

非绝热消除条件下输出边频量子关联

王 飞 肖 明

(三峡大学理学院, 湖北 宜昌 443002)

摘要 考虑了双模腔内含有 N 个三能级 V 型原子的系综与两个量子化场之间的相互作用。在非绝热消除原子变量的条件下, 分析了两个初始为相干态的输入场从腔内输出后的量子关联性质。结果表明在恰当的条件下, 在中心频率处可以获得量子纠缠, 但随合作参数的增加, 中心频率处的纠缠变小甚至消失。与此同时, 在高频区间则产生了一对边频量子纠缠。这是由于合作参数增加引起的真空拉比分裂导致了高频处获得量子关联。此外, 通过调节量子化场的强度以及原子和场的反对称失谐, 还可获得两对边频量子纠缠。这对边频量子关联的研究具有十分重要的价值。

关键词 量子光学; 边频量子关联; 非绝热消除; 真空拉比分裂应用

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.1227001

Output Sideband Quantum Correlations with Nonadiabatic Elimination

Wang Fei Xiao Ming

(College of Science, Sanxia University, Yichang, Hubei 443002, China)

Abstract The interaction of two quantized fields with an atomic ensemble including N three-level V-type atoms inside a two-mode cavity is investigated. With nonadiabatic elimination, the quantum correlation properties of two output cavity fields are analyzed when the two initial input fields are in coherent states. The results show that the quantum entanglement can be generated at the zero frequency under appropriate conditions. As the cooperation parameter increases, the zero-frequency entanglement decreases, and even vanishes. However, a pair of sideband entanglement happen in the high-frequency regime, which are induced by vacuum Rabi splitting. In addition, by modifying the intensity of the quantized fields and the antisymmetric detunings, two pairs of sideband entanglement can also be obtained. These results will benefit the research of the sideband quantum correlations.

Key words quantum optics; sideband quantum correlation; nonadiabatic elimination; vacuum Rabi splitting

OCIS codes 270.2500; 270.1670; 270.5580

1 引 言

量子关联是量子光学中的一个重要课题, 特别是量子纠缠作为一种非经典量子关联, 在量子信息理论^[1~4]中有重要的应用价值受到了特别的关注。近年来, 连续体变量(CV)纠缠, 由于其在量子信息科学^[1]中的优势, 在理论和实验研究^[5~10]中都引起了人们极大的兴趣。迄今为止, 人们已经提出了许多机制来产生 CV 纠缠, 其中最典型的方案是参量下转换过程^[11~13]。随后, 基于关联自发辐射激光的多种方案被提出可作为一个纠缠放大器^[14~17]。在

这些方案中, 根据修饰态分析, 产生量子纠缠的本质原因是双光子跃迁过程。相干控制的双光子过程导致了所需的量子关联。通过绝热消除掉原子变量, 可以获得一个类似参量转换过程的哈密顿量, 因此二者在本质特征上是一致的。除此以外, 多波混频过程^[18,19], 单原子激光^[16~18]也被建议用来获得量子纠缠。Zhou 等^[20]根据单原子激光可作为纠缠放大器的机制, 研究了单个四能级原子在双模腔中与场相互作用的系统。在他们的研究中, 通过绝热消除原子变量, 经过一定的变换过程也可以获得一个类

收稿日期: 2012-06-21; **收到修改稿日期**: 2012-08-11

基金项目: 国家自然科学基金(11104163)和三峡大学科学基金(KJ2011B019)资助课题。

作者简介: 王 飞(1981—), 男, 博士, 讲师, 主要从事量子光学和量子信息等方面的研究。

E-mail: feiwang202@163.com

似于参数相互作用的有效哈密顿量,导致输出宏观纠缠光。

在上述系统中,原子的衰减速率大于甚至是远大于场的衰减速率,因而原子系统可以很快达到稳态。基于标准的线性激光理论,通过绝热消除原子变量,可以获得有效哈密顿量,从而产生所需的量子关联。但当原子的衰减速率和场的衰减速率可比时,绝热消除的方法就不再适用,此时原子不再首先达到稳态,必须要考虑非绝热效应。事实上,非绝热效应的量子起伏理论已发展多年^[21],基于非绝热消除的量子起伏理论,量子场与原子相互作用的高频起伏关联^[22,23]、腔内输出场的压缩和纠缠得到了广泛的研究^[23~25]。最近,在非绝热近似条件下,Barberis-Blostein等^[24,25]研究了双模腔内含有 N 个相同的三能级 Λ 型原子时输出场的量子关联。如果两个输入场初始处于相干态,在全共振或者双光子共振的条件下,两个输出场之间不存在量子关联。然而,Dantan等^[26]随后指出,当这个系统接近暗态共振时,两个场之间可以产生很强的压缩和纠缠。他们的研究表明,在中心频率处,即零频处,其纠缠最大;但随频率增加,纠缠会慢慢消失,因此在这个系统中难以获得边频量子关联,但在某些情况中,高频量子关联的研究也具有十分重要的价值和意义^[22,23]。基于这个原因,本文希望能获得输出场的边频量子纠缠。

本文在非绝热近似条件下,研究了将一个 V 型原子集合置于一个双模腔中,初始输入为相干场的两个量子场与原子系统综相互作用后从腔内输出后的量子关联性质。利用输入输出理论,通过计算腔内场的量子关联谱得到输出场的量子关联谱。结果表明当合作参数很小时纠缠仍然出现在零频附近,这点与文献^[26]的结论一致。但当合作参数增加时,零频处的量子关联会降低并最终消失。同时注意到一个有意义的现象,在高频处可以获得一对边频量子关联,这是由于真空拉比分裂导致边频获得纠缠。此外,通过调节场的强度和原子与场的失谐,甚至还可以获得两对边频纠缠。这对于高频量子关联的研究具有一定的价值。需要强调的是,在调节系统时,应注意保持系统的稳定性,否则结论没有意义。

2 模型和方程

考虑一个包含有 N 个相同的三能级 V 型原子的系综放置于双模腔内的系统。 ω_{10} 和 ω_{20} 分别表示从两个激发态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 跃迁到基态 $|0\rangle$ 的原子跃迁

频率。频率为 ν_1 和 ν_2 的双色量子场分别与跃迁 $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ 相互耦合,耦合常数为 g_1 和 g_2 。 $a_j, a_j^\dagger (j = 1, 2)$ 表征双模场的湮没和产生算符。在适当的旋转框架和旋转波近似下,系统的哈密顿量为

$$H = H_0 + H_1, \quad (1)$$

式中

$$H_0 = \sum_{l=1}^N (\hbar\Delta_1 \sigma_{l1}^l + \hbar\Delta_2 \sigma_{l2}^l) + H.c., \quad (2)$$

$$H_1 = \sum_{l=1}^N (\hbar g_1 \alpha_1 \sigma_{l1}^l + \hbar g_2 \alpha_2 \sigma_{l2}^l) + H.c., \quad (3)$$

其中引入失谐量分别为 $\Delta_1 = \omega_{10} - \nu_1, \Delta_2 = \omega_{20} - \nu_2$ 。算符 $\sigma_{ij}^l = |i\rangle\langle j|^l (i, j = 0, 1, 2)$,当 $i = j$ 时表示投影算符,当 $i \neq j$ 时表示自旋反转算符。根据哈密顿量,可以得到原子和双模场的约化密度算符 ρ 的主方程为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + L_{a_i} \rho + L_{a_0} \rho, \quad (4)$$

式中

$$L_{a_i} \rho = \frac{\kappa_i}{2} (2\alpha_i \rho \alpha_i^\dagger - \alpha_i^\dagger \alpha_i \rho - \rho \alpha_i^\dagger \alpha_i), \quad i = 1, 2 \quad (5)$$

$$L_{a_0} \rho = \sum_{l=1}^N \frac{\gamma_l}{2} (2\sigma_{0i}^l \rho \sigma_{i0}^l - \sigma_{i0}^l \sigma_{0i}^l \rho - \rho \sigma_{i0}^l \sigma_{0i}^l), \quad i = 1, 2 \quad (6)$$

式中 κ_i 为腔模的衰变速率, γ_i 为原子的衰变速率,则可得到原子和场算符的海森伯-朗之万方程组为

$$\begin{aligned} \dot{a}_i &= -\frac{\kappa_i}{2} a_i - i g_i V_i + \sqrt{\kappa_i} a_i^{\text{in}}, \quad i = 1, 2 \\ \dot{V}_1 &= -\chi_{10} V_1 - i g_1 \alpha_1^\dagger (Z_1 - Z_0) - i g_2 \alpha_2^\dagger V_3^\dagger + F_{V_1} \\ \dot{V}_2 &= -\chi_{20} V_2 - i g_2 \alpha_2^\dagger (Z_2 - Z_0) - i g_1 \alpha_1^\dagger V_3^\dagger + F_{V_2}, \\ \dot{V}_3 &= -\chi_{21} V_3 - i g_1 \alpha_1 V_2 + i g_2 \alpha_2^\dagger V_1^\dagger + F_{V_3} \\ \dot{Z}_2 &= -\gamma_2 Z_2 - i g_2 \alpha_2 V_2 + i g_2 \alpha_2^\dagger V_2^\dagger + F_{Z_2} \\ \dot{Z}_1 &= -\gamma_1 Z_1 - i g_1 \alpha_1 V_1 + i g_1 \alpha_1^\dagger V_1^\dagger + F_{Z_1} \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $Z_i = \sum_{l=1}^N \sigma_{ii}^l (i = 1, 2), V_i = \sum_{l=1}^N \sigma_{i0}^l (i = 1, 2), V_3 = \sum_{l=1}^N \sigma_{21}^l$ 为集合算符,表征与第 l 个原子相联系的单个原子算符 σ_{ij}^l 的总和。参数

$$\begin{aligned} \chi_{10} &= \left(\frac{\gamma_1}{2} - i\Delta_1 \right), \quad \chi_{20} = \left(\frac{\gamma_2}{2} - i\Delta_2 \right), \\ \chi_{21} &= \left[\frac{1}{2} (\gamma_1 + \gamma_2) + i(\Delta_1 - \Delta_2) \right]. \end{aligned}$$

算符 a_i^{in} 为输入腔场, F_x 为每个原子的朗之万算符求和后的集合朗之万噪声算符。假定它们满足 δ 关

联,即 $\langle F_x(t) \rangle = 0, \langle F_x(t)F_y(t') \rangle = D_{xy}\delta(t-t')$ 。 x 和 y 是噪声算符的下标。利用输入输出理论将腔外场与腔内场联系起来。每个腔内模以其集合模与输出场相互作用。这意味着两个场具有不同极化率或它们具有很大的频率差。输入和输出场由下式相互联系:

$$a_i^{\text{in}} + a_i^{\text{out}} = \sqrt{\kappa_i}a_i. \quad (8)$$

利用广义爱因斯坦关系可获得原子的扩散系数 D_{xy} 。为了求解这个系统,将(7)式转化为一系列 c 数随机微分方程^[27]。选择正常序为

$$\alpha_2^*, \alpha_1^*, \nu_2, \nu_1, \nu_3, z_2, z_1, \nu_3^*, \nu_1^*, \nu_2^*, \alpha_1, \alpha_2. \quad (9)$$

c 数和算符之间的对应关系定义为 $\alpha_i \rightarrow a_i, z_i \rightarrow Z_i (i=1,2), \nu_j \rightarrow V_j (j=1,2,3)$ 。 c 数变量的非零扩散系数 D_{xy} 为

$$\begin{cases} D_{\nu_1 \nu_1} = -2ig_1\alpha_1^* \nu_1 \\ D_{\nu_1 \nu_2} = -ig_1\alpha_1^* \nu_2 - ig_2\alpha_2^* \nu_1 \\ D_{\nu_1 \nu_3} = ig_1\alpha_1^* \nu_3 - ig_2\alpha_2^* (z_1 - z_2) \\ D_{\nu_1 z_2} = -ig_2\alpha_2^* \nu_3^* \\ D_{\nu_1 z_1} = ig_2\alpha_2^* \nu_3^* \\ D_{\nu_2 \nu_2} = -2ig_2\alpha_2^* \nu_2 \\ D_{\nu_2 \nu_3} = -ig_2\alpha_2^* \nu_3 \\ D_{\nu_3 z_1} = \gamma_1 \nu_3 + ig_2\alpha_2^* \nu_1^* - ig_1\alpha_1 \nu_2 \\ D_{\nu_3 \nu_3^*} = (\gamma_1 + \gamma_2) z_2 \\ D_{z_1 z_1} = 2\gamma_1 z_1 \\ D_{z_2 z_2} = 2\gamma_2 z_2 \end{cases}. \quad (10)$$

应该注意到正常序的扩散系数满足对称关系: $D_{xy} = D_{yx}$ 。这里考虑两个输入场的初始条件为相干态。写作 $\sqrt{\kappa_i} = \sqrt{\kappa_i} \langle a_i^{\text{in}} \rangle + f_{\alpha_i}$,则场的扩散系数除

$\langle f_{\alpha_i} f_{\alpha_j}^* \rangle = \kappa_i \delta_{ij}$ 以外,其余均为0。

为了研究该系统的关联性质,采用在文献[28]中提到的方法,通过线性化微分方程组,相应的起伏微分方程可以写成矩阵形式

$$\frac{d}{dt} \delta \mathbf{M} = \mathbf{B} \delta \mathbf{M} + \mathbf{F}, \quad (11)$$

其中列向量 $\delta \mathbf{M}^T$ 和 \mathbf{F}^T 由以下给出

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{M}^T &= (\delta \alpha_2^*, \delta \alpha_1^*, \delta \nu_2, \delta \nu_1, \delta \nu_3, \delta z_2, \delta z_1, \delta \nu_3^*, \\ &\quad \delta \nu_1^*, \delta \nu_2^*, \delta \alpha_1, \delta \alpha_2)^T, \\ \mathbf{F}^T &= (f_{\alpha_2^*}, f_{\alpha_1^*}, f_{\nu_2}, f_{\nu_1}, f_{\nu_3}, f_{z_2}, f_{z_1}, f_{\nu_3^*}, f_{\nu_1^*}, \\ &\quad f_{\nu_2^*}, f_{\alpha_1}, f_{\alpha_2})^T, \end{aligned}$$

通过将 c 数表象中的系统动力学方程展开到一阶 $\delta \mathbf{M}$,可以获得矩阵 \mathbf{B} 。 c 数的静态关联谱, $S_{ij}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \exp(i\omega\tau) \langle \mathbf{M}_i(t) \mathbf{M}_j(t+\tau) \rangle$,可写为^[29]

$$\langle \delta \mathbf{M}_i(\omega) \delta \mathbf{M}_j^*(\omega') \rangle = \mathbf{S}_{ij}(\omega) \delta(\omega + \omega'), \quad (12)$$

矩阵元 $S_{ij}(\omega)$ 可从根据下面的简单公式得到

$$\mathbf{S}(\omega) = (\mathbf{B} + i\omega \mathbf{I})^{-1} \mathbf{D} (\mathbf{B}^T - i\omega \mathbf{I})^{-1}, \quad (13)$$

式中扩散矩阵 $\mathbf{D} \delta(\omega + \omega') = \langle \mathbf{F} \mathbf{F}^T \rangle$, \mathbf{I} 是一个 12×12 的单位矩阵。

3 输出场的量子关联

在这里,使用一对类 Einstein-Podolsky-Rosen (EPR)算符 $u_{\text{out}} = X_{1\text{out}} + X_{2\text{out}}$ 和 $v_{\text{out}} = P_{1\text{out}} - P_{2\text{out}}$ 来研究输出场的关联,如果方差和 V 满足以下不等式^[30,31]

$$V = \langle (\delta u_{\text{out}})^2 \rangle + \langle (\delta v_{\text{out}})^2 \rangle < 2, \quad (14)$$

则这两个模是纠缠的,其中 $X_{j\text{out}} = (\alpha_{j\text{out}} + \alpha_{j\text{out}}^*) / \sqrt{2}, P_{j\text{out}} = (\alpha_{j\text{out}} - \alpha_{j\text{out}}^*) / \sqrt{2}i (j=1,2)$ 。把 X_j 和 P_j 代入 V 的表达式,可以得到方差的表达式

$$\langle (\delta u_{\text{out}})^2 \rangle = \langle [\delta X_{1\text{out}}(\omega) + \delta X_{2\text{out}}(\omega)] [\delta X_{1\text{out}}(\omega') + \delta X_{2\text{out}}(\omega')] \rangle \delta(\omega + \omega'), \quad (15)$$

$$\langle (\delta v_{\text{out}})^2 \rangle = \langle [\delta P_{1\text{out}}(\omega) - \delta P_{2\text{out}}(\omega)] [\delta P_{1\text{out}}(\omega') - \delta P_{2\text{out}}(\omega')] \rangle \delta(\omega + \omega'). \quad (16)$$

利用(7)和(8)式,可以得到

$$\delta \alpha_{j\text{out}} = \frac{1}{\sqrt{\kappa_j}} \left[\left(\frac{\kappa_j}{2} + i\omega \right) \delta \alpha(\omega) - ig_j \delta \nu_j^* \right], \quad j=1,2 \quad (17)$$

把上述方程代入两个类 EPR 算符表达式中,可以得到输出场的关联谱,它可以由矩阵 $\mathbf{S}(\omega)$ 的元素组合起来表达。通过计算矩阵 \mathbf{B} 的特征值可以验证,只有当系统是稳定的,结果才是有效的。如果所有这些特征值为负,那么该系统是稳定的。

下面给出在这个原子-腔相互作用系统中获得纠缠的数值计算结果。图1和图2为量子关联谱。以下涉及到的参数都以衰减速率 γ_1 为单位,为了讨论问题的简单,取 $\Omega_1 = g_1 \langle \alpha_1 \rangle, \Omega_2 = g_2 \langle \alpha_2 \rangle$ 且 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ 。在图1中选择 $\gamma_2 = \gamma_1, \kappa = 3\gamma_1, \Omega = 0.1\gamma_1, \Delta_1 = \Delta_2 = 0$,合作参数 $C = g^2 N / \gamma \kappa$ 。在图2中取 $C = 1000$,图2(a)中, $\Omega = 0.23\gamma_1, \Delta_1 = \Delta_2 = 0$;图2(b)中 $\Omega = \gamma_1, \Delta_1 = -\Delta_2 = 2.5\gamma_1$;图2(c)中 $\Omega = 2\gamma_1, \Delta_1 = -\Delta_2 = 10\gamma_1$;图2(d)中 $\Omega = 4\gamma_1,$

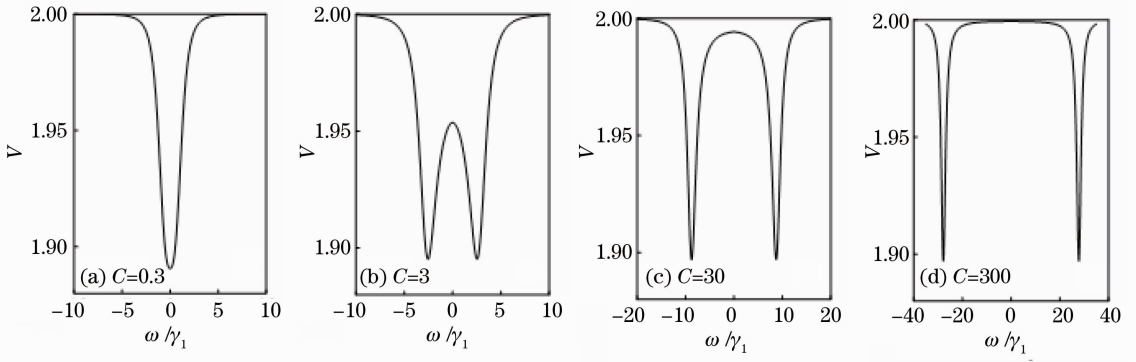


图 1 当 $\gamma_2 = \gamma_1, \kappa = 3\gamma_1, \Omega = 0.1\gamma_1, \Delta_1 = \Delta_2 = 0$ 时输出场的量子关联谱

Fig. 1 Quantum correlation spectra of output fields when $\gamma_2 = \gamma_1, \kappa = 3\gamma_1, \Omega = 0.1\gamma_1, \Delta_1 = \Delta_2 = 0$

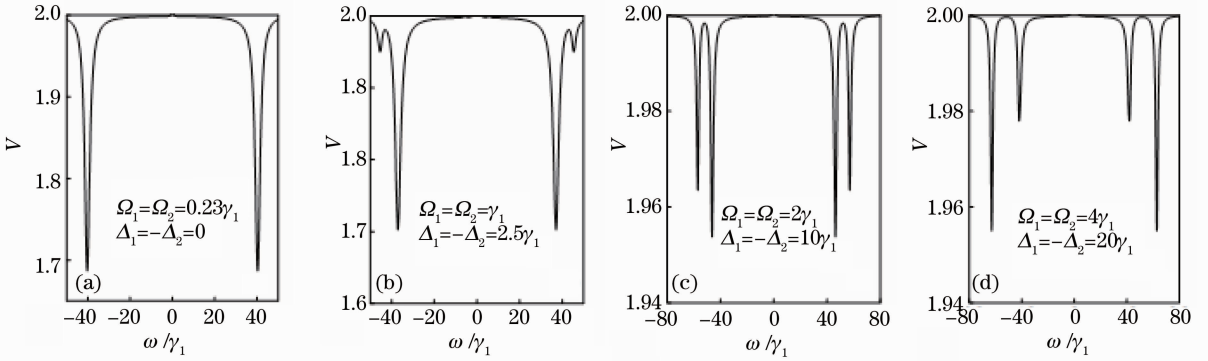


图 2 当 $\gamma_2 = \gamma_1, \kappa = 3\gamma_1, C = 1000$ 时的输出场的量子关联谱

Fig. 2 Quantum correlation spectrum of output fields when $\gamma_2 = \gamma_1, \kappa = 3\gamma_1, C = 1000$

$\Delta_1 = -\Delta_2 = 20\gamma_1$; 其他参数的值与图 1 相同。在下面的讨论中,将呈现该系统中获得纠缠的主要特征和相应的机制:

1) 在弱耦合情形下,通过调节合作参数,零频处或一对边频处可以获得量子纠缠。如图 1 所示,考虑弱耦合的情况,当 C 分别为 0.3, 3, 30, 300 时,耦合常数 $g = 0.003\gamma_1$; 宏观原子数 N 分别为 $10^5, 10^6, 10^7, 10^8$, 拉比频率 $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.1$, 两个场与原子跃迁频率共振, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ 。当合作参数很小时, $C = 0.3$, 在零频处和方差的最小值 $V_{\min} = 1.89 < 2$ 。因此,当系统处于单光子和双光子共振时可以在零频处获得纠缠。从图 1(a)中可以看出,随频率的增加,和方差的值也相应地增加,这意味着在双光子失谐条件下,纠缠会减小甚至消失。通过数值计算激发态布居我们注意到,在满足单光子和双光子共振的条件下,激发态上的布居虽然很小但不为零。在双光子失谐条件下,激发态的布居接近为零。在前一种情形中,系统接近于暗态共振,因此可以获得纠缠,但在后一种情形中,暗共振条件被破坏,纠缠也被破坏。这个系统中获得纠缠的条件与文献[24]和[25]中的三能级 Λ 系统的条件不同,在 Λ 系统中,

当原子与双模场满足双光子共振时,初始处于相干态的两个输入场与原子系统综相互作用后,两个输出场之间不存在量子关联。强纠缠和压缩只有在系统不满足双光子共振的条件下才可以获得^[26]。事实上,这是由于在这两个系统中原子相干效应引起的相干布居捕获的条件不同而引起的差异。在 Λ 系统中,在双光子共振条件下,激发态布居为零,原子完全囚禁在基态上。但在 V 型系统中,虽然有一个激发态与系统退耦合处于空态,但是另一个激发态会参与相互作用,从而使得激发态布居不为零。因此二者获得纠缠的条件不尽相同。但本质上,两个系统中获得纠缠都是由于暗态共振效应。此外,在图 1(b), (c), (d)中,合作参数 C 从 0.3 增加至 300, 当 $C = 3$ 时,如图 1(b)所示,从零频处到边频处都得到了量子纠缠,但零频处和方差的值增加,边频处和方差的值增加,出现了一对边频纠缠,进一步增加合作参数到 30[图 1(c)], 300[图 1(d)], 中心频率处和方差的值进一步减小,甚至可以达到 2,这意味着中心频率处不再有纠缠,但边频处仍然可以获得量子纠缠。两个边频之间的频率间隔随合作参数的增加而增加,两个边频的频率宽度也相应变窄。这是

由于随合作参数的增加,腔内的真空拉比分裂现象导致了零频处的量子纠缠现象出现在高边频处。这种分裂现象在文献[32,33]中已得到了证明,当在单模腔内放置 N 个二能级原子时,合作参数的增加会导致出现真空拉比分裂。

2) 在强耦合情况下,通过调节拉比频率强度和反对称失谐,可以获得两对边频纠缠。如图 2(a)所示,取合作参数 $C = 1000$,耦合常数 $g = 0.3$,原子数 $N = 10^5$,图 2(a)中通过增加拉比频率的值 $\Omega = 0.23\gamma_1$,出现了边频量子纠缠,其和方差的最小值 $V_{\min} = 1.68 < 2$,满足纠缠判据的不等式。相对于图 1,其和方差的最小值减小。因此通过恰当地增加拉比频率,可以获得更好的边频纠缠,但在中心频率处,纠缠完全消失,这是由于更大的合作参数导致更强的真空拉比分裂。同时,由于增加了拉比频率的强度,使得激发态上的布居数进一步增加,导致获得更好的纠缠。如果进一步增加拉比频率强度,系统将会变得不稳定,因此不再获得很好的纠缠。为了保证系统处于稳定状态,需要合理地调节场与原子跃迁频率之间的失谐,如图 2(b)所示,取 $\Omega = \gamma_1$, $\Delta_1 = -\Delta_2 = 2.5\gamma_1$,从图 2中可以看出,此时可以获得两对边频量子纠缠。这是由于反对称失谐的引入导致出现另外一对边频纠缠,此时内边频的量子纠缠比外边频的量子纠缠要好。进一步增加场的强度以及原子与场的失谐,如图 2(c)所示,可以看到两对边频的频率间隔增加,同时和方差的值增加,因此纠缠变差。但注意到另外一个现象,即内边频纠缠随失谐的增加而变差,而外边频纠缠则变好。这是由于失谐增加引起的激发态布居变化导致了这种现象。继续增加拉比频率的值 $\Omega = 4\gamma_1$, $\Delta_1 = -\Delta_2 = 20\gamma_1$,如图 2(d)所示,仍然会出现两对边频纠缠,此时内边频和方差的值比外边频和方差的值要大,这是由于继续增加失谐,系统以色散相互作用为主,从而使得外边频纠缠要好于内边频纠缠。综上所述,在这个系统中,边频纠缠也可以出现在强耦合情形中。通过恰当的调节失谐保持系统的稳定性,在反对称的情况下 $\Delta_1 = -\Delta_2$,系统在暗共振相互作用和原子相干的共同影响下导致了边频纠缠的产生。

4 结 论

研究了双模腔中三能级 V 型原子系综与两个量子场相互作用的模型。在非绝热近似条件下,利用输入输出理论,分析了初始状态为相干场的两个输出场之间的量子关联性质。当系统满足双光子共

振条件时,真空拉比分裂导致高频处获得一对边频量子纠缠。此外,通过调节拉比频率和反对称失谐的值,还可以获得两对边频量子纠缠,这本质上是真空拉比分裂和色散共同作用的结果。这项工作可以为理论和实验上研究高频量子纠缠提供参考价值。

参 考 文 献

- 1 S. L. Braunstein, P. V. Loock. Quantum information with continuous variables[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2005, **77**(2): 513~577
- 2 Jietai Jing, Jing Zhang, Ying Yan *et al.*. Experimental demonstration of tripartite entanglement and controlled dense coding for continuous variables[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(16): 167903
- 3 Shibiao Zheng, Guangcan Guo. Teleportation of an unknown atomic state through the Raman atom-cavity-field interaction[J]. *Phys. Lett. A*, 1997, **232**(3-4): 171~174
- 4 P. V. Loock, S. L. Braunstein. Telecloning of continuous quantum variables[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(24): 247901
- 5 J. Fiurasek, N. J. Cerf. How to measure squeezing and entanglement of Gaussian states without homodyning[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(6): 063601
- 6 Gaoxiang Li, Yaping Yang, K. Allaart *et al.*. Entanglement for excitons in two quantum dots in a cavity injected with squeezed vacuum[J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **69**(1): 014301
- 7 V. Josse, A. Dantan, A. Bramati *et al.*. Continuous variable entanglement using cold atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(12): 123601
- 8 Zhao Yaping, Hao Shuhong, Su Xiaolong *et al.*. Generation system of continuous-variable six-partite and eight-partite star cluster entangled states[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(6): 0627002
赵亚平, 郝树宏, 苏晓龙 等. 连续变量六组份和八组份星型 Cluster 纠缠态光场产生系统[J]. *光学学报*, 2012, **32**(6): 0627002
- 9 Peng Kunchi, Jia Xiaojun, Su Xiaolong *et al.*. Optical manipulations of quantum states with continuous variables[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(9): 0900107
彭堃焯, 贾晓军, 苏晓龙 等. 连续变量量子态的光学操控[J]. *光学学报*, 2011, **31**(9): 0900107
- 10 Yang Lei, Ma Xiaoxin, Cui Liang *et al.*. Experimental investigations on producing quantum correlated photon pairs in high nonlinear fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(10): 1027001
杨磊, 马晓欣, 崔亮 等. 利用高非线性光纤产生量子关联光子对的实验研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(10): 1027001
- 11 Bai Yunfei, Liu Hongyu, Gao Jiangrui *et al.*. Resonance enhanced optical parametric down conversion[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(3): 0327001
白云飞, 刘洪雨, 郜江瑞 等. 共振增强的光学参变下转换[J]. *光学学报*, 2011, **31**(3): 0327001
- 12 Li Bin, Feng Xunli, Zhang Zhiming. Frequency up- and down-conversions in two-mode cavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(8): 1161~1164
李斌, 冯勋立, 张智明. 两模腔中的参量上转换和下转换[J]. *光子学报*, 2011, **40**(8): 1161~1164
- 13 Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble *et al.*. Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(25): 3663~3666
- 14 Han Xiong, M. O. Scully, M. S. Zubairy. Correlated spontaneous emission laser as an entanglement amplifier[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(2): 023601

- 15 Huatang Tan, Shiyao Zhu, M. S. Zubairy. Continuous-variable entanglement in a correlated spontaneous emission laser [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(2): 022305
- 16 Xinyou Lü, Jibing Liu, Liugang Si *et al.*. Continuous-variable entanglement in a two-mode four-level single-atom laser [J]. *J. Phys. B*, 2008, **41**(3): 035501
- 17 Lin Zhou, Han Xiong, M. S. Zubairy. Single atom as a macroscopic entanglement source [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(2): 022321
- 18 Ying Wu, M. G. Payne, E. W. Hagley *et al.*. Preparation of multiparty entangled states using pairwise perfectly efficient single-probe photon four-wave mixing [J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **69**(6): 063803
- 19 Guanglin Cheng, Xiangming Hu, Wenxue Zhong *et al.*. Two-channel interaction of squeeze-transformed modes with dressed atoms: entanglement enhancement in four-wave mixing in three-level systems [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(3): 033811
- 20 Lin Zhou, Qingxia Mu, Zhongju Liu. Output entanglement and squeezing of two-mode fields generated by a single atom [J]. *Phys. Lett. A*, 2009, **373**(23-24): 2017~2020
- 21 H. J. Carmichael. Quantum fluctuations in absorptive bistability without adiabatic elimination [J]. *Phys. Rev. A*, 1986, **33**(5): 3262~3269
- 22 M. Fleischhauer. Correlation of high-frequency phase fluctuations in electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **72**(7): 989~992
- 23 M. Fleischhauer. Pulse matching and correlation of phase fluctuations in Λ systems [J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **51**(3): 2430~2442
- 24 P. Barberis-Blostein, N. Zagury. Field correlations in electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **70**(5): 053827
- 25 P. Barberis-Blostein. Field autocorrelations in electromagnetically induced transparency: effects of a squeezed probe field [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(1): 013803
- 26 A. Dantan, J. Cviklinski, E. Giacobino *et al.*. Spin squeezing and light entanglement in coherent population trapping [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(2): 023605
- 27 L. Davidovich. Sub-Poissonian processes in quantum optics [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1996, **68**(1): 127~173
- 28 L. Hilico, C. Fabre, S. Reynaud *et al.*. Linear input-output method for quantum fluctuations in optical bistability with two-level atoms [J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **46**(7): 4397~4405
- 29 M. Orszag. *Quantum Optics* [M]. Berlin: Springer-Verlag Press, 2000
- 30 Luming Duan, G. Giedke, J. I. Cirac *et al.*. Inseparability criterion for continuous variable systems [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(12): 2722~2725
- 31 R. Simon. Peres-Horodecki separability criterion for continuous variable systems [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(12): 2726~2729
- 32 G. S. Agarwal. Vacuum-field Rabi splittings in microwave absorption by Rydberg atoms in a cavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1984, **53**(18): 1732~1734
- 33 M. G. Raizen, R. J. Thompson, R. J. Brecha *et al.*. Normal-mode splitting and linewidth averaging for two-state atoms in an optical cavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**(3): 240~243

栏目编辑: 李文誌