

文章编号: 1005-0523(2020)06-0111-06

# 量子点调控的薄膜腔中的增强量子效应

李明翠<sup>1</sup>, 陈爱喜<sup>2</sup>

(1. 华东交通大学信息学院, 江西 南昌 330013; 2. 浙江理工大学理学院, 浙江 杭州 310018)

**摘要:**提出了一个混合薄膜腔光力系统模型, 光腔内含有一个二能级量子点, 该量子点同时与腔光场和薄膜机械振子相互作用。量子点的这种双向耦合增强了系统的非线性特性, 使得透射场的压缩度和机械振子的自发冷却能力得到了提高。计算结果表明, 透射场的压缩度可以达到90%以上。借助量子点与机械振子的耦合, 还可以额外增加至少2%的压缩度。机械振子的温度可以从室温冷却到几十毫开。这些行为都可以通过调节泵浦光的功率或频率进行方便地控制。

**关键词:**腔光力; 薄膜; 压缩; 冷却

**中图分类号:** O413.2

**文献标志码:** A

**本文引用格式:** 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): 111-116.

**Citation format:** LI M C, CHEN A X. Enhanced quantum effect in membrane-in cavity controlled by quantum dots[J]. Journal of East China Jiaotong University, 2020, 37(6): 111-116.

**DOI:** 10.16749/j.cnki.jecjtu.2020.06.015

基于光力耦合<sup>[1]</sup>进行的众多研究包括: 机械振子和透射场的压缩<sup>[2-3]</sup>、微机械振子的基态冷却<sup>[4-6]</sup>、纠缠效应<sup>[7]</sup>、光学双稳态<sup>[8]</sup>等。在目前提出的杂化腔系统中, 加入的介质(如原子、量子阱、量子点等)几乎没有直接与腔场和机械振子同时相互作用。与此同时, 众多两能级系统与机械振子耦合的理论被陆续提出, 实验上也相继展示出了良好的结果。这其中包含: 单个囚禁原子与机械振子间的强耦合<sup>[9]</sup>, 微悬臂梁与量子点的耦合<sup>[10]</sup>, 氮空位缺陷与纳米机械振子的耦合<sup>[11]</sup>, 碳纳米管中的激子与声子耦合<sup>[12]</sup>, 约瑟夫森结量子电路与微机械振子的耦合<sup>[13]</sup>, 石墨烯中的量子点<sup>[14]</sup>, 纳米线中的激子-声子耦合<sup>[15-16]</sup>等。基于这些进展, 提出一个混合薄膜腔<sup>[2,5,17]</sup>光力系统, 着重研究透射场的压缩效应和机械振子的冷却效果。

## 1 系统哈密顿量

系统中光学腔的两面镜子是固定的, 腔中包含一个薄膜振子和一个二能级量子点, 量子点同时耦合到腔和机械振子。腔模的频率为  $\omega_c$ , 一束频率为  $\omega_1$  的泵浦光从入射镜驱动光腔。系统的哈密顿量如式(1)所示, 其中  $\Delta_c = \omega_c - \omega_1$ ,  $\Delta_e = \omega_e - \omega_1$ , 分别为腔模和量子点相对于泵浦场的失谐量。

$$H = \hbar \Delta_c c^\dagger c + \frac{1}{2} \hbar \omega_m (p^2 + q^2) + \frac{1}{2} \hbar \Delta_e S^z - \hbar g_{om} c^\dagger c q + \frac{1}{2} \hbar g_{em} S^z q + \hbar g_{oe} (c^\dagger + c s^\dagger) + i \hbar \kappa \varepsilon_1 (c^\dagger - c) \quad (1)$$

式(1)等号右边的第1项到第3项分别为腔模、机械振子(频率为  $\omega_m$ )和量子点(能级跃迁频率为  $\omega_e$ )的自由能量, 其中  $c^\dagger$ 和  $c$  分别是光子的产生算符和湮灭算符。无量纲的位置算符  $p$  和动量算符满足对易关系  $[p, q] = i$ 。算符  $s^z, s_x, s^\dagger$  和  $s$  满足下列关系:  $[s^z, s^\dagger] = 2s^\dagger, [s^z, s] = -2s, [s^\dagger, s] = s^z$  以及  $s_x = s^\dagger + s$ 。第4项到第6项表示腔、薄膜振子、量子点之间的相互作用关系,  $g_{om}, g_{em}, g_{oe}$  是耦合强度。最后1项为腔模与泵浦光的相互作用。泵浦激光的振幅定义为  $\varepsilon_1 = \sqrt{2\kappa P_1 / (\hbar \omega_1)}$ ,  $\kappa$  为光腔的耗散速率,  $P_1$  为泵浦光的输入功率。系统算符的 Langevin 方程如式(2)~式(5)所示

$$\dot{q} = \omega_m p \quad (2)$$

收稿日期: 2020-09-01

基金项目: 国家自然科学基金项目(11775190)

作者简介: 李明翠(1980—), 女, 讲师, 硕士, 研究方向为光量子信息处理。E-mail: cacaong@163.com

$$\dot{p} = -\gamma_m p - \omega_m q + g_{\text{om}} c^\dagger c + \frac{1}{2} g_{\text{em}} + \xi \quad (3)$$

$$\dot{c} = -[\kappa + i(\Delta_c - g_{\text{om}} q)] c - i g_{\text{oc}} S + \varepsilon_1 + \sqrt{2\kappa} c_{\text{in}} \quad (4)$$

$$\dot{s} = -[\gamma_a + i(\Delta_e - g_{\text{em}} q)] s - i g_{\text{oc}} c + \sqrt{2\gamma_a} s_{\text{in}} \quad (5)$$

式中:  $\gamma_m$  和  $\gamma_a$  分别为薄膜振子和量子点的衰减速率;  $\xi(t)$  为作用在薄膜振子上的量子布朗噪声;  $c_{\text{in}}(t)$  和  $s_{\text{in}}(t)$  分别为光腔和量子点的真空输入噪声。

## 2 透射场的压缩谱

透射场的压缩谱与系统的涨落有关。将算符分解成稳态值与涨落算符之和, 即  $q = q_s + \delta q$ ,  $p = p_s + \delta p$ ,  $c = c_s + \delta c$ ,  $s = s_s + \delta s$ , 稳态值  $p_s, q_s, c_s, s_s$  的表达式可以根据式(2)~式(5)相应的稳态代数方程组得到。在量子点的低激发限制条件下, 有  $s_z \approx \langle s_z \rangle \approx -1$ 。再将式(2)~式(5)线性化, 变换到频域后, 写成矩阵方程  $\mathbf{M}(\omega)\mathbf{X}(\omega) = \mathbf{N}(\omega)$  的形式。矩阵  $\mathbf{M}, \mathbf{X}, \mathbf{N}$  如式(6)~式(8)所示。矩阵中新的变量定义为:  $V = \gamma_m + i\omega$ ,  $V^* = \gamma_m - i\omega$ ,  $G = g_{\text{om}} c_s$ ,  $G^* = g_{\text{om}} c_s^*$ ,  $G_s = g_{\text{em}} s_s$ ,  $G_s^* = g_{\text{em}} s_s^*$ ,  $D^\pm = \kappa + i[\omega \pm (\Delta_c - g_{\text{om}} q_s)]$ ,  $R^\pm = \gamma_a + i[\omega \pm (\Delta_e + g_{\text{em}} q_s)]$ 。求解矩阵方程  $\mathbf{M}(\omega)\mathbf{X}(\omega) = \mathbf{N}(\omega)$ , 得到涨落算符  $\delta c(\omega)$  的表达式, 再利用傅里叶变换属性  $\int_{-\infty}^{+\infty} d_i^*(t) e^{-i\omega t} dt = d_i^*(-\omega)$ , 进一步得到  $\delta c(\omega)$  的表达式, 分别如式(9)和式(16)所示。

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} -\omega_m & i\omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ V & \omega_m & -G^* & -G & 0 & 0 \\ 0 & -iG & D^+ & 0 & i g_{\text{oc}} & 0 \\ 0 & iG^* & 0 & D^- & 0 & -i g_{\text{oc}} \\ 0 & iG_s & i g_{\text{oc}} & 0 & R^+ & 0 \\ 0 & -iG_s^* & 0 & -i g_{\text{oc}} & 0 & R^- \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$\mathbf{X}(\omega) = (\delta p \quad \delta q \quad \delta c \quad \delta c^\dagger \quad \delta s \quad \delta s^\dagger)^\top \quad (7)$$

$$\mathbf{N}(\omega) = (0 \quad \xi \quad \sqrt{2\kappa} c_{\text{in}} \quad \sqrt{2\kappa} c_{\text{in}}^\dagger \quad \sqrt{2\gamma_a} s_{\text{in}} \quad \sqrt{2\gamma_a} s_{\text{in}}^\dagger)^\top \quad (8)$$

$$\delta c(\omega) = d_1(\omega)\xi(\omega) + d_2(\omega)c_{\text{in}}(\omega) + d_3(\omega)c_{\text{in}}^\dagger(\omega) + d_4(\omega)s_{\text{in}}(\omega) + d_5(\omega)s_{\text{in}}^\dagger(\omega) \quad (9)$$

$$d_1 = -\frac{\omega_m}{\eta} (g_{\text{oc}}^2 + DR)(GR^+ + iG_s g_{\text{oc}}) \quad (10)$$

$$d_2 = \frac{i\sqrt{2\kappa}}{\eta} R^+ (g_{\text{oc}}^2 \omega_m^2 + iV\omega g_{\text{oc}}^2 + GG_s^* g_{\text{oc}} \omega_m + DR\omega_m^2 + i|G|^2 R\omega_m + iDRV\omega) \quad (11)$$

$$d_3 = -\frac{\sqrt{2\kappa}}{\eta} GR\omega_m (GR^+ + iG_s g_{\text{oc}}) \quad (12)$$

$$d_4 = \frac{\sqrt{2\gamma_a}}{\eta} g_{\text{oc}} (g_{\text{oc}}^2 \omega_m^2 + iV\omega g_{\text{oc}}^2 + GG_s^* g_{\text{oc}} \omega_m + DR\omega_m^2 + i|G|^2 R\omega_m + iDRV\omega) \quad (13)$$

$$d_5 = \frac{\sqrt{2\gamma_a}}{\eta} G g_{\text{oc}} \omega_m (G_s g_{\text{oc}} - iGR^+) \quad (14)$$

$$\eta = g_{\text{oc}}^4 (i\omega_m^2 - V\omega) + i g_{\text{oc}}^3 \omega_m (GG_s^* + G^* G_s) + (DR + D^* R^+) (i g_{\text{oc}}^2 \omega_m^2 - V g_{\text{oc}}^2 \omega) + i DD^* RR^+ \omega_m^2 + |G|^2 g_{\text{oc}}^2 \omega_m (R^+ - R) + |G|^2 RR^+ \omega_m (D - D^*) - DD^* RR^+ V\omega + i g_{\text{oc}} \omega_m (DG_s G^* R + D^* G_s^* GR^+) \quad (15)$$

$$\delta c^\dagger(\omega) = d_1^*(-\omega)\xi + d_2^*(-\omega)c_{\text{in}}^\dagger + d_3^*(-\omega)c_{\text{in}} + d_4^*(-\omega)s_{\text{in}}^\dagger + d_5^*(-\omega)s_{\text{in}} \quad (16)$$

频域中, 当机械振子具有高品质因子时, 噪声的不为零的关联函数表达式如式(17)~式(19)所示,  $n_{\text{th}}$  是热声子数

$$\langle c_{\text{in}}(\omega)c_{\text{in}}^\dagger(\Omega) \rangle = 2\pi\delta(\omega + \Omega) \quad (17)$$

$$\langle s_{\text{in}}(\omega)s_{\text{in}}^\dagger(\Omega) \rangle = 2\pi\delta(\omega + \Omega) \quad (18)$$

$$\langle \xi(\omega)\xi(\Omega) \rangle \simeq 2\pi\gamma_m(2n_{th}+1)\delta(\omega+\Omega) \quad (19)$$

透射场的压缩谱定义如式(20)所示,其中, $\delta X_{\theta}^{\text{out}}(\omega) = e^{-i\theta}c_{\text{out}}(\omega) + e^{i\theta}c_{\text{out}}^{\dagger}(\omega)$ , $\omega_0$ 为腔场的基础频率, $\theta$ 为外部可控的相位角。利用标准输入输出关系 $c_{\text{out}} = \sqrt{2\kappa}c - c_{\text{in}}$ ,并设置 $dS_{\theta}(\omega)/d\theta=0$ (根据相位角 $\theta$ 获得最佳压缩谱),进一步得到式(21)所示的压缩谱表达式,其中 $C_{cc}$ , $C_{cc}^{\dagger}$ , $C_{c_c}^{\dagger}$ 的表达式如式(22)~式(24)所示。

$$S_{\theta}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \delta X_{\theta}^{\text{out}}(t+\tau)\delta X_{\theta}^{\text{out}}(t) \rangle e^{-i(\omega-\omega_0)\tau} d\tau = \frac{1}{2\pi} \langle \delta X_{\theta}^{\text{out}}(\omega)\delta X_{\theta}^{\text{out}}(\Omega) \rangle \quad (20)$$

$$S_{\theta_{\text{opt}}}(\omega) = -2|C_{cc}(\omega)| + C_{cc}^{\dagger}(\omega) + C_{c_c}^{\dagger}(\omega) \quad (21)$$

$$C_{cc}(\omega) = 2\kappa[\gamma_m(2n_{th}+1)d_1(\omega)d_1(-\omega) + d_2(\omega)d_3(-\omega) + d_4(\omega)d_5(-\omega)] - \sqrt{2\kappa}d_5(-\omega) \quad (22)$$

$$C_{cc}^{\dagger}(\omega) = 2\kappa[\gamma_m(2n_{th}+1)|d_1(\omega)|^2 + |d_2(-\omega)|^2 + |d_4(\omega)|^2] - \sqrt{2\kappa}[d_2(\omega) + d_2^*(\omega)] + 1 \quad (23)$$

$$C_{c_c}^{\dagger}(\omega) = 2\kappa[\gamma_m(2n_{th}+1)|d_1^*(-\omega)|^2 + |d_3^*(-\omega)|^2 + |d_5^*(-\omega)|^2] \quad (24)$$

根据式(21),图1展示了在不同的腔光场失谐条件下透射场压缩谱的变化。系统参数为: $\lambda=1\,060\text{ nm}$ , $\kappa=0.32\text{ MHz}$ , $g_{\text{om}}=3\,000\text{ Hz}$ , $\omega_m/2\pi=60\text{ MHz}$ , $\gamma_m=227\text{ Hz}$ , $g_{\text{em}}=0.01\omega_m$ , $g_{\text{oe}}=0.02\omega_m$ , $\gamma_a=10\text{ MHz}$ , $n_{th}=175$ , $\Delta_c=\omega_m$ , $P_1=6\text{ }\mu\text{W}$ 。从图1可知,当腔场失谐量调节到 $\Delta_c \geq 5\text{ MHz}$ 或 $\Delta_c \leq -5\text{ MHz}$ 时,压缩程度非常小,甚至没有压缩。如果失谐量从 $\Delta_c=-5\text{ MHz}$ 逐渐调整到 $\Delta_c=5\text{ MHz}$ ,则压缩度逐渐增加,在失谐量约为 $\Delta_c=1.4\text{ MHz}$ 处达到最大,而后随着失谐量的增加压缩量逐渐减小。也就是说,透射场的压缩程度可以通过腔场的失谐量很方便地进行控制,而且,当光腔被近共振的泵浦光驱动时,透射场会产生压缩效应。

图2描绘了通过泵浦光的功率对压缩度的控制, $\Delta_c=1\text{ MHz}$ , $\Delta_c=\omega_m$ ,压缩曲线以共振频率为中心对称。当 $P_1=1\text{ }\mu\text{W}$ 时,压缩度约为22%,随着泵浦功率的增加,压缩度逐渐增大。当泵浦功率增加到 $P_1=2\text{ }\mu\text{W}$ 时,达到最大压缩度92%。如果进一步增加泵浦功率,压缩度反而逐渐减小,并且压缩谱上的对称谷进一步分离。

图3所示为不同失谐量下,量子点-薄膜振子的相互作用对透射场压缩谱的影响。如图3所示,量子点与薄膜振子的相互作用会使得压缩谱曲线不对称,而且会加速压缩度的改变。更重要的是,在其他参数不变的情况下,量子点-薄膜振子的耦合能帮助我们获得一个更大的大于50%的压缩度。在压缩度上升的腔场失谐区域(即 $\Delta_c$ 的取值在 $-5\sim 1.4\text{ MHz}$ 范围内),当压缩度大于50%时,总是可以利用量子点-薄膜振子的耦合再增加额外至少2%的压缩度。例如当 $g_{\text{em}}=0.01\omega_m$

时,可以获得的最大压缩度是90%,而同等条件下没有量子点-薄膜振子耦合时,得到的最大压缩度是88%。毋庸置疑,本系统中透射场的压缩主要源于光力耦合引起的非线性效应。如果腔场-薄膜振子之间的耦合强度为0,则压缩消失。然而,量子点-薄膜振子耦合为我们提供了一种更灵活、更灵敏的方法来调节压缩度,并有助于进一步得到更大的压缩量以获得最大的压缩度。

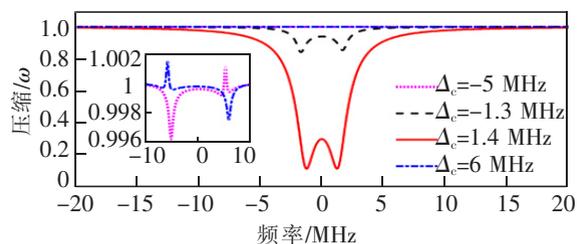


图1 透射场在不同失谐量下的压缩谱

Fig.1 Squeezing spectrum of the transmitted field for various cavity-pump detunings

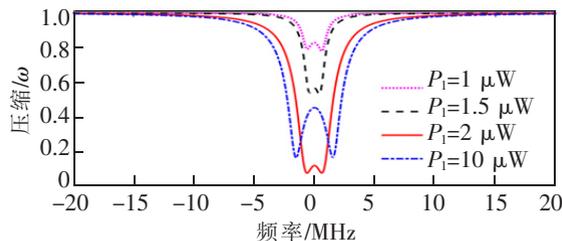


图2 透射场在不同泵浦光功率下的压缩谱

Fig.2 Squeezing spectrum of the transmitted field for various input pump powers

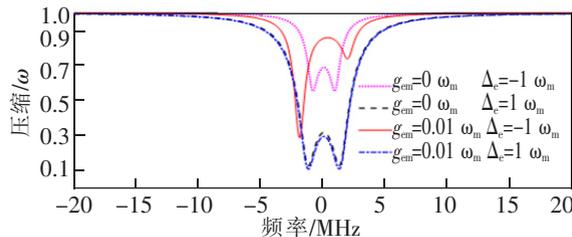


图3 量子点-机械振子耦合对透射谱的影响

Fig.3 Squeezing spectrum of the transmitted field with (without) interaction between the quantum dot and membrane resonator,  $\Delta_c=1.4\text{ MHz}$

### 3 增强的机械振子的自发冷却

为了研究机械振子的量子特性,往往需要将机械振子冷却到其量子基态。而为了计算机械振子的温度,首先需要计算振子的总能量。薄膜振子的位置涨落谱在频域中的计算公式如式(25)所示

$$\frac{1}{2}(\langle \delta q(\omega)\delta q(\Omega) \rangle + \langle \delta q(\Omega)\delta q(\omega) \rangle) = 2\pi S_q(\omega)\delta(\omega+\Omega) \quad (25)$$

通过求解矩阵方程  $\mathbf{M}(\omega)\mathbf{X}(\omega)=\mathbf{N}(\omega)$ ,可以得到薄膜振子的位置涨落表达式,如式(26)所示

$$\delta q(\omega) = f_1(\omega)\xi(\omega) + f_2(\omega)c_{in}(\omega) + f_3(\omega)c_{in}^\dagger(\omega) + f_4(\omega)s_{in}(\omega) + f_5(\omega)s_{in}^\dagger(\omega) \quad (26)$$

$$f_1 = \frac{i}{\eta}\omega_m(g_{oe}^2 + DR)(g_{oe}^2 + D^+R^+) \quad (27)$$

$$f_2 = \frac{i\sqrt{2k}}{\eta}G^*R^+\omega_m(g_{oe}^2 + DR) \quad (28)$$

$$f_3 = \frac{i\sqrt{2k}}{\eta}GR\omega_m(g_{oe}^2 + D^+R^+) \quad (29)$$

$$f_4 = \frac{\sqrt{2\gamma_a}}{\eta}G^*g_{oe}\omega_m(g_{oe}^2 + DR) \quad (30)$$

$$f_5 = -\frac{\sqrt{2\gamma_a}}{\eta}Gg_{oe}\omega_m(g_{oe}^2 + D^+R^+) \quad (31)$$

变量  $D, R, G, \eta$  的表达式与第2节相同。将  $f_1$  到  $f_5$  的表达式代入式(26),得到薄膜振子位置涨落谱的具体表达式如式(32)所示,其中  $A = |g_{oe}^2 + GR|^2, A^+ = |g_{oe}^2 + G^+R^+|^2$ 。

$$S_q(\omega) = \frac{\omega_m^2}{|\eta|^2}[\gamma_m(2n_{th}+1)AA^+ + \kappa|G|^2(|R^+|^2A + |R|^2A^+) + \gamma_a|G|^2g_{oe}^2(A+A^+)] \quad (32)$$

薄膜振子动量涨落谱  $S_p(\omega)$  的定义为:  $2\pi S_p(\omega)\delta(\omega+\Omega) = \frac{1}{2}(\langle \delta p(\omega)\delta p(\Omega) \rangle + \langle \delta p(\Omega)\delta p(\omega) \rangle)$ ,再根据频域中动量算符和位置算符的关系,可以得到  $S_p(\omega) = \frac{\omega^2}{\omega_m^2}\delta p(\omega)$ 。这里根据薄膜振子的声子数计算薄膜振子的有效温度。薄膜振子的总能量为  $\frac{1}{2}\hbar\omega_m(\langle p^2 \rangle + \langle q^2 \rangle) = \hbar\omega_m(n + \frac{1}{2})$ ,其中  $\langle p^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_p(\omega)d\omega, \langle q^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_q(\omega)d\omega, n = \{\exp[\hbar\omega_m/(k_B T_{eff})] - 1\}^{-1}$ 。从而得到薄膜振子有效温度  $T_{eff}$  的表达式如式(33)所示

$$T_{eff} = \frac{\hbar\omega_m}{k_B \ln(1 + \frac{1}{n})} \quad (33)$$

这里主要讨论量子点与腔光场和薄膜振子同时耦合对薄膜振子自冷却的影响。如果腔场-量子点之间没有耦合( $g_{oe}=0$ ),冷却主要发生在  $\Delta_c = \omega_m$  处。即当泵浦光的频率调节到  $\omega_l = \omega_c - \omega_m$ ,由泵浦场进入腔场的光子将与薄膜振子的声子相互作用,产生反斯托克斯场( $\omega_l + \omega_m$ )。因此薄膜振子的能量将被吸收,并随反斯托克斯场光子逃逸出谐振腔而带走能量。在仅有光力耦合的情形下,薄膜振子的有效温度能从室温 300 K 用边带冷却方式冷却到约 45 K。图4展示的是腔场-量子点间存在相互作用下的冷却效果。图4(a)和图4(c)是量子点与薄膜振子间没有相互作用( $g_{om}=0$ )时的冷却效果。如图4(a)所示,当  $\Delta_c = \omega_m$  时,加上腔场与量子点的耦合作用后,振子在  $\Delta_c = 0$  处的冷却能力大大增强。这主要是因为系统中的耦合强度  $g_{oe}$  大于  $g_{om}$ ,量子点同时吸收一个频率为  $\omega_c$  的光子和一个频率为  $\omega_m$  的声子激发到高能态,从高能态到低能态自发辐射产生的光子(频率为  $\omega_c$ )逃逸出光腔时带走相应的能量。如图4(c)所示,当量子点的失谐量为  $\Delta_c = 0.5\omega_m$  时,  $\Delta_c = 0$  处的冷却效果没有图4(a)中的强。不过,在  $\Delta_c = \omega_m$  处的冷却能力得到了增强,并且最低冷却温度可达 21 K。如图4(b)和图4(d)所示,当量子点同时与腔场和薄膜振子耦合时,情况更为复杂。通过量子点与薄膜振子的直接能量交换,光腔的有效冷却失谐范围得到了扩大,系统的冷却能力也增强了。当量子点的失谐量设置为  $\Delta_c = \omega_m$  且量子点与薄膜振子的耦合强度不为 0 时,腔场的有效冷却失谐范围在  $\Delta_c = 0$  和  $\Delta_c = \omega_m$  处出现了分

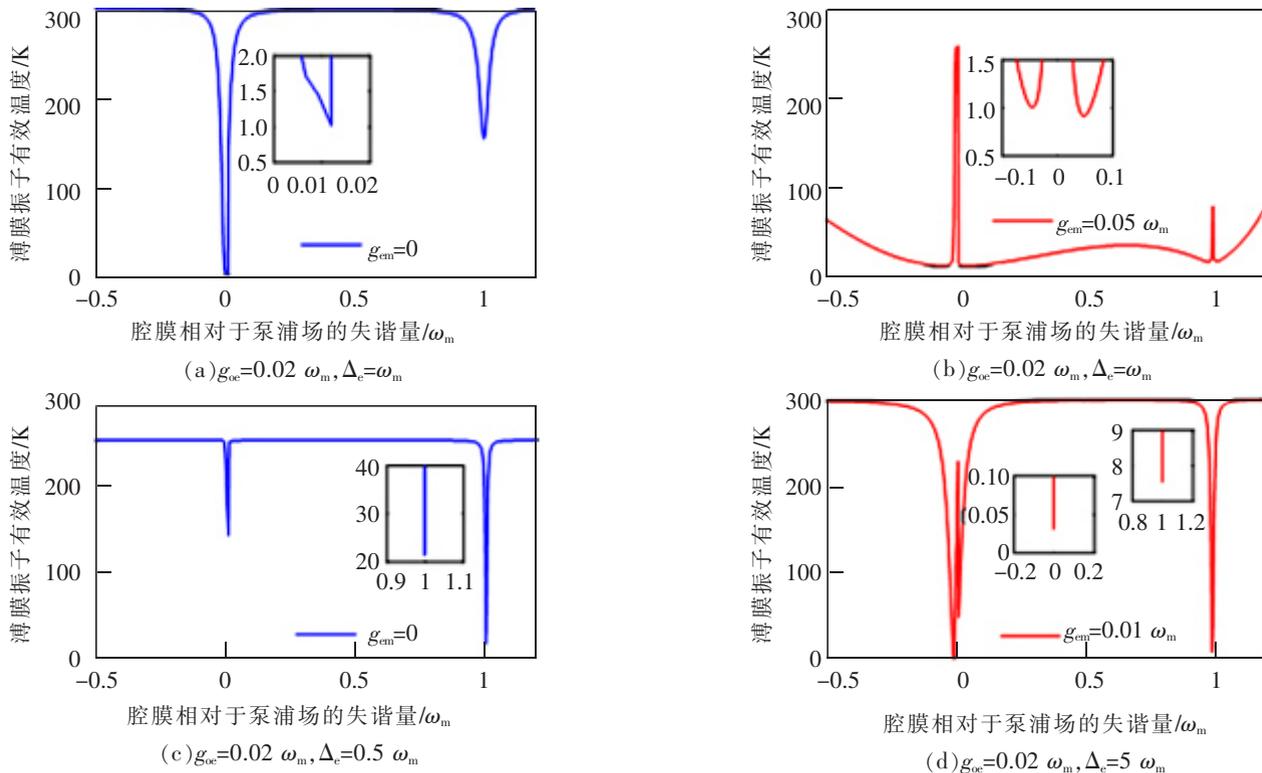


图4 机械振子的有效温度随腔失谐量的变化

Fig.4 The effective temperature  $T_{\text{eff}}(\text{K})$  as a function of the cavity-pump detuning for

裂,最低冷却温度所在的腔场失谐点移向分裂点的左右两侧,见图4(b)。在图4(d)中,当量子点的失谐量设置为 $\Delta_c=0.5\omega_m$ 时,在 $\Delta_c\approx 0$ 处,振子的温度曲线出现两个不对称的谷,且振子的温度可以从室温冷却到低至0.03 K。图4(d)中 $\Delta_c=\omega_m$ 处的冷却温度为7.5 K,也比图4(c)量子点与薄膜振子没有耦合情况下得到的 $T_{\text{eff}}=21$  K低得多。

#### 4 结论

提出了一个杂化薄膜腔系统,光腔中包含一个薄膜机械振子和一个二能级量子点,量子点同时与腔场和机械振子耦合。借助量子点与腔场和机械振子的双向耦合,系统的非线性效应得到了增强,使得透射场的压缩度以及机械振子的自冷却能力得到了提高。系统透射场的压缩度最大可达92%。当需要的压缩度大于50%时,借助量子点-机械振子的耦合可以额外增加至少2%的压缩度。更重要的是,量子点与机械振子之间的耦合为我们提供了一种更灵活的方式来调节压缩度。此外,在量子点双向耦合的情况下,机械振子的有效温度可以由室温降至最低0.03 K。为增强腔光力系统的非线性特征、提升混合腔系统的量子特性等方面的研究提供参考。

#### 参考文献:

- [1] ASPELMEYER M, KIPPENBERG T J, MARQUARDT F. Cavity optomechanics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(4): 1391.
- [2] AGARWAL G S, HUANG S. Strong mechanical squeezing and its detection[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(4): 043844.
- [3] PURDY T P, YU P L, PETERSON R W, et al. Strong optomechanical squeezing of light[J]. *Physical Review X*, 2013, 3(3): 031012.
- [4] HUANG S, AGARWAL G S. Enhancement of cavity cooling of a micromechanical mirror using parametric interactions[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(1): 013821.
- [5] KARUZA M, MOLINELLI C, GALASSI M, et al. Optomechanical sideband cooling of a thin membrane within a cavity[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(9): 095015.

- [6] SARMA B, SARMA A K. Ground-state cooling of micromechanical oscillators in the unresolved-sideband regime induced by a quantum well[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(3):033845.
- [7] VITALI D, GIGAN S, FERREIRA A, et al. Optomechanical entanglement between a movable mirror and a cavity field[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(3):030405.
- [8] XIONG W, JIN D Y, QIU Y, et al. Cross-Kerr effect on an optomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(2):023844.
- [9] HAMMERER K, WALLQUIST M, GENES C, et al. Strong coupling of a mechanical oscillator and a single atom[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(6):063005.
- [10] BENNETT S D, COCKINS L, MIYAHARA Y, et al. Strong electromechanical coupling of an atomic force microscope cantilever to a quantum dot[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(1):017203.
- [11] ARCIZET O, JACQUES V, SIRIA A, et al. A single nitrogen-vacancy defect coupled to a nanomechanical oscillator[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(11):879-883.
- [12] WILSON-RAE I, GALLAND C, ZWARGER W, et al. Exciton-assisted optomechanics with suspended carbon nanotubes[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(11):115003.
- [13] PIRKKALAINEN J M, CHO S U, MASSEL F, et al. Cavity optomechanics mediated by a quantum two-level system[J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1):1-6.
- [14] QIAO JIA BIN, JIANG HUA, LIU HAIWEN, et al. Bound states in nanoscale graphene quantum dots in a continuous graphene sheet[J]. *Physical Review B*, 2017, 95(8):081409.
- [15] MATHIEU MUNSCH, ANDREAS V KUHLMANN, DAVIDE CADEDDU, et al. Resonant driving of a single photon emitter embedded in a mechanical oscillator[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1):1-7.
- [16] CARTER S G, BRACKER A S, BRYANT G W, et al. Spin-mechanical coupling of an InAs quantum dot embedded in a mechanical resonator[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(24):246801.
- [17] THOMPSON J D, ZWICKL B M, JAYICH A M, et al. Strong dispersive coupling of a high-finesse cavity to a micromechanical membrane[J]. *Nature*, 2008, 452(7183):72-75.

## Enhanced Quantum Effect in Membrane-in Cavity Controlled by Quantum Dots

Li Mingcui<sup>1</sup>, Chen Aixi<sup>2</sup>

(1. School of Information Engineering, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China;

2. School of Science, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

**Abstract:** A model of hybrid membrane-in cavity is proposed, in which a two-level quantum dot is coupled to the cavity field and the membrane mechanical oscillator at the same time. The bidirectional coupling of quantum dots with cavity field and mechanical oscillator enhances the nonlinear characteristics of the system, which improves the squeezing of the transmitted field and the spontaneous cooling ability of the mechanical oscillator. The results show that the squeezing degree of the transmitted field can be over 90%. With the aid of the quantum dot-mechanical oscillator coupling, an additional squeezing of at least 2% can be obtained. The temperature of the mechanical resonator can be cooled down from room temperature to tens of millikelvin. These operations can be easily controlled by adjusting the power or frequency of the pump light.

**Key words:** cavity optomechanics; membrane; squeezing; cooling