

腔光磁机械系统中可调谐的磁振子与光学双稳态*

马会芳¹⁾ 闫映策¹⁾ 周智利²⁾ 夏华容^{3)†} 高峰^{4)‡}

1) (太原师范学院物理系, 晋中 030619)

2) (中铝智能数维(杭州)工程设计研究院有限公司, 杭州 310000)

3) (重庆邮电大学大学光电工程学院, 重庆 400065)

4) (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4月25日收到; 2025年7月3日收到修改稿)

本研究提出了一种在腔光磁机械混合系统中实现可调谐的磁振子与光子双稳态的理论框架. 系统由微波腔、磁振子、机械振子和光学腔组成. 其中, 磁振子模通过磁偶极相互作用与微波腔模耦合, 同时经磁致伸缩效应与声子模相互作用; 声子模则通过辐射压力以光机械耦合方式与光学腔模作用. 通过数值求解量子朗之万方程, 分析了耦合强度、失谐参数及耗散率对双稳态阈值与迟滞特性的影响. 并进一步研究了不同系统参数下稳态间量子态跃迁的动力学行为. 结果显示, 该双稳态特性可通过系统参数进行精确调控, 其阈值及迟滞宽度对耦合效率与耗散机制呈现非线性关系. 该研究为可调谐光学开关及量子信息处理器件的设计提供了理论依据.

关键词: 腔光磁机械系统, 磁振子双稳态, 光学双稳态**PACS:** 42.50.Wk, 75.80.+q, 05.45.-a, 42.65.Pc**DOI:** 10.7498/aps.74.20250549**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250549

1 引言

光学双稳态作为一种典型的非线性光学现象^[1], 在光通信和量子信息领域展现出重要的研究价值^[2]. 该现象通过输入-输出光强迟滞效应, 能够实现全光开关^[3]、量子信息存储器^[4]、光学存储器件^[5]及非互易光学传输系统^[6]等物理效应. 相关研究表明, 光学双稳态可以在量子阱光力系统^[7]、光子晶体腔^[8]和混合光力架构^[9]等腔光力系统中实现. 近年来, 磁性材料的非线性效应推动了磁振子双稳态的研究进展^[10,11], 包括磁振子自克尔非线性^[12]、磁致伸缩效应^[13]及磁振子-声子交叉克尔非线性^[14]等, 这类双稳态特性在构建全磁振子中继器^[15]、存储与开关器件^[16]及高密度存储设备^[17]等应用中

具有显著潜力. 在此类系统中, 腔磁力系统通过耦合光子和磁振子模, 成为研究磁振子双稳态的重要载体^[18]. 其中, 钇铁石榴石晶体因其低阻尼特性和可调谐的磁振子频率^[19], 在调控磁振子与光子和声子相互作用中发挥了关键作用. 近期研究者们更进一步将腔磁力系统整合至量子框架中, 实现了其与光子^[20]、声子^[21]、原子^[22]和量子比特^[23]等量子系统的强耦合. 研究者提出了一种混合腔光磁机械系统, 该系统通过多物理场耦合实现了量子信息处理的系统调控^[24]. 在该模型中, 钇铁石榴石晶体中的磁振子模通过磁偶极相互作用与微波腔模耦合^[25], 并通过磁致伸缩效应与声子模耦合^[26]; 声子模通过辐射压力与光学腔模发生相互作用^[27]. 学者们在该混合系统中实现了量子纠缠^[28]、磁振子布居数检测^[24]及微波-光转导^[29]等量子信息调控研究.

* 重庆市自然科学基金(批准号: CSTB2024NSCQ-MSX0746)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 2454673146@qq.com

‡ 通信作者. E-mail: summit_gao@ntsc.ac.cn

目前相关研究主要聚焦于独立系统中的双稳态现象, 例如腔光力系统中的光学双稳态与腔磁力系统中的磁振子双稳态, 而对多模非线性协同效应引导的双稳态现象研究仍然有限. 因此, 本研究系统探索了腔光磁机械系统中磁振子与光学双稳态的协同调控机制, 揭示了磁振子自克尔非线性、磁致伸缩效应与辐射压力诱导非线性的共同作用机制. 通过建立多场耦合动力学模型, 解析了复合非线性作用下双稳态的相变特征与迟滞行为. 本研究为开发可调谐光学开关、量子信息处理和量子态操控提供了理论依据.

2 模型与理论

本研究构建的腔光磁机械系统如图 1(a) 所示, 其核心器件包括微波腔模、磁振子模、声子模和光学腔模. 系统中采用微桥结构的钇铁石榴石晶体, 其表面紧密贴合于右侧的高反射率镜^[30]. 其中, 磁振子模与声子模的耦合通过磁致伸缩效应实现, 该效应在外加偏置磁场的作用下被定向激活; 同时, 磁振子模通过磁偶极相互作用与微波腔模耦合, 而声子模则通过辐射压力与光学腔模相互作用. 为阐明各模式间的耦合机制, 图 1(b) 给出了系统中多模态相互作用的示意图.

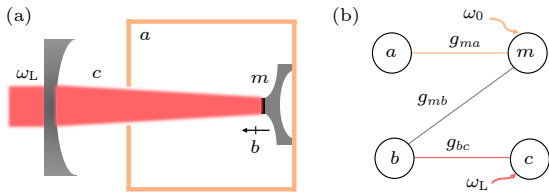


图 1 腔光磁机械系统的示意图 (a) 钇铁石榴石晶体中的磁振子模 m 通过磁偶极相互作用与微波腔模 a 耦合, 声子模 b 通过色散型磁致伸缩相互作用与磁振子模 m 耦合, 同时通过辐射压力与光学腔模 c 耦合; (b) 等效物理模型

Fig. 1. Schematic diagram of the cavity opto-magnomechanical system: (a) The magnon mode m in the yttrium iron garnet crystal is coupled to the microwave cavity mode a via magnetic dipole interaction, the phonon mode b is coupled to the magnon mode m through dispersive magnetostrictive interactions and simultaneously coupled to the optical cavity mode c via radiation pressure; (b) the equivalent physical model.

系统哈密顿量为

$$H/\hbar = \omega_a a^\dagger a + \omega_b b^\dagger b + \omega_c c^\dagger c + \omega_m m^\dagger m + g_a(a^\dagger m + am^\dagger) + g_m m^\dagger m(b + b^\dagger) - g_c c^\dagger c(b + b^\dagger) + K m^\dagger m m^\dagger m + H_{\text{dri}}/\hbar, \quad (1)$$

其中, $a(a^\dagger)$, $m(m^\dagger)$, $b(b^\dagger)$ 和 $c(c^\dagger)$ 分别为微波腔模、磁振子模、声子模和光学腔模的湮灭 (产生) 算符, 其满足 $[j, j^\dagger] = 1 (j = a, m, b, c)$, ω_j 为共振频率^[26]. 参数 g_a 表示微波-磁振子耦合强度, $g_m(g_c)$ 表示真空磁机械 (光机械) 耦合强度, 通过使用强场驱动磁振子 (光学腔) 模可以显著增强这一耦合强度^[28]. 克尔非线性系数定义为 $K = \frac{\mu_0 K_{\text{an}} \gamma}{(M^2 V_m)}$, 其中 μ_0 表示自由空间的磁导率, M 代表饱和磁化强度, V_m 是钇铁石榴石晶体的体积^[11]. 最后一项为驱动哈密顿量 $H_{\text{dri}} = i\hbar \varepsilon_d (m^\dagger e^{-i\omega_0 t} - \text{H.c.}) + i\hbar \varepsilon_1 (c^\dagger e^{-i\omega_L t} - \text{H.c.})$, 其中 Rabi 频率 $\varepsilon_d = (\sqrt{5}/4) \times \gamma \sqrt{N} H_d$ 表示磁振子模与驱动磁场之间的耦合强度^[19]. H_d 是驱动磁场的幅度, N 表示钇铁石榴石晶体中的总自旋数. 光学腔与激光驱动场之间的耦合强度由 $\varepsilon_1 = \sqrt{\kappa_c P_L / \hbar \omega_L}$ 给出, 其中 $P_L(\omega_L)$ 分别代表激光的功率 (频率), κ_c 代表光学腔模的耗散率^[31].

通过引入耗散和输入噪声项, 可得系统的量子朗之万方程 (QLEs) 如下:

$$\dot{a} = -i\Delta_a a - \kappa_a a - ig_a m + \sqrt{2\kappa_a} a^{\text{in}}(t), \quad (2a)$$

$$\dot{m} = -i\Delta_m m - \kappa_m m - ig_a a - ig_m m(b + b^\dagger) - 2iK m^\dagger m m + \varepsilon_d + \sqrt{2\kappa_m} m^{\text{in}}(t), \quad (2b)$$

$$\dot{b} = -i\omega_b b - \kappa_b b - ig_m m^\dagger m + ig_c c^\dagger c + \sqrt{2\kappa_b} b^{\text{in}}(t), \quad (2c)$$

$$\dot{c} = -i\Delta_c c - \kappa_c c + ig_c c(b + b^\dagger) + \varepsilon_1 + \sqrt{2\kappa_c} c^{\text{in}}(t). \quad (2d)$$

在以频率 ω_0 和 ω_L 旋转的参考系中, 失谐参数定义为 $\Delta_{a(m)} = \omega_{a(m)} - \omega_0$, $\Delta_c = \omega_c - \omega_L$. 参数 $\kappa_j (j = a, m, b, c)$ 分别表示微波腔模、磁振子模、机械模和光学腔模的耗散率. a^{in} , m^{in} , b^{in} 和 c^{in} 表示相应的输入噪声算符, 其均值为零. 使用强微波 (激光) 场驱动磁振子 (光学腔) 模, 可获得强稳态幅值 $|\langle m \rangle|, |\langle c \rangle| \gg 1$ ^[22], 可对系统的动力学进行线性化处理, 其中每个算符都可用围绕一个平均值的涨落形式表示, 即 $O = \langle O \rangle + \delta O (O = a, m, b, c)$. 在线性化过程中忽略二阶涨落项后, 各模式的稳态值由下式给出:

$$\langle a \rangle = \frac{-ig_a \langle m \rangle}{i\Delta_a + \kappa_a}, \quad (3a)$$

$$\langle m \rangle = \frac{\varepsilon_d - ig_a \langle a \rangle}{i \left[\Delta_m + g_m (\langle b \rangle + \langle b^\dagger \rangle) + 2K |\langle m \rangle|^2 \right] + \kappa_m}, \quad (3b)$$

$$\langle b \rangle = \frac{-ig_m |\langle m \rangle|^2 + ig_c |\langle c \rangle|^2}{i\omega_b + \kappa_b}, \quad (3c)$$

$$\langle c \rangle = \frac{\varepsilon_l}{i[\Delta_c - g_c(\langle b \rangle + \langle b \rangle^\dagger)] + \kappa_c}. \quad (3d)$$

通过推导上述方程的稳态解, 可得平均磁振子数 $n_m = |\langle m \rangle|^2$ 和光子数 $n_c = |\langle c \rangle|^2$ 如下所示:

$$n_m \left[(\kappa_m + g_a^2 \xi_1)^2 + (\Delta_m + g_m \chi + 2Kn_m - g_a^2 \xi_2)^2 \right] = \varepsilon_d^2, \quad (4a)$$

$$n_c [\kappa_c^2 + (\Delta_c - g_c \chi)^2] = \varepsilon_l^2, \quad (4b)$$

其中 $\xi_1 = \kappa_a / (\kappa_a^2 + \Delta_a^2)$, $\xi_2 = \Delta_a / (\kappa_a^2 + \Delta_a^2)$, $\chi = 2\omega_b (g_c n_c - g_m n_m) / (\kappa_b^2 + \omega_b^2)$. 方程 (4a) 和 (4b) 描述了磁振子数 n_m 和光学腔光子数 n_c 所满足的非线性关系. 分析表明, 磁振子数和光子数存在 3 种不同的稳态解, 其中最大值和最小值对应稳定态, 而中间解则代表不稳定态. 当系统初始处于不稳定态时, 驱动振幅的变化会引发磁振子数或光子数突然跃迁至两种稳定态之一.

3 数值结果与讨论

3.1 磁振子双稳态

通过数值方法求解方程 (4a) 和 (4b), 绘制了稳态平均磁振子数 n_m 与光子数 n_c 随驱动场幅度变化的函数关系图, 系统研究了磁振子和光学双稳态现象. 本文方案中使用的参数在许多相关的实验中是可行的, 即 $\kappa_b/2\pi = 100$ Hz, $\omega_a/2\pi = \omega_m/2\pi =$

10 GHz, $\kappa_c/2\pi = 0.5$ MHz, $\kappa_a = \kappa_m = 2\kappa_c$, $K/2\pi = 1.56$ μ Hz, $g_a/2\pi = 3$ MHz, $g_m/2\pi = 10$ Hz, $g_c/2\pi = 1$ KHz, $\omega_b/2\pi = 10$ MHz, $\Delta_m = \omega_b$, $\Delta_a = -\omega_b$, 和 $\Delta_c = 2\omega_b$ [27,32,33]. 图 2 所示是在不同的微波-磁振子耦合强度 g_a 和磁机械耦合强度 g_m 下, 稳态磁振子数 n_m 随磁振子驱动场的归一化振幅 ε_d/κ_m 变化的函数曲线. 结果显示出明显的双稳行为, 其中, 红色、绿色以及蓝色曲线分别对应于 $g_a/2\pi = 1, 2, 3$ MHz 和 $g_m/2\pi = 10, 20, 30$ Hz 的耦合参数 (图 2(a), (b)). 具体而言, 图 2(a) 表明, 稳态磁振子数 n_m 随微波-磁振子耦合强度 g_a 的增强而增加, 此特性由微波腔模与磁振子模之间的能量转移效率增强所导致的. 当 $g_a/2\pi$ 从 1 MHz 增至 3 MHz 时, 双稳态范围逐渐拓宽. 理论分析表明, 更强的微波-磁振子相互作用放大了微波到磁振子的能量转换并且显著提升了宏观激发阈值, 从而提升磁振子激发并稳定了更高的稳态磁振子数. 相反, 图 2(b) 则显示了在强驱动场下, 提高磁机械相互作用 g_m 时会显著抑制稳态磁振子数. 当 $g_m/2\pi$ 从 10 Hz 增至 30 Hz 时, 双稳态范围逐渐缩窄. 这是由于磁振子能量通过磁致伸缩效应转移至声子模, 声子耗散通道的增强提高了系统有效损耗, 导致维持高稳态所需的驱动强度阈值显著降低. 同时, 磁致伸缩频移与克尔非线性产生竞争效应, 从而削弱非线性机制, 导致高稳态维持阈值下降并且使得双稳态范围缩窄. 这种抑制作用源于通过声子介导的能量损失, 从而抵消了磁振子的激发.

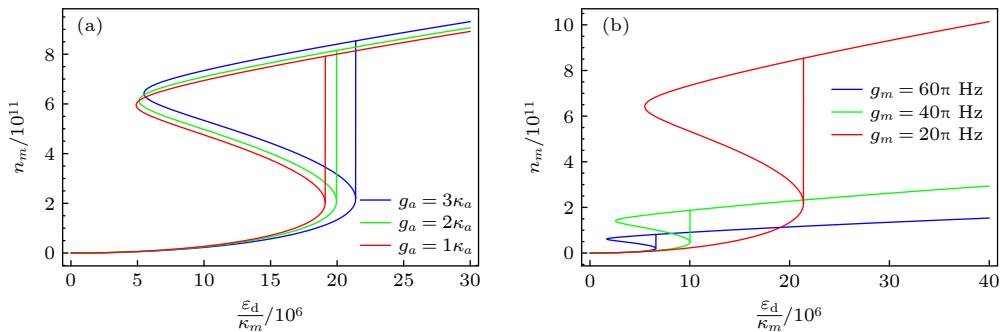


图 2 稳态磁振子数 n_m 随磁振子驱动场的归一化振幅 ε_d/κ_m 的变化图像 (a) 不同微波-磁振子耦合强度 g_a 下, 蓝色曲线表现为更宽的双稳态窗口, 表明强微波-磁振子耦合能够增强能量转移效率; (b) 不同磁机械耦合强度 g_m 下, 蓝色曲线所在的磁子数最低, 表明磁机械耦合增大导致磁振子能量向声子耗散增强, 固定光学腔驱动强度 $\varepsilon_l = 100$ GHz

Fig. 2. The variation of steady-state photon number n_m as a function of the normalized amplitude of the optical cavity driving field ε_d/κ_m : (a) Under different microwave-magnon coupling strength g_a , the blue curve exhibits a wider bistable window, indicating that strong microwave-magnon coupling enhances energy transfer efficiency; (b) under different magnomechanical coupling strength g_m , the blue curve corresponds to the lowest magnon number, suggesting that increased magnomechanical coupling leads to enhanced dissipation of magnon energy into phonons, assuming a fixed magnon driving strength of $\varepsilon_l = 100$ GHz.

图 3(a) 所示为不同频率失谐 Δ_m 下, 稳态磁振子数 n_m 随磁振子驱动场的归一化振幅 ε_d/κ_m 的变化关系. 根据方程 (3b), 磁振子失谐 $\tilde{\Delta}_m = \Delta_m + g_m(\langle b \rangle + \langle b \rangle^\dagger) + 2K|\langle m \rangle|^2$, 其中包含了自克尔非线性效应和由磁致伸缩效应引起的频率偏移. 因此, 较大的磁振子失谐增强了频率偏移, 导致在上支双稳态分支中磁振子数增加, 这一现象与文献 [18] 报道的自克尔非线性机制一致. 同时, 在文献 [14] 中进一步证实增强的频率偏移放大了非线性相互作用, 从而促进磁振子激发. 此外, 增大失谐会加剧磁振子频率与驱动频率之间的失谐, 改变了能量转移方式. 在非共振条件下, 系统对磁振子-光子耦

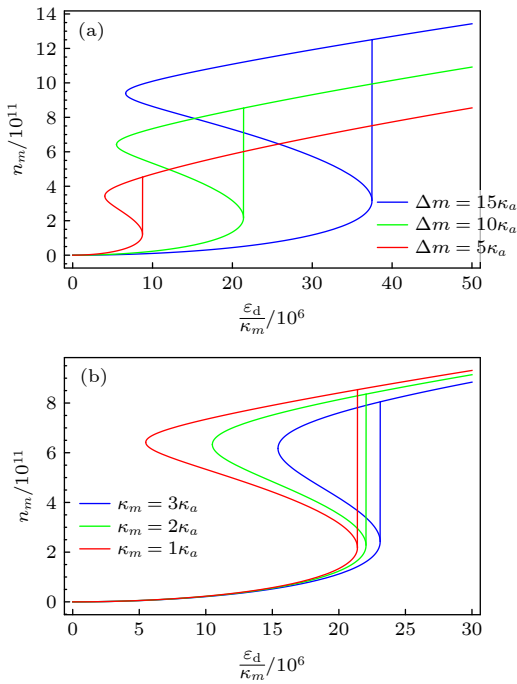


图 3 稳态磁振子数 n_m 随磁振子驱动场的归一化振幅 ε_d/κ_m 的变化图像 (a) 不同磁振子-泵浦失谐 Δ_m 下, 蓝色曲线表现为更高的磁子数和更宽的双稳态窗口, 源于失谐增强非线性频移并改变能量转移路径; (b) 不同磁振子耗散率 κ_m 下, 耗散率的增大使得双稳态回线宽度收窄且阈值右移, 表明更高的耗散抑制了非线性效应积累

Fig. 3. The variation of steady-state photon number n_m as a function of the normalized amplitude of the optical cavity driving field ε_d/κ_m : (a) Under different magnon-pump detuning Δ_m , the blue curve exhibits a higher magnon number and a wider bistable window, this is attributed to the enhanced nonlinear frequency shift caused by the detuning, which alters the energy transfer pathways; (b) under different magnon dissipation rate κ_m , an increase in the decay rate results in a narrower bistable hysteresis loop and a rightward shift of the threshold, this indicates that higher decay rates suppress the accumulation of nonlinear effects.

合效率产生了放大效应, 使得通过非共振能量交换实现磁振子激发. 这种重构的能量转移机制不仅提升了双稳态起始阈值, 还拓宽了迟滞回路, 从而在较大失谐下, 非线性增强和能量转移路径改变的协同效应共同提升了磁振子数 [34].

双稳态区间涉及在临界点附近两个稳态之间的转换. 如图 3(b) 所示, 增大磁振子耗散率 κ_m 会缩小双稳态临界点间的距离, 需要更高的驱动强度来抵消因耗散增加而引起的能量损失并维持双稳态. 此外, 磁振子耗散率的增大缩短了能量积累时间, 抑制了非线性效应, 而双稳态的展宽与非线性效应呈正相关, 因此耗散增强直接导致双稳态窗口的缩小, 这一结果与文献 [35] 关于耗散对双稳态曲线影响的分析一致.

3.2 光学双稳态

通过分析光学腔内稳态光子数 n_c 的特性, 系统探讨在不同参数调控下光学双稳态曲线的变化现象及内在的物理机制. 如图 4(a) 所示, 分析了在不同光机械耦合强度 g_c 的作用下光学双稳态行为的变化趋势. 在固定参数条件下, 当 $g_c/2\pi = 1$ kHz 时, 系统表现出最显著的光学双稳态. 随着光机械耦合强度的增大, 双稳态的幅度逐渐减小. 这是由于腔内平均光子数对光学泵浦的依赖随着光机械耦合强度的增强而减弱. 此时, 光学腔模与声子模的强耦合主导了动力学行为, 放大了非线性效应, 但同时也提升了光学腔的有效损耗率, 导致非线性响应被削弱, 最终抑制双稳态的形成. 图 4(b) 进一步分析揭示了腔-泵浦失谐 Δ_c 在对双稳行为的调控作用. 随着腔-泵浦失谐的增大, 双稳态显著增强. 这一现象源于泵浦激光向光学腔的能量转移效率降低, 需要更高的泵浦功率维持相同的光子数 (与文献 [36] 一致). 较大的失谐抑制了光学腔模对外部泵浦的响应, 提升了双稳态曲线的阈值高度. 因此, 腔-泵浦失谐通过改变系统的非线性特性, 直接影响了迟滞回线的阈值高度和几何形态.

图 4(c) 展示了光学腔耗散率 κ_c 对稳态光子数 n_c 的调控作用, 揭示了耗散机制对光学双稳态的影响. 结果表明, 随着 κ_c 的增大, 光学双稳态迟滞回线的宽度逐渐变窄, 但中心位置保持稳定. 这表明腔内光子损耗的增强提高了维持双稳态所需的临界驱动幅度, 并使双稳态曲线整体向右平移. 其物理机制可归因于较高的耗散率意味着腔内光子

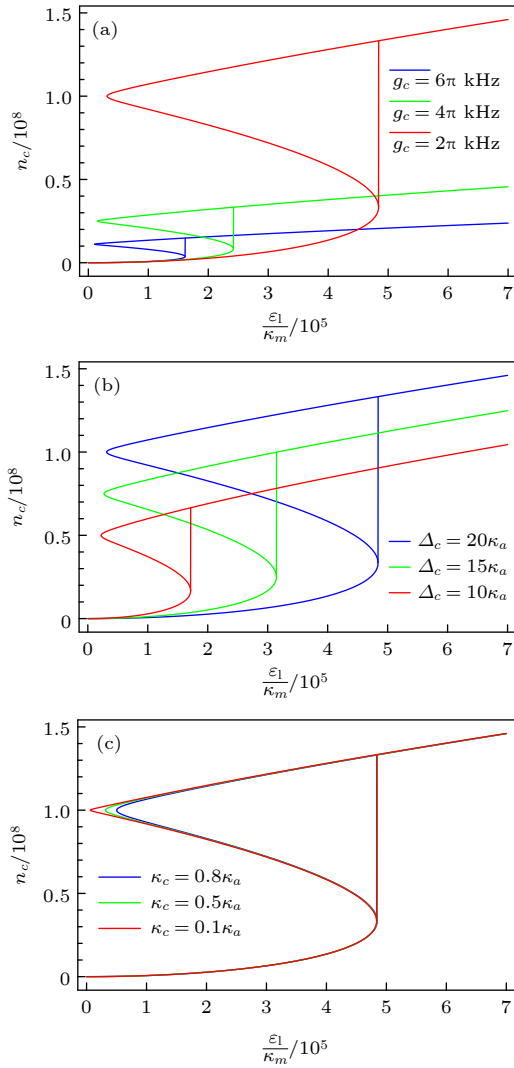


图4 稳态光子数 n_c 随光学腔驱动场的归一化振幅 ε_1/κ_m 的变化图像 (a) 不同光机械耦合强度 g_c 下, 蓝色曲线所在的双稳态幅度最小、回线最窄, 表明强耦合增大抑制双稳态; (b) 不同光学腔-泵浦失谐 Δ_c 下, 蓝色曲线双稳态最显著, 表明较大的失谐抑制能量转移效率; (c) 不同光学腔耗散率 κ_c 下, 耗散率的增大导致双稳态回线宽度变窄且阈值右移, 表明高损耗需更强泵浦补偿能量, 固定磁振子驱动强度 $\varepsilon_d = 10^4$ GHz

Fig. 4. The variation of steady-state photon number n_c as a function of the normalized amplitude of the optical cavity driving field ε_1/κ_m : (a) Under different optomechanical coupling strength g_c , the blue curve exhibits the smallest bistable amplitude and narrowest hysteresis loop, indicating that stronger coupling enhances the suppression of bistability; (b) under different optical cavity-pump detuning Δ_c , the blue curve exhibits the most pronounced bistability, demonstrating that larger detuning suppresses energy transfer efficiency; (c) under different optical cavity damping rate κ_c , an increase in the decay rate leads to a narrower bistable hysteresis loop and a rightward shift of the threshold, this indicates that higher losses require stronger pumping to compensate for energy dissipation, assuming a fixed magnon driving strength of $\varepsilon_d = 10^4$ GHz.

损失更大, 需要更大的驱动场才能抵消能量损失并维持光子数平衡. 由此可见, 通过调节光学腔耗散率可以有效调控光学双稳态.

此外, 可观察到图2—图4的双稳态曲线中均存在显著的竖直跳变线段, 这反映了系统状态在临界点发生的瞬时跃迁过程. 对于这种跃迁现象, 当系统驱动参数逐渐增大时, 系统在稳态下支的临界点处从低态跃迁到高态, 从而实现了系统的双稳态开关效应^[37-39]. 具体而言, 驱动场强度的变化会重新配置腔内的能量分布, 并通过非线性作用改变双稳态转换的临界阈值, 导致在特定参数点发生突变.

3.3 动力学演化行为

在3.1节和3.2节中, 系统研究了磁振子与光学双稳态的稳态调控特性. 为进一步揭示系统的瞬态行为, 本节基于量子郎之万方程(2b)–(2d)数值求解磁振子数 $n_m(t)$ 与光学腔光子数 $n_c(t)$ 的动力演化过程^[40].

如图5所示, 在非平衡初始条件 ($n_m(0) = n_c(0) = 0$) 下, 磁振子模受微波驱动场激发, 初期通过磁偶极相互作用与微波腔实现能量交换, 表现为较高的磁子数. 随后, 在磁致伸缩效应的作用下, 磁振子-声子相互作用导致能量耗散至声子模, 同时受到自克尔非线性调制, 使得磁子数衰减. 因此, 磁振子的时间演化呈现显著的非线性振荡衰减行为, 即初始阶段出现大幅振荡, 最终系统稳定在上稳态分支. 光子模则通过辐射压力与声子实现耦合, 在激光泵浦和腔-泵浦失谐调控下, 光子数经历大幅振荡后趋于稳态. 磁振子与光子模经由声子模的交叉耦合, 实现能量协同转移, 其动态平衡受耗散率调控. 在双稳态区间内, 系统表现出量子态跃迁行为, 跃迁速率由系统参数共同决定, 如图2—图4所示. 这一动力学过程通过数值求解方程(2)的瞬态解模拟, 为光学开关设计提供理论依据.

最后分析所提出的模型的实验可行性. 当前的实验研究从多个角度为我们的系统物理机制提供了强有力的证据. 钇铁石榴石晶体在微波腔内集体激发的磁振子通过磁偶极相互作用与微波光子耦合^[41,42], 同时通过磁致伸缩效应建立了磁振子与声子之间的耦合通道^[21]. 实现光机械耦合所需的光学腔可以通过在微桥表面安装一个小的高反射率镜垫来实现^[43]. 此外, 通过辐射压力实现的光机械耦合已在光力系统中成功证实^[44]. 在此基础上, 磁

振子、声子和光子之间的状态交换相互作用被激活^[19]. 因此, 这些研究结果表明, 本研究提出的方案可能在实验上得以实现.

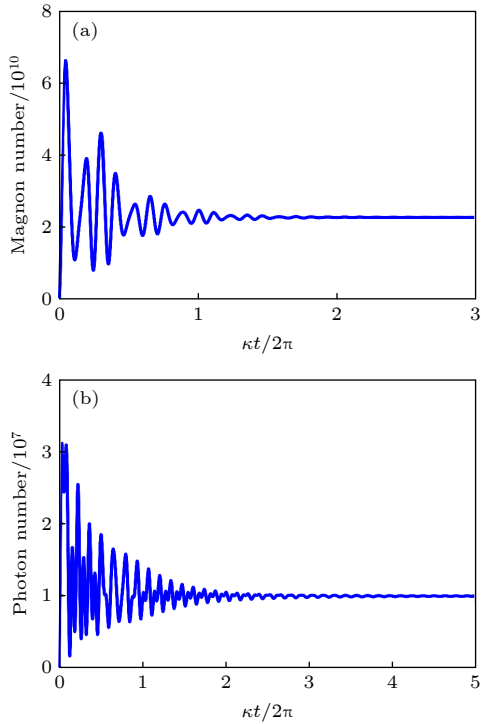


图 5 (a) 磁振子数 $n_m(t)$ 随时间的演化曲线; (b) 光学腔光子数 $n_c(t)$ 随时间的演化曲线, 固定参数 $\kappa/2\pi = 1$ MHz, 初始条件 $\langle m(0) \rangle = \langle c(0) \rangle = 0$

Fig. 5. (a) Temporal evolution of magnon population $n_m(t)$; (b) temporal evolution of optical cavity photon population $n_c(t)$, parameter is fixed at $\kappa/2\pi = 1$ MHz with initial condition $\langle m(0) \rangle = \langle c(0) \rangle = 0$.

4 结 论

本文系统分析了基于钇铁石榴石晶体的腔光磁机械系统中的双稳态动力学行为的多参数协同调控机制. 通过理论建模和数值模拟, 揭示了非共振驱动条件下, 耦合非线性相互作用对双稳态阈值、迟滞回线宽度以及稳态之间的量子跃迁动力学特性的影响. 这些特性通过耦合强度、频率失谐参数和耗散率的协同效应调控: 非线性相互作用的增强显著拓宽了双稳态窗口, 而参数失谐与耗散竞争性地影响能量转移效率, 进而决定临界阈值与跃迁动力学特性. 同时, 在临界驱动条件下, 系统展现出在低稳态和高稳态之间的量子态跃迁行为. 此外, 通过数值求解完整的量子朗之万方程获得的瞬态动力学揭示了非平衡初始条件下磁振子和光子

数的时间演化. 在双稳态参数区间内, 系统表现出低稳态与高稳态之间的量子态跃迁行为. 本研究提出的腔光磁机械系统为操控腔内磁振子数与光子数的双稳态提供了理论框架, 并在光学开关和量子信息处理系统中具有一定的研究和应用价值.

参考文献

- [1] Abraham E, Smith S D 1982 *Rep. Prog. Phys.* **45** 815
- [2] Gibbs H M, McCall S L, Venkatesan T N C 1976 *Phys. Rev. Lett.* **36** 1135
- [3] Chen Y Y, Li Y N, Wan R G 2018 *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 1240
- [4] Kubyskyi V, Biehs S A, Ben-Abdallah P 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 074301
- [5] Anton M A, Calderón O G, Melle S, Gonzalo I, Carreno F 2006 *Opt. Commun.* **268** 146
- [6] Chen S W, Zeng Y X, Li Z F, Mao Y, Dai X Y, Xiang Y J 2023 *Nanophotonics* **12** 3613
- [7] Sete E A, Eleuch H 2012 *Phys. Rev. A* **85** 043824
- [8] Wang Z P, Zhen S L, Yu B L 2015 *Laser Phys. Lett.* **12** 046004
- [9] Yan D, Wang Z H, Ren C N, Gao H, Li Y, Wu J H 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023813
- [10] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, Li T F, Hu C M, You J Q 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 057202
- [11] Yang Z B, Jin H, Jin J W, Liu J Y, Liu H Y, Yang R C 2021 *Phys. Rev. Research* **3** 023126
- [12] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, Luo X Q, Xiong W, Wang S P, Li T F, Hu C M, You J Q 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224410
- [13] Chen Z C, Kong D Y, Wang F 2024 *Results Phys.* **61** 107762
- [14] Shen R C, Li J, Fan Z Y, Wang Y P, You J Q 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 123601
- [15] Wang Q, Verba R, Davidková K, Heinz B, Tian S X, Rao Y H, Guo M Y, Guo X Y, Dubs C, Pirro P, Chumak A V 2024 *Nat. Commun.* **15** 7577
- [16] Shen R C, Wang Y P, Li J, Zhu S Y, Agarwal G S, You J Q 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 183202
- [17] Kuo D M T, Chang Y C 2009 *Jpn. J. Appl. Phys.* **48** 104504
- [18] Zhang G Q, Wang Y P, You J Q 2019 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **62** 1
- [19] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203601
- [20] Soykal Ö O, Flatté M E 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 077202
- [21] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501286
- [22] Fan Z Y, Qian H, Zuo X, Li J 2023 *Phys. Rev. A* **108** 023501
- [23] Martinis J M, Nam S, Aumentado J, Urbina C 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 117901
- [24] Fan Z Y, Shen R C, Wang Y P, Li J, You J Q 2022 *Phys. Rev. A* **105** 033507
- [25] Huebl H, Zollitsch C W, Lotze J, Hocke F, Greifenstein M, Marx A, Gross R, Goennenwein S T B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 127003
- [26] Zuo X, Fan Z Y, Qian H, Ding M S, Tan H, Xiong H, Li J 2024 *New J. Phys.* **26** 031201
- [27] Fan Z Y, Qian H, Li J 2022 *Quantum Sci. Technol.* **8** 015014
- [28] Fan Z Y, Qiu L, Gröblacher S, Li J 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200866
- [29] Engelhardt F, Bittencourt V A, Huebl H, Klein O, Kusminskiy S V 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 044059

- [30] Di K, Tan S, Wang L Y, Cheng A Y, Wang X, Liu Y, Du J J 2023 *Opt. Express* **31** 29491
- [31] Di K, Wang X, Xia H R, Zhao Y X, Liu Y, Cheng A Y, Du J J 2024 *Opt. Lett.* **49** 2878
- [32] Yu M, Zhu S Y, Li J 2020 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53** 065402
- [33] Chen J, Fan X G, Xiong W, Wang D, Ye L 2024 *Phys. Rev. A* **109** 043512
- [34] Bi M X, Yan X H, Xiao Y, Dai C J 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 084501
- [35] Rameshti B Z, Kusminskiy S V, Haigh J A, Usami K, Lachance-Quirion D, Nakamura Y, Hu C M, Tang H X, Bauer G E W, Blanter Y M 2022 *Phys. Rep.* **979** 1
- [36] Wu Q, Hu Y H, Ma P C 2017 *Int. J. Theor. Phys.* **56** 1635
- [37] Barbhuiya S A, Bhattacharjee A B 2022 *J. Appl. Phys.* **132** 123104
- [38] Yeasmin S, Yadav S, Bhattacharjee A B, Banerjee S 2021 *J. Mod. Opt.* **68** 975
- [39] Kumar-Singh M, Mahajan S, Bhatt V, Yadav S, Jha P K, Bhattacharjee A B 2024 *J. Appl. Phys.* **136** 214401
- [40] Zhang G Q, Chen Z, Xiong W, Lam C H, You J Q 2021 *Phys. Rev. B* **104** 064423
- [41] Wu W J, Xu D, Qian J, Li J, Wang Y P, You J Q 2022 *Chin. Phys. B* **31** 127503
- [42] Zhang G J, Wang Y P 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 047103 (in Chinese) [张高见, 王逸璞 2020 *物理学报* **69** 047103]
- [43] Gröblacher S, Hammerer K, Vanner M R, Aspelmeyer M 2009 *Nature* **460** 724
- [44] Weis S, Rivière R, Deléglise S, Gavartin E, Arcizet O, Schliesser A, Kippenberg T J 2010 *Science* **330** 1520

Tunable magnon and optical bistability in a cavity optomagnomechanical system*

MA Huifang¹⁾ YAN Yingce¹⁾ ZHOU Zhili²⁾ XIA Huarong^{3)†} GAO Feng^{4)‡}

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

²⁾ (Chinalco Intelligent Digital Dimension (Hangzhou) Engineering Design and Research Institute Co., Ltd., Hangzhou 310000, China)

³⁾ (School of Optoelectronic Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China)

⁴⁾ (Key Laboratory of Time and Frequency Standards, National Time Service Center,

Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China)

(Received 25 April 2025; revised manuscript received 3 July 2025)

Abstract

This study establishes a theoretical framework for realizing and dynamically controlling magnon and optical bistability in a hybrid cavity optomagnomechanical system composed of microwave cavity mode, magnon mode, phonon mode, and optical cavity mode. The objective is to investigate the synergistic interplay among self-Kerr nonlinearity, magnetostrictive effect, and radiation pressure induced optomechanical coupling in generating and modulating bistable behavior. Furthermore, this work aims to reveal the transient quantum state transition dynamics between bistable states. The system Hamiltonian includes magnetic dipole interaction between the magnon mode and microwave cavity mode, magnomechanical interaction between the magnon mode and phonon mode, and optomechanical interaction between the phonon mode and optical cavity mode. In addition, the self-Kerr nonlinearity of the magnon mode is considered. Numerical analysis of the system dynamics is conducted using quantum Langevin equations that include dissipation and input noise terms. Steady-state analytical solutions for the average magnon number and optical photon number are derived, revealing a bistable characteristic with three possible solutions. Numerical simulations are performed using experimentally feasible parameters, including coupling strengths, frequency detunings, and dissipation rates. The results indicate that both magnon and optical bistabilities are tunable. Specifically, adjusting the microwave cavity-magnon coupling efficiency enables modulation of the energy transfer efficiency from microwave to magnon, thereby altering the hysteresis window and excitation threshold of the magnon

* Project supported by the Natural Science Foundation of Chongqing, China (Grant No. CSTB2024NSCQ-MSX0746).

† Corresponding author. E-mail: 2454673146@qq.com

‡ Corresponding author. E-mail: summit_gao@ntsc.ac.cn

bistability. Tuning the magnon-phonon interaction can influence the energy transfer from magnon to phonon. A larger magnon-pump detuning enhances nonlinear frequency shifts, alters energy transfer pathways, broadens the hysteresis loop, and increases the magnon population on the upper branch of the bistable curve. Higher magnon dissipation rate hinders the accumulation of nonlinear effect, narrowing the bistability window and shifting the threshold to higher pump powers. For optical bistability, stronger optomechanical interaction reduces the effective cavity loss and weakens the nonlinear response to the pump field, leading the amplitude of bistability to decrease and the hysteresis loop to narrow. The increase of the optical cavity-pump detuning suppresses energy transfer efficiency, necessitating higher pump power to achieve the same photon number, thereby enhancing the prominence of the bistability. Elevating the optical cavity dissipation rate requires stronger driving to compensate for photon losses, resulting in a narrower hysteresis loop and a rightward shift of the threshold. Sharp vertical jumps observed in the bistability curves correspond to instantaneous transitions at critical driving points, enabling switch-like behavior. Moreover, transient dynamics obtained by numerically solving the Langevin equations reveal the time evolution of magnon and photon numbers under nonequilibrium initial conditions. Within the bistability regime, the system exhibits quantum state transitions between low and high steady states. The transition rates are determined collectively by the system parameters. Therefore, this study provides a theoretical platform for the multi-parameter cooperative control of magnon and optical bistability. The tunability mechanism is governed by the joint action of coupling strength, detuning, and dissipation rate. The controllability of the bistability thresholds, hysteresis widths, and transient quantum state transition dynamics demonstrated in this work highlights the significant potential for applications such as tunable optical switches, quantum information processing devices, and fundamental studies of nonlinear quantum dynamics in hybrid systems.

Keywords: cavity optomagnomechanical system, magnon bistability, optical bistability

PACS: 42.50.Wk, 75.80.+q, 05.45.-a, 42.65.Pc

DOI: [10.7498/aps.74.20250549](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250549)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250549](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250549)



腔光磁机械系统中可调谐的磁振子与光学双稳态

马会芳 闫映策 周智利 夏华容 高峰

Tunable magnon and optical bistability in a cavity optomagnomechanical system

MA Huifang YAN Yingce ZHOU Zhili XIA Huarong GAO Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 174203 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250549

CSTR: 32037.14.aps.74.20250549

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250549>

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

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>

拓扑层结构中的光学双稳态及其在光神经网络中的应用

Optical bistability in topological layered structure and its application in photonic neural network

物理学报. 2024, 73(16): 164208 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240569>

基于Ga₂O₃-SiC-Ag多层结构的介电常数近零超低开关阈值光学双稳态器件

Ultralow switching threshold optical bistable devices based on epsilon-near-zero Ga₂O₃-SiC-Ag multilayer structures

物理学报. 2024, 73(5): 054201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231534>

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>

相干反馈光磁力系统中光-微波纠缠与光磁纠缠的增强

Enhancement of optomicrowave and optomagnonic entanglements in an optomagnomechanical system with coherent feedback

物理学报. 2025, 74(9): 094206 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241801>

基于硅基微电子机械系统仿生振膜的光纤麦克风

Fiber-optic microphone based on bionic silicon micro-electro-mechanical system diaphragm

物理学报. 2022, 71(9): 094301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212229>