

## 基于耦合腔光磁机械系统的诱导透明特性\*

马会芳<sup>1)</sup> 闫映策<sup>1)</sup> 孙煜明<sup>2)†</sup> 高峰<sup>3)‡</sup>

1) (太原师范大学物理系, 晋中 030619)

2) (重庆邮电大学电子科学与工程学院, 重庆 400065)

3) (中国科学院国家授时中心, 时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

(2025 年 9 月 4 日收到; 2025 年 11 月 10 日收到修改稿)

提出了一种耦合腔光磁机械系统模型, 理论框架中可实现可调谐的诱导透明、法诺共振和快慢光效应. 系统中的 YIG 微桥结构的磁振子模与由磁致伸缩引起的机械振动的声子模呈色散耦合, 并且机械运动通过辐射压力进一步与光学腔耦合. 磁振子模通过磁偶极相互作用与微波腔模耦合, 形成腔光磁机械系统. 本文通过构建哈密顿量, 数值求解朗之万运动方程, 分析了耦合参数、失谐参数,  $Q$  值等对诱导透明、法诺共振和快慢光效应的影响. 结果显示, 通过调整耦合系数可以对吸收和色散光谱进行调制, 实现了系统的透明特性调制和光控磁场的光开关. 探测场分别作用于微波腔和光腔, 可以用来调节检测输出信号光的吸收开关. 此外, 本研究还讨论了系统的法诺共振的可调性和快慢光效应. 研究有望应用于量子信息储存和高精度测量领域.

**关键词:** 腔光磁机械系统, 可调谐诱导透明, 法诺共振, 快慢光效应**DOI:** 10.7498/aps.75.20251212**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251212

## 1 引言

腔光机械系统 (COM) 是研究光腔中以辐射压力为媒介的机械模式和光学模式耦合的平台<sup>[1]</sup>. 通过调节 COM 系统中的能级可以引发许多光学效应, 例如光力诱导透明 (OMIT)<sup>[2,3]</sup>、光力诱导吸收 (OMIA)<sup>[4]</sup>、量子相变<sup>[5]</sup>、非互易传输<sup>[6]</sup> 以及基态冷却<sup>[7]</sup>. 该系统在量子存储<sup>[8]</sup> 以及光学存储<sup>[9]</sup> 方面具有潜在应用价值.

近些年来, 研究人员将相关研究扩展到与腔光机械系统类似的腔磁力学系统 (CMM) 中<sup>[10]</sup>. 腔磁机械系统基于诸如磁绝缘体钇铁石榴石 (YIG) 等铁磁材料. YIG 具有非常高的自旋密度和低阻尼率<sup>[11]</sup>, 因此是研究一系列非线性量子现象的一个

很有潜力的平台. 例如磁力诱导透明 (MMIT)<sup>[12]</sup>、磁力诱导吸收 (MMIA)<sup>[13]</sup>、光学冷却<sup>[14]</sup>、混沌现象<sup>[15]</sup>、法诺共振<sup>[16]</sup> 以及量子纠缠现象<sup>[17]</sup>. 自旋波的磁振子对温度有较强的鲁棒性<sup>[18]</sup>, 并且已经在室温下的腔磁机械系统中证明了磁振子诱导透明<sup>[19]</sup>. YIG 中产生的磁致伸缩效应引入了磁振子和声子之间的相互作用从而导致了 MMIT. 实验上已经证明, MMIT 是一种与电磁诱导透明 (EIT) 类似的相干现象<sup>[20]</sup>, 由磁振子和声子之间的耦合引起的量子边带干涉效应触发.

光学纠缠是一种关键资源, 在量子信息科学中具有广泛的应用. 在微波领域, 纠缠场通常通过约瑟夫森参量放大器生成<sup>[21]</sup>. 此外, 它们还可以通过原子束的储库工程<sup>[22]</sup>、将压缩真空注入微波分束器<sup>[23]</sup> 或利用腔磁机械系统中的非线性磁致伸缩相互作用

\* 重庆市自然科学基金 (批准号: CSTB2024NSCQ-MSX0746) 和光量子技术与器件全国重点实验室开放课题基金 (批准号: KF202408) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 2648287541@qq.com

‡ 通信作者. E-mail: summit\_gao@ntsc.ac.cn

用来实现. 此外, 光学 (微波) 场还可以在光机械系统中通过与公共机械谐振器的辐射压力耦合来实现纠缠.

此外, 近几年法诺共振 (Fano resonance)<sup>[24]</sup> 和快慢光效应<sup>[25]</sup> 也引起了研究人员的极大关注. 法诺共振是由一种不同系统的共振态引起的量子干涉现象, 其特征是尖锐且不对称的共振光谱线. 由于其高色散和显著的场增强效应特性, 法诺共振在许多领域, 如量子波长转换<sup>[26]</sup>、生物传感、光学折射率传感器<sup>[27]</sup> 等都有应用. 此外, 另一种经典光学现象——快慢光效应, 是由光波在介质中传播而产生的. 介质通过影响光波的吸收和色散特性, 导致光波的群速度发生显著变化. 理论研究已经证实, 在室温下实现慢光和快光的可调转换是可行的. 快慢光在微波干涉仪<sup>[28]</sup>、分布式传感<sup>[29]</sup>、光缓存器<sup>[30]</sup> 等方面具有重要的应用前景.

基于上述的研究, 通过辐射压力将磁力机械位移耦合到光学腔中, 从而实现了 COM 与 CMM 的结合, 形成了一种新的耦合腔光磁机械 (OMM) 系统. 本文探索了腔 OMM 系统中微波腔和光学腔输出光谱的传播特性曲线. 通过调制耦合参数, 可以有效控制透明窗口的数量、高度和宽度, 并实现了系统的光开关. 此外, 还实现了输出光谱中快慢光转换与法诺共振现象的调制.

## 2 物理模型及理论

图 1 展示了本文研究的腔 OMM 系统, 系统包含微波腔模式 ( $a$ )、自旋波模式 ( $m$ )、声子模式

( $b$ ) 和光腔模式 ( $c_1$  和  $c_2$ ). 系统通过一个平凹镜、一个平面镜和一个高反射镜构建耦合光腔, YIG 晶体表面的微桥结构固定在右侧的光腔镜上<sup>[31]</sup>.

微波场从系统的右侧注入, 形成微波腔. 通过施加垂直于微波场的均匀偏置磁场, 激发自旋波模式. 在这种情况下, 自旋波模式通过一个强的红色失谐微波场激发, 用一个强的光场去驱动光腔模式<sup>[32]</sup>. 由于磁偶极相互作用, 自旋波模式与微波腔模式之间发生耦合. 当 YIG 晶体内的自旋波模式被激发时, 磁化强度的变化进一步改变晶格结构, 产生声子模式. 声子模式通过磁致伸缩效应和辐射压力机制与自旋波模式和光腔模式相互作用<sup>[32]</sup>. 两个不同频率的弱探测场作用于两个腔体, 以获得微波和光腔模式的输出响应谱. 因此, 系统的哈密顿量可以写成如下形式:

$$\begin{aligned} H/\hbar = & \omega_a a^\dagger a + \omega_b b^\dagger b + \omega_{c_1} c_1^\dagger c_1 + \omega_{c_2} c_2^\dagger c_2 \\ & + \omega_m m^\dagger m + g_{ma} (a^\dagger m + a m^\dagger) \\ & + J (c_2^\dagger c_1 + c_1^\dagger c_2) + g_{mb} m^\dagger m (b + b^\dagger) \\ & - g_{bc_2} c_2^\dagger c_2 (b + b^\dagger) + i\Omega (m^\dagger e^{-i\omega_0 t} - m e^{i\omega_0 t}) \\ & + iE (c_2^\dagger e^{-i\omega_1 t} - c_2 e^{i\omega_1 t}) + i\varepsilon_{p1} (a^\dagger e^{-i\omega_{p1} t} - a e^{i\omega_{p1} t}) \\ & + i\varepsilon_{p2} (c_2^\dagger e^{-i\omega_{p2} t} - c_2 e^{i\omega_{p2} t}). \end{aligned} \quad (1)$$

构建上述哈密顿量时, 前 5 项为每一个算子的自由能项; 第 6 项到第 9 项为算子之间的相互作用项; 接着便是系统的驱动场的哈密顿量和探测场的哈密顿量. (1) 式中的前 5 项,  $j(j^\dagger) = a(a^\dagger)$ ,  $m(m^\dagger)$ ,  $b(b^\dagger)$ ,  $c_1(c_1^\dagger)$ ,  $c_2(c_2^\dagger)$  分别是微波腔、磁振子、声子、

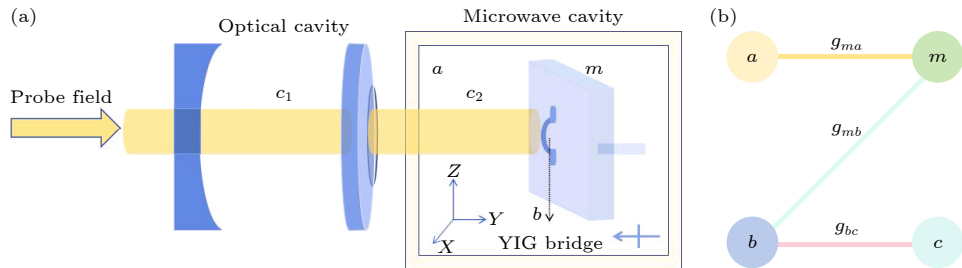


图 1 (a) 腔光-磁-机械系统示意图, 具体来说, 微波腔和磁振子模式通过磁偶极相互作用耦合, 声子模式通过色散磁致伸缩与磁振子模式耦合, 并通过辐射压与光学腔模式耦合; (b) 等效物理模型, 其中  $g_{ma}$  为微波腔与磁振子之间的耦合强度,  $g_{mb}$  为磁振子与声子之间的耦合强度,  $g_{bc}$  为声子与光子之间的耦合强度

Fig. 1. (a) Schematic of the cavity opto-magnomechanical system. Specifically, the microwave cavity and the magnon mode are coupled via magnetic dipole interaction. The phonon mode couples dispersively to the magnon mode through magnetostriction and to the optical cavity mode via radiation pressure. (b) Equivalent physical model.  $g_{ma}$  is the coupling strength between the microwave cavity and the magnon,  $g_{mb}$  is the coupling strength between the magnon and the phonon, and  $g_{bc}$  is the coupling strength between the phonon and the photon.

第 1 个光腔  $c_1$  和第 2 个光腔  $c_2$  的湮灭 (产生) 算符, 这些算符满足对易标准关系:  $[j, j^\dagger] = 1$ .  $\omega_j$  ( $j = a, m, b, c_1, c_2$ ) 为 5 个模式的频率. 磁振子的频率由自旋-磁化率  $\gamma$  [33] 和外加偏置磁场强度  $H$  决定,  $\omega_m = \gamma H$ . 第 6 项为微波腔与磁振子之间耦合的哈密顿量, 其耦合强度为  $g_{ma}$ . 第 7 项为两个光腔模式相互作用的哈密顿量.  $J$  是两个光腔算符之间的耦合强度, 这一项表示两个腔之间的耦合作用, 耦合系数与耦合光腔中平面镜的反射系数和透射系数有关; 两个腔内的光子算符由同一束从左侧进入频率为  $\omega_L$  的激光驱动, 所以两个腔内的算符是相干耦合. 第 8 项和第 9 项中的  $g_{mb}$  和  $g_{bc_2}$  分别表示磁振子与机械相互作用和第 2 个光学腔与机械相互作用的耦合强度. 第 10 项和第 11 项分别为磁振子模式与驱动场、第 2 个光腔模式与驱动场之间相互作用的哈密顿量. Rabi 频率  $\Omega = \frac{\sqrt{5}}{4} \gamma \sqrt{N} B_0$  为驱动磁场与磁振子模式的耦合强度, 其中  $B_0$  为驱动场的幅值,  $\omega_0$  为驱动场的频率,  $N = \rho V$  为 YIG 晶体中的自旋数量. 第 2 个光腔模式与驱动激光之间的耦合强度由公式  $E = \sqrt{2P_L \kappa_{c_2} / \hbar \omega_L}$  表示, 其中  $\kappa_{c_2}$  为第 2 个光腔模式的衰减率,  $P_L = 0.64$  mW 和  $\omega_L$  分别为激光的功率和频率 (波长为 1550 nm) [34]. 此外,  $\omega_{p1}$  和  $\omega_{p2}$  分别是微波腔和光腔中两个弱探测场的频率, 其振幅分别为  $\varepsilon_{p1} = \sqrt{2P_{p1} \kappa_a / \hbar \omega_{p1}}$  和  $\varepsilon_{p2} = \sqrt{2P_{p2} \kappa_{c_2} / \hbar \omega_{p2}}$ . 当需要探测时, 主要通过改变探测场的频率来实现. 探测微波场时, 探测场设置为微波频段; 探测光场时, 探测场设置为光波频段.

在 (1) 式中, 本研究忽略了非线性项  $\kappa m^\dagger m^\dagger mm$  [35], 需要满足  $\kappa |\langle m^3 \rangle| \ll \Omega$ , 系统的哈密顿量始终满足这一条件 [36]. 在以驱动频率  $\omega_L$  和  $\omega_0$  旋转的坐标系下, 修正后的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H/\hbar = & \Delta_a a^\dagger a + \omega_b b^\dagger b + \Delta_{c_2} c_2^\dagger c_2 + \Delta_m m^\dagger m \\ & + \Delta_{c_1} c_1^\dagger c_1 + g_{ma} (a^\dagger m + a m^\dagger) \\ & + J (c_2^\dagger c_1 + c_1^\dagger c_2) + g_{mb} m^\dagger m (b + b^\dagger) \\ & - g_{bc_2} c_2^\dagger c_2 (b + b^\dagger) + i\Omega (m^\dagger e^{-i\omega_0 t} - m e^{i\omega_0 t}) \\ & + iE (c_2^\dagger e^{-i\omega_L t} - c_2 e^{i\omega_L t}) \\ & + i\varepsilon_{p1} (a^\dagger e^{-i\delta_1 t} - a e^{i\delta_1 t}) \\ & + i\varepsilon_{p2} (c_2^\dagger e^{-i\delta_2 t} - c_2 e^{i\delta_2 t}). \end{aligned} \quad (2)$$

本文定义了如下频率失谐量:  $\Delta_a = \omega_a - \omega_0$ ,  $\Delta_m = \omega_m - \omega_0$ ,  $\Delta_{c_1} = \omega_{c_1} - \omega_L$  和  $\Delta_{c_2} = \omega_{c_2} - \omega_L$ , 分别表示微波驱动、磁振子驱动和光学驱动的失谐量.  $\delta_1 = \omega_{p1} - \omega_0$  和  $\delta_2 = \omega_{p2} - \omega_L$  表示探测场与驱动场之间的频率失谐量. 通过引入相应的衰减和涨落噪声项, 根据方程:  $\dot{O} = \frac{1}{i\hbar} [O, H] - \kappa_O O + \sqrt{2\kappa_O} O^{\text{in}}$  ( $O = a, m, b, c_1, c_2$ ) [19], 可以得到系统的量子 Langevin 方程:

$$\dot{a} = -i\Delta_a a - ig_{ma} m + \varepsilon_{p1} e^{-i\delta_1 t} - \kappa_a a + \sqrt{2\kappa_a} a^{\text{in}}(t), \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \dot{m} = & -i\Delta_m m - ig_{ma} a - ig_{mb} m (b + b^\dagger) \\ & + \Omega - \kappa_m m + \sqrt{2\kappa_m} m^{\text{in}}(t), \end{aligned} \quad (3b)$$

$$\begin{aligned} \dot{b} = & -i\omega_b b - ig_{mb} m^\dagger m + ig_{bc_2} c_2^\dagger c_2 - \kappa_b b \\ & + \sqrt{2\kappa_b} b^{\text{in}}(t), \end{aligned} \quad (3c)$$

$$\begin{aligned} \dot{c}_2 = & -i\Delta_{c_2} c_2 - iJ c_1 + ig_{bc_2} (b + b^\dagger) + E \\ & + \varepsilon_{p2} e^{-i\delta_2 t} - \kappa_{c_2} c_2 + \sqrt{2\kappa_{c_2}} c_2^{\text{in}}(t), \end{aligned} \quad (3d)$$

$$\dot{c}_1 = -i\Delta_{c_1} c_1 - iJ c_2 - \kappa_{c_1} c_1 + \sqrt{2\kappa_{c_1}} c_1^{\text{in}}(t). \quad (3e)$$

上述公式中的  $\kappa_j$  ( $j = a, m, b, c_1, c_2$ ) 是微波腔模式、磁振子模式、声子模式和两个光腔模式的损耗率.  $O^{\text{in}}$  是相应的真空输入噪声, 其均值为零, 并满足  $\langle O^{\text{in}} \rangle = 0$ , 在强驱动场的作用下, 磁振子模式和光学模式在稳态下具有较大的相干幅度, 即  $|m| \gg 1$ ,  $|c_i| \gg 1$  ( $i = 1, 2$ ). 由于光束分离器的相互作用, 微波腔模式可以获得稳态幅度, 且  $|a| \gg 1$ . 这些更大的幅度特性使得系统动力学可线性化. 每个算符 ( $a, m, b, c_1, c_2$ ) 被描述为围绕较大平均值的小浮动.

因此, 在线性化量子 Langevin 方程时, 会以稳态解为中心并保留一阶项. 每个海森伯算符可以重写为  $\langle O \rangle = O_s + O_+ e^{-i\delta t} + O_- e^{i\delta t}$  ( $O = a, m, b, c_1, c_2$ ),  $O_s$  为每个算符的稳态解;  $O_+$  为上边带, 通常与反 Stokes 过程关联;  $O_-$  为下边带, 通常与 Stokes 过程关联. 通过联立方程组, 即得到稳态解为 [37]:

$$a_s = -\frac{ig_{ma} m_s}{\kappa_a + i\Delta_a}, \quad (4a)$$

$$m_s = \frac{\Omega - ig_{ma} a_s}{i\Delta_m + \kappa_m}, \quad (4b)$$

$$b_s = \frac{ig_{bc_2} |\langle c_2 \rangle|^2 - ig_{mb} |\langle m \rangle|^2}{\kappa_b + i\omega_b}, \quad (4c)$$

$$c_{2s} = \frac{E - iJc_{1s}}{i\tilde{\Delta}_{c_2} + \kappa_{c_2}}, \quad (4d)$$

$$c_{1s} = \frac{-iJc_{2s}}{i\tilde{\Delta}_{c_1} + \kappa_{c_1}}. \quad (4e)$$

有效失谐  $\tilde{\Delta}_m = \Delta_m + g_{mb}(b + b^\dagger)$  和  $\tilde{\Delta}_{c_2} = \Delta_{c_2} - g_{bc_2}(b + b^\dagger)$  包括失谐项和频率转移项. 微波腔和光腔模式分别由强红失谐的微波场和光场驱动, 从而抑制高度离共振的 Stokes 散射. 因此, 只有反 Stokes 散射在腔内建立起来. 两种频率转移项分别来自磁致伸缩和辐射压力相互作用对机械位移的影响. 当探测场的频率为  $\omega_{p1}$  时, 微弱探测场作用于微波腔. 忽略其中的非共振项, 仅保留共振项, 因此计算与  $O_+$  相关的方程 [38]:

$$[i(\delta_1 - \Delta_a) - \kappa_a]a_+ - ig_{ma}m_+ + \varepsilon_{p1} = 0, \quad (5a)$$

$$[i(\delta_1 - \tilde{\Delta}_m) - \kappa_m]m_+ - ig_{ma}a_+ - iG_{mb}b_+ = 0, \quad (5b)$$

$$[i(\delta_1 - \omega_b) - \kappa_b]b_+ - iG_{mb}^*m_+ + iG_{bc_2}^*c_{2+} = 0, \quad (5c)$$

$$[i(\delta_1 - \tilde{\Delta}_{c_2}) - \kappa_{c_2}]c_{2+} - iG_{bc_2}b_+ - iJc_{1+} = 0, \quad (5d)$$

$$[i(\delta_1 - \Delta_{c_1}) - \kappa_{c_1}]c_{1+} - iJc_{2+} = 0, \quad (5e)$$

其中,  $G_{mb} = g_{mb}m_s$  和  $G_{bc_2} = g_{bc_2}c_{2s}$  为有效的磁力机械和光力机械的耦合强度. 在可区分的边带机制中, 设定  $\Delta_a = \tilde{\Delta}_m = \tilde{\Delta}_{c_2} = \Delta_{c_1} = \omega_b$ , 得到关于  $a_+$  的结果表达式:

$$a_+ = \varepsilon_{p1} \times \left\{ E + \frac{g_{ma}^2}{|G_{mb}|^2 / [ |G_{bc_2}|^2 / (J^2/A + B) + C ] + D} \right\}^{-1}, \quad (6)$$

其中,  $A = \kappa_{c_1} + i(\Delta_{c_1} - \delta_1)$ ,  $B = \kappa_{c_2} + i(\tilde{\Delta}_{c_2} - \delta_1)$ ,  $C = \kappa_b + i(\omega_b - \delta_1)$ ,  $D = \kappa_m + i(\tilde{\Delta}_m - \delta_1)$ ,  $E = \kappa_a + i(\Delta_a - \delta_1)$ .

微波腔的输出场幅值是通过标准输入-输出关系:  $\varepsilon_{out1} = \varepsilon_{in} - 2\kappa_a \langle a \rangle$ , 并设置  $\varepsilon_{in} = 0$ , 输出场的幅值可以写成 [36]:

$$\varepsilon_{out1} = \frac{2\kappa_a a_+}{\varepsilon_{p1}}. \quad (7)$$

输出场的实部  $\text{Re}[\varepsilon_{out}]$  和虚部  $\text{Im}[\varepsilon_{out}]$  分别代表系统的吸收谱和色散谱. 当探测场的频率变成  $\omega_{p2}$  时, 微弱探测场作用于第 2 个光学腔. 与微波腔的计算方式一样, 通过保留仅与共振项相关的项, 可以得到以下关联方程:

$$[i(\delta_2 - \Delta_a) - \kappa_a]a_+ - ig_{ma}m_+ = 0, \quad (8a)$$

$$[i(\delta_2 - \tilde{\Delta}_m) - \kappa_m]m_+ - ig_{ma}a_+ - iG_{mb}b_+ = 0, \quad (8b)$$

$$[i(\delta_2 - \omega_b) - \kappa_b]b_+ - iG_{mb}^*m_+ + iG_{bc_2}^*c_{2+} = 0, \quad (8c)$$

$$[i(\delta_2 - \tilde{\Delta}_{c_2}) - \kappa_{c_2}]c_{2+} + iG_{bc_2}b_+ - iJc_{1+} + \varepsilon_{p2} = 0, \quad (8d)$$

$$[i(\delta_2 - \Delta_{c_1}) - \kappa_{c_1}]c_{1+} - iJc_{2+} = 0. \quad (8e)$$

根据上述类似解法, 可以得到  $c_{2+}$  的表达式:

$$c_{2+} = \varepsilon_{p2} \left[ E + \frac{J^2}{D} + \frac{|G_{bc_2}|^2}{C + |G_{mb}|^2 / \left( B + \frac{g_{ma}^2}{A} \right)} \right]^{-1}, \quad (9)$$

其中,  $A = \kappa_a + i(\Delta_a - \delta_2)$ ,  $B = \kappa_m + i(\tilde{\Delta}_m - \delta_2)$ ,  $C = \kappa_b + i(\omega_b - \delta_2)$ ,  $D = \kappa_{c_1} + i(\Delta_{c_1} - \delta_2)$ ,  $E = \kappa_{c_2} + i(\tilde{\Delta}_{c_2} - \delta_2)$ .

通过应用标准的输入-输出关系, 可以得到第 2 个光腔场的输出场幅值:

$$\varepsilon_{out2} = \frac{2\kappa_{c_1}c_{1+}}{\varepsilon_{p2}}. \quad (10)$$

### 3 数值结果与分析

#### 3.1 微波腔的输出特性研究

在数值计算上, 本文采用实验上可行的参数 [10]:  $\omega_a/(2\pi) = 10$  GHz,  $\omega_b/(2\pi) = 10$  MHz, 光的波长为  $\lambda_{c1} = \lambda_{c2} = 1550$  nm,  $\kappa_a/(2\pi) = 2.1$  MHz,  $\kappa_m/(2\pi) = \kappa_{c1}/(2\pi) = \kappa_{c2}/(2\pi) = 0.1$  MHz,  $\kappa_b/(2\pi) = 100$  Hz. 此外, 为了研究光机有效耦合强度对输出光谱的影响, 将微波磁振子耦合强度固定在  $g_{ma}/(2\pi) = 3$  MHz.

首先研究腔 OMM 系统探测到微波腔的输出频谱. 当探测场的频率调谐到微波频段时, 其与微波腔体产生谐振. 我们系统地研究了系统内各种耦合参数的作用, 以阐明控制多波段透明度的基本物理原理. 透明窗口形成的根本原因是不同光学跃迁之间的相消干涉路径. 为了更清楚地揭示 MIT, MMIT 和 OMIT 窗口的机制, 我们在图 2 中绘制了腔-OMM 系统的能级图.

状态转换  $|n_a, n_m, n_b, n_{c1}, n_{c2}\rangle \leftrightarrow |n_a + 1, n_m, n_b, n_{c1}, n_{c2}\rangle$  是由探测场对光子的直接激发而产生的. 状态转变  $|n_a, n_m + 1, n_b, n_{c1}, n_{c2}\rangle \leftrightarrow |n_a + 1, n_m, n_b, n_{c1}, n_{c2}\rangle$  是由磁振子模和微波腔模之间的相互作用引起的, 相互作用过程湮灭了磁振子并同



时产生了光子. 两条跃迁路径共同导致相消干涉, 从而产生共振 MIT 窗口和两侧对称吸收下降. 当考虑 YIG 晶体的声子模时, 磁力相互作用引入了跃迁路径:  $|n_a, n_m + 1, n_b, n_{c_1}, n_{c_2}\rangle \leftrightarrow |n_a, n_m, n_b + 1, n_{c_1}, n_{c_2}\rangle$ , 破坏了原有的量子相干性, 产生两个透明窗口. 此外, 光腔模与声子模通过辐射压的相互作用引起声子转换过程, 该过程可以描述为:  $|n_a, n_m, n_b, n_{c_1}, n_{c_2} + 1\rangle \leftrightarrow |n_a, n_m, n_b + 1, n_{c_1}, n_{c_2}\rangle$ . 过渡路径与上述路径相长干涉, 在共振时产生 OMIT 窗口.

首先研究了四模混合腔 OMM 系统的透明特性, 图 3(a), (b) 分别表示输出场吸收光谱曲线和色散光谱曲线, 并展示其不同耦合强度下的变化. 曲线 A 表明系统中仅保留微波-磁振子相互作用 ( $G_{mb} = G_{bc_2} = 0$ ), 可以观察到典型的 MIT 现象, 即输出光谱的洛伦兹峰被分成了两部分. 曲线 B 为引入磁振子-声子耦合 ( $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz) 后的情况 ( $G_{bc_2}/(2\pi) = 0$ ). 磁力耦合的引入导致了一条新的过渡路径, 该路径干扰了原来的两条路径. 干扰产生了一个新的相消干扰点. 磁力相互作用导

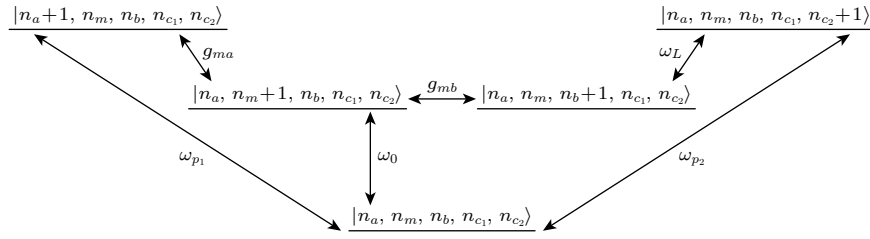


图 2 腔 OMM 系统的能级示意图

Fig. 2. Schematic of the energy-level of the cavity-OMM system.

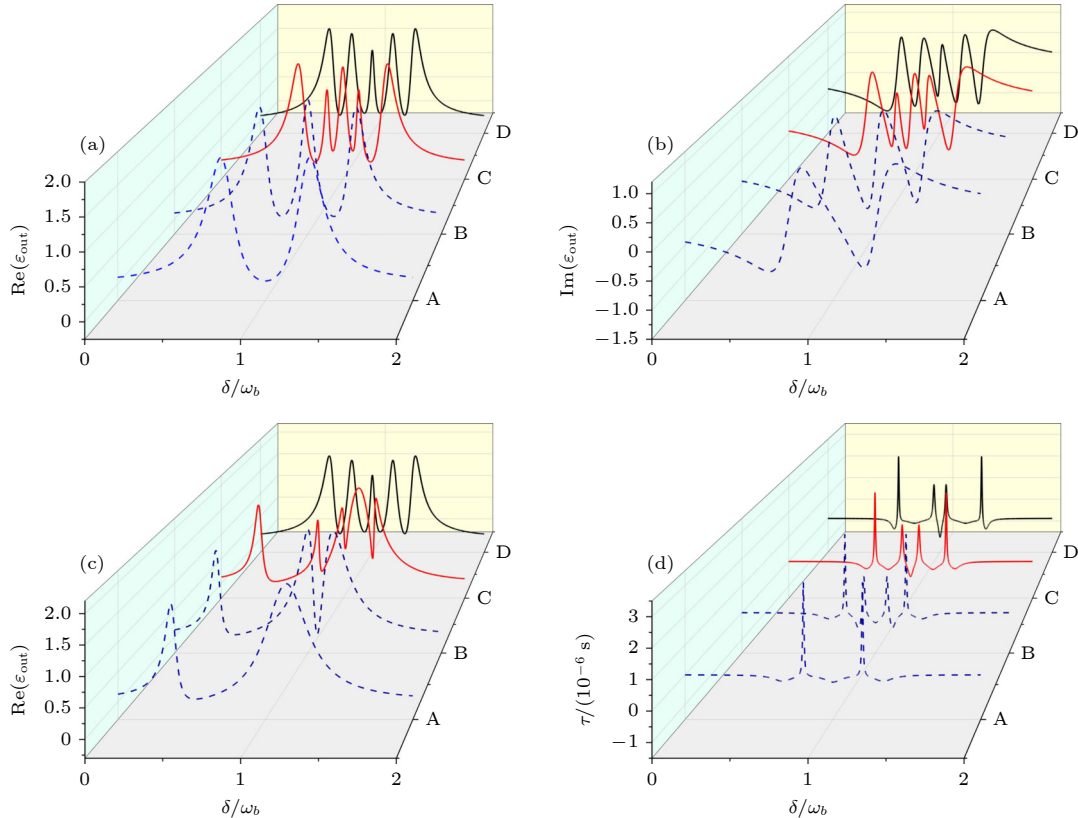


图 3 在不同耦合强度下的情况 (a) 探测场的吸收光谱与归一化失谐  $\delta/\omega_b$  的关系; (b) 探测场的色散光谱与归一化失谐  $\delta/\omega_b$  的关系; (c) 不对称吸收光谱中法诺共振线型随归一化失谐  $\delta/\omega_b$  的变化; (d) 群延迟  $\tau$  与归一化失谐  $\delta/\omega_b$  的关系

Fig. 3. Results under different coupling strengths: (a) Absorption spectrum of the probe field versus normalized detuning  $\delta/\omega_b$ ; (b) dispersion spectrum of the probe field versus normalized detuning  $\delta/\omega_b$ ; (c) variation of the Fano resonance lineshape in the asymmetric absorption spectrum with normalized detuning  $\delta/\omega_b$ ; (d) group delay  $\tau$  versus normalized detuning  $\delta/\omega_b$ .

致出现了第 2 个透明窗口 MMIT, 说明了在没有光机耦合的情况下 CMM 系统的基本透明特性. 在这种情况下, 透明窗主要由 MIT 和 MMIT 组成, 同时在  $\delta = \omega_b$  时完全吸收探测光场. 曲线 C 为在引入光学腔后, 通过辐射压力产生光子与声子之间的耦合 ( $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz,  $G_{bc_2}/(2\pi) = 1$  MHz), 出现第 3 个 OMIT 窗口. 在  $\delta = \omega_b$  处, 吸收光谱分裂, 吸收峰从最大值降至最小值. 这种现象是由量子干涉效应的破坏导致的<sup>[39]</sup>, 从而引发介质吸收率的急剧下降. 该现象表明, 光学腔可以调节探测输出信号的光吸收状态 (开或关). 曲线 D 则通过增大光学腔与声子之间的耦合强度  $G_{bc_2}/(2\pi) = 2$  MHz ( $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz), 使透明窗变得更宽、更深, OMIT 窗口宽度由  $(\kappa_b/2) + (G_{bc_2}/\kappa_{c_2})$  决定<sup>[39,40]</sup>. 因此, 作用模的数量增加会导致透明窗的数量增加, 而耦合强度的变化会进一步影响这些透明窗的宽度和深度. 同时, 随着吸收光谱中透明窗口的出现, 在  $\delta/\omega_b = 1$  附近的对称位置处出现了明显的色散, 相应的色散曲线变得更加陡峭. 这一性质对于研究系统中快慢光的传播机制具有重要意义.

接下来, 探讨输出场中非对称吸收光谱的法诺共振现象及其物理机制. 法诺共振源于光学机械相互作用系统中非共振相互作用引发的量子干涉现象. 在图 3(c) 中, 仅考虑微波腔与磁振子的耦合 ( $G_{mb} = G_{bc_2} = 0$ ) 以及失谐  $\Delta_m = 0.5\omega_b$  (非共振条件). 如曲线 A 所示, 最初对称的微波透明现象 (MIT) 的吸收光谱转变为非对称透明窗口. 这种非对称的 MIT 带可解释为多重法诺共振的叠加效应. 当引入磁振子-声子耦合 ( $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz), 且  $G_{bc_2}/(2\pi) = 0$ ,  $\Delta_m = 0.5\omega_b$  时, 曲线 B 显示出一个非对称的双法诺共振. 这是由于非共振相互作用与其他共振相互作用的干涉所导致的. 当所有耦合 ( $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz,  $G_{bc_2}/(2\pi) = 2$  MHz),  $\Delta_m = 0.5\omega_b$  均存在时, 左下曲线表明双法诺共振转变为三重法诺共振. 最后, 曲线 D 展示了在考虑所有耦合的情况下, 法诺共振现象的消失. 当失谐满足共振条件 ( $\Delta_m = \omega_b$ ) 时, 共振条件抑制了法诺共振的产生.

图 3(d) 讨论了不同光学腔光子-声子耦合强度 ( $G_{bc_2}$ ) 对输出信号群延迟的影响. 系统中探测光群延迟的传播特性可以表示为<sup>[41]</sup>

$$\tau = \frac{\partial \phi}{\partial \omega_p} = \text{Im} \left[ \frac{1}{\varepsilon_{\text{outl}}} \frac{\partial \varepsilon_{\text{outl}}}{\partial \omega_p} \right] = \text{Im} \left[ \frac{1}{\varepsilon_{\text{outl}}} \frac{\partial \varepsilon_{\text{outl}}}{\partial \delta} \right]. \quad (11)$$

群延迟的正值 (正群延迟) 反映了慢光传播现象, 而负值 (负群延迟) 则反映了快光传播现象. 固定磁振子-声子耦合强度为  $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz, 研究了光学腔光子-声子耦合对快光-慢光效应的影响. 具体来说, 本研究比较了在不同耦合强度下的群延迟曲线 (曲线 A:  $G_{bc_2} = 0$ , 曲线 B:  $G_{bc_2}/(2\pi) = 1$  MHz, 曲线 C:  $G_{bc_2}/(2\pi) = 2$  MHz, 曲线 D:  $G_{bc_2}/(2\pi) = 3$  MHz).

曲线 A 显示了 2 个正峰值和 3 个负谷值. 在引入光学腔光子-声子耦合后, 随着耦合系数的增大, 群延迟曲线发生显著变化. 在共振频率  $\delta = \omega_b$  处, 群延迟  $\tau$  大于 0, 系统表现出慢光传播特性, 并且随着耦合强度的增加,  $\delta = \omega_b$  处的传播特性从慢光切换到快光. 谐振频率两侧群延迟的峰值发生变化. 同时, 共振频率两侧的群延迟峰值分别表现出正值减小和负值增大的趋势, 这表明慢光效应逐渐减弱, 而快光效应逐渐增强. 这种变化是由于光机械耦合引入了额外的量子干涉路径而引起的, 该路径在谐振频率两侧引起快速相位色散. 群延迟的物理机制涉及探测场和反斯托克斯场之间的可调谐量子干涉. 因此, 可以通过调节光机耦合的强度来实现群时延的动态控制, 从而实现快慢光效应的有效调制.

### 3.2 光学腔的输出特性

接下来研究了频率为  $\omega_{p2}$  的探测场作用于光学腔的输出光谱. 当探测场的频率调谐到光学频段时, 其与光学腔谐振. 为了研究微波腔对输出频谱的影响. 我们的分析方法与研究微波腔输出光谱的方法类似, 采用吸收光谱、色散特性、法诺共振分布和群延迟测量来研究系统特性. 光学腔光子-声子的耦合系数设定为  $G_{bc_2}/(2\pi) = 2$  MHz.

图 4(a), (b) 分别显示了探测场在输出场吸收光谱和色散谱中的响应. 曲线 A 对应微波腔-磁振子和磁振子-声子的耦合强度为零 ( $g_{ma} = G_{mb} = 0$ ). 此时, 系统中的光子可以通过两条路径产生: 一是在频率  $\omega_L$  的激光驱动下, 声子模与光腔模耦合实现的跃迁过程  $|n_a, n_m, n_b, n_{c_1}, n_{c_2} + 1\rangle \leftrightarrow |n_a, n_m, n_b + 1, n_{c_1}, n_{c_2}\rangle$ ; 另一种是探测场诱导的跃迁路径  $|n_a, n_m, n_b, n_{c_1}, n_{c_2} + 1\rangle \leftrightarrow |n_a, n_m, n_b, n_{c_1}, n_{c_2}\rangle$ . 由于两种不同的干涉路径导致共振时产生破坏性量子干涉, 光学腔与声子之间的辐射压力在谱中会

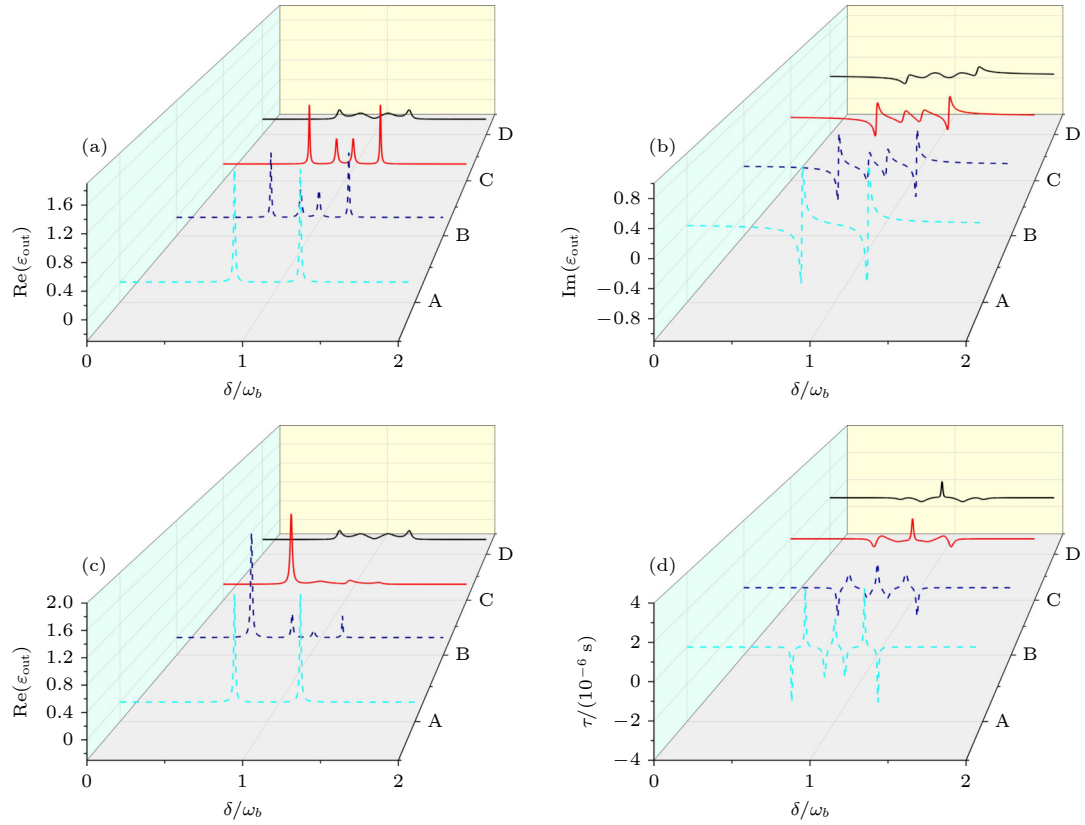


图 4 在不同耦合强度下的情况 (a) 探测场的吸收谱与归一化失谐  $\delta/\omega_b$ ; (b) 探测场的色散谱与归一化失谐  $\delta/\omega_b$ ; (c) 非对称吸收谱中法诺共振线形随归一化失谐  $\delta/\omega_b$  的变化; (d) 群延迟  $\tau$  与归一化失谐  $\delta/\omega_b$  的关系

Fig. 4. Results under different coupling strengths: (a) Absorption spectrum of the probe field versus normalized detuning  $\delta/\omega_b$ ; (b) dispersion spectrum of the probe field versus normalized detuning  $\delta/\omega_b$ ; (c) variation of the Fano resonance lineshape in the asymmetric absorption spectrum with normalized detuning  $\delta/\omega_b$ ; (d) group delay  $\tau$  versus normalized detuning  $\delta/\omega_b$ .

形成一个透明窗口 (OMIT). 随着耦合系数的逐步引入, 透明窗口分裂为 4 个, 如曲线 B, C 和 D 所示 (B:  $G_{mb}/(2\pi)=2$  MHz,  $g_{ma}=0$ . C:  $G_{mb}/(2\pi)=2$  MHz,  $g_{ma}/(2\pi)=1$  MHz. D:  $G_{mb}/(2\pi)=2$  MHz,  $g_{ma}/(2\pi)=2$  MHz). 从曲线 B 可以看出, 引入磁力相互作用增加了一个新的过渡通道  $|n_a, n_m, n_b, n_{c1}+1, n_{c2}\rangle \leftrightarrow |n_a, n_m+1, n_b, n_{c1}, n_{c2}\rangle$ , 其描述了声子的湮灭、驱动光子的吸收以及磁振子的同时产生. 这种转变破坏了之前的量子相干性, 形成两个透明窗口. 如曲线 C, D 所示, 当磁振子模式通过磁偶极子相互作用与微波腔模式配对时, 会出现一条额外的量子干涉路径, 这导致出现了 MIT, MMIT 和 OMT 窗口. 随着  $g_{ma}$  的增大, 透明窗口的宽度和深度增大, 这与图 3(a), (b) 中观察到的现象类似. 因此, 增加作用模式可以增加透明窗口的数量, 耦合强度会影响系统的透明效应.

图 4(c) 讨论了不同耦合参数对非对称吸收谱中法诺共振的影响. 曲线 A—C 展示了随着耦合系

数的引入, 非对称透明窗口逐渐演变为三重法诺共振谱 (A:  $g_{ma} = G_{mb} = 0$ ; B:  $g_{ma} = 0$ ,  $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz; C:  $g_{ma}/(2\pi) = 2$  MHz,  $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz). 这归因于非共振项的相互作用 (失谐  $\Delta_{c2} = 0.7\omega_b$ ). 曲线 D 显示了在所有耦合都存在且达到共振条件时的情况 ( $g_{ma}/(2\pi) = 2$  MHz,  $G_{mb}/(2\pi) = 2$  MHz,  $\Delta_{c2} = \omega_b$ ), 此时法诺共振消失, 吸收谱中出现对称的透明窗口. 这一结果表明, 系统处于共振状态, 不同耦合模式之间的相互作用达到平衡, 从而抑制了法诺共振.

在图 4(d) 中, 固定磁振子-声子的耦合系数为  $G_{mb}/(2\pi)=2$  MHz, 通过调整微波光子-磁振子的耦合强度来探测系统的群延迟  $\tau$ . 具体来说, 设置了不同的  $g_{ma}$  耦合强度:  $g_{ma}=0$  (曲线 A),  $g_{ma}/(2\pi) = 1$  MHz (曲线 B),  $g_{ma}/(2\pi) = 2$  MHz (曲线 C) 和  $g_{ma}/(2\pi)=3$  MHz (曲线 D). 随着耦合强度  $g_{ma}$  的增大, 慢光效应显著增强, 而快光效应在共振频率处减弱. 微波光子-磁振子的耦合参数可以通过改



变微波腔里面磁振子的位置进行调节, 实验者可以通过调整伸入微波腔的磁小球固定杆的长度有效调节该耦合参数<sup>[42]</sup>. 因此, 通过改变微波光子-磁振子的耦合强度, 实现了快光与慢光效应转换的控制.

下文主要研究不同  $Q$  值情况下输出光谱的分析, 通过改变耦合腔中平面镜不同的反射率, 从而改变两个光腔之间耦合率. 目前  $Q = 10^5$ , 分别研究  $Q = 10^4$  和  $10^6$  时的吸收和色散光谱.

与图 4(a), (b) 相比, 图 5(a), (b) 的  $Q$  值更低, 结果显示,  $Q$  值低的谐振峰更宽, 损耗破坏了其相干性, 光谱退化成洛伦兹线性或弱耦合峰, 共振峰展宽. 谐振峰部分重叠, 由于耦合率与衰减率相近, 会导致临界耦合, 光谱会出现“驼峰”状. 对于  $Q$  值高的情况, 如图 5(c), (d), 谐振峰更尖锐, 腔的选频能力越强, 模式劈裂清晰.  $Q$  值高的能量被长时间局域在腔内, 光子寿命长, 强耦合主导, 光谱会出现明显的反交叉.

主动调谐方面包括磁学、光学、电学、机械和热学等, 适用于该模型为光学调谐. 光学调谐主要

通过改变光本身的属性去实现调谐, 分为两方面: 一是改变光的功率, 可以直接影响 EIT 透明窗口的宽度和深度. 功率越大, 窗口通常越宽. 二是微调光相对于能级共振的频率, 进而改变量子相消干涉的条件, 从而移动透明窗口或改变其形状.

最后分析了所提出模型的实验可行性. 目前的实验研究从多个角度为该系统的物理机制提供强有力的支持. 首先, 现有实验已证实 CMM 系统中的 MMIT 现象可归因于磁振模与声子模耦合引起的量子边带干涉效应<sup>[43]</sup>. 其次, 微波腔内 YIG 晶体的集体磁振子激发可以通过磁偶极子相互作用实现与微波光子的耦合<sup>[44]</sup>, 同时通过磁致伸缩效应建立磁振子和声子之间的耦合通道<sup>[43]</sup>. 光机耦合所需的光学腔可以通过在微桥表面安装小型高反射镜垫来实现<sup>[45]</sup>. 此外, 通过辐射压力的光机耦合已在 COM 系统中成功演示, 实现了 OMIT. 在此基础上, 激活了磁子、声子和光子之间的状态交换相互作用<sup>[17]</sup>. 因此, 这些研究结果表明本研究提出的方案可以通过实验实现.

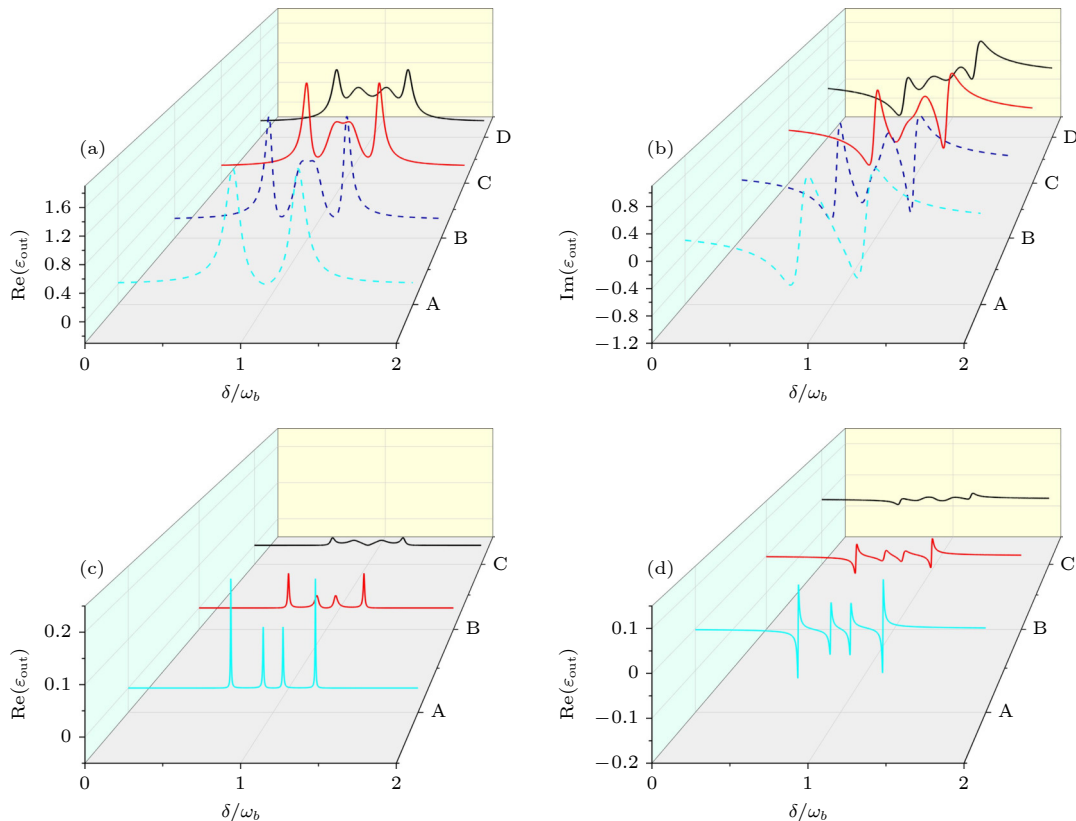


图 5 在不同  $Q$  值的情况 (a)  $Q = 10^4$  时探测场的吸收谱; (b)  $Q = 10^4$  时探测场的色散谱; (c)  $Q = 10^6$  时探测场的吸收谱; (d)  $Q = 10^6$  时探测场的色散谱

Fig. 5. Absorption and dispersion spectra of the probe field under different  $Q$  values: (a) Absorption spectrum of the probe field with a  $Q$  value of  $10^4$ ; (b) dispersion spectrum of the probe field with a  $Q$  value of  $10^4$ ; (c) absorption spectrum of the probe field with a  $Q$  value of  $10^6$ ; (d) dispersion spectrum of the probe field with a  $Q$  value of  $10^6$ .



## 4 结 论

本文研究了在强控制场下弱探测场中耦合腔 OMM 系统的 MIT, MMIT 和 OMIT 窗口. 通过非线性声子-磁振子相互作用观察到了 MMIT. 此外, 微波腔中的光子-磁振子相互作用导致了 MIT, 而 OMIT 则通过光学腔中光子与非线性声子之间的辐射压力相互作用实现. 探针场的频率被调节以作用于微波腔和光学腔. 当探针场与微波腔相互作用时, 在光机械耦合下, 其在谐振频率下的吸收被显著抑制, 从而对光传输产生明显的开关效应. 并进一步分析了非对称法诺共振现象, 这反映了系统内量子干涉机制的存在, 并影响了快和慢光转换的过程. 此外, 选择合适的耦合参数不仅可以增强快慢光的效果, 还可以实现快慢光之间的动态切换.

## 参考文献

- [1] Yin Z Q, Han Y J 2009 *Phys. Rev. A* **79** 024301
- [2] Liu S D, Yang Z, Liu R P, Li X Y 2011 *Opt. Express* **19** 15363
- [3] Lu H, Shi S H, Li D K, Bo S W, Zhao J X, Mao D, Zhao J L 2024 *Adv. Photon.* **6** 036001
- [4] Qin G Q, Yang H, Mao X, Wen J W, Wang M, Ruan D, Long G L 2020 *Opt. Express* **28** 580
- [5] Wang B, Nori F, Xiang Z L 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 053601
- [6] Ren Y L, Ma S L, Xie J K, Li X K, Li F L 2021 *Opt. Express* **29** 41399
- [7] Zhou B Y, Li G X 2016 *Phys. Rev. A* **94** 033809
- [8] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nat. Photon.* **3** 706
- [9] Wang Q, Zhang J Q, Ma P C, Yao C M, Feng M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 063827
- [10] Zuo X, Fan Z Y, Qian H, Ding M S, Tan H T, Li J 2024 *New. J. Phys.* **26** 031201
- [11] Mihalceanu L, Bozhko D A, Vasyuchka V I, Serga A A, Hillebrands B, Pomyalov A, L'vov V S, Tyberkevych V S 2019 *Ukr. J. Phys.* **64** 927
- [12] Ullah K, Naseem M T, Müstecaplıoğlu Ö E 2020 *Phys. Rev. A* **102** 033721
- [13] Barbhuiya S A, Bhattacharjee A B 2022 *J. Appl. Phys.* **132** 123104
- [14] Chen C W, Meehan B, Hawkins T W, Ballato J, Dragic P D, Boilard T, Bernier M, Digonnet M J F 2024 *Opt. Lett.* **49** 533925
- [15] Shen R C, Li J, Fan Z Y, Wang Y P, You J Q 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 123601
- [16] Chen H W, Fan X Y, Fang W J, Cao S S, Sun Q H, Wang D D, Niu H J, Li C C, Wei X, Bai C L, Santosh Kumar 2024 *Photonics* **11** 010068
- [17] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203601
- [18] Gou C D, Hu X M, Xu J, Wang F 2024 *Phys. Rev. Research* **6** 023052
- [19] Bayati S, Bagheri Harouni M, Mahdifar A 2024 *Opt. Express* **32** 14914
- [20] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [21] Hidki A, Lakhfif A, Nassik M, Ahmed R, Sohail A 2024 *Phys. Scripta* **99** 065109
- [22] Xu Q, Hu X M 2013 *J. Phys. B* **46** 185501
- [23] Neilinger P, Oelsner G, Grajcar M, Novilov I L, Il'ichev E V 2015 *Tech. Phys. Lett.* **41** 314
- [24] Amghar M, Amazing M 2025 *J. Opt. Soc. Am. B* **42** 2832
- [25] Di K, Xia H R, Diao W T, Cai C X, Yang W H, Qin Y L, Liao Z T, He Y C, Du J J 2025 *Chin. Phys. B* **34** 074201
- [26] Wan T, Cheng D, Zhang H D, Chen C S 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 114204 (in Chinese) [万婷, 程栋, 张翰达, 陈长水 2022 *物理学报* **71** 114204]
- [27] Zhang Y B, Liu W W, Li Z C, Li Z, Cheng H, Chen S Q, Tian J Q 2018 *Opt. Lett.* **43** 1842
- [28] Bragin E Y, Bunin E A, Dias Mikhailova D E, Drozd A S, Zhil'tsov V A, Sergeev D S, Sukhov A E, Khairutdinov E N 2024 *Instrum. Exp. Tech.* **67** 274
- [29] Zhang H L, Dong H, Hu J J, Cen B B 2025 *Opt. Com.* **580** 131628
- [30] Fan Z Y, Qian H, Li J 2023 *Quantum Sci. Technol.* **8** 015014
- [31] Li J, Groeblacher S 2021 *Quantum Sci. Technol.* **6** 024005
- [32] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 156401
- [33] Qiu W Y, Cheng X H, Chen A X, Lan Y H, Nie W J 2022 *Phys. Rev. A* **105** 063718
- [34] Fan Z Y, Liu Q, Gröblacher S, Li J 2023 *Laser Photon. Rev.* **17** 2200866
- [35] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D K, Luo X Q, Xiong W, Wang S P, Li T, Hu C M, Yu J Q 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224410
- [36] Kong C, Wang B, Liu Z X, Xiong H, Wu Y 2019 *Opt. Express* **27** 5544
- [37] Huang S M, Agarwal G S 2011 *Phys. Rev. A* **83** 043826
- [38] Jing H, Özdemir Ş K, Geng Z, Zhang J, Lü X Y, Bo P, Lan Y, Franco N 2015 *Sci. Rep.* **5** 9633
- [39] Agarwal G S, Huang S M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 041803
- [40] Yan X B 2020 *Phys. Rev. A* **101** 043820
- [41] Devrim Tarhan, Huang S M, Özgür E 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013824
- [42] Tabuchi Y, Ishino S, Ishikawa T, Rekishi Y, Koji U, Yasunobu N 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 083603
- [43] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501286
- [44] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D K, Li T F, Hu C M, You J Q 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 057202
- [45] Gröblacher S, Hammerer K, Vanner M R, Aspelmeyer M 2009 *Nature* **460** 724

# Induced transparency characteristics in coupled cavity opto-magnomechanical systems<sup>\*</sup>

MA Huifang<sup>1)</sup> YAN Yingce<sup>1)</sup> SUN Yuming<sup>2)†</sup> GAO Feng<sup>3)‡</sup>

1) (*Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China*)

2) (*School of Electronic Science and Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China*)

3) (*Key Laboratory of Time and Frequency Standards, National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

( Received 4 September 2025; revised manuscript received 10 November 2025 )

## Abstract

In recent years, cavity opto-magnonmechanical systems have received much attention, and the coupled-cavity model serves as a classic theoretical framework in this field. This work aims to construct a coupled-cavity opto-magnonmechanical system to study induced transparency, Fano resonance, and fast-slow light effects in such a system. By transferring phenomena typically studied in a single optical cavity to a coupled-cavity system, we analyze specific phenomena detected in optical and microwave cavities, such as transmission and absorption spectra, to investigate induced transparency. We also examine Fano resonance in the model by varying detuning and study fast-slow light effects through group velocity. In this work, first, the corresponding physical model is constructed. Based on the theoretical model, a reasonable Hamiltonian is proposed. By introducing appropriate dissipation and fluctuation noise terms, the Langevin equations of motion are derived. Next, the Langevin equations are linearized, and the resonant terms are retained to obtain the upper band  $O_+$ , which is usually associated with the anti-Stokes process. The amplitude of the field mode is then derived using the input-output relation. Following the experimental data from referenced literature, a numerical simulation program is implemented in Mathematica. By substituting the relevant parameters and performing calculations, the results are obtained through simulation. For the first time, the interactions between photons, magnons, microwaves, and phonons, as well as the interplay between photons in the two cavities, are investigated in a coupled-cavity opto-magnomechanical system. Electromagnetically induced transparency (EIT), Fano resonance, and fast-slow light effects are studied in this coupled-cavity opto-magnomechanical framework. Phenomena typically examined in a single optical cavity are extended to the coupled-cavity system, with specific observations analyzed separately in the optical and microwave cavities. When the detection field frequency is equal to phonon mode frequency, namely  $\delta = \omega_b$ , the absorption spectrum splits, and the absorption peak decreases from its maximum to its minimum. This phenomenon arises from the disruption of quantum interference effects. The resonance condition suppresses the generation of Fano resonance. At the resonant frequency  $\omega_0$ , the group delay is greater than zero, indicating slow-light propagation, and this effect is enhanced with the increase of coupling strength. Additionally, a group delay  $\tau$  is achieved. Meanwhile, on either side of the resonant frequency, the group delay peaks exhibit a reducing positive value and an increasing negative value, respectively, signifying the gradual weakening of the slow-light effect and a corresponding enhancement of the fast-light effect. Investigated in this work are the magnetically induced transparency (MIT),

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Chongqing, China (Grant No. CSTB2024NSCQ-MSX0746) and the State Key Laboratory of Optical Quantum Technologies and Devices (Grant No. KF202408).

† Corresponding author. E-mail: [2648287541@qq.com](mailto:2648287541@qq.com)

‡ Corresponding author. E-mail: [summit\\_gao@ntsc.ac.cn](mailto:summit_gao@ntsc.ac.cn)

magnomechanically induced transparency (MMIT) and opto-mechanically induced transparency (OMIT) windows in a coupled-cavity opto-magnomechanical (OMM) system under a strong control field and weak probe field. The MMIT phenomenon is observed through nonlinear phonon-magnon interactions. Additionally, the photon-magnon interaction in the microwave cavity results in MIT, whereas OMIT is achieved through the radiation pressure interaction between photons and nonlinear phonons in the optical cavity. The frequency of the probe field is tuned to interact with both the microwave and optical cavities. When the probe field is coupled with the microwave cavity, its absorption at the resonant frequency is significantly suppressed under optomechanical coupling, resulting in a significant optical switching effect on transmission. The asymmetric Fano resonance phenomenon, which reflects the existence of quantum interference mechanisms within the system and influences the fast- and slow-light conversion processes is analyzed. Furthermore, appropriate coupling parameters can not only enhance the fast- and slow-light effects but also enable dynamic switching between them.

**Keywords:** cavity opto-magnomechanical system, tunable induced transparency, fano resonance, fast and slow light effect

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251212](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251212)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251212](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251212)

## 基于耦合腔光磁机械系统的诱导透明特性

马会芳 闫映策 孙煜明 高峰

### Induced transparency characteristics in coupled cavity opto-magnomechanical systems

MA Huifang YAN Yingce SUN Yuming GAO Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 030401 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251212

CSTR: 32037.14.aps.75.20251212

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251212>

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

#### 腔光磁机械系统中可调谐的磁振子与光学双稳态

Tunable magnon and optical bistability in a cavity optomagnomechanical system

物理学报. 2025, 74(17): 174203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250549>

#### 多模光力系统中光力诱导透明引起的慢光效应

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

物理学报. 2023, 72(15): 154203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230663>

#### 量子点-双腔磁光机械系统中的磁振子双稳态

Magneton bistability in quantum dot-double cavity optomechanical coupling system

物理学报. 2025, 74(12): 124203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250172>

#### 双光腔光机械系统的动力学相变和选择性能量交换

Dynamical phase transition and selective energy exchange in dual-cavity optomechanical systems

物理学报. 2021, 70(14): 140301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210178>

#### 基于石墨烯纳米条波导边耦合矩形腔的等离子体诱导透明效应

Plasmon induced transparency effect based on graphene nanoribbon waveguide side-coupled with rectangle cavities system

物理学报. 2022, 71(2): 024201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211397>

#### 里德伯原子辅助光力系统的完美光力诱导透明及慢光效应

Perfect optomechanically induced transparency and slow light in an Rydberg atom-assisted optomechanical system

物理学报. 2023, 72(9): 094203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222264>