

基于原子-腔光磁机械混合系统的光学双稳态研究*

马会芳¹⁾ 闫映策¹⁾ 李俊龙²⁾ 田红超^{2†)} 高峰^{3‡)}

1) (太原师范学院物理系, 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)

摘要

本文提出了一种原子-腔光磁机械混合系统中磁振子与光学双稳态的调控理论模型。系统是由微波腔、磁振子、机械振子及原子系综构成, 相互之间通过磁致伸缩耦合、光辐射压力及原子能级跃迁等作用相互耦合。基于含耗散与噪声项的量子朗之万方程求解, 推导得到磁振子数与光子数的稳态解析解, 通过数值结果解析证实了系统的双稳态特性。研究表明, 两类双稳态均可通过耦合强度、失谐量及耗散系数实现精准调控; 原子模式能够优化系统的可调谐性, 临界驱动点的瞬时跃迁为开关效应提供了物理基础。本研究丰富了光磁机械混合系统的理论研究, 为可调谐磁光器件及量子信息处理设备的研发提供了可靠的理论支撑, 具有重要的理论研究价值和潜在的工程应用前景。

关键词: 原子-腔光磁机械系统, 磁振子双稳态, 光学双稳态

PACS: [42.50.Wk, 05.45.-a, 42.50.Gy, 75.80.+q](#)

1 引言

光学双稳态作为非线性光学核心现象, 在特定输入光强区间呈现双稳定输出及迟滞响应, 为光信号调控提供天然优势, 在全光开关、光子逻辑运算等领

* 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: tianhc@cqupt.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: summit_gao@ntsc.ac.cn

第一作者. E-mail: wlxmhf@163.com

域具有关键应用价值。当前多场耦合体系成为双稳态性能调控的新方向^[1]，早期传统光力系统的光学双稳态存在调控自由度有限、非线性响应精度不足的瓶颈，基于腔光力耦合理论，研究者持续构建多场协同耦合体系，磁致伸缩效应介导的磁振子-声子强耦合为跨模式能量传递提供了高效路径^[2]；辐射压力调制技术强化了光机械耦合非线性，有效拓宽了双稳态阈值调控范围^[3]；双稳态理论与应用也因此拓展至量子态操控、磁光器件研发等方向，腔光磁机械系统成为核心调控载体，原子系综的引入更丰富了系统非线性调控的量子特性。二能级原子系综与光腔的耦合模型为原子-磁振子-光腔混合体系提供了成熟的理论框架^[4,5]。目前该领域已实现量子相干调控、微波-光信号转导等功能^[6,7]，但混合体系多模式非线性协同诱导的双稳态机制，及磁、光、声子耦合参数的定量调控规律仍需研究^[8,9]。

腔光磁机械系统（或称光磁力系统）是一个融合了腔光力学与腔磁力学的先进混合量子平台，它通过引入机械振子作为桥梁，实现了高频光学光子与低频微波/磁振子之间的耦合，从而跨越了巨大的频率鸿沟。该系统通常包含微波腔模式、磁振子模式、声子模式和光学腔模式，各模式通过磁偶极相互作用、磁致伸缩效应和辐射压力等机制相互耦合。研究表明，通过调控系统参数，可以有效控制输出光谱中透明窗口的数量、高度和宽度，实现光开关功能，并能调制快慢光转换与法诺共振等现象。此外，该系统在制备微波-光纠缠态、实现量子信息处理和构建混合量子网络方面展现出巨大的应用潜力。

已有研究分别探究了腔光磁机械系统中磁振子与光学双稳态的可调谐特性^[10]，以及耦合腔架构下的诱导透明特性^[11]，但现有工作均聚焦于无原子的光磁混合系统中，涉及原子系综的双稳态研究仍未开展。针对这一不足，本研究系

统探索了原子-腔光磁机械混合系统，开展光学双稳态与磁振子双稳态的协同调控研究。结合克尔修饰腔磁力学的机械双稳态特性^[12]腔磁力学非线性动力学特性^[13]，构建包含微波腔、磁振子、光学腔及原子的复合耦合架构，重点揭示磁振子-声子相互作用、外场参数与原子模式额外非线性通道的协同影响^[14]。通过构建系统哈密顿量与量子朗之万方程，结合数值模拟解析多场耦合非线性反馈机理，明确双稳态临界跃迁条件与可调谐规律^[15]，通过参数优化实现低阈值、高幅值、宽调谐的双稳态输出^[16]。本研究为量子纠缠调控、集成化磁光器件开发提供理论支撑^[17]，推动双稳态在量子信息处理、高精度传感等跨领域应用，为高性能磁光双稳态器件^[18]实验实现奠定基础。

2 模型及理论

本研究构建的原子-腔光磁机械混合系统，核心架构包含微波腔模式 (a)、磁振子模式 (m)、声子（机械振子）模式 (b)、双光学腔模式 (c_1 、 c_2) 及原子模式 (n)。系统的核心组件的空间排布与连接关系如图 1(a)所示。系统选用微桥结构钇铁石榴石 (YIG) 晶体作为关键器件，晶体紧密贴合于光学腔 c_2 的高反射面^[19]，既为磁振子提供稳定的传播介质，又通过自身机械振动搭建磁能、机械能与光能的高效传递桥梁。空间排布上，微波腔环绕 YIG 晶体设置，通过交变磁场精准激励磁振子模式；双光学腔采用共面耦合设计，光学腔 c_2 通过辐射压力与 YIG 晶体承载的声子模式产生相互作用，光学腔 c_1 与原子系综形成共振耦合，两腔间通过光子隧穿效应建立模式关联耦合网络。耦合路径与能量传递逻辑可通过等效物理模型进一步明确，如图 1(b)。

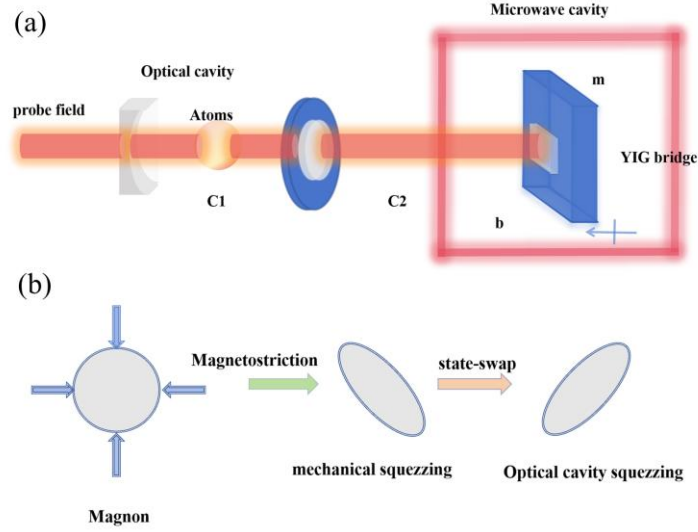


图 1 原子-腔光磁机械系统示意图 (a) 物理结构示意图；(b) 等效模型图

Fig. 1. Schematic Diagram of an Atomic-Cavity Opto-Magneto-Mechanical System: (a) Physical Structure Diagram; (b) Equivalent Model Diagram.

系统哈密顿量为：

$$\begin{aligned}
\frac{H}{\hbar} = & \omega_a a^\dagger a + \omega_b b^\dagger b + \omega_{c_1} c_1^\dagger c_1 + \omega_{c_2} c_2^\dagger c_2 + \omega_m m^\dagger m + \omega_n n^\dagger n \\
& + g_{ma} (a^\dagger m + a m^\dagger) + J (c_1^\dagger c_2 + c_2^\dagger c_1) + g_{mb} m^\dagger m (b + b^\dagger) \\
& - g_{bc_2} c_2^\dagger c_2 (b + b^\dagger) + g_{nc_1} (c_1^\dagger n + c_1 n^\dagger) \\
& + i\Omega (m^\dagger e^{-i\omega_0 t} - m e^{i\omega_0 t}) + iE (c_2^\dagger e^{-i\omega_L t} - c_2 e^{i\omega_L t}) \\
& + i\epsilon_{\mu_1} (a^\dagger e^{-i\omega_{\mu_1} t} - a e^{i\omega_{\mu_1} t}) + i\epsilon_{\mu_2} (c_2^\dagger e^{-i\omega_{\mu_2} t} - c_2 e^{i\omega_{\mu_2} t})
\end{aligned} \tag{1}$$

其中， $a(a^\dagger)$ 、 $m(m^\dagger)$ 、 $b(b^\dagger)$ 、 $c_1(c_1^\dagger)$ 、 $c_2(c_2^\dagger)$ 、 $n(n^\dagger)$ 分别对应微波腔、磁振子、声子、光学腔 c_1 、光学腔 c_2 、原子模式的湮灭（产生）算符，满足玻色子对易关系 $[j, j^\dagger] = 1$ ($j = a, m, b, c_1, c_2, n$)； ω_a 、 ω_b 、 ω_{c_1} 、 ω_{c_2} 、 ω_m 、 ω_n 为各模式的固有共振频率。耦合强度参数中， g_{ma} 表征微波腔-磁振子耦合强度， J 为双光学腔间光子隧穿耦合强度， g_{mb} 为磁振子-声子耦合强度， g_{bc_2} 为声子-光学腔 c_2 耦合强度， g_{nc_1} 为原子-光学腔 c_1 耦合强度。外部驱动与探测项中， Ω 为微波驱动场振幅， E 为光学腔 c_2 驱动场振幅， ϵ_{μ_1} 、 ϵ_{μ_2} 分别为微波腔与光学腔 c_2 的辅助探测场振幅； ω_0 、 ω_L 、 ω_{μ_1} 、 ω_{μ_2} 分别为对应驱动场与探测场的频率。

考虑系统实际耗散与热噪声，可得系统量子朗之万方程：

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

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

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

$$\dot{c}_1 = -i\Delta_{c_1} c_1 - \kappa_{c_1} c_1 - ij c_2 - ig_{nc_1} n + \sqrt{2\kappa_{c_1}}c_{1\text{in}}(t), \quad (2d)$$

$$\dot{c}_2 = -i\Delta_{c_2} c_2 - \kappa_{c_2} c_2 - ij c_1 + ig_{bc_2} c_2 (b + b^\dagger) + E + \epsilon_{p2}e^{-i\delta_2 t} + \sqrt{2\kappa_{c_2}}c_{2\text{in}}(t), \quad (2e)$$

$$\dot{n} = -i\Delta_n n - \kappa_n n - ig_{nc_1} c_1 + \sqrt{2\kappa_n}n_{\text{in}}(t). \quad (2f)$$

式中， $\Delta_a = \omega_a - \omega_{\mu_1}$ 、 $\Delta_m = \omega_m - \omega_0$ 、 $\Delta_{c_1} = \omega_{c_1} - \omega_L$ 、 $\Delta_{c_2} = \omega_{c_2} - \omega_L$ 、 $\Delta_n = \omega_n - \omega_L$ 为各模式与对应驱动场/探测场的失谐量； $\delta_1 = \omega_{\mu_1} - \omega_0$ 、 $\delta_2 = \omega_{\mu_2} - \omega_L$ 为探测场与驱动场的频率差； κ_a 、 κ_m 、 κ_b 、 κ_{c_1} 、 κ_{c_2} 、 κ_n 为各模式的耗散系数； ϵ_{p1} 、 ϵ_{p2} 为探测场涨落振幅； $j_{\text{in}}(t)$ ($j = a, m, b, c_1, c_2, n$) 为各模式对应的输入噪声算符。

对量子朗之万方程做傅里叶变换、保留正频分量并定义有效耦合强度，推导出各模式的频域线性方程组，再采用强驱动场激发系统，使磁振子、光学腔等模式形成显著稳态幅值，忽略小涨落分量仅考虑稳态演化，通过求解各模式稳态方程，得到核心稳态分量表达式：

$$a_s = -\frac{ig_{ma}m_s}{i\Delta_a + \kappa_a}, \quad n_s = -\frac{ig_{nc_1}c_{1s}}{i\Delta_n + \kappa_n} \quad (3a)$$

$$c_{1s} = -\frac{ij}{D_1} c_{2s}, \quad \text{其中 } D_1 = i\Delta_{c_1} + \kappa_{c_1} - \frac{g_{nc_1}^2}{i\Delta_n + \kappa_n}, \quad (3b)$$

$$b_s = \frac{i(g_{bc_2}|c_{2s}|^2 - g_{mb}|m_s|^2)}{i\omega_b + \kappa_b}, \quad (3c)$$

$$X = b_s + b_s^* = \frac{2\omega_b(g_{bc_2}|c_{2s}|^2 - g_{mb}|m_s|^2)}{\kappa_b^2 + \omega_b^2}, \quad (3d)$$

$$m_s = \frac{\Omega}{i\tilde{\Delta}_m + \kappa_m - \frac{g_{ma}^2}{i\Delta_a + \kappa_a}}, \quad \text{其中 } \tilde{\Delta}_m = \Delta_m + g_{mb}X, \quad (3e)$$

$$c_{2s} = \frac{E}{i\tilde{\Delta}_{c_2} + \kappa_{c_2} + \frac{J^2}{D_1}}, \quad \text{其中 } \tilde{\Delta}_{c_2} = \Delta_{c_2} - g_{bc_2}X. \quad (3f)$$

式中， X 为声子模式稳态位移的实部，体现磁振子与光学腔 c_2 对声子的协同调控效应； $\tilde{\Delta}_m$ 、 $\tilde{\Delta}_{c_2}$ 为考虑声子调制后的有效失谐量，其与 X 的耦合构成系统非线性反馈的核心机制。定义磁振子稳态布居数 $n_m = |m_s|^2$ 、光学腔 c_2 稳态光子数 $n_{c_2} = |c_{2s}|^2$ ，结合上述稳态解，推导得到双稳态特性关键表达式：

$$n_m = \frac{|\Omega|^2}{\left(\kappa_m + \frac{g_{ma}^2\kappa_a}{\kappa_a^2 + \Delta_a^2}\right)^2 + \left(\tilde{\Delta}_m - \frac{g_{ma}^2\Delta_a}{\kappa_a^2 + \Delta_a^2}\right)^2} \quad (4a)$$

$$n_{c_2} = \frac{|E|^2}{\left(\kappa_{c_2} + \frac{J^2\text{Re}(D_1)}{|D_1|^2}\right)^2 + \left(\tilde{\Delta}_{c_2} - \frac{J^2\text{Im}(D_1)}{|D_1|^2}\right)^2} \quad (4b)$$

$$X = \frac{2\omega_b(g_{bc_2}n_{c_2} - g_{mb}n_m)}{\kappa_b^2 + \omega_b^2} \quad (4c)$$

理论分析表明， X 与 n_{c_2} 、 n_m 形成非线性耦合闭环：当驱动场振幅（ E 或 Ω ）变化时， n_{c_2} 或 n_m 改变引发 X 调制， X 通过有效失谐量反向调控 n_{c_2} 与 n_m ，最终使输出光强呈现“双值响应”，即系统的光学双稳态特性。

3 数值结果与讨论

通过 Mathematica 软件进一步进行数值模拟研究，系统探究了原子-腔光磁机械混合系统的磁振子双稳态与光学双稳态特性以及耦合强度、失谐参数和耗

散率对双稳态特性的定量调控规律。数值计算使用实验可行的参数：微波腔耗散系数 $\kappa_a/2\pi = 1$ MHz、失谐量 $\Delta_a/2\pi = -10$ MHz；磁振子弛豫系数 $\kappa_m/2\pi = 1$ MHz、失谐量 $\Delta_m/2\pi = 10$ MHz、自克尔非线性系数 $K/2\pi = 1.56$ μ Hz；声子共振频率 $\omega_b/2\pi = 10$ MHz、阻尼系数 $\kappa_b/2\pi = 100$ Hz；光学腔 c_1 耗散系数 $\kappa_{c_1}/2\pi = 0.5$ MHz、失谐量 $\Delta_{c_1}/2\pi = 10$ MHz，光学腔 c_2 耗散系数 $\kappa_{c_2}/2\pi = 0.5$ MHz、失谐量 $\Delta_{c_2}/2\pi = 20$ MHz；原子模式弛豫系数 $\kappa_n/2\pi = 1$ MHz、失谐量 $\Delta_n/2\pi = 10$ MHz；核心耦合强度为微波-磁振子耦合 $g_{ma}/2\pi = 3$ MHz、磁-声子耦合 $g_m/2\pi = 10$ Hz、光-声子耦合 $g_{bc_2}/2\pi = 1$ kHz、原子-光腔 c_1 耦合 $g_{nc_1}/2\pi = 1$ MHz、双腔隧穿耦合 $J/2\pi = 1$ MHz；外部驱动强度固定为 $E = 10$ GHz、 $\Omega = 200$ MHz。

3.1 磁振子双稳态特性

微波-磁振子耦合强度作为磁偶极相互作用的核心表征参数，直接决定微波腔与磁振子间的能量转移效率。如图 2(a)所示，以基准耦合强度 $g_{ma}/2\pi = 3$ MHz为参照，随着耦合强度从 $1\kappa_a$ 增至 $3\kappa_a$ ，双稳态阈值呈现显著降低趋势，高稳态磁振子数明显提升，迟滞宽度逐渐压缩。强耦合效应放大了微波场向磁振子的能量转换效率，使磁振子布居数更易积累并达到非线性反馈的临界条件，同时增强了磁振子模式的能量存储能力，有效抑制了 $\kappa_m/2\pi = 1$ MHz带来的能量耗散对稳态幅值的削弱作用，印证了磁偶极相互作用在双稳态调控中的重要作用。

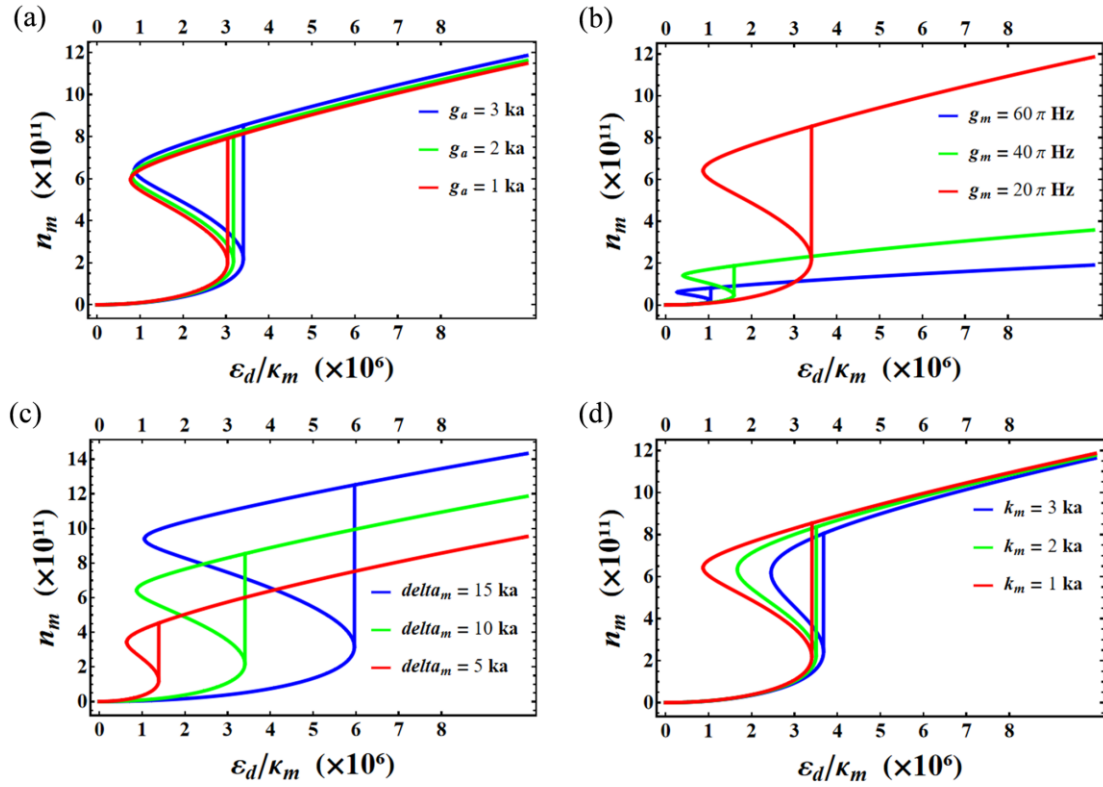


图 2 稳态磁振子数随磁振子驱动场的归一化振幅的变化图像 (a) 不同微波-磁振子耦合强度 g_a 条件下; (b) 不同磁-声子耦合强度 g_m 条件下; (c) 不同磁振子失谐量 Δ_m 条件下; (d) 不同磁振子耗散系数 κ_m 条件下

Fig. 2. Plot of steady-state magnetic phonon number versus normalized amplitude of the driving magnetic field: (a) Under different microwave-magnetic-vibron coupling strengths g_a ; (b) Under different magnetic-phonon coupling strengths g_m ; (c) Under different magnetic resonator detuning amounts Δ_m ; (d) Under different magnetic dipole dissipation coefficients κ_m condition.

磁-声子耦合强度通过磁致伸缩效应调控磁振子与声子的能量交换效率，对磁振子双稳态呈现典型的抑制性调控特征。如图 2(b)所示，结合声子低阻尼特性 ($\kappa_b/2\pi = 100$ Hz)，随着磁-声子耦合强度从 20π Hz 增至 60π Hz，双稳态的迟滞宽度明显缩窄，高稳态磁振子数虽有提升但增幅趋于平缓。由于磁致伸缩效应的强化，使磁振子能量向声子模式的转移通道更高效，声子耗散带来的系统有效损耗显著增加，进而与磁振子自克尔非线性 ($K/2\pi = 1.56$ μHz) 产生竞争效应，削弱了非线性反馈的迟滞特性。

磁振子失谐量通过改变磁振子与微波驱动场的共振匹配程度，对双稳态的迟滞特性产生显著调控。如图 2(c)所示，以 $\Delta_m/2\pi = 10$ MHz为基准，随着失谐量从 $5\kappa_a$ 增至 $15\kappa_a$ ，双稳态的迟滞宽度呈现明显拓宽趋势，高稳态磁振子数则维持相对稳定。由于失谐量的增大，增强了非线性频移效应，改变了磁振子与微波腔的能量转移路径，在非共振条件下放大了磁振子-微波腔的耦合效率，不仅提升了双稳态的起始阈值，更拓展了非线性反馈的调控区间。

磁振子耗散系数通过影响磁振子的能量积累效率，对双稳态特性产生显著抑制作用。如图 2(d)所示，以 $\kappa_m/2\pi = 1$ MHz为基准，随着耗散系数从 $1\kappa_a$ 增至 $3\kappa_a$ ，双稳态的高稳态磁振子数明显降低，迟滞宽度逐渐缩窄，阈值则向高驱动强度方向偏移。耗散系数的增大加速了磁振子的能量衰减，需更高的驱动强度才能抵消能量损失并维持双稳态，同时缩短了非线性效应的积累时间^[20]，直接抑制了双稳态的形成与发展。

3.2 光学双稳态特性

光-声子耦合强度作为辐射压力作用的核心参数，对光学双稳态呈现典型的抑制性调控特征。如图 3(a)所示，以基准耦合强度 $g_{bc_2}/2\pi = 1$ kHz为参照，随着光-声子耦合强度从 2π kHz增至 6π kHz，双稳态的幅值明显减小，迟滞宽度显著缩窄，阈值则向低驱动强度方向偏移。光-声子强耦合使光学腔模与声子模的相互作用主导系统动力学行为，在放大非线性效应的同时，也提升了光学腔的有效损耗率，导致系统对光学泵浦的依赖程度减弱，非线性响应被显著削弱。

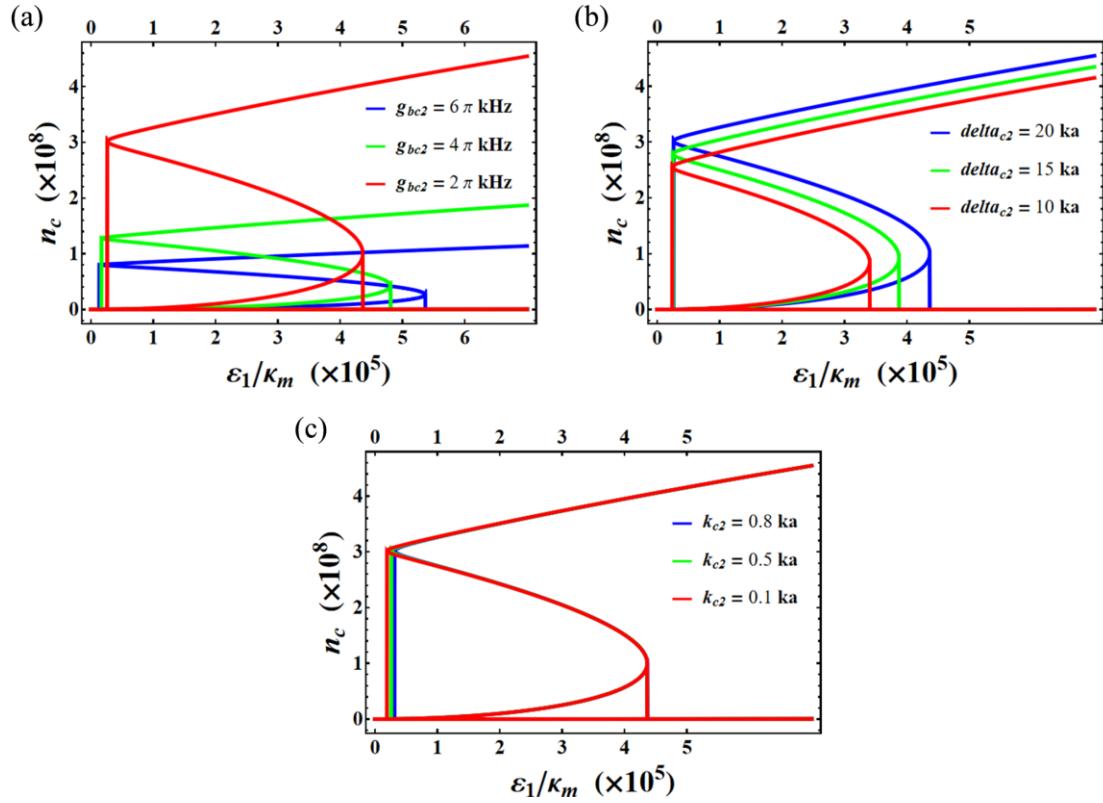


图 3 稳态光子数随光学腔驱动场的归一化振幅的变化图像 (a) 不同光-声子耦合强度 g_{bc2} 条件下;

(b) 不同光学腔失谐量 Δ_{c2} 条件下; (c) 不同光学腔耗散系数 κ_{c2} 条件下

Fig. 3. Image of steady-state photon number variation with normalized amplitude of optical cavity driving field:

(a) Under different light-phonon coupling strength conditions g_{bc2} ; (b) Under different optical cavity detuning values Δ_{c2} ; (c) Under different optical cavity dissipation coefficients κ_{c2} conditions.

光学腔失谐量通过改变光学腔与激光驱动场的共振匹配程度，对光学双稳态产生增强性调控。如图 3(b)所示，以 $\Delta_{c2}/2\pi = 20$ MHz 为基准，随着失谐量从 $10\kappa_a$ 增至 $20\kappa_a$ ，双稳态的迟滞宽度明显拓宽，阈值呈现显著的升高趋势，高稳态光子数则略有下降。失谐量的增大抑制了泵浦激光向光学腔的能量转移效率，需更高的泵浦功率才能维持相同的光子数，同时改变了系统的非线性特性，提升了双稳态曲线的阈值高度与迟滞宽度。

光学腔耗散系数通过决定光子在腔内的寿命，对光学双稳态的阈值与幅值产生关键调控。如图 3(c)所示，以 $\kappa_{c2}/2\pi = 0.5$ MHz 为基准，低耗散条件下

($\kappa_{c_2} = 0.1\kappa_a$), 双稳态特性更为显著, 表现为阈值更低、高稳态光子数更高、迟滞宽度更窄; 随着耗散系数增至 $0.8\kappa_a$, 高稳态光子数明显降低, 阈值向高驱动强度方向偏移, 迟滞宽度则呈现拓宽趋势。低耗散增强了光子的局域化程度, 延长了光-声子耦合的有效作用时间, 使非线性反馈更易触发; 而高耗散则加速了光子逃逸, 需更高的驱动场才能抵消能量损失, 直接导致稳态幅值降低与阈值偏移。

3.3 动力学演化与协同调控机制

基于系统量子朗之万方程, 数值求解含耗散与噪声项的瞬态解, 探究非平衡初始条件下磁振子数 $n_m(t)$ 与光学腔 c_2 光子数 $n_{c_2}(t)$ 的演化规律, 揭示多模式耦合的能量传递机制与双稳态量子跃迁特性, 演化曲线如图 4 所示。

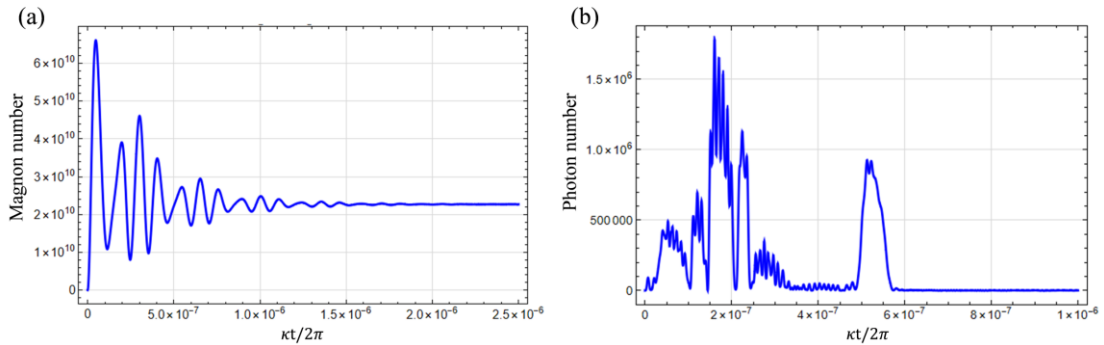


图 4 (a) 磁振子数随时间的演化曲线; (b) 光学腔光子数随时间的演化曲线,
固定参数 $\kappa/2\pi = 1$ MHz, 初始条件 $m_s(0) = c_s(0) = 0$

Fig. 4. (a) Temporal evolution curve of magnon number; (b) Temporal evolution curve of optical cavity photon number, with fixed parameter $\kappa/2\pi = 1$ MHz and initial conditions $m_s(0) = c_s(0) = 0$

磁振子模演化呈“激发-振荡-稳态”特征: 微波驱动通过磁偶极相互作用快速激发磁振子, 后续磁致伸缩效应引发磁振子-声子耦合, 能量向声子传递并受自克尔非线性调制, 经阻尼振荡后收敛至稳定值, 与之前分析中双稳态高态幅值量级一致, 验证模型自治性。光子模演化体现多场协同效应: 激光泵浦驱

动光子快速增长，经声子动态调制与双腔隧穿效应引发低频振荡，原子-光学腔 c_1 耦合有效抑制无规涨落，最终稳定于光学双稳态高态。

由动力学过程图可知，双稳态区间内，系统存在低-高稳态量子态跃迁，跃迁速率由耦合强度、失谐参数与耗散率共同决定，驱动场振幅跨越临界值时的能量传递突变，与图 2 及图 3 中竖直跳变线段一一对应。

动力学演化清晰揭示多模式耦合的非线性协同效应，原子模式的引入优化了稳态稳定性与调控自由度，量子态跃迁为量子信息处理中的态操控提供新路径。时钟原子系综的自有序与相干操控机制，可有效提升混合系统中原子模式的调控稳定性^[21]。通过合理匹配各模式耦合强度与失谐参数，可实现双稳态阈值、响应速度与稳定性的同步优化。

最后从实验角度出发，引入原子系综更有利于实验方面的实现。光腔模式和磁振子之间因为两者之间频率差太大，而无法直接进行耦合，可以通过原子作为中间媒介去实现光场模式与磁场模式产生耦合，为在实验上实现腔光磁机械系统的多种现象提供理论方案。腔光力系统与原子-QED 在实验上已较为成熟，现在腔光磁机械系统在实验上还未能实现。后续如果腔光磁机械系统相关实验实现，为与原子的结合提供了前沿的实验方案。

4 结论

本研究构建了含微波腔、光学腔及原子的原子-腔光磁机械混合系统，通过理论建模与数值模拟，系统揭示了光学双稳态与磁振子双稳态的调控规律及协同作用机制，证实两类双稳态源于“磁振子-声子-光学腔”非线性反馈闭环与模式固有非线性的协同效应，且其特性可通过关键系统参数实现精准调控。磁振子双稳态的阈值、迟滞宽度等特性受微波-磁振子耦合强度、磁振子失谐量等

参数协同调控，光学双稳态则由光学腔失谐量、耗散系数及光-声子耦合强度主导；原子模式通过与光学腔的共振耦合引入额外非线性通道，进一步丰富了双稳态调控自由度，优化了系统的稳定性与可调谐性。

两类双稳态通过声子位移形成强关联，构建起“磁能-机械能-光能”的高效转换路径，其临界跃迁行为为全光开关设计奠定核心物理基础。悬浮磁振子系统的非互易传输调控方法，可为磁光双稳态器件的结构设计与性能优化提供重要支撑^[22]。本研究建立的理论框架与揭示的调控规律，为可调谐、高性能磁光双稳态器件的实验实现提供明确的参数优化方向，可结合分布式反馈光栅的结构设计逻辑拓展至中红外波段磁光器件研发^[23]；同时为量子信息处理、高精度传感等领域的发展提供理论支撑，对低维材料基非线性光学器件的性能优化也具有一定参考价值^[24]。

参考文献

- [1] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [2] Chakraborty S, Das C 2023 *Phys. Rev. A* **108** 063704
- [3] Sharaby Y A, Mohamed A A, Kandil I M Hassan S S 2024 *Opt. Quantum Electron.* **56** 1300
- [4] Di K, Wang X, Xia H R 2024 *Opt. Lett.* **49** 2878
- [5] Fan Z Y, Qian H, Zuo X, Li J 2023 *Phys. Rev. A* **108** 203521
- [6] Qiu W, Cheng X, Chen A 2022 *Phys. Rev. A* **105** 063718
- [7] Liu J F, Hu Z G, Zhang Y X 2025 *Phys. Rev. A* **112** 033512
- [8] Zhang J, Wu X M, Dang B 2023 *Laser Phys.* **33** 096002
- [9] Kumar Singh M, Mahajan S, Bhatt V 2024 *J. Appl. Phys.* **136**

- [10] [Ma H F, Yan Y C, Zhou Z L 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 174203 \(in Chinese\) \[马会芳, 闫映策, 周智利 2025 物理学报 **74** 174203\].](#)
- [11] [Ma H F, Yan Y C, Sun Y M 2026 *Acta Phys. Sin.* **75** 030401 \(in Chinese\) \[马会芳, 闫映策, 孙煜明 2026 物理学报 **75** 030401\].](#)
- [12] [Shen R C, Li J, Fan Z Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 123601](#)
- [13] [Li W, Cheng J, Gong W 2023 *Phys. Rev. A* **108** 033518](#)
- [14] [Liu S, Granados del Águila A, Bhowmick D 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 097401](#)
- [15] [Bibak F, Delić U, Aspelmeyer M 2023 *Phys. Rev. A* **107** 053505](#)
- [16] [Peng J, Liu Z X, Yu Y F 2024 *Phys. Rev. A* **110** 053704](#)
- [17] [Musavi S A S, Tavassoly M K, Kheirabady M S 2025 *Eur. Phys. J. Plus* **140** 1](#)
- [18] [Chiorescu I, Bertet P, Semba K 2004 *Nature* **431** 159](#)
- [19] [Di K, Tan S, Wang L 2023 *Opt. Express* **31** 29491](#)
- [20] [Rameshti B Z, Kusminskiy S V, Haigh J A 2022 *Phys. Rep.* **979** 1](#)
- [21] [Bychek A, Ostermann L, Ritsch H 2025 *Phys. Rev. A* **111** 013705](#)
- [22] [Nie W, Zhan H, Shang X 2025 *Opt. Commun.* **574** 131212](#)
- [23] [Cui J T, Chen G, Zhang D L, Zhang S Y, Lu L D, Zhu L Q 2025 *Optoelectron. Lett.* **21** 520](#)
- [24] [Lü W H, Liu T R, Xu Y, Cui C H, Liu X J 2025 *Optoelectron. Lett.* **21** 455](#)

Optical Bistability Study Based on Atomic-Cavity Opto-Magneto-Mechanical Hybrid Systems *

Ma Huifang¹⁾ Yan Yingce¹⁾ Li Junlong²⁾ Tian Hongchao²⁾[†] Gao Feng³⁾[‡]

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)

Abstract

Optical bistability is a crucial nonlinear optical phenomena that is integral to all-optical switching, photonic logic systems, and quantum information processing. This paper systematically examines the cooperative regulation mechanism of magnon bistability and optical bistability in a hybrid atom-cavity opto-magneto-mechanical system. This system comprises a microwave cavity, a magnon mode supported by yttrium iron garnet (YIG) crystal, a mechanical phonon mode, dual coupled optical cavities, and a two-level atomic ensemble. Multi-mode coupling is achieved through magnetostrictive interaction, optical radiation pressure, and atomic dipole-cavity coupling, addressing the issues of limited tuning freedom and weak nonlinear response in traditional optomechanical systems. Utilizing the whole quantum Hamiltonian of the system, we formulate the quantum Langevin equations incorporating dissipation and quantum noise factors, and extract the steady-state analytical solutions for magnon population and optical cavity photon number under robust driving circumstances. Numerical simulations are conducted using experimentally viable parameters to examine the influence of coupling strengths, mode

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

[†] Corresponding author. E-mail: tianhc@cqupt.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: summit_gao@ntsc.ac.cn
The first author. E-mail: wlxmhf@163.com

detunings, and dissipation coefficients on the threshold, hysteresis breadth, and steady-state amplitude of magnon and optical bistability. The findings indicate that both magnon and optical bistability can be accurately controlled by modifying essential system parameters. The incorporation of an atomic ensemble introduces an additional nonlinear interaction pathway, thereby substantially improving the tunability and stability of the hybrid system. Furthermore, the sudden state transition at the critical driving point offers a robust physical foundation for the development of high-speed magneto-optical switching devices. This study elucidates the multi-mode coupling synergistic mechanism underlying bistable responses in atom-cavity opto-magneto-mechanical systems, establishes comprehensive quantitative regulation principles for bistable characteristics, enhances the foundational theory of hybrid opto-magneto-mechanical systems, and offers robust theoretical support for the design and development of tunable, low-threshold, and high-stability magneto-optical devices. This research holds significant theoretical value and extensive engineering application potential in quantum information processing, microwave-optical signal transduction, and high-precision quantum sensing.

Keywords: atom-cavity opto-magneto-mechanical system, magnon bistability, optical bistability

