

文章编号:1005-0523(2023)02-0112-06

原子-光力混合系统的机械压缩和纠缠研究

王鑫, 阳松林, 李昂, 张建松

(华东交通大学理学院, 江西 南昌 330013)

摘要:传统光力系统中产生强机械压缩一般需要光场衰减率小于机械振子频率(可分辨边带条件),在实验室极难实现。针对光力系统在高不可分辨边带(光场衰减率远大于机械振子频率)条件下产生强机械压缩及稳态纠缠问题,提出利用两个两能级原子系综和两束不同强度激光共同调制光力系统,放宽可分辨边带条件的限制。研究表明:将两个原子系综放入光力学系统中,即使在高不可分辨的边带状态下,也能实现超过3 dB的强机械压缩;光场和机械振子之间的稳态纠缠也可产生。

关键词:光力系统;机械压缩;稳态纠缠

中图分类号:O413.2

文献标志码:A

本文引用格式:王鑫,阳松林,李昂,等.原子-光力混合系统的机械压缩和纠缠研究[J].华东交通大学学报,2023,40(2):112-117.

Study on Mechanical Squeezing and Entanglement of Hybrid Atom-optomechanical Systems

Wang Xin, Yang Songlin, Li Ang, Zhang Jiansong

(School of Science, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China)

Abstract: In a typical optomechanical system, the decay rate of an optical cavity must be smaller than the frequency of a mechanical oscillator (resolved sideband regime) in order to generate strong mechanical squeezing generally. This is difficult to implement in experiments. A scheme is proposed to generate strong mechanical squeezing and steady state entanglement in a hybrid atom-optomechanical system in the highly unresolved sideband regime (the decay rate of the optical cavity is much larger than the frequency of the mechanical oscillator). Two two-level atomic ensembles and two lasers with different amplitudes can be used to control the optomechanical system and the resolved sideband limit can be relaxed. Our results are as follows: if two atomic ensembles are put into the optomechanical system, the strong mechanical squeezing beyond 3dB is achieved even in the highly unresolved sideband regime; the steady state entanglement between the cavity and mechanical resonator can also be obtained.

Key words: optomechanical system; mechanical squeezing; steady state entanglement

Citation format: WANG X, YANG S L, LI A, et al. Study on mechanical squeezing and entanglement of hybrid atom-optomechanical systems[J]. Journal of East China Jiaotong University, 2023, 40(2): 112-117.

量子信息技术融合了量子物理与信息学的发展成果,其安全性远超经典通信过程,是当前的研

究热点。量子信息处理过程中经常需要利用量子压缩和量子纠缠。首先,量子压缩是一种重要的量子特

收稿日期:2022-04-11

基金项目:国家自然科学基金项目(12165007)

性^[1],可应用于弱力的检测,亦可实现连续变量量子信息处理过程^[2]。其次,量子纠缠态作为量子通信和量子计算的必要资源,广泛应用于量子隐形传态^[3]、量子密集编码^[4]、量子计算^[5]等领域。

腔光力系统是产生量子压缩和量子纠缠的理想系统。近年来,由于光力系统的广泛应用前景,人们对其进行了大量的研究^[6-8]。腔光力系统实现了光与机械振子之间的相互作用,腔场对可移动反射镜施加辐射压力,导致其位置改变,引起机械振动;同时,机械振动改变了腔体长度和光学谐振频率。目前,利用光子的辐射压力来控制机械振子的运动,可以研究宏观机械振子的量子力学效应,例如实现宏观机械振子的基态冷却^[9-10]和机械压缩^[11-13]等。腔光力系统还为研制超高精度传感提供了理想的平台^[14],例如,散粒噪声将位移灵敏度限制在 10^{-19} m/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 数量级已使用腔光力系统实现^[15]。腔光力系统的发展迅速,尤其是在精密传感领域取得了长足的研究进展,包括微惯性测量^[16]、质量传感^[17]、磁共振显微镜^[18]和声学传感^[19]。除了超高精度外,腔光力传感器还具有体积小、重量轻、功耗低、片上集成能力强等优点,有很大的实际应用潜力。然而,在腔光力系统中产生强机械压缩一般需要满足边带可分辨条件,即腔场衰减率远小于机械振子频率,此条件在实验室中极难实现。

本文在传统的腔光力系统中加入两个两能级原子系综,同时用两束不同强度的激光驱动腔场,以此调整腔光力系统中的相互作用,进而调控腔光力系统。研究表明,在此原子-光力混合系统中,即使腔场衰减率远大于机械振子的振动频率(高不可分辨),依然可获得超过3 dB的强机械压缩,并且腔和机械振子之间能形成稳定的纠缠,为实验室中利用光力系统产生量子压缩及量子纠缠提供理论指导。

1 模型与有效哈密顿量

如图1所示,一个由两个两能级原子系综在单模腔内组成的混合原子-光力学系统,腔由两个不同振幅 Ω_{\pm} 的激光器驱动。本模型的哈密顿量为(设 $\hbar=1$)

$$H = \omega_c c^\dagger c + \omega_m b^\dagger b + \frac{\omega_1}{2} \sum_{j=1}^{N_1} \sigma_{z,1}^{(j)} + \frac{\omega_2}{2} \sum_{j=1}^{N_2} \sigma_{z,2}^{(j)} +$$

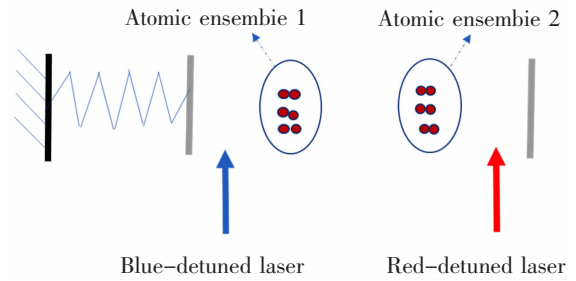


图1 混合原子-光力学系统的示意图

Fig.1 The schematic diagram of the hybrid atom-optomechanical system

$$ga^\dagger a(b^\dagger + b) + [g_1 c \sum_{j=1}^{N_1} \sigma_{+,1}^{(j)} + g_2 c \sum_{j=1}^{N_2} \sigma_{+,2}^{(j)} + (\Omega_+ e^{-i\omega_+ t} + \Omega_- e^{-i\omega_- t}) c^\dagger + H.c.] \quad (1)$$

式中: $\sigma_{z,s}^{(j)} = |e\rangle_s \langle e| - |g\rangle_s \langle g|$, $\sigma_{+,s}^{(j)} = |e\rangle_s \langle g|$, $\sigma_{-,s}^{(j)} = |g\rangle_s \langle e|$ 是系综 s 中 j 原子的泡利矩阵。系综1和系综2单模腔的耦合强度分别为 g_1 和 g_2 ,腔体与机械谐振器之间的耦合强度用 g 表示;原子系综1和2的频率、原子数分别为 $\omega_1, \omega_2; N_1, N_2; c^\dagger(c)$ 和 $b^\dagger(b)$ 分别是腔场和机械谐振器的产生(湮灭)算符,腔场和机械谐振器的频率分别为 ω_c 和 ω_m ; Ω_{\pm} 和 $\omega_{\pm} = \omega_c \pm \omega_m$ 分别为两个激光器的振幅和频率。腔体、机械谐振器、原子系综1、原子系综2衰变率分别用 $\kappa, \gamma_m, \gamma_1, \gamma_2$ 表示。方程(1)的第一行是整个系统的自由哈密顿量;第二行第一项为单光子光力学耦合强度,第二项和第三项是原子-光子耦合强度;最后两行的两项是腔的两个驱动激光器。

为了简化模型的哈密顿量,引入了原子系综的原子集体激发模式的算式如下

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{N_1}} \sum_{j=1}^{N_1} \sigma_{-,1}^{(j)} \quad (2)$$

$$A_2 = \frac{1}{\sqrt{N_2}} \sum_{j=1}^{N_2} \sigma_{-,2}^{(j)} \quad (3)$$

在低激发和大量原子 N_1 和 N_2 的限制下,有以下的对应关系

$$[A_1, A_1^\dagger] \approx [A_2, A_2^\dagger] \approx 1, [A_1, A_2] = [A_1, A_2^\dagger] = 0 \quad (4)$$

哈密顿量可以用 c, b, A_1, A_2 表示如下

$$H = \omega_c c^\dagger c + \omega_m b^\dagger b + \omega_1 A_1^\dagger A_1 + \omega_2 A_2^\dagger A_2 + gc^\dagger c(b^\dagger + b) + [c^\dagger(G_{A_1} A_1 + G_{A_2} A_2) + (\Omega_+ e^{-i\omega_+ t} + \Omega_- e^{-i\omega_- t}) + H.c.] \quad (5)$$

这里 $G_{A_1}=g_1\sqrt{N_1}$, $G_{A_2}=g_2\sqrt{N_2}$ 。

用位移变换 $c \rightarrow c_s + \delta c$, $b \rightarrow b_s + \delta b$, $A_1 \rightarrow \alpha_1 + \delta a_1$, $A_2 \rightarrow \alpha_2 + \delta a_2$, 可以线性化上述哈密顿量。利用方程(5)的哈密顿量和位移变换, 在强驱动作用下, 忽略了非线性项, 可以得到以下量子朗之万方程

$$\begin{aligned} \delta \dot{c} &= -i[\omega_c + g(b_s + b_s^*)] \delta c - \frac{\kappa}{2} \delta c - ig c_s (b^\dagger + b) \\ &\quad - iG_{A_1} \delta a_1 + iG_{A_2} \delta a_2 + \sqrt{\kappa} c_{in}, \\ \delta \dot{b} &= -(i\omega_m + \frac{\gamma_m}{2}) \delta b - ig(c_s^* \delta c + c_s \delta c^\dagger) + \sqrt{\gamma_m} b_m, \\ \delta \dot{a}_1 &= -(i\omega_1 + \frac{\gamma_1}{2}) \delta a_1 - iG_{A_1} \delta c + \sqrt{\gamma_1} a_{1,m}, \\ \delta \dot{a}_2 &= -(i\omega_2 + \frac{\gamma_2}{2}) \delta a_2 - iG_{A_2} \delta c + \sqrt{\gamma_2} a_{2,m} \end{aligned} \quad (6)$$

线性化的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H_1 &= \omega_c \delta c^\dagger \delta c + \omega_m \delta b^\dagger \delta b + \omega_1 \delta a_1^\dagger \delta a_1 + \omega_2 \delta a_2^\dagger \delta a_2 \\ &\quad + g[c_s^*(t) \delta c + \alpha(t) \delta c^\dagger] (\delta b^\dagger + \delta b) \\ &\quad + (G_{A_1} \delta c^\dagger \delta a_1 + G_{A_2} \delta c^\dagger \delta a_2 + H.c.) \end{aligned} \quad (7)$$

这里有

$$\alpha(t) \approx \alpha_+ e^{-i\omega_+ t} + \alpha_- e^{-i\omega_- t} \quad (8)$$

$$\alpha_\pm = \Omega_\pm / (\pm\omega_m + \frac{\kappa}{2} - \zeta_{1,\pm} - \zeta_{2,\pm}) \quad (9)$$

$$\zeta_{j,\pm} = G_{A_j}^2 / (\omega_\pm - \omega_j + i\frac{\gamma_j}{2}) \quad (10)$$

在相互作用绘景中定义

$$U(t) = \exp\{-it[\omega_c(\delta c^\dagger \delta c + \delta a_1^\dagger \delta a_1 + \delta a_2^\dagger \delta a_2) + \omega_m \delta b^\dagger \delta b]\} \quad (11)$$

经过代数运算可以得到有效哈密顿量

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}} &= \Delta_1 \delta a_1^\dagger \delta a_1 + \Delta_2 \delta a_2^\dagger \delta a_2 \\ &\quad + [(G_{A_1} \delta c^\dagger \delta a_1 + G_{A_2} \delta c^\dagger \delta a_2 + \delta c^\dagger (G_+ \delta b^\dagger + G_- \delta b) \\ &\quad + \delta c^\dagger (e^{-2i\omega_+ t} G_+ \delta b + e^{-2i\omega_- t} G_- \delta b^s)) + H.c.] \end{aligned} \quad (12)$$

式中: $\Delta_{1,2} = \omega_{1,2} - \omega_c$, $G_\pm = g\alpha_\pm'$ 是腔体与机械振荡器之间的有效耦合。

2 量子朗之万方程和协方差矩阵

2.1 量子朗之万方程

由上面得到的有效哈密顿量, 可以写出系统的量子朗之万方程

$$\begin{aligned} \delta \dot{c} &= -\frac{\kappa}{2} \delta c + if_1(t) \delta b^\dagger + if_2(t) \delta b - iG_{A_1} \delta a_1 \\ &\quad - iG_{A_2} \delta a_2 + \sqrt{\kappa} c_{in}, \end{aligned}$$

$$\delta \dot{b} = -\frac{\gamma_m}{2} \delta b + if_1(t) \delta c^\dagger + if_3(t) \delta c + \sqrt{\gamma_m} b_m,$$

$$\delta \dot{a}_1 = -(\frac{\gamma_1}{2} + i\Delta_1) \delta a_1 - iG_{A_1} \delta c + \sqrt{\gamma_1} a_{1,m},$$

$$\delta \dot{a}_2 = -(\frac{\gamma_2}{2} + i\Delta_2) \delta a_2 - iG_{A_2} \delta c + \sqrt{\gamma_2} a_{2,m} \quad (13)$$

式中: $f_1(t) = -(G_+ + G_- e^{-2i\omega_+ t})$, $f_2(t) = -(G_- + G_+ e^{-2i\omega_- t})$, $f_3(t) = -(G_- + G_+ e^{-2i\omega_+ t})$ 。这里 c_{in} , b_m , $a_{j,m}$ 分别是腔场、机械谐振器和原子系综的噪声算符。

2.2 协方差矩阵及解

定义正交算符为 $X_{0=c,b,a_1,a_2} = (\delta O^\dagger + \delta O) / \sqrt{2}$ 和

$Y_{0=c,b,a_1,a_2} = i(\delta O^\dagger - \delta O) / \sqrt{2}$ 。噪声正交算子定义为

$X_{0=c,b,a_1,a_2}^{in} = (O_{in}^\dagger + O_{in}) / \sqrt{2}$ 和 $X_{0=c,b,a_1,a_2}^{in} = i(O_{in}^\dagger - O_{in}) / \sqrt{2}$ 。

从上面的量子朗之万方程中, 得到

$$\dot{\vec{u}} = \vec{A}\vec{u} + \vec{n} \quad (14)$$

式中:

$$\vec{u} = (X_c, Y_c, X_b, Y_b, X_{a_1}, Y_{a_1}, X_{a_2}, Y_{a_2})^T \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \vec{n} &= (\sqrt{\kappa} X_c^{in}, \sqrt{\kappa} Y_c^{in}, \sqrt{\gamma_m} X_b^{in}, \sqrt{\gamma_m} Y_b^{in}, \sqrt{\gamma_1} X_{a_1}^{in}, \\ &\quad \sqrt{\gamma_1} Y_{a_1}^{in}, \sqrt{\gamma_2} X_{a_2}^{in}, \sqrt{\gamma_2} Y_{a_2}^{in})^T \end{aligned} \quad (16)$$

$$A = \begin{pmatrix} \frac{\kappa}{2} & 0 & -\text{Im}(f_{12}^+) & \text{Re}(f_{12}^-) & 0 & G_{A_1} & 0 & G_{A_2} \\ 0 & -\frac{\kappa}{2} & \text{Re}(f_{12}^-) & -\text{Im}(f_{12}^+) & -G_{A_1} & 0 & -G_{A_2} & 0 \\ -\text{Im}(f_{13}^+) & \text{Re}(f_{13}^-) & -\frac{\gamma_m}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \text{Re}(f_{13}^+) & \text{Im}(f_{13}^-) & 0 & -\frac{\gamma_m}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & G_{A_1} & 0 & 0 & -\frac{\gamma_1}{2} & \Delta_1 & 0 & 0 \\ -G_{A_1} & 0 & 0 & 0 & \Delta_1 & -\frac{\gamma_1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & G_{A_2} & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{\gamma_2}{2} & \Delta_2 \\ -G_{A_2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\Delta_2 & -\frac{\gamma_2}{2} \end{pmatrix} \quad (17)$$

式中: $\text{Re}(f)$ 和 $\text{Im}(f)$ 分别为复数 f 的实部和虚部,

$$f_{jk}^\pm = f_j(t) \pm f_k(t)。$$

该系统的动力学可以用一个 8×8 的协方差矩阵

阵 V ($V_{jk} = \langle u_j u_k + u_k u_j \rangle / 2$) 来完全描述。通过 V, \vec{u} 和式(14), 得到的协方差矩阵 V 的演化

$$\dot{V} = AV + VA^T + D \quad (18)$$

式中: D 是噪声相关项, $D=\text{diag}[\frac{\kappa}{2}, \frac{\kappa}{2}, \frac{\gamma_m}{2}(2n_{th}+1), \frac{\gamma_m}{2}(2n_{th}+1), \frac{\gamma_1}{2}, \frac{\gamma_1}{2}, \frac{\gamma_2}{2}, \frac{\gamma_2}{2}]$, n_{th} 为机械振荡器的平均热激发数。

3 高不可分辨的边带状态下的强机械压缩

机械压缩(单位为 dB)定义为^[20]

$$S = -10 \lg_{10}(\langle \Delta X_b^2 \rangle / \langle \Delta X^2 \rangle_{zr}) \\ = -10 \lg_{10}(2 \langle \Delta X_b^2 \rangle) \quad (19)$$

式中: $\langle \Delta X^2 \rangle_{zr} = 0.5$ 为零点波动。

在图2中,在不同的衰减率 γ_m 值下,将机械压缩(以 dB 为单位)作为 G_+/G_- 的函数, $\gamma = 0.001\omega_m$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, $G_{A_1} = G_{A_2} = 10\omega_m$, $\Delta_1 = 2\omega_m$, $\Delta_2 = -2\omega_m$ 。这里,假设处于高不可分辨边带系统中且 $\kappa = 500\omega_m$ 。从图2中看出,即使在高不可分辨边带下,机械压缩也能超过 3 dB 的限制。机械压缩 S 首先随着 G_+/G_- 的增大而增大,然后随着 G_+/G_- 的增大而减小,存在一个最优比例。比较图中的线,发现压缩度随着机械振子衰减率的降低而增加,最优比随着机械振子衰减率的降低而增加。由此推断,可以降低机械振子衰减率,在高不可分辨边带区域下实现超过 3 dB 的机械压缩。

在旋转波近似下,光腔和机械振荡器之间的直接相互作用可以用式(12)中的 $\delta c^\dagger(G_+\delta b^\dagger + G_-\delta b) + H.c.$ 表示^[21]。使用标准压缩变换^[22],该项可改写为 $G_{eff}(\delta a^\dagger \delta B + H.c.)$,这里 $G_{eff} = \sqrt{G_-^2 - G_+^2}$, $\delta B = \cosh r \delta b + \sinh r \delta b^\dagger$ 为 Bogoliubov 模式, $r = \ln [(G_- + G_+) / (G_- - G_+)]$ 为压缩参数。当不施加蓝色失谐激光($G_+ = 0$)时,压缩参数 r 为零,不存在机械压缩。机械压缩是由两种相互竞争的效应压缩参量 r 和光腔与机械谐振器之

间的有效直接耦合 G_{eff} 决定的。压缩参数 r 随着 G_+/G_- 的增大而增大, G_{eff} 随 G_+/G_- 比值的增大而减小。一开始,压缩参数占主导地位,机械压缩随着蓝红激光强度的比值增大而增大。然而,随着此比值的持续增加,有效直接耦合强度占主导地位,此时随着此比值的增大,有效耦合强度减小,进而导致机械压缩随之减小。由此可见,最大机械压缩是两个相反过程相互竞争的结果。

目前的方案有两个主要优点:首先,方案的关键要求是原子的衰减率必须远远小于机械振荡器的频率,这一要求可以被满足^[22];其次,将原子与腔场光子耦合在实验中是可行的^[23]。本文提出的方案在实验中是可以实施的。

4 纠缠

利用协方差矩阵,可以计算腔与机械振子之间的稳态纠缠。协方差矩阵可以写成^[24]

$$V = \begin{pmatrix} V_A & V_C \\ V_C^T & V_B \end{pmatrix} \quad (20)$$

式中:矩阵 V_A, V_B 分别与可移动反射镜和腔模式有关; V_C 是光力学相关性。

对数负性纠缠判据可以用来描述腔模之间的纠缠度^[26]。首先,表示出每个腔模特征的协方差矩阵,然后根据对数负的定义量化纠缠度的大小。该判据可以表示为下面的形式^[25]

$$E_N = \max\{0, -\ln(2\eta^-)\} \quad (21)$$

$$\eta^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum (V) - \sqrt{[\sum (V)]^2 - 4\det V} \quad (22)$$

$$\sum (V) = \det V_A + \det V_B - 2\det V_C \quad (23)$$

图3所示为不同的原子衰减率 γ 下,腔和机械振子之间的稳态纠缠随着 G_+/G_- 的增大逐渐减小。图3中 $\kappa = 1000\omega_m$ 。图中红线表示 $\gamma = 0.001\omega_m$,绿线表示 $\gamma = 0.01\omega_m$,蓝线表示 $\gamma = 0.1\omega_m$ 。从图中可以看出,随着 G_+/G_- 的增大,衰减率 γ 越大,腔和机械振子之间的稳态纠缠下降得越快。 G_+ 导致压缩的产生, G_- 导致纠缠的产生,由式(12)第二行可以看出,随着 G_+ 的增大,纠缠效应在竞争中的影响会减小,稳态纠缠会随着 G_+/G_- 的比例增大而减小。

图4表示不同的腔衰减率 κ 下,腔和机械振子之间的纠缠随着 G_+/G_- 的增大逐渐减小。图4中 $\gamma = 0.001\omega_m$, $G_{A_1} = G_{A_2} = 10\omega_m$, $\gamma_m = 10^{-5}$ 。图4中红线表示 $\kappa =$

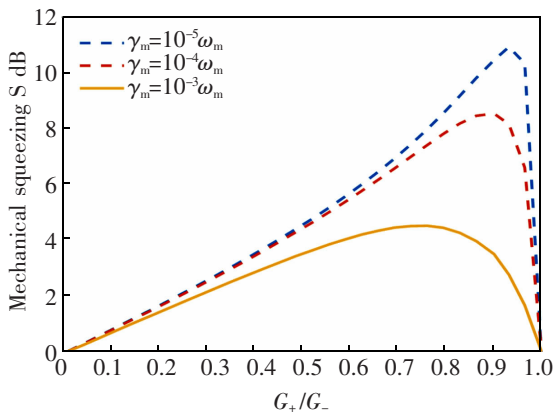


图2 不同衰减率 γ_m 下的稳态机械压缩

Fig.2 Steady state mechanical squeezing with different decay rates γ_m

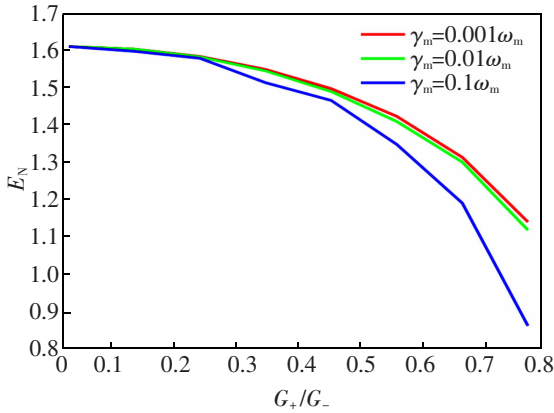


图3 不同的原子衰减率 κ 下腔和机械振子之间的稳态纠缠

Fig.3 Steady state entanglement between cavity and mechanical oscillator with different atomic decay rates κ

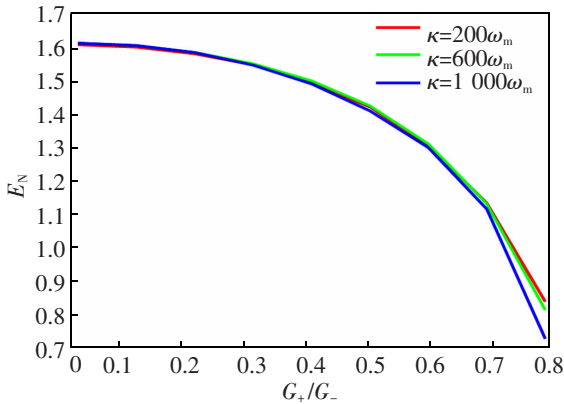


图4 不同的腔衰减率 κ 下腔和机械振子之间的稳态纠缠

Fig.4 Entanglement between cavity and mechanical oscillator with different cavity decay rates κ

$200\omega_m$, 绿线表示 $\kappa=600\omega_m$, 蓝线表示 $\kappa=1\ 000\omega_m$ 。从图4中可以看出,腔和机械振子之间的稳态纠缠在不同的 κ 下差异并不明显。在 G_+/G_- 接近1时, κ 增大会使腔和机械振子之间的稳态纠缠减小得更快。

5 结论

为了探究如何在当前实验条件下产生强机械压缩及稳态纠缠,提出将两个两能级原子系综放入典型的光力系统中,光腔由两束强度不等的激光驱动。在低激发和大量原子的限制下,原子系综可以用玻色子算符表示。该系统的动力学可以用协方差矩阵来描述,然后用数值方法求解运动方程,并将机械压缩绘制成 G_+/G_- 的函数,得出以下结论。

1) 高不可分辨边带区域的机械压缩也可以超过3 dB。机械压缩 S 先随着的增大 G_+/G_- 而增大,达到极大值,后随着 G_+/G_- 的增大而减小。机械压缩随着机械振子衰减率的降低而增大。

2) 随着 G_+/G_- 的增大,衰减率 γ 越大,腔和机械振子之间的稳态纠缠降低越快。

3) 不同的腔衰减率 κ 下,腔和机械振子之间的稳态纠缠都随着 G_+/G_- 的增大逐渐减小,并且差异并不大。

参考文献:

- [1] AGARWAL G S. Quantum optics[M]. Cambridge University Press, 2013.
- [2] 韩雪. 基于光学腔系统量子纠缠与机械压缩的研究[D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学, 2020.
HAN X. Research on quantum entanglement and mechanical compression based on optical cavity system[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2020.
- [3] 廖延娜, 彭鑫春, 冯宇森. 一个11比特的三方量子隐形传态方案[J]. 西安邮电大学学报, 2020, 25(2): 19–22.
LIAO Y N, PENG X C, FENG Y S. An 11 bit tripartite quantum teleportation scheme[J]. Journal of Xi'an University of Posts and Telecommunications, 2020, 25(2): 19–22.
- [4] 刘泽弘. 基于八量子纠缠态的可验证秘密共享协议的研究与设计[D]. 长沙:湖南师范大学, 2021.
LIU Z H. Research and design of verifiable secret sharing protocol based on eight quantum entangled states[D]. Changsha: Hunan Normal University, 2021.
- [5] SZORKOVSKY A, BRAWLEY G A, DOHERTY A C, et al. Strong thermomechanical squeezing via weak measurement [J]. Physical Review Letters, 2013, 110(18): 184301.
- [6] BENNETT J S, BOWEN W P. Squeezing of mechanical motion via qubit-assisted control[J]. New Journal of Physics, 2018, 20(11): 113016.
- [7] ZHANG J S, LI M C, CHEN A X. Enhancing quadratic optomechanical coupling via a nonlinear medium and lasers [J]. Physical Review A, 2019, 99(1): 013843.
- [8] 李明翠, 陈爱喜. 量子点调控的薄膜腔中的增强量子效应 [J]. 华东交通大学学报, 2020, 37(6): 113–118.
LING M C, CHEN A X. Enhanced quantum effect in thin film cavity regulated by quantum dots[J]. Journal of East China Jiaotong University, 2020, 37(6): 113–118.
- [9] TEUFEL J D, DONNER T, LI D, et al. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state [J]. Nature, 2011, 475(7356): 359–363.
- [10] 曹智伊, 蔡秋华, 於亚飞, 等. 双腔光力系统中机械振子的基态冷却[J]. 量子光学学报, 2018, 24(2): 170–177.
CAO Z Y, CAI Q H, YU Y F, et al. Ground state cooling of

- mechanical oscillator in double cavity optomechanical system[J]. *Journal of Quantum Optics*, 2018, 24(2):170–177.
- [11] ZHANG J S, CHEN A X. Large mechanical squeezing beyond 3dB of hybrid atom-optomechanical systems in a highly unresolved sideband regime[J]. *Optics Express*, 2020, 28(9):12827–12836.
- [12] HUANG S M, CHEN A X. Mechanical squeezing in a dissipative optomechanical system with two driving tones[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(2):023501.
- [13] ZHANG J S, CHEN A X. Large and robust mechanical squeezing of optomechanical systems in a highly unresolved sideband regime via Duffing nonlinearity and intracavity squeezed light[J]. *Optics Express*, 2020, 28(24):36620–36631.
- [14] LI B B, OU L, LEI Y, et al. Cavity optomechanical sensing[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(11):2799–2832.
- [15] SCHLIESSER A, ANETSBERGER G. High-sensitivity monitoring of micromechanical vibration using optical whispering gallery mode resonators[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(9):095015.
- [16] 黄勇军, 李昕蔚, 吴江波, 等. 新型微光机电系统惯性测量技术研究进展[J]. *导航定位与授时*, 2022, 9(3):1–13.
- HUANG Y J, LI X W, WU J B, et al. Research progress of inertial measurement technology of new low light level electromechanical system[J]. *Navigation Positioning and Timing*, 2022, 9(3):1–13
- [17] SANSA M, DEFOORT M, BRENAC A, et al. Optomechanical mass spectrometry[J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1):1–7.
- [18] FISCHER R, MCNALLY D P, REETZ C, et al. Spin detection with a micromechanical trampoline: Towards magnetic resonance microscopy harnessing cavity optomechanics[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21(4):043049.
- [19] WESTERVELD W J, MAHMUD-UI-HASAN M, SHNAIDERMAN R, et al. Sensitive, small, broadband and scalable optomechanical ultrasound sensor in silicon photonics[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(5):341–345.
- [20] ZHANG R, FANG Y N, WANG Y Y. Strong mechanical squeezing in an unresolved-sideband optomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(4):043805.
- [21] LV X Y, LIAO J Q, TIAN L, et al. Steady-state mechanical squeezing in an optomechanical system via duffing nonlinearity[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(1):013834.
- [22] CHEN X, LIU Y C, P, PENG P. Cooling of macroscopic mechanical resonators in hybrid atom-optomechanical systems[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(3):033841.
- [23] JOCKEL A, FABER A, KAMPSCHULTE T. Sympathetic cooling of a membrane oscillator in a hybrid mechanical-atomic system[J]. *Nature. Nanotechnology*, 2015, 10(1):55–59.
- [24] ZHANG J S, ZENG W, CHEN A X. Effects of cross-Kerr coupling and parametric nonlinearity on normal mode splitting, cooling, and entanglement in optomechanical systems[J]. *Quantum Information Processing*, 2017, 16(6):1–16.
- [25] VIDAL G, WERNER R F. Computable measure of entanglement[J]. *Physical Review A*, 2002, 65:032314.



第一作者:王鑫(1997—),男,硕士研究生,研究方向为腔光力系统。E-mail:1172022451@qq.com。



通信作者:张建松(1981—),男,副教授,硕士生导师,研究方向为量子光学。E-mail:jszhang1981@zju.edu.cn。

(责任编辑:吴海燕 刘棉玲)