

# 受驱动的关联发射激光: 双模亚泊松光\*

胡响明<sup>1), 2)</sup> 彭金生<sup>1)</sup>

1), 华中师范大学物理系, 武汉 430079  
2), 华中师范大学应用物理研究所, 武汉 430079

**摘 要** 如果在关联发射的基础之上再引入原子相干, 这样的系统可产生明亮的双模亚泊松光。运用 Scully-Lamb 理论计算 Mandel  $Q$  因子, 一方面, 当相对相位和相对振幅的量子噪声被抑制到真空噪声水平时, 平均模呈现亚泊松光子分布; 或者当平均相位和平均振幅的量子噪声被抑制到真空噪声水平时, 相对模呈现亚泊松光子分布, Mandel  $Q$  因子的最佳值均可达到  $-0.5$ 。在上述两种情况下, 每个关联发射激光(CEL)模呈现亚泊松光子分布, Mandel  $Q$  因子的最佳值均可达到  $-0.25$ 。

**关键词** 原子相干, 关联发射激光, 双模亚泊松分布。

## 1 引 言

原子相干在激光物理中产生许多新效应。譬如, 关联发射激光<sup>[1-4]</sup>起源于原子相干, 利用原子相干是产生明亮压缩光的主要方式之一, 或者产生亚泊松激光<sup>[5-9]</sup>, 或者产生相位压缩光<sup>[3]</sup>。然而, 到目前为止, 利用原子相干产生明亮压缩光的研究主要限于单模激光。即使利用其它方式产生亚泊松光也是如此, 如泵浦统计<sup>[10]</sup>、泵浦环<sup>[11]</sup>及原子记忆效应<sup>[12]</sup>等。在实际的高精度应用中, 如激光陀螺<sup>[13]</sup>、引力波探测器<sup>[14]</sup>、量子通讯<sup>[15]</sup>等, 双模激光具有潜在的应用前景。因此, 双模明亮压缩光的研究具有重要意义。

双模压缩激光的复杂性就在于, 不仅要求其中每个模象单模激光那样, 某一个正交分量具有量子噪声压缩, 而且要求双模之间的关联噪声产生压缩。关联发射激光概念<sup>[1]</sup>的提出, 主要是利用原子相干来抑制双模之间的关联噪声。建立原子相干的方式主要有: 微波耦合<sup>[1, 2]</sup>、初始相干泵浦<sup>[1]</sup>、拉曼耦合<sup>[4]</sup>等。微波耦合的 V 型关联发射激光已得到实验验证<sup>[2]</sup>。但是, 通过上述方式建立的原子相干, 还只能使双模之间的关联噪声下降到真空噪声水平, 而且每个关联发射激光模的光子噪声和相位噪声均在真空噪声水平以上, 没有压缩效应产生。

本文建议在 V 型关联发射激光中再次引入原子相干, 即把 V 型三能级原子的两个上能级通过双模相干外场耦合到第四个能级。应用 Scully-Lamb 理论<sup>[16, 7]</sup>表明, 这个受驱动的关联发射激光系统能够产生双模亚泊松光。不仅平均模(或者相对模)的光子噪声被抑制到真空

\* 国家自然科学基金资助(项目号: 69708001)。

收稿日期: 1997-11-14; 收到修改稿日期: 1998-03-25

噪声水平以下 50%，而且每个关联发射激光模的光子噪声被抑制到真空噪声水平以下 25%。

## 2 模型与方程

产生双模激光的原子能级如图1所示。双模量子腔场的跃迁分别发生在 $|2\rangle - |4\rangle$ 和 $|3\rangle - |4\rangle$ 偶极跃迁， $|1\rangle - |2\rangle$ 和 $|1\rangle - |3\rangle$ 为外加双模相干场驱动的偶极跃迁， $|2\rangle - |3\rangle$ 为微波耦合跃迁。系统的哈密顿为

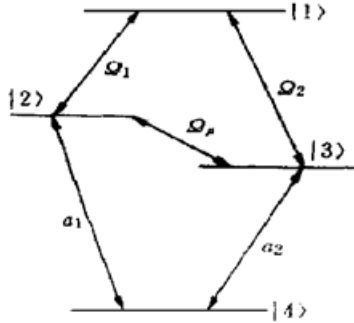


Fig. 1 Driven correlated emission laser system

$$H = H_0 + V \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_{i=1}^4 \hbar \omega_i |i\rangle \langle i| + \hbar \nu_3 a_1^\dagger a_1 + \hbar \nu_4 a_2^\dagger a_2$$

$$V = \hbar \Omega_1 \exp(-i\nu_1 t) |1\rangle \langle 2| + \hbar \Omega_2 \exp(-i\nu_2 t) |1\rangle \langle 3| + \hbar \Omega_e \exp(-i\nu_e t - i\phi) |2\rangle \langle 3| + \hbar g_1 a_1 |2\rangle \langle 4| + \hbar g_2 a_2 |3\rangle \langle 4| + H.C.$$

式中  $a_1$ 、 $a_2$  和  $a_1^\dagger$ 、 $a_2^\dagger$  为双模湮灭和产生算子， $\Omega_1$ 、 $\Omega_2$  为双模驱动场的拉比频率， $\Omega_e$  和  $\phi$  为微波场的实振幅和相位， $\nu_i (i = 1, 2, 3, 4, \mu)$  是双模驱动场、微波场及双模量子腔场的圆频率， $\hbar \omega_i$  为裸原子的能量， $|i\rangle \langle j|$  为原子的泡利算子。 $g_1$  和  $g_2$  为原子与量子腔场之间的耦合常数。

为了方便，把系统转换到相互作用表象，定义

$$V_1 = [\exp(iH_0 t/\hbar)] V \exp(-iH_0 t/\hbar) \quad (2)$$

为了清晰起见把变换后的相互作用哈密顿写为矩阵形式

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

$$V_1 = -\frac{\hbar \Omega_e}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(-i\phi) & 0 \\ 0 & \exp(i\phi) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$V_2 = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 \exp(i\Delta_1 t) & \Omega_2 \exp(i\Delta_2 t) & 0 \\ \Omega_1^* \exp(-i\Delta_1 t) & 0 & 0 & g_1 a_1 \exp(i\Delta_3 t) \\ \Omega_2^* \exp(-i\Delta_2 t) & 0 & 0 & g_2 a_2 \exp(i\Delta_4 t) \\ 0 & g_1 a_1^\dagger \exp(-i\Delta_3 t) & g_2 a_2^\dagger \exp(-i\Delta_4 t) & 0 \end{pmatrix}$$

这里引入了失谐量：

$$\Delta_1 = \omega_1 - \omega_2 - \nu_1, \quad \Delta_2 = \omega_1 - \omega_3 - \nu_2, \quad \Delta_3 = \omega_2 - \omega_4 - \nu_3, \quad \Delta_4 = \omega_3 - \omega_4 - \nu_4,$$

并假定微波场与 $|2\rangle - |3\rangle$ 跃迁发生共振耦合。

为了消去  $V_1$ ，再引入一个二次相互作用表象，定义

$$V^- = [\exp(iV_1 t/\hbar)] V_2 \exp(-iV_1 t/\hbar) \quad (4)$$

利用  $V_1$  的性质：

$$V_1^{2n} = \left(\frac{\hbar \Omega_e}{2}\right)^{2n} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad V_1^{2n+1} = \left(\frac{\hbar \Omega_e}{2}\right)^{2n} V_1$$

得到

$$\exp(\pm iV_1t/\hbar) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\frac{\Omega_2 t}{2}) & \mp i \sin(\frac{\Omega_2 t}{2}) & 0 \\ 0 & \mp i \sin(\frac{\Omega_2 t}{2}) & \cos(\frac{\Omega_2 t}{2}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

当  $\Delta_1 = \Delta_2, \Delta_3 = \Delta_4$ , 系统在二次相互作用表象中的哈密顿为

$$V^- = \hbar \begin{pmatrix} 0 & V_{12} & V_{13} & 0 \\ V_{12}^* & 0 & 0 & V_{24} \\ V_{13}^* & 0 & 0 & V_{34} \\ 0 & V_{24}^* & V_{34}^* & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中,  $V_{12}^*, V_{13}^*, V_{24}^*, V_{34}^*$  分别是  $V_{12}, V_{13}, V_{24}, V_{34}$  的复共轭, 并且

$$\begin{aligned} V_{12} &= \frac{1}{2} \{ \exp [i(\Delta_1 + \Omega_0/2)t] \} [ \Omega_1 + \Omega_2 \exp(i\phi) ] + \\ &\quad \frac{1}{2} \{ \exp [i(\Delta_1 - \Omega_0/2)t] \} [ \Omega_1 - \Omega_2 \exp(i\phi) ], \\ V_{13} &= \frac{1}{2} \{ \exp [i(\Delta_1 + \Omega_0/2)t] \} [ \Omega_1 \exp(-i\phi) + \Omega_2 ] - \\ &\quad \frac{1}{2} \{ \exp [i(\Delta_1 - \Omega_0/2)t] \} [ \Omega_1 \exp(-i\phi) - \Omega_2 ], \\ V_{24} &= \frac{1}{2} \{ \exp [i(\Delta_3 - \Omega_0/2)t] \} [ g_1 a_1 + g_2 a_2 \exp(-i\phi) ] + \\ &\quad \frac{1}{2} \{ \exp [i(\Delta_3 + \Omega_0/2)t] \} [ g_1 a_1 - g_2 a_2 \exp(-i\phi) ], \\ V_{34} &= \frac{1}{2} \{ \exp [i(\Delta_3 - \Omega_0/2)t] \} [ g_1 a_1 \exp(i\phi) + g_2 a_2 ] - \\ &\quad \frac{1}{2} \{ \exp [i(\Delta_3 + \Omega_0/2)t] \} [ g_1 a_1 \exp(i\phi) - g_2 a_2 ]. \end{aligned}$$

考虑  $\Delta_1 = \Delta_3 = \Omega_0/2$ , (5) 式中正比于  $\exp [i(\Delta_1 - \Omega_0/2)t]$ 、 $\exp [i(\Delta_3 + \Omega_0/2)t]$  的项为快速振荡项。可以引入等效的旋波近似消去快速振荡项。只要微波场较强,  $\Omega_0 \gg \gamma$  (原子的衰变常数), 这是一个良好的近似<sup>[16]</sup>。

下面通过定义一些组合算子和参数把相互作用哈密顿写为简明的形式。双模量子腔场的组合算子及其对易关系为

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}G} [ g_1 a_1 \exp(i\phi/2) + g_2 a_2 \exp(-i\phi/2) ], \quad [A, A^+] = 1 \quad (6)$$

其中  $G = \sqrt{(g_1^2 + g_2^2)}/2$ 。双模驱动场的组合拉比频率表示为

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{2}} [ \Omega_1 \exp(-i\phi/2) + \Omega_2 \exp(i\phi/2) ] \quad (7)$$

原子的组合态矢为

$$| \pm \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [ \exp(i\phi/2) | 2 \rangle \pm \exp(-i\phi/2) | 3 \rangle ] \quad (8)$$

这里不要求原子具有初始相干, 原子在组合态的布居几率  $\rho_{++}$  或  $\rho_{--}$  与裸态布居几率  $\rho_{22}$ 、 $\rho_{33}$  之间的关系为

$$\rho_{++} = \rho_{--} = \frac{1}{2}(\rho_{22} + \rho_{33}) \quad (9)$$

系统在二次相互作用表象中的哈密顿简化为

$$V = \hbar G(A|+\rangle\langle 4| + A^+|4\rangle\langle +|) + \hbar(\Omega|1\rangle\langle +| + \Omega^*|+\rangle\langle 1|) \quad (10)$$

从哈密顿(10)式容易看出, 在二次相互作用表象中, 四能级原子与双模量子腔场和双模驱动场的耦合, 被简化为三能级原子( $|1\rangle$ ,  $|+\rangle$ ,  $|4\rangle$ )与组合量子场  $A$  和组合驱动场  $\Omega$  的耦合。运用 Scully-Lamb 理论<sup>[16, 7]</sup>容易得出原子对  $A$  模约化密度矩阵对角元  $p_n$  的贡献:

$$p_n^\circ = \rho_{++}[a_{n-1}np_{n-1} - a_n(n+1)p_n] - \rho_{44}[a_{n-1}np_n - a_n(n+1)p_{n+1}] + \rho_{11}[c_{n-1}np_{n-1} - c_n(n+1)p_n] - \rho_{44}[c_{n-1}np_n - c_n(n+1)p_{n+1}], \quad (11)$$

其中,  $\rho_{ii}(i=1, +, 4)$  是原子的初始布居几率,

$$a_n = \frac{\lambda R}{1 + 2\lambda(n+1)}, \quad \lambda = \frac{2G^2}{\gamma^2 + 4|\Omega|^2},$$

$$c_n = \frac{X_1 \lambda R}{[1 + 2\lambda(n+1)][1 + X_2(n+1)]}, \quad X_1 = \frac{3|\Omega|^2}{\gamma^2 + |\Omega|^2}, \quad X_2 = \frac{G^2}{\gamma^2 + |\Omega|^2}$$

这里  $R$  为原子的注入速率。 $\gamma$  为原子各能级的衰减常数, 为了简单, 设它们相等。腔对双模  $a_1$  和  $a_2$  的阻尼贡献为<sup>[11, 16]</sup>

$$p^\circ = - \sum_{i=1}^2 \frac{k_i}{2} (a_i^\dagger a_i p + p a_i^\dagger a_i - 2a_i p a_i^\dagger), \quad (12)$$

其中忽略了热光场的作用,  $k_1$  和  $k_2$  分别表示模  $a_1$  和  $a_2$  的腔损系数。

为了描述双模场  $a_1$  和  $a_2$ , 还必须引入另一个与  $A$  独立的组合算子  $B$ ,

$$B = \frac{1}{\sqrt{2}G} [g_2 a_1 \exp(i\phi/2) - g_1 a_2 \exp(-i\phi/2)], \quad (13)$$

组合算子  $B$ 、 $B^+$  及其与组合算子  $A$  之间的对易关系为

$$[B, B^+] = 1, \quad [A, B] = [A, B^+] = 0. \quad (14)$$

按照模  $A$  和  $B$ , 考虑  $k_1 = k_2 = k$ , 双模的阻尼项可写为

$$p^\circ = - \frac{k}{2} \sum_{\beta=A, B} (\beta^\dagger \beta p + p \beta^\dagger \beta - 2\beta p \beta^\dagger), \quad (15)$$

从哈密顿(10)式看出, 原子只对模  $A$  有贡献, 而对  $B$  模没有贡献。所以, 模  $A$  和  $B$  是相互独立的, 双模  $A$  和  $B$  的约化密度矩阵可分离为它们各自约化密度矩阵的乘积。又因为原子对  $B$  模没有贡献, 只有腔损耗的贡献, 所以, 在稳态时,  $B$  模处于真空态。这样只需考虑  $A$  模的主方程。 $A$  模的约化密度矩阵主方程为

$$p_n^\circ = \rho_{++}[a_{n-1}np_{n-1} - a_n(n+1)p_n] - \rho_{44}[a_{n-1}np_n - a_n(n+1)p_{n+1}] + \rho_{11}[c_{n-1}np_{n-1} - c_n(n+1)p_n] - \rho_{44}[c_{n-1}np_n - c_n(n+1)p_{n+1}] - k[np_n - (n+1)p_{n+1}]. \quad (16)$$

因此, 一个由双模  $a_1$  和  $a_2$  相互耦合的系统被转变为由模  $A$  和处于真空态的模  $B$  组成的无耦合系统。通过这样的简化处理, 既可计算双模之间的关联量子噪声, 又可以计算每个关联发射激光模  $a_1$  和  $a_2$  的量子噪声。

### 3 双模亚泊松光子统计

考虑  $g_1 = g_2$ , 此时模  $A$  和  $B$  成为双模  $a_1$  和  $a_2$  的平均模和相对模:

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{\sqrt{2}} [a_1 \exp(i\phi/2) + a_2 \exp(-i\phi/2)], \\ B &= \frac{1}{\sqrt{2}} [a_1 \exp(i\phi/2) - a_2 \exp(-i\phi/2)]. \end{aligned} \quad (17)$$

#### 3.1 相对振幅和相对相位的量子噪声抑制

描述相对振幅和相对相位的量子噪声的厄密算子为

$$\begin{aligned} B_r &= \frac{1}{2} [a_1 \exp(i\phi/2) + a_1^\dagger \exp(-i\phi/2)] - \frac{1}{2} [a_2 \exp(-i\phi/2) + a_2^\dagger \exp(i\phi/2)] = \\ &\quad \sqrt{2} \operatorname{Re} B \\ B_\phi &= \frac{1}{2i} [a_1 \exp(i\phi/2) - a_1^\dagger \exp(-i\phi/2)] - \frac{1}{2i} [a_2 \exp(-i\phi/2) - a_2^\dagger \exp(i\phi/2)] = \\ &\quad \sqrt{2} \operatorname{Im} B \end{aligned} \quad (18)$$

厄米算子  $B_r$  和  $B_\phi$  的方差为

$$\langle (\Delta B_r, \phi)^2 \rangle = 1/2 + \langle B^+ B \rangle, \quad (19)$$

其中,  $1/2$  为真空噪声, 由于  $B$  模处于真空态, 所以

$$\langle (\Delta B_r, \phi)^2 \rangle = 1/2. \quad (20)$$

可见, 相对振幅和相对相位的量子噪声被抑制到真空噪声水平。

#### 3.2 平均模 $A$ 的光子统计

从主方程(15)利用高斯分布近似地计算出模  $A$  的稳态平均光子数及光子数方差或 Mandel  $Q$  因子。

由于量子光场的几率分布满足细致平衡, 因此稳态几率分布满足递推关系,

$$p_{n+1} = q(n)p_n, \quad q(n) = \frac{\rho_{++} a_n + \rho_{11} c_n}{\rho_{44}(a_n + c_n) + k}. \quad (21)$$

归一化光子数分布为

$$p_n = p_0 \prod_{m=0}^{n-1} q(m), \quad p_0 = [1 + \sum_{n=1}^{\infty} \prod_{m=0}^{n-1} q(m)]^{-1}. \quad (22)$$

几率取峰值的光子数发生在  $q(n) = 1$ , 即  $p_{n+1} = p_n$ 。可以假定平均光子数  $\bar{n}$  和几率峰值处的光子数是近似相等的。于是得到平均光子数  $\bar{n}$  为

$$\bar{n} = \frac{1}{2D} (-S + \sqrt{S^2 + 4DC}), \quad (23)$$

其中,

$$D = 2\lambda k X_2,$$

$$S = k(2\lambda + X_2) - (\rho_{++} - \rho_{44})\lambda R X_2$$

$$C = (\rho_{++} - \rho_{44})(1 + X_1)\lambda R + (\rho_{11} - \rho_{++})\lambda R X_1 - k$$

为了产生激光, 原子的布居几率满足的条件是  $C > 0$ , 即

$$\rho_{44} < \frac{-k + (\rho_{++} + \rho_{11} X_1)\lambda R}{(1 + X_1)\lambda R}. \quad (24)$$

光子数方差可用分布的高斯近似来计算<sup>[10]</sup>

$$p_{\bar{n}+\delta m} = p_{\bar{n}} \exp \left[ - \frac{(\delta m)^2}{2\sigma^2} \right]. \tag{25}$$

$\sigma^2$  为方差。利用(21) 式并在  $n = \bar{n}$  处作泰勒级数展开(取一级微分), 整理得

$$p_{\bar{n}+\delta m} = p_{\bar{n}} \exp \left[ \frac{(\delta m)^2}{2[q'(\bar{n})]^{-1}} \right] \tag{26}$$

所以, 光子数方差  $\sigma^2$  为

$$\sigma^2 = - [q'(\bar{n})]^{-1} = \frac{[\rho_{44}(a_{\bar{n}} + c_{\bar{n}}) + k]^2}{-\rho_{++}k(a'_{\bar{n}} + c'_{\bar{n}}) - (\rho_{11} - \rho_{++})[\rho_{44}(a_{\bar{n}}c'_{\bar{n}} - a'_{\bar{n}}c_{\bar{n}}) + kc'_{\bar{n}}]}. \tag{27}$$

其中 
$$a'_{\bar{n}} = - \frac{2\lambda^2 R}{(1 + 2\lambda\bar{n})^2}, \quad c'_{\bar{n}} = - \frac{X_1\lambda R(2\lambda + X_2 + 4\lambda X_2\bar{n})}{(1 + 2\lambda\bar{n})^2(1 + X_2\bar{n})^2}.$$

Mandel  $Q$  因子为

$$Q = \frac{\sigma^2}{\bar{n}} - 1. \tag{28}$$

对于不同的原子布居, 平均模的平均光子数  $\bar{n}$  和 Mandel  $Q$  因子与驱动场强度  $|\Omega|^2$  之间的关系分别如图 2 所示。 $Q = 0$  对应光子数的泊松分布,  $-1 < Q < 0$  对应光子亚泊松分布。从图中可见, Mandel  $Q$  因子可达到的最佳值接近 0.5, 此时腔内光子数噪声压缩可达到近 50%。



Fig. 2 Average photon number  $\bar{n}$  and Mandel  $Q$  parameter vs driving field intensity  $|\Omega|^2$ . Solid line:  $\rho_{11} = 1.0, \rho_{22} = \rho_{33} = \rho_{44} = 0.0$ ; dotted line:  $\rho_{11} = 0.8, \rho_{22} = \rho_{33} = 0.1, \rho_{44} = 0.0$ ; dashed line:  $\rho_{11} = 0.9, \rho_{22} = \rho_{33} = 0, \rho_{44} = 0.1$ . Other parameters:  $G = 1.0, k = 0.002, \gamma = 1.0, R = 1$

### 3.3 关联发射激光模 $a_1$ 和 $a_2$ 的光子统计

按照平均模  $A$  和相对模  $B$ , 关联发射激光模  $a_1$  和  $a_2$  可写为

$$a_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (A + B) \exp(-i\phi/2), \quad a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (A - B) \exp(i\phi/2), \tag{29}$$

关联发射激光模  $a_1$  和  $a_2$  的稳态平均光子数和 Mandel  $Q$  因子分别为

$$\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = \bar{n}/2, \quad Q_1 = Q_2 = Q/2. \tag{30}$$

关联发射激光模  $a_1$  和  $a_2$  的最佳 Mandel  $Q$  因子可达到 -0.25, 光子噪声压缩可达到近 25%。

## 4 讨论与结论

如果在(5) 式中考虑  $\Delta_1 = -\Delta_3 = \Omega_w/2$ , 利用等效的旋波近似消去(5) 式中正比于  $\exp[i(\Delta_1 + \Omega_w/2)]$  和  $\exp[i(\Delta - \Omega_w/2)]$  的快速振荡项后, 得到哈密顿为

$$V_{II} = \hbar G(B| - \rangle 4| + B^+ |4\rangle \langle - |) + \hbar(\Omega |1\rangle \langle - | + \Omega^* | - \rangle \langle 1|), \tag{31}$$

其中 
$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Omega_1 \exp(-i\phi/2) - \Omega_2 \exp(i\phi/2)].$$

容易看出, 在二次相互作用表象中, 四能级原子与双模量子腔场和双模驱动场的耦合, 被简化为三能级原子( $|1\rangle, |- \rangle, |4\rangle$ )与相对模  $B$  和组合驱动场  $\Omega$  的耦合。此时, 相对模被放大, 而平均模处于真空态。于是当  $g_1 = g_2$  时, 相应的结论为: 当平均相位和平均振幅的量子噪声被抑制到真空噪声水平时, 相对模呈现亚泊松光子分布, Mandel  $Q$  因子可达到  $-0.5$ ; 并且, 其中每个关联发射激光模呈现亚泊松光子分布, Mandel  $Q$  因子可达到  $-0.25$ 。

虽然在级联三能级或多能级多波混频系统中也可以产生双模压缩光<sup>[17]</sup>, 但是, 这样的被动装置产生的光强很弱。本文的系统是一个主动装置, 其光强大得多[Fig. 2(b)], 即可以产生明亮压缩光。

尽管具有初始原子相干的级联三能级双光子关联发射激光系统也可以产生双模压缩<sup>[18]</sup>, 但其特征是, 相对振幅和平均相位产生压缩。但是, 在平均相位产生压缩时, 相对相位的噪声却成倍增长, 在相对振幅产生压缩时, 平均振幅的噪声却成倍增长, 因此, 对于每个关联发射激光模来说, 无论是光子噪声还是相位噪声, 仍然相当高。

本文的外场驱动关联发射激光双模压缩的机制是利用外加相干驱动场建立的原子相干对噪声的抑制。噪声压缩的特点是, 在相对相位和相对振幅的量子噪声被抑制到真空噪声水平的同时, 平均模呈现亚泊松光子分布; 或者在平均相位和平均振幅的量子噪声被抑制到真空噪声水平的同时, 相对模呈现亚泊松光子分布。因此, 每个关联发射激光模呈现亚泊松光子分布。另外, 这个方案的实验基础较好。第一, 微波耦合的 V 型关联发射激光已在实验上得到实现<sup>[2]</sup>; 第二, 外加相干光场建立原子相干的方式已在无反转激光实验<sup>[19, 20]</sup>中得到应用。因此本文的方案比较容易实现。

总之, 如果在关联发射的基础之上再引入原子相干, 这样的系统能够产生明亮的双模亚泊松光。利用 Scully-Lamb 理论计算表明, 不仅平均模(或者相对模)的呈现亚泊松光子分布, Mandel  $Q$  因子的最佳值均可达到  $-0.5$ ; 而且每个关联发射激光模呈现亚泊松光子分布, Mandel  $Q$  因子的最佳值均可达到  $-0.25$ 。

## 参 考 文 献

- [1] Scully M O. Correlated spontaneous-emission lasers: Quenching of quantum fluctuations in the relative phase angle. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55**(25): 2802~ 2805
- [2] Winters M P, Hall J L. Correlated spontaneous-emission in a Zeemanlaser. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(25): 3116~ 3119
- [3] Scully M O, Wodkiewicz K, Zubairy M S *et al.*. Two-photon correlated spontaneous-emission laser: Quantum noise quenching and squeezing. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **60**(18): 1832~ 1835
- [4] Rathe U W, Scully M O. Phase coherence and decoherence in the correlated spontaneous-emission laser. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **52**(4): 3193~ 3200
- [5] Gheri K M, Walls D F. Sub-shot-noise lasers without inversion. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(23): 3428 ~ 3431
- [6] Ritsch H, Marte M A, Zoller P. Quantum noise reduction in Raman lasers. *Europhys. Lett.*, 1992, **19**(1): 7~ 12
- [7] Manka A S, Keitel C H, Zhu S Y *et al.*. Quantum theory of laser emission from driven three-level atoms. *Opt. Commun.*, 1992, **94**(1, 2, 3): 174~ 182

- [ 8 ] 郭光灿, 柴金华. 光泵三能级原子体系产生光子数压缩态. 物理学报, 1991, **40**(6) : 912~ 922
- [ 9 ] 刘甲壬, 王育竹. 稳态无粒子数反转亚泊松激光的量子理论. 光学学报, 1995, **15**(7) : 833~ 840
- [ 10 ] Haake F, Tan S M, Walls D F. Photon noise reduction in lasers. *Phys. Rev. (A)*, 1989, **40**(12) : 7121~ 7132
- [ 11 ] Ritsch H, Zoller P, Walls D F. Sub-Poissonian laser by dynamical pump-noise suppression. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **44**(5) : 3361~ 3364
- [ 12 ] Kolobov M I, Davidovich L, Giacobino E *et al.*. Role of pumping statistics and dynamics of atomic polarization in quantum fluctuations of laser sources. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **47**(2) : 1431~ 1446
- [ 13 ] Scully M O. A correlated-emission laser gyroscope. *Phys. Rev. (A)*, 1985, **35**(1) : 452~ 455
- [ 14 ] Scully M O, Gea-Banacloche J. Gravity-wave detection via correlated spontaneous-emission lasers. *Phys. Rev. (A)*, 1986, **34**(5) : 4043~ 4054
- [ 15 ] Yuen H P. *Quantum Optics, Experimental Gravity and Measurement Theory*, edited by Meystre P, Scully M O, New York: Plenum, 1983.
- [ 16 ] Sargent III M, Scully M O, Lamb W E, Jr., *Laser Physics*, Addison-Wesley, Reading Massachusetts, 1974.
- [ 17 ] An S, Sargent III M. Generation of squeezing in two-photon three-level media. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(6) : 473~ 475
- [ 18 ] Lu N, Zhu S Y. Quantum theory of a two-mode photon correlated spontaneous-emission laser. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **41**(5) : 2865~ 2868
- [ 19 ] Gao Jinyue, Guo Chuan, Guo Xiuzheng *et al.*. Observation of light amplification without population inversion in sodium. *Opt. Commun.*, 1992, **93**(5, 6) : 323~ 327
- [ 20 ] Zibro A S, Lukin M D, Nikonov D E *et al.*. Experimental demonstration of laser oscillation without population inversion via quantum interference in Rb. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(8) : 1499~ 1502

## Driven Correlated-Emission Laser: Two-Mode Sub-Poissonian Light

Hu Xiangming<sup>1), 2)</sup> Peng Jinsheng<sup>1)</sup>

1), Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079  
2), Institute of Applied Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079

(Received 14 November 1997; revised 25 March 1998)

**Abstract** If new atomic coherence is introduced into correlated-emission laser systems, such systems can produce bright two-mode sub-Poissonian light. Using Scully-Lamb theory the Mandel  $Q$  parameter is calculated. When quantum noises of relative amplitude and relative phase drop to vacuum noise levels, average mode exhibits sub-Poissonian photon distribution; when quantum noises of average amplitude and average phase drop to vacuum noise levels, relative mode exhibits sub-Poissonian photon distribution; the optimum Mandel  $Q$  parameter is  $-0.5$ . In the above two cases, each of two CEL modes exhibits sub-Poissonian photon distribution with optimum Mandel  $Q$  parameter of  $-0.25$ .

**Key words** atomic coherence, correlated emission lasers, two-mode sub-Poissonian light.