

多模光力系统中光力诱导透明引起的慢光效应*

谢宝豪 陈华俊† 孙轶

(安徽理工大学力学与光电物理学院, 淮南 232001)

(2023年4月24日收到; 2023年5月29日收到修改稿)

提出了一种多模光力系统, 该系统由一个光学腔与两个机械振子相互作用, 研究了在不同失谐条件下探测透射谱的行为. 在蓝失谐条件下, 探测光谱经历了光力诱导吸收到参量放大的过程, 并且得到过程中的临界泵浦功率. 在红失谐条件下, 研究系统中的光力诱导透明和法诺共振以及相位色散的变化, 比较不同的光机械耦合强度关系、频率关系和失谐的结果. 数值结果表明, 通过控制两个振动镜的频率关系, 探测光的透射强度曲线经历了从法诺共振到光力诱导透明的一系列变化. 由于探测光的透射窗口伴随着快速的相位色散变化, 会导致群延迟, 进一步讨论由光力诱导透明引起的慢光效应, 提出了可以通过改变腔与泵浦失谐来控制快、慢光的传播; 该系统中的光学延迟可以达到毫秒级. 基于阵列结构的多模光力系统将在减缓和存储光脉冲中有潜在的应用前景.

关键词: 腔光力学, 光力诱导透明, 法诺共振, 慢光效应

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Nn, 42.81.Dp

DOI: 10.7498/aps.72.20230663

1 引言

腔光力学系统通过辐射压力研究光学腔与机械振子之间的相互作用, 为研究物质的基本量子特性开辟了可能^[1,2]. 在过去的二十年中, 光力学领域取得了巨大的进展, 其中包括有纳米机械谐振器的基态冷却^[3,4]、激光频率的稳定^[5]、全光存储元件^[6,7]、全光信息处理^[8]、质量传感^[9–11]、慢光^[12–15]. 腔光力系统中辐射压力引起的光力耦合将会影响机械模式, 这反过来也会影响光学性质, 从而产生显著的量子干涉效应. 因此许多有趣的光学现象在腔光力系统中观测到并进行研究, 例如光力诱导透明^[16–19]、非互易光学^[20,21]、光学双稳态^[22–24]、四波混频^[25,26]、二阶边带^[27,28]、高阶边带^[29]. 特别是在边带效应有着很多重要的现象, 其中与本文研究相关的是光力诱导透明 (optomechanically induced transparency,

OMIT)^[18,20]. OMIT 类似于原子和分子中观察到的电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT), 首先在 2010 年 Weis 等^[18] 在标准的腔光力系统实验中发现. OMIT 的过程是在红色分辨率边带情况下, 泵浦光和探测光场同时存在时诱导泵浦光散射产生的反斯托克斯场, 干扰腔内探测场的激发, 当满足双光子共振条件的时候, 输出场的谱中就会出现透明窗口. 然而当不满足双光子共振条件, 则可能会出现不对称型的法诺共振现象. 最早的这种现象被法诺提供的解释并用公式证明, 这是由于基于原子的离散激发态与共用相同能级的连续体的相互作用, 从而发生干涉现象^[30,31]. 在传感^[32]、激光器^[33]、快慢光^[34] 中有许多潜在的应用. 随后 OMIT 和法诺共振在许多光力系统如微环系统^[20]、光子晶体系统^[35]、超导电路腔光力系统^[36] 和中膜系统^[37] 中均有被观察到. 值得一提的是, 当在蓝色分辨率边带情况下, 光力系统的探测

* 国家自然科学基金 (批准号: 11647001, 11804004)、中国博士后科学基金 (批准号: 2020M681973) 和安徽省自然科学基金 (批准号: 1708085QA11) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenphysics@126.com

场和斯托克斯光场之间会形成建设性干涉, 导致光力诱导吸收 (optomechanically induced absorption, OMIA) 和参量放大.

典型的腔光力系统是由法布里-珀罗腔组成, 其中一面振动镜是固定的, 但另外一面振动镜可以看做机械振子在其平衡位置上自由移动. 近年来, 多模光力系统成为研究的热点 [4,38–41]. 这是因为其一, 将两个光学腔耦合到单个机械振子上, 可以实现两个光场之间的频率转换 [42,43]; 其二, 单个光学模式可以与多个机械模式耦合, 导致多个机械振子之间杂交 [44] 和双光力诱导透明现象 [45,46]. 此外, 多模光力系统还可以用于研究宏观力学相干性, 如量子纠缠 [47–49] 和量子同步 [50] 等. Chen 等 [51] 通过由一个光学腔与两个存在相互作用的机械振子耦合的多模光力系统中展示了多光力诱导透明现象和法诺线形, 在不同参数条件下, 探测光谱经历了从法诺共振到 OMIT 一系列的转变. 本文在多模光力系统中通过控制不同频率关系, 探测光谱也经历了法诺共振到 OMIT 的转变. Yang 等 [52] 通过研究双腔光力系统中力致可调透明度问题, 利用稳态时位置与外力的线性关系, 通过调节施加在机械谐振器上的外力, 可以实现双窗口透明和单窗口透明的转换. Lai 等 [53] 研究一个光学腔与两个机械模式耦合并且两个机械模式通过相位相关的声子交换相互耦合, 暗模式破坏的方法实现了两种简并或非简并机械模式的同时基态冷却 [53–55], 并推广多个机械模式中. Huang 等 [56] 提出了一种辅助腔模方法, 通过破坏暗模式来同时对两个简并或近简并机械模式进行基态冷却 [47], 该方法具有通用性, 这可能推广到打破暗模效应和实现多模光力系统的同时基态冷却. 最近, Ockeloen-Korppi 等 [57] 在实验中研究两个几乎简并的机械振动镜耦合到一个光学微腔中, 发现亮模式可以相对于暗模式进行差分冷却, 证明了该光力系统可以实现边带冷却; 并且当泵浦功率较小时, 腔体中心附近表现为两个峰值或两个低谷. 然而, 据我们所知, 由一个光学腔与两个简并的机械振子相互作用的多模光力系统中的对称窗口并没有被探索过.

本文受到 Ockeloen-Korppi 等 [57] 研究的启发, 从理论上提出了一种多模光力系统, 其中光学腔与两个机械振子相互耦合. 与以往工作不同, 本文的主要研究的是不同参数下对于探测光透射谱的行为影响. 首先, 研究泵浦光在蓝失谐驱动下该系统

中的 OMIA 和放大效应. 其次, 在红失谐条件下不同参数的变化, 如: 两个振子的光机械耦合强度关系、振子的频率关系以及失谐时探测场透射强度的变化. 最后, 由于探测光的透射窗口伴随着快速的相位色散变化, 会导致群延迟, 进一步讨论由光力诱导透明引起的慢光效应.

2 模型及理论

本文研究的系统如图 1 所示, 它的本质是一个法布里-珀罗腔, 该系统由两个机械振动镜与一个光学模式相互耦合, 并且两个端镜都悬挂在弹簧上. 其中, 腔场由一束频率为 ω_p 的强泵浦光和一束频率 ω_s 的弱探测光同时驱动. 系统的哈密顿量可以写成 [57,58]:

$$H = \hbar\omega_a a^\dagger a + \hbar\omega_1 b_1^\dagger b_1 + \hbar\omega_2 b_2^\dagger b_2 + \hbar g_1 a^\dagger (b_1^\dagger + b_1) + \hbar g_2 a^\dagger (b_2^\dagger + b_2) + i\hbar\sqrt{\kappa_{\text{ex}}\varepsilon_p} (a^\dagger e^{-i\omega_p t} - a e^{i\omega_p t}) + i\hbar\sqrt{\kappa_{\text{ex}}\varepsilon_s} (a^\dagger e^{-i\omega_s t} - a e^{i\omega_s t}), \quad (1)$$

其中第 1 项表示频率为 ω_a 单模腔场的哈密顿量, 这里引入了二次量子化的产生算符 a^\dagger 和湮灭算符 a 来描述腔场. 第 2 项和第 3 项分别描述了两个有效质量为 m_1 和 m_2 的纳米力学谐振器的振动, 两个振动镜还可以建立两个频率为 ω_1 和 ω_2 的谐波振荡器, 谐振器的衰减率为 γ_1 和 γ_2 , 其中 $b_1^\dagger (b_2^\dagger)$ 和 $b_1 (b_2)$ 是两个振动镜二次量化的产生算符和湮灭算符. 两个谐振器由于辐射压力而耦合到腔场, 耦合强度 $g_1 = \frac{\omega_a}{L} \sqrt{\frac{\hbar}{2m_1\omega_1}}$ 和 $g_2 = \frac{\omega_a}{L} \sqrt{\frac{\hbar}{2m_2\omega_2}}$, 其中 L 表示有效光学腔场的长度, 两个谐振器与光学腔耦合的哈密顿量作为方程 (1) 中的第 4 和第 5 项. 方程 (1) 中最后两项分别给出了腔场和两个输入场之间的相互作用. 强泵浦光场和弱探测光场的频率为 ω_p 和 ω_s , 振幅为 $\varepsilon_p = \sqrt{P_c/\hbar\omega_p}$ 和 $\varepsilon_s = \sqrt{P_s/\hbar\omega_s}$, 其中

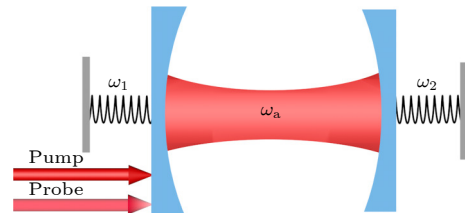


图 1 多模光力系统示意图, 其中该系统由一束频率为 ω_p 泵浦光和一束频率为 ω_s 弱探测光同时驱动.

Fig. 1. Schematic diagram of multimode optomechanical system driven by a strong pump field ω_p and a weak probe field ω_s .

P_c 和 P_s 分别是泵浦和探测光场的功率. $\kappa = \kappa_{\text{ex}} + \kappa_0$ 是光学腔的衰减率, 外部损耗率 κ_{ex} , 大小由输入光场通过固定并部分透射的腔镜时的泄漏决定; κ_0 表示腔场内损耗率, 大小由腔自身构造决定.

对系统作相对于泵浦频率 ω_p 的旋转坐标变换, 方程 (1) 中系统的哈密顿量可以改写为

$$H = \hbar \Delta a^\dagger a + \hbar \omega_1 b_1^\dagger b_1 + \hbar \omega_2 b_2^\dagger b_2 + \hbar g_1 a^\dagger a (b_1^\dagger + b_1) + \hbar g_2 a^\dagger a (b_2^\dagger + b_2) + i \hbar \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \varepsilon_p (a^\dagger - a) + i \hbar \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \varepsilon_s (a^\dagger e^{-i\Omega t} - a e^{i\Omega t}), \quad (2)$$

其中 $\Delta = \omega_a - \omega_p$ 是腔频与泵浦频率的失谐; $\Omega = \omega_s - \omega_p$ 是探测光场与泵浦光场之间的失谐; $x_1 = b_1^\dagger + b_1$ 和 $x_2 = b_2^\dagger + b_2$ 代表两个振动镜的振动强度. 对算符 a , x_1 和 x_2 求解海森伯运动方程, 同时加入影响腔场和机械振动镜的噪声和阻尼, 可以求得如下算符随时间演化的郎之万方程 [59,60]:

$$\dot{a} = - (i\Delta + \kappa)a - i g_1 a x_1 - i g_2 a x_2 + \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \varepsilon_p + \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \varepsilon_s e^{-i\Omega t} + \sqrt{2\kappa} a_{\text{in}}, \quad (3)$$

$$\ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 = -2\omega_1 g_1 a^\dagger a + \xi_1, \quad (4)$$

$$\ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 = -2\omega_2 g_2 a^\dagger a + \xi_2. \quad (5)$$

光学腔的衰减率 κ 并且受到输入真空噪声算符 a_{in} 的影响, 算符 a_{in} 的平均值为 0, 并且满足其关联函数:

$$\langle \delta a_{\text{in}}(t) \delta a_{\text{in}}^\dagger(t') \rangle = \delta(t - t'), \quad (6)$$

$$\langle \delta a_{\text{in}}(t) \delta a_{\text{in}}(t') \rangle = \langle \delta a_{\text{in}}^\dagger(t) \delta a_{\text{in}}^\dagger(t') \rangle = 0. \quad (7)$$

(6) 式中 $\delta(t)$ 是狄拉克函数, 当 $t = t'$ 时 $\delta(t - t') = 1$; 当 $t \neq t'$ 时 $\delta(t - t') = 0$. 两个机械振动镜受到平均值为 0 的布朗随机力 $\xi_n (n = 1, 2)$, 它们遵循以下关联函数:

$$\langle \xi_n(t) \xi_n(t') \rangle = \frac{\gamma_n}{\omega_n} \int \frac{d\omega}{2\pi} \omega e^{-i\omega(t-t')} \left[1 + \coth \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right) \right]. \quad (8)$$

上式中 k_B 是玻尔兹曼常数, T 分别是两个机械振动镜所处的温度.

为了求解方程 (3)—(5) 通常把每个算符写成它的稳态值和小的涨落的形式 [1], 即 $a = a_s + \delta a$ 和 $x_n = x_{ns} + \delta x_n (n = 1, 2)$. 将其代入方程 (3)—(5) 并将所有时间的导数取值为 0, 可以得到多模光力系统的郎之万方程的稳态值如下:

$$a_s = \frac{\sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \varepsilon_p}{i\Delta_+ + \kappa}, \quad (9)$$

$$x_{1s} = -2g_1 |a_s|^2 / \omega_1, \quad (10)$$

$$x_{2s} = -2g_2 |a_s|^2 / \omega_2. \quad (11)$$

(9) 式中 $\Delta_+ = \Delta - \frac{2g_1^2 n_0}{\omega_1} - \frac{2g_2^2 n_0}{\omega_2}$. 稳态解决定了腔内光子数 ($n_0 = |a_s|^2$), 它由下面式所决定:

$$n_0 [\kappa^2 + \Delta_+^2] = \kappa_{\text{ex}} \varepsilon_p^2. \quad (12)$$

对于涨落方程, 由于假设的所有泵浦光场都足够强, 因此在平均场近似条件下, 通过忽略波动中的非线性项进行线性化后, 并且略去量子热噪声项. 平均值的郎之万方程为

$$\langle \delta \dot{a} \rangle = - (i\Delta + \kappa) \langle \delta a \rangle - i g_1 (a_s \langle \delta x_1 \rangle + x_{1s} \langle \delta a \rangle) - i g_2 (a_s \langle \delta x_2 \rangle + x_{2s} \langle \delta a \rangle) + \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \varepsilon_s e^{-i\Omega t}, \quad (13)$$

$$\langle \delta \ddot{x}_1 \rangle + \gamma_1 \langle \delta \dot{x}_1 \rangle + \omega_1^2 \langle \delta x_1 \rangle = -2\omega_1 g_1 (a_s^* \langle \delta a \rangle + a_s \langle \delta a^+ \rangle), \quad (14)$$

$$\langle \delta \ddot{x}_2 \rangle + \gamma_2 \langle \delta \dot{x}_2 \rangle + \omega_2^2 \langle \delta x_2 \rangle = -2\omega_2 g_2 (a_s^* \langle \delta a \rangle + a_s \langle \delta a^+ \rangle). \quad (15)$$

这是一组非线性方程组, 频域中的稳态响应由许多频率分量组成. 为了求解上述方程, 进一步作以下代换 $\langle \delta a \rangle = a_+ e^{-i\Omega t} + a_- e^{i\Omega t}$, $\langle \delta x_n \rangle = x_{n+} e^{-i\Omega t} + x_{n-} e^{i\Omega t} (n = 1, 2)$ [1]. 并将其代入 (13)—(15) 式, 比较方程两边含有 $e^{-i\Omega t}$ 项和 $e^{i\Omega t}$ 项, 并忽略小项和二阶相乘项, 可以得到

$$a_+ = \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} \varepsilon_s B C [(-i\Omega + A^*) B C + 2n_0 i D] \times \left\{ [(-i\Omega + A) B C - 2n_0 i D] \times [(-i\Omega + A^*) B C + 2n_0 i D] - 4n_0^2 D^2 \right\}^{-1}, \quad (16)$$

其中 $A = i\Delta + k + i g_1 x_{1s} + i g_2 x_{2s}$, $B = -\Omega^2 - i\Omega \gamma_1 + \omega_1^2$, $C = -\Omega^2 - i\Omega \gamma_2 + \omega_2^2$, $D = \omega_1 g_1^2 C + \omega_2 g_2^2 B$.

由于只对腔体的外场感兴趣, 因此可以使用腔体的标准输入-输出关系式 [1]: $a_{\text{out}}(t) = a_{\text{in}}(t) - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a(t)$, 得到

$$\langle a_{\text{out}}(t) \rangle = (\varepsilon_p - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a_s) e^{-i\omega_p t} + (\varepsilon_s - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a_+) e^{-i(\Omega + \omega_p)t} - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a_- e^{-i(\Omega + \omega_p)t} = (\varepsilon_p - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a_s) e^{-i\omega_p t} + (\varepsilon_s - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a_+) e^{-i\omega_s t} - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}} a_- e^{-i(2\omega_p - \omega_s)t}, \quad (17)$$

其中 $a_{\text{out}}(t)$ 是输出场算符, (17) 式右边包含 3 个部

分. 第 1 项对应于幅度为 ε_p 和频率为 ω_p 的泵浦场处的输出场. 第 2 项对应于频率为 ω_s 与导致 OMIT 的反斯托克斯场相关的探测场 [18,20,61], 这已经在各种腔光力系统中都有进行研究. 最后一项对应频率为 $2\omega_p - \omega_s$ 输出场 [22,43,58], 这与四波混频的斯托克斯场有关. 在四波混频的过程中, 频率为 ω_p 的两个光子与 ω_s 的一个光子相互作用, 会产生一个频率为 $2\omega_p - \omega_s$ 的新光子.

探测场的透射谱由输出场中含有探测场频率部分的强度与输入场中探测场的强度的比定义, 由以下关系式给出:

$$t(\omega_s) = (\varepsilon_s - \sqrt{\kappa_{\text{ex}} a_+}) / \varepsilon_s. \quad (18)$$

通常探测场的改变是通过机械振动镜与腔体耦合产生的. 本文将详细讨论系统中, 振动镜频率的改变, 光机械耦合强度以及失谐改变时探测场的透射强度的变化.

探测光的透射窗口伴随着快速的相位色散的变化, 这可能导致群延迟, 为了进一步的研究群延迟, 引入群延迟 τ_g 的定义:

$$\tau_g = \frac{d\phi_t(\omega_s)}{d\omega_s} = \frac{d\{\arg[t(\omega_s)]\}}{d\omega_s}, \quad (19)$$

其中相位色散 $\phi_t = \arg[t(\omega_s)]$ 在快光和慢光的传播中发挥着重要的作用. 群延迟 $\tau_g > 0$ 和 $\tau_g < 0$ 分别对应慢光和快光 (即正 (负) 脉冲延迟对应于亚光速 (超光速)) 行为.

3 数值结果与讨论

本文选择实验上的参数来说明多模光力系统探测透射谱的行为, 数值计算使用的参数为 [36,57,62]: $\omega_a = 2\pi \times 4.2$ GHz, $\omega_1 = \omega_2 = 2\pi \times 9.2$ MHz, $\gamma_1 = 2\pi \times 110$ Hz, $\gamma_2 = 2\pi \times 80$ Hz, $\kappa = 2\pi \times 678$ kHz, $\kappa_{\text{ex}} = 2\pi \times 410$ kHz, $m_1 = m_2 = 48$ pg, $L = 100$ nm.

图 2(a)–(c) 显示了对于不同泵浦光 P_c 功率下探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为归一化失谐 $(\Omega + \omega_1)/\omega_1$ 的函数. 首先考虑在蓝失谐 $\Delta = -\omega_1$ 下泵浦功率 P_c 变化的情况. 当泵浦光功率 $P_c = 1$ fW 时 (图 2(a)), 在共振附近显出狭窄的吸收现象, 这是一种典型的

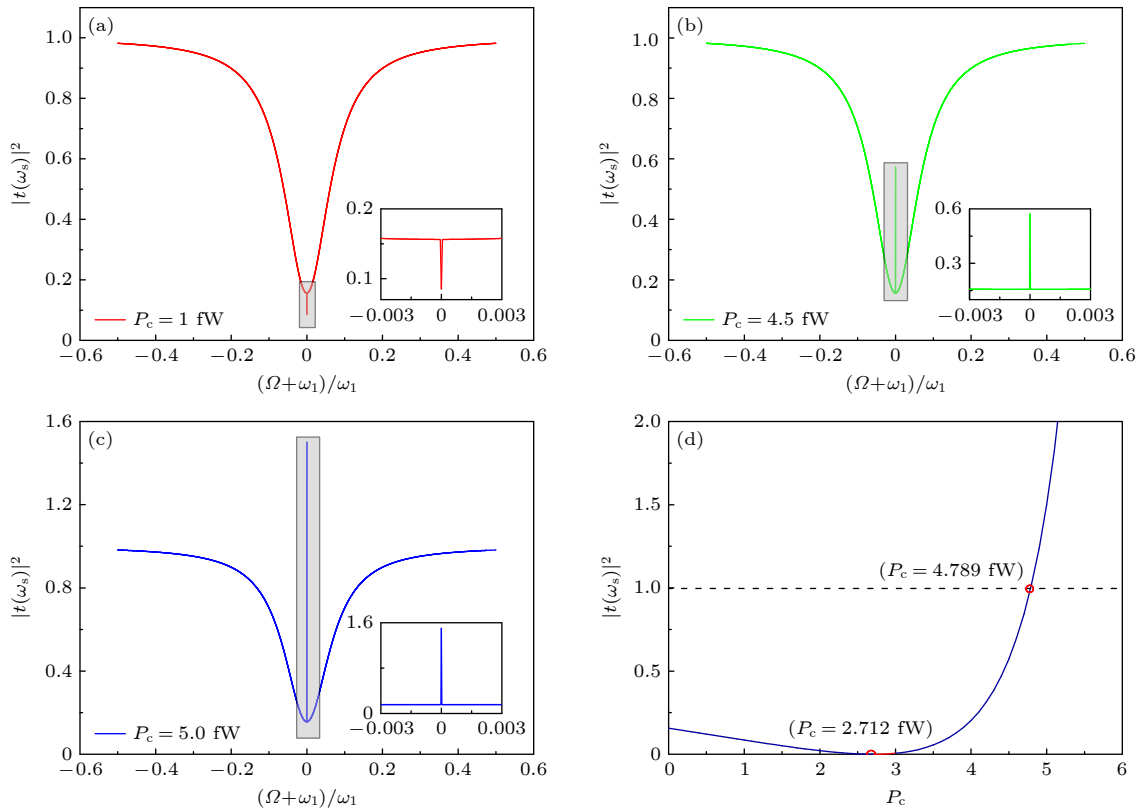


图 2 在失谐 $\Delta = -\omega_1$ 时, 对于不同泵浦光 P_c 功率下探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为归一化失谐 $(\Omega + \omega_1)/\omega_1$ 的函数 (a) $P_c = 1$ fW; (b) $P_c = 4.5$ fW; (c) $P_c = 5$ fW. (d) 探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为泵浦功率 P_c 的函数

Fig. 2. (a)–(c) Transmission rate $|t(\omega_s)|^2$ of the probe field as a function of normalized detuning $(\Omega + \omega_1)/\omega_1$ for different pump light power at $\Delta = -\omega_1$: (a) $P_c = 1$ fW; (b) $P_c = 4.5$ fW; (c) $P_c = 5$ fW. (d) Transmission rate $|t(\omega_s)|^2$ of the probe field as a function of pump light power.

光力诱导吸收 (OMIA) 曲线, 其中图 2(a) 中的插图表示方框的放大部分. 然而, 当泵浦光功率增加到 $P_c = 4.5$ fW 时, 如图 2(b) 所示, 狭窄的吸收峰在共振附近变成尖锐的透射峰, 其中图 2(b) 中的插图表示方框放大部分. 有趣的现象是, 当泵浦功率进一步增加, 当泵浦功率 $P_c = 5$ fW 时, 如图 2(c) 所示, 探测场大于 1, 即参量放大, 其中图 2(c) 中的插图表示方框的放大部分. 为了更清楚地分析泵浦光功率对于探测光的透射强度的作用. 图 2(d) 显示探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为泵浦功率 P_c 的函数. 可以看出, 随着泵浦光功率的增加, 刚开始探测光显著降低, 这意味着透射谱的吸收峰加深, 即 OMIA 增强. 当泵浦光功率 P_c 增加达到一个临界值 $P_c = 2.712$ fW 时, 如图 2(d) 所示. 探测光被完全吸收. 然而, 再进一步增加泵浦功率的同时, 探测场的透射强度也开始增加. 如图 2(d) 所示, 当泵浦功率 $P_c = 4.789$ fW 时探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2 = 1$, 即探测光完全从腔体透射. 之后探测光明显放大.

这个耦合现象在参考文献 [12] 混合原子光力系统也存在类似的情况.

图 3(a) 和图 3(b) 研究了在不同光机械耦合强度 g_1 与 g_2 关系下, 探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 ($\Delta_s = \omega_s - \omega_a$) 的函数. 图 3(a) 显示了只考虑两个机械耦合强度关系的结果, 探测光呈现对称分裂, 即 OMIT 现象. OMIT 的现象是由于辐射压力引起光学模式与机械模式之间的耦合. 泵浦光场和探测光场同时存在于多模光力系统时, 会引起失谐频率为 $\Omega = \omega_s - \omega_p$ 振荡的辐射压力. 当拍频 Ω 靠近机械振子的共振频率 ω_1 (ω_2) 时, 机械振子开始相干振荡, 这导致来自泵浦光场频率为 $\omega_s = \omega_p - \omega_a$ 的斯托克斯和频率为 $\omega_{As} = \omega_p + \omega_a$ 的反斯托克斯散射. 在可分辨边带的情况下 ($\omega_1 = \omega_2 \gg \kappa$), 由于斯托克斯散射 (ω_s) 远离光学腔而不发生共振, 进而被强烈抑制. 因此只有频率为 ω_{As} 的反斯托克斯散射光的光子在光学腔内积聚. 这会导致反斯托克斯光场与近共振的探测场之间相消

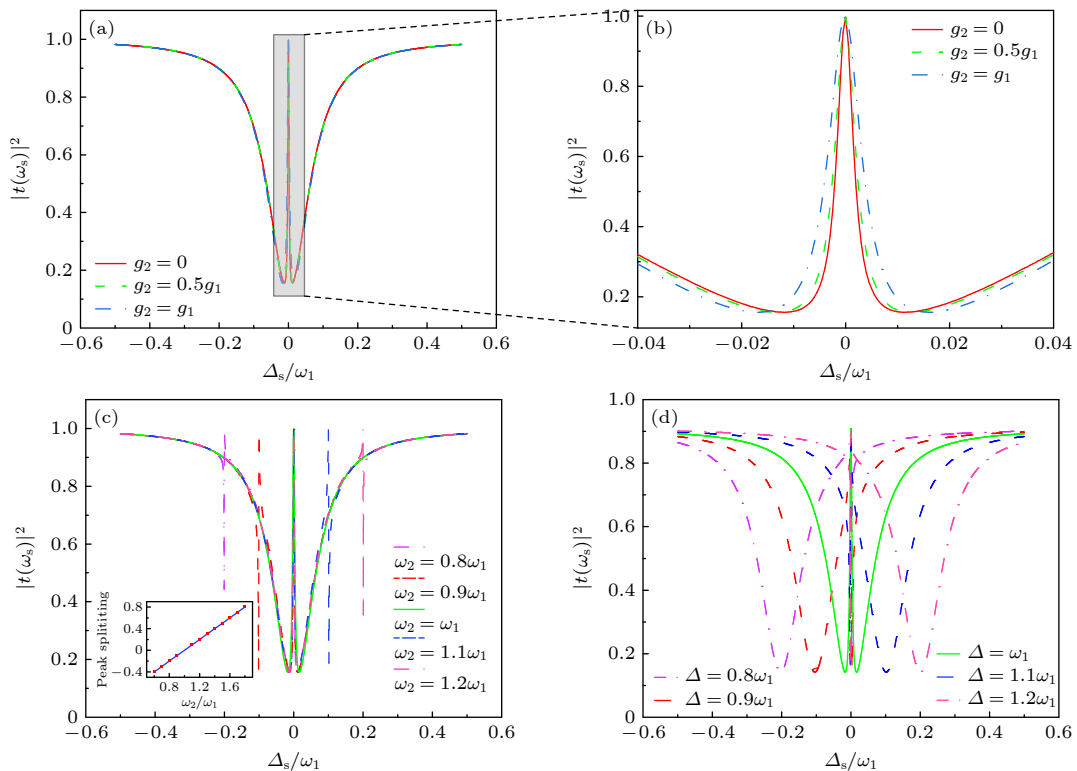


图 3 (a) 在失谐 $\Delta = \omega_1$ 条件下, 光机械耦合强度不同时探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 的函数; (b) 图 (a) 的部分放大图; (c) 在失谐 $\Delta = \omega_1$ 条件下, 振子频率不同时探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 的函数; (d) 腔-泵浦失谐不同时, 探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 的函数

Fig. 3. (a) Probe transmission $|t(\omega_s)|^2$ as a function of Δ_s/ω_1 for different optomechanical coupling strengths on the condition of $\Delta = \omega_1$; (b) the amplification of panel (a); (c) the probe transmission $|t(\omega_s)|^2$ as a function of Δ_s/ω_1 for different frequencies of resonators in the condition of $\Delta = \omega_1$; (d) the probe transmission $|t(\omega_s)|^2$ as a function of Δ_s/ω_1 for different cavity-pump detuning.

干涉,进而将会抑制探测场的存在,从而在透射谱中出现诱导透明窗口.图3(b)是图3(a)的部分放大图.从图3(b)发现,随着两个机械振子之间机械耦合强度 g_2 从 $g_2 = 0$ 到 $g_2 = g_1$,分裂间距变大,更大的耦合强度比值会产生更大的分裂峰宽,因此可给出一个测量光机耦合强度的方案.当两个机械振子频率不同时,将会引起探测光谱线的频移.为了进一步的观察,图3(c)显示了在不同振子频率关系下,探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 的函数.随着频率 ω_2 从 $\omega_2 = 0.8\omega_1$ 到 $\omega_2 = 1.2\omega_1$,探测场的透射强度曲线相对于 $\omega_2 = \omega_1$ 的情况向右移动,并且探测场的透射强度经历了从非对称多模分裂($\omega_2 = 0.8\omega_1, \omega_2 = 0.9\omega_1$)到对称单模分裂($\omega_2 = \omega_1$)再到非对称多模分裂($\omega_2 = 1.1\omega_1, \omega_2 = 1.2\omega_1$)的变化.如图3(c),当 $\omega_2 = 0.8\omega_1, \omega_2 = 0.9\omega_1, \omega_2 = 1.1\omega_1, \omega_2 = 1.2\omega_1$ 时,探测场的透射强度曲线由于弱探测光与机械振荡引起的强泵浦光的反斯托克斯散射之间的破坏性干扰,光谱呈现复杂的法诺共振.值得注意的是,探测场的透射强度曲线在 $\Delta_s = 0$ 附近被分为两个对称的吸收峰,可以被命名为 OMIT.随着频率 ω_2 从 $\omega_2 = 0.8\omega_1$ 增加到 $\omega_2 = 1.2\omega_1$,可以发现对称的透明窗口位置几乎保持不变,但法诺共振峰从左向右移动,并且法诺共振峰值随着频率 ω_2 相对于远离 $\omega_2 = \omega_1$ 的情况而变大.此外,意识到两个分裂峰之间的宽度对于两个谐振器的频率有很强的依赖性,因此,进一步研究影响法诺共振的两个谐振器的频率,在图3(c)中的插图给出了两个峰分裂宽度作为频率关系的函数,很明显分裂宽度与频率 ω_2/ω_1 比值 c 呈线性相关.图3(d)显示在不同腔-泵浦失谐关系下,探测场的透射强度 $|t(\omega_s)|^2$ 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 的函数.从图3(d)可以看出,探测场的透射强度曲线分裂峰的最大值在 $\Delta_s = 0$ 位置保持不变,然而其中一个透射场强度的最小值随着探测腔失谐 Δ_s/ω_1 增大而向右移动.值得注意的是 $\Delta = \omega_1$ 透射场强度曲线在 $\Delta_s = 0$ 附近成对称分裂,而相对于 $\Delta = \omega_1$ 其中的一个透明窗口在 $\Delta_s = 0$,另一个透明窗口在 $(\Delta - \omega_1)/\omega_1$ 附近.这是由于在这里不满足双光子共振条件 $\Delta = \omega_1, \Delta_s = 0$,引起的不对称形状.

相对于原子系统 EIT 中,对于腔光力系统的研究结果都表明系统中也存在基于 OMIT 的慢光和快光效应.从方程(18)可以得到相位色散关系 $\phi_t = \arg[t(\omega_s)]$.从图4(a)和图4(b)可看出,两

个振子的耦合强度关系会影响相位,相位的演变与图3(a)和图3(b)结果相对应.随着耦合强度增加, $\Delta_s = 0$ 附近发生快速的正相位色散变化会导致群延迟,即所谓的慢光.图4(c)讨论了机械振子频率对相位的影响,相位的演变对应于图3(c)中 $\omega_2 = 0.9\omega_1$ (红), $\omega_2 = \omega_1$ (绿), $\omega_2 = 1.1\omega_1$ (蓝)三条曲线,这相对于图4(a)中相位的变化更为显著.在图4(c)中相对于 $\omega_2 = \omega_1$ 情况, $\omega_2 = 0.9\omega_1$ 和 $\omega_2 = 1.1\omega_1$ 时相位有着显著的变化,在 $\Delta_s/\omega_1 = (\omega_2 - \omega_1)/\omega_1$ 附近处探测光的透射强度相位经历了从负斜率到正斜率的变化,这对应从快光到慢光的传播.它们都在 $\Delta_s = 0$ 附近的两个透明都伴随着快速的正相位色散变化,因此也可以用来产生慢光.最后,讨论了腔-泵浦失谐对于相位的影响.如图4(d)所示快速的色散变化区域 $\Delta_s = 0$ 附近与图3(d)中 $\Delta = 0.9\omega_1, \Delta = \omega_1, \Delta = 1.1\omega_1$ 三条曲线的透明窗口位置相对应,红色曲线和蓝色曲线的相位经历了从负斜率到正斜率变化,而绿色曲线产生快速变化的正相位.

因此,为了更清楚地分析相位色散对于弱探测光场的影响,从方程(19)可以进一步的分析群延迟.正群延迟 $\tau_g > 0$ 和 $\tau_g < 0$ 分别对应慢光和快光(即正(负)脉冲延迟对应于亚光速(超光速))行为.图5(a)为对于不同频率下,泵浦功率 P_c 对于群延迟的影响.需要指出的是,这里仅考虑的是 $\Delta_s/\omega_1 = (\omega_2 - \omega_1)/\omega_1$ 附近的群延迟.很明显,慢光在 $\omega_2 = \omega_1$ 可以得到,群延迟 τ_g 在 $\omega_2 \neq \omega_1$ 可以得到快光到慢光的转换.此外,图5(b)为对于不同失谐下,泵浦功率 P_c 对于群延迟的影响,这里考虑的是 $\Delta_s = 0$ 附近的群延迟.显然, $\Delta = \omega_1$ 仅可以得到慢光, $\Delta = 0.9\omega_1$ 和 $\Delta = 1.1\omega_1$ 可以得到快光到慢光的转变.

所讨论的系统是由一个光学模式与两个机械模式相互耦合的多模光力系统,系统所考虑的光学频率在 GHz,机械振子在 MHz.由上述结论可以通过改变腔与泵浦失谐 Δ 来控制快、慢光传播.这是一种独特的经典方法,这可能适用于减缓和存储光脉冲^[63].类似的系统 Lai 等^[64]将两个机械模式之间也通过相位相关的声子交换相互耦合,通过控制暗模效应可以实现从慢到快或从快到慢的光切换,该系统考虑光波段 $\lambda = 1064 \text{ nm}$ 与本文所考虑的波段不同,该系统可能适用于可见-近红外波段的光量子信息处理和存储.其他的系统也存在慢光现

象. 原子系统中早已实现慢光且可以达到毫秒量级的延迟, 但是已经进行了一些集成尝试, 由于体积庞大且难以集成在芯片上^[65]. Fiore 等^[66] 利用硅微球实现了对光的存储, 对光信息的存储约为 $3.5 \mu\text{s}$. Safavi-Naeini 等^[67] 在光子晶体腔光力系统中展示了慢光, 测量到的最大传输延迟为 50 ns . Chen 等^[68]

在理论上分析玻色-爱因斯坦凝聚与双边透射光腔耦合的系统, 系统的传输探针脉冲的峰值可以延迟约 0.8 ms . 所讨论的多模光力系统相比于原子系统体积更小且更易于集成在芯片上. 除此之外, 系统中的光学延迟约为 5.0 ms . 因此, 该系统有望实现更长的光存储.

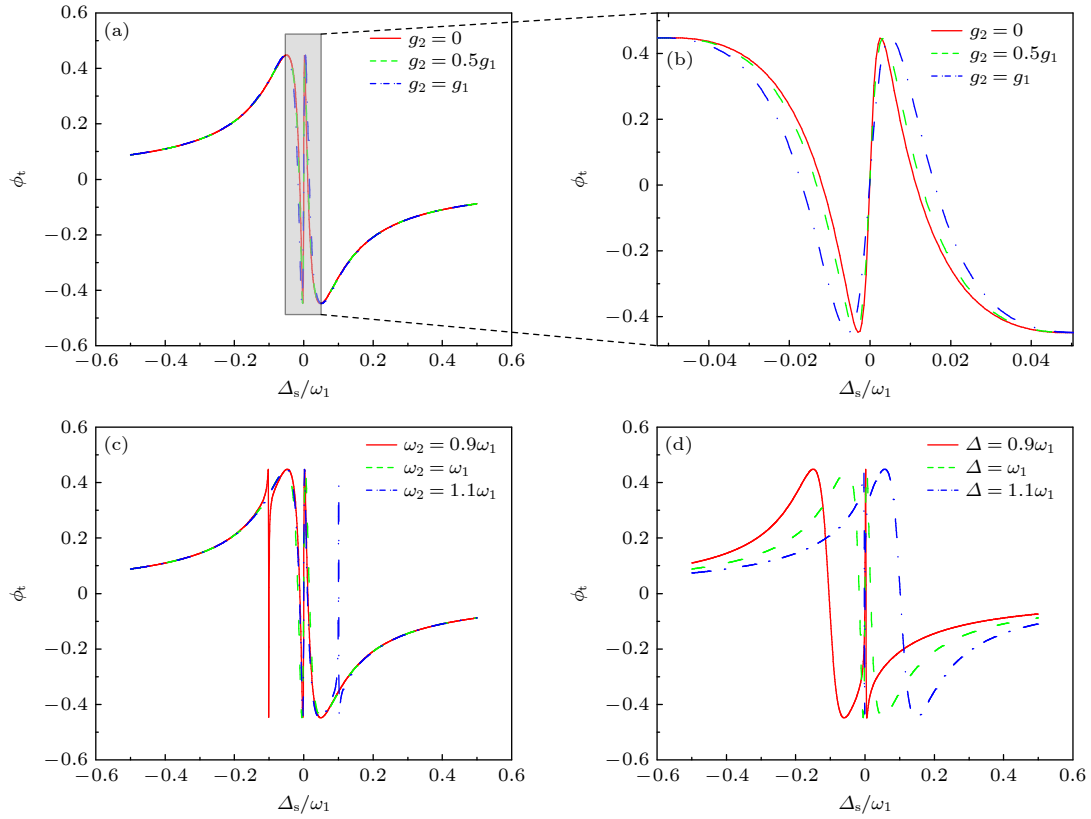


图 4 (a) 在不同光机械耦合强度下, 相位 ϕ_t 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 的函数; (b) 图 (a) 的部分放大图; (c) 在不同共振频率下, 相位 ϕ_t 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 的函数; (d) 在不同腔-泵浦失谐下, 相位 ϕ_t 作为探测-腔失谐 Δ_s/ω_1 的函数

Fig. 4. (a) Phase ϕ_t as a function of Δ_s/ω_1 for different optomechanical coupling strengths; (b) the amplification of panel (a); (c) the phase ϕ_t as a function of Δ_s/ω_1 for different frequencies of resonators; (d) the phase ϕ_t as a function of Δ_s/ω_1 for different cavity-pump detuning.

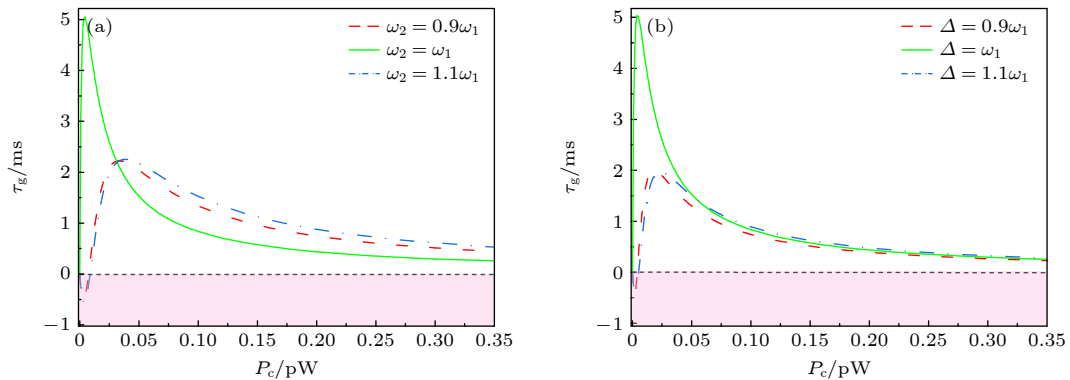


图 5 (a) 不同频率下, 群延迟 τ_g 作为泵浦功率 P_c 的函数; (b) 不同腔-泵失谐下, 群延迟 τ_g 作为泵浦功率 P_c 的函数

Fig. 5. (a) Group delay τ_g as a function of P_c for different frequencies of resonators; (b) the group delay τ_g as a function of P_c for different cavity-pump detuning.

4 结 论

本文研究了由一个光学模式与两个机械模式相互耦合的多模光力系统,展示了在蓝失谐泵浦场驱动时的 OMIA 和参量放大,红失谐泵浦场驱动时的 OMIT 和法诺共振以及对应的相位色散和群延迟. 在蓝边带条件下,斯托克斯场与探测光场的破坏性干涉导致了一个信号的放大. 结果表明,改变泵浦功率该系统中探测光的透射谱可以从 OMIA 到参数放大,并且得到了完全吸收时和开始放大的两个泵浦功率 ($P_c = 2.712$ fW 和 $P_c = 4.789$ fW). 在红边带条件下,反斯托克斯散射场之间破坏性干涉导致对称的窗口,然而不满足双光子共振条件会出现法诺共振. 结果显示:两个机械振子之间机械耦合强度关系变大,分裂间距变大,更大的耦合强度比值会产生更大的分裂峰宽,这可能是一种测量光机耦合强度的方案;探测场透射光谱发生从法诺共振到 OMIT 一系列的变化. 透射窗口中的对应的快速相散变化会导致群延迟,结果表明,该系统中的光学延迟可以达到 $\tau_g \simeq 5.0$ ms,提出了一种通过改变腔与泵浦失谐来对于慢光的调控.

参考文献

- [1] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [2] Metcalfe M 2014 *Appl. Phys. Rev.* **1** 031105
- [3] 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
- [4] Lai D G, Zou F, Hou B P, Xiao Y F, Liao J Q 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023860
- [5] Alegre T P, Perahia R, Painter O 2010 *Opt. Express* **18** 7872
- [6] Bagheri M, Poot M, Li M, Pernice W P H, Tang H X 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 726
- [7] Cole G D, Aspelmeyer M 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 690
- [8] Caulfield H J, Dolev S 2010 *Nat. Photonics* **4** 261
- [9] Chen H J 2021 *Appl. Phys. Express* **14** 082005
- [10] Li B B, Ou L, Lei Y, Liu Y C 2021 *Nanophotonics* **10** 2799
- [11] Li J J, Zhu K D 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 141905
- [12] Chen B, Xing H W, Chen J B, Xue H B, Xing L L 2021 *Quantum Inf. Process.* **20** 10
- [13] Chen H J 2021 *Phys. Rev. A* **104** 013708
- [14] Chen H J 2022 *Results Phys.* **42** 105987
- [15] Chen H J 2023 *Opt. Laser Technol.* **161** 109242
- [16] Agarwal G S, Huang S 2012 *Phys. Rev. A* **85** 021801
- [17] Mukherjee K, Jana P C 2019 *Eur. Phys. J. D* **73** 264
- [18] Weis S, Rivière R, Deléglise S, Gavartin E, Arcizet O, Schliesser A, Kippenberg T J 2010 *Science* **330** 1520
- [19] Xiong H, Wu Y 2018 *App. Phys. Rev.* **5** 031305
- [20] Lü H, Jiang Y, Wang Y Z, Jing H 2017 *Photonics Res.* **5** 367
- [21] Zhang L W, Li X L, Yang L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 170701 (in Chinese) [张利巍, 李贤丽, 杨柳 2019 物理学报 **68** 170701]
- [22] Chen H J, Wu H W, Yang J Y, Li X C, Sun Y J, Peng Y 2019 *Nanoscale Res. Lett.* **14** 73
- [23] Chen H J, Yang J Y, Zhao D M, Wu H W 2019 *Appl. Opt.* **58** 2463
- [24] Mahajan S, Singh M K, Bhattacharjee A B 2022 *Opt. Quantum Electron.* **54** 835
- [25] Liu L W, Gengzang D J, Shi Y Q, Chen Q, Wang X L, Wang P Y 2019 *Acta Phys. Pol. A* **136** 444
- [26] Xing H W, Chen B, Xing L L, Chen J B, Xue H B, Guo K X 2021 *Commun. Theor. Phys.* **73** 055101
- [27] Chen B, Shang L, Wang X F, Chen J B, Xue H B, Liu X, Zhang J 2019 *Phys. Rev. A* **99** 063810
- [28] Wang L D, Yan J K, Zhu X F, Chen B 2017 *Physica E* **89** 134
- [29] Liu Z X, Xiong H, Wu Y 2018 *Phys. Rev. A* **97** 013801
- [30] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [31] Miroschnichenko A E, Flach S, Kivshar Y S 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2257
- [32] Long X, Zhang M, Xie Z, Tang M, Li L 2020 *Opt. Commun.* **459** 124942
- [33] Zhen B, Chua S L, Lee J, Rodriguez A W, Liang X, Johnson S G, Joannopoulos J D, Soljačić M, Shapira O 2013 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **110** 13711
- [34] Chen H J 2021 *Results Phys.* **31** 105002
- [35] Liu Y C, Li B B, Xiao Y F 2017 *Nanophotonics* **6** 789
- [36] Teufel J D, Li D, Allman M S, Cicak K, Sirois A J, Whittaker J D, Simmonds R W 2011 *Nature* **471** 204
- [37] Karuza M, Biancofiore C, Bawaj M, Molinelli C, Galassi M, Natali R, Tombesi P, Giuseppe G D, Vitali D 2013 *Phys. Rev. A* **88** 013804
- [38] Bhattacharya M, Meystre P 2008 *Phys. Rev. A* **78** 041801
- [39] Jiang C, Cui Y, Bian X, Zuo F, Yu H, Chen G 2016 *Phys. Rev. A* **94** 023837
- [40] Spethmann N, Kohler J, Schreppler S, Buchmann L, Stamper-Kurn D M 2015 *Nat. Phys.* **12** 27
- [41] Ullah K, Jing H, Saif F 2018 *Phys. Rev. A* **97** 033812
- [42] Hill J T, Safavi-Naeini A H, Chan J, Painter O 2012 *Nat. Commun.* **3** 1196
- [43] Liu Y, Davanco M, Aksyuk V, Srinivasan K 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 223603
- [44] Shkarin A B, Flowers-Jacobs N E, Hoch S W, Kashkanova A D, Deutsch C, Reichel J, Harris J G E 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 013602
- [45] Huang S 2014 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **47** 055504
- [46] Ma P C, Zhang J Q, Xiao Y, Feng M, Zhang Z M 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043825
- [47] Huang J, Lai D G, Liao J Q 2022 *Phys. Rev. A* **106** 063506
- [48] Lai D G, Liao J Q, Miranowicz A, Nori F 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 063602
- [49] Lai D G, Qin W, Hou B P, Miranowicz A, Nori F 2021 *Phys. Rev. A* **104** 043521
- [50] Mari A, Farace A, Didier N, Giovannetti V, Fazio R 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 103605
- [51] Chen H J, Zhao D M, Wu H W, Xu H F 2019 *AIP Adv.* **9** 075105
- [52] Yang G, Huang Y X, Rao S 2022 *Quantum Inf. Process.* **22** 29
- [53] Lai D G, Huang J F, Yin X L, Hou B P, Li W, Vitali D, Nori

- F, Liao J Q 2020 *Phys. Rev. A* **102** 011502
- [54] Lai D G, Huang J, Hou B P, Nori F, Liao J Q 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063509
- [55] Lai D G, Qin W, Miranowicz A, Nori F 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 033102
- [56] Huang J, Lai D G, Liu C, Huang J F, Nori F, Liao J Q 2022 *Phys. Rev. A* **106** 013526
- [57] Ockeloen-Korppi C F, Gely M F, Damskäg E, Jenkins M, Steele G A, Sillanpää M A 2019 *Phys. Rev. A* **99** 023826
- [58] Chen H J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 134203 (in Chinese) [陈华俊 2020 物理学报 **69** 134203]
- [59] Ghobadi R, Bahrapour A R, Simon C 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033846
- [60] Jiang C, Chen B, Zhu K D 2011 *Europhys. Lett.* **94** 38002
- [61] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [62] Teufel J D, Donner T, Li D, Harlow J W, Allman M S, Cicak K, Sirois A J, Whittaker J D, Lehnert K W, Simmonds R W 2011 *Nature* **475** 359
- [63] Notomi M, Kuramochi E, Tanabe T 2008 *Nat. Photonics* **2** 741
- [64] Lai D G, Wang X, Qin W, Hou B P, Nori F, Liao J Q 2020 *Phys. Rev. A* **102** 023707
- [65] Wu B, Hulbert J F, Lunt E J, Hurd K, Hawkins A R, Schmidt H 2010 *Nat. Photonics* **4** 776
- [66] Fiore V, Yang Y, Kuzyk M C, Barbour R, Tian L, Wang H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 133601
- [67] 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
- [68] Chen B, Jiang C, Zhu K D 2011 *Phys. Rev. A* **83** 055803

Slow light effect caused by optomechanically induced transparency in multimode optomechanical system*

Xie Bao-Hao Chen Hua-Jun[†] Sun Yi*(School of Mechanics and Photoelectric Physics, Anhui University of Science and Technology, Huainan 232001, China)*

(Received 24 April 2023; revised manuscript received 29 May 2023)

Abstract

Owing to the radiation pressure, the cavity optomechanical system can couple the optical field with the mechanical resonator, so the state of the mechanical resonator can be regulated through the optical field. Conversely, the optical field in the optomechanical system can also be regulated by modulating the mechanical element. Therefore, many interesting optical phenomena, such as Fano resonance, optomechanically induced absorption and amplification, and optomechanically induced transparency, can be generated in a cavity optomechanical system. Especially in transparent windows, both absorption and dispersion properties change strongly, which results in extensive applications such as slow light and optical storage. Because of its ultra-high quality factor, small size, mass production on chip and convenient all-optical control, it provides an ideal platform for realizing slow light engineering. In this work, by solving the Heisenberg equation of motion of a multimode optomechanical system composed of an optical cavity and two mechanical oscillators, and then by using the input-output relationship for the cavity, the intensity of probe transmission can be obtained. Taking the experimental data as realistic parameters, the behaviors of probe transmission in different detuning conditions are presented. By controlling the pump power under blue detuning, the probe transmission undergoes a process of optomechanically induced absorption to parametric amplification, and the critical pump power is obtained. In the case of red detuning, optomechanically induced transparency, Fano resonance and phase dispersion of the system are studied, and the results of different mechanical coupling strengths, frequency relations and detuning are compared. The numerical results show that as the mechanical coupling strength between two mechanical oscillators increases, the splitting distance becomes larger, and a larger coupling strength ratio will result in a larger splitting peak width. By controlling the frequency relationship between the two resonators, the probe transmission spectra undergo a series of transitions from Fano resonance to optomechanically induced transparency. Because the transmission window of the probe light is accompanied by rapid phase dispersion change, it will lead to group delay. The slow light effect caused by optomechanically induced transparency is further discussed, and the propagation of fast and slow light can be controlled by pump-cavity detuning. The optical delay in this system can be in the order of milliseconds. The multimode optomechanical system based on array structure has a potential application prospect in slowing and storing light pulses.

Keywords: cavity optomechanics, optomechanically induced transparency, Fano resonance, slow light effect**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Nn, 42.81.Dp**DOI:** 10.7498/aps.72.20230663

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11647001, 11804004), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2020M681973), and the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 1708085QA11).

[†] Corresponding author. E-mail: chenphysics@126.com



多模光力系统中光力诱导透明引起的慢光效应

谢宝豪 陈华俊 孙轶

Slow light effect caused by optomechanically induced transparency in multimode optomechanical system

Xie Bao-Hao Chen Hua-Jun Sun Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 154203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230663

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230663>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

原子辅助光力系统中快慢光的量子调控

Quantum control of fast/slow light in atom-assisted optomechanical cavity

物理学报. 2019, 68(5): 054201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181424>

蓝失谐驱动下双腔光力系统中的光学非互易性

Optical nonreciprocity with blue-detuned driving in two-cavity optomechanics

物理学报. 2019, 68(17): 170701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190205>

基于类电磁诱导透明的双频段太赫兹超材料的传感和慢光特性

Sensing and slow light properties of dual-band terahertz metamaterials based on electromagnetically induced transparency-like

物理学报. 2022, 71(13): 138101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212163>

双腔光力学系统中输出光场纠缠特性的研究

Entanglement characteristics of output optical fields in double-cavity optomechanics

物理学报. 2018, 67(10): 104203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172467>

基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms

物理学报. 2021, 70(10): 103201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210102>

多模光力系统中的非传统声子阻塞

Unconventional phonon blockade in multimode optomechanical system

物理学报. 2018, 67(4): 044203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171599>