第 45 卷 第 1 期 1996 年 1 月
1000-3290/96/45(01)/0037-09

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.45, No.1, Jan., 1996
©1996 Chin. Phys. Soc.

动态 Stark 移位对非简并双光子 Jaynes - Cummings 模型中相干捕获的影响*

李高翔 彭金生

(华中师范大学物理系,武汉 430070)

(1994 年 7 月 20 日收到)

研究了包含动态 Stark 移位的非简并双光子 Jaynes - Cummings (J - C)模型中相干捕获的性质,指出了动态 Stark 移位对导致原子相干捕获的光场(以下简称诱捕获光场)性质的重要影响,分析了诱捕获光场的特性.

PACC: 4250;3280

1 引 言

由于光场与原子相互作用系统中原子的相干捕获在激光冷却原子[1]、无反转激光[2]、以及介质的感应透明[3]等方面具有重要的作用,因此对这一问题的研究一直十分活跃[4].最近,Agarwal[5]研究了处于准经典相干捕获态的三能级原子与双模量子光场相互作用系统中的相干捕获现象,指出在原子 - 光场发生共振作用时,使型三能级原子捕获的光场应是双模光子统计匹配光场;而使级联三能级原子捕获的光场则是与双模压缩算符密切相关的光场.Deb 等人[6]通过绝热消去与双模量子光场作用的型三能级原子的上态,在忽略原子能级动态 Stark 移位的情况下而得到,导致原子相干捕获的光场是两模光子数之和为任意正整数 N 的双模相关光场.在 N 较大时,这一光场与双模光场相位差算符密切相关.

另一方面,在一定的条件下,与量子光场作用的多能级原子可以通过绝热消去将其等效为一个具有动态 Stark 移位的二能级原子系统[7—14].Brune 等人指出[8],利用这种动态 Stark 移位可以对微激射器中腔场光子数进行量子非破坏性测量;原子 - 光场相互作用系统中的量子性质,如原子粒子布居差的崩塌—回复效应[9—12]、原子跃迁的线形[11]、原子的发射谱和偶极压缩效应[13,14]以及光场的量子性质[9,12]等均会因动态 Stark 移位的影响而发生显著的变化.虽然 Cirac 和 Sanchez - Soto[15]在讨论简并双光子 J - C 模型中相干捕获现象时指出了动态 Stark 移位对诱捕获光场的影响,但对于非简并双光子 J - C 模型中动态 Stark 移位对系统相干捕获性质的影响,至今尚未见报道.

* 国家自然科学基金资助的课题.

本文通过绝热消去与双模光场作用的级联型三能级原子的中间能级，研究了动态 Stark 移位对原子－光场耦合系统相干捕获性质的影响. 在忽略和计及动态 Stark 移位的影响时分别得出了使原子发生相干捕获的光场的三种不同态函数. 这三种态函数分别与双模光场相位和算符$(a^+a+1)^{-1/2}(b^+b+1)^{-1/2}ab$[17]的本征态、双模 $SU(1,1)$相干态[18,19]以及算符$(a^+a+1)^{-1}ab$ 的本征态相对应. 考虑这三种双模光场的二阶相干性质发现，它们均是非经典光场.

2 模型及发生相干捕获的条件

考虑如图 1 所示的级联型三能级原子与双模光场相互作用系统，三能级原子的本征频率为 $\frac{\omega_0}{2}$，ω_i 和 $-\frac{\omega_0}{2}$ 的三个能级分别用 $|e\rangle$，$|i\rangle$ 和 $|g\rangle$ 标记，原子在 $|g\rangle\leftrightarrow|i\rangle$ 和 $|e\rangle\leftrightarrow|i\rangle$ 之间的单光子跃迁分别由频率为 ω_a 和 ω_b 的光场驱动，图 1 中 $\Delta=\omega_i+\frac{1}{2}\omega_0-\omega_a$ 代表原子从 $|g\rangle$ 跃迁到 $|i\rangle$ 的单光子失谐量，$\delta=\omega_a+\omega_b-\omega_0$ 为系统的双光子失谐量. 在旋波近似下，描述原子－光场耦合系统的哈密顿量为

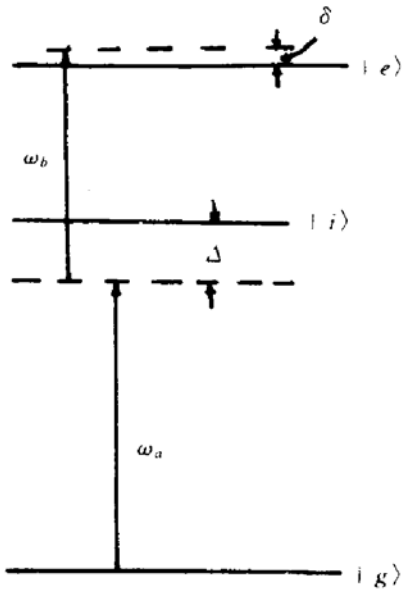


图 1 级联型三能级原子与双模光场耦合示意图

$$H=\omega_a a^+a+\omega_b b^+b+\frac{1}{2}\omega_0(|e\rangle\langle e|-|g\rangle\langle g|)+\omega_i|i\rangle\langle i|+(g_1a^+|g\rangle\langle i|+g_2b^+|i\rangle\langle e|+\mathrm{H.c.})\quad(\hbar=1),\tag{1}$$

式中 g_1，g_2 表示原子－光场的单光子耦合常数. 如果系统的单光子失谐量 Δ，$\Delta+\delta$ 的值远大于原子的单光子 Rabi 振荡频率，那么可以通过绝热消去原子的中间能级 $|i\rangle$，将系统等效为一个与双模光场发生非简并双光子作用的二能级原子系统[7—14]. 在 $\delta\ll\Delta$ 时，(1)式可以用等效哈密顿量

$$H_{\mathrm{eff}}=\omega_a a^+a+\omega_b b^+b+\frac{1}{2}\omega_0(|e\rangle\langle e|-|g\rangle\langle g|)+H_{as}+\frac{g_1g_2}{\Delta}(a^+b^+|g\rangle\langle e|+ab|e\rangle\langle g|)\tag{2}$$

代替，式中

$$H_{as}=\frac{g_1^2}{\Delta}a^+a|g\rangle\langle g|+\frac{g_2^2}{\Delta}b^+b|e\rangle\langle e|\tag{3}$$

描述的是在光场作用下，因图 1 中 $|i\rangle$ 能级导致的跃迁使得 $|e\rangle$，$|g\rangle$ 能级发生的动态 Stark 移位. 下面从(2)式出发，讨论动态 Stark 移位对系统相干捕获性质的影响.

假设在 $t=0$ 时刻，原子处在态矢 $|e\rangle$，$|g\rangle$ 的相干叠加态：

$$|\psi_A(0)\rangle=\cos\frac{\theta}{2}|e\rangle+\sin\frac{\theta}{2}e^{i\varphi}|g\rangle\qquad(0\leqslant\theta<\pi,0\leqslant\varphi<2\pi),\tag{4a}$$

双模光场处在:

$$|\psi_F(0)\rangle = \sum_{n_1,n_2=0}^{\infty} F_{n_1,n_2}|n_1,n_2\rangle , \tag{4b}$$

即初始时刻,原子－光场耦合系统处在:

$$|\psi(0)\rangle = |\psi_A(0)\rangle \otimes |\psi_F(0)\rangle = [\sum_{n_1=0}^{\infty} F_{n_1,0}|g,n_1,0\rangle + \sum_{n_2=1}^{\infty} F_{0,n_2}|g,0,n_2\rangle]\sin\frac{\theta}{2}e^{i\varphi}$$

$$+ \sum_{n_1,n_2=1}^{\infty}[F_{n_1-1,n_2-1}\cos\frac{\theta}{2}|e,n_1-1,n_2-1\rangle + \sin\frac{\theta}{2}e^{i\varphi}F_{n_1,n_2}|g,n_1,n_2\rangle] \tag{5}$$

那么随着时间的演化,由哈密顿量(2)式描述的原子－光场耦合系统的态矢在任意 t 时刻变为

$$|\psi(t)\rangle = \sin\frac{\theta}{2}e^{i\varphi}e^{i\frac{\omega_0}{2}t}\left\{\sum_{n_1=0}^{\infty}\exp[-i(n_1\omega_a + \frac{g_1^2}{\Delta}n_1)t]F_{n_1,0}|g,n_1,0\rangle\right.$$

$$\left. + \sum_{n_2=1}^{\infty}e^{-in_2\omega_b t}F_{0,n_2}(g,0,n_2\rangle\right\} + \sum_{n_1,n_1=1}^{\infty}\exp[-i(n_1\omega_a + n_2\omega_b - \frac{\omega_0}{2})t]$$

$$\times\{B_+\exp[-i(\delta_{n_1,n_2} - \beta_{n_1,n_2})t/2]|\psi_{n_1,n_2}^{(+)}\rangle$$

$$+ B_-\exp[-i(\delta_{n_1,n_2} + \beta_{n_1,n_2})t/2]|\psi_{n_1,n_2}^{(-)}\rangle\} . \tag{6}$$

式中

$$\delta_{n_1,n_2} = \delta + \frac{g_1^2}{\Delta}n_1 - \frac{g_2^2}{\Delta}(n_2-1) , \tag{7a}$$

$$\beta_{n_1,n_2} = \sqrt{\delta_{n_1,n_2}^2 + 4g_1^2g_2^2n_1n_2/\Delta^2} , \tag{7b}$$

$$B_\pm = \frac{\sqrt{(\beta_{n_1,n_2} \mp \delta_{n_1,n_2})^2 + 4g_1^2g_2^2n_1n_2/\Delta^2}}{2\beta_{n_1,n_2}}$$

$$\times\left[\cos\frac{\theta}{2}F_{n_1-1,n_2-1} \pm \frac{2g_1g_2\sqrt{n_1,n_2}/\Delta}{\beta_{n_1,n_2} \mp \delta_{n_1,n_2}}\sin\frac{\theta}{2}e^{i\varphi}F_{n_1,n_2}\right] , \tag{7c}$$

$$|\psi_{n_1,n_2}^{(\pm)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\delta_{n_1,n_2}^2 + 4g_1^2g_2^2n_1n_2/\Delta^2}}$$

$$\times\left[(\beta_{n_1,n_2} \mp \delta_{n_1,n_2})|e,n_1-1,n_2-1\rangle \pm \frac{2g_1g_2\sqrt{n_1n_2}}{\Delta}(g,n_1,n_2\rangle\right] \tag{7d}$$

显然,$\{|\psi_{n_1,n_2}^{(+)}\rangle, |\psi_{n_1,n_2}^{(-)}\rangle\}$ 为哈密顿量 H_{eff} 的本征态矢集.

为了使初始处在 $|\psi_A(0)\rangle$ 的原子被光场捕获,即原子处在激发态 $|e\rangle$ 和基态 $|g\rangle$ 的概率不随时间演化而为一常数,这就要求在 $|\psi(t)\rangle$ 中只含本征态矢集 $\{|\psi_{n_1,n_2}^{(+)}\rangle\}$ 或 $\{|\psi_{n_1,n_2}^{(-)}\rangle\}$.从(6)式可知,满足发生原子粒子布居相干捕获的条件是 $B_+ = 0$ 或 $B_- = 0$,即初始光场的概率幅 F_{n_1,n_2} 和原子的初态条件之间满足

$$B_+ = 0 \Rightarrow F_{n_1,n_2} = -\cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi}F_{n_1-1,n_2-1}\frac{\beta_{n_1,n_2}-\delta_{n_1,n_2}}{2g_1g_2\sqrt{n_1n_2}/\Delta} \tag{8}$$

或

$$B_- = 0 \Rightarrow F_{n_1,n_2} = \cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi}F_{n_1-1,n_2-1}\frac{\beta_{n_1,n_2}+\delta_{n_1,n_2}}{2g_1g_2\sqrt{n_1n_2}/\Delta}\,. \tag{9}$$

(8)和(9)式均表明,初始光场的概率幅 F_{n_1,n_2} 只与 $F_{n_1-1,n_2-1},\cdots,F_{n_1-k,n_2-k}\cdots$ 构成一递推关系式.这就是说,要使原子被捕获,则初始光场只能是 $|n_1-k,n_2-k\rangle$ 的叠加态,即

$$|\psi_F(0)\rangle = \sum_{n_1,n_2}\sum_{k=0}^{n_1\forall n_2}F_{n_1-k,n_2-k}|n_1-k,n_2-k\rangle\,, \tag{10}$$

式中

$$n_1\forall n_2 = \begin{cases} n_1 & \text{当 } n_1 \leqslant n_2 \text{ 时;} \\ n_2 & \text{当 } n_1 > n_2 \text{ 时.} \end{cases}$$

显然,如果 $n_1 \leqslant n_2$,(10)式化为

$$|\psi_F^{(1)}(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty}F_{n,n+q}|n,n+q\rangle\,, \tag{11}$$

式中 q 为任意的正整数或零,而当 $n_1 \geqslant n_2$ 时,(10)式可写成

$$|\psi_F^{(2)}(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty}F_{n+q,n}|n+q,n\rangle\,. \tag{12}$$

(11)和(12)式表明,在由(2)式所描述的非简并双光子 J-C 模型中,要把初始处在 $|\psi_A(0)\rangle$ 态的原子捕获,则初始光场应是某种双模相关光场.容易看到,$|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ 和 $|\psi_F^{(2)}(0)\rangle$ 均是光场两模光子数之差算符 a^+a-b^+b 的本征态,即捕获光场两模光子数之差应是一任意整数.这是因为算符 a^+a-b^+b 与哈密顿量 H_{eff} 对易,即 a^+a-b^+b 是系统的运动常量,从而导致原子相干捕获的光场应是 a^+a-b^+b 的本征态.下面讨论光场态矢 $|\psi_F(0)\rangle$ 的具体形式,进而分析动态 Stark 移位对系统相干捕获性质的影响.

3 诱捕获光场的态矢及性质

从(7a)式看到,由于动态 Stark 移位的影响,使得系统的双光子失谐量由 δ 变为 δ_{n_1,n_2}.为了考察动态 stark 移位对系统相干捕获性质的影响,首先不计及动态 Stark 移位时的情况.

3.1 忽略动态 Stark 移位的影响

如果不考虑动态 Stark 移位对系统性质的影响,则 $\delta_{n_1,n_2}=\delta$.在双光子共振情况下,(8)和(9)式化为

$$F_{n_1,n_2} = \mp\cot\frac{\theta}{2}e^{i\varphi}F_{n_1-1,n_2-1}, \tag{13}$$

式中负、正号分别与 B_+、B_- 相对应. 不失一般性,这里只讨论(13)式取负号的情形. 注意到(11)式则 $|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ 的概率幅 $F_{n,n+q}$ 满足

$$F_{n,n+q} = (-1)^n(\cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi})^n F_{0,q}.$$

利用归一化条件 $\langle\psi_F^{(1)}(0)|\psi_F^{(1)}(0)\rangle = 1$,容易得到诱捕获光场的态矢为

$$|\psi_F^{(1)}(0)\rangle = \sqrt{1-\cot\frac{\theta}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n(\cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi})^n|n,n+q\rangle \quad (\cot\frac{\theta}{2}<1). \tag{14}$$

这里 $\cot\frac{\theta}{2}<1$ 是归一化条件的限制. 同样地,$|\psi_F^{(2)}(0)\rangle$ 的表达式为

$$|\psi_F^{(2)}(0)\rangle = \sqrt{1-\cot^2\frac{\theta}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n(\cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi})^n|n+q,n\rangle. \tag{15}$$

显然,当 $q=0$ 时,$|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$,$|\psi_F^{(2)}(0)\rangle$ 即是双模压缩真空态[16]. 由于 $|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$,$|\psi_F^{(2)}(0)\rangle$ 具有相似的形式,下面仅以 $|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ 为例考察诱捕获光场的性质.

由(14)式容易得到

$$\langle a^+a\rangle = \frac{\cot^2\frac{\theta}{2}}{1-\cot^2\frac{\theta}{2}}, \qquad \langle b^+b\rangle = \langle a^+a\rangle + q, \tag{16a}$$

$$\langle a^{+2}a^2\rangle = 2\langle a^+a\rangle^2, \qquad \langle b^{+2}b^2\rangle = 2\langle a^+a\rangle^2 + 2\langle a^+a\rangle + q^2 - 1, \tag{16b}$$

$$\langle a^+ab^+b\rangle = 2\langle a^+a\rangle^2 + (q+1)\langle a^+a\rangle. \tag{16c}$$

利用上式可得,由(14)式描述的双模光场角模的二阶相干度模间相关度[20]为

$$\gamma_{11}^{(2)} = \frac{\langle a^{+2}a^2\rangle}{\langle a^+a\rangle^2} = 2, \qquad \gamma_{22}^{(2)} = \frac{\langle b^{+2}b^2\rangle}{\langle b^+b\rangle^2} = 1 + \frac{\langle a^+a\rangle^2 - 1}{(\langle a^+a\rangle + q)^2}, \tag{17}$$

$$\gamma_{12}^{(2)} = \frac{\langle a^+ab^+b\rangle}{\langle a^+a\rangle\langle b^+b\rangle} = 1 + \frac{\langle a^+a\rangle + 1}{(\langle a^+a\rangle + q}. \tag{18}$$

(17)式表明,诱捕获光场第一模光子呈现超泊松分布;而第二模的光子在 $\cot\frac{\theta}{2}<\frac{1}{\sqrt{2}}$ 时却呈现亚泊松分布,当 $\frac{1}{\sqrt{2}}<\cot\frac{\theta}{2}<1$ 时,则呈现超泊松分布. 并且从(18)式看到,光场两模之间是相关的,这种相关性质可由 Cauchy－Schwartz 不等式判定[20]. 由 Cauchy－Schwartz 不等式

$$(\gamma_{12}^{(2)})^2 \leqslant \gamma_{11}^{(2)}\gamma_{22}^{(2)} \tag{19}$$

可知,如果上式不成立,则光场两模间是一种非经典相关,否则就是经典相关. 利用(17)和(18)式不难得知,当 $q=0,1,2,3$ 时,诱捕获光场两模之间是非经典相关,而当 $q\geqslant 4$ 时,光场两模之间是经典相关.

另外,从(14)式容易发现,$|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ 也是双模光场相位和算符 $(a^+a+1)^{-1/2}(b^+b+1)^{-1/2}ab$[17,18] 的本征值为 $-\cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi}$ 的本征态. 这就是说,$|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ 既是光子数之差算符 a^+a-b^+b 的本征态,也是相位和算符 $(a^+a+1)^{-1/2}(b^+b+1)^{-1/2}ab$ 的本征态. 这是因为这两个算符互为对易,因而 $|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ ((14)式描述)是上述两个算符的共同本

征态. 同时可以看到, 在 $\cot\frac{\theta}{2}\to 1$, 即 $\langle a^{+}a\rangle\to\infty$ 时, (14)式可以写成

$$\lim_{\cot\frac{\theta}{2}\to 1}|\psi_F^{(1)}(0)\rangle=\lim_{s\to\infty}\frac{1}{\sqrt{s+1}}\sum_{n=0}^{s}e^{-in(\varphi+\pi/2)}|n,n+q\rangle. \tag{20}$$

从上面的讨论看到, 在不计及动态 Stark 移位的影响时, 诱捕获光场的态矢及性质与反映原子－光场耦合性质的参量 g_1,g_2,Δ 等无关, 那么计及动态 Stark 移位的影响时, 诱捕获光场的态矢及性质又是怎样的呢?

3.2 考虑动态 Stark 移位的影响

下面考虑计及动态 Stark 移位的影响时, 诱捕获光场的态矢及性质.

为了计算简单, 在(7a)式中令 $\delta=-\frac{g_2^2}{\Delta}$, 于是(8)和(9)式分别简化为

$$B_+=0:\quad F_{n_1,n_2}=-\cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi}\frac{g_1}{g_2}\sqrt{\frac{n_1}{n_2}}F_{n_1-1,n_2-1}, \tag{21}$$

$$B_-=0:\quad F_{n_1,n_2}=\cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi}\frac{g_2}{g_1}\sqrt{\frac{n_2}{n_1}}F_{n_1-1,n_2-1}. \tag{22}$$

由于(21),(22)式形式类似, 因此以下仅以(21)式为例讨论诱捕获光场的态矢及性质.

如果, $n_1\geqslant n_2$, 由(12)和(21)式容易得到诱捕获光场的态矢为

$$|\psi_F^{(2)}(0)\rangle=[1-(\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2})^2]^{\frac{q+1}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}(-\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2})^n e^{-in\varphi}\sqrt{\frac{(n+q)!}{n!\,q!}}|n+q,n\rangle$$

$$(\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2}<1). \tag{23}$$

显然上式即为两模光子数之差为 q 的双模 $SU(1,1)$ 相干态[18,19]对由这一态矢所描述的双模光场的非经典特性文献[18,19]已有较为详细的报道. 这就是说, 在计及动态 Stark 移位且双光子失谐量为 $\delta=-\frac{g_2^2}{\Delta}$ 时, 如果原子的初态条件满足 $\cot\frac{\theta}{2}<\frac{g_2}{g_1}$, 那么将原子捕获的光场是双模 $SU(1,1)$ 相干光场, 这一光场性质与原子的初态条件和反映原子－光场耦合性质的常数 g_1,g_2 有关. 换言之, 此时导致原子捕获的光场不仅依赖于原子的初始态, 而且还与原子－光场耦合系统的耦合性质有关. 另外, 从(4a)和(23)式还可看出, 如果 $\frac{g_2}{g_1}>1$, 则被双模 $SU(1,1)$ 相干光场(由(23)式描述)捕获的原子处在激发态 $|e\rangle$ 的粒子布居值可以大于处在 $|g\rangle$ 的布居值, 这说明计及动态 Stark 移位后, 在这一条件下可以实现原子的粒子布居数反转. 这一情况与不考虑动态 Stark 移位时的结果不同, 在那里原子处在激发态 $|e\rangle$ 布居值小于在 $|g\rangle$ 的布居值.

假如在(21)式中 $n_1\leqslant n_2$, 那么由(11)式可知, 此时诱捕获光场的态矢应为

$$|\psi_F^{(1)}(0)\rangle=F_{0,q}\sum_{n=0}^{\infty}(-\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2})^n e^{-in\varphi}\sqrt{\frac{n!}{(n+q)!}}|n,n+q\rangle\quad(\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2}<1), \tag{24}$$

式中

$$F_{0,q} = [\sum_{n=0}^{\infty}(\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2})^{2n}\frac{n!}{(n+q)!}]^{-1/2}. \tag{25}$$

显然,在 $q=0$ 时,$|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ 即为双模压缩真空态.下面以 $q=1$ 为例考察由(24)式描述的诱捕获光场的相干性质.

当 $q=1$ 时,由(24)式容易得到反映光场二阶相干性质的函数为

$$\gamma_{11}^{(2)} = 1 + \frac{1+\langle b^+ b\rangle[\ln(\frac{1}{1-x})-1]}{[\langle b^+ b\rangle - 1]^2}, \qquad \gamma_{22}^{(2)} = \ln[\frac{1}{1-x}], \tag{26}$$

$$\gamma_{12}^{(2)} = \ln[\frac{1}{1-x}]\frac{\langle b^+ b\rangle}{\langle b^+ b\rangle - 1}, \tag{27}$$

$$(\gamma_{12}^{(2)})^2 - \gamma_{11}^{(2)}\gamma_{22}^{(2)} = 2\ln[\frac{1}{1-x}]\frac{1}{\langle b^+ b\rangle - 1} > 0, \tag{28}$$

式中

$$x = (\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2})^2, \qquad \langle b^+ b\rangle = \frac{x}{(1-x)\ln[\frac{1}{1-x}]}.$$

图 2 给出 $\gamma_{11}^{(2)}$,$\gamma_{22}^{(2)}$ 和 $\gamma_{12}^{(2)}$ 随 $\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2}$ 的变化.图 2 表明,由(24)式描述的双模光场,其第一模的二阶相干度恒大于 1;第二模的二阶相干度在 $\sqrt{\frac{e-1}{e}} < \frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2} < 1$ 时大于 1,而在 $\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2} < \sqrt{\frac{e-1}{e}}$ 时,$\gamma_{22}^{(2)} < 1$.这说明双模光场第一模的光子呈现超泊松分布,而第二模的光子则呈现亚泊松分布.同时,从图 2 还可看出,$\gamma_{12}^{(2)} > 0$,即双模光场两模间是相关的.由(28)式可知,这种相关是一种非经典相关.亦即在由(2)式描述的非简并双光子 J－C 模型中,将初始处于 $|\psi_A(0)\rangle$ 的原子捕获的光场是一种非经典光场.

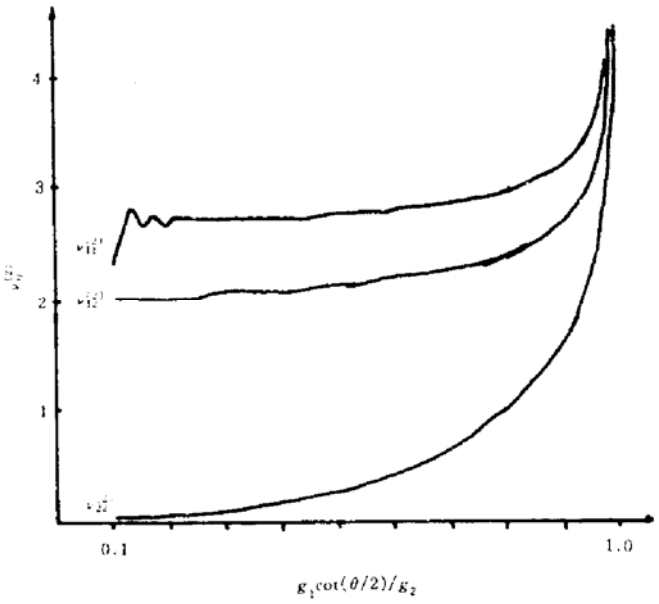


图 2

此外,容易看出,由(24)式描述的态矢 $|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ 不仅是算符 $a^+a - b^+b$ 的本征态,而且也是 $(a^+a+1)^{-1}ab$ 的本征值为 $-\frac{g_1}{g_2}\cot\frac{\theta}{2}e^{-i\varphi}$ 的本征态,这是因为这两个算符互为对易.同时,容易发现,$(a^+a+1)^{-1}ab$ 可以写为 $(a^+a+1)^{-1}ab = (b^+b+1)^{1/2}(a^+a+1)^{-1/2}[(a^+a+1)^{-1/2}(b^+b+1)^{-1/2}ab]$.显然算符 $(a^+a+1)^{-1}ab$ 可以看成是与双模光场两模光子数之比有关的算符 $(b^+b+1)^{1/2}(a^+a+1)^{-1/2}$ 和双模相位和算符 $(a^+a+$

$1)^{-1/2}(b^+ b+1)ab$ 的乘积，其本征态矢 $|\psi_F^{(1)}(0)\rangle$ 可以利用忽略腔损耗的非简并双光子微激射器产生. 对此将另文报道.

需要指出的是，Cirac 等[15]在研究简并双光子 J－C 模型中相干捕获问题时指出，动态 Stark 移位的计入，使处在相干叠加态的二能级原子捕获的光场应是单模压缩真空场，而这里的结果表明，由于动态 Stark 移位的影响，在非简并双光子 J－C 模型中捕获原子的光场则可分别是由(23)、(24)式描述的双模相关光场. 这是因为在简并情况下，二能级原子两能级动态 Stark 移位值均因单模光子数决定，而在双模情况下，原子两能级的动态 Stark 移位值则分别与两模光子数 $a^+ a$，$b^+ b$ 有关，使得两能级的动态 Stark 移位值不相同，从而在非简并双光子 J－C 模型中，将原子捕获的光场不仅仅是 $q=0$ 时的双模压缩真空场，而且还可以是 $q\neq 0$ 的双模相关光场(分别由(23)，(24)式描述).

4 结 论

本文研究了包含动态 Stark 移位的非简并双光子 J－C 模型中相干捕获的性质，考察了动态 Stark 移位对诱捕获光场的影响. 所得结果表明，在忽略动态 Stark 移位时，诱捕获光场是双模相位和算符 $(a^+ a+1)^{-1/2}(b^+ b+1)^{-1/2}ab$ 的本征态，光场的概率幅只与反映原子初态性质的参数有关；而考虑动态 Stark 移位的影响后，诱捕获光场可以是双模 $SU(1,1)$ 相干光场或是处于算符 $(a^+ a+1)^{-1}ab$ 的本征态的光场，这两种光场的概率幅不仅与原子的初态有关，而且还依赖于反映原子－光场耦合性质的参数 g_1, g_2. 通过分析这三种光场的二阶相干性质发现，它们均是双模非经典光场.

[1] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), 2112; E. Korsunsky, D. Kosachiov, B. Matisov, Yu. Rozhdestvensky, L. Windholz and C. Neureiter, *Phys. Rev.*, **A48**(1993), 1419.

[2] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1033.

[3] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 552; S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 52.

[4] H. I. Yoo, J. H. Eberly, *Phys. Rep.*, **118**(1985), 239; G. C. Hegerfeldt, M. B. Plenio, *Phys. Rev.*, **A46**(1992), 373; Jin-sheng Peng, Gao-xiang Li, *Phys. Rev.*, **A46**(1992), 1516; Jin-sheng Peng, Gao-xiang Li, *Phys. Lett.*, **A170**(1993), 230; Gao-xiang Li, Jin-sheng Peng, *Phys. Lett.*, **A189**(1994), 445.

[5] G. S. Agarwal, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 1351.

[6] B. Deb, G. Gangopadhyay, D. S. Ray, *Phys. Rev.*, **A48**(1993), 1400.

[7] M. Brune, J. M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 154; T. R. Gentile, B. J. Hughey, D. Klepper and T. W. Ducas, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 5103.

[8] M. Brune, S. Haroche, V. Lefevre, J. M. Raimod, N. Zagury, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 976; M. Brune, S. Haroche, J. M. Raimond, L. Davidovich and N. Zagury, *Phys. Rev.*, **A45**(1992), 5193.

[9] R. R. Puri, R. K. Bullough, *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**(1988), 2012.

[10] S. C. Gou, *Phys. Lett.*, **A147**(1990), 218.

[11] H. M. Gessa, V. Buzek, P. L. Knight, *Opt. Commun.*, **85**(1991), 267.

[12] V. Bartzis, N. Nayak, *J. Opt. Soc. Am.*, **B8**(1991), 1779.

[13] T. Nasreen, M. S. K. Razmi, *Opt. Commun.*, **88**(1992), 101; T. Nasreen, M. S. K. Razmi, *Phys. Rev.*, **A46**(1992), 4161.

[14] T. Nasreen, *J. Opt. Soc. Am.*, **B11**(1994), 386.

[15] J. I. Cirac, L. L. Sanchez-Soto, *Phys. Rev.*, **A44**(1991), 33317.

[16] Ts. Gantsog, R. Tanas, *Phys. Lett.*, **A152**(1991), 251.

[17] G. S. Agarwal, *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**(1988), 1940.

[18] C. C. Gerry, *J. Opt. Soc. Am.*, **B8**(1991), 685.

[19] C. C. Gerry, R. F. Welch, *J. Opt. Soc. Am.*, **B8**(1991), 868.

[20] 李高翔、彭金生, 物理学报, **42**(1993), 1443.

EFFECTS OF AC STARK SHIFTS ON COHERENT POPUALTION TRAPPING IN THE NONDEGENERATE TWO-PHOTON JAYNES-CUMMINGS MODEL

LI GAO-XIANG　PENG JIN-SHENG

(*Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan*　430070)

(Received 20 July 1994)

ABSTRACT

We have studied the population trapping properties in the nondegenerate two - photon Jaynes-Cummings model in the presence of ac Stark shifts. The important influences of ac Stark shifts on the field inducing the atom to be trapped (called inducing trapping field) are pointed out and the properties of this field are analyzed.

PACC: 4250;3280