

引用格式: LIAO Qinghong, SONG Menglin, SUN Jian, et al. Magnomechanically Induced Transparency and Fast-slow Light Effects in the Hybrid Cavity Magnetic System Assisted by an Optical Parametric Amplifier[J]. Acta Photonica Sinica, 2024, 53(2):0227001

廖庆洪, 宋梦林, 孙建, 等. 光学参量放大器辅助的复合腔磁系统中磁力诱导透明及快慢光效应[J]. 光子学报, 2024, 53(2): 0227001

# 光学参量放大器辅助的复合腔磁系统中磁力诱导透明及快慢光效应

廖庆洪, 宋梦林, 孙建, 邱海燕

(南昌大学 电子信息工程系, 南昌 330031)

**摘要:**提出了一种含有光学参量放大器的复合腔磁系统。利用系统海森堡-郎之万演化方程和输入-输出关系研究了磁力诱导透明和快慢光效应。数值计算表明:当腔磁系统考虑磁振子-声子耦合时,出现双重透明窗口。磁振子-声子之间的耦合强度增强,透明窗口宽度变宽,深度加深。在系统中调控光学参量放大器的增益,吸收光谱在共振频率两侧出现不对称现象,吸收谱曲线的峰值随光学参量放大器增益的增加而变大。通过调节腔磁耦合强度,改变了吸收光谱和色散光谱的传输特性。此外,探测场的传输速率依赖于光学参量放大器的增益。腔磁系统的快慢光效应及其切换通过调控光学参量放大器得以实现。该研究结果可为量子光学操纵和量子信息存储的研究提供参考。

**关键词:**复合腔磁系统;光学参量放大器;磁力诱导透明;快慢光效应;磁振子

中图分类号:O436

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20245302.0227001

## 0 引言

腔磁系统是由三维微波腔和铁磁材料钇铁石榴石( $Y_3Fe_5O_{12}$ , YIG)球体耦合组成的,可以用来研究腔场与磁子之间的强耦合性和量子相干性。在腔磁系统中,YIG材料自身具有低阻尼率、高可调节性和高自旋密度等优势,一直以来被视为完美的机械振子。磁振子与微波腔光子之间的耦合强度可以达到强耦合态甚至超强耦合状态,这为量子信息科学的研究打下了坚实的基础<sup>[1]</sup>。此外,在强耦合状态下,高品质的微波光子和磁振子可以导致腔磁振子发生自旋极化<sup>[2-7]</sup>。磁子还可以与弹性波<sup>[8]</sup>和光子<sup>[9]</sup>耦合,它们为介导微波光子、光学光子和声学声子之间相互转换的信息传感器的制备提供了可能。

随着对腔磁系统不断深入的研究,已有实验证明了腔磁系统中的磁力诱导透明(Magnomechanically Induced Transparency, MMIT)和吸收<sup>[10]</sup>是磁子与声子耦合产生的量子边带干涉效应。磁力诱导透明与电磁诱导透明(Electromagnetically Induced Transparency, EIT)<sup>[11]</sup>类似,是一种相干现象。XIONG Hao等<sup>[12]</sup>从理论上讨论了基于非线性磁振子-声子相互作用的磁力诱导透明和慢光。文献<sup>[13]</sup>实现了YIG球和原子系综复合腔磁系统中磁力诱导透明现象和可调快慢光效应。可调谐多窗口磁力诱导透明<sup>[14]</sup>已在耦合单个微波腔模式的两个YIG球组成的系统中提出。对磁力诱导透明的研究促进了基于磁致伸缩力的可控慢光研究<sup>[15]</sup>。此外,快慢光效应为压缩空间中的光能量和光信号传输提供了可能性,快慢光效应有利于加强光与物质的相互作用,减少设施占用的空间<sup>[16-17]</sup>。根据快慢光的群延迟特性,能够进行光缓冲、光信号、光开关的时间速度控制<sup>[18]</sup>。

腔磁系统中还出现许多有趣的现象,例如基于克尔效应的非互易性<sup>[19]</sup>、高阶奇异点<sup>[20]</sup>、磁振子阻塞<sup>[21]</sup>、

基金项目:国家自然科学基金(No. 62061028),南昌大学江西省财政科技专项“包干制”试点示范项目(No. ZBG20230418015),上海市特殊人工微结构材料与技术重点实验室开放基金课题(No. ammt2021A-4)

第一作者:廖庆洪,nculqh@163.com

收稿日期:2023-07-25;录用日期:2023-09-07

<http://www.photon.ac.cn>

相干光传输<sup>[22]</sup>和高阶边带<sup>[23-24]</sup>。同样,人们对宏观系统中量子效应的产生给予了足够的关注。例如,LI Jie等利用带通约瑟夫逊参量放大器的非线性<sup>[25]</sup>和磁致伸缩相互作用<sup>[26]</sup>为实现微腔光子、磁振子和声子模式之间的三体纠缠提供了一个简单可行的理论框架。此外,通过利用微波腔<sup>[27]</sup>、克尔非线性<sup>[28]</sup>和磁致伸缩非线性<sup>[29]</sup>研究了两个宏观YIG球的纠缠特性。在最近的一项研究<sup>[30]</sup>中发现,与没有光学参量放大器(Optical Parametric Amplifier, OPA)的系统相比,腔磁系统中OPA的存在可以改善微腔光子、磁子和声子之间的纠缠。其中OPA用于产生强机械压缩<sup>[31]</sup>、两个光学模式之间的纠缠<sup>[32]</sup>以及光学模式和机械模式之间的纠缠<sup>[33]</sup>。

基于以上研究,本文提出了一个由非线性介质OPA辅助的复合腔磁力系统。在复合腔磁力系统存在磁振子-声子有效耦合时,输出场吸收谱出现两个透明窗口,透明窗口的特性可以通过调节磁振子-声子之间的耦合强度改变。进一步讨论系统加入OPA后,腔磁耦合强度对系统探测场吸收和色散的影响。腔磁系统中非线性介质OPA的加入也可以增加系统的传输速率,同时可以增强腔磁系统的快慢光传播。与之前的工作<sup>[12]</sup>相比,引入了非线性OPA介质后,磁力诱导透明和快慢光效应更加灵活可调。实验上已经实现了YIG小球与三维微波腔的耦合<sup>[34]</sup>,其中YIG小球放置在三维微波腔中,通过磁偶极相互作用与微波腔耦合。磁振子通过磁致伸缩相互作用与声子耦合<sup>[10]</sup>。因此,该系统在实验上可行。

## 1 模型与系统哈密顿量

### 1.1 模型

如图1所示,复合腔磁系统由内置YIG球体的微波腔和OPA组成。YIG球体被放置在腔模中,接近腔场的最大磁场,并处于一个均匀的偏置场中,该场负责磁振子-光子耦合。通过施加微波场以增强磁振子-声子耦合。在YIG球体位置,腔模的磁场(沿 $x$ 轴)、驱动磁场(沿 $y$ 方向)和偏置磁场(沿 $z$ 方向)相互垂直。该系统支持三种不同类型的激发,即光子、磁子和声子。磁振子模是由于铁磁系统中大量自旋的集体运动,例如典型直径为 $250\ \mu\text{m}$ 的YIG球体<sup>[35]</sup>。将均匀偏置场( $z$ 方向)施加到YIG球上,激发磁偶极子与通过腔场耦合的磁振子模式之间的相互作用。球体内部磁振子模的激发会导致磁化,引起球体的晶格结构发生形变,声子模式的形成是由这种几何形变产生的。磁致伸缩力导致YIG振动,从而在球体中建立磁振子-声子相互作用。

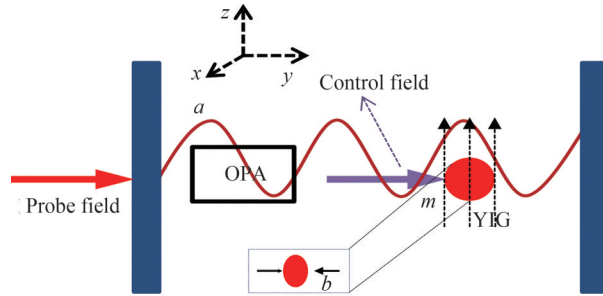


图1 OPA辅助的腔磁系统模型

Fig.1 Schematic diagram of the hybrid cavity magnetic system assisted by an OPA

### 1.2 系统哈密顿量

考虑高质量的YIG球体,直径为 $250\ \mu\text{m}$ ,由密度为 $\rho = 4.22 \times 10^{27}\ \text{m}^{-3}$ 的 $\text{Fe}^{+3}$ 铁离子组成,会产生 $S = 5/2\rho V_m$ 的总自旋,其中 $V_m$ 表示YIG球体的体积, $S$ 满足对易关系。系统的哈密顿量( $\hbar = 1$ )可以表示为

$$H = \omega_a a^\dagger a + \omega_m m^\dagger m + \omega_b b^\dagger b + g_{ma}(a^\dagger m + e^{i\phi} a m^\dagger) + g_{mb} m^\dagger m (b + b^\dagger) + iG(e^{i\theta} a^{\dagger 2} e^{-2i\omega_a t} - e^{-i\theta} a^2 e^{2i\omega_a t}) + i(E_d e^{-i\omega_0 t} m^\dagger + E_p e^{-i\omega_p t} a^\dagger - \text{H.c.}) \quad (1)$$

式中, $\omega_a a^\dagger a$ 、 $\omega_m m^\dagger m$ 和 $\omega_b b^\dagger b$ 分别表示腔场、磁子和声子的自由哈密顿量; $g_{ma}(a^\dagger m + e^{i\phi} a m^\dagger)$ 、 $g_{mb} m^\dagger m (b + b^\dagger)$ 和 $iG(e^{i\theta} a^{\dagger 2} e^{-2i\omega_a t} - e^{-i\theta} a^2 e^{2i\omega_a t})$ 分别表示腔场与磁子耦合、磁子和声子耦合、腔场与OPA之

间相互作用的哈密顿量; $i(E_d e^{-i\omega_0 t} m^\dagger - \text{H.c.})$ 和 $i(E_p e^{-i\omega_p t} a^\dagger - \text{H.c.})$ 表示驱动场和探测场的哈密顿量; $\omega_a$ 、 $\omega_m$ 和 $\omega_b$ 分别表示腔场、磁子和声子的频率; $a(a^\dagger)$ 、 $m(m^\dagger)$ 和 $b(b^\dagger)$ 分别表示腔场、磁子和声子的湮灭(产生)算符; $g_{ma}$ 表示腔磁的耦合强度;磁子和声子之间的相互作用通常以较小的磁力耦合强度 $g_{mb}$ 来表示,然而,在强大的微波场驱动下,微波场提高了这个耦合强度; $\Phi$ 表示耦合相位<sup>[36-37]</sup>;G表示OPA的非线性增益; $\theta$ 表示驱动OPA的激光相位; $\omega_0$ 表示频率; $E_d = \frac{\sqrt{5}}{4} \gamma \sqrt{N} B_0$ 表示驱动强度, $\gamma$ 表示旋磁比, $N$ 表示YIG球的总自旋数, $B_0$ 表示驱动场振幅; $E_p$ 为弱探测场振幅; $\omega_p$ 表示探测场的频率。此外,忽略磁子模进行强驱动而产生的非线性项 $\kappa m^\dagger m^\dagger m m$ ( $\kappa$ 是克尔系数),必须使 $\kappa |\langle m \rangle|^3 \ll E_d$ <sup>[32]</sup>。

在以驱动场频率为 $\omega_0$ 旋转的框架中,系统哈密顿量可以整理为

$$H = \Delta_a a^\dagger a + \Delta_m m^\dagger m + \omega_b b^\dagger b + g_{ma} (a^\dagger m + e^{i\Phi} a m^\dagger) + g_{mb} m^\dagger m (b + b^\dagger) + iG (e^{i\theta} a^{\dagger 2} - e^{-i\theta} a^2) + i(E_d m^\dagger + E_p e^{-i\theta} a^\dagger - \text{H.c.}) \quad (2)$$

式中, $\Delta_a = \omega_a - \omega_0$ , $\Delta_m = \omega_m - \omega_0$ 和 $\delta = \omega_p - \omega_0$ 分别表示腔场、磁子、探测场与驱动场之间的失谐量。

## 2 系统量子动力学和光学涨落谱

### 2.1 系统量子动力学

基于系统总哈密顿量方程式(2),忽略耗散项,系统的量子动力学可由海森堡-朗之万方程描述为

$$\begin{cases} \dot{a} = -(i\Delta_a + \kappa_a) a - i g_{ma} m + 2G e^{i\theta} a^\dagger + E_p e^{-i\theta} \\ \dot{m} = -[i\Delta_m + i g_{mb} (b + b^\dagger) + \kappa_m] m - i g_{ma} e^{i\Phi} a + E_d \\ \dot{b} = -(i\omega_b + \gamma_b) b - i g_{mb} m^\dagger m \end{cases} \quad (3)$$

式中, $\kappa_a$ 和 $\kappa_m$ 分别表示腔模和磁子的耗散率; $\gamma_b$ 表示声子的耗散速率; $\delta$ 表示探测场与驱动场之间的失谐量。

假设朗之万噪声项的平均值为零。为了求解非线性方程,使用平均场近似方法 $\langle AB \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle$ <sup>[11]</sup>,其中 $A$ 和 $B$ 代表两个任意算符。如果使用强泵浦场驱动复合腔磁系统,使得 $|\langle m \rangle| \gg 1$ ,可以使系统的动力学线性化。类似地,强腔磁相互作用产生较大的腔场振幅( $|\langle a \rangle| \gg 1$ )。考虑到探测场的扰动,每个算符可以分解为稳态和涨落项之和, $O = O_s + \delta O$ ( $O = a, m, b$ ),其中 $O_s$ ( $\delta O$ )是输出探测场的稳态项(涨落项)。通过这些近似,可以得到算符稳态值为

$$a_s = \frac{-i g_{ma} \lambda_1^* m_s + 2i G g_{ma} m_s^* e^{i\theta}}{|\lambda_1|^2 - 4G^2} \quad (4)$$

$$b_s = \frac{-i g_{mb} |m_s|^2}{i\omega_b + \gamma_b} \quad (5)$$

$$m_s = \frac{-i g_{ma} e^{i\Phi} a_s + E_d}{i\Delta_1 + \kappa_m} \quad (6)$$

式中, $\lambda_1 = i\Delta_a + \kappa_a$ , $\Delta_1 = \Delta_m + g_{mb}(b_s + b_s^*)$ 。根据已有的实验参数 $g_{mb} < 1 \text{ Hz}$ , $g_{mb}(b_s + b_s^*) \ll \Delta_m$ ,近似认为 $\Delta_1 \sim \Delta_m$ 。由于驱动场强度远大于探测场强度,可以安全地忽略系统的非线性项 $i g_{mb} (\delta b + \delta b^\dagger) \delta m$ 和 $i g_{mb} \delta m^\dagger \delta m$ 。只考虑系统的一阶边带效应,得到涨落项的运动方程为

$$\begin{cases} \delta \dot{a} = -(i\Delta_a + \kappa_a) \delta a - i g_{ma} \delta m + 2G e^{i\theta} \delta a^* + E_p e^{-i\theta} \\ \delta \dot{m} = -(i\Delta_1 + \kappa_m) \delta m - iK (\delta b + \delta b^\dagger) - i g_{ma} e^{i\Phi} \delta a \\ \delta \dot{b} = -(i\omega_b + \gamma_b) \delta b - i(K^* \delta m + K \delta m^\dagger) \end{cases} \quad (7)$$

式中, $K = g_{mb} m_s$ 表示磁振子-声子有效耦合强度。为了求解系统对探测场的平均响应,围绕稳态值对量子海森堡-朗之万方程进行线性化,并且只取波动算子中的一阶项。每个算符可以写成

$$\begin{pmatrix} \delta a \\ \delta m \\ \delta b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_- \\ M_- \\ B_- \end{pmatrix} e^{-i\delta t} + \begin{pmatrix} A_+ \\ M_+ \\ B_+ \end{pmatrix} e^{i\delta t} \quad (8)$$

式中,  $A_-(M_-, B_-)$  和  $A_+(M_+, B_+)$  分别表示一阶上边带和一阶下边带的系数。利用式(8)的拟设, 带入式(7)可得

$$\begin{cases} (-i\delta + i\Delta_a + \kappa_a)A_- = -ig_{\text{ma}}M_- + 2Ge^{i\theta}A_+ + E_p \\ (-i\delta - i\Delta_a + \kappa_a)A_+ = ig_{\text{ma}}M_+ + 2Ge^{-i\theta}A_- \\ (-i\delta + i\Delta_1 + \kappa_m)M_- = -ig_{\text{ma}}e^{i\Phi}A_- - iK(B_- + B_+) \\ (-i\delta - i\Delta_1 + \kappa_m)M_+ = ig_{\text{ma}}e^{-i\Phi}A_+ + iK(B_- + B_+) \\ (-i\delta + i\omega_b + \gamma_b)B_- = -i(K^*M_- + KM_+) \\ (-i\delta - i\omega_b + \gamma_b)B_+ = i(K^*M_- + KM_+) \end{cases} \quad (9)$$

令  $F_1 = -i\delta + i\Delta_a + \kappa_a$ ,  $F_2 = -i\delta - i\Delta_a + \kappa_a$ ,  $F_3 = -i\delta + i\Delta_1 + \kappa_m$ ,  $F_4 = -i\delta - i\Delta_1 + \kappa_m$ ,  $F_5 = -i\delta + i\omega_b + \gamma_b$ ,  $F_6 = -i\delta - i\omega_b + \gamma_b$ 。最终求得一阶上边带系数为

$$A_- = \frac{\Theta_2}{\Theta_1\Theta_2 - \Psi_1\Psi_2} E_p \quad (10)$$

式中,  $\Theta_1 = F_1 + \eta g_{\text{ma}}^2(\Upsilon_2 + \Gamma_1)F_5F_6e^{i\Phi}$ ,  $\Theta_2 = F_2 + \eta g_{\text{ma}}^2(\Upsilon_1 - \Gamma_1)F_5F_6e^{-i\Phi}$ ,  $\Psi_1 = -\eta g_{\text{ma}}^2F_5F_6\Gamma_3e^{i\Phi} + 2Ge^{-i\theta}$ ,  $\Psi_2 = \eta g_{\text{ma}}^2F_5F_6\Gamma_2e^{-i\Phi} + 2Ge^{i\theta}$ ,  $\eta = \frac{1}{\Gamma_2\Gamma_3 + (\Upsilon_1 - \Gamma_1)(\Upsilon_2 + \Gamma_1)}$ ,  $\Gamma_1 = (F_5 - F_6)|K|^2$ ,  $\Gamma_2 = (F_5 - F_6)K^2$ ,  $\Gamma_3 = (F_5 - F_6)K^{*2}$ ,  $\Upsilon_1 = F_3F_5F_6$ ,  $\Upsilon_2 = F_4F_5F_6$ 。

## 2.2 光学涨落谱

为了研究系统对弱探测场的响应, 根据腔磁系统标准输入-输出关系, 输出场的振幅可以表示为

$$\epsilon_{\text{out}} = \frac{2\kappa_a A_-}{E_p} = \mu_p + i\nu_p \quad (11)$$

式中,  $\mu_p$  和  $\nu_p$  是  $\epsilon_{\text{out}}$  的实部和虚部, 分别表示输出场的吸收和色散。另外, 由于透明窗口处的变化通常伴随着快速的相位色散, 导致群延迟的急剧变化, 因此, 可以得到透射光的群速度延迟表达式为

$$\tau = \frac{d\phi(\omega_p)}{d\omega_p} \quad (12)$$

式中,  $\phi(\omega_p) = \arg[\epsilon_{\text{out}}(\omega_p)]$ 。群延迟  $\tau > 0$ , 系统显示慢光效应; 群延迟  $\tau < 0$ , 系统则显示快光效应。

## 3 数值分析与结果

在复合腔磁系统中, 为了研究非线性介质 OPA 对于磁力诱导透明、传输速率和群延迟的影响, 选用实验上可行的数据<sup>[10,17]</sup>:  $\omega_a = \omega_m = 2\pi \times 10$  GHz,  $\omega_b = 2\pi \times 10$  MHz,  $\kappa_a = 2\pi \times 2.1$  MHz,  $\kappa_m = 2\pi \times 0.1$  MHz,  $\gamma_b = 2\pi \times 10^2$  Hz,  $g_{\text{ma}} = 2\pi \times 1.5$  MHz,  $\Phi = 0$ ,  $\theta = 0$ 。

### 3.1 含有光学参量放大器的复合腔磁系统中的磁力诱导透明现象

首先, 研究了无 OPA 加入 ( $G = 0$ ) 时, 磁振子-声子有效耦合强度对探测场吸收谱和色散谱的影响。如图 2(a) 所示, 绘制了不同磁振子-声子有效耦合强度  $K$  下, 输出探测场的吸收  $\mu_p$  作为归一化失谐  $\delta/\omega_b$  的函数, 其中  $\omega_a = \omega_m = 2\pi \times 10$  GHz,  $\omega_b = 2\pi \times 10$  MHz,  $\kappa_a = 2\pi \times 2.1$  MHz,  $\kappa_m = 2\pi \times 0.1$  MHz,  $\gamma_b = 2\pi \times 10^2$  Hz,  $g_{\text{ma}} = 2\pi \times 1.5$  MHz,  $\Phi = 0$ ,  $G = 0$ ,  $\theta = 0$ 。在  $K = 0$  时, 系统仅存在腔场和磁振子之间的耦合, 可以看出输出探测场的吸收谱有两个峰值(品红色虚线), 即系统存在一个磁力诱导透明窗口。然而当  $K \neq 0$  时, 观察输出探测场的吸收与色散谱曲线可以发现系统吸收谱曲线出现三个峰值(蓝色点虚线和绿色实线), 意味着系统出现了双重磁力诱导透明窗口, 这是由于腔磁系统中除了腔磁之间相互作用外, 还存在着磁振子与声子之间相互耦合, 导致探测场在中心位置完全被吸收, 透明窗口数量增加。当微波腔与磁子的相互作用保持不变时, 随着磁振子-声子有效耦合强度的增强, 透明窗口的深度加深, 探测场吸收谱曲线的中心峰

峰值变宽,吸收谱曲线两侧峰值之间的距离也不断增加。上述现象是由于加入磁振子-声子耦合,腔内会出现强耦合作用。图2(b)为图2(a)相对应的色散谱曲线,可以看出磁振子与声子相互作用时,在 $\delta/\omega_b=1$ 左右两侧的对称位置会发生猛烈的色散现象,即色散曲线在吸收谱透明窗口位置变得陡峭,这种特性在腔磁系统的慢光传播中有着十分重要的作用。

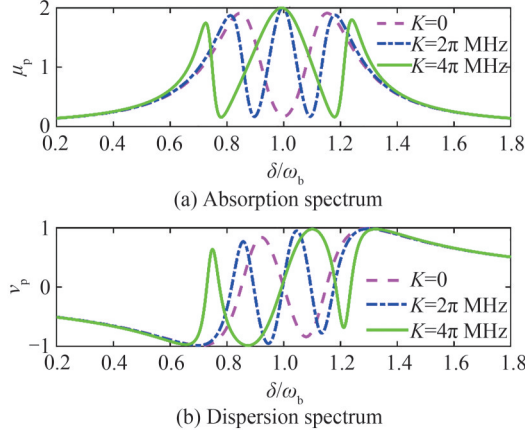


图2 在不同的磁振子-声子有效耦合强度 $K$ 下,输出探测场的吸收 $\mu_p$ 和色散 $\nu_p$ 作为归一化失谐 $\delta/\omega_b$ 的函数  
Fig.2 Absorption  $\mu_p$  and dispersion  $\nu_p$  of output detection field as a function of normalized detuning  $\delta/\omega_b$  under different magnon-phonon effective coupling strengths  $K$

为了研究OPA对于腔磁系统磁力诱导透明的影响,绘制了图3,在不同OPA增益 $G$ 下,输出探测场的吸收谱 $\mu_p$ 作为归一化失谐 $\delta/\omega_b$ 的函数,其中 $K=2\pi$  MHz,其他参数同图2参数一致。由式(4)可以看出,OPA增益 $G$ 会改变腔场的稳态效应,从而改变腔磁系统内的光子数,影响系统的磁力诱导透明强度。从图3可以看出,在共振频率左侧黄色比共振频率右侧黄色明显,意味着在左侧的吸收比右侧更明显,吸收光谱存在不对称现象,这是由于加入非线性介质OPA改变了腔磁系统中的平均光子数,非线性效应得到改变,造成腔磁振子之间的相互作用发生改变。另外还发现随着OPA增益增加,吸收峰峰值也逐渐增加,说明调节OPA相关参数可以调制腔磁系统磁力诱导透明特性。

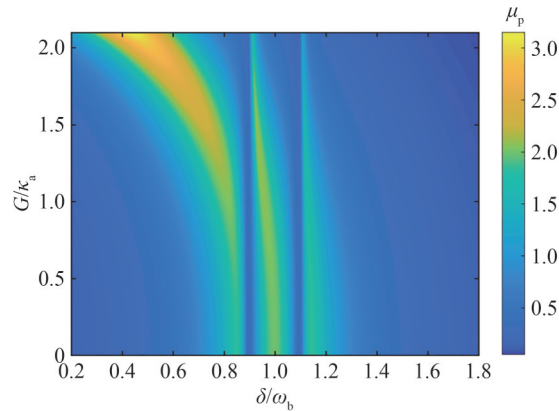


图3 不同的OPA增益 $G$ 下,输出探测场的吸收谱 $\mu_p$ 作为归一化失谐 $\delta/\omega_b$ 的函数  
Fig.3 The absorption spectrum  $\mu_p$  of the output detection field as a function of normalized detuning  $\delta/\omega_b$  under different OPA gains  $G$

为了深入探究腔磁力系统中加入OPA后,腔磁耦合强度对输出探测场的磁力诱导透明现象的影响,绘制了不同微波腔与磁子相互作用强度 $g_{ma}$ 下系统输出场的吸收谱和色散谱。如图4所示,其中 $K=2\pi$  MHz, $G=0.5\kappa_a$ ,其他参数同图2参数一致。观察图4可以发现吸收谱曲线有三个峰值,在保持OPA增益 $G$ 和磁振子-声子有效耦合强度 $K$ 不变的情况下,随着微波腔与磁子相互作用强度 $g_{ma}$ 增大,在共振频率 $\delta/\omega_b=1$ 处的吸收谱峰变得尖锐,两侧的峰逐渐变宽,峰值变化不明显,透明窗的谷深度随之增加,宽度也随之变宽。

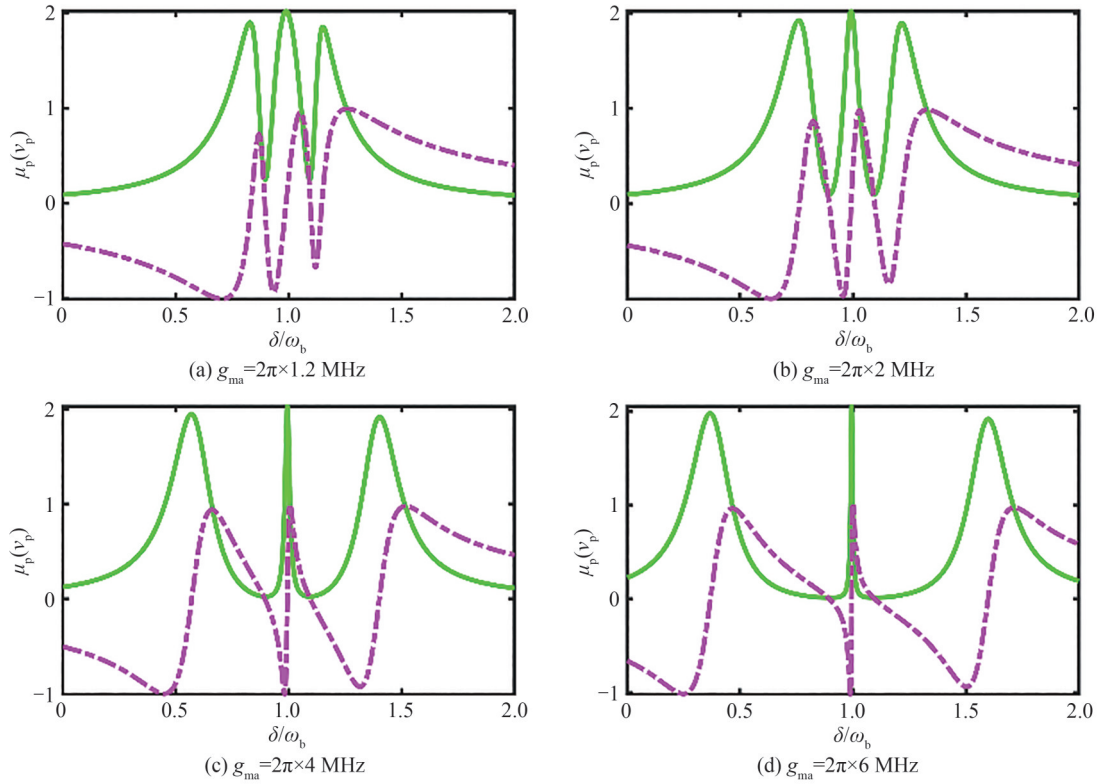


图4 在不同腔磁耦合强度  $g_{ma}$  下,输出探测场的吸收谱  $\mu_p$  (绿色实线)和色散谱  $\nu_p$  (品红色点虚线)作为归一化失谐  $\delta/\omega_b$  的函数  
Fig.4 Under different cavity-magnon coupling strength  $g_{ma}$ , the absorption spectrum  $\mu_p$  (green solid line) and dispersion spectrum  $\nu_p$  (magenta dotted line) of the output detection field are used as normalized detuning functions  $\delta/\omega_b$

这说明随着微波腔与磁子相互作用强度增强,腔磁力系统诱导透明效果也随之增强。一一对应的色散谱曲线变得越来越陡峭,谱范围也随着微波腔与磁子相互作用强度增强而变宽。因此,通过改变腔磁耦合强度  $g_{ma}$  改变吸收光谱和色散光谱的传输特性,并且选择不同的相互作用强度对探测场吸收峰的影响是不同的。

### 3.2 光学参量放大器对传输速率和快慢光效应的影响

进一步讨论非线性介质 OPA 的增益  $G$  对于探测场传输速率  $|t_p|^2$  和群延迟效应的影响。

探测场传输速率可以表示为

$$|t_p|^2 = \left| 1 - \frac{2\kappa_a A_-}{E_p} \right|^2 \quad (13)$$

通过设置 OPA 的不同增益  $G$  来研究其对腔磁系统探测场传输速率的影响,如图 5 所示。反斯托克斯场和探测场之间的破坏性干扰可以抑制腔内探测场的建立,并导致窄的透明窗口。在磁子与声子有效耦合强度  $K = 2\pi$  MHz 时,可以发现随着 OPA 增益  $G$  的增大,在  $\delta/\omega_b = 1$  处的透明窗口深度加深。而共振频率两侧的探测场传输速率谷值变化恰恰相反,左侧的谷值随 OPA 增益增加而变浅,右侧则随之加深,即出现明显的不对称现象,这意味着 OPA 的增益和磁子与声子有效耦合强度影响腔内光子数,进而影响了传输速率。此外,发现在共振频率处的传输速率大于 1,说明通过增加 OPA 的增益强度,进一步放大了传输速率,即透射光谱可以由 OPA 的增益控制。

最后,研究了 OPA 对复合腔磁系统中群延迟的影响。图 6 绘制了在腔磁耦合强度  $g_{ma} = 2\pi \times 1.8$  MHz,  $K = 2\pi$  MHz 下,腔磁系统的群延迟  $\tau$  与归一化失谐  $\delta/\omega_b$  和 OPA 增益的函数关系。OPA 增益  $G$  的取值为  $G = 0.5\kappa_a$ ,  $G = 2\kappa_a$  和  $G = 5\kappa_a$ 。可以看出图中三条群延迟曲线均含有正值和负值,分别对应慢光效应和快光效应。在共振频率  $\delta = \omega_b$  处,  $\tau > 0$ ,此时为慢光传播,随着 OPA 增益增大,慢光效应增强。同时,对 OPA 的调控,改变了共振频率两侧群延迟峰值的大小,并且随着增益  $G$  的增加,两侧的正值增大,负值减小,说明系统慢光效应随之增强,快光效应随之减弱。这是因为加入 OPA 后增加了复合腔磁系统磁振子与腔模之

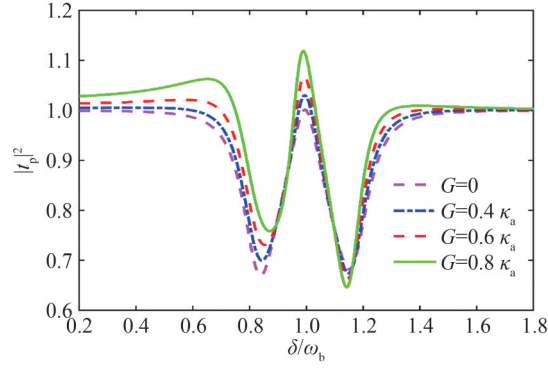


图5 在不同的OPA增益 $G(K=2\pi\text{ MHz})$ 下,腔磁系统的探测场传输速率 $|t_p|^2$ 作为归一化失谐 $\delta/\omega_b$ 的函数

Fig.5 Under different OPA gains  $G(K=2\pi\text{ MHz})$ , the transmission rate  $|t_p|^2$  of the detection field in the cavity magnetic system as a function of normalized detuning  $\delta/\omega_b$

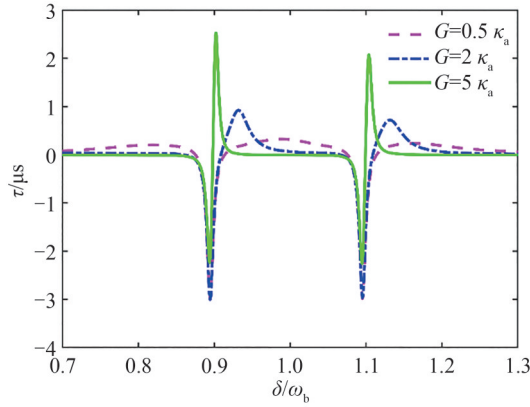


图6 在不同OPA的增益 $G$ 下,腔磁系统的群延迟 $\tau$ 作为归一化失谐 $\delta/\omega_b$ 的函数

Fig.6 Under different OPA gains  $G$ , the group delay  $\tau$  of the cavity magnetic system as a function of normalized detuning  $\delta/\omega_b$

间的耦合强度,导致在共振频率两侧出现快速的相位色散,影响群延迟,改变快慢光效应。此外,还可以发现群延迟为负数的位置随OPA增益的变化改变不明显,快光效应依旧出现在 $\delta=0.89\omega_b$ 和 $\delta=1.09\omega_b$ 处,说明复合腔磁系统的快光效应对于OPA增益的变化存在鲁棒性。为了实现腔磁力系统中快慢光的转换,可以选择合适的OPA参数控制系统的快慢光效应,为灵敏光转换开关的研究提供参考。

## 4 结论

本文研究了光学参量放大器辅助的腔磁系统中磁力诱导透明和快慢光效应。数值模拟结果表明,存在磁振子-声子耦合时,通过改变磁振子-声子耦合强度实现了输出场透明窗口数量、宽度和深度的转换。加入OPA之后对于腔磁系统探测场吸收和色散谱曲线的影响表明,腔场的稳态效应依赖于OPA增益的改变,从而导致腔磁系统内声子数的改变,吸收光谱因此存在不对称现象,且吸收谱的峰值随之增加。另外,腔磁耦合强度也改变了吸收光谱和色散光谱的传输特性。增加OPA的增益提高了系统的传输速率,从而实现了窗口透射谱的调控。最后,OPA对系统群延迟影响的分析结果显示选择合适的OPA参数实现了增强的慢光效应和快慢光的切换。

### 参考文献

- [1] XIONG Yuzan, INMAN J, LI Zhengyi, et al. Tunable magnetically induced transparency spectra in magnon-magnon coupled  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /permalloy bilayers[J]. Physical Review Applied, 2022, 17(4): 044010.
- [2] WANG Yipu, ZHANG Guoqiang, ZHANG Dengke, et al. Bistability of cavity magnon polaritons[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(5): 057202.
- [3] ALLEN L, BEIJERSBERGEN M W, SPREEUW R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. Physical Review A, 1992, 45(11): 8185.

- [4] BHATTACHARYA M, MEYSTRE P. Using a Laguerre–Gaussian beam to trap and cool the rotational motion of a mirror [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(15): 153603.
- [5] BUTSCH A, KOEHLER J R, NOSKOV R E, et al. CW-pumped single-pass frequency comb generation by resonant optomechanical nonlinearity in dual-nanoweb fiber[J]. *Optica*, 2014, 1(3): 158–164.
- [6] HUEBL H, ZOLLITSCH C W, LOTZE J, et al. High cooperativity in coupled microwave resonator ferrimagnetic insulator hybrids[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(12): 127003.
- [7] GORYACHEV M, FARR W G, CREEDON D L, et al. High-cooperativity cavity QED with magnons at microwave frequencies[J]. *Physical Review Applied*, 2014, 2(5): 054002.
- [8] LACHANCE QUIRION D, TABUCHI Y, GLOPPE A, et al. Hybrid quantum systems based on magnonics[J]. *Applied Physics Express*, 2019, 12(7): 070101.
- [9] SHUI Tao, YANG Wenxing, CHENG Mutian, et al. Optical nonreciprocity and nonreciprocal photonic devices with directional four-wave mixing effect[J]. *Optics Express*, 2022, 30(4): 6284–6299.
- [10] ZHANG Xufeng, ZOU Changling, JIANG Liang, et al. Cavity magnomechanics[J]. *Science Advances*, 2016, 2(3): 150128.
- [11] AGARWAL G S, HUANG S. Electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light [J]. *Physical Review A*, 2010, 81(4): 041803.
- [12] KONG Cui, WANG Bao, LIU Zengxing, et al. Magnetically controllable slow light based on magnetostrictive forces[J]. *Optics Express*, 2019, 27(4): 5544–5556.
- [13] LIAO Qinghong, PENG Kun, QIU Haiyan. Tunable magnomechanically induced transparency and fast-slow light in a hybrid cavity magnomechanical system[J]. *Chinese Physics B*, 2023, 32(5): 054205.
- [14] ULLAH K, NASEEM M T, MÜSTECAPLIOĞLU Ö E. Tunable multiwindow magnomechanically induced transparency, Fano resonances, and slow-to-fast light conversion[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(3): 033721.
- [15] SINHA K P, UPADHYAYA U N. Phonon-magnon interaction in magnetic crystals[J]. *Physical Review*, 1962, 127(2): 432.
- [16] DEMOKRITOV S O, HILLEBRANDS B, SLAVIN A N. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement[J]. *Physics Reports*, 2001, 348(6): 441–489.
- [17] LU Tianxiang, ZHANG Huilai, ZHANG Qian, et al. Exceptional-point-engineered cavity magnomechanics[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(6): 063708.
- [18] KRAUSS T F. Why do we need slow light?[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(8): 448–450.
- [19] CHENG Guangling, ZHONG Wenxue, CHEN Aixi. Phonon induced phase grating in quantum dot system[J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 9870–9880.
- [20] TUCKER R S, KU P C, CHANG HASNAIN C J. Slow-light optical buffers: capabilities and fundamental limitations [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, 23(12): 4046.
- [21] KONG Cui, XIONG Hao, WU Ying. Magnon-induced nonreciprocity based on the magnon Kerr effect [J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(3): 034001.
- [22] HOU Baocheng, CHEN HuaJun. Coherent optical transmission in magneto-optomechanical systems enhanced by auxiliary cavity[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2023, 50(6): 0612001.  
侯宝成, 陈华俊. 辅助腔增强磁光系统中的相干光学传输[J]. *中国激光*, 2023, 50(6): 0612001.
- [23] WANG Xin, HUANG Kaiwei, XIONG Hao. Nonreciprocal sideband responses in a spinning microwave magnomechanical system[J]. *Optics Express*, 2023, 31(4): 5492–5506.
- [24] HUAI Sainan, LIU Yulong, ZHANG Jing, et al. Enhanced sideband responses in a PT-symmetric-like cavity magnomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(4): 043803.
- [25] LI Jie, ZHU Shiyao, AGARWAL G S. Magnon-photon-phonon entanglement in cavity magnomechanics[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(20): 203601.
- [26] ZHANG Guoqiang, YOU J Q. Higher-order exceptional point in a cavity magnonics system [J]. *Physical Review B*, 2019, 99(5): 054404.
- [27] LI Jie, GRÖBLACHER S. Entangling the vibrational modes of two massive ferromagnetic spheres using cavity magnomechanics[J]. *Quantum Science and Technology*, 2021, 6(2): 024005.
- [28] LIU Zengxing, XIONG Hao, WU Ying. Magnon blockade in a hybrid ferromagnet–superconductor quantum system[J]. *Physical Review B*, 2019, 100(13): 134421.
- [29] LI Jie, WANG Yipu, YOU Jianqiang, et al. Squeezing microwaves by magnetostriction[J]. *Physical Review A*, 2021, 102(53): 036523.
- [30] ZHANG Zhedong, SCULLY M O, AGARWAL G S. Quantum entanglement between two magnon modes via Kerr nonlinearity driven far from equilibrium[J]. *Physical Review Research*, 2019, 1(2): 023021.
- [31] QIAN Hang, FAN Zhiyuan, LI Jie. Entangling mechanical vibrations of two massive ferrimagnets by fully exploiting the



- nonlinearity of magnetostriction[J]. *Quantum Science and Technology*, 2022, 8(1): 015022.
- [32] HUSSAIN B, QAMAR S, IRFAN M. Entanglement enhancement in cavity magnomechanics by an optical parametric amplifier[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(6): 063704.
- [33] AGARWAL G S, HUANG S. Strong mechanical squeezing and its detection[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(4): 043844.
- [34] ZHANG Xuefeng, ZOU Changling, JIANG Liang, et al. Strongly coupled magnons and cavity microwave photons[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(15): 156401.
- [35] YANG Rongguo, LI Ni, ZHANG Jing, et al. Enhanced entanglement of two optical modes in optomechanical systems via an optical parametric amplifier[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2017, 50(8): 085502.
- [36] HARDER M, YANG Ying, YAO Bimu, et al. Level attraction due to dissipative magnon-photon coupling[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(13): 137203.
- [37] YAO Bimu, GUI Yongsheng, XIAO Yang, et al. Theory and experiment on cavity magnon-polariton in the one-dimensional configuration[J]. *Physical Review B*, 2015, 92(18): 184407.

## Magnomechanically Induced Transparency and Fast-slow Light Effects in the Hybrid Cavity Magnetic System Assisted by an Optical Parametric Amplifier

LIAO Qinghong, SONG Menglin, SUN Jian, QIU Haiyan

*(Department of Electronic Information Engineering, Nanchang University, Nanchang 330031, China)*

**Abstract:** To study the cavity magnetic system and the coupling of magnons and phonons, especially the quantum sideband interference effect, we investigate the magnomechanically induced transparency and fast-slow light effects based on a hybrid cavity magnetic system with an Optical Parametric Amplifier (OPA) placed in it.

We first give the composition of the hybrid cavity magnetic system. The  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG) sphere is placed in the cavity mode, close to the maximum magnetic field of the cavity field, and in a uniform bias field. At the location of the YIG sphere, the magnetic field (along the  $x$ -axis), driving magnetic field (along the  $y$ -direction), and bias magnetic field (along the  $z$ -direction) of the cavity mode are perpendicular to each other. The system supports three different types of excitation, namely photons, magnons, and phonons. A uniform bias field ( $z$ -direction) is applied to the YIG sphere to excite the interaction between the magnetic dipole and the magnon mode coupled by the cavity field. The magnetostrictive force causes YIG vibration, thus establishing a magnon-phonon interaction in the sphere. The microwave field is applied to enhance the coupling between magnons and phonons. An OPA is put in the cavity and driven by a driving laser. Next, according to the system model, we give the total Hamiltonian of the system, and the definitions or descriptions of each parameter are provided. After obtaining the Hamiltonian of the system in a frame rotating at the driving field frequency, the Heisenberg equations of motion for the operators are derived by using perturbation theory. We establish the relationship between input and output to acquire the amplitude and group delay expressions for the output field. Finally, we study magnomechanically induced transparency and fast-slow light effects using experimentally achievable parameters.

Through numerical simulation, the results show that in the absence of OPA, there is a magnomechanically induced transparency window when only the cavity photon-magnon coupling is present. In the case where the magnon-phonon coupling strength  $K$  is not equal to zero, a double magnetically induced transparent window appears, and the dispersion curve becomes steeper at the position where the probe-driving detuning is equal to phonon frequency. As the coupling strength  $K$  increases, the depth of the transparent window deepens, the central peak value of the absorption spectrum curve widens, and the distance between the peaks on both sides also increases. Moreover, introducing OPA gain ( $G$ ) leads to a more pronounced yellow area on the left side of the resonance frequency, indicating an asymmetry in the absorption spectrum. This is because the steady-state behavior of the cavity field is influenced by changes in OPA gain, which alters the phonon number in the system and leads to an asymmetrical absorption

spectrum. The absorption peak value also gradually increases with the gain  $G$ . Maintaining  $G$  and  $K$  constant, as the cavity photon-magnon coupling increases, the absorption spectrum front at the resonance frequency becomes sharp, the peaks on both sides gradually widen, and the peak value does not change significantly. Further, by increasing the gain of OPA, it is found that the transmission rate at the position where the probe-driving detuning is equal to phonon frequency is greater than 1, thus realizing the regulation of the window transmission spectrum. The positive value of the curve on both sides of the system group delay increases, while the negative value decreases by enhancing  $G$ , indicating that choosing the appropriate OPA parameters can realize the switch between the low light and the fast light as well as enhance the slow light effect.

In conclusion, we investigate the magnomechanically induced transparency and fast-slow light effects in a hybrid cavity magnetic system assisted by an OPA theoretically. The research results can provide a reference for the research of quantum optics manipulation and quantum information storage.

**Key words:** Hybrid cavity magnomechanical system; Optical parametric amplifier; Magnomechanically induced transparency; Fast-slow light effect; Magnon

**OCIS Codes:** 270.1670; 270.5585