_3 = (\chi n_1 n_2 - \delta_2 + \delta_1)(\chi(n_1 + 1)n_2 - \delta_2)(\chi(n_1 + 1)(n_2 - 1) - g_b^2 n_2) - \chi g_a^2(n_1 + 1)(n_2 - 1). \quad (9c)$$

再利用初始条件  $B_1(0) = 1, B_2(0) = 0, B_3(0) = 0$  可得到(5)式中的各系数为

$$B_1(t) = \sum_{j=1}^3 [(\chi z_j + \chi(n_1 + 1)(n_2 - 1))(\chi z_j - \delta_2 + \chi(n_1 + 1)n_2) - g_b^2 n_2] U_j e^{(z_j + \delta_1 - \delta_2)t}, \quad (10a)$$

$$B_2(t) = -g_a \sqrt{(n_1 + 1)} \sum_{j=1}^3 [(\chi z_j + \chi(n_1 + 1)(n_2 - 1))] U_j e^{(z_j - \delta_2)t}, \quad (10b)$$

$$B_3(t) = g_a g_b \sqrt{(n_1 + 1)n_2} \sum_{j=1}^3 U_j e^{iz_j t}, \quad (10c)$$

式中  $z_j, U_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) 分别 ( $U_j$  为实数) 为

$$z_1 = -\frac{1}{3} u_1 + \frac{2}{3} (u_1^2 - 3u_2)^{1/2} \cos \theta, \quad (11a)$$

$$z_2 = -\frac{1}{3} u_1 + \frac{2}{3} (u_1^2 - 3u_2)^{1/2} \cos(\theta + \frac{2}{3}\pi), \quad (11b)$$

$$z_3 = -\frac{1}{3} u_1 + \frac{2}{3} (u_1^2 - 3u_2)^{1/2} \cos(\theta + \frac{4}{3}\pi), \quad (11c)$$

$$\theta = \frac{1}{3} \arccos \left[ \frac{9u_1 u_2 - 2u_1^3 - 27u_3}{\chi(u_1^3 - 3u_2)^{3/2}} \right], \quad (12)$$

$$U_1 = \frac{1}{(z_2 - z_1)(z_3 - z_1)},$$

$$U_2 = \frac{1}{(z_1 - z_2)(z_3 - z_2)}, \quad (13)$$

$$U_3 = \frac{1}{(z_1 - z_3)(z_2 - z_3)}.$$

我们假设双模光场的初态为对相干态<sup>[5, 12, 13]</sup>, 它可表示为

$$|\xi, q\rangle = \left[ \frac{|\xi|^q}{I_q(2|\xi|)} \right]^{1/2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\xi^n}{[n(n+q)!]^{1/2}} |n+q, n\rangle, \quad (14)$$

其中  $q$  为两模之间的光子数差,  $\xi$  为初始场强,  $I_q$  为虚宗量贝塞耳函数, 比较(4)和(14)式可得到  $n_1$

$= n + q, n_2 = n$  光子分布函数为

$$F_{n_1, n_2} = F_{n+q, n} = \left[ \frac{|\xi|^q}{I_q(2|\xi|)} \right]^{1/2} \frac{\xi^n}{[n(n+q)!]^{1/2}}. \quad (15)$$

将(15)式代入(5)式, 得到相互作用绘景中的态矢量

$$|\Psi_f(t)\rangle = \left[ \frac{|\xi|^q}{I_q(2|\xi|)} \right]^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\xi^n}{[n(n+q)!]^{1/2}} [B_1(t)|1, n+q, n\rangle + B_2(t)|2, n+q+1, n\rangle + B_3(t)|3, n+q+1, n-1\rangle]. \quad (16)$$

### 3 Kerr 效应和失谐量对场的量子统计性质的影响

#### 3.1 Kerr 效应和失谐量对 Cauchy-Schwartz 不等式的影响

对于双模场 Cauchy-Schwartz 不等式定义<sup>[12]</sup>为

$$\langle a_1^\dagger a_2^\dagger a_1 a_2 \rangle^2 \leq \langle a_1^{\dagger 2} a_1^2 \rangle \langle a_2^{\dagger 2} a_2^2 \rangle. \quad (17)$$

为了反映对上式偏离的相对程度, 引入<sup>[12]</sup>

$$I_0 = \frac{[\langle a_1^{\dagger 2} a_1^2 \rangle \langle a_2^{\dagger 2} a_2^2 \rangle]^{1/2}}{|\langle a_1^\dagger a_2^\dagger a_1 a_2 \rangle|} - 1. \quad (18)$$

若  $I_0 < 0$ , 意味着 Cauchy-Schwartz 不等式不成立, 光场是非经典的. 其中

$$\langle a_1^{\dagger 2} a_1^2 \rangle = \langle (a_1^\dagger a_1)^2 \rangle - \langle a_1^\dagger a_1 \rangle^2, \quad (19)$$

$$\langle a_2^{\dagger 2} a_2^2 \rangle = \langle (a_2^\dagger a_2)^2 \rangle - \langle a_2^\dagger a_2 \rangle^2, \quad (20)$$

$$\langle a_1^\dagger a_1 \rangle = \left[ \frac{|\xi|^q}{I_q(2|\xi|)} \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\xi|^{2n}}{n(n+q)!} [(n+q)|B_1(t)|^2 + (n+q+1)|B_2(t)|^2 + (n+q+1)|B_3(t)|^2], \quad (21)$$

$$\langle a_2^\dagger a_2 \rangle = \left[ \frac{|\xi|^q}{I_q(2|\xi|)} \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\xi|^{2n}}{n(n+q)!} [n|B_1(t)|^2 + n|B_2(t)|^2 + (n-1)|B_3(t)|^2], \quad (22)$$

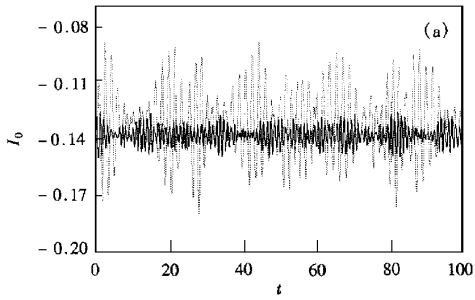
$$\langle (a_1^\dagger a_1)^2 \rangle = \left[ \frac{|\xi|^q}{I_q(2|\xi|)} \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\xi|^{2n}}{n(n+q)!} [(n+q)^2 |B_1(t)|^2 + (n+q+1)^2 |B_2(t)|^2 + (n+q+1)^2 |B_3(t)|^2], \quad (23)$$

$$\langle (a_2^\dagger a_2)^2 \rangle = \left[ \frac{|\xi|^q}{I_q(2|\xi|)} \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\xi|^{2n}}{n(n+q)!} [n^2 |B_1(t)|^2 + n^2 |B_2(t)|^2 + (n-1)^2 |B_3(t)|^2], \quad (24)$$

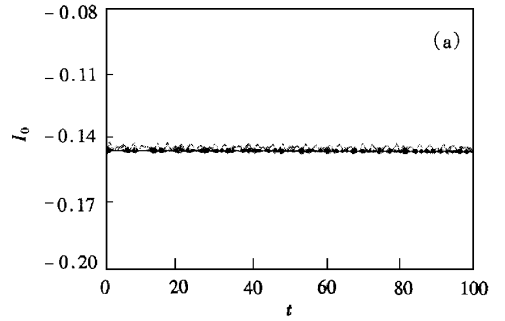
$$\langle a_1^\dagger a_1 a_2^\dagger a_2 \rangle = \left[ \frac{|\xi|^q}{I_q(2|\xi|)} \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\xi|^{2n}}{n(n+q)!} [(n+q)n |B_1(t)|^2 + (n+q+1)n |B_2(t)|^2 + (n+q+1)(n-1) |B_3(t)|^2]. \quad (25)$$

图 2 给出了两个模场的失谐量相等(即  $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ )的情况下,  $I_0$  随时间的演化曲线. 从图 2 中可见,  $I_0$  总是小于零, 即 Cauchy-Schwartz 不等式总是

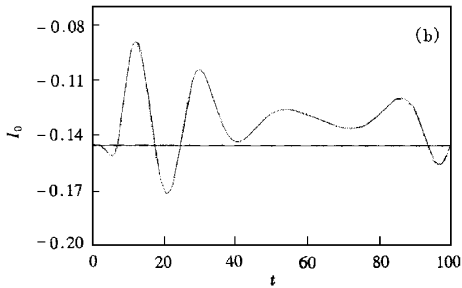
不成立, 这说明光场的两模之间始终是非经典相关的. 比较图 2(a)与图 2(b), 可以看到, 当  $q$  和  $\xi$  一定 ( $x=0$ ) 时,  $\delta_1$  和  $\delta_2$  较大时, 两模间的非经典相关程



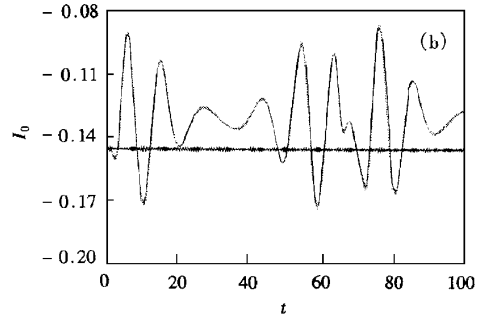
(a)  $q=8, \xi=5, \delta_1=\delta_2=0$



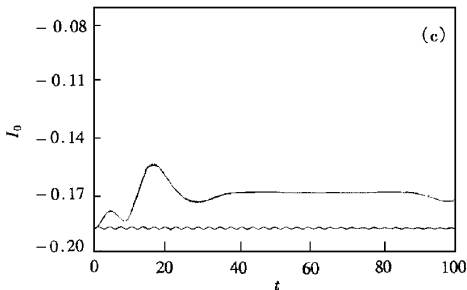
(a)  $\delta_1=20, \delta_2=0$



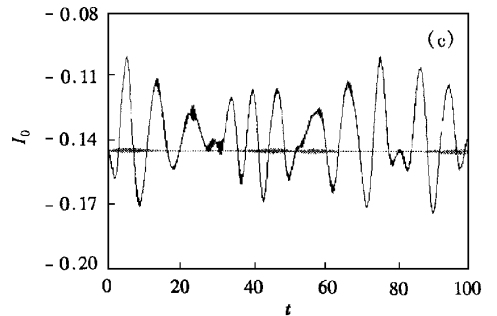
(b)  $q=8, \xi=5, \delta_1=\delta_2=40$



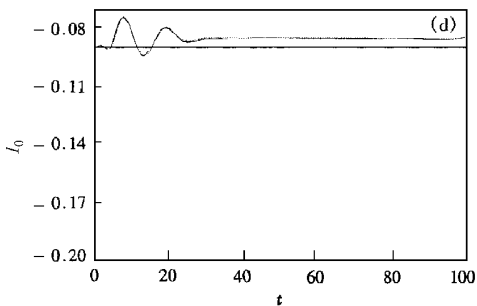
(b)  $\delta_1=20, \delta_2=20$



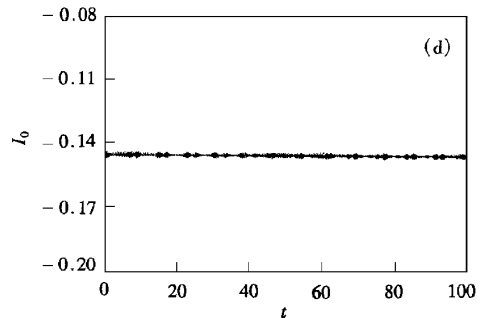
(c)  $q=1, \xi=5, \delta_1=\delta_2=40$



(c)  $\delta_1=20, \delta_2=30$



(d)  $q=8, \xi=10, \delta_1=\delta_2=40$



(d)  $\delta_1=20, \delta_2=40$

图2  $I_0$  的时间  $t$  演化 虚线为  $x=0$  实线为  $x=1$

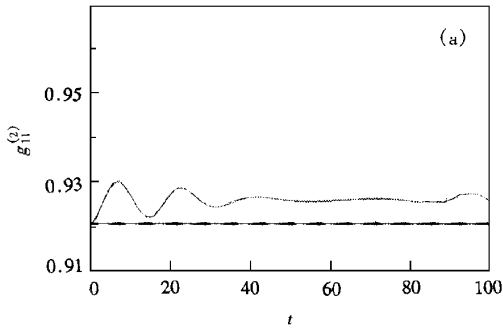


图3  $I_0$  的时间  $t$  演化  $q=8, \xi=5$  虚线为  $x=0$  实线为  $x=1$

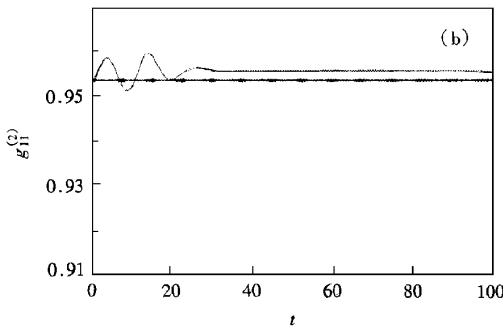
度有所减弱;当  $\delta_1 = \delta_2 = 40$  且  $\xi = 5$  时 随着  $q$  的减小,  $I_0$  的振荡幅度减小且均值减小. 表明, 两模间的非经典相关程度随  $q$  的减小而加强(如图 2(b)和图 2(c)所示). 当  $\delta_1 = \delta_2 = 40$  且  $q = 8$  时, 随着  $\xi$  的增大,  $I_0$  的振荡幅度减小, 且均值增大. 表明两模间的非经典相关程度随  $\xi$  的增大而减弱(如图 2(b)和图 2(d)所示). 这是因为: 当  $q$  减小或  $\xi$  增大时, 对相干态的光子数分布展宽, 峰位向大  $n$  方向移动<sup>[5]</sup>. 当  $x = 1$ , 在两个模场的失谐量较大及一定初始场强的情况下,  $I_0$  仅相对于初始值作微幅振荡, 且  $q$  值

越大, 振幅越小, 如图 2(b)、图 2(c)和图 2(d)所示, 这反映出两个模场具有较稳定的非经典相关性质. 其原因是, 在此情况下, 光场与原子的能量交换很少, 因而腔中光场的光子数及其统计分布变化也很小.

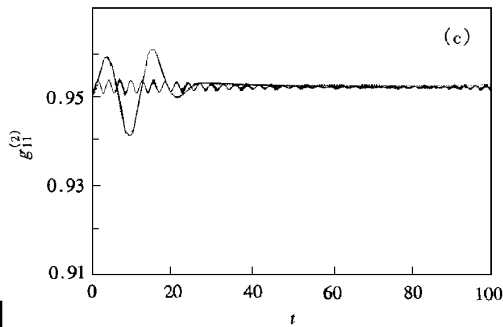
图 3 给出了在模场 1 的失谐量  $\delta_1$  不变而改变模场 2 的失谐量  $\delta_2$  的情形下,  $I_0$  随时间  $t$  的演化图. 从图 3 中可以看出, 当  $|\Delta\delta|$  较大时, Kerr 介质对



(a)  $q = 8, \xi = 5$

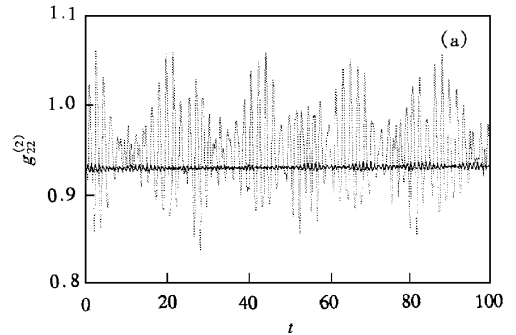


(b)  $q = 8, \xi = 10$

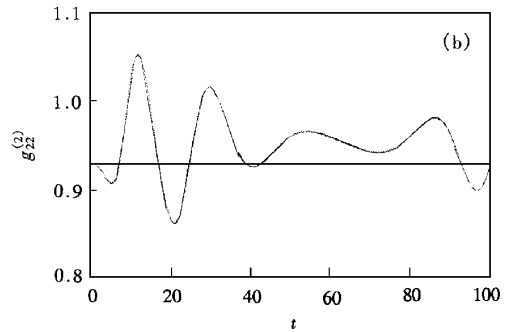


(c)  $q = 1, \xi = 10$

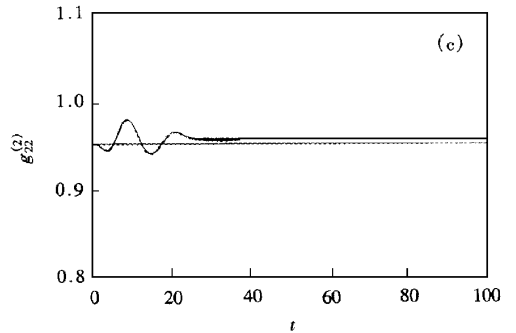
图 4  $g_{11}^{(2)}$  的时间  $t$  演化  $\delta_1 = \delta_2 = 40$ , 虚线为  $x = 0$ , 实线为  $x = 1$



(a)  $q = 8, \xi = 5, \delta_1 = \delta_2 = 0$



(b)  $q = 8, \xi = 5, \delta_1 = \delta_2 = 40$



(c)  $q = 4, \xi = 10, \delta_1 = \delta_2 = 40$

图 5  $g_{22}^{(2)}$  的时间  $t$  演化 虚线为  $x = 0$ , 实线为  $x = 1$

两模场的非经典相关程度影响不大,即  $I_0$  始终在初值附近作小幅振荡,如图 3(a)和图 3(d)所示;当  $|\Delta\delta| = 0$  时 Kerr 效应却使两模场的非经典相关程度增强,如图 3(b)所示.当  $|\Delta\delta|$  较小时,随着 Kerr 介质的增强,  $I_0$  的振荡幅度变大,其均值也有所增大,如图 3(c)所示.表明这种情况下, Kerr 效应使两模场的非经典相关性有所减弱并趋于相对不稳定,其结果与  $|\Delta\delta| = 0$  时的情况及共振情况下的结论完全不同<sup>[14-16]</sup>,这充分表明,两模场失谐量之差  $|\Delta\delta|$  对 Cauchy-Schwartz 不等式的重要影响.

### 3.2 Kerr 效应和失谐量对模场的二阶相干度的影响

现在讨论 Kerr 效应和失谐量对模场  $i$  的二阶相干度的影响.模场  $i$  的二阶相干度应由二阶关联函数来描述,定义为

$$g_{ii}^{(2)} = \frac{\langle a_i^{\dagger 2} a_i^2 \rangle}{\langle a_i^{\dagger} a_i \rangle^2} = \frac{\langle (a_i^{\dagger} a_i)^2 \rangle - \langle a_i^{\dagger} a_i \rangle^2}{\langle a_i^{\dagger} a_i \rangle^2} \quad (i = 1, 2). \quad (26)$$

如果  $g_{ii}^{(2)} < 1$ , 场模  $i$  呈现负关联,其光子数分布为亚泊松分布,辐射场呈现反聚束效应;如果  $g_{ii}^{(2)} > 1$ , 场模  $i$  呈现正关联,其光子数分布超泊松分布,辐射场呈现聚束效应;若  $g_{ii}^{(2)} = 1$ , 则第  $i$  模对应泊松分布的相干场,光场为零关联.其中  $g_{11}^{(2)}$  表示场模 1 的二阶相干度,  $g_{22}^{(2)}$  表示场模 2 的二阶相干度.

图 4 给出了两个模场的失谐量相等的情况下,  $g_{11}^{(2)}$  的时间  $t$  演化.由图 4 可以看出,  $g_{11}^{(2)}$  始终小于 1, 即辐射场始终呈现出反聚束效应;比较图 4(a)与

图 4(b), 可以看到, 当  $x = 0, \delta_1 = \delta_2 = 40, q = 8$  时, 随着  $\xi$  的增大,  $g_{11}^{(2)}$  均值增大, 辐射场的反聚束效应减弱, 且  $g_{11}^{(2)}$  的时间演化曲线很快趋势于稳定值. 这表明初始场强较大时, 原子受激辐射的部分在整个腔场所占比例下降; 比较图 4(b)与图 4(c) 可以看到, 当  $x = 0, \delta_1 = \delta_2 = 40, \xi = 10$  时, 随着  $q$  的减小, 辐射场的反聚束效应增强.

由图 4(a)—图 4(c) 可见, 加入 Kerr 介质后, 辐射场的二阶相干度  $g_{11}^{(2)}$  的演化曲线的振荡幅度明显减小, 仅相对于初始值作微幅振荡. 表明 Kerr 效应使原子与光场的能量交换减弱, 使原子的吸收效率降低, 从而抑制了光场光子数分布的波动. 在这种情况下,  $g_{11}^{(2)}$  的长时间演化还呈现出超结构.

图 5 给出了两个模场的失谐量相等的情况下, 模场 2 的二阶相干度  $g_{22}^{(2)}$  的时间演化曲线. 比较图 5(a)与图 5(b) 可见, 在  $q = 8, \xi = 5, x = 0$  条件下, 当  $\delta_1 = \delta_2 = 0$  时,  $g_{22}^{(2)}$  在初值周围作较大幅度的振荡, 辐射场呈现出聚束效应与反聚束效应交替出现的现象, 而当  $\delta_1 = \delta_2 = 40$  时,  $g_{22}^{(2)}$  曲线的振荡频率明显减小, 这时受激辐射场的反聚束效应的强度更弱, 占居时间也更短. 表明模场失谐量的增大将削弱受激场的非经典效应. 比较图 5(b)与图 5(c) 可以看出, 当  $q$  减小而  $\xi$  增大后, 体系的反聚束效应明显增强, 当  $q = 4, \xi = 10$  时,  $g_{22}^{(2)}$  完全小于 1, 此时受激场的光子数只呈现亚泊松分布. 由图 5 还可看到, 当  $x = 1$  时,  $g_{22}^{(2)}$  只在初值附近作微幅振荡, 即使改变  $q, \xi, \delta_1, \delta_2$  的值也不会使受激场的光子数偏离亚泊松分布.

- [1] X. Y. Huang *et al.*, *J. Phys. Chem.*, **80** (1984) 893.  
 [2] X. Y. Huang *et al.*, *J. Phys. Chem.*, **88** (1984) 4801.  
 [3] C. M. Caves, *Phys. Rev.*, **D23** (1981), 1693.  
 [4] P. Zhou *et al.*, *Acta Optica Sinica*, **10** (1990), 837 (in Chinese) [周 鹏等, *光学学报*, **10** (1990) 837].  
 [5] T. Q. Song *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **44** (1995), 1418 (in Chinese) [宋同强等, *物理学报*, **44** (1995), 1418].  
 [6] V. Buzek, I. Jex, *Opt. Commun.*, **78** (1990) A25.  
 [7] G. X. Li *et al.*, *Acta Optica Sinica*, **13** (1993), 902 (in Chinese) [李高翔等, *光学学报*, **13** (1993), 902].  
 [8] G. X. Li, J. S. Peng, *Phys. Rev.*, **A52** (1995), 465.  
 [9] H. Lu *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **44** (1995), 708 (in Chi-

nese) [路 洪等, *物理学报*, **44** (1995), 708].

- [10] A. II. Toor *et al.*, *Phys. Rev.*, **A45** (1992), 4951.  
 [11] G. X. Li *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **45** (1996), 37 (in Chinese) [李高翔等, *物理学报*, **45** (1996) 37].  
 [12] G. S. Aggarwal, *J. Opt. Soc. Am.*, **B5** (1988), 1940.  
 [13] C. C. Gerry *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B8** (1991) 868.  
 [14] Y. Z. Lai *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **46** (1997), 1710 (in Chinese) [赖云忠等, *物理学报*, **46** (1997), 1710].  
 [15] G. X. Li *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **42** (1993), 1443 (in Chinese) [李高翔等, *物理学报*, **42** (1993), 1443].  
 [16] Y. Z. Lai *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **47** (1998), 1489 (in Chinese) [赖云忠等, *物理学报*, **47** (1998), 1489].

# QUANTUM STATISTIC PROPERTIES OF NON-RESONANCE INTERACTION BETWEEN A THREE-LEVEL ATOM AND TWO MODE CAVITIES WITH KERR MEDIUM\*

TAO XIANG-YANG LIU JIN-MING LIU SAN-QIU FU CHUAN-HONG  
(*Department of Physics, Jiangxi Normal University, Nanchang 330027, China*)  
(Received 10 October 1999; revised manuscript received 21 January 2000)

## ABSTRACT

We have studied the non-resonance interaction between a V-type three-level atom and two-mode cavity with Kerr medium. The results show that if the detunings of the two-mode cavities are equal ( $\delta_1 = \delta_2$ ), when initial strength  $\xi$  of the two cavities remains unchanged and photon difference  $q$  of the two mode cavities is decreased, the non-classical coherence degree between the two mode cavities is increased; when  $q$  remains unchanged and  $\xi$  is increased, the non-classical coherence degree between the two mode cavities is decreased. When  $\Delta\delta = |\delta_2 - \delta_1| = 0$  and  $q$  and  $\xi$  remain unchanged, the non-classical coherence degree is decreased with the increase of Kerr effect, and the value of  $\Delta\delta$  has an importance influence on the non-classical coherence degree. The results also show that when  $\delta_1 = \delta_2$ , the second-order coherence degree of the cavity 1 shows  $g_{11}^2 < 1$ , but the second-order coherence degree of cavity 2 shows  $g_{22}^2 < 1$  or  $g_{22}^2 > 1$ . On the other hand, the amplitude evolution of the second-order coherence degree of two-mode cavity is decreased due to the influence of Kerr effect.

**Keywords** : Kerr medium, non-resonance interaction, Cauchy-Schwartz inequality, second order coherence degree

**PACC** : 4250

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 971216).