

回音壁微腔光力系统的相干控制与完全相干透射

陆赫林 杜春光

Coherent control of whispering-gallery-mode optomechanical microresonators and perfect transparency

Lu He-Lin Du Chun-Guang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 214204 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.214204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I21>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于自发辐射相干实现光学前驱动场

Optical precursors via spontaneously generated coherence

物理学报.2016, 65(10): 104201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104201>

金属目标原子晶格结构对其量子雷达散射截面的影响

Impact of metal target's atom lattice structure on its quantum radar cross-section

物理学报.2015, 64(15): 154203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154203>

相干布居数拍频信号与基态超精细子能级相干性关系的研究

Study on the relationship between coherent population beating signal and the coherence of ground-state hyperfine sublevels

物理学报.2015, 64(13): 134203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134203>

微波场作用下三能级原子系统的无反转光放大

Amplification without population inversion in tree-level system driven by an additional microwave field

物理学报.2015, 64(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064205>

芯片原子钟相干布居囚禁谱线特性研究

Study on characteristics of coherent population trapping spectral line for chip-scale atomic clock

物理学报.2015, 64(3): 034207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034207>

## 回音壁微腔光力系统的相干控制与完全相干透射\*

陆赫林<sup>1)2)</sup> 杜春光<sup>1)†</sup>

1)(清华大学物理系, 低维量子物理国家重点实验室, 北京 100084)

2)(云南民族大学电气信息工程学院物理系, 昆明 650031)

(2016年4月29日收到; 2016年6月14日收到修改稿)

本文研究了两侧同时输入的回音壁模谐振双微腔光力系统中电磁诱导透明的相干调控. 通过改变双微腔两侧探测场的强度比值及相位差, 可以有效控制电磁诱导透明窗口的宽度和深度, 对探测场的吸收和色散等性质实施显著的影响, 并且能够在特殊频率处产生关于探测场的完全相干透射现象.

**关键词:** 回音壁模, 完全相干透射, 双腔光力系统, 电磁诱导透明

**PACS:** 42.50.Gy, 03.65.Ta, 42.50.Wk

**DOI:** 10.7498/aps.65.214204

## 1 引言

微腔光力学是纳米物理与光学的交叉学科, 近几年得到了迅速发展. 微腔光力学系统中光学自由度与力学自由度之间存在较强的相互作用, 这一独特性质在弱力、微小位移及微小质量的高灵敏度测量中<sup>[1-3]</sup>具有广阔的应用前景, 并且在量子通信以及量子信息处理中也具有潜在的应用价值. 最简单、最标准的光力学系统是一端固定而另一端可以做微小振动的法布里-珀罗腔<sup>[4,5]</sup>. 近年来, 由于纳米科技以及半导体技术的迅猛发展, 使光力耦合器件在空间尺度上越来越小, 尤其是高精度光学微腔的出现, 使光力系统家族不断扩大, 其中的一个新类型是环形光力学微谐振腔<sup>[6,7]</sup>, 其腔场模式为回音壁模式 (whispering gallery mode, WGM). 当回音壁模微腔受到激光驱动时, 腔内循环的光子将在腔的侧壁上施加径向的压力, 从而形成呼吸模式的径向周期伸缩的机械振动. 该系统的优点是制备工艺简单, 腔体和机械振子的品质因子较高 ( $10^7$ — $10^{10}$ ), 光力耦合强度大, 具有极好的可集成性<sup>[8-10]</sup>.

光力系统中的许多物理现象引起了人们的强烈兴趣, 如基态冷却<sup>[11-14]</sup>、光力诱导透明<sup>[15-17]</sup>、光力自由度之间的量子纠缠<sup>[18]</sup>以及光力系统的非线性效应<sup>[19]</sup>等均得到了深入的研究. 特别是在腔光力系统中实现了快慢光以及光存储, 由于它们潜在的应用价值巨大而引起了人们的特别研究与关注<sup>[20,21]</sup>. 最近, Agarwal和Huang<sup>[22]</sup>研究了双边腔光力学模型中有趣的相干吸收现象, 即通过调节系统参数使左右探测场同时被系统完全相干吸收; 文献<sup>[23, 24]</sup>研究了双腔光力系统中存在双控制场的相干调控; 文献<sup>[25]</sup>研究了回音壁模谐振双微腔光力系统中单侧输入控制场和探测场情况下, 耦合腔光力学体系的三路干涉诱导透明. 本文在这些工作的基础上, 分析了两侧同时输入控制场和探测场的回音壁模双微腔光力系统 (假设其中一个微腔存在机械振动模, 且两个微腔的光场之间存在相互耦合). 分析表明: 可以通过两个输入场的相对相位来调控电磁诱导透明, 并且可以出现完全相干透射现象, 即从一个腔输入的探测场全部从另一个腔输出. 这些现象都是通常的电磁诱导透明系统中没有的新现象, 有可能应用于新型光信息处理器件.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11274197, 91221205) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ducg@mail.tsinghua.edu.cn

## 2 模型和方程

本文所研究的回音壁模谐振双微腔光力系统如图1所示,其中,回音壁模谐振系统的两个微腔(a与c)之间通过倏逝场耦合起来.腔体c中包含频率为 $\omega_m$ 的力学模.两根纤维型的波导分别与腔体c和a的边侧耦合,用来控制和探测场的输入与输出.控制光场和探测光场的频率分别为 $\omega_L$ 和 $\omega_p$ ,它们同时从上下两侧输入(如图1).

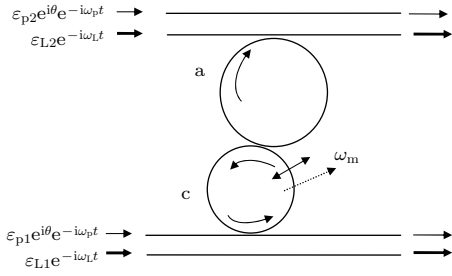


图1 回音壁模谐振双微腔光力系统

Fig. 1. The double-cavity optomechanical system of the whispering-gallery-mode microresonators.

系统的哈密顿量为

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_c + \hat{H}_I + \hat{H}_d, \quad (1)$$

式中,  $\hat{H}_0 = \hbar\omega_c \hat{c}^\dagger \hat{c} + \hbar\omega_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar\omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b}$  为系统自由哈密顿量;  $\hat{H}_c = \hbar\lambda(\hat{a}\hat{c}^\dagger + \hat{c}\hat{a}^\dagger)$  为两个微腔的相互作用项;  $\hbar$  为普朗克常数,  $\lambda$  为两个腔之间的耦合系数, 随着两微腔耦合处的间隙层厚度的增加, 耦合系数呈指数减小;  $\hat{H}_I = \hbar g \hat{c}^\dagger \hat{c}(\hat{b}^\dagger + \hat{b})$  为腔c的光学模与力学模之间的相互作用项;  $\hat{c}(\hat{c}^\dagger)$  和  $\hat{a}(\hat{a}^\dagger)$  分别为两个回音壁微腔中光子的湮灭(产生)算符,  $\hat{b}^\dagger$  和  $\hat{b}$  分别表示力学模声子的产生和湮灭算符, 并且满足对易关系,  $[\hat{c}, \hat{c}^\dagger] = 1$ ,  $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ ,  $[\hat{c}, \hat{a}] = 0$  以及  $[\hat{b}, \hat{b}^\dagger] = 1$ . 假设只有腔c中有力学模, 此力学模可等效为一个频率为 $\omega_m$ , 有效质量为 $m$ 的谐振子. 腔模c和力学模b通过辐射压耦合, 耦合系数为 $g$ . 剩余的一项 $\hat{H}_d$ 是输入光场驱动腔模的哈密顿量, 具体形式如下:

$$\begin{aligned} \hat{H}_d = & i\hbar\epsilon_{L1}(\hat{c}^\dagger e^{-i\omega_L t} - \hat{c} e^{i\omega_L t}) \\ & + i\hbar\epsilon_{p1}(\hat{c}^\dagger e^{-i\omega_p t} - \hat{c} e^{i\omega_p t}) \\ & + i\hbar\epsilon_{L2}(\hat{a}^\dagger e^{-i\omega_L t} - \hat{a} e^{i\omega_L t}) \\ & + i\hbar\epsilon_{p2}(\hat{a}^\dagger e^{i\theta} e^{-i\omega_p t} - \hat{a} e^{-i\theta} e^{i\omega_p t}), \end{aligned} \quad (2)$$

(2)式中的第一、二项分别是c侧输入的控制场和探测场驱动腔模的哈密顿量, 第三、四项分

别是a侧输入控制场和探测场驱动腔模的哈密顿量; 驱动振幅分别为 $\epsilon_{p1} = \sqrt{2\kappa_{\text{ex}}\wp_{p1}/(\hbar\omega_p)}$ ,  $\epsilon_{p2} = \sqrt{2\kappa_{\text{ex}}\wp_{p2}/(\hbar\omega_p)}$ ,  $\epsilon_{L1} = \sqrt{2\kappa_{\text{ex}}\wp_{L1}/(\hbar\omega_L)}$  和  $\epsilon_{L2} = \sqrt{2\kappa_{\text{ex}}\wp_{L2}/(\hbar\omega_L)}$  (其中,  $\wp_{p1}$ ,  $\wp_{p2}$ ,  $\wp_{L1}$  和  $\wp_{L2}$  分别是相关各场的功率,  $\kappa_{\text{ex}}$  表征腔模与波导的耦合损失),  $\theta$  是两个探测场的相位差.

由于一个系统的物理性质在么正变换下是不变的, 所以通过选择适当的么正变换, 可以使系统的哈密顿量得到简化, 本文所采用的么正变换为

$$\hat{U} = e^{i(\hat{c}^\dagger \hat{c} + \hat{a}^\dagger \hat{a})\omega_L t}. \quad (3)$$

在此变换下, 系统的哈密顿量做相应的变换

$$\hat{H} \rightarrow \hat{U} \left( \hat{H} - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right) \hat{U}^\dagger. \quad (4)$$

并利用恒等式  $e^{i\hat{c}^\dagger \hat{c}\omega_L t} \hat{c} e^{-i\hat{c}^\dagger \hat{c}\omega_L t} = \hat{c} e^{-i\omega_L t}$  及  $e^{i\hat{c}^\dagger \hat{c}\omega_L t} \hat{c}^\dagger e^{-i\hat{c}^\dagger \hat{c}\omega_L t} = \hat{c}^\dagger e^{i\omega_L t}$ , 则系统的哈密顿量变为

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\Delta_c \hat{c}^\dagger \hat{c} + \hbar\Delta_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar g \hat{c}^\dagger \hat{c}(\hat{b}^\dagger + \hat{b}) \\ & + \hbar\omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b} + i\hbar\epsilon_{L1}(\hat{c}^\dagger - \hat{c}) + i\hbar\epsilon_{L2}(\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \\ & + i\hbar(\hat{c}^\dagger \epsilon_{p1} e^{-i\delta t} - \hat{c} \epsilon_{p1}^* e^{i\delta t}) + \hbar\lambda(\hat{a}\hat{c}^\dagger + \hat{c}\hat{a}^\dagger) \\ & + i\hbar(\hat{a}^\dagger \epsilon_{p2} e^{i\theta} e^{-i\delta t} - \hat{a} \epsilon_{p2}^* e^{-i\theta} e^{i\delta t}), \end{aligned} \quad (5)$$

其中,  $\Delta_c = \omega_c - \omega_L$ ,  $\Delta_a = \omega_a - \omega_L$ , 分别为腔模a和c与控制场的频率失谐,  $\delta = \omega_p - \omega_L$  为探测场与控制场的频率失谐. 在得到系统哈密顿量的基础上, 并且考虑了两个微腔的腔漏以及力学振子的热涨落后, 系统的力学模以及两个微腔算符的海森堡朗之万方程为

$$\dot{\hat{b}} = -i\omega_m \hat{b} - ig\hat{c}^\dagger \hat{c} - \frac{\gamma_m}{2} \hat{b} + \sqrt{\gamma_m} \hat{b}_{\text{in}}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{c}} = & -[\kappa_c + i\Delta_c + ig(\hat{b}^\dagger + \hat{b})]\hat{c} + \epsilon_{L1} \\ & + \epsilon_{p1} e^{-i\delta t} - i\lambda\hat{a} + \sqrt{2\kappa_c} \hat{c}_{\text{in}}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{\hat{a}} = & -(\kappa_a + i\Delta_a)\hat{a} + \epsilon_{L2} + \epsilon_{p2} e^{i\theta} e^{-i\delta t} \\ & - i\lambda\hat{c} + \sqrt{2\kappa_a} \hat{a}_{\text{in}}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中,  $\gamma_m$  是由于中间力学振子与周围热环境之间耦合导致的机械阻尼率(即力学模的阻尼率);  $\kappa_c$  和  $\kappa_a$  分别是腔模c和a的腔损耗率;  $\hat{b}_{\text{in}}$ ,  $\hat{a}_{\text{in}}$  和  $\hat{c}_{\text{in}}$  分别是作用在力学振子上的热噪声和左右微腔中的输入量子真空噪声, 由于这些噪声平均值为零, 即  $\langle \hat{a}_{\text{in}}(t) \rangle = \langle \hat{b}_{\text{in}}(t) \rangle = \langle \hat{c}_{\text{in}}(t) \rangle = 0$ , 所以我们在研究涨落算符期望值的时候可以忽略掉噪声项.

为了得到此系统各算符的平均值方程, 我们采用了算符因式分解假设  $\langle \hat{q}\hat{c} \rangle = \langle \hat{q} \rangle \langle \hat{c} \rangle$  (由于本文两侧输入的控制场是强驱动场, 所以系统算符乘积期

望值可以采用这样的半经典近似). 即在稳态情况下, 算符在平均值附近的涨落关联与相应算符平均值乘积之比可以忽略. 假设探测场和控制场都是相干光场, 且探测场远远弱于控制场, 于是探测场可以看成微扰来处理. 在微扰近似下, 求系统稳态时可以忽略探测场, 通过方程组 (6)—(8), 得到系统算符稳态平均值为

$$\langle \hat{b} \rangle = b_s = \frac{-ig|c_s|^2}{\frac{\gamma_m}{2} + i\omega_m}, \quad (9)$$

$$\langle \hat{a} \rangle = a_s = \frac{\varepsilon_{L2} - i\lambda c_s}{\kappa_a + i\Delta_2}, \quad (10)$$

$$\langle \hat{c} \rangle = c_s = \frac{\varepsilon_{L1} - i\lambda a_s}{\kappa_c + i\Delta_1}, \quad (11)$$

其中  $\Delta_1$  和  $\Delta_2$  分别为腔模  $c$  和  $a$  与控制场 ( $\omega_L$ ) 之间的有效频率失谐, 分别定义为  $\Delta_1 = \Delta_c + g(b_s^* + b_s)$ ,  $\Delta_2 = \Delta_a$ .

当两个微腔中都同时输入探测场, 以及两微腔之间存在相互作用的情况下, 算符分解为平均值与扰动之和, 即  $\hat{b} = b_s + \delta\hat{b}$ ,  $\hat{c} = c_s + \delta\hat{c}$ ,  $\hat{a} = a_s + \delta\hat{a}$ , 代入动力学方程组 (6)—(8) 中, 并保留线性项, 则可得系统线性化的量子朗之万方程:

$$\begin{aligned} \dot{\delta\hat{b}} = & -i\omega_m\delta\hat{b} - ig(c_s^*\delta\hat{c} + c_s\delta\hat{c}^\dagger) \\ & - \frac{\gamma_m}{2}\delta\hat{b} + \sqrt{\gamma_m}\hat{b}_{in}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \dot{\delta\hat{c}} = & -(\kappa_c + i\Delta_1)\delta\hat{c} - igc_s(\delta\hat{b}^\dagger + \delta\hat{b}) \\ & + \varepsilon_{p1}e^{-i\delta t} - i\lambda\delta\hat{a} + \sqrt{2\kappa_c}\hat{c}_{in}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \dot{\delta\hat{a}} = & -(\kappa_a + i\Delta_2)\delta\hat{a} + \varepsilon_{p2}e^{i\theta t}e^{-i\delta t} \\ & - i\lambda\delta\hat{c} + \sqrt{2\kappa_a}\hat{a}_{in}. \end{aligned} \quad (14)$$

为了让动力学方程组能更清楚地呈现出系统中的物理实质, 可以通过引入  $\delta\hat{b} \rightarrow \delta\hat{b}e^{-i\omega_m t}$ ,

$\delta\hat{c} \rightarrow \delta\hat{c}e^{-i\Delta_1 t}$  和  $\delta\hat{a} \rightarrow \delta\hat{a}e^{-i\Delta_2 t}$  变换. 由于研究的是探测场对此双腔光力系统的平均光学响应, 所以, 可忽略任何量子噪声的作用. 由此得到线性化的量子朗之万方程:

$$\begin{aligned} \dot{\delta\hat{b}} = & -ig[c_s^*\delta\hat{c}e^{-i(\Delta_1-\omega_m)t} + c_s\delta\hat{c}^\dagger e^{i(\Delta_1+\omega_m)t}] \\ & - \frac{\gamma_m}{2}\delta\hat{b}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \dot{\delta\hat{c}} = & -\kappa_c\delta\hat{c} \\ & - igc_s[\delta\hat{b}^\dagger e^{i(\omega_m+\Delta_1)t} + \delta\hat{b}e^{-i(\omega_m-\Delta_1)t}] \\ & + \varepsilon_{p1}e^{-i(\delta-\Delta_1)t} - i\lambda\delta\hat{a}e^{-i(\Delta_2-\Delta_1)t}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \dot{\delta\hat{a}} = & -\kappa_a\delta\hat{a} + \varepsilon_{p2}e^{i\theta}e^{-i(\delta-\Delta_2)t} \\ & - i\lambda\delta\hat{c}e^{i(\Delta_2-\Delta_1)t}. \end{aligned} \quad (17)$$

当控制场与相应腔模之间的有效频率失谐在力学红边带, 即  $\Delta_1 \approx \Delta_2 \approx \omega_m$ , 并且  $|gc_s| \ll \omega_m$  时, 可以忽略方程 (15)—(17) 中的高频项 (旋转波近似), 则可得到涨落算符期望值所满足的方程:

$$\langle \delta\hat{b} \rangle = -igc_s^* \langle \delta\hat{c} \rangle - \frac{\gamma_m}{2} \langle \delta\hat{b} \rangle, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \langle \delta\hat{c} \rangle = & -\kappa_c \langle \delta\hat{c} \rangle - igc_s \langle \delta\hat{b} \rangle + \varepsilon_{p1}e^{-ixt} \\ & - i\lambda \langle \delta\hat{a} \rangle, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\langle \delta\hat{a} \rangle = -\kappa_a \langle \delta\hat{a} \rangle + \varepsilon_{p2}e^{i\theta}e^{-ixt} - i\lambda \langle \delta\hat{c} \rangle, \quad (20)$$

其中,  $x = \delta - \omega_m = \omega_p - \omega_L - \omega_m$  为光场与力学模之间的双光子频率失谐. 根据方程 (18)—(20) 的特征, 可以假定其解具有如下形式:

$$\langle \delta\hat{s} \rangle = \delta s_+ e^{-ixt} + \delta s_- e^{ixt}, \quad (21)$$

其中,  $\hat{s} = \hat{b}, \hat{c}, \hat{a}$ . 把 (21) 式代入方程组 (18)—(20) 中, 比较等式两边含  $e^{-ixt}$  和  $e^{ixt}$  项的系数, 通过计算得

$$\delta b_+ = \frac{-iG[\varepsilon_{p1}(\kappa_a - ix) - i\lambda\varepsilon_{p2}e^{i\theta}]}{(\kappa_a - ix)(\kappa_c - ix)(\gamma_m/2 - ix) + \lambda^2(\gamma_m/2 - ix) + G^2(\kappa_a - ix)}, \quad (22)$$

$$\delta c_+ = \frac{\varepsilon_{p1}(\kappa_a - ix)(\gamma_m/2 - ix) - i\lambda\varepsilon_{p2}e^{i\theta}(\gamma_m/2 - ix)}{(\kappa_a - ix)(\kappa_c - ix)(\gamma_m/2 - ix) + \lambda^2(\gamma_m/2 - ix) + G^2(\kappa_a - ix)}, \quad (23)$$

$$\delta a_+ = \frac{-i\lambda\varepsilon_{p1}(\gamma_m/2 - ix) + (\kappa_c - ix)(\gamma_m/2 - ix)\varepsilon_{p2}e^{i\theta} + G^2\varepsilon_{p2}e^{i\theta}}{(\kappa_a - ix)(\kappa_c - ix)(\gamma_m/2 - ix) + \lambda^2(\gamma_m/2 - ix) + G^2(\kappa_a - ix)}, \quad (24)$$

其中,  $G = gc_s$  为光力等效耦合率. 不失一般性, 可设  $c_s$  和  $a_s$  均为实数 [23].

由 (21), (23) 和 (24) 式, 可以分别计算光腔  $c$  的输出场  $\varepsilon_{out1}$  和光腔  $a$  的输出场  $\varepsilon_{out2}$ . 首先根据光腔的输入输出关系 [26], 可得到输出场与腔模之间的关系式:

$$\varepsilon_{out1} + \varepsilon_{p1}e^{-ixt} = 2\kappa_c\delta c_+, \quad (25)$$

$$\varepsilon_{out2} + \varepsilon_{p2}e^{i\theta}e^{-ixt} = 2\kappa_a\delta a_+. \quad (26)$$

同时假设输出场  $\varepsilon_{out1}$  和  $\varepsilon_{out2}$  也具有与 (21) 式相同形式, 即

$$\varepsilon_{out1} = \varepsilon_{out1+}e^{-ixt} + \varepsilon_{out1-}e^{ixt}, \quad (27)$$

$$\varepsilon_{\text{out}2} = \varepsilon_{\text{out}2+} e^{-ixt} + \varepsilon_{\text{out}2-} e^{ixt}, \quad (28)$$

其中, 输出场分量  $\varepsilon_{\text{out}1+}$  和  $\varepsilon_{\text{out}2+}$  具有与探测场相同的频率  $\omega_p$ . 由于光力相互作用的非线性混频过程, 输出场分量  $\varepsilon_{\text{out}1-}$  和  $\varepsilon_{\text{out}2-}$  具有与反斯托克

斯场相同的频率. 根据 (22)—(28) 式, 可得到我们所关心的输出场的分量  $\varepsilon_{\text{out}1+} = 2\kappa_c \delta c_+ - \varepsilon_{p1}$  和  $\varepsilon_{\text{out}2+} = 2\kappa_a \delta a_+ - \varepsilon_{p2} e^{i\theta}$ , 通过计算可得

$$\varepsilon_{\text{out}1+} = 2\kappa_c \frac{(\kappa_a - ix)(\gamma_m/2 - ix)\varepsilon_{p1} - i\lambda e^{i\theta}(\gamma_m/2 - ix)\varepsilon_{p2}}{(\kappa_a - ix)(\kappa_c - ix)(\gamma_m/2 - ix) + \lambda^2(\gamma_m/2 - ix) + G^2(\kappa_a - ix)} - \varepsilon_{p1}, \quad (29)$$

$$\varepsilon_{\text{out}2+} = 2\kappa_a \frac{-i\lambda(\gamma_m/2 - ix)\varepsilon_{p1} + (\kappa_c - ix)(\gamma_m/2 - ix)\varepsilon_{p2} e^{i\theta} + G^2\varepsilon_{p2} e^{i\theta}}{(\kappa_a - ix)(\kappa_c - ix)(\gamma_m/2 - ix) + \lambda^2(\gamma_m/2 - ix) + G^2(\kappa_a - ix)} - \varepsilon_{p2} e^{i\theta}. \quad (30)$$

为了研究回音壁模谐振双微腔光力系统中, 微腔 c 和 a 两侧探测场的强度比值和相位差对 c 侧输出探测场电磁诱导透明性质的影响, 可以按照文献 [16] 所定义的正交变量  $\varepsilon_T = 2\kappa_c \delta c_+ / \varepsilon_{p1}$  来表征, 由此可以得到

$$\varepsilon_T = \frac{2\kappa_c(\kappa_a - ix)(\gamma_m/2 - ix) - 2i\kappa_c\lambda n e^{i\theta}(\gamma_m/2 - ix)}{(\kappa_a - ix)(\kappa_c - ix)(\gamma_m/2 - ix) + \lambda^2(\gamma_m/2 - ix) + G^2(\kappa_a - ix)}, \quad (31)$$

其中,  $n = \varepsilon_{p2} / \varepsilon_{p1}$  为 c 和 a 侧两个探测场的场强之比. 正交变量  $\varepsilon_T$  的实部  $\text{Re}(\varepsilon_T)$  和虚部  $\text{Im}(\varepsilon_T)$  分别表征 c 侧探测场的吸收和色散行为.

### 3 数值计算结果与讨论

#### 3.1 相干光力诱导透明

当  $\varepsilon_{p1} \neq 0$  且  $\varepsilon_{p2} = 0$  时, 从 (29) 和 (30) 式可以看出, 当  $x = 0$  (即  $\omega_p = \omega_m + \omega_L$ ),  $\kappa_c = \lambda$  和  $\gamma_m = \frac{2G^2\kappa_a}{\lambda\kappa_a - \lambda^2}$  同时满足时, 有  $\left| \frac{\varepsilon_{\text{out}1+}}{\varepsilon_{p1}} \right| = 0$ , 以及  $\left| \frac{\varepsilon_{\text{out}2+}}{\varepsilon_{p1}} \right| = 1$ , 即从系统 c 侧输入的探测场将从系统的 a 侧完全透射出来, 此即相干完全透射现象, 如图 2 所示. 这是由于从波导输入的探测场经腔 c 与系统光力作用所产生的斯托克斯场发生干涉的结果. 相干完全透射可以应用在量子信息传递、转换等量子信息处理上. 数值计算也验证了这一结论.

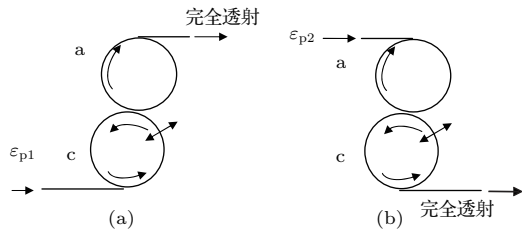


图 2 探测光完全透射示意图 (控制场未标出) (a) 探测场从 c 侧输入 ( $\varepsilon_{p2} = 0$ ); (b) 探测场从 a 侧输入 ( $\varepsilon_{p1} = 0$ )  
Fig. 2. Perfect transparency for probe field (control fields are not shown): (a)  $\varepsilon_{p2} = 0$ ; (b)  $\varepsilon_{p1} = 0$ .

在图 3 和图 4 中, 我们分别给出了两微腔 c 和 a 输出探测场的透射率  $|\varepsilon_{\text{out}1+}|^2 / |\varepsilon_{p1}|^2$  和  $|\varepsilon_{\text{out}2+}|^2 / |\varepsilon_{p1}|^2$  在不同  $\lambda$  ( $\lambda = 0.01\omega_m, 0.05\omega_m, 0.1\omega_m$ ) 值下, 随着输入探测场标准化频率失谐

$x/\omega_m$  的变化. 从图中可以看出: 微腔 c 中探测场在共振点处输出能量为零, 而微腔 a 的出射探测场透射率为 1, 出现完全透射; 随着两微腔的耦合系数  $\lambda$  的增加, 透射窗口变宽, 即, 由于两微腔之间的耦合增强, 从微腔 c 输运到微腔 a 的能量也增多. 因此, 说明两个微腔的耦合系数  $\lambda$  能调控探测场的相干性质. 相干透射属于量子光力学现象, 在存在力学振子的条件下, 探测场能量仍然可以从一侧完全透射到另一侧. 另外, 只有当力学振子的机械阻尼率  $\gamma_m$  比较小时, 探测场在隧穿过程中才能避免较大的能量损失, 否则探测场的一部分能量将被力学振子吸收并迅速耗散掉, 使探测场的透射能量 (相对输入探测场能量) 远小于 100%. 所以从 c 侧入射的探测场, 得以通过双微腔的耦合后, 从 a 侧完全透射出来.

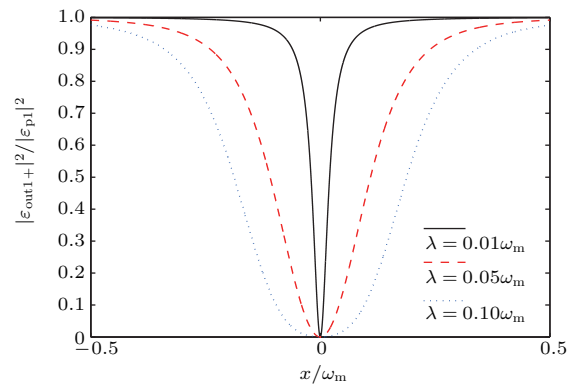


图 3  $\varepsilon_{p2} = 0$  情况下腔 c 输出探测场透射率  $|\varepsilon_{\text{out}1+}|^2 / |\varepsilon_{p1}|^2$  与标准化频率失谐  $x/\omega_m$  的关系 (参数:  $G = 0.1\omega_m, \kappa_a = 0.2\omega_m$ )  
Fig. 3. Normalized output probe field energy  $|\varepsilon_{\text{out}1+}|^2 / |\varepsilon_{p1}|^2$  versus normalized input probe field detuning  $x/\omega_m$  for  $\varepsilon_{p2} = 0$ . Parameters:  $G = 0.1\omega_m, \kappa_a = 0.2\omega_m$ .

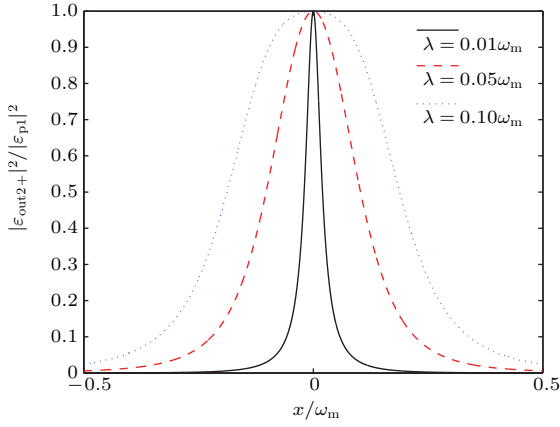


图4  $\varepsilon_{p2} = 0$  情况下腔 a 输出探测场透射率  $|\varepsilon_{out2+}|^2/|\varepsilon_{p1}|^2$  与标准化频率失谐  $x/\omega_m$  的关系, 其中参数与图 3 相同

Fig. 4. Normalized output probe field energy  $|\varepsilon_{out2+}|^2/|\varepsilon_{p1}|^2$  versus normalized input probe field detuning  $x/\omega_m$  for  $\varepsilon_{p2} = 0$ , where parameters are the same as in Fig. 3.

当此系统中的上述过程两个探测场的输入输出反过来, 即  $\varepsilon_{p1} = 0$  和  $\varepsilon_{p2} \neq 0$  时, 从 (29) 和 (30) 式的计算可以得出, 当在共振点处  $x = 0$ ,  $\kappa_c = \lambda$  和  $\gamma_m = \frac{2G^2\kappa_a}{\lambda^2 - \lambda\kappa_a}$  同时满足时, 有  $\left|\frac{\varepsilon_{out2+}}{\varepsilon_{p2}}\right| = 0$ , 以及  $\left|\frac{\varepsilon_{out1+}}{\varepsilon_{p2}}\right| = 1$ , 即从系统 a 侧输入的探测场将从系统的 c 侧完全透射出来, 此双微腔光力系统也发生相干完全透射现象. 图 5 和图 6 分别给出了两微腔 c 和 a 输出探测场的透射率  $|\varepsilon_{out1+}|^2/|\varepsilon_{p2}|^2$  和  $|\varepsilon_{out2+}|^2/|\varepsilon_{p2}|^2$  在不同  $\lambda$  ( $\lambda = 0.03\omega_m, 0.06\omega_m, 0.08\omega_m$ ) 值下, 随着输入探测场标准化频率失谐  $x/\omega_m$  的变化.

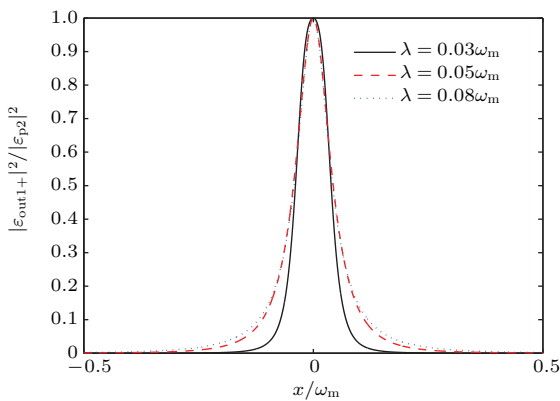


图5 (网刊彩色)  $\varepsilon_{p1} = 0$  情况下腔 c 输出探测场透射率  $|\varepsilon_{out1+}|^2/|\varepsilon_{p2}|^2$  与标准化频率失谐  $x/\omega_m$  的关系 (参数:  $G = 1.1\omega_m$ ,  $\kappa_a = 0.02\omega_m$ )

Fig. 5. (color online) Normalized output probe field energy  $|\varepsilon_{out1+}|^2/|\varepsilon_{p2}|^2$  versus normalized input probe field detuning  $x/\omega_m$  for  $\varepsilon_{p1} = 0$ . Parameters:  $G = 1.1\omega_m$ ,  $\kappa_a = 0.02\omega_m$ .

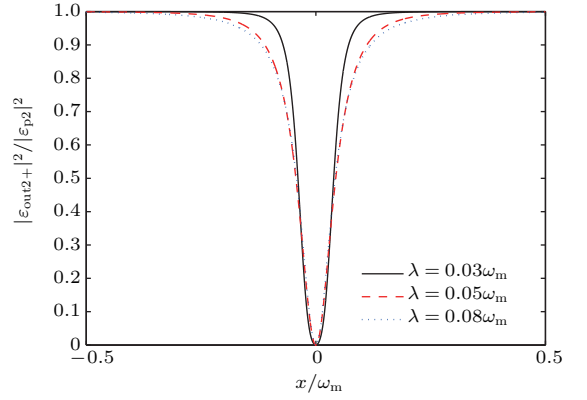


图6 (网刊彩色)  $\varepsilon_{p1} = 0$  情况下腔 a 输出探测场透射率  $|\varepsilon_{out2+}|^2/|\varepsilon_{p2}|^2$  与标准化频率失谐  $x/\omega_m$  的关系, 参数与图 5 相同

Fig. 6. (color online) Normalized output probe field energy  $|\varepsilon_{out2+}|^2/|\varepsilon_{p2}|^2$  versus normalized input probe field detuning  $x/\omega_m$  for  $\varepsilon_{p1} = 0$ . Parameters are the same as in Fig. 5.

从图 5 和图 6 可以看出, 在共振点处, 微腔 a 中探测场输出能量为零, 而微腔 c 的出射探测场出现了完全透射峰, 输出的透射率为 1, 发生完全相干透射现象. 说明即使系统存在不对称性, 也能在特定频率处出现对称的完全相干透射现象, 这来源于两微腔之间存在耦合, 使得探测场能在它们之间隧穿.

### 3.2 电磁诱导透明的实现与控制

为了实现此系统中两侧输入场对电磁诱导透明的调控, 系统两侧同时输入控制场和弱探测场. 具体参数可取为:  $\theta = \pi/2$ ,  $\gamma_m = 0.001\omega_m$ ,  $\kappa_a = 0.001\omega_m$ ,  $\kappa_c = 0.5\omega_m$ ,  $\lambda = 0.2\omega_m$  和  $G = 0.5\omega_m$ . 为了呈现出 a 侧输入场对 c 侧探测场光力诱导透明的调控影响, 首先, 可让两个探测场的幅度比值分别取为 0, 0.5 和 1, 则可得到正交变量  $\varepsilon_T$  的实部 (吸收) 和虚部 (色散) 随标准化频率失谐变化的曲线, 如图 7 和图 8 所示.

在图 7 中,  $\varepsilon_T$  的实部在系统共振点 ( $x = 0$ ) 处出现了一个明显的透明窗口, 说明在合适的参数情况下, 电磁诱导透明现象能在回音壁模谐振双微腔光力系统中出现. 即微腔中的耦合场光子吸收一个机械振子的声子能量转换成一个反斯托克斯光子, 该光子与腔内探测场光子之间发生破坏性干涉, 从而产生了电磁诱导透明现象. 可以看出, 在图 7 中, 随着两控制场幅度比的增加, 光力诱导透明窗口变深以及变窄. 即输入微腔 a 与微腔 c 的能量比值增

大时, 会促使微腔 a 电磁诱导吸收的增加, 其原因在于微腔 a 和微腔 c 的能量耦合.

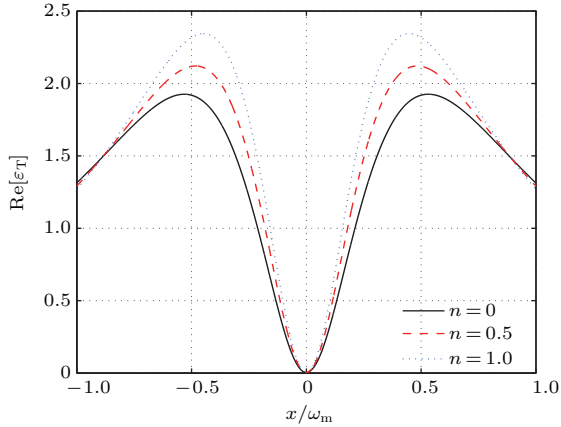


图 7 正交变量  $\varepsilon_T$  实部在不同  $n$  值下随标准化频率失谐  $x/\omega_m$  变化的关系曲线 (参数:  $\theta = \pi/2, G = 0.5\omega_m$ )  
 Fig. 7. Real part of the output probe field  $\varepsilon_T$  versus normalized frequency detuning  $x/\omega_m$ . Parameters:  $\theta = \pi/2, G = 0.5\omega_m$ .

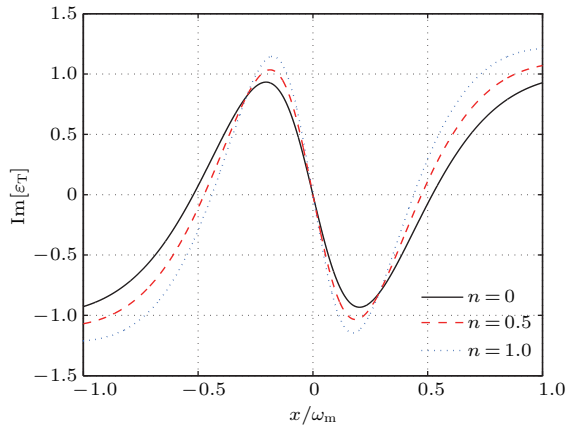


图 8 正交变量  $\varepsilon_T$  虚部在不同  $n$  值下随标准化频率失谐  $x/\omega_m$  变化的关系曲线, 参数与图 7 相同  
 Fig. 8. Imaginary part of the output probe field  $\varepsilon_T$  versus normalized frequency detuning  $x/\omega_m$ . Parameters are the same as in Fig. 7.

图 8 是正交变量  $\varepsilon_T$  虚部作为系统光场频率失谐的函数图. 图中展示了探测场在经过耦合的回音壁模谐振双微腔光力系统时所发生的色散变化. 而且随着两输入场幅度比  $n$  的增加, 曲线变得更陡. 这说明我们可以通过调节 a 侧探测场的幅度的大小取值来有效控制此光力系统的色散行为, 而利用这些性质可以在光力学系统中实现快慢光操控.

为了研究两侧探测场的相位对系统输出的调控, 系统的具体参数取为  $n = 1, \gamma_m = 0.001\omega_m, \kappa_a = 0.5\omega_m, \kappa_c = \omega_m, \lambda = 0.1\omega_m$  以及  $G = 0.5\omega_m$ , 而  $\theta$  取不同的值 ( $\theta = 0, \pi/2, \pi$ ). 此时正交变量

$\varepsilon_T$  的实部和虚部随标准化频率失谐的变化曲线如图 9 和图 10 所示. 随着相位差  $\theta$  的增加, 从图 9 可以看到电磁诱导透明的窗口从共振点  $x = 0$  的左右向两边移动, 这是由于两侧探测场之间发生相干的结果, 从而影响 c 侧探测场的吸收性质. 从图 10 可以看出, 色散曲线有向上移动的趋势. 说明两探测场之间的相位差  $\theta$  可以对系统电磁诱导透明的色散性质实施调控.

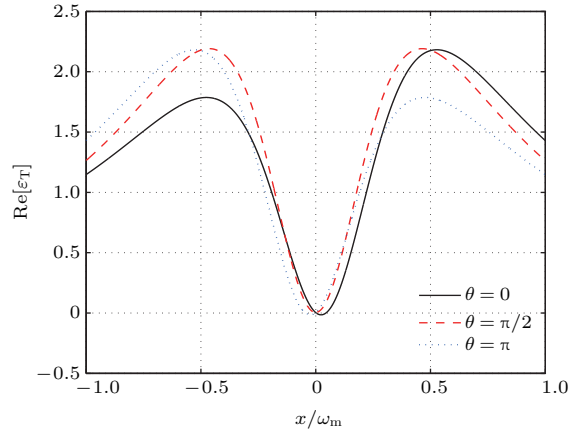


图 9 正交变量  $\varepsilon_T$  实部在不同  $\theta$  值下随标准化频率失谐  $x/\omega_m$  变化的关系曲线 (参数:  $n = 1, G = 0.5\omega_m$ )  
 Fig. 9. Real part of the output probe field  $\varepsilon_T$  versus normalized frequency detuning  $x/\omega_m$ . Parameters:  $n = 1, G = 0.5\omega_m$ .

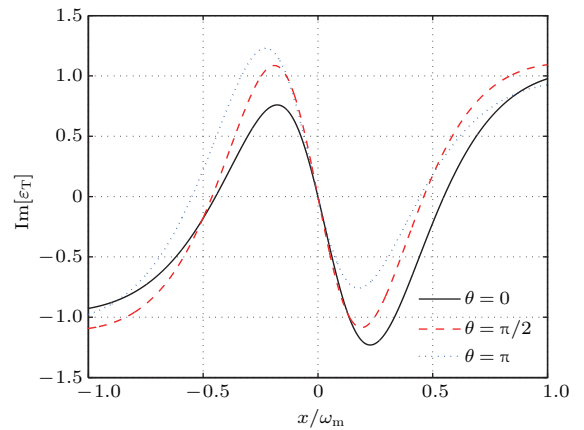


图 10 正交变量  $\varepsilon_T$  虚部在不同  $\theta$  值下随标准化频率失谐  $x/\omega_m$  变化的关系曲线, 参数与图 9 相同  
 Fig. 10. Imaginary part of the output probe field  $\varepsilon_T$  versus normalized frequency detuning  $x/\omega_m$ . Parameters are the same as in Fig. 9.

总之, 我们可以通过改变两个回音壁微腔 c 和 a 两侧探测场的强度比值以及相位差来有效地调控回音壁模谐振双微腔光力系统中的电磁诱导透明的吸收和色散性质, 进而可对弱光信号在光力系统中的动态传播特性进行有效调控.

## 4 结 论

我们在回音壁模谐振双微腔光力系统的两侧同时输入强控制场和弱探测场, 并且两侧的探测光幅度比和相位差可以调节. 通过对该系统的理论研究, 发现当探测场在系统中传播, 并且系统的相关参数满足一定条件时, 可以实现探测场相干完全透射. 通过对双微腔两侧探测场的幅度比以及相位差的调节, 可实现对电磁诱导透明的吸收和色散等输出光谱特性的有效控制. 即可以通过调节系统参数来调控探测场在系统中的动态传播特性, 而这些动态控制在量子信息网络中, 比如实现光子开关、光子路由器、光子交换以及光子纠缠等应用中都是非常重要的.

感谢中国科学院理论物理研究所严晓波博士后的讨论.

## 参考文献

- [1] Kippenberg T J, Vahala K J 2008 *Science* **321** 1172
- [2] Verlot P, Tavernarakis A, Briant T, Cohadon P F, Heidmann A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 133602
- [3] Mahajan S, Kumar T, Bhattacharjee A B, ManMohan 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013621
- [4] Gigan S, Böhm H R, Paternostro M, Blaser F, Langer G, Hertzberg J B, Schwab K C, Bäuerle D, Aspelmeyer N M, Zeilinger A 2006 *Nature* **444** 67
- [5] Kleckner D, Bouwmeester D 2006 *Nature* **444** 75
- [6] Kippenberg T J, Vahala K J 2007 *Opt. Express* **15** 17172
- [7] Armani D K, Kippenberg T J, Spillane S M, Vahala K J 2003 *Nature* **421** 925
- [8] Gorodetsky M L, Savchenkov A A 1996 *Opt. Lett.* **21** 453
- [9] Gorodetsky M L, Ilchenko V S, Maleki L 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063806
- [10] Ilchenko V S, Savchenkov A A, Matsko A B, Maleki L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 043903
- [11] Anetsberger G, Arcizet O, Unterreithmeier Q P, Rivière R, Schliesser A, Weig E M, Kotthaus J P, Kippenberg T J 2009 *Nat. Phys.* **5** 909
- [12] Gröblacher S, Hertzberg J B, Vanner M R, Cole G D, Gigan S, Schwab K C, Aspelmeyer M 2009 *Nat. Phys.* **5** 485
- [13] O'Connell A D, Hofheinz M, Ansmann M, Bialczak R C, Lenander M, Lucero E, Neeley M, Sank D, Wang H, Weiges M, Wenner J, Martinis J M, Cleland A N 2010 *Nature* **464** 697
- [14] Chan J, Alegre T P M, Safavi-Naeini A H, Hill J T, Krause A, Gröblacher S, Aspelmeyer M, Painter O 2011 *Nature* **478** 89
- [15] Huang S, Agarwal G S 2009 *Phys. Rev. A* **80** 033807
- [16] Agarwal G S, Huang S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 041803
- [17] Safavi-Naeini A H, Alegre T P M, Chan J, Eichenfield M, Winger M, Lin Q, Hill J T, Chang D E, Painter O 2011 *Nature* **472** 69
- [18] Wang Y D, Clerk A A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 253601
- [19] Komar P, Bennett S D, Stannigel K, Habraken S J M, Rbl P, Zoller P, Lukin M D 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013839
- [20] Totsuka K, Tomita M 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 2194
- [21] Totsuka K, Tomita M 2007 *Phys. Rev. E* **75** 016610
- [22] Agarwal G S, Huang S 2014 *New J. Phys.* **16** 033023
- [23] Yan X B, Gu K H, Fu C B, Cui C L, Wang R, Wu J H 2014 *Eur. Phys. J. D* **68** 126
- [24] Yan X B, Gu K H, Fu C B, Cui C L, Wang R, Wu J H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 114201
- [25] Lei F C, Gao M, Du C G, Jing Q L, Long G L 2015 *Opt. Express* **23** 11508
- [26] Walls D F, Milburn G J 2008 *Quantum Optics* (Berlin: Springer Press) pp127–138

# Coherent control of whispering-gallery-mode optomechanical microresonators and perfect transparency\*

Lu He-Lin<sup>1)2)</sup> Du Chun-Guang<sup>1)†</sup>

1) (State Key Laboratory of Low-dimensional Quantum Physics and Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (Department of Physics, School of Electrical and Information Engineering, Yunnan Minzu University, Kunming 650031, China)

( Received 29 April 2016; revised manuscript received 14 June 2016 )

## Abstract

Cavity-optomechanics has emerged as a new interdisciplinary research field, which studies the interaction between light field and mechanical systems of micro-and nanoscale. It is a promising avenue to solid-state quantum optics and has potential applications in high sensitivity measurement of weak force, tiny displacement and mass, and quantum information science. As a solid-state system of quantum optics, it has many interesting coherent phenomena, such as optomechanically induced transparency (OMIT), which is the optomechanical analog of the well-known phenomenon of electromagnetically induced transparency (EIT). However, due to diversity in structure, OMIT systems must have many new phenomena which do not exist in ordinary EIT systems. On the other hand, whispering-gallery-mode (WGM) microresonators have been investigated extensively. WGM microresonators have a wide range of applications due to their high quality factors and microscale mode volumes. WGM microresonators can also be used for OMIT systems, which have been investigated extensively. In this paper, we study the coherent control of an double-cavity optomechanical system which is composed of two WGM microresonators. We assume that the two WGM microcavities are driven by two strong control fields and two weak probe fields, and, one of the two cavities can create a macroscopic mechanical breathing mode under the action of a radiation pressure force. We also assume that the two WGM microcavities are directly coupled by an evanescent field. We theoretically study the quantum coherent control of electromagnetically induced transparency in this system, and find that in contrast with ordinary EIT systems, there are many new properties in this OMIT system, for example if two control fields with appropriate amplitudes and detunings are used to drive the system, the probe field, which is input to one of the two cavities, will be completely output from the other cavity, i.e., the perfect transparency of the quantum coherence phenomenon can occur in this system. We also find that the electromagnetically induced transparency can be realized and controlled in this optomechanical system by adjusting the relative intensity and the relative phase between the two input probe fields, and the width and depth of the EIT window are sensitive to the relative intensity of the two control fields, which may be used for switching between fast and slow light. These results indicate important progress toward signal amplification, light storage, fast light, and slow light in quantum information processes. Considering the fact that WGM microresonators are the frontier research subjects ranging from biosensing, nonlinear optics, and laser physics, to fundamental physics such as cavity quantum electrodynamics, we believe that the results in this paper have a wide range of applications.

**Keywords:** whispering-gallery-mode, perfect transparency, cavity optomechanics, electromagnetically induced transparency

**PACS:** 42.50.Gy, 03.65.Ta, 42.50.Wk

**DOI:** 10.7498/aps.65.214204

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274197, 91221205).

† Corresponding author. E-mail: [ducg@mail.tsinghua.edu.cn](mailto:ducg@mail.tsinghua.edu.cn)