

doi:10.3788/gzxb20174609.0927001

双光力诱导透明窗口的可调特性

许业军^{1,2}, 李超¹, 李仁仕¹, 张晨¹

(1 池州学院 机电工程学院 量子信息与光电信息交叉研究中心, 安徽 池州 247000)

(2 北京大学 物理学院, 北京 100871)

摘 要: 提出一个杂化腔光力系统理论方案, 利用两纳米机械振子间的库仑耦合作用实现弱探测光的双光力诱导透明窗口. 研究边带可分辨区域和红失谐情况下双光力诱导透明窗口的可调特性. 数值计算表明: 两纳米振子间的库仑作用可有效地使单光力诱导透明窗口劈裂为双透明窗口. 随着库仑耦合强度的增大, 两透明窗口间的距离对称性地拉大; 其次, 光力腔衰减率的改变对两透明窗口的位置和深度无影响, 仅对两透明窗口的宽度产生细微改变, 测量精度可在坏腔情形下得到很好的保持; 另外, 仅增加参量放大器的非线性增益参量将使两透明窗口变宽, 而引入驱动参量放大器的光场相位, 利用相位匹配可以产生比空腔情形更加狭窄陡峭的双透明窗口, 可用于比空腔情况更加精密的测量.

关键词: 腔光力学; 光力诱导透明; 库仑耦合; 光学参量放大器; 相位匹配

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2017)09-0927001-7

Tunable Characteristics of Double Optomechanically Induced Transparency

XU Ye-jun^{1,2}, LI Chao¹, LI Ren-shi¹, ZHANG Chen¹

(1 *Interdisciplinary Research Center of Quantum Information and Photoelectric Information (IRCQIPI), School of Mechanical and Electronic Engineering, Chizhou University, Chizhou, Anhui 247000, China*)

(2 *School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

Abstract: A hybrid optomechanical system consisting of an optical parametric amplifier and Coulomb force was proposed to observe the double optomechanically induced transparency (OMIT) by introducing the Coulomb coupling between the two nanomechanical resonators. The tunable characteristics of OMIT were studied under the resolved sideband regime and red detuning. The tunable double-OMIT can be observed from the output field at the probe frequency by controlling the intensity of the Coulomb coupling. The distance between the two transparency windows is increased symmetrically by enhancing the intensity of the Coulomb coupling. Changing the delays of two nanomechanical resonators can only bring about a slight influence on the depth of the double windows. The double-OMIT windows will broaden out only by enhancing nonlinear gain of the Optical Parametric Amplifier (OPA). A narrower transparency windows than the case of empty cavity can be realized by phase matching when the phase of the field driving the OPA was considered. These results might be applied to light storage and precision measurement.

Key words: Cavity optomechanics; Optomechanically induced transparency; Coulomb coupling; Optical parametric amplifier; Phase matching

OCIS Codes: 270.5570; 200.4880; 140.3945; 270.1670; 190.4410

0 引言

电磁诱导透明(Electromagnetically Induced Transparency, EIT)是一种非常重要的量子干涉现象^[1],

基金项目:国家自然科学基金青年科学基金项目(No. 11704051)、安徽省高校优秀中青年骨干人才国内访学研修重点项目(No. gxfxZD2016287)和安徽省大学生创新创业训练计划项目(Nos. 201611306131, 201611306132)资助

第一作者:许业军(1982-),男,副教授,博士,主要研究方向为量子光学与腔光力学. Email: yejunxu@126.com

收稿日期:2017-03-02;录用日期:2017-05-22

自 20 世纪 90 年代被 Harris 等发现以来受到人们的广泛关注,且在理论和实验方面均得到了快速发展^[2,3],并在诸如产生巨非线性效应和光储存等方面展示了重要的应用价值^[4].最近,人们在其他体系中也发现了类 EIT 现象,例如,耦合共振诱导透明^[5],声子诱导透明^[6]以及光力诱导透明(Optomechanically induced transparency, OMIT)^[7]等.光力诱导透明是一种因辐射压力而导致的电磁诱导透明现象,由 Weis 等于 2010 年在实验上成功实现^[6],同年 Agarwal 和 Huang 从理论上证明了腔光机械系统中的电磁诱导透明效应(即:OMIT)^[7],随后光力诱导透明被广泛应用于实现信息储存^[8]、快慢光^[9]、全光开关^[10]等方面.

目前,腔光力学研究已经从纯粹的光力学系统逐渐向杂化的、多元的光力体系拓展,例如,LC 电路光力系统^[11],耦合玻色爱因斯坦凝聚态光力系统^[12],原子辅助型光力系统^[13]等.利用杂化光力系统中丰富的相互作用开展光力诱导透明研究已经引起了人们的极大兴趣,尤其双窗口光力诱导透明以其独特、新奇的物理性质已成为人们关注的热点之一^[14].随着现代微纳加工技术的飞速发展,实验上制备出兼有电子和机械自由度的量子电机系统成为可能^[15],甚至还可利用库仑作用将两个量子电机系统相耦合^[16].为实现双光力诱导透明窗口,实验上可使用电容式微机械系统作为可移动腔镜^[17],并通过库仑作用与腔外另一量子电机系统相耦合.另一方面,受内置光学参量放大器的光力系统可以产生机械振动压缩态^[18]、增强光-机械量子态纠缠^[19-20]等研究的启发,本文将内置参量放大器引入光力腔.本文从光力系统的哈密顿量出发,利用平均场近似、线性化方法以及旋转波近似等量子光学处理手段理论推导探测场性质的正交变量解析表达式,研究库仑耦合强度、光腔和纳米振子的衰减率对双光力诱导透明窗口的影响,分析参量放大器的非线性增益、驱动参量放大器光场的相位调控下双透明窗口的变化特性.

1 物理模型与理论推导

如图 1,光力系统由一个高品质法布里-珀罗腔由固体镜子和可移动镜子(可视为纳米机械振子 1)构成,光学腔长为 L ,腔模频率为 ω_0 ,腔耗散速率为 κ ,并被其频率为 ω_p 的泵浦场 ϵ_p 和频率为 ω_d 的探测场 ϵ_d ,同时驱动, ϵ_{out} 表示输出场.振动频率为 ω_1 的纳米振子 1 通过对其加载偏置电压 V_1 使其带电量为 $Q_1 = C_1 V_1$,腔外另一个振动频率为 ω_2 的纳米机械振子 2 通过偏置电压 $-V_2$ 带电 $Q_2 = -C_2 V_2$,这里 C_1 和 C_2 为两振子的电容,则两带电纳米振子可通过库仑作用相耦合, r_0 为两振子平衡位置间的距离, q_1 和 q_2 为两振子振动时各自偏离平衡位置的微小位移, γ_1, γ_2 分别表示两机械振子的耗散速率.另外,光力腔内被光场驱动的光学参量放大器的非线性增益为 G ,驱动参量放大器的光场的相位为 θ .

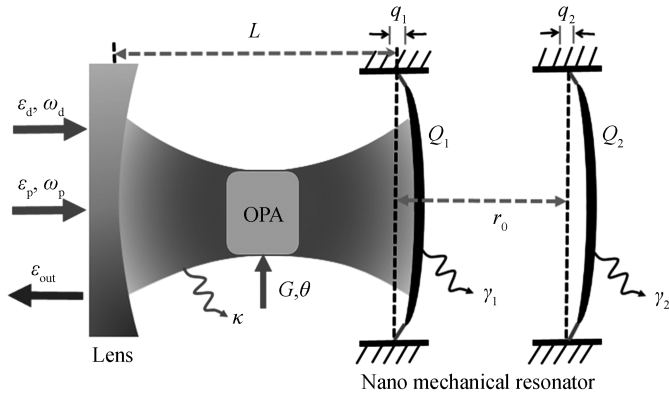


图 1 光力系统示意图

Fig.1 Schematic diagram of the optomechanical system

在泵浦光频率 ω_p 的旋转坐标系下,整个系统的总哈密顿量表示为

$$H_1 = \Delta_c C^\dagger C + \omega_1 b_1^\dagger b_1 + \omega_2 b_2^\dagger b_2 - g c^\dagger c (b_1^\dagger + b_1) + \chi (b_1^\dagger + b_1) (b_2^\dagger + b_2) + iG (e^{i\theta} c^{\dagger 2} - e^{-i\theta} c^2) + i\epsilon_p (c^\dagger - c) + i\epsilon_d (c^\dagger e^{-i\delta t} - c e^{i\delta t}) \quad (1)$$

式中, c (c^\dagger) 表示腔模的湮灭(产生)算符, b_i (b_i^\dagger) 表示第 i ($i=1,2$) 个振子机械模的湮灭(产生)算符, $\Delta_c = \omega_0 - \omega_p$ 为泵浦场与腔场的失谐, $\delta = \omega_d - \omega_p$ 为泵浦场与探测场的失谐, g 为腔模与振子 1 间的耦合强度, $\chi = -Q_1 Q_2 / 4\pi\hbar\epsilon_0 r_0^3$ 为两机械振子间的耦合强度.我们可以对 r_0 在微纳尺度内取值,再通过调控两振子的带电量,即可具体估算出 χ 的值,本文数值计算选用的 χ 取值均在实验允许的范围之内.值得注意的是,式(1)中

的第五项 $\chi(b_1^\dagger + b_1)(b_2^\dagger + b_2)$ 为简化后的振子库仑耦合能量项. 实际上,原始的库仑耦合作用能量项为

$$H'_c = \frac{Q_1 Q_2}{2\pi h \epsilon_0 |r_0 + q_1 - q_2|} \quad (2)$$

考虑到 r_0 远大于两振子偏离各自平衡位置的微小位移,即: $r_0 \gg q_1, q_2$, 则将式(2)展开至 $1/r_0$ 的二阶项,并忽略其高阶项,得

$$H''_c = \frac{Q_1 Q_2}{2\pi h \epsilon_0 r_0} \left[1 - \frac{q_1 - q_2}{r_0} + \left(\frac{q_1 - q_2}{r_0} \right)^2 \right] \quad (3)$$

此时,将线性项吸收至平衡位置中,并利用纳米振子坐标算符 q_j 和产生、湮灭算符间的变换关系: $q_j = (b_j + b_j^\dagger)/\sqrt{2}$, $j=1,2$, 最终两纳米振子间的库仑耦合作用项简化为式(1)中的形式.

因本文计算只涉及系统对探测场的平均效应,忽略系统噪声算符将不会对研究结果产生影响,于是忽略噪声项的系统算符随时间演变的海森堡-郎之万方程为

$$\begin{cases} \dot{c} = - (i\Delta_c + \kappa)c + ig(b_1^\dagger + b_1)c + \epsilon_p + \epsilon_d e^{-i\omega t} + 2Ge^{i\theta}c^\dagger \\ \dot{b}_1 = - (i\omega_1 + \gamma_1)b_1 + igc^\dagger c - i\chi(b_2^\dagger + b_2) \\ \dot{b}_2 = - (i\omega_2 + \gamma_2)b_2 - i\chi(b_1^\dagger + b_1) \end{cases} \quad (4)$$

采用算符因式分解假设(平均近似): $\langle b_1 c \rangle = \langle b_1 \rangle \langle c \rangle$, $\langle b_1^\dagger c \rangle = \langle b_1^\dagger \rangle \langle c \rangle$, 并令式(4)的左边均为零,则在无探测场输入情况下式(4)可约为

$$\begin{cases} 0 = - (i\Delta'_c + \kappa)\alpha + \epsilon_p + 2Ge^{i\theta}\alpha^* \\ 0 = - (i\omega_1 + \gamma_1)\beta_1 + ig|\alpha|^2 - i\chi(\beta_2^* + \beta_2) \\ 0 = - (i\omega_2 + \gamma_2)\beta_2 - i\chi(\beta_1^* + \beta_1) \end{cases} \quad (5)$$

式中, $\langle c \rangle = \alpha$, $\langle b_1 \rangle = \beta_1$, $\langle b_2 \rangle = \beta_2$, $\Delta'_c = \Delta_c - g(\beta_1^* - \beta_1)$, 为腔场与泵浦场间的有效失谐. 求解式(5)可得算符稳态平均值

$$\begin{cases} \beta_1 = \frac{(-i\omega_1 + \gamma_1)(\omega_2^2 + \gamma_2^2)^2 ig}{|2i\omega_2 \chi^2 - (\omega_2^2 + \gamma_2^2)(i\omega_1 + \gamma_1)|^2} |\alpha|^2 \\ \beta_2 = \frac{-i\chi(\beta_1^* + \beta_1)}{i\omega_2 + \gamma_2} \end{cases} \quad (6)$$

值得指出的是:式(6)腔模稳态值 $|\alpha|$ 显然受 G 和 θ 调控,且当 G 取一正的定值,同时取 $\theta = \pi - \arctan \Delta'_c / \kappa$ 时,可使 $|\alpha|$ 取最小值,并将在下节分析中知,此性质在产生比空腔情况更加尖锐陡峭的双光子诱导透明窗口过程中至关重要.

为求解式(4),将式(4)的完整解写成稳态解与涨落算符和形式,即: $b_1 \rightarrow \beta_1 + b_1$, $b_2 \rightarrow \beta_2 + b_2$, $c \rightarrow \alpha + c$, (注:至此,下文中所出现的算符 b_1, b_2, c 均表示涨落算符). 将完整解代入式(4),即可得到系统涨落算符运动方程

$$\begin{cases} \dot{c} = -i\Delta'_c c + ig\alpha(b_1^\dagger + b_1) - \kappa c + \epsilon_d e^{-i\omega t} + 2Ge^{i\theta}c^\dagger \\ \dot{b}_1 = - (i\omega_1 + \gamma_1)b_1 + ig(\alpha c^\dagger + \alpha^* c) - i\chi(b_2^\dagger + b_2) \\ \dot{b}_2 = - (i\omega_2 + \gamma_2)b_2 - i\chi(b_1^\dagger + b_1) \end{cases} \quad (7)$$

为了能更加清晰地看出系统中的物理性质,把系统转化至另一个相互作用表象下,采用慢变 $c \rightarrow c e^{-i\Delta'_c t}$, $b_1 \rightarrow b_1 e^{-i\omega_1 t}$, $b_2 \rightarrow b_2 e^{-i\omega_2 t}$, 式(7)变为

$$\begin{cases} \dot{c} = ig\alpha(b_1^\dagger e^{i(\omega_1 + \Delta'_c)t}) - \kappa c + \epsilon_d e^{-i(\omega_1 - \Delta'_c)t} + 2Ge^{i\theta}c^\dagger e^{i2\Delta'_c t} \\ \dot{b}_1 = -\gamma_1 b_1 + ig(\alpha c^\dagger e^{i(\Delta'_c + \omega_1)t} + \alpha^* c e^{-i(\Delta'_c - \omega_1)t}) - i\chi(b_2^\dagger e^{i(\omega_2 + \omega_1)t} + b_2 e^{-i(\omega_2 - \omega_1)t}) \\ \dot{b}_2 = -\gamma_2 b_2 - i\chi(b_1^\dagger e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} + b_1 e^{i(\omega_1 - \omega_2)t}) \end{cases} \quad (8)$$

假设系统光学自由度与力学自由度之间满足边带可分辨条件: $g(\beta_1^* + \beta_1)/\Delta_c \ll 1$, 且泵浦场处于红失谐,则

有 $\Delta_c \approx \omega_1 \approx \omega_2$, 同时系统也要满足边带可分辨条件 $\omega_m \gg \kappa$; 此外, 为保证旋波近似的有效性还需要有 $\omega_m \gg |g\alpha|$ 成立. 基于上述条件, 式(8)简化为

$$\begin{cases} \dot{c} = ig\alpha b_1 - \kappa c + \epsilon_d e^{-ixt} \\ \dot{b}_1 = -\gamma_1 b_1 + ig\alpha^* c - i\chi b_2 \\ \dot{b}_2 = -\gamma_2 b_2 - i\chi b_1 \end{cases} \quad (9)$$

其中, $\chi = \delta - \Delta$. 根据式(9)的具体形式, 假设其具有如下形式解

$$s = s_+ e^{-ixt} + s_- e^{ixt} \quad (10)$$

这里, $s = c, b_1, b_2$. 将式(10)代入式(9), 通过比较等式两边含 e^{-ixt} 与 e^{ixt} 项的系数, 可得

$$\begin{cases} b_{1+} = \frac{ig\alpha^* (\gamma_2 - i\chi)}{(\gamma_1 - i\chi)(\gamma_2 - i\chi) + \chi^2} c^{\dagger} \\ b_{2+} = \frac{-i\chi}{\gamma_2 - i\chi} b_{1+} \\ c^+ = \frac{[(\gamma_1 - i\chi)(\gamma_2 - i\chi) + \chi^2] \epsilon_d}{(\kappa - i\chi)(\gamma_1 - i\chi)(\gamma_2 - i\chi) + \chi^2(\kappa - i\chi) + |g\alpha|^2(\gamma_2 - i\chi)} \end{cases} \quad (11)$$

根据文献[16]中的定义, 可得到描述探测场性质的正交变量解析表达式为

$$\epsilon_T = \frac{2\kappa c^+}{\epsilon_d} = \frac{2\kappa [(\gamma_1 - ix)(\gamma_2 - ix) + \chi^2]}{(\kappa - ix)(\gamma_1 - ix)(\gamma_2 - ix) + \chi^2(\kappa - ix) + |g\alpha|^2(\gamma_2 - ix)} \quad (12)$$

于是, 弱探测场的吸收和色散性质分别由 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 和 $\text{Im}(\epsilon_T)$ 描述.

3 数值结果与讨论

采用光力腔实验上真实可行的实验参数讨论双光力诱导透明窗口的可调性质, 具体是: $L = 25 \text{ mm}$, $m = 145 \text{ ng}$, $\omega_m = 2\pi \times 947 \text{ kHz}$, 以及激光波长, 其它参数也将依据实验在各图中给出.

图2为正交变量的实部在不同库仑耦合强度下随标准化失谐 χ/ω_1 的变换曲线, 其它参数取: $\kappa = 2\pi \times 215 \text{ KHz}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 2\pi \times 141 \text{ Hz}$, $G = 0$. 从图2可发现, 当两振子间存在库仑耦合时 ($\chi \neq 0$), 输出场的诱导透明窗口将从单一窗口劈裂为双窗口, 因此移动腔壁 (纳米机械振子1) 与腔外纳米振子2的库仑耦合有效地实现了双窗口光力诱导透明效应, 且随着库仑耦合强度 χ 的变化, 双透明窗口之间的距离随之增大. 如果从吸收谱中精密测量出两窗口间的劈裂距离, 便可估算出库仑力敏感度^[21].

图3为 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 在不同腔衰减率下随 χ/ω_1 的变化曲线, $\chi = 0.2\pi \times 215 \text{ KHz}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 2\pi \times 141 \text{ Hz}$, $G = 0$. 由图3可知, 吸收最小值点均不随腔衰减率变化而变化, 吸收最大值点随 κ 取值不同仅发生微小变化, 且当 κ 取较大值时, 依然能够维持狭窄的双光力诱导透明窗口, 表明该系统对腔的衰减率有较强的鲁棒性, 即使在坏腔情形下也能保持较好的测量精度, 与文献[14]相比具有明显优势.

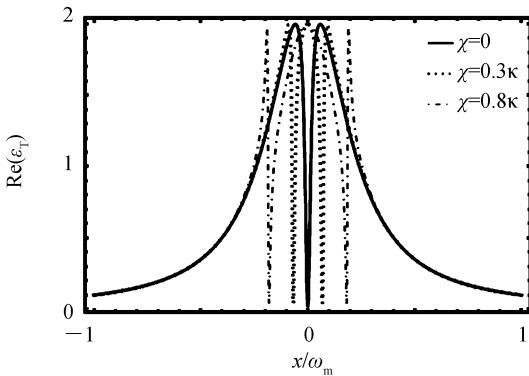


图2 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 随 χ/ω_1 的变化关系
Fig.2 $\text{Re}(\epsilon_T)$ as a function of χ/ω_1

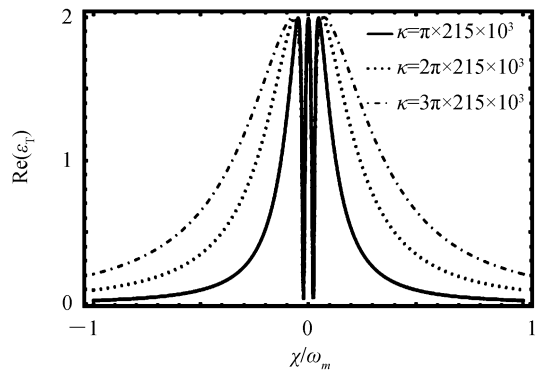


图3 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 随 χ/ω_1 的变化关系
Fig.3 $\text{Re}(\epsilon_T)$ as a function of χ/ω_1

图4是 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 在不同机械振子衰减率下随 χ/ω_m 的变化关系. 取 $\kappa=2\pi\times 215$ kHz, $G=0$. 对于图4(a), 当纳米振子1衰减率取固定值时, 纳米振子2衰减率发生较大改变并不对两透明窗口的位置产生影响, 尤其三个吸收最大值点位置保持不变, 而两个吸收最小值点也未发生横向移动, 仅仅两透明窗口的深度随着振子2衰减率的快速增大而稍稍变浅; 对于图4(b), 当振子1和振子2的衰减率保持相对等并取与图4(a)中相同的三个值时, 曲线变化特性与图4(a)基本相同, 且对应曲线与图4(a)高度重合. 综合图4(a)和图4(b)分析, 任一纳米振子衰减率较大的增加都会使双透明窗口微弱变浅, 而对双窗口的其他特性并无影响, 所以利用本系统进行测量时, 不必要求两纳米振子具有相同的衰减率.

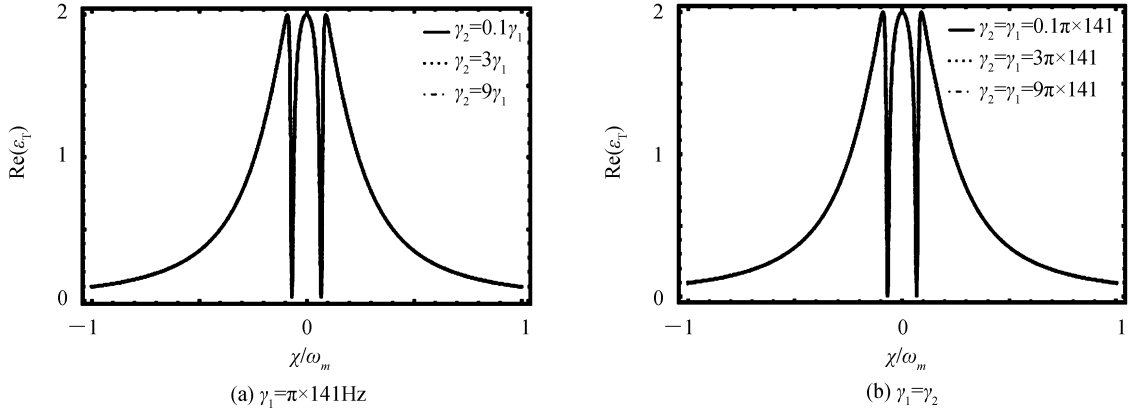


图4 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 随 χ/ω_m 的变化关系
Fig.4 $\text{Re}(\epsilon_T)$ as a function of χ/ω_m

图5为 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 在不同的非线性增益值 G 下随 χ/ω_1 的变换关系. 其中, $\theta=0$, $\kappa=2\pi\times 215$ kHz, $\chi=0.1\kappa$, $\gamma_1=\gamma_2=2\pi\times 141$ Hz. 由图5知, 在 $\theta=0$ 时, 随着 G 取值的增大, 透明窗口的两个最小值点和中间最大值点位置始终保持不变, 而两边的最大值点会对称地向左右发生微小移动, 导致两透明窗口变宽. 因而仅引入非线性增益参量 G 不能使双光子诱导透明窗口变得尖锐陡峭, 为此需将相位 θ 考虑进去.

从图6可发现, 当 $\kappa=2\pi\times 215$ kHz, $\chi=0.1\kappa$, 在给定 G 值下, 并取 $\theta=\pi-\arctan\Delta'_i/k$ 时, 会产生更加尖锐的双透明窗口; 从图6还可以进一步看出, 在 G 取较大值时, 产生的双透明窗口比空腔情形更加狭窄. 综合图5和图6分析, 在光力腔置入参量放大器, 其非线性增益 G 和驱动参量放大器的光场的相位 θ 可有效地对双光子诱导透明窗口进行调控, 尤其在相位匹配(取 $\theta=\pi-\arctan\Delta'_i/k$) 形下, 可获得比空腔情形更加尖锐陡峭的双透明窗口.

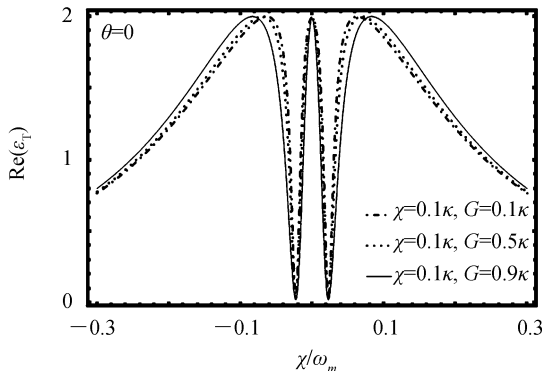


图5 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 随 χ/ω_1 的变化关系
Fig.5 $\text{Re}(\epsilon_T)$ as a function of χ/ω_1

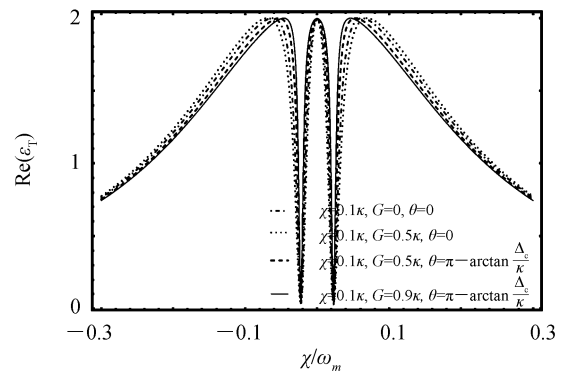


图6 $\text{Re}(\epsilon_T)$ 随 χ/ω_1 的变化关系
Fig.6 $\text{Re}(\epsilon_T)$ as a function of χ/ω_1

最后, 利用量子干涉解释库仑耦合作用导致光子诱导透明窗口从单窗口劈裂为双窗口的物理原理. 能级结构如图7. 其中 $|n_c, n_1, n_2\rangle$ 表示腔光子数、机械模1声子数、机械模2声子数分别为 n_c, n_1, n_2 的量子态. 首先, 当不考虑两振子间的库仑耦合($\chi=0$)时, 由于同时存在泵浦场与探测场, 将产生频差为 $\delta=\omega_d-\omega_p$ 的拍频, 当 $\delta\approx\omega_1$ 时, 相干共振会使得泵浦场发生斯托克斯过程和反斯托克斯过程, 若系统满足红边带条件: $\omega_1\gg\kappa$, 导致斯托克斯过程被抑制, 于是反斯托克斯过程会使泵浦场吸收一个声子转换为一个反斯托克斯光

子,由于反斯托克斯光子与腔内探测场光子的频率可看成简并,于是它们间的干涉相消使得单光子诱导透明窗口出现.此时,引入纳米振子间的库仑耦合作用,将导致第四个能级 $|n_c, n_1, n_2 + 1\rangle$ 被引入,由于 $|n_c, n_1, n_2 + 1\rangle$ 通过 $|n_c, n_1 + 1, n_2\rangle$ 将与 $|n_c + 1, n_1, n_2\rangle$ 发生间接相互作用,造成另一条量子干涉路径产生,进而打破了原先由一条量子干涉途径建立起来的干涉平衡,使得单透明窗口消失,同时两条量子干涉路径将建立起新的干涉平衡导致双透明窗口产生.

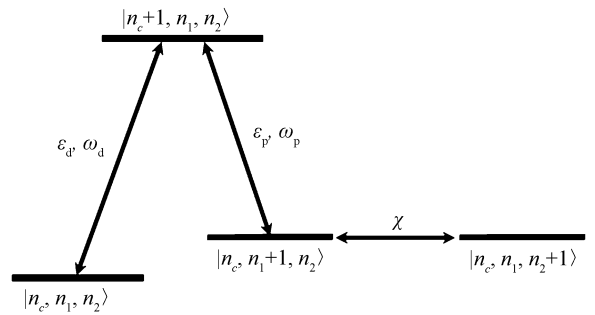


图7 能级示意图

Fig.7 Schematic of the energy-level diagram

4 结论

提出一个内置的光学参量放大器且含有库仑相互作用的光力系统理论方案,研究该光力系统中弱探测光的双光子诱导透明窗口的可调特性.数值计算表明,两纳米振子间的库仑作用可有效地使单光子诱导透明窗口劈裂为双窗口,且随着库仑耦合强度的增大,两透明窗口间的距离将被对称地增大;其次,光子腔衰减率的改变对两窗口的位置和深度无影响,仅对两透明窗口的宽度产生细微改变,因此本文光力系统的测量精度在坏腔情形下也能够很好地保持;再次,仅增加参量放大器的非线性增益参量值将会使两透明窗口变宽,而引入驱动参量放大器的光场相位,利用相位匹配可以产生比空腔情形更加狭窄陡峭的双透明窗口,这可用于比空腔情况更加精密的测量;最后,利用量子干涉原理阐述了库仑耦合作用导致双光子诱导透明窗口出现的物理原理.

参考文献

- [1] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, **77**(2): 633.
- [2] WU Ying, YANG Xiao-xue. Electromagnetically induced transparency in V-, Λ -, and cascade-type schemes beyond steady-state analysis[J]. *Physical Review A*, 2005, **71**(5): 053806.
- [3] WANG Yong-hua, WEI Li-ping, ZANG Jun-bin, et al. Electromagnetically induced transparency-like effect in the optimized silicon micro ring resonators[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, **43**(2): 0213004.
王永华, 韦丽萍, 臧俊斌, 等. 类电磁诱导透明效应在硅基微环谐振腔中的实现与优化[J]. *光子学报*, 2014, **43**(2): 0213004.
- [4] LUKIN M D, IMAMOGLU A. Controlling photons using electromagnetically induced transparency[J]. *Nature*, 2001, **413**(6853): 273-276.
- [5] LI Jin-jin, ZHU Ka-di. Nanometer optomechanical transistor based on nanometer cavity optomechanics with a single quantum dot[J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, **110**(11): 114308.
- [6] WEIS S, RIVIERE R, DEL' EGLISE S, et al. Optomechanically induced transparency[J]. *Science*, 2010, **330**(6010): 1520-1523.
- [7] AGARWAL G S, HUANG Su-mei. Electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light[J]. *Physical Review A*, 2010, **81**(4): 041803(R).
- [8] FIORE V, DONG C, KUZYK M C, et al. Optomechanical light storage in a silica microresonator[J]. *Physical Review A*, 2013, **87**(2): 023812.
- [9] ZHAN Xiao-gui, SI Liu-gang, ZHENG An-shou, et al. Tunable slow light in a quadratically coupled optomechanical system[J]. *Journal of Physics B*, 2013, **64**(2): 025501.
- [10] YAN Xiao-bao, GU Kai-hui, FU Chang-bao, et al. Optical switching of optomechanically induced transparency and normal mode splitting in a double-cavity system[J]. *The European Physical Journal D*, 2014, **68**(5): 126.
- [11] TEUFEL J D, LI D, ALLMAN M S, et al. Circuit cavity electromechanics in the strong-coupling regime[J]. *Nature*, 2011, **471**(7337): 204-208.
- [12] DONG Ying, YE Jun-wu, PU Han. Multistability in an optomechanical system with a two-component bose-einstein condensate[J]. *Physical Review A*, 2011, **83**(3): 031608(R).
- [13] HAN Y, CHANG J, ZHOU L. The quadrature squeezing of a mirror in cavity optomechanics coupled with atomic media[J]. *The European Physical Journal D*, 2013, **67**(1): 20.
- [14] LI Jin-jin, ZHU Ka-di. A scheme for measuring vibrational frequency and coupling strength in a coupled nanomechanical resonator-quantum dot system[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **94**(6): 063116.

- [15] MILES B. Quantum electromechanical systems[J]. *Physics Reports*, 2004, **395**(3): 159-222.
- [16] MA Peng-cheng, ZHANG Jian-qi, XIAO Yin, *et al.* Tunable double optomechanically induced transparency in an optomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2014, **90**(4): 043825.
- [17] HU Xue-mei, MA Lin, GUO Su-na, *et al.* Influence research of bias voltage on capacitive micro-mechanical accelerometer[J]. *Journal of Wuhan University of Technology*, 2009, **31**(15): 95-98.
胡雪梅, 马林, 郭素娜, 等. 偏置电压对电容式微机械加速度计的影响研究[J]. 武汉理工大学学报, 2009, **31**(15): 95-98.
- [18] AGARWAL G S, HUANG Su-mei. Strong mechanical squeezing and its detection[J]. *Physical Review A*, 2016, **93**(4): 3844.
- [19] ZHANG Cai-yun, LI Hu, PAN Gui-xia, *et al.* Entanglement of movable mirror and cavity field enhanced by an optical parametric amplifier[J]. *Chinese Physics B*, 2016, **25**(7): 074202.
- [20] WU De-chang, YANG Shu. Double-sided T-shaped-disk waveguide filters based on plasmon-induced transparency[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2016, **37**(10): 1287-1291.
吴德昌, 杨树. 等离子体诱导透明的 T 形-圆形波导滤波器[J]. 发光学报, 2016, **37**(10): 1287-1291.
- [21] XIONG Hao, SI Liu-gang, WU Ying. Precision measurement of electrical charges in an optomechanical system beyond linearized dynamics[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, **110**(17): 171102.