

金刚石氮空位色心耦合机械振子和腔场系统中方差压缩研究

廖庆洪 叶杨 李红珍 周南润

Quadrature squeezing of the system consisting of nitrogen-vacancy centers in diamond coupled to cavity field and mechanical resonator

Liao Qing-Hong Ye Yang Li Hong-Zhen Zhou Nan-Run

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 040302 (2018) DOI: 10.7498/aps.20172170

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20172170>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

相位型三头薛定谔猫态的量子统计属性

Quantum statistical properties of phase-type three-headed Schrodinger cat state

物理学报.2017, 66(10): 104201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.104201>

一种基于 von Neumann 熵的双路径纠缠量子微波信号生成质量评估方法

A method of evaluating the quality of dual-path entangled quantum microwave signal generated based on von Neumann entropy

物理学报.2016, 65(11): 114204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114204>

群速度色散对于纠缠光场二阶关联函数影响的研究

Research of the impact of group velocity dispersion on the second-order correlation of entangled light field

物理学报.2015, 64(7): 070301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.070301>

混沌微扰导致的量子退相干

Decoherence by a classically small influence

物理学报.2012, 61(24): 240302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.240302>

厄米多项式算符的新恒等式及其在量子压缩中的应用

New Hermite-polynomial-operator identities and their application in quantum squeezing

物理学报.2012, 61(11): 110302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.110302>

金刚石氮空位色心耦合机械振子和腔场系统中 方差压缩研究*

廖庆洪^{1)2)†} 叶杨¹⁾ 李红珍³⁾ 周南润¹⁾

1) (南昌大学电子信息工程系, 南昌 330031)

2) (清华大学, 低维量子物理国家重点实验室, 北京 100084)

3) (西安交通大学应用物理系, 西安 710049)

(2017年10月4日收到; 2017年11月10日收到修改稿)

研究了金刚石氮空位中心(NV色心)同时耦合腔场和机械振子系统中声子场的方差压缩动力学特性, 分析了金刚石NV色心初态和NV色心与机械振子耦合强度对声子场方差压缩影响. 结果发现: 可以制备压缩时间长、压缩幅度大的声子场压缩态, 其物理原因是机械振子具有最大相干性, 并且通过调控NV色心初态以及磁场梯度可以实现对机械振子方差压缩非经典特性的操控, 从而在理论上提供了一种调控声子场方差压缩的方式.

关键词: 方差压缩, NV色心, 机械振子

PACS: 03.75.-b, 03.65.Ta, 42.50.Dv, 42.50.Wk

DOI: 10.7498/aps.67.20172170

1 引言

随着纳米技术的不断进步, 机械振子的尺寸已经可以做到微米甚至纳米量级. 纳米机械振子有着较高的振动频率和品质因子、极小的质量以及较低的耗散, 在高精度位移测量、力测量、质量测量和精确的量子计算等方面有着重要的应用^[1-4]. 此外, 机械振子可以用来研究宏观系统的量子特性, 比如宏观量子叠加态、量子纠缠态、以及用于量子信息处理等. 要让纳米机械振子在如此广泛的应用中都发挥作用, 人们希望能更加方便地操控其状态. 因此, 如何把机械振子与一个两能级系统耦合起来, 实现强耦合就很值得研究^[5]. 另一方面, 在固态系统中, 金刚石氮空位中心(NV色心)在室温下具有毫秒量级的长相干时间, 也很容易被微波操

控, 并被激光高效率地读出其状态, 是实现量子计算的优良载体, 被认为有望实现室温下的量子计算和高灵敏度量子测量以及在量子信息处理、纳米尺度空间中的磁场与电场、温度的灵敏探测等相关领域具有巨大的应用价值^[6]. 把金刚石氮空位中心与纳米机械振子耦合起来, 用于精密测量, 量子信息处理等成为了一个热门的研究题目^[5]. 利用梯度磁场诱导的金刚石NV色心与微纳米机械振子运动之间的耦合, 实现了百纳米尺度的金刚石质心振动与其中的色心电子自旋之间的强耦合, 并且制备了金刚石NV色心的薛定谔猫态和实现双缝物质波干涉^[7]. 文献^[8]提出了基于金刚石NV色心与机械振子的耦合, 利用动力学解耦技术实现超灵敏质量探测方案. 基于Stark效应的高灵敏度电场探测^[9], 基于NV色心的光检测磁共振谱峰值随着温度的变化而变化, 可实现纳米尺度的高灵敏度温

* 国家自然科学基金(批准号: 61368002)、江西省杰出青年人才资助计划项目(批准号: 20162BCB23009)、江西省自然科学基金(批准号: 20161BAB202046)、江西省教育厅科技项目(批准号: GJJ13051)、中国科学院量子信息重点实验室开放课题(批准号: KQI201704)和低维量子物理国家重点实验室开放研究基金(批准号: KF201711)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: nculqh@163.com

度探测^[10], NV 色心与外部机械振子以及所在的金刚石机械振子耦合分别可以实现高灵敏度的机械振子运动^[11]以及金刚石内部的应力等^[12]物理量探测. Li 等^[13]理论上提出了利用通电的碳纳米管机械振子和单个 NV 色心自旋耦合的混合型量子器件, 实现了 NV 色心单自旋体系与纳米机械振子强耦合机制及相干操控. 文献^[14]研究了借助两能级发射器由真空涨落引起的能级移动探索振动石墨烯机械振子位移在量子水平的压缩和测量方案. 文献^[15, 16]研究了超导量子比特耦合 NV 色心系统中的量子态的传输和存储以及存在内相互作用的多体开放量子系统中的纠缠动力学特性.

本文研究金刚石 NV 色心同时耦合腔场和机械振子系统中机械振子的方差压缩, 主要讨论金刚石 NV 色心初态和 NV 色心与机械振子耦合强度对声子场方差压缩的影响. 结果发现: 控制和操纵系统参数可以制备压缩时间长、压缩幅度大的声子场压缩态, 并且通过调控 NV 色心初态以及磁场梯度可以实现对机械振子方差压缩非经典特性的操控.

2 物理模型及其基本方程

本文研究光悬浮的纳米金刚石(内含单个 NV 色心)系统^[7], 物理模型如图 1 所示, 纳米金刚石囚禁在谐振势中, 囚禁纳米金刚石振动频率为 ω_m , 质量为 m , 纳米金刚石质心运动哈密顿量可以描述为 $H_m = \hbar\omega_m a_m^\dagger a_m$, 若外加磁场具有梯度, 则导致金刚石 NV 色心与纳米金刚石质心运动的耦合, 耦合哈密顿量为 $H_{NVm} = \hbar G\sigma_z(a_m + a_m^\dagger)$ ^[7,8,11,17], 考虑金刚石 NV 色心和腔场相互作用, 其相互作用哈密顿量为 $H_{NVc} = \hbar g(\sigma_+ b + \sigma_- b^\dagger)$, 同时金刚石 NV 色心由外加激光场驱动, 则系统的哈密顿量为

$$H = \omega b^\dagger b + \frac{1}{2}\omega_0\sigma_z + \omega_m a_m^\dagger a_m + \lambda(e^{-i\omega_c t}\sigma_+ + e^{i\omega_c t}\sigma_-) + G(a_m + a_m^\dagger)\sigma_z + g(\sigma_+ b + \sigma_- b^\dagger) \quad (\hbar = 1), \quad (1)$$

其中, ω 为腔场频率, ω_0 为金刚石 NV 色心跃迁频率, ω_c 为经典驱动场频率; g 为金刚石 NV 色心与腔场的耦合系数; λ 为 NV 色心与经典驱动场的耦合系数; $G = g_s\mu_B G_m a_0/\hbar$ 为 NV 色心与机械振子的耦合系数; G_m 为磁场梯度; $b^\dagger$ 和 b 分别为腔场的产生和湮灭算符; $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 构成量子比特, 分别对应 $\sigma_z = -1$ 和 $\sigma_z = +1$ 的本征矢^[8], 令 $|0\rangle = |g\rangle$,

$|1\rangle = |e\rangle$, 则 $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$ 和 $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$ 分别为金刚石 NV 色心的上升和下降算符.

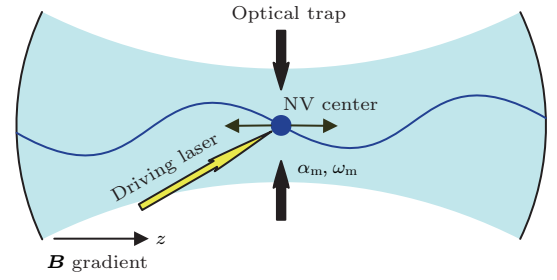


图 1 金刚石 NV 色心耦合腔场和机械振子模型示意图
Fig. 1. Schematic diagram of nitrogen-vacancy center in diamond coupled to cavity field and mechanical resonator.

因为么正变换不会改变系统的本征值, 引入一个么正变换 $U_1 = \exp(-i\omega_c\sigma_z t/2)$, 将 (1) 式的哈密顿量变换到旋转坐标表象中, 则

$$H_1 = U_1^\dagger H U_1 + iU_1 \frac{\partial U_1^\dagger}{\partial t} = H_1^{(1)} + H_1^{(2)}, \quad (2)$$

其中

$$H_1^{(1)} = \omega b^\dagger b + g(e^{i\omega_c t}\sigma_+ b + e^{-i\omega_c t}\sigma_- b^\dagger) + \omega_m a_m^\dagger a_m + G(a_m + a_m^\dagger)\sigma_z, \\ H_1^{(2)} = \frac{\Delta}{2}\sigma_z + \lambda(\sigma_+ + \sigma_-), \quad (3)$$

式中 $\Delta = \omega_0 - \omega_c$ 为金刚石 NV 色心跃迁频率与 NV 色心驱动场频率的失谐量.

利用文献^[18]相同的处理方法, 引入缀饰态 $|+\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|e\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|g\rangle$, $|-\rangle = -\sin\frac{\theta}{2}|e\rangle + \cos\frac{\theta}{2}|g\rangle$, 其中 $\theta = \arctan\frac{2\lambda}{\Delta}$. 对 $H_1^{(2)}$ 对角化, 有

$$H_1^{(2)'} = \frac{1}{2}\sqrt{\Delta^2 + 4\lambda^2}(|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|) = \frac{\Omega}{2}S_z, \quad (4)$$

其中参数 $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + 4\lambda^2}$. 定义金刚石 NV 色心在缀饰态表象下的反转算符 S_z 和上升下降算符 $S_\pm$ 分别为

$$S_z = |+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|, \\ S_+ = |+\rangle\langle-|, \\ S_- = |-\rangle\langle+|. \quad (5)$$

由缀饰态基 $|+\rangle, |-\rangle$ 和 $|e\rangle, |g\rangle$ 之间的关系可得

$$\sigma_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g| = \cos\theta S_z - \sin\theta(S_+ + S_-), \\ \sigma_+ = |e\rangle\langle g| = \frac{1}{2}\sin\theta S_z + \cos^2\frac{\theta}{2}S_+ - \sin^2\frac{\theta}{2}S_-,$$

$$\sigma_- = |g\rangle\langle e| = \frac{1}{2} \sin \theta S_z - \sin^2 \frac{\theta}{2} S_+ + \cos^2 \frac{\theta}{2} S_- \quad (6)$$

取 $\theta = \frac{3\pi}{2}$, 在旋波近似条件下, 有

$$H_1^{(1)'} = \omega b^\dagger b + \frac{g}{2} (e^{i\omega_c t} S_+ b + e^{-i\omega_c t} S_- b^\dagger) + \omega_m a_m^\dagger a_m + G(S_+ a_m + S_- a_m^\dagger). \quad (7)$$

则系统在缀饰态表象下的哈密顿量为

$$H_2 = \frac{\Omega}{2} S_z + \omega b^\dagger b + \frac{g}{2} (e^{i\omega_c t} S_+ b + e^{-i\omega_c t} S_- b^\dagger) + \omega_m a_m^\dagger a_m + G(S_+ a_m + S_- a_m^\dagger). \quad (8)$$

引入么正操作 $U_2 = \exp(i\omega_c S_z t/2)$, 系统哈密顿量(8)式变为

$$H_3 = U_2^\dagger H_2 U_2 + iU_2 \frac{\partial U_2^\dagger}{\partial t} = \frac{\Omega + \omega_c}{2} S_z + \omega b^\dagger b + \frac{g}{2} (S_+ b + S_- b^\dagger) + \omega_m a_m^\dagger a_m + G(e^{-i\omega_c t} S_+ a_m + e^{i\omega_c t} S_- a_m^\dagger). \quad (9)$$

再次引入么正操作 $U_3 = \exp(i\omega_c a_m^\dagger a_m t)$, 系统哈密顿量变为

$$H_4 = U_3^\dagger H_3 U_3 + iU_3 \frac{\partial U_3^\dagger}{\partial t} = H_4^{(0)} + H_4^{(1)}, \quad (10)$$

其中

$$H_4^{(0)} = \frac{\Omega + \omega_c}{2} S_z + \omega b^\dagger b + (\omega_m + \omega_c) a_m^\dagger a_m, \\ H_4^{(1)} = \frac{g}{2} (S_+ b + S_- b^\dagger) + G(S_+ a_m + S_- a_m^\dagger). \quad (11)$$

本文主要研究 NV 色心与机械振子、腔场之间的相互作用, 则考虑系统哈密顿量的相互作用部分, 在相互作用绘景下, 令 $U_4 = \exp(-iH_4^{(0)}t)$, 可得系统相互作用绘景下的哈密顿量为

$$H_5 = U_4^\dagger H_4^{(1)} U_4 = \exp(iH_4^{(0)}t) H_4^{(1)} \exp(-iH_4^{(0)}t) = \frac{g}{2} (S_+ b e^{i\Delta_1 t} + S_- b^\dagger e^{-i\Delta_1 t}) + G(S_+ a_m e^{i\Delta_2 t} + S_- a_m^\dagger e^{-i\Delta_2 t}), \quad (12)$$

其中 $\Delta_1 = \Omega + \omega_c - \omega$, $\Delta_2 = \Omega - \omega_m$. 考虑特殊情况 $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = 0$, 金刚石 NV 色心初始处于 $\cos \theta_1 |+\rangle + \sin \theta_1 |-\rangle$, 机械振子处于基态 $|0_m\rangle$, 腔场处于单光子态 $|1_f\rangle$, 则系统初态为

$$|\psi(0)\rangle = \cos \theta_1 |+\rangle |0_m\rangle |1_f\rangle + \sin \theta_1 |-\rangle |0_m\rangle |1_f\rangle. \quad (13)$$

在哈密顿量(12)式作用下, 系统任意时刻的态矢量为

$$|\psi(t)\rangle = M_1(t) |+\rangle |0_m\rangle |1_f\rangle + M_2(t) |-\rangle |0_m\rangle |1_f\rangle + M_3(t) |-\rangle |1_m\rangle |1_f\rangle + M_4(t) |-\rangle |0_m\rangle |2_f\rangle + M_5(t) |+\rangle |0_m\rangle |0_f\rangle + M_6(t) |-\rangle |1_m\rangle |0_f\rangle + M_7(t) |+\rangle |1_m\rangle |0_f\rangle + M_8(t) |-\rangle |2_m\rangle |0_f\rangle. \quad (14)$$

求解薛定谔方程, 可得

$$M_1(t) = \frac{a}{A^2} \left(4G^2 \cos \frac{A}{2}t + g^2 \cos \frac{A}{\sqrt{2}}t \right), \\ M_2(t) = \frac{d}{A^2} \left(g^2 \cos \frac{A}{2}t + 4G^2 \right), \\ M_3(t) = \frac{ai}{A^3} \left(2G(g^2 - 4G^2) \sin \frac{A}{2}t - 2\sqrt{2}g^2G \sin \frac{A}{\sqrt{2}}t \right), \\ M_4(t) = \frac{ai}{A^3} \left(-4\sqrt{2}gG^2 \sin \frac{A}{2}t - g^3 \sin \frac{A}{\sqrt{2}}t \right), \\ M_5(t) = \frac{di}{A} \left(-g \sin \frac{A}{2}t \right), \\ M_6(t) = \frac{d}{A^2} \left(2gG \cos \frac{A}{2}t - 2gG \right), \\ M_7(t) = \frac{a}{A^2} \left(-2gG \cos \frac{A}{2}t + 2gG \cos \frac{A}{\sqrt{2}}t \right), \\ M_8(t) = \frac{ai}{A^3} \left(4\sqrt{2}gG^2 \sin \frac{A}{2}t - 4gG^2 \sin \frac{A}{\sqrt{2}}t \right), \quad (15)$$

其中 $a = \cos \theta_1$, $d = \sin \theta_1$, $A = \sqrt{g^2 + 4G^2}$.

金刚石机械振子的振动模式可以处理成声子振动模, 研究声子场的压缩, 引入正交算符

$$X_1 = \frac{1}{2}(a_m + a_m^\dagger), \\ X_2 = \frac{1}{2i}(a_m - a_m^\dagger). \quad (16)$$

根据方差的定义

$$(\Delta X_1)^2 = \langle X_1^2 \rangle - \langle X_1 \rangle^2, \\ (\Delta X_2)^2 = \langle X_2^2 \rangle - \langle X_2 \rangle^2, \quad (17)$$

其中

$$\langle X_1^2 \rangle = \frac{1}{4} \langle (a_m + a_m^\dagger)(a_m + a_m^\dagger) \rangle = \frac{1}{4} (\langle a_m a_m \rangle + \langle a_m a_m^\dagger \rangle + \langle a_m^\dagger a_m \rangle + \langle a_m^\dagger a_m^\dagger \rangle), \\ \langle X_1 \rangle^2 = \frac{1}{4} (\langle a_m + a_m^\dagger \rangle)^2$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{4}(\langle a_m \rangle + \langle a_m^+ \rangle)^2, \\
\langle X_2^2 \rangle &= -\frac{1}{4}(\langle (a_m - a_m^+)(a_m - a_m^+) \rangle \\
&= -\frac{1}{4}(\langle a_m a_m \rangle - \langle a_m a_m^+ \rangle \\
&\quad - \langle a_m^+ a_m \rangle + \langle a_m^+ a_m^+ \rangle), \\
\langle X_2 \rangle^2 &= -\frac{1}{4}(\langle a_m - a_m^+ \rangle)^2 \\
&= -\frac{1}{4}(\langle a_m \rangle - \langle a_m^+ \rangle)^2. \quad (18)
\end{aligned}$$

由任意时刻态矢量(14)式,可以得到金刚石机械振子的约化密度矩阵为

$$\begin{aligned}
\rho_m &= \rho_{00}|0\rangle\langle 0| + \rho_{01}|0\rangle\langle 1| + \rho_{10}|1\rangle\langle 0| \\
&\quad + \rho_{11}|1\rangle\langle 1| + \rho_{12}|1\rangle\langle 2| + \rho_{21}|2\rangle\langle 1| \\
&\quad + \rho_{22}|2\rangle\langle 2|, \quad (19)
\end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
\rho_{00} &= M_1 M_1^* + M_2 M_2^* + M_4 M_4^* + M_5 M_5^*, \\
\rho_{11} &= M_3 M_3^* + M_6 M_6^* + M_7 M_7^*, \\
\rho_{22} &= M_8 M_8^*, \\
\rho_{01} &= M_2 M_3^* + M_5 M_7^*, \rho_{10} = M_3 M_2^* + M_7 M_5^*, \\
\rho_{12} &= M_6 M_8^*, \rho_{21} = M_8 M_6^*.
\end{aligned}$$

由(19)式计算可求出 $\langle a_m \rangle$, $\langle a_m^+ \rangle$, $\langle a_m a_m \rangle$, $\langle a_m a_m^+ \rangle$, $\langle a_m^+ a_m \rangle$, $\langle a_m^+ a_m^+ \rangle$ 表达式为

$$\begin{aligned}
\langle a_m \rangle &= \text{Tr}\{\rho_m a_m\} \\
&= M_3 M_2^* + M_7 M_5^* + \sqrt{2} M_8 M_6^* \\
&= N_1, \quad (20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle a_m^+ \rangle &= \text{Tr}\{\rho_m a_m^+\} \\
&= M_2 M_3^* + M_5 M_7^* + \sqrt{2} M_6 M_8^* \\
&= N_2, \quad (21)
\end{aligned}$$

$$\langle a_m a_m \rangle = \text{Tr}\{\rho_m a_m a_m\} = 0, \quad (22)$$

$$\begin{aligned}
\langle a_m a_m^+ \rangle &= \text{Tr}\{\rho_m a_m a_m^+\} \\
&= M_1 M_1^* + M_2 M_2^* + 2 M_3 M_3^* + M_4 M_4^* \\
&\quad + M_5 M_5^* + 2 M_6 M_6^* + 2 M_7 M_7^* \\
&\quad + 3 M_8 M_8^* \\
&= N_3, \quad (23)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle a_m^+ a_m \rangle &= \text{Tr}\{\rho_m a_m^+ a_m\} \\
&= M_3 M_3^* + M_6 M_6^* + M_7 M_7^* + 2 M_8 M_8^* \\
&= N_4, \quad (24)
\end{aligned}$$

$$\langle a_m^+ a_m^+ \rangle = \text{Tr}\{\rho_m a_m^+ a_m^+\} = 0, \quad (25)$$

所以

$$\begin{aligned}
\Delta X_1 &= \sqrt{\frac{1}{4}(N_3 + N_4) - \frac{1}{4}(N_1 + N_2)^2}, \\
\Delta X_2 &= \sqrt{\frac{1}{4}(N_3 + N_4) + \frac{1}{4}(N_1 - N_2)^2}. \quad (26)
\end{aligned}$$

当声子场处于压缩态时, 其中一个正交算符的量子涨落小于 1/2, 减小了声子场某一部分的量子起伏, 使测量的精确度提高, 由此压缩态在精密测量、引力波探测、光通信、量子信息处理等方面具有重要应用。

为了更好地阐明金刚石机械振子方差压缩的物理机制和原因, 给出机械振子的相干性的定义和计算表达式为^[19,20]

$$C(\rho) = \sum_{i \neq j} |\rho_{ij}|. \quad (27)$$

由(19)和(27)式可得机械振子的相干性为

$$\begin{aligned}
C(\rho_m) &= |\rho_{01}| + |\rho_{10}| + |\rho_{12}| + |\rho_{21}| \\
&= 2|M_2 M_3^* + M_5 M_7^*| + 2|M_6 M_8^*|. \quad (28)
\end{aligned}$$

利用以上结果讨论金刚石 NV 色心初态和 NV 色心与机械振子耦合强度对声子场方差压缩影响。

3 结果与讨论

图2展示了声子场方差压缩因子 ΔX_2 和相干性随时间的动力学演化特性, 图中实线和虚线分别对应声子场方差压缩因子 ΔX_2 和相干性演化规律, 其中金刚石 NV 色心和腔场耦合系数 $g = 1$, $\theta_1 = \pi/3$, 金刚石 NV 色心和机械振子耦合强度 $G = 0.1$, 机械振子相干性整体向上平移了 0.3 数值, 由图2可以看出, 声子场方差压缩因子 ΔX_2 和相干性随时间的演化呈现振荡行为, $t = 0$ 初始时刻, 声子场方差压缩因子 ΔX_2 为 0.5, 机械振子相干性为零, 不存在压缩, 随着金刚石 NV 色心和机械振子以及腔场的相互作用进行, 金刚石 NV 色心和机械振子以及腔场之间信息和能量不断地交换和转移, 声子场方差压缩因子 ΔX_2 小于 0.5, 声子场出现压缩, 此时相干性 C 大于零呈现相干性, 机械振子出现非经典性, 当相互作用演化到 $t \approx 24$ 时, 声子场方差压缩因子 ΔX_2 呈现最大压缩振幅, 此时出现最大方差压缩, 其物理机制为此时机械振子约化密度矩阵具有最大相干性(由图2中虚线可知), 机械振子非经典性越强, 方差压缩越大。

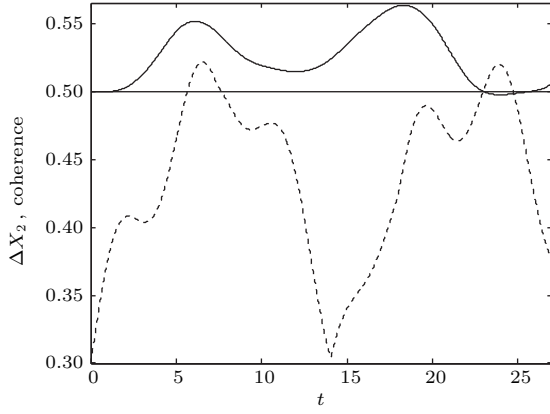


图2 声子场方差压缩因子 ΔX_2 和相干性随时间的演化 (参数 $g = 1$, $\theta_1 = \pi/3$, $G = 0.1$)

Fig. 2. The time evolution of the quadrature squeezing of the phonon field ΔX_2 and coherence. The parameters are $g = 1$, $\theta_1 = \pi/3$, $G = 0.1$.

图3给出了声子场方差压缩因子 ΔX_1 和 ΔX_2 随时间的演化规律, 图3(a)和图3(b)分别对应声子场方差压缩因子 ΔX_1 和 ΔX_2 的演化特性, 其中参数 $g = 1$, $\theta_1 = 0$, $G = 0.1$. 由(15)式可知当 $\theta_1 = 0$ 导致 $M_2(t) = M_5(t) = M_6(t) = 0$, 从而 $N_1 = N_2 = 0$, 此时由(26)式可以看到声子场方差压缩因子 ΔX_1 和 ΔX_2 随时间具有相同的演化规律. 由图3(a)和图3(b)中可以看出, 声子场方差压缩因子 ΔX_1 和 ΔX_2 随时间演化取值都大于等于0.5, 即声子场在正交算符 X_1 和 X_2 方向上都不存在方差压缩, 不存在非经典性, 主要原因为此时机

械振子约化密度矩阵不存在相干性, 机械振子处于混态 $\rho_m = \rho_{00}|0\rangle\langle 0| + \rho_{11}|1\rangle\langle 1| + \rho_{22}|2\rangle\langle 2|$, 此时机械振子不存在非经典特性, X_1 和 X_2 方向不存在方差压缩.

由于可以通过控制外加经典场实现金刚石 NV 色心初始态的调控, 图4给出了声子场方差压缩因子 ΔX_2 随时间的演化动力学特性, 图中实线和虚线分别对应金刚石 NV 色心不同的初态 $\theta_1 = \pi/3$ 和 $\theta_1 = \pi/3.5$, 其他参数与图2相同. 由图中实线可知, 声子场方差压缩因子 ΔX_2 初始时不存在方差压缩, 随着金刚石 NV 色心和机械振子以及腔场的相互作用进行, 声子场方差压缩因子 ΔX_2 小于0.5, 声子场出现压缩, 由图4中插图可知当相互作用演化到 $t \approx 24$ 时, 此时出现最大方差压缩, 对比图3中实线和虚线可以看到, 随着 θ_1 的减小, 声子场方差压缩越来越小, 压缩时间越来越短, 由此结论通过调控金刚石 NV 色心初态, 可以制备压缩时间长, 压缩幅度大的声子场压缩态, 实现对机械振子方差压缩非经典特性的操控, 理论上提供了一种调控声子场方差压缩的方式.

为了探讨金刚石 NV 色心与机械振子耦合强度对系统声子场方差压缩的影响, 图5给出了金刚石 NV 色心与机械振子耦合强度取不同值时声子场方差压缩因子 ΔX_2 随时间的演化行为, 图中实线和虚线分别对应金刚石 NV 色心与机械振子耦合强

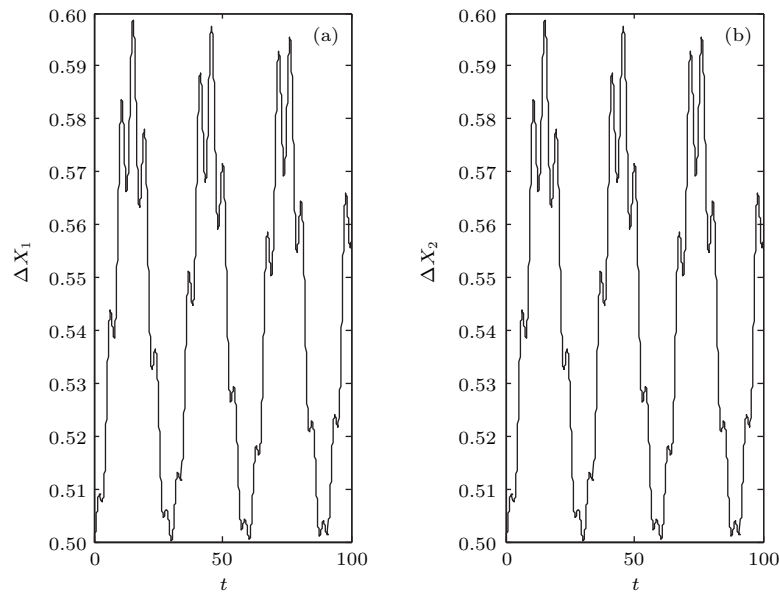


图3 声子场方差压缩因子 ΔX_1 和 ΔX_2 随时间的演化 (参数 $g = 1$, $\theta_1 = 0$, $G = 0.1$)

Fig. 3. The time evolution of the quadrature squeezing of the phonon field ΔX_1 and ΔX_2 . The parameters are $g = 1$, $\theta_1 = 0$, $G = 0.1$.

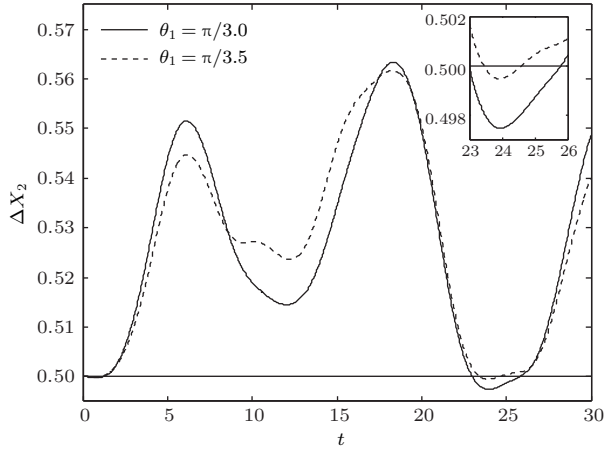


图4 声子场方差压缩因子 ΔX_2 随时间的演化 (实线和虚线分别对应 $\theta_1 = \pi/3$ 和 $\theta_1 = \pi/3.5$, 其他参数与图2相同)

Fig. 4. The time evolution of the quadrature squeezing of the phonon field ΔX_2 . The solid line and the dashed line correspond to $\theta_1 = \pi/3$, $\theta_1 = \pi/3.5$, respectively. The other parameters are the same as Fig. 2.

度 $G = 0.05$ 和 $G = 0.1$, 其他参数与图2相同. 由图5可以看到, 金刚石NV色心与机械振子耦合强度影响声子场方差压缩因子 ΔX_2 的振荡幅度以及压缩大小. 对比插图中的实线和虚线可知, 金刚石NV色心与机械振子耦合强度越大, 正交算符 X_2 上涨落振荡的幅度越大, 声子场方差压缩幅度越大, 机械振子方差压缩非经典特性越强. 由金刚石NV色心与机械振子的耦合系数表达式 $G = g_s \mu_B G_m a_0 / \hbar$ 可知, 实验上可以通过调控磁场梯度 G_m 实现金刚石NV色心与机械振子耦合强度的控制, 从而实现对机械振子方差压缩非经典特性的操控.

考虑耗散对系统声子场方差压缩的影响, 系统的主方程为

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} = & -i[H_5, \rho] + \kappa(2b\rho b^\dagger - b^\dagger b\rho - \rho b^\dagger b) \\ & + \gamma(2S_- \rho S_+ - S_+ S_- \rho - \rho S_+ S_-), \end{aligned}$$

κ 和 γ 分别为腔场衰减率和NV色心自发辐射衰减率. 通过数值求解主方程, 图6给出了系统存在腔场衰减和NV色心的自发辐射对机械振子方差压缩的影响, 图中实线、虚线和点虚线分别对应参数 $\kappa = \gamma = 0$, $\kappa = \gamma = 0.001$ 和 $\kappa = \gamma = 0.005$. 对比插图中的实线和虚线可以看到: 考虑系统的腔场衰减和NV色心自发辐射耗散时, 由于存在能量耗散过程, 声子场方差压缩幅度越来越小, 压缩时间越来越短, 机械振子方差压缩非经典特性越来越弱; 随着耗散强度的继续增大, 由插图中的点虚线(对

应参数 $\kappa = \gamma = 0.005$) 发现, 声子场方差压缩效应消失, 耗散破坏了压缩效应.

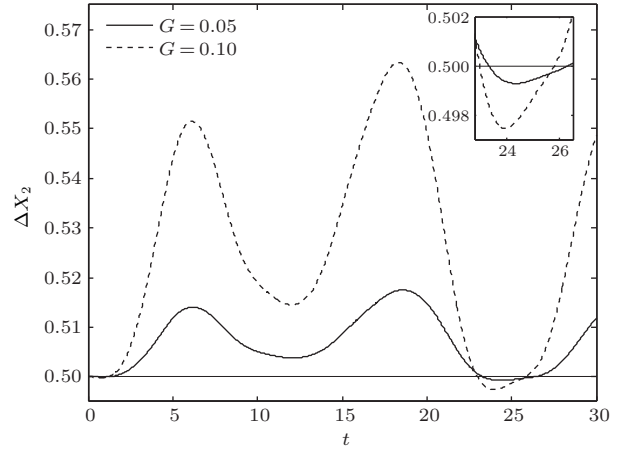


图5 声子场方差压缩因子 ΔX_2 随时间的演化 (实线和虚线分别对应 $G = 0.05$ 和 $G = 0.1$, 其他参数与图2相同)

Fig. 5. The time evolution of the quadrature squeezing of the phonon field ΔX_2 . The solid line and the dashed line correspond to $G = 0.05$, $G = 0.1$, respectively. The other parameters are the same as Fig. 2.

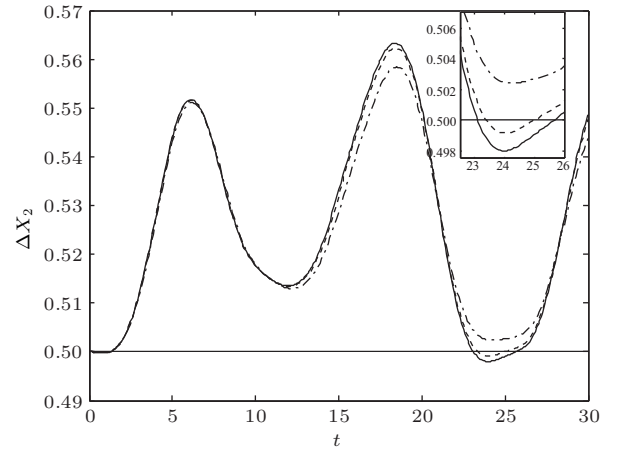


图6 声子场方差压缩因子 ΔX_2 随时间的演化 (实线、虚线和点虚线分别对应 $\kappa = \gamma = 0$, $\kappa = \gamma = 0.001$ 和 $\kappa = \gamma = 0.005$, 其他参数与图2相同)

Fig. 6. The time evolution of the quadrature squeezing of the phonon field ΔX_2 . The solid line, dashed line and dotted-dashed line correspond to $\kappa = \gamma = 0$, $\kappa = \gamma = 0.001$ and $\kappa = \gamma = 0.005$, respectively. The other parameters are the same as Fig. 2.

这里简单地给出该方案在实验上实现的可行性. 文献[21, 22]利用光镊技术在液体中实现了内含NV色心的纳米金刚石的囚禁, Neukirch等[23]在实验上实现了内含NV色心的纳米金刚石在自由空间中的光学囚禁, 文献[24]利用相似的技术实验上也实现了纳米粒子在真空中的囚禁以及质子运动的探测. McCutcheon和Loncar[25]设计和分

析了NV色心放在光子晶体微腔中心或腔表面位置均能实现NV色心与腔场的强耦合方案, 随后文献[26]实验上实现了单个NV色心与光子晶体谐振腔的确定性耦合. 文献[27]研究了两能级发射器与腔场耦合强度是发射器与机械振子耦合强度的20倍时系统中量子关联特性, 同时在NV色心下面放置一个磁针, 可以产生很强的梯度磁场[28], 实现NV色心电子自旋与纳米金刚石振动的耦合, 控制磁场梯度可以很方便地实现金刚石NV色心与机械振子的耦合强度大小的操控. 因此, 本文研究的金刚石NV色心同时耦合腔场和机械振子系统中声子场的方差压缩系统具备实现的可行性.

4 结 论

本文充分利用金刚石NV色心在室温下具有毫秒量级的长相干时间以及容易被微波操控等优势, 研究了驱动金刚石NV色心同时耦合腔场和机械振子系统中声子场的方差压缩动力学特性, 引入机械振子的相干性阐明了声子场方差压缩的物理机制, 讨论了金刚石NV色心初态和NV色心与机械振子耦合强度对声子场方差压缩的影响, 结果发现控制和操纵系统参数可以制备压缩时间长、压缩幅度大的声子场压缩态, 并且通过调控NV色心初态以及磁场梯度可以实现对机械振子方差压缩非经典特性的操控, 从而在理论上提供了一种调控声子场方差压缩的方式. 本文的研究结果将在量子信息处理以及精密测量等研究领域具有重要的意义和应用前景.

感谢清华大学交叉信息研究院助理研究员尹璋琦博士在本文修改过程中提供的有益讨论和帮助.

参考文献

- [1] Carr D W, Evoy S, Sekaric L, Craighead H G, Parpia J M 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 920
- [2] Blick R H, Roukes M L, Wegscheider W, Bichler M 1998 *Phys. B: Condensed Matter* **249** 784
- [3] Caves C M, Thorne K S, Drever R W P, Sandberg V D, Zimmermann M 1980 *Rev. Mod. Phys.* **52** 341

- [4] Sekaric L, Parpia J M, Craighead H G, Feygelson T, Houston B H, Butler J E 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 4455
- [5] Xiang Z L, Ashhab S, You J Q, Nori F 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 623
- [6] Doherty M W, Manson N B, Delaney P, Jelezko F, Wrachtrup J, Hollenberg L C L 2013 *Phys. Rep.* **528** 1
- [7] Yin Z, Li T, Zhang X, Duan L M 2013 *Phys. Rev. A* **88** 033614
- [8] Zhao N, Yin Z Q 2014 *Phys. Rev. A* **90** 042118
- [9] Dolde F, Fedder H, Doherty M W, Nöbauer T, Rempp F, Balasubramanian G 2011 *Nat. Phys.* **7** 459
- [10] Toyli D M, de las Casas C F, Christle D J, Dobrovitski V V, Awschalom D D 2013 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110** 8417
- [11] Kolkowitz S, Jayich A C, Unterreithmeier Q P, Bennett S D, Rabl P, Harris J G, Lukin M D 2012 *Science* **335** 1603
- [12] Ovarthaiyapong P, Lee K W, Myers B A, Jayich A C 2011 *Nat. Commun.* **5** 4429
- [13] Li P B, Xiang Z L, Rabl P, Nori F 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 015502
- [14] Muschik C A, Moulieras S, Bachtold A, Koppens F H, Lewenstein M, Chang D E 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 223601
- [15] Liu B Y, Cui W, Dai H Y, Chen X, Zhang M 2017 *Chin. Phys. B* **26** 090303
- [16] Liu B Y, Dai H Y, Chen X, Zhang M 2015 *Eur. Phys. J. D* **69** 104
- [17] Rabl P, Cappellaro P, Dutt M V G, Jiang L, Maze J R, Lukin M D 2009 *Phys. Rev. B* **79** 041302
- [18] Liu Y X, Sun C P, Nori F 2006 *Phys. Rev. A* **74** 052321
- [19] Walls D F, Milburn G J, Garrison J C 1994 *Quantum Optics* (Berlin: Springer-Verlag) pp297–303
- [20] Yu C S, Song H S 2009 *Phys. Rev. A* **80** 022324
- [21] Horowitz V R, Alemán B J, Christle D J, Cleland A N, Awschalom D D 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 13493
- [22] Geiselmann M, Juan M L, Renger J, Say J M, Brown L J, de Abajo F J, Koppens F, Quidant R 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 175
- [23] Neukirch L P, Gieseler J, Quidant R, Novotny L, Nick V A 2013 *Opt. Lett.* **38** 2976
- [24] Gieseler J, Deutsch B M, Quidant R, Novotny L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 103603
- [25] Mccutcheon M W, Loncar M 2008 *Opt. Express* **16** 19136
- [26] Englund D, Shields B, Rivoire K, Hatami F, Vučković J, Park H, Lukin M D 2010 *Nano Lett.* **10** 3922
- [27] Restrepo J, Favero I, Ciuti C 2017 *Phys. Rev. A* **95** 023832
- [28] Mamin H J, Poggio M, Degen C L, Rugar D 2007 *Nat. Nanotechnol.* **2** 301

Quadrature squeezing of the system consisting of nitrogen-vacancy centers in diamond coupled to cavity field and mechanical resonator*

Liao Qing-Hong^{1)2)†} Ye Yang¹⁾ Li Hong-Zhen³⁾ Zhou Nan-Run¹⁾

1) (Department of Electronic Information Engineering, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

2) (State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

3) (Department of Applied Physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 4 October 2017; revised manuscript received 10 November 2017)

Abstract

With the great improvement of nanotechnology, it is now possible to fabricate mechanical resonator with dimension on a micro and even nanometer scale. Because of its high vibration frequency, quality factor, very small mass, and low intrinsic dissipation, nanomechanical resonator has important applications in the field of high-precision displacement detection, force detection, mass measurement, and accurate quantum computation. Mechanical resonator is also a promising candidate for observing quantum effects in macroscopic objects. By coupling nanomechanical resonator to other solid-state system such as optical cavity, microwave cavity, nitrogen-vacancy center (NV center) and superconducting qubits, researchers have successfully cooled the mechanical resonator to its quantum ground state, which paves the way for observing nonclassical states in resonator such as superposition state and Fock state. On the other hand, the nitrogen-vacancy center in diamond has attracted more and more attention because of its advantages of long coherence time at room temperature, the ability to implement initialization and readout, and microwave control. Moreover, these NV centers can be used to detect weak magnetic field and electric field at room temperature. By using both laser field and microwave field, one can implement the manipulation, storage, and readout of the quantum information. In addition, because NV centers couple to both optical field and microwave field, they can also be used as a quantum interface between optical system and solid-state system. This provides a promising platform to study novel quantum phenomena based on NV centers separated by long distances. The nitrogen-vacancy center in diamond coupled to nanomechanical resonator can be used in precision measurement and quantum information processing, which has become a hot research topic. In this paper, we study the dynamics of quadrature squeezing of the phonon field in the system consisting of nitrogen-vacancy centers in diamond coupled to both cavity field and mechanical resonator. The effects of initial state of nitrogen-vacancy center and the coupling strength between nitrogen-vacancy center and mechanical resonator on the quadrature squeezing of the phonon field are analyzed. It is shown that the phonon field squeezed state with longtime and high-degree can be generated. The physical reason is that the mechanical resonator has the largest coherence. Moreover,

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61368002), the Foundation for Distinguished Young Scientists of Jiangxi Province, China (Grant No. 20162BCB23009), the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 20161BAB202046), the Research Foundation of the Education Department of Jiangxi Province, China (Grant No. GJJ13051), the Open Project Program of Chinese Academy of Sciences Key Laboratory of Quantum Information, China (Grant No. KQI201704), and Open Research Fund Program of the State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, China (Grant No. KF201711).

† Corresponding author. E-mail: nculqh@163.com

the non-classical property of quadrature squeezing of mechanical resonator can be achieved by manipulating the initial state of nitrogen-vacancy center and magnetic field gradient. The proposal may provide a theoretical way to control and manipulate the quadrature squeezing of the phonon field. The results obtained here may have great significance and applications in the field of quantum information processing and precision measurement.

Keywords: quadrature squeezing, nitrogen-vacancy center, mechanical resonator

PACS: 03.75.-b, 03.65.Ta, 42.50.Dv, 42.50.Wk

DOI: [10.7498/aps.67.20172170](https://doi.org/10.7498/aps.67.20172170)