

腔磁子-极化激元系统的研究进展

魏纯可¹, 饶金威^{2*}, 姚碧霖^{1,2*}

(1. 中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家重点实验室, 上海 200083;
2. 上海科技大学 物质与科学技术学院 上海 201210)

摘要: 光电子芯片在人工智能时代的复杂信息转换中扮演着重要角色。通过强耦合的电子-光子态可以实现光电转换的最高效率。利用电子自旋的自由度具有独特的优势。自旋的集体激发可以形成磁子,它具有长寿命和对焦耳热免疫的特性。这些特性可以通过磁子和高速光子之间的强耦合结合起来,形成“腔-磁子极化激元(CMP)”。最近的进展集中在构建高协同性的CMP,控制CMP的辐射和传输,理解CMP的完美吸收机制,以及开发片上CMP原型器件的电调谐维度和逻辑操作功能。这些围绕CMP相干耦合动力学的研究有望推动低损耗光电器件和前沿信息处理技术的发展。

关键词: 自旋电子学; 极化激元; 磁子; 强耦合; 综述

中图分类号: O469

文献标识码: A

Research progress of cavity magnon-polariton systems

WEI Chun-Ke¹, RAO Jin-Wei^{2*}, YAO Bi-Mu^{1,2*}

(1. State Key Laboratory of Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;
2. School of Physical Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China)

Abstract: Optoelectronic chips are important for complex information conversion in the age of artificial intelligence. The highest efficiency of electron-photon conversion is achieved through strongly coupled electron-photon states, particularly using the degree of freedom of electron spin has unique advantages. Collective excitations of spin can form magnons, which have unique merits such as long lifetimes and immunity to Joule heating. These advantages can be combined through the strong coupling between magnons and high-speed photons to form “cavity-magnon polariton (CMP).” Recent progresses have focused on constructing high cooperative CMP, controlling radiation and transmission of CMP, understanding the perfect absorption mechanism of CMP, and developing electrical tuning and logical operation functions of on-chip CMP prototype devices. These studies on the coherent coupling dynamics of CMP are expected to promote the development of low-loss optoelectronic devices and the cutting-edge information processing technology.

Key words: strong coupling, polariton, magnon, spintronics, survey

引言

光-物质的强相互作用可以产生混合态,使得原本相互独立的系统能够交换彼此物理特性和相

干信息。在各种信息载体中,磁子利用电子自旋来传递信息。与传统的电子学器件相比,自旋电子器件拥有额外的自由度,可以抑制不需要的焦耳热。

收稿日期: 2023-04-06, 修回日期: 2023-07-12

Received date: 2023-04-06, Revised date: 2023-07-12

基金项目: 国家自然科学基金项目(12122413, 11974369, 11991063 和 12204306), 上海市科委项目(21JC1406200 和 22JC1403300), 中国科学院青年创新促进会项目(2020247)和中国科学院先导专项(XDB43010200), 国家重点研发计划(2022YFA1404603, 2022YFA1604400), 上海技物所自主部署项目, 上海浦江人才计划(22PJ1410700)。

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (12122413, 11974369, 11991063 and 12204306), STCSM (21JC1406200 and 22JC1403300), the Youth Innovation Promotion Association of CAS (2020247) Strategic priority research of CAS (XDB43010200), the National Key R&D Program of China (2022YFA1404603, 2022YFA1604400), the SITP Independent Foundation, the Shanghai Pujiang Program (22PJ1410700).

作者简介(Biography): 魏纯可(2001—), 女, 安徽阜阳人, 研究生在读, 主要研究领域为凝聚态物理, E-mail: ErPuE@outlook.com

*通讯作者(Corresponding author): E-mail: raojw@shanghaitech.edu.cn, yaobimu@mail.sitp.ac.cn

因此,自旋电子学器件有可能通过在纳米磁性器件中产生和操纵自旋流来彻底改变目前的信息技术。通过研究这些器件中的磁传输效应,已经成功发现了多种多样的磁传输效应,如巨磁电阻^[1-4]、自旋整流^[5,6]、自旋泵浦^[7,8]和自旋霍尔效应^[9-11]。其灵活的自旋动力学特性允许与其他准粒子如激子和声子通过各种相互作用如界面交换、磁致伸缩和偶极相互作用进行能量交换。这使得它有可能连结电子学、光学和振动方面的不同系统的自由度^[12-16]。磁子也因为这些优秀的特性而受到广泛关注。

在过去的几十年里,由于量子效应带来的挑战,特别是在器件尺寸方面,给计算机处理能力的提高带来了阻碍^[17]。量子计算^[18-21]已经成为一种潜在的解决方案,利用量子力学中的特殊现象,例如纠缠,来代替经典物理学进行计算。即便只有少量的量子比特(qubits),也能够提供比经典计算机中数十亿个电子晶体管更强大的计算能力。量子计算被认为是当前技术的重要替代物,有望改变信息技术的面貌。其他量子技术,如量子模拟^[22-24]、传感^[25]和通信^[26,27]也正在开发中,以期实现宏伟的目标。构建混合量子系统^[28-30]对于特定的信息处理任务至关重要,它利用不同物理系统的互补特性。例如,光子最适合传输量子信息^[31-33],而自旋由于其相干时间长,而成为存储量子状态的理想选择^[34-36]。超导量子比特和量子点则用于快速处理其量子态编码的信息。

不同量子物态之间的强耦合对于混合系统的功能化和在退相干之前转移量子状态至关重要^[28]。模式分裂是这种耦合的一个重要标志,当耦合强度大于各个子系统的阻尼,即认为耦合系统进入了强耦合区域^[37-39]。在大多数混合系统中,以微波或光学光子为信息载体,实现强的光-物质相互作用比物质-物质相互作用更关键。光-物质相互作用的研究可以追溯到1946年Purcell的发现^[40],随后腔量子电动力学得以发展^[41-43]。最初的研究大多集中在通过电偶极子转换的强相互作用上。由于磁偶极子强度较弱,通过磁偶极子转换的强相互作用非常具有挑战性^[44]。

磁子是自旋集体激发对应的能量子,尽管单个自旋与光子的耦合很弱,但能够在拥有大数目自旋的铁磁体中产生的磁子和光子之间实现强耦合。2013年,Hübl等人证实了磁子和超导腔模中微波光子之间的强耦合^[45],后来Tabuchi等人报告了量子

极限下的光子-磁子强耦合^[46]。2015年,磁子模式通过腔内光子模式与超导量子比特相干耦合,证明了磁子-量子比特混合体系在量子信息处理中的潜力^[47]。Bai等人首次完成了腔内铁磁/金属异质结的CMP信号的局域电学探测,证明了CMPs在相干控制自旋流方面的巨大潜力和应用价值^[48-49]。这种谐振腔内的光子-磁子系统的耦合为探索新的量子信息处理方法和控制自旋流打开了新的研究方向,为腔自旋电子学的发展铺平了道路。

磁子和光子之间的强耦合会产生腔-磁子极化激元(即上文提到的CMP)^[71]。CMP已被应用于单磁子检测^[51]、CMP逻辑器件^[83]、存储^[50]以及非局域自旋流操纵^[53]等领域。此外,非线性效应^[54-58]、奇异点物理学^[59-61]、长距离耦合^[62-63]和磁子坠饰态^[72]也已被证明。CMP也促进了腔光磁学^[65-67]和腔磁力学^[68-69]的发展,这些领域将不同物质平台进行了有效的连接,从而扩展了腔磁子学的研究领域。然而,磁子-光子混合系统在探索基于自旋的量子电动力学物理学和开发光电器件方面仍面临着一些挑战,如提高耦合强度,保持相干性,扩大耦合规模以及与其他技术整合等。本文探讨了CMP的能力以及如何应对这些挑战,预计这些能力将在推动CMP器件的发展中发挥关键作用。

1 腔磁子极化激元的基础性介绍

1.1 耦合动力学基本特征和区域划分

“腔-磁子极化激元”(CMP)是一种混合状态,其中光子和自旋之间的耦合强度超过它们各自的耗散率,如图1(a)所示。这种强耦合状态使得光子模式和自旋模式之间能够充分相互交换能量,在两者模式频率匹配的条件下,形成一种半光半自旋的状态。在强耦合系统中,光子模式和自旋模式各自的模式阻尼比模式之间的耦合强度小,正如图1(b)的第一象限所示^[70]。此外,根据耦合强度和模式阻尼之间的相对关系,耦合动力学还可以划分至另外三个不同的耦合区域,更多细节请参考图1(b)。当光子和自旋模式的频率相近时,会出现两种主要效应:一是能级分裂,形成反交叉色散,如图1(c)中的实部 $\omega_{1,2}$ 所示;二是耦合引起了模式间阻尼的相互交换,使得辐射过程的调节维度更加灵活,如图1(d)中的虚部 $\omega_{1,2}$ 所示。

1.2 一维构型下光子-磁子耦合模型

为了开发利用耦合效应的功能器件,理解耦合的行为至关重要。一种描述耦合系统的方法是从

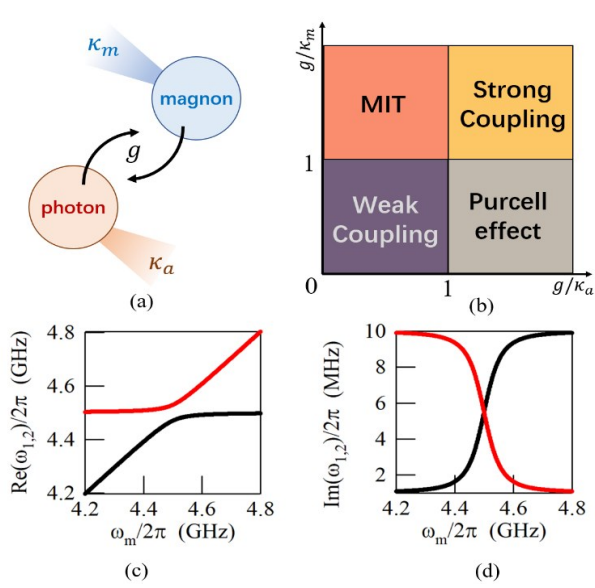


图1 (a) 线性耦合的磁子与光子混合系统示意图。 g 是耦合强度, κ_m 和 κ_a 是磁子和微波腔模式的耗散率。(b) 由光子和磁子之间的耦合强度和耗散率的相对大小而区分的四种耦合区域。(c) 能量分裂的特征频率实部 $\text{Re}(\omega_{1,2})$ 。(d) 模式的阻尼交换的特征频率虚部 $\text{Im}(\omega_{1,2})$

Fig. 1 (a) Schematic of the linearly coupled magnon (m) and photon (a) system. g is the coupling strength, κ_m and κ_a are the dissipation rates of magnon and microwave cavity modes. (b) Four kinds of coupling regimes separated by the relative strength between the coupling rate and dissipation rates of photon and magnon subsystem. (c) eigenfrequency's real parts $\text{Re}(\omega_{1,2})$ of the energy splitting. (d) eigenfrequency's imaginary parts $\text{Im}(\omega_{1,2})$ of mode's damping exchange.

经典力学的角度,研究光子和自旋之间以经典谐振子耦合的方式进行的能量交换。另外一种方法则是用量子力学来描述耦合现象。目前,在描述磁子-光子耦合行为方面,这两种方法似乎是等同的。然而,确定它们的适用范围仍然是一个挑战。为了清晰地说明CMP的耦合机制,我们考虑如下的简单情况,涉及到一个薄膜样品和一个谐振腔的耦合,如图2(a)所示。样品左右两边的电磁场可以通过样品的传输矩阵进行关联,表示为:

$$\begin{pmatrix} e_L \\ h_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(k_s l_s) & -iZ_s \sin(k_s l_s) \\ -iZ_s^{-1} \sin(k_s l_s) & \cos(k_s l_s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_R \\ h_R \end{pmatrix}, \quad (1)$$

k_s 是微波在自旋电子学样品中传播的波数,表示为 $k_s = (\omega/c) \sqrt{\epsilon_s \mu_s - (\omega_c/\omega)^2}$, l_s 是样品厚度, ω_c 是圆波导的截止波长。在考虑了腔体两端反射的相位损失 ϕ 后,传输系数 S_{21} 可以表示为:

$$S_{21} = -\frac{2\sqrt{2}}{3} e^{-i\phi_s} \left[1 + \frac{\Delta\omega_{CR}}{i(\omega - \omega_{CR} + \delta\omega_{CR}) - \Delta\omega_{CR}} \right], \quad (2)$$

其中 $\delta\omega_{CR} = \frac{l_s}{2l} \omega (\mu_s - 1) \left[1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega_{CR}} \right)^2 \right]$ 。 $\Delta\omega_{CR}$ 是腔模线宽,其表示为 $\Delta\omega_{CR} = (c/6l) \sqrt{1 - (\omega_c/\omega_{CR})^2}$, ω_{CR} 是

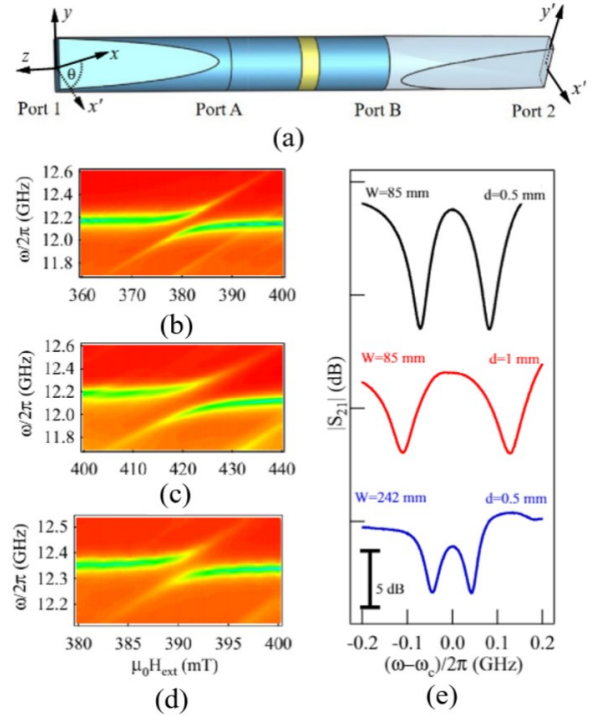


图2 (a) 波导谐振腔的示意图。(b-d) 样品厚度和谐振腔长度对耦合强度 g 的影响。(b) $d = 0.5 \text{ mm}$, $W = 85 \text{ mm}$ 。(c) $d = 1 \text{ mm}$, $W = 85 \text{ mm}$ 。(d) $d = 0.5 \text{ mm}$, $W = 242 \text{ mm}$ 。(e) 三种不同情况下的 $|S_{21}|$ 和 $(\omega - \omega_c)/2\pi$ 的函数^[71]

Fig. 2 (a) Schematic of the waveguide assembly cavity. (b-d) impact of sample thickness and cavity length on the coupling strength g . (b) $d = 0.5 \text{ mm}$, $W = 85 \text{ mm}$. (c) $d = 1 \text{ mm}$, $W = 85 \text{ mm}$. (d) $d = 0.5 \text{ mm}$, $W = 242 \text{ mm}$. (e) functions of $|S_{21}|$ and $(\omega - \omega_c)/2\pi$ in three different cases^[71]

腔模频率,而 l 是波导中空气介质部分的长度。在整个频率范围内,如果将样品的磁导率视为一个常数,那么共振腔中的透射光谱吸收峰会因磁导率实部的变化而发生红移,而磁导率虚部的变化则会导致峰值变宽。这种腔模频率的变化可以帮助我们通过微扰技术获取样品的电磁参数。然而,对于样品的磁共振情况,我们研究的磁导率变化范围较大,超越了单纯的微小扰动。样品的谐振特性大大影响了谐振腔中微波的传输,因此需要考虑更复杂

的共振因素下的透射系数,

$$S_{21} = -\frac{2\sqrt{2}}{3} e^{-i\phi},$$

$$\times \left[1 + \frac{\Delta\omega_{CR}}{i(\omega - \omega_{CR}) - \Delta\omega_{CR} + \frac{g^2}{i(\omega - \omega_{FMR}) - \Delta\omega_{FMR}}} \right], \quad (3)$$

其中 $\Delta\omega_{FMR} = \alpha(\omega_H + \omega_M/2)$ 是磁子的耗散系数, $g^2 = (l_s/4l) \left[1 - (\omega_c/\omega_{CR})^2 \right] (\omega_H + \omega_M)\omega_M$. 样品厚度、腔体长度和材料参数决定了磁化强度与微波动力学之间的耦合强度,而腔的尺寸决定了波节/波腹的数量,对这种相互作用至关重要。然而,谐振腔内场分布的空间对称性是一个复杂的问题,暂不在讨论范围内,因此上述方程式(3)仍未考虑该因素。

1.3 耦合体系的相干调控验证

在 12.2 GHz 频率下,文献[71]进行了三次实验以探究样品厚度和谐振腔长度对耦合强度 g 的影响。实验通过将样品的厚度从 0.5mm 增加到 1mm,同时保持腔体长度不变,观察到较大的反交叉和耦合强度的明显增加,如图 2(b)和(c)所示。实验发现变化的比例系数接近于预期值 $\sqrt{2}$ 。相反,将腔体长度 W 拉长到 242 mm ($W = 2l + l_s$),同时保持 0.5 毫米的恒定样品厚度,则会导致较弱的耦合,如图 2(d)所示。图 2(e)中总结了典型的分裂谱线。这些实验结果验证了样品厚度和腔长度对耦合强度的影响。

上述一维 CMP 的耦合强度理论描述并不仅限于具体的腔模形状和尺寸设计,而已经演变为通用的传输模型。了解这种耦合系统的动力学行为有助于量化不同耦合机制的特征现象,同时也有助于开发微波应用中的动态滤波器和开关设备。

2 腔磁子极化激元的实验进展

2.1 高协同腔磁子极化激元

为了实现利用光子-磁子耦合的应用目的,并获得高度协同动力学,人们必须理解什么物理参数支配着拉比频率。然而,传统的腔磁子极化激元系统是无源的,因此协同性很明显地受到谐振腔的电磁边界、内部散射和金属传导损耗等因素的限制。通过增益控制(图 3(a)中示意)来补偿耦合系统的固有耗散,可以大大改善谐振腔的质量系数,正如文献[72]所示。图 3(b)显示通过控制直流电压来操纵增益,腔的品质因数得到显著提升,典型的谱

图如图 3(c)所示。这种增益可以达到 36 万,同时,腔的品质也可以逐渐调节到 81,500,比传统的室温微波平面腔的质量因子高三个数量级。

在零电压和无增益的条件下,腔模显示出低品质因数为 25,如图 3(c)所示。此时磁子和光子之间的耦合强度 Ω_0 小于腔体线宽,因此动力学保持在磁诱导透明(MIT)的范围内,但未达到强耦合的标准,也没有显示出超过 1 的协同性。然而,通过放大器引入的增益被证明是一个关键的物理因素,提高了混合态的整体协同性。如图 3(d)所示,与磁子和腔模耗散相比,增益使模式劈裂明显分离,进而使耦合强度 Ω_j 显著增加。与传统的模式劈裂不同,线型不再是表现为简单的双峰模式劈裂,还额外具有一个中心峰,这从谱线形貌上与所熟知的三重态具有一定的关联性。

通常的低功率激发条件下(光子数远远小于自旋数),线性动力学框架中磁子的简谐振子本质导致了磁子拉比振荡频率不依赖于光子数目的变化。然而,在这项研究中,通过设计一个反馈腔来增强磁子-光子的协同性,协同极化激元动力学被用来更好地控制磁子系统中的光-物质相互作用。通过使用电压控制的增益,磁子-光子耦合的谐振子保护被打破,导致在反馈光子数量增加的情况下,拉比振荡的强度也相应增加。这一点在图 3(e)中得到了明确的证明,展示了利用反馈增益更有效地控制拉比分裂的功能性。

当调整外部磁场 $\mu_0 H$ 时,磁子和腔模频率之间的差异会离零点发生偏移。这种调整一方面导致了一个稳定的中心模式,如图 4(b)所示。另一方面,侧模则分裂成两个,分裂模式之间的间隙随着失谐量的增加而增加。这种现象导致了五个混合磁子-光子模式的产生,被称为"腔磁子五重态",如图 4(b)色散所表示。其中,中心模式用 ω_c 表示,四个侧模式用 $\omega_{\pm}\omega_{\pm}$ 表示。这些模式可以由下面的公式(4)精确定义。公式(4)有效地说明了外部磁场如何有效地调整磁子系统中光和物质之间的相互作用,如下所示,

$$\Omega_{\pm} = \sqrt{(\Omega \pm \Delta/2)^2 + 2(f\Omega_0)^2(\Omega \pm \Delta/2)/\Omega}, \quad (4)$$

其中 $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + (\Delta/2)^2}$ 且 $\Delta = \omega_m - \omega_c$. Δ 代表腔模频率 ω_c 和磁子频率 ω_m 之间的差异。这表明,通过磁场调整 ω_c 和 ω_m 可以有效地调节色散。在等效电路图像中,腔模频率 ω_c 的定义为 $\omega_c = 1/\sqrt{LC}$,其中

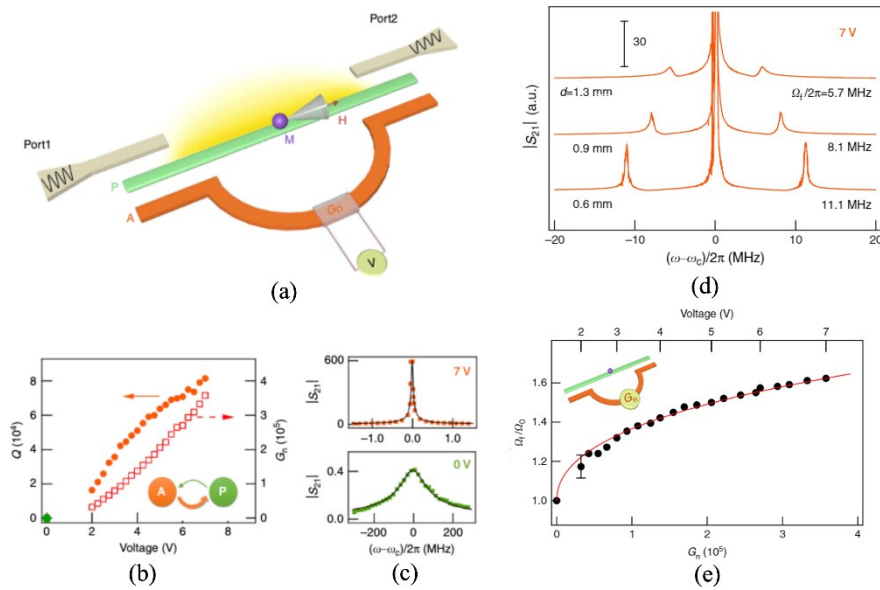


图3 (a) 该装置包括一个无源谐振腔,一个有源腔体,一个由电压控制的可调谐增益,以及铁磁球体。它们分别表示为 A, P, G_n 和 M。(b) 随着电压的增加, A-P 组合腔的品质因子和 G_n 能调节到大于 80,000 和 300,000。(c) $\Delta=0$ 和 $V=7V$ 时测量的 $|S_{21}|$ 谱线(散点)及其拟合数据(黑线)。(d) $\Delta=0$ 和 $V=7V$ 时测量的 $|S_{21}|$ 与从模式分裂中确定的对应的拉比频率 Ω_r 。(e) 随着 V 和 G_n 的增加,测量的(圆圈)和计算的(实线)的拉比频率 Ω_r/Ω_0 的比率正在变化^[72]

Fig. 3 (a) The A-P-M device is consist of a passive cavity (P), an active cavity (A) with a voltage tuneable gain (G_n), and an YIG sphere with magnons (M). (b) The A-P cavity circuit's Q-factor and G_n are respectively tunable up to 81,500 and 360,000, with the increase of V . (c) $|S_{21}|$ spectra measured (circles) and fitted (curve) at $\Delta=0$ and $V=7V$. (d) $|S_{21}|$ spectra measured at $\Delta=0$ and $V=7V$ with various Rabi frequencies Ω_r determined from the mode splitting. (e) The ratio of Rabi frequencies Ω_r/Ω_0 which is measured (circles) and calculated (curve) is changing with the increase of V and G_n . The maximum uncertainty caused by the error from fitting the Rabi frequency is shown by the error bar^[72]

L 和 C 分别代表电感和电容。为了调节腔模频率,可以在平面微带线谐振腔中添加一个电压控制的电容器,允许通过直流电压直接调节 ω_c 。研究表明,在施加 20V 的电压下,可以调节腔模频率达到 700 MHz 的范围^[73]。

通过利用电压控制的方法,可以用直流电压来调整腔-磁子五重态的色散,而无需任何磁场操作,如图 4(a) 所示。这种方法能够导致了一种类似于图 4(b) 所示的色散,如图 4(c) 所示,它显示了从三重态到五重态的明显过渡,仅需要调节电压即可实现,而不再依赖于磁场的调谐。这种方法使得磁子动力学调控和电路的集成更加简便,也展示了更加高维的调控方式。

2.2 腔磁子极化激元的辐射和能流操控

混合动力学在不同实体之间分配信息时至关重要,突出了磁子作为信息载体的潜力。通常使用腔模创造驻波,以增强耦合强度。然而,这些腔模的封闭性限制了信息的向外传播。相比之下,开放空间传播的微波可以将信息传输到数公里之外。

为了最大限度地发挥不同光子状态的优势,在与磁子耦合时必须结合行波和驻波的各自优势。

文献[75]提出了一种通用的方法,用于控制混合磁子-光子状态,结合了行波和驻波的特点,如图 5(a) 所示。该方法利用了具有反射界面的微波装置,允许特定偏振微波的传输,并将其余部分反射回来,如图 5(b) 所示。这种方法兼顾了在多次反射中形成的驻波和在开放环境中形成的行波,有效地解决了控制混合系统中驻波和行波共存的问题。因此,在与磁子耦合时,能够最大限度地利用不同光子状态的优势并进行控制。

行波的存在导致了磁子辐射线宽的增加,它反映了磁子和电磁环境之间的相互作用。磁子辐射线宽的大小与局域光子态密度(LDOS)成正比,这具体指的是垂直于偏置静磁场方向偏振的光子,因为它们是驱动自旋进动的有效成分。在一个封闭的腔模中,磁子在腔模频率上具有最大的 LDOS,导致磁子线宽成比例地在腔模附近变宽^[53]。这可以用以下公式来定量解释,

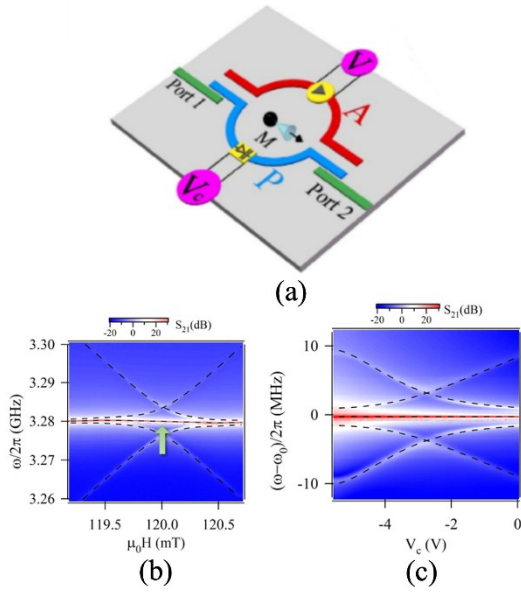


图 4 (a) 示意图说明了一个可调谐的 A-P-M 装置,包括一个有源腔(A)和一个负载着可变电容的无源腔(P),其中 V_c 是施加在可变电容上的控制电压, V 固定在 7V。(b) 在 $V_c = -3V$ 时,磁子五重态的色散是外部场 H 的函数。(c) 在 120mT 的外部场磁场下(由(b)中箭头指示),磁子五重态随着控制电压 V_c 的变化而演变^[74]

Fig. 4 (a) Schematic diagram illustrates a tunable A-P-M device consisting of an active cavity (A) and a varactor-loaded passive cavity (P), where V_c is the control voltage applied to the varactor and V is fixed at 7V. (b) The dispersions of the magnon quintuplet as a function of external field H with $V_c = -3$ V. (c) Magnon quintuplet evolution with control voltage V_c for an external field of 120 mT (indicated by arrow in panel (b))^[74]

$$\mu_0 \Delta H = \mu_0 \Delta H_0 + \frac{\alpha \omega}{\gamma} + \frac{2\pi\kappa}{\gamma} R |\rho_l(d, \omega)|, \quad (5)$$

γ 表示旋磁比, μ_0 是真空磁导率, $\rho_l(d, \omega)$ 表示微波磁分量的 LDOS, d 和 l 分别表示位置和光子偏振方向。磁性小球的位置对于决定 LDOS 和磁子辐射线宽至关重要。当小球放置在位置 A 时, LDOS 和封闭谐振腔内驻波态密度十分类似(如图 5(c)), 这导致腔模共振位置的地方磁子线宽显著增加(图 5(d))。另一方面, 将小球位置改变到 B 处, 可以增加 LDOS 中行波的比例(图 5(e)), 这恰恰是开放式波导谐振腔所特有的。这导致谐振腔共振处的磁子线宽相对下降(图 5(f)), 因为较大的行波 LDOS 增强了磁子模式在远离共振条件下的辐射。实验测量和理论计算结果的吻合度证实了这种关系。这表明行波不应仅仅被视为耗散因素, 而且是拓展磁

子-光子耦合控制的工具。

辐射线宽增宽使得局域态密度(LDOS)可以通过标准线宽测量来量化。在传统的谐振腔设备中, 行波通常被忽略, 但在圆形波导腔中, 行波的重要性得到了突出展现, 尤其是在失谐频率下辐射阻尼增强的情况下。增加行波可以将色散从十分常见的能级排斥转变为能级吸引, 从而导致两个模式的融合。能级吸引有望促进混合系统同步化、量子传感和拓扑能量转移的研究和功能发展^[76-78]。

磁子和光子之间通过行波相互作用产生的耦合称为耗散耦合, 是目前磁子动力学调控一个重要方面。这种耦合促进了自旋信息的传递, 对于创造线性动力学中的非互易传输至关重要^[79-81]。单向传输, 即只允许能量的单向流动, 在通信、信号处理和微波工程等领域有着强烈需求, 因为这些应用需要防止不必要的反向散射并增强信号的方向性。耗散性磁子-光子耦合已经证明了无限非互易潜力, 并且在实验研究中已经超过了商用隔离装置的隔离能力^[82], 因此成为一个重要研究方向。

因为辐射阻尼对微波单向能流操控的研究, 人们开始思考控制磁子-光子混合状态下能量流动方向的方法。例如, 对于 2-D 周期性阵列的谐振器与二能级系统的耦合, 打开/关闭信息流和消除相邻单元之间的噪音串扰是一个关键因素。这显然就对耦合态能流的操控能力提出了需求。构建磁子和十字形状的交叉腔之间的耦合, 能够满足上述的需求^[83](如图 6(a)所示)从而为在实空间发展基于 CMP 的能流输运及其可能产生的功能提供了有力的基础。

如图 6(a)所示, 交叉腔是由两个相同的正交半波长微带线谐振器^[83]组成的。通过利用交叉腔和磁子之间的强耦合, 产生的 X-CMPs 显示出了清晰的极化激元传输和方向选择能力。通过输入-输出理论, 可以得出 X-CMP 传输的定量分析结果为,

$$\begin{pmatrix} \tilde{V}_x^{out} \\ \tilde{V}_y^{out} \end{pmatrix} = 2\kappa_p \frac{\hat{T}}{\det(\hat{T})} \begin{pmatrix} \tilde{V}_x^{in} \\ \tilde{V}_y^{in} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中 \tilde{V}_x^{in} (\tilde{V}_y^{in}) 和 \tilde{V}_x^{out} (\tilde{V}_y^{out}) 代表 x 和 y 方向的输入(输出)信号。张量 \hat{T} 内元素为 $[T_{xx}, T_{xy}; T_{yx}, T_{yy}]$, 这些元素 $T_{xx} = T_{yy} = A + \Omega_0^2/B$ 和 $T_{xy} = T_{yx} = -\Omega_0^2/B$ 控制着磁子极化激元能流方向。其中参数 A 与 B 分别和腔模和磁子模式有关, 分别由 $A = i(\omega - \omega_c) - \beta\omega_c$ 和 $B = i(\omega - \omega_m) - \alpha\omega_m$ 决定。而 κ_p 则代表了腔模和端口的耦合系数。

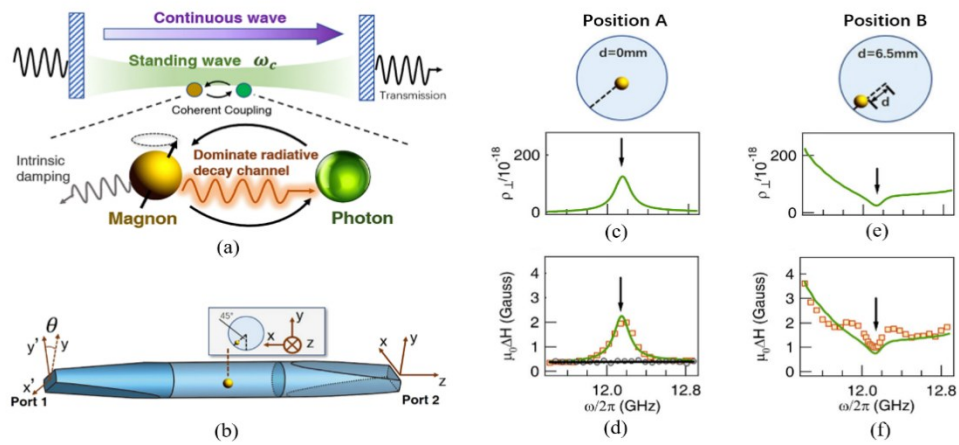


图5 (a)在圆形波导腔中与光子模式耦合时,辐射阻尼在磁子模式的能量耗散中占主导地位。(b)耦合系统的实验设置的示意图。 $d=0\text{mm}$ 和 $d=6.5\text{mm}$ 时的模拟得到的LDOS ρ_{\perp} 分别显示在(c)和(e)中。测量和计算的磁子线宽-频率关系如(d)和(f)所示,黑色圆圈表示测量的磁子本征线宽^[75]

Fig. 5 (a) Radiative damping dominates energy dissipation in magnon mode when coupled with photon mode in a circular waveguide cavity, as shown in (a). Experimental setup of the coupled system is shown in (b). Simulated LDOS ρ_{\perp} at $d=0\text{mm}$ and $d=6.5\text{mm}$ are shown in (c) and (e), respectively. Measured and calculated linewidth-frequency relations are shown in (d) and (f), with black circles indicating measured intrinsic linewidths^[75]

这种改进能够为传统的CMP体系引入一个空间参数,使其能够在两个正交方向上有效地分析实空间的能量流传输。在实验过程中,在零磁场条件下,可以观察到腔模在 X 方向的传输信号,可称之为亮模(图6(c)),这时并没有产生极化激元。相反, y 方向没有信号,如同一个暗模式一般(图6(d))。通过调整 ω_m 接近 ω_c ,极化激元的产生将其能流重新定向到 y 方向,产生了一个动态电压 V_y 。因此,可以清晰地观察到在 Y 方向的可观察信号(图6(f))。

而且可以看到,在 X 和 Y 方向上,CMP模式都变成了三个(图6(e)和(f))。这种对极化激元流的操纵,扩展了对二维构型中混合物态的传输和开关的控制。若是使用典型的脉冲磁场进行磁子模式激发与否的控制,比如扫描速率为 $10^3 \sim 10^5 \text{Ts}^{-1}$,可以实现系统的快速控制,该系统的开关速率可以进一步优化到微秒级。当使用高速相移器时,开关速度可以优化到纳秒级。

在X-CMP动力学中观察到的信号偏转可以通过将其与常规霍尔效应进行类比来解释。极化激元能流流向其前进方向的垂直方向通路中(如图6(a)所示),这类似于霍尔效应(如图6(b)所示)中由于洛伦兹力的偏转而产生的纵向电压信号。实验和模型之间的这种一致性加强了这一类比的合理性。

此外,霍尔效应和X-CMP动力学之间存在着数

学上的明显类比关系。霍尔效应在数学上由公式 $\mathbf{V} = \hat{R}\mathbf{I}$ 描述的,其中 \hat{R} 代表霍尔电阻。类似地,我们的X-CMP系统可以通过公式(6)中的传输张量 \hat{T} 进行数学表达。当传输张量的非对角线元素不再是可忽略的小量时,则产生一个类似于霍尔效应的纵向信号。

X-CMP系统为相干处理提供了多通道动力学过程,其独特的腔-磁子极化激元光谱具有三个混合模式,包括一个中心峰和两个边峰,而不是传统系统中看到的非常常见的双峰能级劈裂。这三个通道有不同的行为特性,并且可以与开/关极化激元信号配合使用,演示基本的逻辑操作。使用两个不同相位的微波信号创建了一个X-CMP干涉仪(图6(g)),通过调整进入端口A和B之间的微波相位差,在端口C读出了传输强度的振幅图。与侧模相比,中心模式呈现出一种不同的相位依赖性(图6(h))。

这一特性可以通过振幅的高低(对应图6(h)中的绿色和红色)来划分为“真值”和“假值”两个状态,从而形成一个逻辑装置。图6(i)中显示了侧模和中心模的蕴含门功能。对于由侧模构建的蕴含门,在端口A的微波相位大于或等于端口B的情况下,逻辑门的输出给出“真值”的结果。另一方面,对于由中心模式建立的逻辑门,在端口B的微波相位大于或等于端口A的情况下,这种门给出“真值”。这样的性质可以通过相位对CMP进行编码,形成严

格有序的逻辑输出结果,从而大大增加了显著增强CMP的功能性。

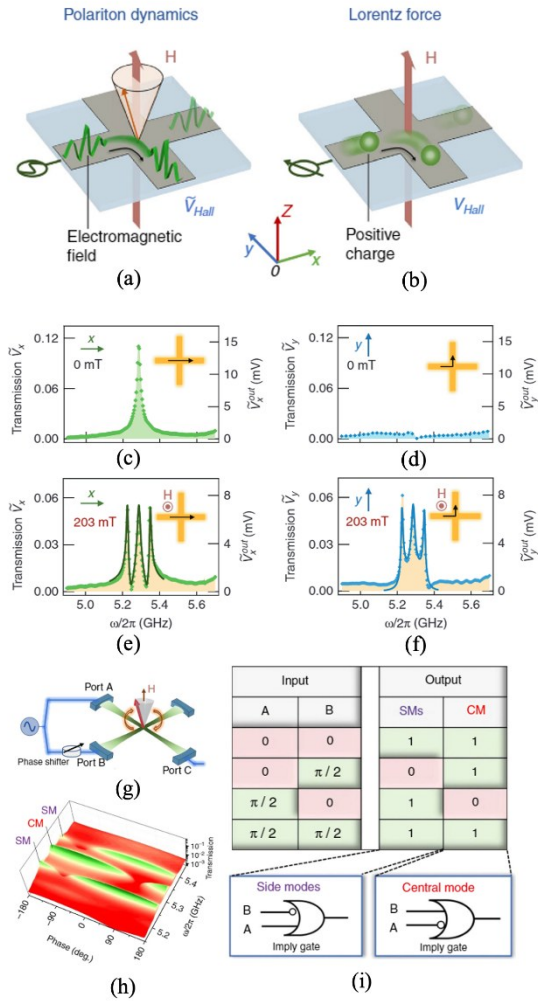


图6 (a)磁子极化激元的类动态霍尔效应和(b)常规霍尔效应之间的类别。在0mT和203mT的微波透射谱显示在(c)-(f)中,实线表示动态霍尔模型的结果。实验装置(g)包括一个机械移相器,(h)显示了输入端口之间不同相位差的传输振幅图。侧模(SM)和中心模(CM)的响应逻辑表显示在(i)中^[83]

Fig. 6 Analogue of dynamic Hall effect demonstrated in a cavity magnon polariton system with external static magnetic field along z-direction. Polariton flow and charge current exhibit similar deflection patterns in y-direction, shown in (a) and (b). Microwave transmission spectra and output voltage measurements at 0mT and 203mT are shown in (c)-(f), with solid lines indicating results from the dynamic Hall model. Experimental setup (g) includes a mechanical phase shifter, and (h) shows transmission amplitude mapping with different phase differences between input ports. Logic table for response of side modes (SMs) and central mode (CM) is shown in (i)^[83]

2.3 腔磁子极化激元的近完美吸收

通过光与物质的相互作用进行电磁吸收,可以实现完美的能量转换或信息传递。然而,具有对称边界的共振模式的吸收被限制在最大50%(图7(a)),这是平面等离子体和薄膜等各种系统所共有的限制。传统的临界耦合方法需要不对称的边界(图7(b)),而相干完美吸收则需要多个相干入射光束(图7(c))。这两种方法都有其独特的优势,要么提供单光束的简单性,要么提供多端口的可调整性。为了结合这些优势,可以采用系统的内部通道而不是入射光束,但由于模式结构复杂,这种方法具有挑战性。腔磁子电子学为调控混合光子-磁子状态提供了一个有希望的平台,以克服这一挑战。这项工作^[85]证明,通过利用内部可调的通道间干涉,可以用多通道磁子系统完成近乎完美的单光束吸收。具有D-和Q-模式的交叉腔(图7(d))被耦合到一个磁子模式,以调控D(偶极)和Q(四极)模式之间的干涉(图7(e))。

两个D模式是简并的。它们是由每个波导谐振器的动力学产生的。另一方面,Q模式是不同的,它是由整个结构与两个谐振器产生的。考虑到阻尼率和它们与周围电磁环境的相互作用,耦合动力学的运动方程为,

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \hat{d}_x \\ \hat{d}_y \\ \hat{m} \\ \hat{q} \end{bmatrix} = -i\mathbf{\Omega} \begin{bmatrix} \hat{d}_x \\ \hat{d}_y \\ \hat{m} \\ \hat{q} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sqrt{\kappa_d} \\ 0 \\ 0 \\ \sqrt{\kappa_q} \end{bmatrix} p_1^{\text{in}}, \quad (7)$$

$$\mathbf{\Omega} = \begin{bmatrix} \tilde{\omega}_d & 0 & g_d \sin \theta & 0 \\ 0 & \tilde{\omega}_d & g_d \cos \theta & 0 \\ g_d \sin \theta & g_d \cos \theta & \tilde{\omega}_m & g_q \\ 0 & 0 & g_q & \tilde{\omega}_q \end{bmatrix}$$

其中 $\tilde{\omega}_d = \omega_d - i(\kappa_d + \gamma_d)$, $\tilde{\omega}_m = \omega_m - i\gamma_m$ 和 $\tilde{\omega}_q = \omega_q - i(\kappa_q + \gamma_q)$ 代表了耦合前的D模式、磁子模式和Q模式的复频率, \hat{q} 和 \hat{m} 分别代表Q模式和磁子模式的产生湮灭算符, $\kappa_{q,d}$ 和 $\gamma_{q,d}$ 分别表示D模式Q模式的外阻尼率和内阻尼率, g_q 表示Q模和磁子模式之间的耦合常数, $g_d \cos \theta$ 和 $g_d \sin \theta$ 分别代表两个简并D模式与磁子模式之间的耦合强度。 p_1^{in} 代表了端口1的输入信号。由于D模式和Q模式之间的相位延迟,在端口1和2分别获取到的反射和透射信号为 $S_{11} = 1 - (\sqrt{\kappa_d} \hat{d}_x + \sqrt{\kappa_q} \hat{q})/p_1^{\text{in}}$ 以及 $S_{21} = (\sqrt{\kappa_d} \hat{d}_x - \sqrt{\kappa_q} \hat{q})/p_1^{\text{in}}$ 。

在 $\theta=0^\circ$ 时,这两个内部通道之间的干涉消失

了,在图7(f)中展示了 $\Delta=0$ 条件下随之形成的反射和透射。由于这两个散射系数没有同时减少,这使得完美的吸收不可能发生。当 θ 从 0° 增加到 90° 时,由磁子介导的干涉过程开始显现,使得反射和透射都被抑制,并表明有可能出现图7(g)所示的吸收增强。磁子介导的干涉过程开始出现,抑制了反射和透射,并有可能导致吸收增强,如图7(g)所示。

吸收的增强表明磁子介导干涉可行的,但要实现完美吸收还需要进一步优化。图7(h)显示了通过改变 κ_d 和 κ_q 在 $\Delta=0$ 时的吸收系数的计算结果显示了在 $\Delta=0$ 时,通过调节 κ_d 和 κ_q 来改变吸收系数的计算结果,揭示了随着 κ_d 和 κ_q 的调节,甚至只需要很细微的变化,吸收有可能达到100%。在 κ_d 和 κ_q 略有增加的情况下,这一工作[85]制作了一个新的十字型交叉腔,实现了96%的吸收效率(图7(h))。这一结果清楚地表明了实现完美吸收的可能性。当然,这也有赖于对器件的进一步精细设计,以实现更好的性能。实现更好性能仍需要对器件进行进一步的精细设计。

3 总结

本文围绕腔磁子极化激元动力学的构建与调控,回顾了这一领域发展中的部分工作,这些工作拓展了这一新兴准粒子的调谐性并促进了应用技术的开发。首先,本文章介绍了将增益机制引入了

腔磁子电子学的新兴研究范式,展示了高协同动力学所带来的相干性提升和多重态色散调控,并介绍了其片上直流电学调控的技术潜力。后续,本文介绍了具有开放边界的谐振腔中的光子-磁子相互作用,展示了行波诱导的光子-磁子耗散耦合的特殊辐射耗散行为。此外,本文叙述了多通道腔磁子电子学的干涉功效,展示了磁子极化激元的逻辑运算和近完美吸收的技术价值和应用潜力。总而言之,希望本文的综述能向读者介绍室温下磁子激发相干地调控光子态的重要能力,以期积极促进光子-磁子耦合系统的高效光-电子转换技术^[86-87]和前沿信息处理技术的进一步发展。

致谢

本文受到了国家自然科学基金项目(批准号12122413, 11974369, 11991063 和 12204306),上海市科委项目(批准号21JC1406200 和 22JC1403300),中国科学院青年创新促进会(编号2020247)和中国科学院先导项目(编号XDB43010200),国家重点研发计划(批准号2022YFA1404603, 2022YFA1604400),上海技物所自主部署项目,上海浦江人才计划(批准号22PJ1410700)的支持。

References

[1] Baibich M N, Broto J M, Fert A, *et al.* Giant magnetoresis-

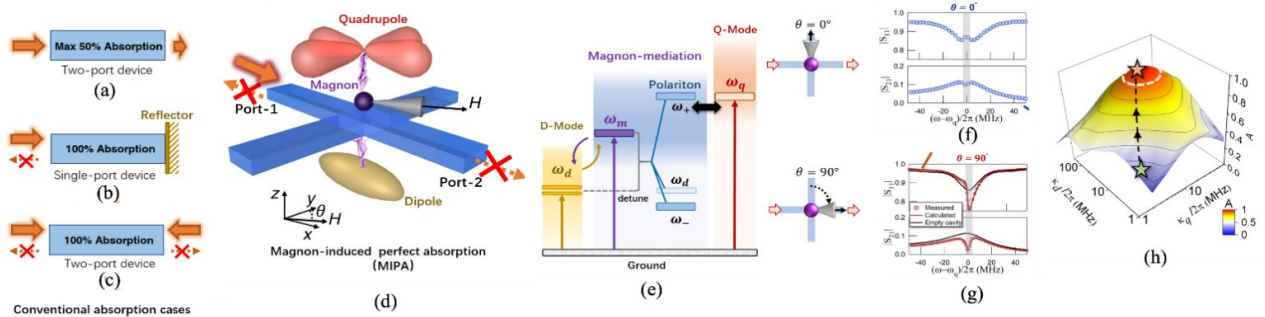


图7 对称双端口中的电磁吸收限制和单端口系统中的完美吸收的示意图分别显示在(a)和(b)。(c)相干完美吸收(CPA)策略显示在双端口系统中。(d)MIPA系统显示,通过混合光子-磁子模式之间的干涉实现近乎完美的吸收。能量级示意图见(e)。在 $\theta=0^\circ$ 和 90° 的反射和传输的平方振幅显示在(f)和(g)。最大吸收的理论函数显示在(h)中,黄色标记表示与非优化设计的绿色标记相比,修改后的腔体的性能。白色的虚线表示最大吸收率超过90%^[85]

Fig. 7 Schematic diagrams of electromagnetic absorption limitations in symmetric two-port and perfect absorption in singleport systems are shown in (a) and (b), respectively. (c) Coherent perfect absorption (CPA) strategy is shown for a two-port system. (d) MIPA system is shown, with near-perfect absorption achieved through the interference between hybrid photonmagnon modes. Energy level schematic is shown in (e). Squared amplitudes of reflection and transmission at $\theta = 0^\circ$ and 90° are shown in (f) and (g). Theoretical function of maximal absorption rate is shown in (h), with green and yellow indicating the parameters of currently used and modified intersecting cavities, and white dashed line indicating maximal absorption rate over 90%^[85]

- tance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices [J]. *Physical review letters*, 1988, **61**(21): 2472.
- [2] Xiao J Q, Jiang J S, Chien C L. Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems [J]. *Physical Review Letters*, 1992, **68**(25): 3749.
- [3] Xiong Z H, Wu D, Valy Vardeny Z, et al. Giant magnetoresistance in organic spin-valves [J]. *Nature*, 2004, **427** (6977): 821–824.
- [4] Berkowitz A E, Mitchell J R, Carey M J, et al. Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu–Co alloys [J]. *Physical Review Letters*, 1992, **68**(25): 3745.
- [5] Gui Y S, Mecking N, Zhou X, et al. Realization of a room-temperature spin dynamo: the spin rectification effect [J]. *Physical review letters*, 2007, **98**(10): 107602.
- [6] Harder M, Gui Y, Hu C M. Electrical detection of magnetization dynamics via spin rectification effects [J]. *Physics Reports*, 2016, **661**: 1–59.
- [7] Mosendz O, Pearson J E, Fradin F Y, et al. Quantifying spin Hall angles from spin pumping: Experiments and theory [J]. *Physical review letters*, 2010, **104**(4): 046601.
- [8] Rojas-Sánchez J C, Reyren N, Laczkowski P, et al. Spin pumping and inverse spin Hall effect in platinum: the essential role of spin-memory loss at metallic interfaces [J]. *Physical review letters*, 2014, **112**(10): 106602.
- [9] Hirsch J E. Spin hall effect [J]. *Physical review letters*, 1999, **83**(9): 1834.
- [10] Bernevig B A, Zhang S C. Quantum spin Hall effect [J]. *Physical review letters*, 2006, **96**(10): 106802.
- [11] Kimura T, Otani Y, Sato T, et al. Room-temperature reversible spin Hall effect [J]. *Physical review letters*, 2007, **98**(15): 156601.
- [12] Zhou C, Shen L, Liu M, et al. Long-Range Nonvolatile Electric Field Effect in Epitaxial Fe/Pb (Mg_{1/3}Nb_{2/3}) 0.7 TiO₃ Heterostructures [J]. *Advanced Functional Materials*, 2018, **28**(20): 1707027.
- [13] Zhou C, Shen L, Liu M, et al. Strong nonvolatile magnon-driven magnetoelectric coupling in single-crystal Co/[Pb-Mg 1/3 Nb 2/3 O 3] 0.71 [PbTiO 3] 0.29 heterostructures [J]. *Physical Review Applied*, 2018, **9**(1): 014006.
- [14] Zhang Q, Sun Y, Lu Z, et al. Zero-field magnon-photon coupling in antiferromagnet CrCl₃ [J]. *Applied Physics Letters*, 2021, **119**(10).
- [15] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, et al. Coherent coupling between a ferromagnetic magnon and a superconducting qubit [J]. *Science*, 2015, **349**(6246): 405–408.
- [16] Wang Z, Yuan H Y, Cao Y, et al. Magnonic frequency comb through nonlinear magnon-skyrmion scattering [J]. *Physical Review Letters*, 2021, **127**(3): 037202.
- [17] Moore G E. Gramming more components onto integrated circuits [J]. *Electronics*, 1965, **38**: 8.
- [18] Steane A. Quantum computing [J]. *Reports on Progress in Physics*, 1998, **61**(2): 117.
- [19] Gruska J. Quantum computing [M]. London: McGraw-Hill, 1999.
- [20] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum computation and quantum information [M]. Cambridge university press, 2010.
- [21] Bennett C H, DiVincenzo D P. Quantum information and computation [J]. *nature*, 2000, **404**(6775): 247–255.
- [22] Feynman R P. Keynote talk, First Conference on Physics and Computation, MIT, 1981 [J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 1982, **21**: 467.
- [23] Aspuru-Guzik A, Dutoi A D, Love P J, et al. Simulated quantum computation of molecular energies [J]. *Science*, 2005, **309**(5741): 1704–1707.
- [24] Cirac J I, Zoller P. Goals and opportunities in quantum simulation [J]. *Nature physics*, 2012, **8**(4): 264–266.
- [25] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P. Quantum sensing [J]. *Reviews of modern physics*, 2017, **89**(3): 035002.
- [26] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics [J]. *Nature*, 2001, **414**(6862): 413–418.
- [27] Kimble H J. The quantum internet [J]. *Nature*, 2008, **453** (7198): 1023–1030.
- [28] Kurizki G, Bertet P, Kubo Y, et al. Quantum technologies with hybrid systems [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2015, **112**(13): 3866–3873.
- [29] Clerk A A, Lehnert K W, Bertet P, et al. Hybrid quantum systems with circuit quantum electrodynamics [J]. *Nature Physics*, 2020, **16**(3): 257–267.
- [30] Lachance-Quirion D, Tabuchi Y, Gloppe A, et al. Hybrid quantum systems based on magnonics [J]. *Applied Physics Express*, 2019, **12**(7): 070101.
- [31] Van Loo A F, Fedorov A, Lalumiere K, et al. Photon-mediated interactions between distant artificial atoms [J]. *Science*, 2013, **342**(6165): 1494–1496.
- [32] Kurs A, Karalis A, Moffatt R, et al. Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances [J]. *science*, 2007, **317**(5834): 83–86.
- [33] Karg T M, Gouraud B, Ngai C T, et al. Light-mediated strong coupling between a mechanical oscillator and atomic spins 1 meter apart [J]. *Science*, 2020, **369** (6500): 174–179.
- [34] Zhong H, Wen Y, Zhao Y, et al. Ten states of nonvolatile memory through engineering ferromagnetic remanent magnetization [J]. *Advanced Functional Materials*, 2019, **29** (2): 1806460.
- [35] Nanotechnology N. Memory with a spin [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, **10**: 185.
- [36] Julsgaard B, Grezes C, Bertet P, et al. Quantum memory for microwave photons in an inhomogeneously broadened spin ensemble [J]. *Physical review letters*, 2013, **110** (25): 250503.
- [37] Hennessy K, Badolato A, Winger M, et al. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system [J]. *Nature*, 2007, **445**(7130): 896–899.
- [38] Gaebel T, Domhan M, Popa I, et al. Room-temperature coherent coupling of single spins in diamond [J]. *Nature Physics*, 2006, **2**(6): 408–413.
- [39] Teufel J D, Li D, Allman M S, et al. Circuit cavity electromechanics in the strong-coupling regime [J]. *Nature*, 2011, **471**(7337): 204–208.
- [40] Purcell E M, Torrey H C, Pound R V. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid [J]. *Physical review*, 1946, **69**(1–2): 37.
- [41] Berman P R. Cavity quantum electrodynamics [J]. 1994.
- [42] Blais A, Huang R S, Wallraff A, et al. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits:

- An architecture for quantum computation[J]. *Physical Review A*, 2004, **69**(6): 062320.
- [43] Walther H, Varcoe B T H, Englert B G, *et al.* Cavity quantum electrodynamics[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2006, **69**(5): 1325.
- [44] Soykal Ö O, Flatté M E. Strong field interactions between a nanomagnet and a photonic cavity [J]. *Physical review letters*, 2010, **104**(7): 077202.
- [45] 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.
- [46] Tabuchi Y, Ishino S, Ishikawa T, *et al.* Hybridizing ferromagnetic magnons and microwave photons in the quantum limit[J]. *Physical review letters*, 2014, **113**(8): 083603.
- [47] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, *et al.* Coherent coupling between a ferromagnetic magnon and a superconducting qubit[J]. *Science*, 2015, **349**(6246): 405–408.
- [48] Bai L, Harder M, Chen Y P, *et al.* Spin pumping in electro-dynamically coupled magnon–photon systems[J]. *Physical Review Letters*, 2015, **114**(22): 227201.
- [49] Zhang X, Van Hulzen M, Singh D P, *et al.* Direct view on the phase evolution in individual LiFePO₄ nanoparticles during Li-ion battery cycling[J]. *Nature communications*, 2015, **6**(1): 1–7.
- [50] Bai L, Harder M, Hyde P, *et al.* Cavity mediated manipulation of distant spin currents using a cavity–magnon–polariton [J]. *Physical review letters*, 2017, **118** (21) : 217201.
- [51] Lachance–Quirion D, Tabuchi Y, Ishino S, *et al.* Resolving quanta of collective spin excitations in a millimeter-sized ferromagnet [J]. *Science Advances*, 2017, **3** (7) : e1603150.
- [52] Rao J W, Kaur S, Yao B M, *et al.* Analogue of dynamic Hall effect in cavity magnon polariton system and coherently controlled logic device[J]. *Nature Communications*, 2019, **10**(1): 2934.
- [53] Bai L, Harder M, Hyde P, *et al.* Cavity mediated manipulation of distant spin currents using a cavity–magnon–polariton [J]. *Physical review letters*, 2017, **118** (21) : 217201.
- [54] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, *et al.* Bistability of cavity magnon polaritons [J]. *Physical review letters*, 2018, **120**(5): 057202.
- [55] Wang Z, Yuan H Y, Cao Y, *et al.* Twisted magnon frequency comb and Penrose superradiance[J]. *Physical Review Letters*, 2022, **129**(10): 107203.
- [56] Rao J W, Yao B, Wang C Y, *et al.* Unveiling a pump-induced magnon mode via its strong interaction with walker modes [J]. *Physical Review Letters*, 2023, **130** (4) : 046705.
- [57] Yao B, Gui Y S, Rao J W, *et al.* Coherent microwave emission of gain-driven polaritons [J]. *Physical Review Letters*, 2023, **130**(14): 146702.
- [58] Bi M X, Yan X H, Zhang Y, *et al.* Tristability of cavity magnon polaritons [J]. *Physical Review B*, 2021, **103** (10): 104411.
- [59] Zhang D, Luo X Q, Wang Y P, *et al.* Observation of the exceptional point in cavity magnon–polaritons [J]. *Nature communications*, 2017, **8**(1): 1368.
- [60] Zhang X, Ding K, Zhou X, *et al.* Experimental observation of an exceptional surface in synthetic dimensions with magnon polaritons [J]. *Physical review letters*, 2019, **123** (23): 237202.
- [61] Cao Y, Yan P. Exceptional magnetic sensitivity of P T-symmetric cavity magnon polaritons [J]. *Physical Review B*, 2019, **99**(21): 214415.
- [62] Rameshti B Z, Bauer G E W. Indirect coupling of magnons by cavity photons [J]. *Physical Review B*, 2018, **97** (1): 014419.
- [63] Lambert N J, Haigh J A, Ferguson A J. Identification of spin wave modes in yttrium iron garnet strongly coupled to a co-axial cavity [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, **117**(5).
- [64] Yao B, Cheng Y, Wang Z, *et al.* DNA N6–methyladenine is dynamically regulated in the mouse brain following environmental stress [J]. *Nature communications*, 2017, **8** (1): 1122.
- [65] Osada A, Hisatomi R, Noguchi A, *et al.* Cavity optomagnonics with spin-orbit coupled photons [J]. *Physical review letters*, 2016, **116**(22): 223601.
- [66] Kusminskiy S V, Tang H X, Marquardt F. Coupled spin-light dynamics in cavity optomagnonics [J]. *Physical Review A*, 2016, **94**(3): 033821.
- [67] Kusminskiy S V. Cavity optomagnonics [M]//Optomagnonic Structures: Novel Architectures for Simultaneous Control of Light and Spin Waves. 2021: 299–353.
- [68] Zhang X, Zou C L, Jiang L, *et al.* Science Advances 2, e1501286 (2016)[J]. *arXiv preprint arXiv:1511.03680*.
- [69] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S. Magnon–photon–phonon entanglement in cavity magnomechanics [J]. *Physical review letters*, 2018, **121**(20): 203601.
- [70] Zhang X, Zou C L, Jiang L, *et al.* Strongly coupled magnons and cavity microwave photons [J]. *Physical review letters*, 2014, **113**(15): 156401.
- [71] Yao B M, Gui Y S, Xiao Y, *et al.* Theory and experiment on cavity magnon–polariton in the one-dimensional configuration [J]. *Physical Review B*, 2015, **92**(18): 184407.
- [72] Yao B, Gui Y S, Rao J W, *et al.* Cooperative polariton dynamics in feedback-coupled cavities [J]. *Nature communications*, 2017, **8**(1): 1437.
- [73] Kaur S, Yao B M, Rao J W, *et al.* Voltage control of cavity magnon polariton [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, **109**(3).
- [74] Rao J W, Yao B M, Fan X L, *et al.* Electric control of cooperative polariton dynamics in a cavity–magnon system [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, **112**(26).
- [75] Yao B, Yu T, Gui Y S, *et al.* Coherent control of magnon radiative damping with local photon states [J]. *Communications Physics*, 2019, **2**(1): 161.
- [76] Grigoryan V L, Shen K, Xia K. Synchronized spin-photon coupling in a microwave cavity [J]. *Physical Review B*, 2018, **98**(2): 024406.
- [77] M. Harder, Y. Yang, B.M. Yao, C.H. Yu, J.W. Rao, Y. S. Gui, R.L. Stamps, and C.-M. Hu, *Physical Review Letters* 121, **137203** (2018).
- [78] Bernier N R, Tóth L D, Feofanov A K, *et al.* Level attraction in a microwave optomechanical circuit [J]. *Physical*

- Review A*, 2018, **98**(2): 023841.
- [79] Wang Y P, Rao J W, Yang Y, *et al.* Nonreciprocity and unidirectional invisibility in cavity magnonics [J]. *Physical review letters*, 2019, **123**(12): 127202.
- [80] Yu W, Yu T, Bauer G E W. Circulating cavity magnon polaritons[J]. *Physical Review B*, 2020, **102**(6): 064416.
- [81] Yu T, Zhang Y X, Sharma S, *et al.* Magnon accumulation in chirally coupled magnets [J]. *Physical review letters*, 2020, **124**(10): 107202.
- [82] Qian J, Rao J W, Gui Y S, *et al.* Manipulation of the zero-damping conditions and unidirectional invisibility in cavity magnonics [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, **116**(19).
- [83] Rao J W, Kaur S, Yao B M, *et al.* Analogue of dynamic Hall effect in cavity magnon polariton system and coherently controlled logic device[J]. *Nature Communications*, 2019, **10**(1): 2934.
- [84] Amo A, Liew T C H, Adrados C, *et al.* Exciton - polariton spin switches [J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(6): 361-366.
- [85] Rao J W, Xu P C, Gui Y S, *et al.* Interferometric control of magnon-induced nearly perfect absorption in cavity magnonics[J]. *Nature communications*, 2021, **12**(1): 1933.
- [86] Hu W, Ye Z, Liao L, *et al.* 128× 128 long-wavelength/mid-wavelength two-color HgCdTe infrared focal plane array detector with ultralow spectral cross talk[J]. *Optics Letters*, 2014, **39**(17): 5184-5187.
- [87] Hu W D, Chen X S, Ye Z H, *et al.* A hybrid surface passivation on HgCdTe long wave infrared detector with in-situ CdTe deposition and high-density hydrogen plasma modification[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, **99**(9).