

文章编号: 1005-0523(2018)06-0117-07

交叉克尔效应增强纳米机械振子间的纠缠生成

张留娟, 张建松

(华东交通大学理学院, 江西 南昌 330013)

摘要: 论文分析了在由两个可移动反射镜组成的光力系统中, 交叉克尔(CK)耦合对两个可移动反射镜产生纠缠的影响。结果发现, CK耦合可以有效地扩大两个可移动反射镜产生纠缠的频率范围。此外, CK非线性介质同时能够提高两个移动镜之间的最大纠缠度。研究结果表明, CK非线性介质可以用于增强光力系统中两个振荡器的纠缠, 这对实验中产生介观纠缠有较大帮助。

关键词: 交叉克尔效应; 纠缠产生; 纳米机械振子

中图分类号: O431.2

文献标志码: A

纠缠一直被认为是量子信息处理的关键资源之一^[1-4]。在理论和实验上许多产生纠缠的物理系统相继被提出, 如俘获原子离子^[5], 光学晶格^[6]和光学系统^[7-8]。近年来, 介观和宏观系统中纠缠的产生已经引起了广泛关注^[9-10]。

光力系统为探索宏观或介观物体的量子特征提供了理想的平台^[11-12]。由于光力系统广泛应用于许多领域, 包括对微小位移的高灵敏度测量、引力波的检测和量子信息处理等^[13-14], 一直受到人们的广泛关注。在由固定部分透射镜和两个可移动反射镜组成的光力系统中, 压缩真空光可使两个可移动反射镜之间产生纠缠^[15-16]。最近的研究指出, 腔模压缩可以将光力系统的相互作用强度提高到单光子强耦合的状态^[17]。

许多研究一直致力于非线性介质对光力系统动力学的影响^[13-14]。研究表明, 可以通过克尔向下转换非线性介质, 使得包含克尔向下转换非线性晶体的光力系统的光力诱导透明(OMIT)得到有效地控制^[18]。另外, 研究者们也指出了Kerr介质对光力系统稳定性和纠缠的影响^[19-20]。最近, 研究者在研究CK耦合对光力系统的影响方面有相当大的兴趣^[21-25]。进一步的研究发现, 在实验中能够观察到CK效应和其他相关特性, 实验结果表明源于辐射压力的相互作用可以得到显著提高^[22]。此外, 研究者们还观察到单光子强耦合状态下的非线性现象, 如由量子比特引起的阻尼增强^[23]。CK效应可应用于光力系统中产生机械振荡器的边带移位和冷却^[24]。后来, 研究者们研究了CK耦合对光力系统的多稳态行为和OMIT的影响^[25]。并且讨论了CK耦合对光力系统光学双稳态的影响^[26]。值得注意的是, 研究发现了具有CK效应的光力系统的可移动反射镜和腔体之间的稳态纠缠^[27]。最近, 本课题组研究了CK耦合对由一个固定镜和一个可移动反射镜形成的光力系统的基态冷却和稳态纠缠的影响^[28]。结果表明, CK耦合可以增强机械系统和腔模之间的稳态纠缠度。

在本文中, 考虑由两个可移动的反射镜组成的系统(其中一个为部分透射镜, 另一个完全反射镜), 求解系统的稳态解。然后, 讨论CK耦合对两个可移动反射镜的稳态纠缠的影响。结果表明, 通过CK耦合可以

收稿日期: 2018-06-26

基金项目: 国家自然科学基金(11775190)

作者简介: 张留娟(1992—), 女, 硕士研究生, 研究方向为量子光学。

通讯作者: 张建松(1981—), 男, 副教授, 博士, 研究方向为量子光学和量子信息。

扩展两个可移动反射镜纠缠的频率范围。另外,通过 CK 耦合同时可以增加两个可移动反射镜之间的最大纠缠度。因此,CK 非线性介质可以用于增强光力系统中两个振荡器的稳态纠缠。

1 光力系统的 CK 耦合

1.1 模型

本文的物理模型如图 1 所示。该模型是由一个部分透射的可移动反射镜(左镜)和另一个完全反射的可移动反射镜(右镜)组成。假定两个可移动的镜子是相同的,即它们具有相同的有效质量 m , 动量衰减率 γ_m 和机械频率 ω_m 。每个可移动的镜子都耦合自己的水浴,经历各自的量子布朗运动。假设每个水浴都具有相同的温度 T 。将频率为 ω_s 的压缩真空光和频率为 ω_L 的激光施加到腔环上。通过将辅助量子位(红点)放入可移动反射镜中从而引起 CK 耦合^[21-22]。

在激光频率为 ω_L 的旋转框架中,该系统的哈密顿量为^[15,20-23,25]

$$H = \hbar\Delta_c a^\dagger a + \frac{\hbar\omega_m}{2}(Q_1^2 + P_1^2 + Q_2^2 + P_2^2) - \hbar g_0 a^\dagger a (Q_1 - Q_2) + i\hbar\varepsilon(a^\dagger - a) - \frac{\hbar}{2} g_{ck} a^\dagger a (Q_1^2 + P_1^2 + Q_2^2 + P_2^2) \quad (1)$$

式中: a 和 a^\dagger 分别是频率为 ω_c 的腔体模型的湮灭和产生运算; $Q_1(Q_2)$ 和 $P_1(P_2)$ 是频率为 ω_m 移动镜 1(2) 的无量纲坐标和动量算符。输入激光器的谐振腔的频率失谐为 $\Delta_c = \omega_c - \omega_L$ 。腔体和输入激光器的 Rabi 频率由 $\varepsilon = \sqrt{2kp/(\hbar\omega_L)}$ 表示,其中 p 是激光功率, k 是腔体衰减率。上述方程的第 1 项代表的是腔场的能量。第 2 项是两个可移动镜的能量。第 3 项是腔场和两个可移动反射镜之间的相互作用。第 4 项描述腔模和输入激光器之间的耦合。第 5 项描述了腔场和两个可移动镜面之间耦合常数为 g_{ck} 的 CK 耦合。

腔场受到压缩真空光的影响,具有零均值的时域相关函数如下^[15-16]

$$\begin{aligned} \langle \delta a_{in}^\dagger(t) \delta a_{in}(t') \rangle &= N \delta(t-t') \\ \langle \delta a_{in}^\dagger(t) \delta a_{in}^\dagger(t') \rangle &= (N+1) \delta(t-t') \\ \langle \delta a_{in}(t) \delta a_{in}(t') \rangle &= M e^{-i\omega_m(t+t')} \delta(t-t') \\ \langle \delta a_{in}^\dagger(t) \delta a_{in}^\dagger(t') \rangle &= M^* e^{i\omega_m(t+t')} \delta(t-t') \end{aligned} \quad (2)$$

式中: $N = (\sinh r_s)^2$, $M = e^{i\varphi} \sinh r_s \cosh r_s$ 。在这里, r_s 和 φ 分别是压缩真空光的压缩参数和相位。为了简单起见,我们设定 $\varphi = 0$ 。两个可移动反射镜受温度为 T 的水浴影响下,具有相关函数

$$\langle \xi_m(t) \xi_n(t') \rangle = \frac{\delta_{mn} \gamma_m}{2\pi\omega_m} \int \omega \left[\coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) + 1 \right] \times e^{-i\omega(t-t')} d\omega \quad (3)$$

式中: $m, n = 1, 2$; k_B 为玻尔兹曼常数。

1.2 量子朗之万方程及其稳态解

借助海森堡运动方程,可以写出量子朗之万方程

$$\begin{aligned} \dot{Q}_1 &= (\omega_m - g_{ck} a^\dagger a) P_1 \\ \dot{P}_1 &= -g_0 a^\dagger a - (\omega_m - g_{ck} a^\dagger a) Q_1 - \gamma_m P_1 + \xi_1 \\ \dot{Q}_2 &= (\omega_m - g_{ck} a^\dagger a) P_2 \end{aligned}$$

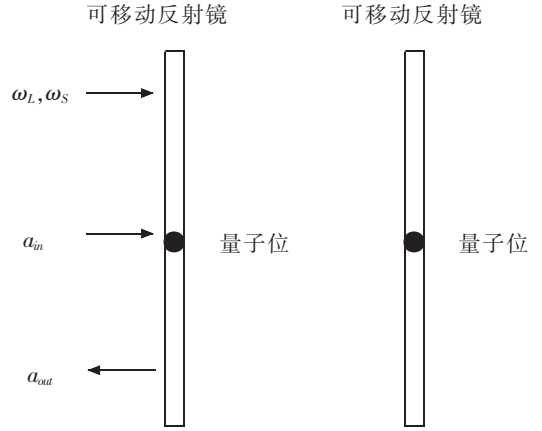


图 1 由两个可移动镜组成的光力系统的结构图
Fig.1 Sketch of an optomechanical system formed by two movable mirrors

$$\begin{aligned}
\dot{P}_2 &= g_0 a^\dagger a - (\omega_m - g_{ck} a^\dagger a) Q_2 - \gamma_m P_2 + \xi_2 \\
\dot{a} &= -(k + i\Delta_c) a - ig_0 (Q_1 - Q_2) a + \frac{ig_{ck}}{2} (Q_1^2 + P_1^2 + Q_2^2 + P_2^2) a + \varepsilon + \sqrt{2k} a_{in} \\
\dot{a}^\dagger &= -(k - i\Delta_c) a^\dagger + ig_0 (Q_1 - Q_2) a^\dagger + \frac{ig_{ck}}{2} (Q_1^2 + P_1^2 + Q_2^2 + P_2^2) a^\dagger + \varepsilon + \sqrt{2k} a_{in}^\dagger
\end{aligned} \tag{4}$$

通过将上述方程的所有时间导数设置为零来获得稳态平均值

$$\begin{aligned}
\bar{P}_1 &= \bar{P}_2 = 0 \\
\bar{Q}_1 &= -\bar{Q}_2 = -\frac{g_0}{\Omega_m} |\bar{a}|^2 \\
\bar{a} &= \frac{\varepsilon}{k + i\Delta} \\
\Omega_m &= \omega_m - g_{ck} |\bar{a}|^2 \\
\Delta &= \Delta_c + 2g_0 \cos \frac{\theta}{2} \bar{Q}_1 - g_{ck} \bar{Q}_1^2
\end{aligned} \tag{5}$$

在本文中,采用 Mancini 等人提出的方法来量化二分连续变量系统的纠缠度^[15-16]

$$E_\omega = \langle (\Delta Q_+)^2 \rangle \langle (\Delta Q_-)^2 \rangle \tag{6}$$

其中, $Q_+ = Q_1 + Q_2, P_- = P_1 - P_2$ 。如果 E_ω 小于 1,那么双方系统便纠缠在一起。

现在,利用线性化方法来研究可移动反射镜的波动^[13]。将每个算子表示为稳态平均值和平均值为零的小波动之和,即

$$O = \bar{O} + \delta O \tag{7}$$

因此,线性量子朗之万方程可以表示如下

$$\begin{aligned}
\dot{\mathbf{F}} &= \mathbf{M}\mathbf{F} + \mathbf{G} \\
\mathbf{F} &= (\delta Q_1, \delta Q_2, \delta P_1, \delta P_2, \delta a, \delta a^\dagger)^T \\
\mathbf{G} &= (0, 0, \xi_1, \xi_2, \sqrt{2k} \delta a_{in}, \sqrt{2k} \delta a_{in}^\dagger)^T \\
\mathbf{M} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_m & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Omega_m & 0 & 0 \\ -\Omega_m & 0 & -\gamma_m & 0 & -g\bar{a}^* & -g\bar{a} \\ 0 & -\Omega_m & 0 & -\gamma_m & g\bar{a}^* & g\bar{a} \\ -ig\bar{a} & ig\bar{a} & 0 & 0 & -(k+i\Delta) & 0 \\ ig\bar{a}^* & -ig\bar{a}^* & 0 & 0 & 0 & -(k-i\Delta) \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{8}$$

其中, $g = g_0 \cos \frac{\theta}{2} - g_{ck} \bar{Q}_1$ 。如果矩阵 \mathbf{M} 的所有特征值的实部都是负的,则表示上面的等式是稳定的。在本文中,本文选择了满足稳定性条件的所有参数。

上述方程可通过傅立叶变换 $f(t) = (1/\sqrt{2\pi}) \int f(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$ 转换到频域中解析求解。在频域中,相关函数可以写为

$$\begin{aligned}
\langle \delta a_{in}^+(\omega) \delta a_{in}(\Omega) \rangle &= N \delta(\omega + \Omega) \\
\langle \delta a_{in}(\omega) \delta a_{in}^+(\Omega) \rangle &= (N+1) \delta(\omega + \Omega) \\
\langle \delta a_{in}(\omega) \delta a_{in}(\Omega) \rangle &= M \delta(\omega + \Omega - 2\omega_m) \\
\langle \delta a_{in}^+(\omega) \delta a_{in}^+(\Omega) \rangle &= M^* \delta(\omega + \Omega + 2\omega_m)
\end{aligned}$$

$$\langle \xi_m(\omega) \xi_n(\Omega) \rangle = \frac{\delta_m \gamma_m \omega}{\omega_m} \left[\coth \left(\frac{\hbar \omega}{2k_B T} \right) + 1 \right] \delta(\omega + \Omega) \quad (9)$$

联立方程(8)和(9),可以得到

$$\delta P_-(\omega) = \delta P_1 - \delta P_2 = V(\omega) \xi_-(\omega) + E(\omega) \delta a_m(\omega) + F(\omega) \delta a_m^\dagger(\omega)$$

$$V(\omega) = \frac{-i\omega}{d(\omega)} [\Delta^2 + (k - i\omega)^2]$$

$$E(\omega) = \frac{i\omega}{d(\omega)} (2\sqrt{2k} g \bar{a}^*) [k - i(\Delta + \omega)]$$

$$F(\omega) = \frac{i\omega}{d(\omega)} (2\sqrt{2k} g \bar{a}) [k + i(\Delta - \omega)]$$

$$d(\omega) = (\Omega_m^2 - \omega^2 - i\gamma_m \omega) [\Delta^2 + (k - i\omega)^2] - 4\Delta \Omega_m g^2 \left| \frac{-}{a} \right|^2 \quad (10)$$

从量子朗之万方程可以看出,两个反射镜的总位移 $Q_+ = Q_1 + Q_2$ 只取决于热浴,则有^[15-16] $\langle \delta Q_+^2 \rangle = \bar{n} + 0.5$, 其中 $\bar{n} = 1 / \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega}{2k_B T} \right) - 1 \right]$ 。在这里,选择 $T = 41.4 \mu\text{K}$, 因此有

$$\langle \delta Q_+^2 \rangle = 1 \quad (11)$$

根据方程(6)和方程(9)到(11),可得

$$\begin{aligned} E_\omega(t) &= \langle \delta P_-(t)^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int d\omega \int d\Omega e^{-i(\omega+\Omega)t} \langle \delta P_-(\omega) \delta P_-(\Omega) \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi} \int d\omega \beta_1(\omega, -\omega) + \frac{1}{2\pi} \int d\omega e^{-2i\omega_m t} \beta_2(\omega, 2\omega_m - \omega) \\ &\quad + \frac{1}{2\pi} \int d\omega e^{2i\omega_m t} \beta_3(\omega, -2\omega_m - \omega) \end{aligned}$$

$$\beta_1(\omega, \Omega) = V(\omega) V(\Omega) h(\omega) + (N+1) E(\omega) F(\Omega) + N F(\omega) E(\Omega)$$

$$\beta_2(\omega, \Omega) = M E(\omega) E(\Omega)$$

$$\beta_3(\omega, \Omega) = M^* F(\omega) F(\Omega)$$

$$h(\omega) = \frac{2\gamma_m \omega}{\omega_m} \left[\coth \left(\frac{\hbar \omega}{2k_B T} \right) + 1 \right] \quad (12)$$

值得注意的是, $E_\omega(t) = \langle \delta P_-(t)^2 \rangle$ 取决于时间。类似于 Huang 和 Agarwal^[15-16] 的研究方法, 本文引入了 $b = \tilde{b} e^{-i\omega_m t}$ 和 $b^\dagger = \tilde{b}^\dagger e^{-i\omega_m t}$ 的变换。因此, 可得

$$\tilde{E}_\omega = \langle \tilde{\delta P}_-^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int d\omega [\beta_1(\omega, -\omega) + \beta_2(\omega, 2\omega_m - \omega) + \beta_3(\omega, -2\omega_m - \omega)] \quad (13)$$

2 CK 耦合对纠缠的影响

利用上一节中的公式(12)和(13), 可以计算均方涨落 $\langle \tilde{\delta P}_-^2 \rangle$ 。水浴的温度为 $T = 41.4 \mu\text{K}$ 和 $\langle \delta Q_+^2 \rangle \approx 1$ 。因此, 如果从方程(6)可以得出 $\langle \tilde{\delta P}_-^2 \rangle < 1$, 那么便可以得到两个可移动镜子纠缠在一起的结论。

在图2中, 对于不同的压缩参数值 r_s , 将均方涨落 $\langle \tilde{\delta P}_-^2 \rangle$ 绘制关于失谐 Δ/ω_m 的函数。当 $r_s=0$ (实线), $r_s=0.5$ (虚线), $r_s=1$ (点划线), $r_s=1.5$ (圆圈线) 及 $r_s=2$ (正方形线), 其他参数分别为 $T = 41.4 \mu\text{K}$, $L=25 \text{ mm}$, $m=145 \text{ ng}$, $\omega_m=2\pi \times 947 \times 10^3 \text{ Hz}$, $\omega_L=2\pi c/(1064 \text{ nm})$, $r_m=\omega_m/6700$, $k=2\pi \times 215 \times 10^3 \text{ Hz}$, $p=3.8 \text{ Mw}$, $g_{ck}=0$ 。在没有压缩真空光的情况下, 可以看到 $\langle \tilde{\delta P}_-^2 \rangle$ 总是大于1并且两个可移动反射镜不产生缠绕。为了使两个可移动镜子之间出现纠缠, 注入挤压的真空灯, 因此情况发生了改变。注意到, 如果 $r_s=2$, 那么最小值为 $\langle \tilde{\delta P}_-^2 \rangle \approx 0.993$, 并且两个可移动镜子在 $\Delta \approx 0.993 \omega_m$ 时产生缠绕。

在图3中,对于不同的压缩参数值 r_s ,我们将均方涨落绘制为关于耦合系数 $g_{ck}=5\times 10^{-12}\omega_m$ 时CK耦合存在时的失谐函数。当 $r_s=0$ (实线), $r_s=0.5$ (虚线), $r_s=1$ (点划线), $r_s=1.5$ (圆圈线)及 $r_s=2$ (正方形线),此时 $g_{ck}=5\times 10^{-12}\omega_m$,其他参数与图2中相同。很容易发现,通过利用CK耦合降低了 $\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ 的最小值。例如,在图2中,在 $r_s=2$ (图2中的正方形线)的情况下,此时 $\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ 的最小值约为0.993,而图3中的 $\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ 的最小值约为0.723。另外,比较图2和图3的正方形线也可以看出,两个反射镜产生纠缠的频率范围显著增大。因此,CK耦合对于两个可移动反射镜产生纠缠是非常有用的。

为了清楚地看到CK耦合的影响,在图4中,我们画出对于不同的耦合常数 g_{ck} ,均方涨落

$\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ 关于不同耦合系数 g_{ck} 的失谐函数。当 $g_{ck}=0$ (虚线), $g_{ck}=2\times 10^{-12}\omega_m$ (圆圈线)及 $g_{ck}=5\times 10^{-12}\omega_m$ (正方形线),此时 $r_s=1.5$,其他参数与图2中相同。从图中可以看出, $\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ 的最小值分别为0.432($g_{ck}=0$,虚线),0.354($g_{ck}=2\times 10^{-12}\omega_m$,圆圈线)和0.346($g_{ck}=5\times 10^{-12}\omega_m$,正方形线)。因此, $\langle\delta\tilde{P}_-(t)^2\rangle$ 的最小值随着CK耦合系数 g_{ck} 的增加而减小。此外,在没有CK耦合情况下,两个反射镜产生纠缠的频率范围(由 Δ_{ent} 表示)为 $(0.916\omega_m, 1.029\omega_m)$ 。但是,如果考虑到CK耦合,则频率范围 Δ_{ent} 就会发生变化。特别是,当 $g_{ck}=2\times 10^{-12}\omega_m$ 时, Δ_{ent} 则为 $(0.916\omega_m, 1.036\omega_m)$,而当 $g_{ck}=5\times 10^{-12}\omega_m$, Δ_{ent} 则为 $(0.92, 1.043\omega_m)$ 。可以得出结论,通过CK耦合可以使两个可移动反射镜产生纠缠的频率范围得到有效地扩展。

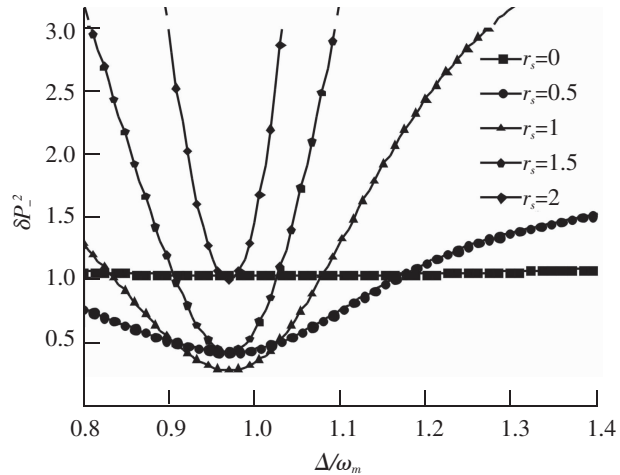


图2 均方涨落 $\langle\delta P_-^2\rangle$ 和失谐 Δ/ω_m 的关系曲线图
Fig.2 Curves of the mean square fluctuations $\langle\delta P_-^2\rangle$ versus the detuning Δ/ω_m

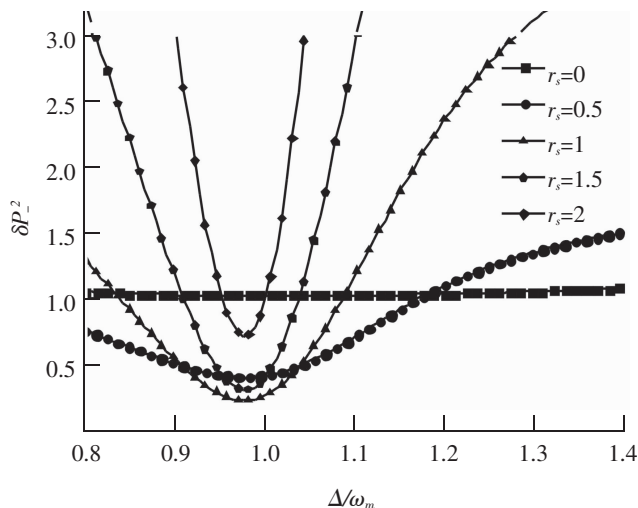


图3 均方涨落 $\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ 和失谐 Δ/ω_m 的关系曲线图

Fig.3 Curves of the mean square fluctuations $\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ versus the detuning Δ/ω_m

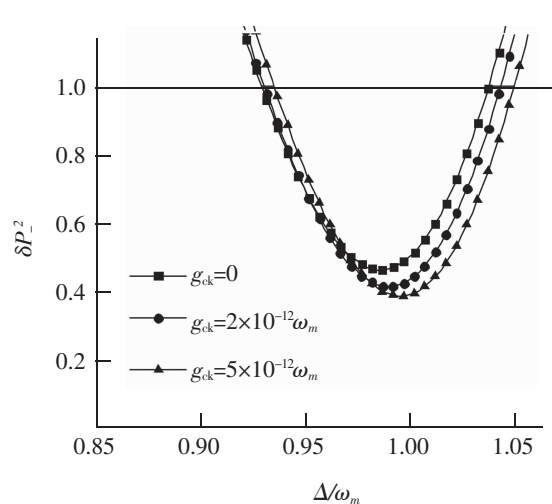


图4 均方涨落 $\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ 和失谐 Δ/ω_m 的关系曲线图

Fig.4 Curves of the mean square fluctuations $\langle\delta\tilde{P}_-^2\rangle$ versus the detuning Δ/ω_m

3 结论

本文研究了在光力系统中 CK 耦合对两个可移动反射镜之间产生纠缠的影响。该系统由两个可移动镜(其中左边镜子为部分透射镜,右边镜子为完全反射镜)组成。通过将压缩真空光注入到腔环中,并且将辅助量子位点放入每个可移动反射镜中来引入 CK 耦合。通过使用线性化方法获得整个系统的稳态解。然后,讨论了压缩真空光和 CK 耦合对两个移动镜间产生纠缠的影响。数值分析结果显示,在没有压缩真空光的情况下,两个移动镜不能产生纠缠。已经证实,通过 CK 耦合可以使两个可移动反射镜产生纠缠的频率范围得到有效的扩展,这在实验中是非常有用的。另外,CK 耦合还可以增强两个可移动反射镜的最大纠缠度。结果表明,CK 非线性介质有助于控制光学系统中两个振荡器的稳态纠缠,这有助于在量子系统中产生介观和宏观纠缠。

参考文献:

- [1] HORODECKI R, HORODECKI P, HORODECKI M, et al. Quantum entanglement[M]// Introduction to Quantum Information Science. Springer Berlin Heidelberg, 2009: 865–942.
- [2] MODI K, BRODUTCH A, CABLE H, et al. The classical–quantum boundary for correlations: discord and related measures[J]. Reviews of Modern Physics, 2012, 84(4): 1655–1707.
- [3] ZHANG J S, CHEN A X. Thermal effects on bipartite and multipartite correlations in fiber coupled cavity arrays[J]. Eprint Arxiv, 2014, 31(5): 1126–1131.
- [4] ZHANG J S. Enhancement of genuine multipartite entanglement and purity of three qubits under decoherence via bang–bang pulses with finite period[J]. Quantum Information Processing, 2016, 15(8): 1–15.
- [5] JOST J D, HOME J P, AMINI J M, et al. Entangled mechanical oscillators[J]. Nature, 2009, 459(7247): 683–685.
- [6] CRAMER M, BERNARD A, FABBRI N, et al. Spatial entanglement of bosons in optical lattices[J]. Nature Communications, 2013, 4(2161): 1–9.
- [7] 刘少鹏, 刘莎莎, 杨文星. 强磁场驱动下的石墨烯中量子光学现象及其应用[J]. 华东交通大学学报, 2016, 33(6): 22–30.
- [8] YAO X C, WANG T X, XU P, et al. Observation of eight–photon entanglement[J]. Nature Photonics, 2012, 6(4): 225–228.
- [9] VEDRAL V. Quantifying entanglement in macroscopic systems[J]. Nature, 2008, 453(7198): 1004–1007.
- [10] AMICO L, FAZIO R, OSTERLOH A, et al. Entanglement in many–body systems[J]. Reviews of modern physics, 2008, 80(2): 517–519.
- [11] PALOMAKI T A, TEUFEL J D, SIMMONDS R W, et al. Entangling mechanical motion with microwave fields[J]. Science, 2013, 342(6159): 710–713.
- [12] 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.
- [13] 汪明, 张建松. 非马尔科夫环境下两体及多体纠缠研究[J]. 华东交通大学学报, 2017, 34(2): 112–117.
- [14] ASPELMEYER M, KIPPENBERG T J, MARQUARDT F. Cavity optomechanics[J]. Reviews of Modern Physics, 2013, 86(4): 1391–1452.
- [15] HUANG S M, AGARWAL G S. Entangling nanomechanical oscillators in a ring cavity by feeding squeezed light[J]. New Journal of Physics, 2009, 11(10): 103044–103046.
- [16] HUANG S M. Electromagnetically induced transparency and quantum effects in optomechanical systems[D]. Oklahoma State University, 2011: 15–20.
- [17] LU X Y, WU Y, JOHANSSON J R, et al. Squeezed optomechanics with phase–matched amplification and dissipation[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(9): 093602–093608.
- [18] SHAHIDANI S, NADERI M H, SOLTANOLKOTABI M. Control and manipulation of electromagnetically induced transparency in a nonlinear optomechanical system with two movable mirrors[J]. Physical Review A, 2013, 88(5): 053813–053815.

- [19] SHAHIDANI S, NADERI M H, SOLTANOLKOTABI M, et al. Steady-state entanglement, cooling, and tristability in a nonlinear optomechanical cavity[J]. *Josa B*, 2014, 31(5): 1087–1095.
- [20] LI J, HOU B, ZHAO Y, et al. Enhanced entanglement between two movable mirrors in an optomechanical system with nonlinear media[J]. *Epl*, 2015, 110(6): 64004–64008.
- [21] TUORILA J, HEIKKILA T, MASSEL F, et al. Enhancing optomechanical coupling via the Josephson effect[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(20): 1827–1846.
- [22] PIRKKALAINEN J M, CHO S U, MASSEL F, et al. Cavity optomechanics mediated by a quantum two-level system[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6981–6986.
- [23] KHAN R, MASSEL F, HEIKKILA T T. Cross-Kerr nonlinearity in optomechanical systems[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(4): 043822–043826.
- [24] XIONG W, YE L. Robust schemes for the generation of multipartite entanglement for remote atoms with cross-Kerr nonlinearity [J]. *The European Physical Journal D*, 2011, 62(2): 265–272.
- [25] XIONG W, JIN D Y, QIU Y, et al. Cross-Kerr effect on an optomechanical system[J]. *Journal of Neuroscience the Official Journal of the Society for Neuroscience*, 2016, 93(2): 3910–6.
- [26] SARALA R, MASSEL F. Cross-Kerr nonlinearity: a stability analysis[J]. *Mathematics of Quantum Technologies*, 2015, 4(1): 18–29.
- [27] CHAKRABORTY S, SARMA A K. Enhancing quantum correlations in an optomechanical system via cross-Kerr nonlinearity[J]. *JOSA B*, 2017, 34(7): 1503–1510.
- [28] 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(163): 1–10.

Enhancing Entanglement Generation Between Nanomechanical Oscillators via Cross-Kerr Effect

Zhang Liujuan, Zhang Jiansong

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

Abstract: This paper studies the influence of the cross-Kerr (CK) coupling on the production of entanglement between two movable mirrors in an optomechanical system formed by two movable mirrors. It finds the frequency range for generating the entanglement of two movable mirrors could be effectively extended by the CK coupling. In particular, the maximal entanglement of two movable mirrors can be increased by the CK nonlinear medium. Our results suggest that the CK nonlinear medium could be used to improve the entanglement of two oscillators in optomechanical systems which could be useful for generating mesoscopic entanglement in experiments.

Key words: cross-Kerr CK nonlinear; generating the entanglement; nanomechanical oscillators