

## 特邀综述

## 磁子学中的拓扑物态与量子效应\*

王振宇<sup>1)</sup> 李志雄<sup>1)</sup> 袁怀洋<sup>2)</sup> 张知之<sup>1)</sup> 曹云姗<sup>1)</sup> 严鹏<sup>1)†</sup>

1) (电子科技大学物理学院, 电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 成都 610054)

2) (乌得勒支大学, 理论物理研究所, 乌得勒支 3584CC, 荷兰)

(2022年10月18日收到; 2023年2月1日收到修改稿)

近年来, 随着物联网、云计算、大数据以及人工智能等新兴技术的快速发展, 人们对计算能力的要求越来越高. 传统半导体器件在小型化、节能和散热等方面面临着巨大的挑战, 因此亟需寻找一种全新的信息载体代替电子进行信息传输与处理. 自旋波是磁矩进动的集体激发, 其量子化的准粒子称为磁子. 磁子的传播不依赖于传导电子的运动, 因此不会产生焦耳热, 能够克服日益显著的器件发热问题, 因此磁子器件在低功耗信息存储与计算领域具有重要的应用前景. 本文介绍磁子学近年来的一些重要研究进展, 主要包括自旋波的手性传播, 自旋波与磁孤子非线性散射导致的磁子频率梳, 磁孤子的拓扑边界态和高阶角态, 以及磁子量子态、基于磁子的混合量子体系和腔磁子学. 最后, 对磁子学的未来发展趋势及其前景进行分析与展望.

**关键词:** 手性磁子学, 非线性磁子学, 拓扑磁子学, 量子磁子学**PACS:** 75.40.Gb, 75.78.-n, 75.78.Cd**DOI:** 10.7498/aps.72.20221997

## 1 引言

自旋波 (spin wave) 是磁性体系中自旋进动的集体激发态, 最早由物理学家布洛赫 (Bloch, 1952年诺贝尔物理学奖获得者)<sup>[1]</sup> 于1930年提出, 用来解释铁磁体自发磁化强度随温度变化的重要规律, 随后在1957年被物理学家布罗克豪斯 (Brockhouse, 1994年诺贝尔物理学奖获得者)<sup>[2]</sup> 采用非弹性中子散射实验所证实. 量子化的自旋波称为磁子 (magnon), 每个磁子携带一个约化普朗克常量 ( $\hbar$ ) 的自旋角动量, 因此磁子也可以像电子一样承载和传递自旋信息. 相较于传统的电子器件, 基于自旋波的磁子器件具有以下优势: 1) 自旋波的传输不涉及电子的运动, 既可以在磁性金属中传播, 也可以在磁性绝缘体中传播, 避免了由于焦耳热产生的功耗; 2) 自旋波在低阻尼材料中可以长距离地传

播自旋信息, 传输距离可达微米甚至毫米量级; 3) 自旋波的频率范围横跨吉赫兹 (GHz) 到太赫兹 (THz), 能够提高信息的传输以及处理速度; 4) 自旋波的波长可以小到几个纳米, 能够提高信息的存储密度, 有利于磁子器件的微型化和高集成度; 5) 磁子具备振幅、相位和极化等波动属性, 基于自旋波的相干特性可以设计出各种逻辑器件; 6) 磁子的量子特性也可以产生一些宏观量子现象, 如自旋超流 (spin superfluidity)<sup>[3]</sup> 和玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensation)<sup>[4]</sup> 等. 由于具有这些优点, 自旋波成为自旋电子学领域中的一个前沿研究热点, 并衍生出一门新兴学科——磁子学 (magnonics)<sup>[5-10]</sup>.

磁子学的主要目的就是将信息载体从电子的电荷或自旋属性替换为自旋波, 通过自旋波来进行信息传输和逻辑计算; 其主要研究内容包括自旋波的激发、传播、调控、探测以及磁子与其他准粒子

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1402802)、国家自然科学基金 (批准号: 12074057, 12204089, 11604041, 11704060, 11904048) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2019M653063, 2019M663461, 2020M673180) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yan@uestc.edu.cn



严鹏, 电子科技大学教授, 博士生导师. 2006 年本科毕业于中国科技大学近代物理系, 2011 年于香港科技大学获物理学博士学位. 2011—2015 年期间, 先后在荷兰代夫特理工大学、德国美因兹大学从事博士后研究工作. 2016 年回国组建电子科技大学自旋电子学理论研究组, 致力于探索磁子学中的新效应与新原理, 在磁子轨道自由度、磁子非厄米相变、磁子多体相互作用、磁子拓扑态与量子效应等方面取得了多项创新性研究成果. 在 *Physics Reports*, *Physical Review Letters*, *Nature Communications* 等学术期刊共发表论文 70 余篇. 先后承担了国家自然科学基金、国家重点研发计划等课题. 担任物理学期刊 *Frontiers in Physics* 副主编, 牵头组织举办了多次国际国内自旋电子学研讨会, 服务研究领域与同行. 撰写了磁子学专著 1 部, 由英国物理学会出版社出版. 获授权中国发明专利 6 项.

之间的相互作用, 最终利用这些自旋波的特性来设计出磁子器件, 实现信息的传递和处理. 近年来, 国内外众多学者对磁子学进行了大量的研究, 并取得了一系列重要的进展. 例如, 北京航空航天大学于海明课题组<sup>[11]</sup>利用铁磁纳米线阵列结构实现了超短波长 (50 nm) 自旋波的激发. 此外, 利用磁涡旋 (magnetic vortex)<sup>[12]</sup>、磁畴壁 (domain wall)<sup>[13]</sup>、磁性斯格明子 (skyrmion)<sup>[14]</sup> 等拓扑磁结构也可以激发出波长小于 100 nm 的自旋波. 除了激发自旋波, 拓扑磁结构也可以调控自旋波, 如磁畴壁可以作为自旋波的移相器 (phase shifter)<sup>[15]</sup>、波导 (waveguide)<sup>[16–18]</sup>、偏振片和波片 (polarizer and retarder)<sup>[19]</sup>; 基于自旋波在磁畴壁处的传播特性, 还可以设计出自旋波二极管<sup>[20]</sup>、自旋波光纤 (spin wave fiber)<sup>[21–23]</sup> 以及自旋波逻辑门 (spin wave logic gate)<sup>[24]</sup> 等磁子型器件. 利用周期性分布的斯格明子阵列可以形成磁子晶体 (magnonic crystal), 实现对磁子能带的动态调控<sup>[25,26]</sup>. 当磁子经过斯格明子时, 会感受到由贝里曲率 (Berry curvature) 产生的虚拟磁场, 产生拓扑磁子霍尔效应 (topological magnon Hall effect)<sup>[27–30]</sup>. 最近研究还发现非共线的拓扑磁结构可以诱导和增强磁子之间的非线性耦合, 实现对束缚态自旋波的非局域探测和新奇磁子非线性效应的探索<sup>[31–36]</sup>. 反过来, 自旋波也可以用来产生、驱动和翻转拓扑磁结构, 如利用自旋波聚焦产生斯格明子<sup>[37,38]</sup>, 利用磁子的自旋转移力矩来驱动磁畴壁的运动和翻转磁矩方向<sup>[39–41]</sup>, 利用磁子的轨道转移力矩来驱动斯格明子的运动<sup>[42]</sup>,

利用角向自旋波和径向自旋波来翻转磁涡旋和斯格明子的极性等<sup>[43–45]</sup>. 目前, 基于拓扑磁结构的磁子学<sup>[9,46]</sup>已成为该领域的研究热点.

在自旋波探测方面, 布里渊光散射技术 (Brillouin light scattering spectroscopy) 是目前应用最广泛的探测手段之一, 其原理是基于磁子与光子之间的非弹性散射, 该技术可以做到时间分辨、空间分辨、相位分辨以及波矢分辨<sup>[47–50]</sup>. 此外, 还可以利用行波自旋波频谱 (propagating spin wave spectroscopy)<sup>[51]</sup>、磁光克尔效应 (magneto-optical Kerr effect)<sup>[52]</sup>、扫描透射 X 射线显微镜 (scanning transmission X-ray microscopy)<sup>[53]</sup>、逆自旋霍尔效应 (inverse spin Hall effect)<sup>[54]</sup> 等技术进行自旋波探测. 近年来发展起来的氮-空位 (NV) 色心磁测量技术 (nitrogen-vacancy center magnetometry) 具有纳米量级的空间分辨率和微特斯拉量级的磁灵敏度, 也开始应用到自旋波探测领域<sup>[55]</sup>, 如对自旋波倍频效应<sup>[56,57]</sup>、四波混频<sup>[58]</sup>、三磁子散射<sup>[59]</sup> 等非线性信号的探测.

在铁磁体中, 只存在一种磁子自旋类型, 即右手极化的自旋波模式. 而在反铁磁体中, 左手和右手极化的两种磁子自旋类型可以同时存在. 基于反铁磁自旋波的极化属性, 人们发现了一系列与磁子自旋相关的物理现象, 如反铁磁自旋波场效应管<sup>[60]</sup>、磁子能斯特效应<sup>[61,62]</sup>、磁子 Zitterbewegung 效应<sup>[63]</sup> 和磁子 Hanle 效应<sup>[64]</sup> 等. 此外, 反铁磁体还具有无杂散场和超高工作频率 (THz) 等优点, 被认为是比铁磁体更好的磁子学研究平台<sup>[65]</sup>. 2018 年, Lebrun 等<sup>[66]</sup>在反铁磁绝缘体中观测到了磁子自旋流的长距离传输 (可达几十个微米). 双层铁磁薄膜通过反铁磁交换耦合在一起形成的人工反铁磁体系是研究磁子-磁子耦合的良好平台, Shiota 等<sup>[67]</sup>通过动态磁偶极相互作用打破了人工反铁磁结构中两层磁性薄膜之间的交换对称性, 在实验上观测到了磁子-磁子耦合效应. 除了磁子-磁子耦合, 磁子还可以与其他体系中的准粒子 (光子、声子等) 发生耦合作用, 进行信息的交换和协同处理. 例如, Huebl 等<sup>[68]</sup>在实验上发现当磁子模式与光子模式频率匹配时, 能带会出现反交叉现象, 表明磁子模式与微波光子模式产生了耦合作用. Holanda 等<sup>[69]</sup>利用波矢分辨的布里渊光散射观测到磁子自旋转移至声子的直接证据, 并证实了声子的自旋属性.

磁子自旋流与电子自旋流的相互转化是实现新型磁子器件与传统电子器件之间集成的关键. 铁磁层/金属层异质结是研究磁子与电子自旋转移效应经常采用的结构. 如美国亚利桑那大学张曙丰研究组 [70] 于 2012 年从理论上预测了在重金属/铁磁绝缘体/重金属三明治结构中, 存在着磁子辅助电流拖拽现象. 2016 年, 中国科学院物理研究所韩秀峰研究组 [71] 制备出具有层状垂直式结构的 Pt/YIG/Pt 磁子异质结, 实验观测到了磁子辅助电流拖拽效应.

随后, 韩秀峰研究组进一步构建和研制了磁子阀 [72] 和磁子结 [73] 两种原型器件, 实现了对纯磁子自旋流的调控, 为构建纯磁子电路奠定了器件基础.

以上内容主要介绍了人们在自旋波的激发、传输、调控和探测技术等方面所取得的进展, 以及一系列新奇磁子量子效应的发现和新型磁子器件的设计与研制, 这些研究极大推动了磁子学领域的发展, 并衍生出众多分支, 具体内容如图 1 所示. 本文主要总结和概括本团队与合作者近年来在手性

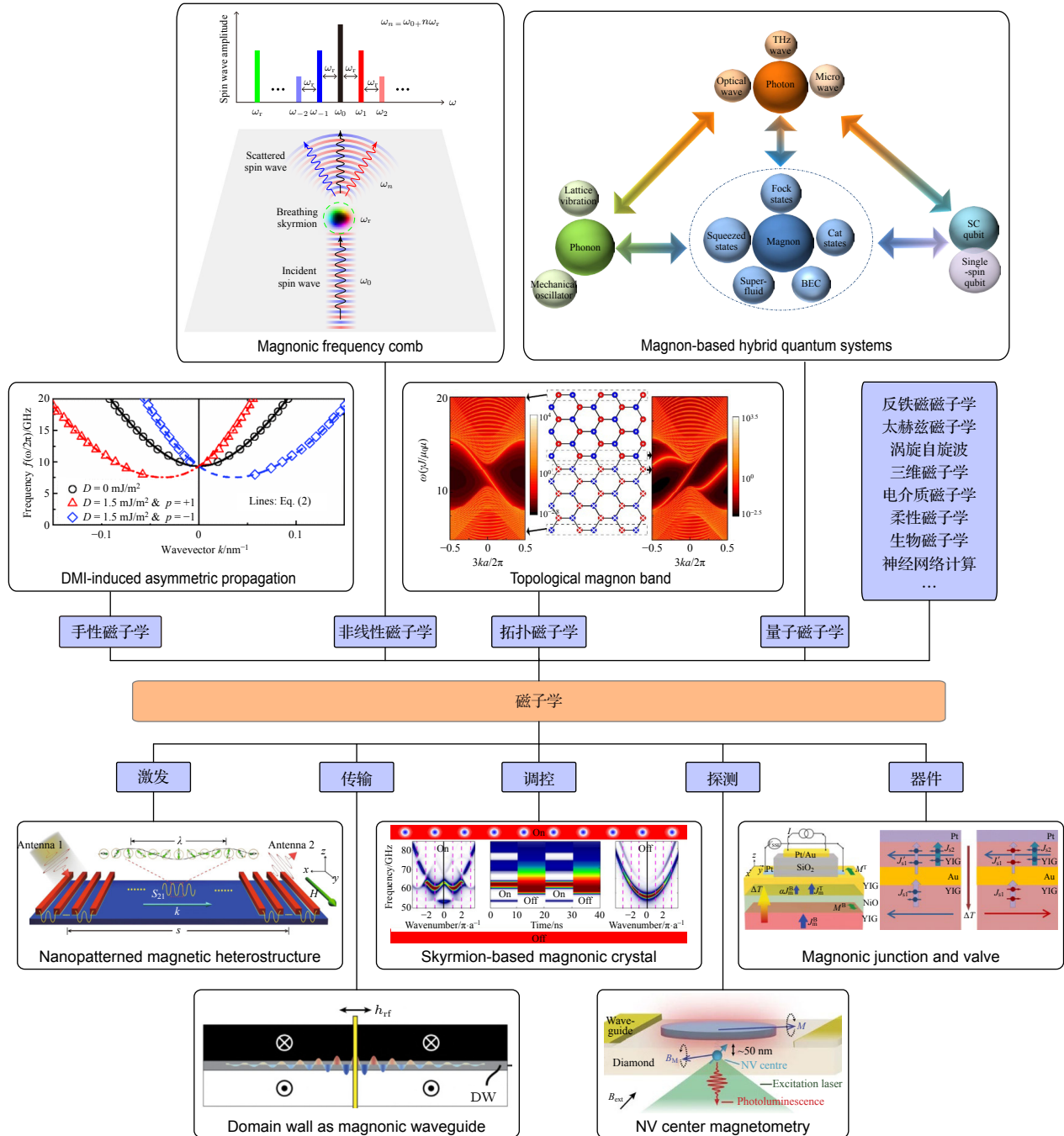


图 1 磁子学领域的研究框架及其分支 [11,16,25,35,55,72,73,88,198,229]

Fig. 1. Framework and its branches in the field of magnonics [11,16,25,35,55,72,73,88,198,229].

磁子学、非线性磁子学、拓扑磁子学和量子磁子学等方面的理论研究成果, 希望能够起到抛砖引玉的作用, 为国内读者进一步了解和研究磁子学提供一定的线索和帮助.

## 2 手性磁子学

手性 (chirality) 是指一个物体与其镜像不同, 无法通过转动和平移操作使它们重合. 手性现象在自然界广泛存在, 如左手与右手、海螺壳以及手性分子等. 在自旋电子学领域, 手性现象也是普遍存在的. 最近, 华中科技大学的于涛教授及其合作者<sup>[74]</sup>详细讨论了该领域中的手性, 并将其视为广义的自旋-轨道相互作用 (generalized spin-orbit interaction). 在磁性体系中, 存在着丰富的手性磁结构, 如磁涡旋<sup>[75]</sup>、手性磁畴壁<sup>[76]</sup>、磁螺旋态和锥形态 (magnetic helical and conical states)<sup>[77]</sup>、磁性斯格明子<sup>[78]</sup>等. 除了静态磁结构, 动态的磁矩进动也具有手性, 如在铁磁体中, 磁矩总是绕着有效场以右手系方向旋进, 所以只存在右手极化的磁子模式; 在反铁磁体中, 两个子晶格中的磁矩方向相反, 若一个子晶格中的磁矩绕着有效场右手进动, 则另一个子晶格的磁矩会绕着有效场左手进动, 因此可以同时存在左手和右手两种极化的磁子模式. 除了磁矩本身进动的手性特征外, 磁偶极相互作用和反对称交换相互作用 (Dzyaloshinskii-Moriya interaction, DMI) 等能够导致磁子能带的不对称性, 造成自旋波的手性传播 (非互易性).

### 2.1 磁子的非互易传播

#### 2.1.1 静磁自旋波的非互易传播

当薄膜厚度较厚 ( $kd \gg 1$ ,  $k$  为自旋波波矢,  $d$  为薄膜厚度) 时, 长波长自旋波的传播主要是由磁偶极相互作用来决定, 该类型的自旋波称为静磁自旋波 (magnetostatic spin waves). 根据磁矩指向和静磁自旋波的传播方向, 静磁自旋波可以分为前向体自旋波 (forward volume spin waves)、后向体自旋波 (backward volume spin waves) 和静磁表面自旋波 (magnetostatic surface spin waves, 也称为 Damon-Eshbach 模)<sup>[79]</sup>. 静磁表面自旋波指当磁矩躺在薄膜面内且与波矢方向垂直时的自旋波模式, 其能量主要集中在薄膜表面, 振幅随着距离表面深度的增加而减小. 静磁表面自旋波的传

播具有手性, 当其波矢沿相反方向传播时, 能量分别集中在上下表面, 导致其传播的非互易性<sup>[8]</sup>, 如图 2(a) 所示. Mohseni 等<sup>[80]</sup>的研究结果表明, 静磁表面自旋波的非互易传播不受表面粗糙度的影响, 并将其传播对缺陷的鲁棒性解释为动态退磁场引起的对称性破缺所导致的结果, 如图 2(b) 所示.

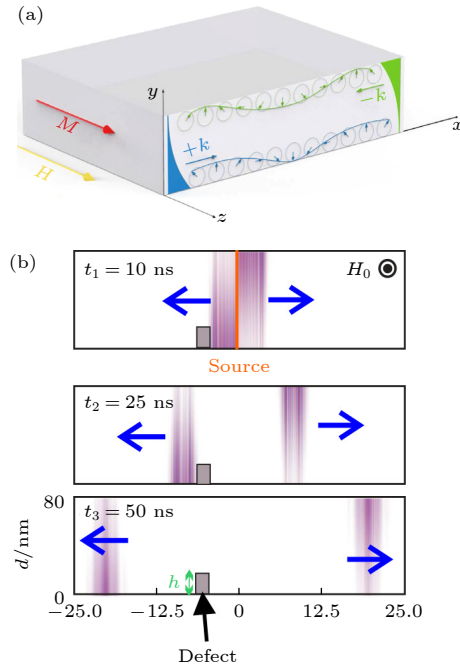


图 2 (a) 静磁表面自旋波的非互易传播示意图<sup>[8]</sup>; (b) 静磁表面自旋波非互易传播对缺陷的鲁棒性<sup>[80]</sup>

Fig. 2. (a) Schematic illustration<sup>[8]</sup>; (b) robustness character of nonreciprocal propagation of magnetostatic surface spin waves<sup>[80]</sup>.

当薄膜厚度减小至与自旋波波长相当 ( $kd \approx 1$ ) 时, 交换相互作用和磁偶极相互作用共同决定磁矩的进动, 它们引起交换自旋波与静磁波之间彼此影响, 组合成新的自旋波模式, 称为静磁-交换自旋波. 交换相互作用是各向同性的短距离作用, 而磁偶极相互作用是各向异性的长距离作用. 静磁-交换自旋波的非互易性是由磁偶极相互作用决定的, 随着薄膜厚度和自旋波波长的减小, 磁偶极相互作用的贡献逐渐降低, 导致非互易性的减弱甚至消失, 如图 3(a) 所示. 我们最近的研究发现<sup>[81]</sup>, 当微波和磁矩进动的椭圆率失配时, 左手微波场也可以激发出非互易传播的自旋波, 如图 3(b) 所示, 而且通过调节自旋波频率可以改变自旋波非互易性的方向, 如图 3(c) 所示, 该工作揭示了微波场极性对自旋波激发与传播的影响. 值得一提的是, 铁磁体

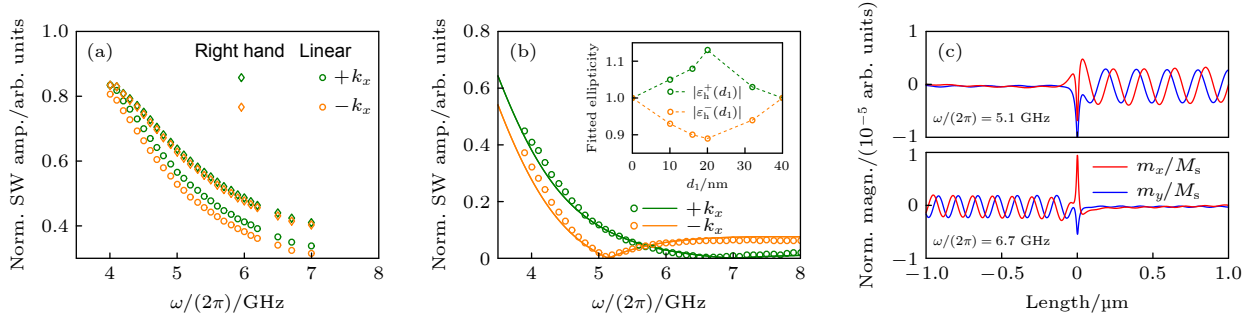


图 3 (a) 右手和线性极化微波场驱动下的自旋波振幅; (b) 左手微波场驱动下自旋波的振幅; (c) 微波场频率为 5.1 和 6.7 GHz 时, 自旋波的非互易传播<sup>[81]</sup>

Fig. 3. (a) Spin-wave amplitudes under the right-handed and linearly polarized microwave fields; (b) amplitudes of spin waves driven by left-handed polarized microwave field; (c) nonreciprocal propagation of spin waves at two field frequencies 5.1 and 6.7 GHz<sup>[81]</sup>.

中的自旋波是右手极化的, 基于角动量守恒的限制, 传统观点认为左手极化的微波场无法激发出铁磁体中的自旋波, 其中的物理机制依赖于完美圆极化“光子-磁子”转换的选择定则. 而我们的研究将这一定则从圆极化拓展到了任意极化的情况, 给出了更普遍的结论.

### 2.1.2 DMI 导致的磁子非互易传播

在空间反演对称性破缺的磁性体系中存在 DMI<sup>[82,83]</sup>, 其相互作用形式为

$$E_{\text{DMI}} = -\mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j), \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{S}_i$  和  $\mathbf{S}_j$  是相邻格点上的自旋,  $\mathbf{D}_{ij}$  是二者之间反对称相互作用矢量. DMI 主要有两种类型: 第一种是由于材料晶格的空间反演对称性破缺所导致的, 称为体 DMI, 能量密度可表示为  $\varepsilon_{\text{bulk}} = D\mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m})$ , 这里  $\mathbf{m}$  为单位磁矩. 体 DMI 一般存在于具有非中心对称结构的块体材料中, 例如 MnSi<sup>[84]</sup>, FeGe<sup>[85]</sup> 等. 第二种起源于界面反演对称性破缺, 称为界面 DMI, 能量密度形式为  $\varepsilon_{\text{IDM}} =$

$D(\mathbf{m}_z \nabla \cdot \mathbf{m} - \mathbf{m} \cdot \nabla m_z)$ . 界面 DMI 一般存在于重金属/磁性薄膜的异质结构及其多层膜结构中, 例如 Fe/Ir(111)<sup>[86]</sup>, Pt/Co/MgO<sup>[87]</sup> 等. 由 (1) 式可知, 在存在 DMI 的情况下, 相邻磁矩倾向于垂直排列, 且由于叉乘算符的存在, 相邻磁矩只有按照某种特定的旋转方向排列时, 体系的能量才最低. 该奇特的相互作用使得磁性材料中的磁结构具有手性. 在 DMI 弱于海森伯交换相互作用的情况下, 磁矩仍趋向平行排列, 无法形成手性磁结构, 但 DMI 仍会影响磁动力学行为, 例如 DMI 导致的自旋波非互易传播<sup>[88,89]</sup>、纳米带中自旋波的波前倾斜<sup>[90,91]</sup>、自旋波能流的各向异性和焦散模式<sup>[92]</sup>、自旋波在手性界面处的负折射现象和古斯-汉欣效应<sup>[93-95]</sup>、手性磁子晶体中的平带结构<sup>[96]</sup> 等奇特现象.

下面以界面 DMI 为例, 讨论 DMI 对自旋波色散关系的影响. 考虑一个具有垂直各向异性的磁性薄膜, 自旋波的色散关系可以通过线性化 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程得到:

$$\omega = \sqrt{(A^*k^2 + \omega_K \cos^2 \theta + \omega_H \sin \theta) \left( [A^*k^2 + \omega_K \cos 2\theta + \omega_H \sin \theta] + D^* \sin \theta \cos \phi_k \right)}, \quad (2)$$

其中,  $A^* = 2\gamma A/M_s$ ,  $\gamma$  为旋磁比,  $A$  为交换常数,  $M_s$  为饱和磁化强度,  $\omega_K = 2\gamma(K - 0.5\mu_0 M_s^2)/M_s$ ,  $K$  为磁晶各向异性常数,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $H_0$  是沿  $+\hat{y}$  方向施加的外场强度,  $D^* = 2\gamma D/M_s$ ,  $D$  为 DMI 常数,  $\theta$  是磁矩与  $+\hat{z}$  之间的夹角,  $\phi_k$  是自旋波矢与  $+\hat{x}$  之间的夹角, 如图 4(a) 所示. 与磁偶极相互作用类似, DMI 对自旋波传播的影响依赖于磁矩指向 ( $\theta$ ) 和自旋波的传播方向 ( $\phi_k$ ).

当磁矩躺在面内 ( $\theta = \pi/2$ ) 且自旋波沿着垂直磁矩方向 ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{m}$ , 即  $\phi_k = 0$ ) 传播时, 具有相同波长的自旋波反向传播时存在一个频率差  $\Delta\omega/(2\pi) = 2\gamma Dk/(\pi M_s)$ <sup>[97]</sup>, 如图 4(b) 所示, 该效应在实验上被广泛应用于探测 DMI 强度<sup>[98]</sup>. 另外, DMI 的存在会导致自旋波的等频曲线发生偏移<sup>[93]</sup>, 如图 4(d) 所示. 当自旋波沿着垂直磁矩方向传播时, 自旋波具有不同波长<sup>[88]</sup>, 如图 4(c) 所示. 当自旋波波矢平

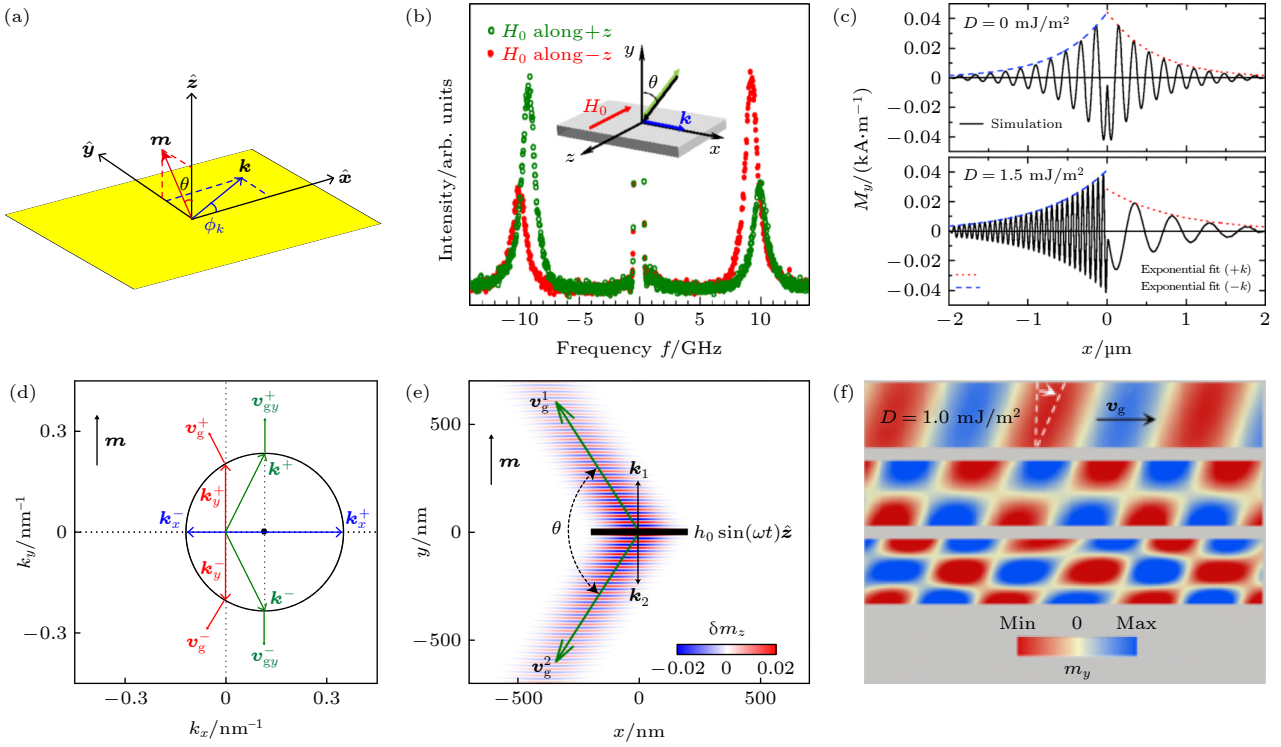


图 4 (a) 二维磁性薄膜示意图,  $\mathbf{m}$  为磁矩单位矢量, 与  $+\hat{z}$  轴之间的夹角为  $\theta$ ,  $\mathbf{k}$  为自旋波波矢, 与  $+\hat{x}$  轴之间的夹角为  $\phi_k$ ; (b) 波长相同的自旋波沿垂直于磁矩方向传播时存在的频率差<sup>[97]</sup>; (c) 同频自旋波沿垂直于磁矩方向反向传播时的波长<sup>[88]</sup>; (d) 自旋波在波矢空间的等频曲线<sup>[93]</sup>; (e) 波矢平行于磁矩时, 自旋波的非共线传播<sup>[93]</sup>; (f) 在纳米带中传播的自旋波波前倾斜 (群速平行于磁矩方向)<sup>[90]</sup>

Fig. 4. (a) Schematic illustration of an ultrathin film,  $\mathbf{m}$  is the unit magnetization vector having an angle  $\theta$  with the  $+\hat{z}$  axis,  $\mathbf{k}$  is the wavevector of spin wave making an angle  $\phi_k$  with the  $+\hat{x}$  axis; (b) frequency difference of spin waves with opposite wave vectors perpendicular to the magnetization<sup>[97]</sup>; (c) wavelength of spin waves with the same frequency and opposite  $\mathbf{k}$  perpendicular to the magnetization<sup>[88]</sup>; (d) isofrequency curve of spin waves in the wave vector space<sup>[93]</sup>; (e) non-collinear propagation of spin waves with opposite wave vectors parallel with the magnetization<sup>[93]</sup>; (f) spin-wave canting for spin waves propagation in the nanostripe (the group velocity is parallel with the magnetization)<sup>[90]</sup>.

行于磁矩方向 ( $\mathbf{k} // \mathbf{m}$ , 即  $\phi_k = \pi/2$ ) 时, 自旋波具有相同的频率和波长, 但 DMI 会导致自旋波的波矢和群速 ( $\mathbf{v}_g$ ) 的非共线 (图 4(d) 中红色箭头所示), 导致自旋波传播方向的偏转<sup>[93]</sup>, 如图 4(e) 所示. 若固定自旋波传播方向即群速方向沿着磁矩方向 (如在磁性纳米带中传播的自旋波), 则会导致自旋波波矢偏转, 造成其波前发生倾斜<sup>[90]</sup>, 如图 4(f) 所示. 上述结果是磁矩落在薄膜面内时的情况, 如果磁矩垂直于薄膜表面 ( $\theta = 0$ ), DMI 对自旋波的传播没有影响<sup>[89]</sup>.

## 2.2 磁子在异手性界面处的传播

自旋波作为一种信息载体, 需要具有将信息从一种介质传输到另一种介质的能力, 因此研究自旋波在磁性界面处的传播特性具有重要意义. 目前, 人们研究了自旋波在不同磁性材料、不同厚度、不同磁畴形成的磁畴壁等界面处的传播, 观测到了

自旋波全反射、全透射、双反射、负折射等奇异现象<sup>[21,39,99–101]</sup>.

已有研究表明, DMI 界面 (或称异手性界面, 即界面两边具有不同的 DMI 强度) 可以控制磁畴壁和斯格明子的运动<sup>[102–104]</sup>. Lee 等<sup>[105]</sup> 和 Gallardo 等<sup>[96]</sup> 利用周期性的 DMI 边界分别实现了自旋波的放大和磁子能带的调控. 类似于光波在界面处的传播, 自旋波在 DMI 界面处的传播遵循磁子的斯奈尔定律 (magnonic Snell's law)<sup>[21,93,95,100,106]</sup>, 可以根据自旋波沿界面方向上的动量守恒求得:

$$k_r^0 \sin \theta_i = k_r^D \sin \theta_t + \Delta, \quad (3)$$

其中,  $\theta_i$  和  $\theta_t$  分别是入射角和折射角,  $k_r^0$  和  $k_r^D$  分别是界面两侧区域的等频圆半径, 可以通过色散关系求得,  $\Delta = D/(2A)$  是等频圆在波矢空间的偏移量, 如图 5(a) 所示. 自旋波在 DMI 界面处的传播可分为三种情况: 正常折射、全反射和负折射. 根据

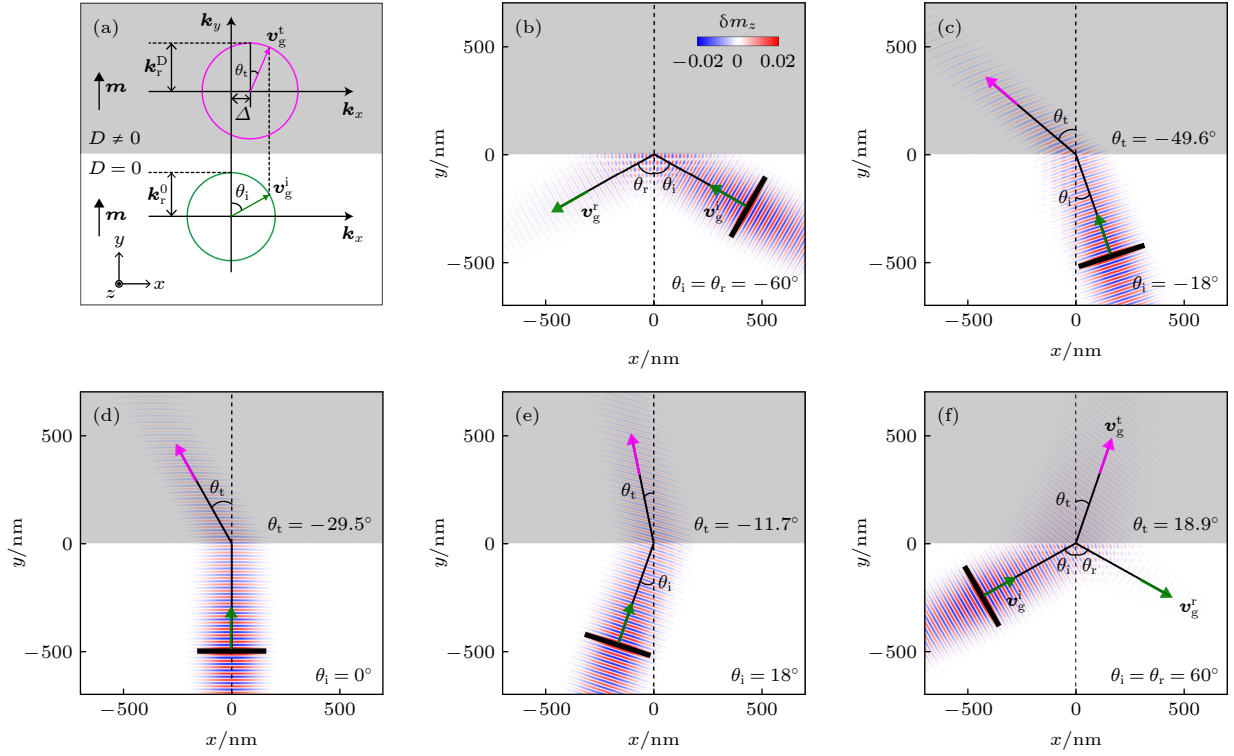


图 5 (a) 自旋波在 DMI 界面传播所遵循的斯奈尔定律示意图. 不同角度入射的自旋波在 DMI 界面处的传播 (b)  $\theta_i = -60^\circ$ ; (c)  $\theta_i = -18^\circ$ ; (d)  $\theta_i = 0^\circ$ ; (e)  $\theta_i = 18^\circ$ ; (f)  $\theta_i = 60^\circ$  [93]

Fig. 5. (a) Schematic of the generalized Snell's law for the spin-wave scattering at a heterochiral interface. Spin-wave propagation through the DMI interface under different incident angles: (b)  $\theta_i = -60^\circ$ ; (c)  $\theta_i = -18^\circ$ ; (d)  $\theta_i = 0^\circ$ ; (e)  $\theta_i = 18^\circ$ ; (f)  $\theta_i = 60^\circ$  [93].

(3) 式可分别求出自旋波发生全反射和负折射现象的临界角:

$$\theta_c^T = \arcsin\left(\frac{\Delta - k_r^D}{k_r^0}\right), \theta_c^N = \arcsin\left(\frac{\Delta}{k_r^0}\right). \quad (4)$$

当入射角  $-90^\circ < \theta_i < \theta_c^T$ , 折射角  $\theta_t$  没有实数解, 自旋波发生全反射, 如图 5(b) 所示. 当  $\theta_c^T < \theta_i < 0$ , 折射角与入射角符号相同, 自旋波发生正常折射, 如图 5(c) 所示. 自旋波垂直入射时 ( $\theta_i = 0$ ), 不同于光波在界面的传播, 自旋波的折射角不为零, 如图 5(d) 所示. 当  $0 < \theta_i < \theta_c^N$  时, 折射角与入射角反号, 自旋波发生了负折射, 如图 5(e) 所示. 当  $\theta_c^N < \theta_i < 90^\circ$  时, 折射角与入射角同号, 自旋波恢复到正常折射, 如图 5(f) 所示. 利用自旋波的全反射现象, 可以设计出自旋波光纤. 而负折射现象可以用来研制超级透镜和隐形斗篷, 在超灵敏探测仪器以及军事隐身技术方面有着巨大的应用潜力.

### 2.3 磁子的古斯-汉欣效应

磁子与光子、声子都是玻色子, 许多在光学和声学中的现象可以“移植”到磁子学中. 古斯-汉欣效应 (Goos-Hänchen effect, GH effect) [107] 是一种

基本的光学现象, 描述的是一束光在介质界面处发生全反射时, 反射光相对于入射光在相位上发生突变, 导致反射光沿界面方向产生一个横向位移. 该效应是一种普遍的波动现象, 在声子 [108]、电子 [109]、中子 [110] 体系中已观测到类似的现象. 目前关于磁子的 GH 效应的研究主要集中在自旋波在磁性薄膜边界处的反射 [111-114], 结果表明 GH 位移对磁性界面性质有着密切的依赖关系. 因此, 实验上测量 GH 位移可以作为研究磁性界面特性的一种有效手段. 2018 年, Stigloher 等 [115] 实验上观测到了静磁自旋波类似于 GH 效应的相移, 并从理论上计算出该相移导致的 GH 位移可达几百纳米, 为在实验上直接测量 GH 位移奠定了基础. 最近的理论研究预测自旋波在反铁磁耦合的磁性界面 [116,117] 或者磁畴壁 [118] 处传播时也都存在着 GH 位移.

在 2.2 节的研究基础上, 我们可以进一步定量探讨自旋波在异手性界面的 GH 效应 [94]. 首先, 线性化 LLG 方程, 将其转化为等效的薛定谔方程 [39]:

$$i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \left[ \frac{\hat{p}^2}{2m^*} + \gamma\hbar H_0 - D^*(y)\hat{p}_x \right] \Phi, \quad (5)$$

其中,  $\Phi = m_x + im_z$  是自旋波的波函数,  $\hat{p} = -i\hbar\nabla$  是动量算符,  $m^* = \hbar/(2A^*)$  是自旋波的有效质量. 结合自旋波波函数在 DMI 界面的连续性边界条件:

$$\begin{aligned} \Phi_1(y=0) &= \Phi_2(y=0), \\ \left. \frac{d\Phi_1}{dy} \right|_{y=0} - \left. \frac{d\Phi_2}{dy} \right|_{y=0} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

可以求得自旋波经过界面时的反射率和折射率:

$$\begin{aligned} R &= \frac{k_{iy} - k_{ty}}{k_{iy} + k_{ty}}, \\ T &= \frac{2k_{iy}}{k_{iy} + k_{ty}}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} k_{iy} &= -k_r^0 \cos \theta_i, \\ k_{ty} &= -\sqrt{(k_r^D)^2 - (k_r^0 \sin \theta_i - \Delta)^2}. \end{aligned}$$

当自旋波发生全反射时, 反射系数  $R$  为复数, 表明反射波发生了相位突变, 根据 Artmann 公式<sup>[119]</sup>, 计算出自旋波的 GH 位移:

$$\begin{aligned} \Delta_r &= -\frac{\partial \varphi_r}{\partial k_x} \operatorname{sgn}(\theta_i) \\ &= \frac{2(1 + \sin^2 \theta_i)}{\sin 2\theta_i \sqrt{(k_r^0 \sin \theta_i - \Delta)^2 - (k_r^D)^2}} \operatorname{sgn}(\theta_i), \end{aligned} \quad (8)$$

其中,  $\varphi_r = \arctan[\operatorname{Im}(R)/\operatorname{Re}(R)]$  为反射波和入射波之间的相位差. 微磁学模拟结果证实了磁子古斯-汉欣效应的存在, 如图 6(a) 所示. 图 6(b) 给出了 GH 位移随自旋波入射角度以及 DMI 强度的变化, 结果表明只有自旋波发生全反射时才会产生 GH 位移. 而且 GH 位移的大小对入射角度和 DMI 强度具有强烈的依赖性, 如图 6(c) 和图 6(d) 所示, 理论公式与模拟结果高度符合. 因此, GH 效应也可以用来探测磁异质薄膜中的 DMI 强度.

## 2.4 自旋波透镜

最近, 自旋波透镜引起了广泛的研究兴趣, 利用自旋波透镜可以实现自旋波的聚焦, 进而增强自旋波振幅, 有助于微弱自旋波信号的探测以及能量的收集. 目前构造自旋波透镜主要是通过设计磁性

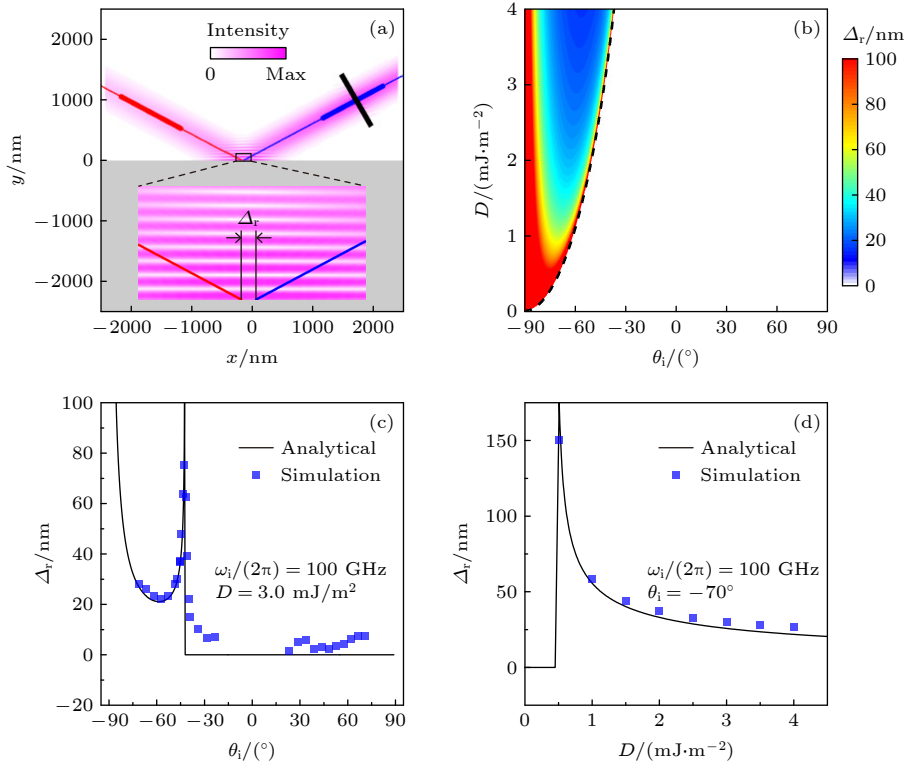


图 6 (a) 自旋波发生全反射时的强度分布,  $\Delta_r$  为 GH 位移; (b) GH 位移随入射角和 DMI 强度变化的相图; (c) 固定 DMI 强度  $D = 3.0 \text{ mJ/m}^2$ , GH 位移随入射角度的变化; (d) 固定入射角度为  $\theta_i = -70^\circ$  时, GH 位移随 DMI 强度的变化<sup>[94]</sup>

Fig. 6. (a) Intensity map of spin waves reflected from the DMI interface,  $\Delta_r$  is the GH shift; (b) phase diagram of the GH shift in dependence on the incident angle and DMI strength; (c) GH shift as a function of the incident angle for  $D = 3.0 \text{ mJ/m}^2$ ; (d) dependence of the GH shift on the DMI constant for  $\theta_i = -70^\circ$ <sup>[94]</sup>.



界面的形状<sup>[120,121]</sup>、调制折射率渐变<sup>[122–125]</sup>、超结构<sup>[126,127]</sup>等方式。

最近,我们利用半圆形 DMI 界面构造了一个自旋波透镜,实现了自旋波的离轴聚焦现象<sup>[128]</sup>。自旋波在弯曲界面上的传播同样遵循磁子的斯奈尔定律:

$$k_{r1} \sin \theta_i + \Delta \cos \theta_i = k_{r2} \sin \theta_t, \quad (9)$$

其中,  $k_{r1}$  和  $k_{r2}$  分别是界面两边自旋波等频圆半径,  $\Delta$  是 DMI 区域等频圆的偏移量,  $\theta_i$  和  $\theta_t$  分别是自旋波的入射角和折射角, 如图 7(a) 所示。与 (3) 式不同, 这里的入射角依赖于入射点的坐标 ( $\sin \theta_i = y_i/R$ ,  $y_i$  为入射点的纵坐标,  $R$  为圆形界面的半径)。假设自旋波聚焦在入射波束与折射波束平行的路径上 ( $\theta_i = \theta_t = \theta_0$ ), 根据 (9) 式可计算出入射角度为  $\theta_0 = \arctan[\Delta/(k_{r2} - k_{r1})]$ , 如图 7(b) 所示。利用傍轴近似 ( $\theta_i \rightarrow \theta_0$ ), 可以求得自旋波焦点的位置坐标:

$$x_f = \frac{k_{r2}}{k_{r2} - k_{r1}} R \cos^3 \theta_0 + R(1 - \cos \theta_0),$$

$$y_f = R \sin \theta_0. \quad (10)$$

结果表明半圆形 DMI 界面会导致自旋波焦点发生偏移, 与微磁模拟结果一致, 如图 7(c) 所示。图 7(d) 给出焦点坐标随自旋波频率的变化, 理论公式 (10)

与模拟结果有着较大的偏差。导致该偏差的主要原因是由半圆形界面构造的自旋波透镜不是完美透镜, 存在着球差 (不同位置入射的自旋波聚焦在不同位置), 严重影响了自旋波的聚焦效果。

为了构造完美透镜, 我们类比光学中光程的概念, 定义磁程 (magnonic path length, MPL) 为自旋波传播距离与折射率 ( $n_{sw}$ ) 的乘积, 其中折射率正比于自旋波波数 ( $k = |\mathbf{k}|$ )。基于等磁程原理 (identical MPL principle), 可以反推出完美透镜的界面形状<sup>[37]</sup>。假设一自旋波束水平入射至界面, 在界面另一侧聚焦于一点, 如图 8(a) 所示, 则等磁程原理可写为

$$x + n\sqrt{(x_f - x)^2 + y^2} = nx_f, \quad (11)$$

这里  $n$  为自旋波在界面左右两边传播的相对折射率,  $x_f$  为焦距。根据 (11) 式可以计算出完美透镜的界面方程为

$$(x - a)^2/a^2 + y^2/b^2 = 1, \quad (12)$$

其中,  $a = \frac{n}{n+1}x_f$ ,  $b = \frac{\sqrt{n^2-1}}{n+1}x_f$ 。可以发现, 完美透镜的界面形状为椭圆型 ( $n > 1$ ) 或者双曲线型 ( $n < 1$ )。图 8(b) 是基于 (12) 式设计的自旋波透镜的模拟结果, 可以看出自旋波聚焦效果得到了显著的增强。

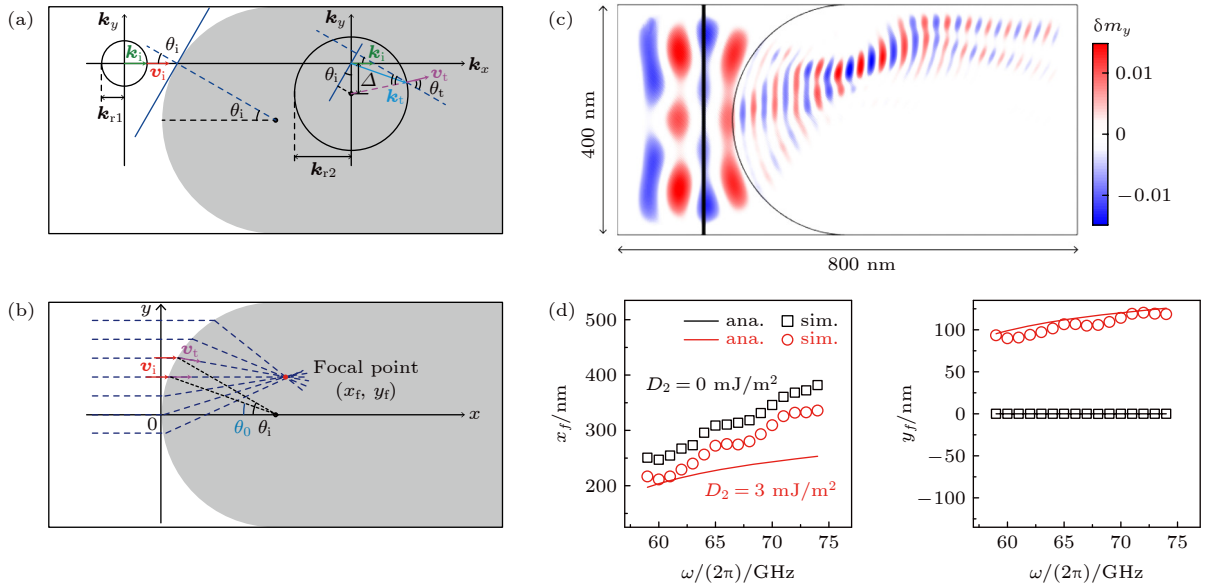


图 7 (a) 自旋波在半圆形界面散射所遵循的广义斯奈尔定律的示意图; (b) 自旋波焦点的理论计算模型图; (c) 自旋波离轴聚焦的微磁模拟结果; (d) 焦点坐标随自旋波频率的变化<sup>[128]</sup>

Fig. 7. (a) Schematic plot of the generalized Snell's law for the spin-wave scattering at a semicircle interface; (b) theoretical model of the focal-point coordinates calculation; (c) micromagnetic simulation results of the off-axis focusing of spin waves; (d) focal-point coordinates as a function of the spin-wave frequency<sup>[128]</sup>.

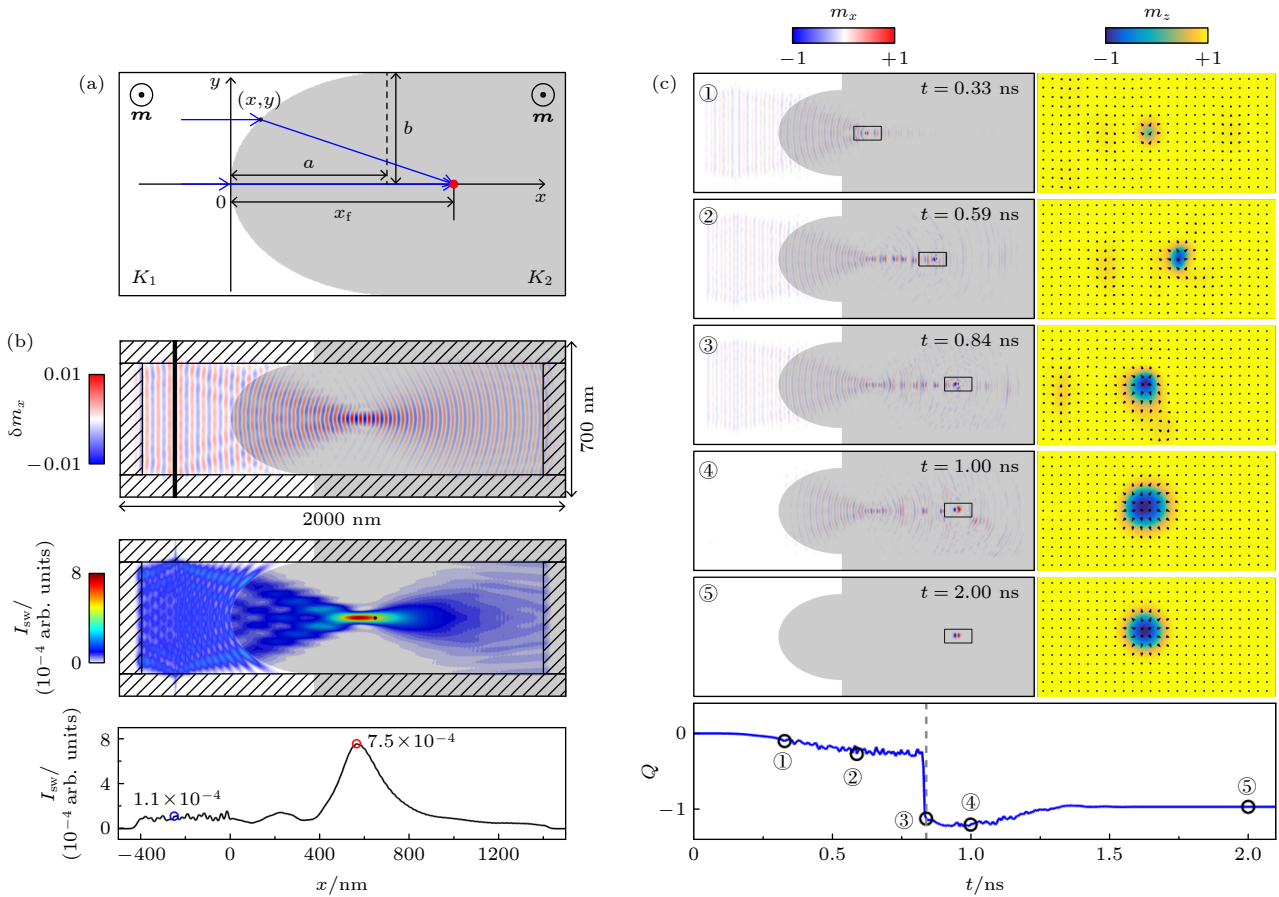


图 8 (a) 等磁程原理示意图; (b) 利用椭圆界面构造磁子透镜聚焦自旋波的微磁模拟结果; (c) 自旋波聚焦产生斯格明子的过程<sup>[37]</sup>  
 Fig. 8. (a) Schematic of the identical magnonic path length principle; (b) micromagnetic simulation of the spin-wave focusing by the magnonic lens constructed by an elliptical interface; (c) the process of the skyrmion generated by the spin-wave focusing<sup>[37]</sup>.

自旋波聚焦能够增强焦点附近的磁矩振动的幅度, 当自旋波的激发振幅增大到一定值时甚至可以实现焦点附近磁矩的局域翻转, 为斯格明子的生成提供了成核点. 图 8(c) 为利用自旋波聚焦产生斯格明子的演化过程. 结果发现自旋波聚焦后不是直接生成斯格明子 (拓扑荷为 1), 而是产生拓扑平庸 (拓扑荷为 0) 的磁滴 (magnetic droplet)<sup>[129]</sup>. 然后, 继续施加微波场激发自旋波来不断地扰动磁滴, 打破磁滴与斯格明子之间因拓扑保护产生的能量势垒, 再将磁滴进一步地转变为斯格明子. 通过自旋波聚焦产生斯格明子有望在单个自旋电子器件中同时结合自旋波和斯格明子各自的优势, 有助于实现磁性存储和磁逻辑元件一体化的设计与应用.

## 2.5 磁子的斯特恩-盖拉赫效应

斯特恩-盖拉赫效应 (Stern-Gerlach effect, SG effect)<sup>[130]</sup> 描述的是一束银原子通过空间不均匀磁场后分裂成两束银原子的奇特现象, 如图 9(a) 所

示. SG 实验首次验证了原子角动量的空间量子化, 揭示了电子的自旋属性, 被认为是打开量子世界大门的钥匙. 2022 年恰逢 SG 效应发现 100 周年, 很多期刊都刊登了一些纪念文章<sup>[131,132]</sup>. 该效应在其他体系中 (如光子<sup>[133]</sup>、手性分子<sup>[134]</sup> 等) 也得到了预测和证实. 与电子类似, 磁子也可以携带和传递自旋角动量. 在铁磁体中, 只存在一种磁子自旋类型, 即右手极化的自旋波模式. 而在反铁磁体中, 左手极化和右手极化的两种磁子自旋类型可以同时存在, 这两种极化的磁子自旋是简并的, 虽然施加强磁场 (几个特斯拉) 可以打破两种磁子自旋的能量简并<sup>[135]</sup>, 但无法实现两种磁子自旋极化态的空间分离.

最近研究表明 DMI 可以打破两种极化自旋波模式的简并<sup>[60,61]</sup>, 为实现磁子 SG 效应提供了可能. 我们研究了反铁磁自旋波在 DMI 界面处的传播, 发现 DMI 界面可等效为一个不均匀磁场, 将一束线性极化的自旋波束分裂为两束极化相反的自旋

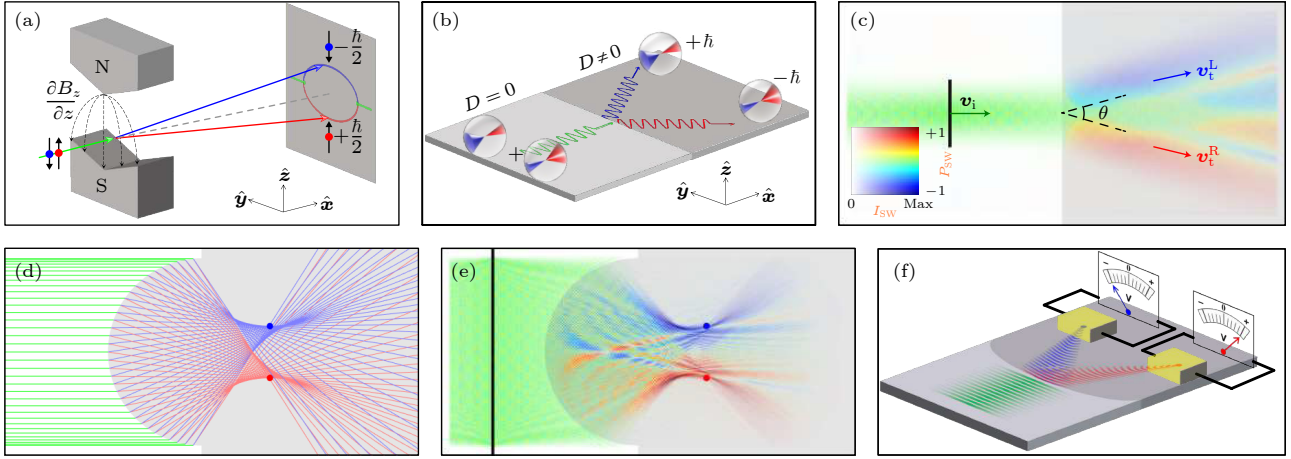


图9 (a) 电子斯特恩盖拉赫效应的示意图; (b) 磁子斯特恩盖拉赫效应的示意图; (c) 一束线性极化的自旋波经过 DMI 界面被分为两束极化相反(左手和右手)的自旋波; (d) 和 (e) 分别为线性极化自旋波经过半圆形异手性界面传播的理论和微磁模拟结果; (f) 实验上利用自旋波双聚焦产生自旋流和探测的示意图<sup>[136]</sup>

Fig. 9. (a) Schematic illustration of the electronic Stern-Gerlach effect; (b) schematic illustration of the magnonic Stern-Gerlach effect; (c) a linearly-polarized spin-wave beam propagates through a DMI interface and is divided into two spin-wave beams with opposite polarizations; (d) analytical and (e) micromagnetic simulation results of the bi-focusing of spin waves propagating through a semi-circle DMI interface; (f) schematic of the spin-current generation by the bi-focusing of spin waves and detection<sup>[136]</sup>.

波束<sup>[136]</sup>, 如图 9(b) 所示. 反铁磁体系中的磁动力学可以由奈尔矢量  $\mathbf{n}$  的方程进行描述:

$$\mathbf{n} \times \partial_t^2 \mathbf{n} = \gamma^2 \lambda \mathbf{n} \times [A \nabla^2 \mathbf{n} + K n_x \hat{\mathbf{x}} + D(\hat{\mathbf{y}} \times \partial_x \mathbf{n} - \hat{\mathbf{x}} \times \partial_y \mathbf{n})], \quad (13)$$

其中,  $\mathbf{n} = (\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2)/2$ ,  $\mathbf{m}_1$  和  $\mathbf{m}_2$  分别是两套子晶格的单位磁矩,  $\lambda$  和  $A$  分别为均匀和非均匀交换常数,  $K$  是单轴各向异性常数,  $D$  为 DMI 常数. 假设磁矩在平衡位置进行微小的扰动  $\mathbf{n} = (1, n_y, n_z)$ , 定义  $n_{\pm} = n_y \pm i n_z$  分别描述右手和左手极化模式, 线性化 (13) 式得到克莱因-戈登 (Klein-Gordon) 方程<sup>[60]</sup>:

$$\partial_t^2 \Psi = \gamma^2 \lambda \left[ \left( \frac{A}{2} \nabla^2 - K \right) \Psi - i D \sigma_z \partial_y \Psi \right], \quad (14)$$

其中,  $\Psi = (n_+, n_-)^T$  是狄拉克自旋算符,  $\sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$  是泡利矩阵. 假设自旋波函数具有平面波形式  $\Psi \sim \exp[i(\mathbf{k}^{\pm} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ , 可以求出反铁磁自旋波的色散关系为

$$\omega = \gamma \sqrt{\lambda \left[ \frac{A}{2} (\mathbf{k}^{\pm})^2 + K \mp D k_y^{\pm} \right]}, \quad (15)$$

这里上标“ $\pm$ ”分别对应右手和左手极化自旋波模式. 根据 (15) 式, 可以计算出两种极化自旋波的群速:

$$\mathbf{v}_g^{\pm} = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}^{\pm}} = \frac{\gamma^2 \lambda}{2\omega} (A \mathbf{k}^{\pm} \mp D \hat{\mathbf{y}}). \quad (16)$$

通过 (16) 式可知, DMI 会导致两种极化的自旋波

的群速具有不同方向, 进而实现磁子自旋的空间分离, 模拟结果与理论分析完全符合, 如图 9(c) 所示.

类似于铁磁体中自旋波的聚焦现象, 通过设计半圆形异手性界面也可以聚焦反铁磁自旋波, 基于广义斯奈尔定律和傍轴近似, 可计算出焦点坐标:

$$\begin{aligned} x_f^{\pm} &= R \frac{k_r^2}{k_r^2 - k_t^1} \cos \theta_0^{\pm} \cos^2(\beta + \theta_0^{\pm}) + R(1 - \cos \theta_0^{\pm}), \\ y_f^{\pm} &= R \frac{k_r^2}{k_r^2 - k_t^1} \tan \beta \cos \theta_0^{\pm} \cos^2(\beta + \theta_0^{\pm}) + R \sin \theta_0^{\pm}, \end{aligned} \quad (17)$$

其中,  $R$  为半圆形界面的半径,  $k_t^1$  和  $k_r^2$  分别是界面两边自旋波等频圆的半径,  $\theta_0$  是折射波束与入射波束平行时的入射角,  $\beta$  是入射波束与透镜对称轴 ( $x$  轴) 之间的夹角. 图 9(d) 给出了理论上线极化反铁磁自旋波经过半圆形 DMI 界面传播的路径和焦点位置, 与模拟结果高度符合 (见图 9(e)), 结果发现两种极化的自旋波的焦点分别沿  $y$  轴相反方向发生偏移, 我们将此现象称为磁子的双聚焦现象<sup>[136]</sup>. 该现象提供了一种在反铁磁体中无需施加外场便能够产生自旋流的方法. 在两个焦点位置分别放置两块重金属, 在焦点聚焦的自旋波可以将自旋流泵浦到重金属中, 如图 9(f) 所示. 通过逆自旋霍尔效应, 将自旋流转变为电压信号, 通过电压表进行探测<sup>[137,138]</sup>. 由于两个焦点的自旋波极化相反, 因此电压表探测到的也是相反的电电压信号, 即证明该方案可以同时产生两种极化相反的磁子自旋流.

### 3 非线性磁子学

当自旋波的激发振幅较大时, LLG 方程本身固有的非线性会导致大量非线性效应的产生, 这些非线性过程通常描述为磁子-磁子散射 (magnon-magnon scattering) 过程, 它增加了自旋波激发的衰减通道, 长期以来被大家认为是影响磁子器件应用的不利因素. 然而, 最近研究发现这些非线性效应可以实现自旋波的频率变换 (frequency conversion)<sup>[139]</sup>、玻色-爱因斯坦凝聚<sup>[4,140]</sup> 等奇特现象. 基于这些非线性效应, 人们也设计了一些非线性磁子器件, 如自旋波晶体管<sup>[141]</sup>、自旋波定向耦合器<sup>[142]</sup> 等. 三磁子和四磁子散射是自旋波相互作用中最常见也是最重要的两种非线性过程<sup>[143]</sup>. 三磁子散射包括三磁子融合和三磁子分裂两种类型, 一般情况下是由磁偶极相互作用诱导产生的<sup>[144]</sup>. 三磁子融合是指两个磁子融合为一个磁子, 其逆过程为三磁

子分裂, 对应一个磁子分裂为两个磁子 (见图 10(a) 和图 10(b)). 四磁子散射是指两个磁子转变为另外两个磁子, 主要由交换相互作用诱导产生, 如图 10(c) 所示. 需要指出的是, 磁子作为玻色子, 在磁子-磁子散射过程中粒子数可以不守恒, 但需要遵循能量和动量守恒.

#### 3.1 DMI 和磁畴壁诱导的三磁子过程

在均匀磁化的铁磁态中, 磁偶极相互作用诱导的三磁子耦合强度很弱. 因此, 寻找三磁子过程新的诱导机制以及增强三磁子耦合强度对设计和研制非线性磁子器件是十分必要的. 研究表明, DMI 也可以诱导三磁子过程的发生<sup>[93]</sup>. 从体系的哈密顿量出发, 使用 Holstein-Primakoff 变换, 将哈密顿量表示为磁子生成湮灭算符 ( $a, a^+$ ) 的形式, 其中三阶项对应的是三磁子过程. 利用该方法, DMI 能量的三阶项可表示为

$$\mathcal{H}_{\text{DMI}}^{(3)} = \frac{iDS^{-3/2}}{4\sqrt{2}} \int \mathbf{dr} \left\{ \cos \varphi \left[ 4(a - a^+) \frac{\partial}{\partial x} (a^+ a) - 4(a^+ a) \frac{\partial}{\partial x} (a - a^+) - \frac{\partial}{\partial x} (a^+ a a - a^+ a^+ a) \right] + \sin \varphi \left[ 4(a - a^+) \frac{\partial}{\partial y} (a^+ a) - 4(a^+ a) \frac{\partial}{\partial y} (a - a^+) - \frac{\partial}{\partial y} (a^+ a a - a^+ a^+ a) \right] \right\}, \quad (18)$$

这里  $S = \frac{M_s}{2\mu_B}$  是原子自旋,  $\mu_B$  是玻尔磁子,  $M_s$  是饱和磁化强度,  $D$  是 DMI 常数,  $\varphi$  是面内磁矩与  $x$  轴之间的夹角, 该三阶项表明 DMI 可以诱导出三磁子过程.

DMI 不仅能够使色散关系曲线发生偏移, 还可以降低磁子带隙的临界频率. 在微磁模拟中, 设置一个 DMI 纳米窄带可以将自旋波束缚在其内部, 然后再入射一个体态自旋波束, 可以研究束缚态自旋波与入射的体态自旋波之间的三磁子耦合, 如图 11(a) 所示. 根据三磁子过程满足的能量和动量守恒, 可以计算出三磁子融合和分裂模式的频率

与波矢, 实验上可以利用具有波矢分辨能力的布里渊光散射技术进行探测<sup>[47]</sup>. 反之, 可以通过探测三磁子非线性信号反推出束缚态自旋波的频率与波矢, 结合色散关系, 可以计算出纳米窄带的 DMI 强度, 提供了一种实验上非局域探测 DMI 强度的方法.

此外, 非均匀磁结构也可以诱导出三磁子过程和增强磁子之间的耦合作用<sup>[31,32,145]</sup>. 磁畴壁是一种常见的非均匀磁结构, 其内部存在束缚态自旋波模式, 可作为自旋波传播的波导<sup>[16,17]</sup>. 磁畴壁构型体系的哈密顿量也包含磁子算符的三阶项:

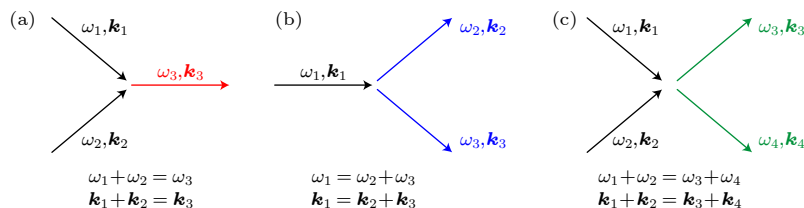


图 10 (a) 三磁子融合, (b) 三磁子分裂, 以及 (c) 四磁子散射过程示意图

Fig. 10. Schematic of (a) three-magnon confluence, (b) three-magnon splitting, and (c) four-magnon scattering process.

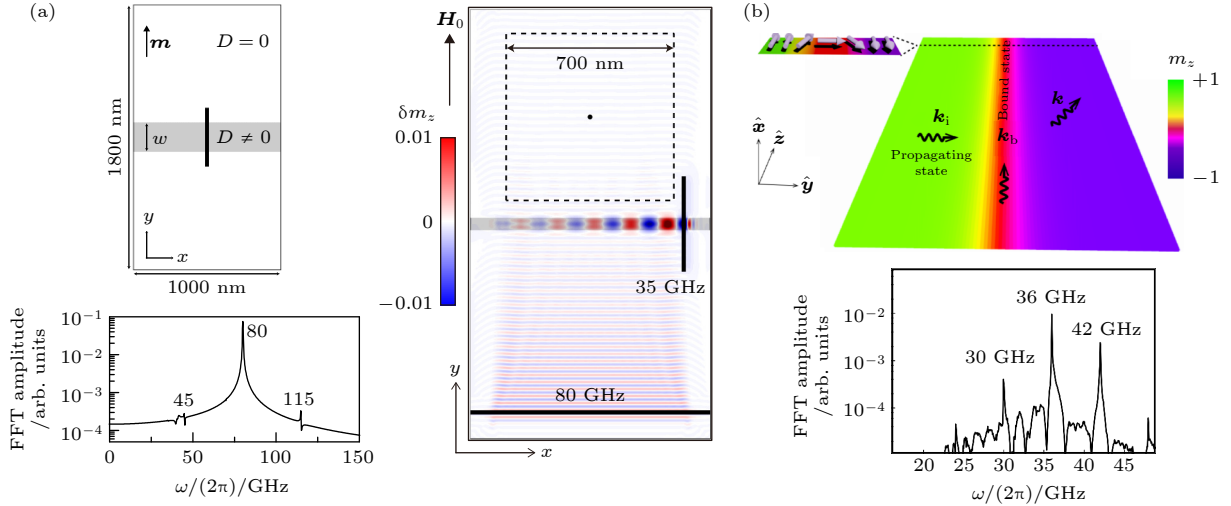

 图 11 (a) DMI 诱导的三磁子过程<sup>[93]</sup>; (b) 磁畴壁诱导的三磁子过程<sup>[32]</sup>

 Fig. 11. Schematic illustration of three-magnon processes induced by (a) the DMI<sup>[93]</sup> and (b) domain wall<sup>[32]</sup>.

$$\sqrt{S}H_{\text{int}}^{(3)} = i2\sqrt{2}S^{-3/2}K \times \int d\mathbf{r} \left\{ wa^+ a \frac{d}{dy} \left[ \frac{a^+ - a}{\cosh((y-Y)/w)} \right] \right\}, \quad (19)$$

其中,  $K$  是各向异性常数,  $Y$  是畴壁中心位置,  $w = \sqrt{A/K}$  为畴壁宽度. 该结果表示磁畴壁可以诱导出三磁子过程. 微磁模拟结果也验证了这一点, 如图 11(b) 所示. 根据能量和动量守恒, 利用三磁子过程可以动态监听磁畴壁里面的自旋波, 为探测基于磁畴壁为通道的自旋波的信息提供了一种新的思路.

### 3.2 磁子频率梳

频率梳是指一系列离散的、等频率间隔的像梳子形状的光谱. 光学频率梳就像一把“光尺”, 能够对频率实现极其精确的测量. 光频梳技术的发明被广泛认为是精密测量历史上具有革命性意义的进展, 因此获得了 2005 年的诺贝尔物理学奖<sup>[146,147]</sup>. 同时, 光频梳也促进了激光光谱学、阿秒激光物理等学科的发展, 在基本物理学常数的精确测量、全球定位系统 (GPS) 精度的提高、化学反应的追踪、疾病诊断等方面有着重要的应用<sup>[148–150]</sup>. 光学频率梳的成功激发了研究者们在其他体系中探索频率梳存在的可能性. 2014 年, 南京大学王牧和彭茹雯研究组<sup>[151]</sup> 从理论上预测了声子频率梳的存在. 随后, 剑桥大学 Seshia 教授研究组<sup>[152]</sup> 于 2017 年在实验上观测到声子频率梳效应. 磁子与光子、声子同属玻色子, 应具有相同或类似的性质. 非线性效

应对频率梳的产生至关重要, 在均匀磁化铁磁态中三磁子耦合强度很弱, 而强交换相互作用诱导的四磁子过程被证明在二维或者更高维度体系中无法产生频率梳<sup>[35]</sup>. 因此, 如何在磁学体系中产生频率梳是一个有趣且具有挑战性的问题.

#### 3.2.1 斯格明子诱导的磁子频率梳

目前, 斯格明子与自旋波之间相互作用的研究主要集中在自旋波驱动下斯格明子的运动<sup>[42]</sup>、斯格明子导致的自旋波斜散射<sup>[153]</sup>、以及利用斯格明子构造磁子晶体<sup>[25]</sup>等, 研究范围主要局限于线性响应领域. 根据 3.1 节的内容可知, 非均匀磁结构能够诱导以及增强三磁子耦合强度, Aristov 和 Matveeva<sup>[31]</sup> 也在理论上预言了斯格明子可以诱导三磁子过程的发生. 基于此, 我们系统地研究了自旋波与斯格明子之间的相互作用, 发现当入射自旋波的激发振幅达到一定阈值时, 可以激发出斯格明子的呼吸模式 ( $\omega_r$ ), 然后呼吸模与入射自旋波发生三磁子耦合产生和频模式 (sum-frequency mode,  $\omega_0 + \omega_r$ ) 与差频模式 (difference-frequency mode,  $\omega_0 - \omega_r$ ), 新产生的和频与差频模式继续与呼吸模耦合产生更高阶的自旋波模式, 这一链式反应最终导致了磁子频率梳的形成<sup>[35]</sup>, 如图 12(a) 所示.

对体系哈密顿量进行二次量子化处理, 保留至三阶项, 可进一步推导出参与三磁子过程的各个自旋波模式的动力学方程:

$$i \frac{da_{\mathbf{k}}}{dt} = (\Delta_{\mathbf{k}} - i\alpha_{\mathbf{k}}\omega_{\mathbf{k}})a_{\mathbf{k}} + g_q a_r a_q + g_p a_r^\dagger a_p + h, \quad (20a)$$

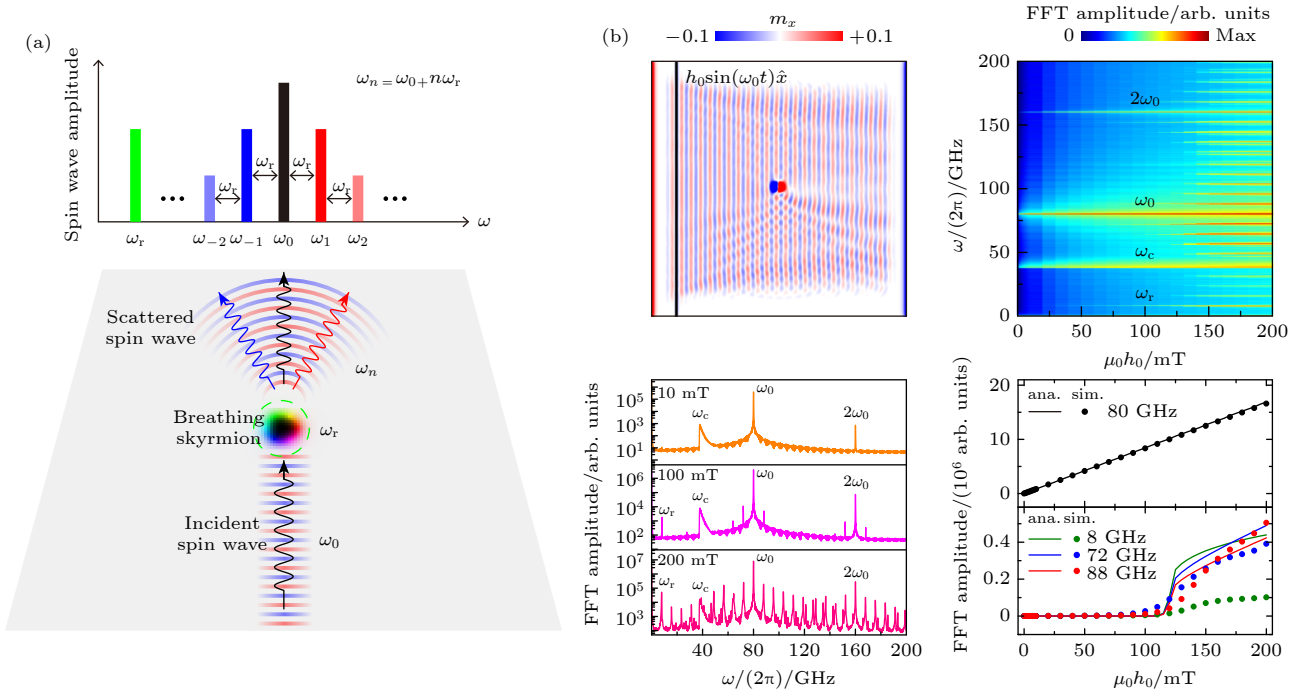

 图 12 (a) 磁子-斯格明子非线性散射产生自旋波频率梳的示意图; (b) 微磁学模拟验证结果<sup>[35]</sup>

 Fig. 12. (a) Schematic of nonlinear magnon-skyrmion scattering induced spin-wave frequency comb; (b) micromagnetic simulation results<sup>[35]</sup>.

$$i \frac{da_r}{dt} = (\omega_r - i\alpha_r \omega_r) a_r + g_q a_k a_q^\dagger + g_p a_k^\dagger a_p, \quad (20b)$$

$$i \frac{da_p}{dt} = (\Delta_p - i\alpha_p \omega_p) a_p + g_p a_k a_r, \quad (20c)$$

$$i \frac{da_q}{dt} = (\Delta_q - i\alpha_q \omega_q) a_q + g_q a_k a_r^\dagger, \quad (20d)$$

其中,  $\Delta_\nu = \omega_\nu - \omega_0$  ( $\nu = k, p, q$ ) 表示自旋波模式激发的失谐程度,  $\alpha_\nu$  ( $\nu = k, r, p, q$ ) 是各个自旋波模式的阻尼系数. 通过数值求解 (20) 式可以得到各个自旋波模式的占据数. 理论分析与模拟结果相符合, 如图 12(b) 所示. 斯格明子的呼吸模式频率与其半径平方成反比, 因此可以施加磁场或电场等方式改变斯格明子半径进而实现调控频率梳的频率间隔. 最近, 浙江大学王杰教授课题组<sup>[154]</sup> 利用应力改变斯格明子的半径, 实现了对磁子频率梳间隔的调控. 斯格明子诱导磁子频率梳现象同样适用于其他拓扑磁结构, 如中南大学郭光华课题组<sup>[155]</sup> 报道了自旋波与振荡的磁畴壁相互作用产生的自旋波频率梳. 此外, 其他产生磁子频率梳的方法最近也被相继报道. 如华中科技大学熊豪教授<sup>[156]</sup> 提出了利用共振增强的磁致伸缩效应的方案来产生磁子频率梳. 德国亥姆霍兹德累斯顿罗森多夫研究中心的 Schultheiss 研究组<sup>[157]</sup> 实验上在一维磁性纳

米带中探测到通过四磁子过程诱导的磁子频率梳. 上海科技大学陆卫教授课题组<sup>[158]</sup> 在铁磁绝缘体中利用光诱导磁子态的非线性产生了磁子频率梳, 可以有效地避免电子噪声的干扰, 有望在信息技术中实现超低噪声的信号转换.

### 3.2.2 磁子频率梳与彭罗斯超辐射

除了常见的自旋角动量 (spin angular momentum, SAM), 最近研究发现在具有旋转对称性的磁体系中 (如纳米圆柱、圆盘等) 自旋波还可以携带轨道角动量 (orbit angular momentum, OAM)<sup>[159,160]</sup>, 这类特殊的磁子称为涡旋自旋波 (twisted spin wave). 涡旋自旋波的相位结构呈现螺旋状分布, 可由相位角  $\phi$  和非零拓扑荷  $l$  构成的函数  $\exp(il\phi)$  来表示, 其中整数  $l$  也称为涡旋自旋波的阶数, 表示其携带的 OAM 量子数. 不同于 SAM 量子数只能取  $\pm 1$ , OAM 量子数理论上可以取任意整数. 因此, 涡旋自旋波携带的 OAM 比 SAM 大很多倍, 通过 OAM 转移, 可以更加有效地操控斯格明子等拓扑磁孤子<sup>[42]</sup>. 另外, 不同 OAM 量子数的涡旋自旋波之间具有正交性, 被认为是一种出色的信息载体, 可用于多路复用以提高磁子通信的信道容量. 然而, 如何产生 OAM 可调谐的宽频带涡旋自旋

波 (含有多 OAM 态的涡旋自旋波) 是基于 OAM 复用的通信技术需要解决的关键问题。

传统上, 三磁子过程的发生需要满足能量和动量守恒, 而涡旋自旋波因其独特的旋转对称性要求三磁子过程的发生需要满足能量和轨道角动量守恒, 因此涡旋自旋波频率梳中不同频率的谱线携带着不同的轨道角动量. 如果能够产生基于三磁子过程的涡旋自旋波频率梳, 就能实现 OAM 的多路复用, 有望带来磁子通信技术方面的巨大变革. 目前, 涡旋自旋波的研究主要集中在均匀磁化的纳米圆柱中 [42,159,160], 偶极相互作用诱导的三磁子耦合强度较弱, 无法产生磁子频率梳. 早期研究结果表明, 不均匀磁结构可以诱导和增强三磁子的耦合强度 [31,32,145], 有望实现磁子频率梳的产生.

磁涡旋态是纳米圆盘中一种常见的稳态, 它具有三种典型的本征模式: 涡核的旋进模式、径向和角向自旋波模式 [161]. 其中, 角向自旋波具有轨道角动量属性, 属于涡旋自旋波的一种. 实验上已经观测到磁涡旋态体系中的三磁子过程, 当径向自旋波的激发振幅达到一定阈值时, 会分裂为两个 OAM 量子数不等的角向自旋波 [33]. 因此, 磁涡旋态是一个产生涡旋自旋波频率梳的良好平台.

与斯格明子诱导的磁子频率梳类似, 当涡旋自旋波 (角向自旋波) 的激发振幅大于一定阈值时, 涡核会被自旋波驱动到一个大半径轨道上旋进, 涡核的旋进模式会跟涡旋自旋波继续发生三磁子耦合, 进而产生涡旋自旋波频率梳 [36], 如图 13(a) 所示. 频率梳的相邻谱线之间的频率间隔等于涡核的旋进频率, 携带的轨道角动量相差一个量子数, 如图 13(b) 所示.

进一步研究还发现, 当涡核的旋进速度大于涡旋自旋波的相速 ( $\omega_g > \omega_l/l$ ) 时, 会出现类似天文学中的彭罗斯超辐射 (Penrose superradiance) 现象, 该现象是彭罗斯 [162] 在研究如何从旋转黑洞中提取能量时发现的. 此时, 旋进的涡核类似于旋转的黑洞, 旋进的轨道形成一个能层 (ergoregion). 频率梳中的高阶模式从能层中获取能量从而逃逸出去, 并且振幅得到了放大; 而低阶模式的能量被能层吸收, 振幅降低, 被束缚在能层内部, 如图 14 所示. 磁子彭罗斯超辐射效应显著提高了磁子频率梳的平整度 (flatness), 有助于磁子频率梳在微波精密测量和磁传感等领域的应用, 开辟了利用磁子学模拟旋转黑洞等天文学现象的新思路.

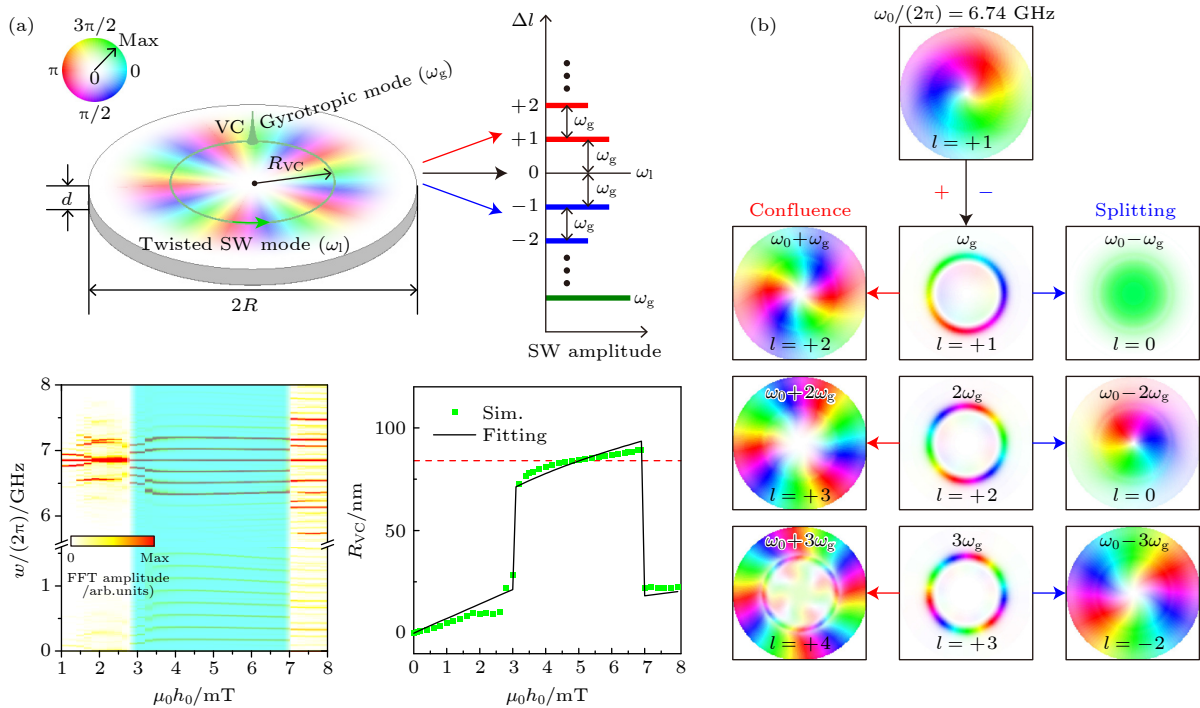


图 13 (a) 涡旋自旋波与旋进涡核之间发生非线性散射产生涡旋自旋波频率梳的示意图以及微磁模拟验证结果; (b) 涡旋自旋波频率梳的模式分布 [36]

Fig. 13. (a) Schematic of twisted magnon frequency comb induced by nonlinear scattering between twisted spin waves and gyrating vortex core, and the verification of micromagnetic simulation results; (b) mode profiles of twisted magnon frequency comb [36].

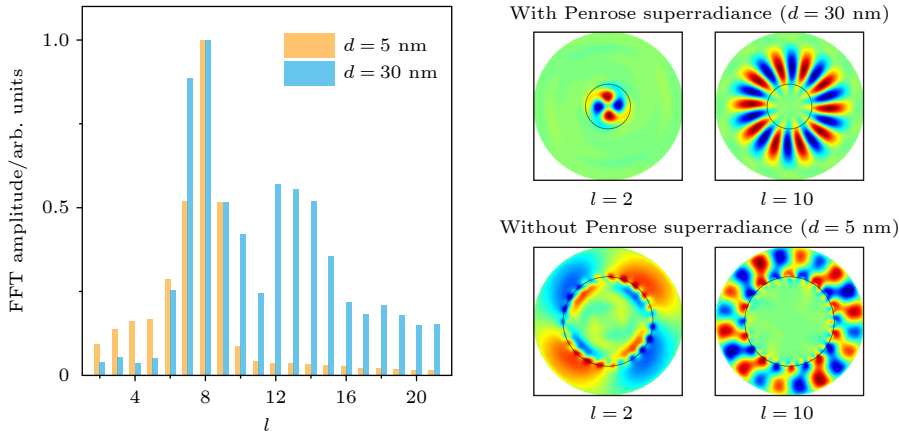


图 14 涡旋自旋波发生彭罗斯超辐射效应时频率梳模式的振幅以及模式分布<sup>[36]</sup>

Fig. 14. Amplitude and mode profile of twisted magnon frequency comb with and without Penrose superradiance effect<sup>[36]</sup>.

## 4 拓扑磁子学

自 20 世纪 80 年代发现量子霍尔效应以来<sup>[163,164]</sup>, 人们逐渐认识到一种新物相——拓扑相的存在, 这种奇异的物相能使系统免于材料缺陷和无序的干扰, 其边界态的鲁棒特性在信息传输与量子计算领域存在巨大的潜在应用<sup>[165,166]</sup>. 对拓扑相的研究虽然始于电子系统<sup>[165,166]</sup>, 但是近年来这一概念已经被拓展到了几乎所有物理学分支, 如光学<sup>[167]</sup>、声学<sup>[168]</sup>、力学<sup>[169]</sup>、电路<sup>[170]</sup>和自旋电子学<sup>[171]</sup>等. 拓扑理论中存在着一种非常重要的对应关系, 即所谓的体边对应: 体能带的性质决定边界态的属性<sup>[165,166]</sup>. 传统的  $n$  维拓扑绝缘体 (TI) 具有  $n - 1$  维拓扑边界态, 被称为一阶拓扑绝缘体, 如图 15(a) 所示. 有趣的是, 近几年, 拓扑绝缘体的概念被推广到了高阶情形, 即所谓的高阶拓扑绝缘体<sup>[172]</sup>. 和普通 (一阶) 拓扑绝缘体所不同的是, 高阶拓扑绝缘体允许  $n - 2$  甚至  $n - 3$  维拓扑边界态的存在, 如图 15(b) 和图 15(c) 所示. 对高阶拓扑相的刻画需要借助于一些新的拓扑不变量, 如体极化<sup>[173]</sup>、格林函数零点<sup>[174]</sup>和  $Z_N$  贝里相<sup>[175]</sup>等.

在经典的磁性系统中, 自旋波 (或磁子) 和磁孤子 (如畴壁、涡旋、斯格明子等) 代表了两种重要的元激发. 如前文所述, 类似于电子和光, 磁子和磁孤子也能作为载体实现对信息的操控、传输和处理, 基于它们的器件具有高密度、低能耗和非易失等传统电子器件无法企及的优势. 但是一般的自旋电子器件容易受到材料中不可避免的缺陷和无序的影响, 寻找磁性材料中的拓扑相有望成为解决这一问题的关键. 2010 年磁子霍尔效应 (MHE) 的发

现<sup>[176]</sup> 揭开了人们研究磁子拓扑相的序幕, 最近人们又发现磁孤子阵列的集体振荡在一定的条件下也能表现出拓扑相<sup>[177–179]</sup>, 基于磁子和磁孤子晶体 (或超材料) 的拓扑绝缘体和半金属吸引了越来越多研究者的关注. 本节介绍磁子和磁孤子系统中的拓扑相.

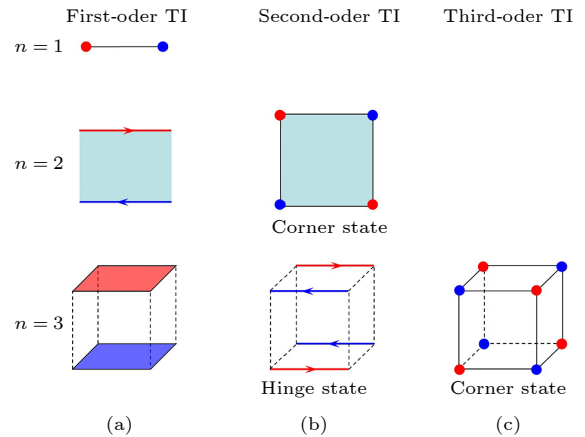


图 15 不同类型的拓扑绝缘体示意图 (a) 一阶拓扑绝缘体及不同维度下系统的边界态; (b) 二阶拓扑绝缘体及对应边界态 (角态和铰链态); (c) 三阶拓扑绝缘体及对应边界态 (角态)<sup>[171]</sup>

Fig. 15. Schematic plot for different types of TIs: (a) The first-order TI and edge states in different dimensions; (b) the second-order TI and edge states (corner state and hinge states); (c) the third-order TI and edge states (corner states)<sup>[171]</sup>.

### 4.1 拓扑磁子

对磁子的研究虽然可以追溯至 20 世纪 20 年代, 但磁子的拓扑性质一直很少被人提及, 直到实验上观测到磁子霍尔效应, 磁子拓扑属性的大门才慢慢被打开.



### 4.1.1 磁子霍尔效应

2010年, Katsura等<sup>[180]</sup>从理论上预言, 磁子的热霍尔效应可以在 kagome 晶格结构的磁体中实现, 这为实验上探测磁子霍尔效应提供了方案. 同年, Onose等<sup>[176]</sup>在烧绿石晶格结构的绝缘铁磁体  $\text{Lu}_2\text{V}_2\text{O}_7$  中观察到了磁子霍尔效应. 烧绿石结构可以看成交替的 kagome 和三角形晶格的堆叠, 如图 16(a) 所示. 当沿纵向施加温度梯度时, 可以在横向上观察到热流, 图 16(c) 给出了横向热霍尔电导的测量结果. 一般而言, 材料中的电子、声子和磁子都能产生热流. 然而, 从图 16(c) 可以看出, 热霍尔电导在低磁场区域内急剧增加并达到饱和, 这无法用正常的霍尔效应 (电导率与磁场强度成正比) 来解释. 另外, 强磁场区域内热霍尔电导的下降也不能用声子机制来解释<sup>[181]</sup>. 因此, 这里横向热流的产生只能通过磁子霍尔效应来解释. 图 16(b) 给出了磁子霍尔效应的示意图, 在该模型中, DM 相互作用破坏了系统的反演对称性, 从而导致了磁子霍尔效应.

磁子霍尔效应被发现后, 人们试图理解其中横向热磁子流的起源. Matsumoto 和 Murakami<sup>[182]</sup>证明, 磁子波包受到温度梯度的作用后 (如图 17(a) 和图 17(b)) 将获得一个垂直于梯度方向的反常速度, 该速度与边界磁子流相关. 进一步的计算表明

横向热霍尔电导  $\kappa^{xy}$  与贝里曲率  $\Omega_n(\mathbf{k})$  之间具有如下关系:

$$\kappa^{xy} = -\frac{k_B^2 T}{\hbar V} \sum_{n, \mathbf{k}} c_2(\rho_n) \Omega_{n,z}(\mathbf{k}). \quad (21)$$

从 (21) 式可以清楚地看出,  $\kappa^{xy}$  起源于动量空间中的非零贝里曲率. 当能带彼此靠近时 (交叉点附近), 贝里曲率的值最大, 此时  $\kappa^{xy}$  也达到最大值. 磁子霍尔效应可以理解如下: 当系统处于平衡态时 (如图 17(c)), 由于限制势的存在, 系统存在沿边界循环传播的磁子流. 磁子流在两个相反边界处的大小相等, 导致通过磁体的总热流等于零. 施加温度梯度 (如图 17(d)) 后, 磁子将从高温区流向低温区, 这就打破了两个相反边界处的热流平衡, 从而导致非零热霍尔电流的产生. 此外, Zhang等<sup>[183]</sup>研究表明, 这些边界磁子流实际上是由非平凡的拓扑磁子能带所导致的手性边界态, 这种单向传播的边界态能免疫缺陷和无序的干扰. 总之, 具有鲁棒特性的磁子霍尔效应起源于磁子的非平凡能带结构.

自烧绿石铁磁绝缘体<sup>[176]</sup>中发现磁子霍尔效应以后, 人们逐渐地也在其他磁性材料中观察到了类似的效应, 如 kagome 磁体  $\text{Cu}(1, 3\text{-bdc})$ <sup>[184]</sup>, 阻挫焦绿石量子磁体  $\text{Tb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ <sup>[185]</sup> 和钇铁石榴石 (YIG)<sup>[186]</sup> 等.

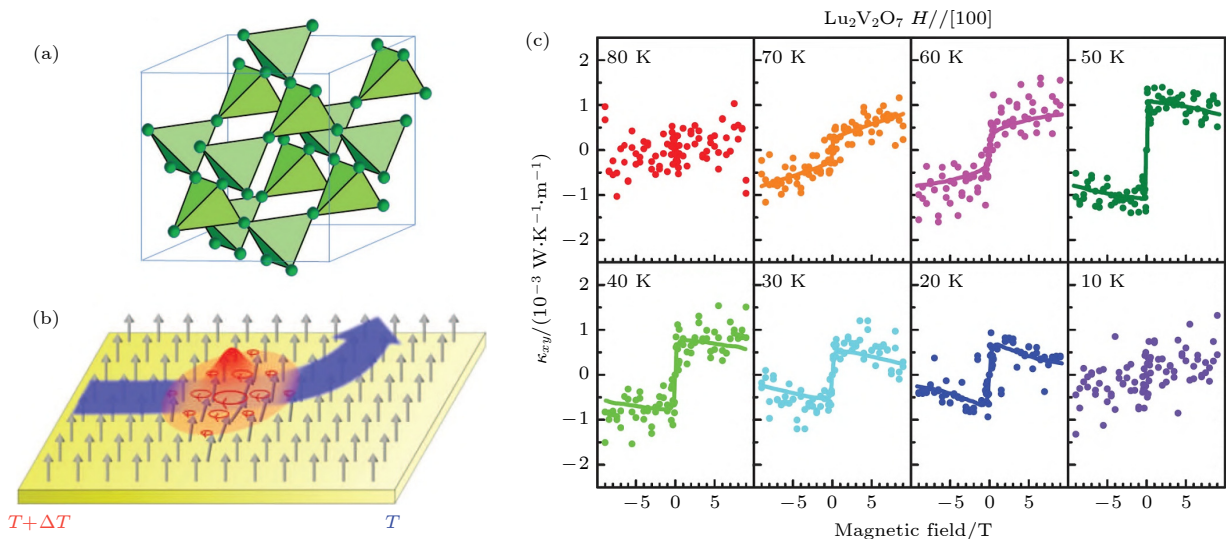


图 16 (a) 烧绿石绝缘铁磁体  $\text{Lu}_2\text{V}_2\text{O}_7$  的晶体结构示意图; (b) 磁子霍尔效应: 纵向的温度梯度导致横向热磁子流; (c) 不同温度下, 热霍尔电导随磁场的变化<sup>[176]</sup>

Fig. 16. (a) Crystal structure of pyrochlore ferromagnet  $\text{Lu}_2\text{V}_2\text{O}_7$ ; (b) magnon Hall effect: the longitudinal temperature gradient leads to the transverse thermal magnon current; (c) magnetic field dependence of the thermal Hall conductivity for various temperatures<sup>[176]</sup>.

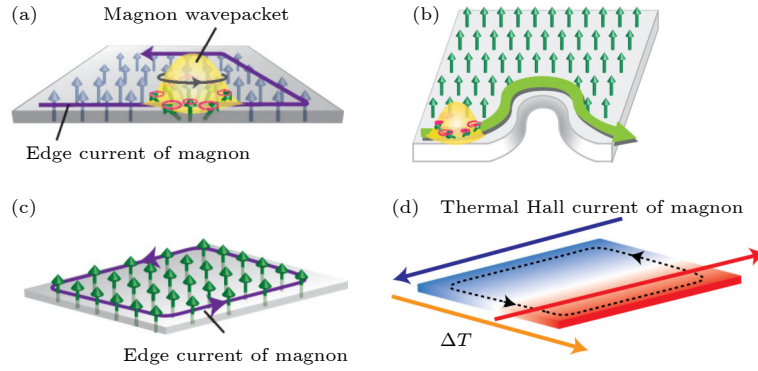


图 17 (a) 磁子波包的自转产生的磁子边界流; (b) 沿边界传播的磁子; (c) 处于平衡态的边界磁子流; (d) 温度梯度的施加会导致有限热霍尔电流的产生<sup>[182]</sup>

Fig. 17. (a) Self-rotation of a magnon wave packet with a magnon edge current; (b) magnon near the boundary; (c) magnon edge current in equilibrium; (d) a finite thermal Hall current emerges when temperature gradient is applied<sup>[182]</sup>.

#### 4.1.2 磁子拓扑绝缘体

基于海森伯模型, Mook 等<sup>[187]</sup>研究了 kagome 晶格结构中磁子的拓性质, 系统哈密顿量可以写成  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_H + \mathcal{H}_{DM}$ , 第一项表示交换相互作用,  $\mathcal{H}_H = -\sum_{n \neq m} J_m^n \hat{s}_m \cdot \hat{s}_n$ , 这里  $\hat{s}_m$  和  $\hat{s}_n$  表示位置  $n$  和  $m$  处的自旋算符, 考虑对称型的交换系数, 即  $J_m^n = J_n^m$ . 第二项表示非对称型的 DM 相互作用:  $\mathcal{H}_{DM} = \sum_{n \neq m} \vec{D}_m^n (\hat{s}_m \times \hat{s}_n)$ , 这里  $\vec{D}_m^n$  表示位置  $m$  和  $n$  之间的 DM 矢量, 且有  $\vec{D}_m^n = -\vec{D}_n^m$ . Chern 数是一个用来描述拓扑非平凡相的非常重要的物理量, 它决定了拓扑边界态的传播方向和边界态的数目<sup>[188,189]</sup>. 对于第  $l$  个带隙, 可以把第  $l$  个能带以下所有 Chern 数求和得到所谓的缠绕数:  $\nu_l = \sum_{j \leq l} C_j$ ,  $\nu_l$  的大小表示第  $l$  个带隙中拓扑边界态的数目,  $\nu_l$  的符号则表示边界态的传播方向.

通过调节参数  $J_{NN}/J_N$  和  $D/J_N$ , 系统可以在 4 个不同的拓扑相之间转变. 这里  $J_N$  和  $J_{NN}$  分别表示最近邻和次近邻晶格之间的交换系数,  $D$  表示最近邻晶格之间 DM 相互作用的强度. 图 18(b) 给出了系统的相图, 同时也标明了由磁子霍尔效应产生的横向热电导  $\kappa^{xy}$  的符号. 为了进一步描述相图中出现的不同拓扑相, 可以画出半无限大系统 (图 18(a)) 的能带结构, 如图 18(c)–(f) 所示. 这里用一个具体的例子来说明上面关于缠绕数  $\nu$  和拓扑边界态的关系, 考虑拓扑相 (3, -2, -1) (如图 18(f)), 因为  $\nu_1 = C_1 = 3$ , 所以最低带隙中存在三个具有正向群速度的拓扑边界态; 在第二带隙中, 只存在一个具有正向群速度的拓扑边界态, 因为  $\nu_2 = C_1 + C_2 = 1$ ; 又因为所有能带的 Chern 数求和必须等于零,

所以在最上面能带的上方不可能存在拓扑边界态. 对其他情形, 也可以做类似分析. 在这个模型中, 磁子的拓扑相起源于 DM 相互作用.

除 DM 相互作用可以导致拓扑磁子绝缘体外, Shindou 等<sup>[188]</sup>从理论上预言, 磁偶极相互作用也可以赋予磁子能带非零的 Chern 数, 且边界态的传播方向可以通过外磁场进行调节. 此外, Wang 等<sup>[190]</sup>也发现, 自旋轨道耦合诱导的赝交换相互作用也能打开磁子带隙, 从而诱导出非平凡的拓扑磁子态.

上述讨论的磁子霍尔效应都是基于共线磁结构, Hoogdalem 等<sup>[28]</sup>发现, 非共线磁结构 (如斯格明子) 可以产生虚拟磁场, 这也会导致磁子热霍尔效应. 这种霍尔效应完全由磁结构的局域非零拓扑荷密度导致, 因此被称为拓扑磁子霍尔效应 (TMHE). 随后, Mochizuki 等<sup>[191]</sup>在实验上证实了 TMHE 的存在.

#### 4.1.3 磁子拓扑半金属

在拓扑磁子学中, 除磁子拓扑绝缘体外, 另一类重要的拓扑相是磁子拓扑半金属<sup>[192–194]</sup> (如外尔半金属). 类似于电子系统中的外尔半金属<sup>[195]</sup>, 磁子外尔半金属中的能带在动量空间中的特殊点 (称为外尔点) 处线性交叉. 外尔点处的贝里曲率显示出磁单极子的特性, 由整数拓扑荷或手性来表征. 基于 no-go 定理, 整个布里渊区内的净拓扑荷为零, 因此, 外尔点必须成对出现, 且具有相反的拓扑荷 ( $\pm 1$ )<sup>[196]</sup>. 外尔点附近的磁子可以用有效的外尔哈密顿量来描述, 被称为外尔磁子. 在外尔半金属中, 每对外尔点之间的拓扑边界态存在于系统表

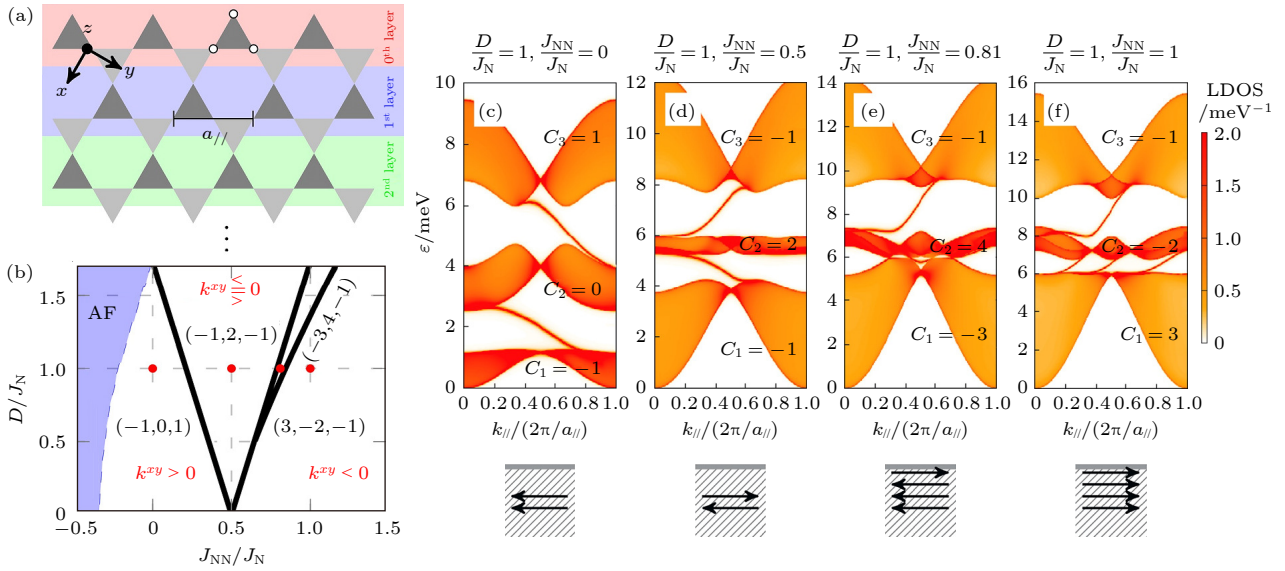


图 18 (a) 半无限大 kagome 晶格结构; (b) 系统的相图及 Chern 数; (c)–(f) 不同拓扑非平凡相 (图 (b) 中红点所示) 所对应的能带结构<sup>[187]</sup>

Fig. 18. (a) Semi-infinite kagome lattice; (b) topological phase diagram of the system with different Chern numbers; (c)–(f) band structures for different topologically nontrivial phases as marked with red dots in panel (b)<sup>[187]</sup>.

面<sup>[197]</sup>, 这些表面态的等能面形成弧, 弧的数量等于外尔点的对数.

最近, Su 和 Wang<sup>[194]</sup> 在理论上指出, 堆叠型蜂巢铁磁体 (如图 19(a)) 能实现磁子外尔半金属. 系统的哈密顿量可以表示如下:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} = & -J \sum_{\langle i,j \rangle, l} \mathbf{S}_{i,l} \cdot \mathbf{S}_{j,l} - \sum_{i,l} K_i (S_{i,l}^z)^2 \\
 & - \sum_{i, \langle l,l' \rangle} J_i \mathbf{S}_{i,l} \cdot \mathbf{S}_{i,l'} \\
 & + D \sum_{\langle \langle i,j \rangle \rangle, l} \nu_{ij} \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{S}_{i,l} \times \mathbf{S}_{j,l} \\
 & - g\mu_B B_0 \sum_{i,l} S_{i,l}^z, \quad (22)
 \end{aligned}$$

这里,  $i$  和  $j$  表示晶格的位置,  $l$  和  $l'$  表示层序号,  $\langle i, j \rangle$  和  $\langle \langle i, j \rangle \rangle$  分别表示最近邻和次近邻层内的晶格位置,  $\langle l, l' \rangle$  表示最近邻层间晶格,  $\mathbf{S}_{i,l}$  表示第  $l$  层位置  $i$  处的自旋. 第一项表示层内铁磁交换相互作用, 第二项表示易轴沿着  $z$  方向的磁晶各向异性, 第三项表示层间交换相互作用, 第四项表示 DM 相互作用, 最后一项描述塞曼能. 通过分析磁子哈密顿量, 可以发现系统存在三个不同的磁子外尔半金属相: 两个外尔半金属相具有一对处于不同位置的外尔点, 一个外尔半金属相具有两对外尔点. 选取两组不同的参数来表征磁子外尔半金属

相 (一对和两对外尔点). 图 19(c) 和图 19(d) 画出了系统在  $k_x$ - $k_z$  平面 ( $k_y = 0$ ) 内的能带, 红色和蓝色小球分别表示手性为 +1 和 -1 的外尔点. 相应的贝里曲率分布在图 19(e) 和图 19(f) 中给出, 黑色箭头表示贝里曲率在  $k_x$ - $k_z$  平面内的投影, 背景颜色表示贝里曲率的散度 (红色表示正值, 蓝色表示负值), 可以很明显地看出在外尔点的位置, 贝里曲率表现出磁单极子的特性. 同时, 受拓扑保护的表面态形成的磁子弧可以在半无限大系统的能带图清晰地看到, 如图 19(g) 和图 19(h) 所示. 此外, Mook 等<sup>[192]</sup> 和 Su 等<sup>[193]</sup> 也指出烧绿石铁磁体 ( $\text{Lu}_2\text{V}_2\text{O}_7$ ) 是一种天然磁子外尔半金属, 通过对系统能带的表征, 可以观察到磁子外尔半金属的典型特征: 磁子弧和磁子手征反常等.

在磁子自旋电子学中, 一个关键问题是如何控制自旋波的传播. 传统的自旋波对器件几何结构、内部和外部扰动非常敏感, 这使得自旋波器件的灵活性和稳定性都很差. 此外, 常规的自旋波很难实现单向传输. 为了设计可调控的和稳定的自旋波器件, 拓扑鲁棒的自旋波是必不可少的. Wang 等<sup>[190]</sup> 预测了铁磁蜂巢晶格上的拓拓扑手性自旋波, 并且进一步提出了拓扑磁子器件的概念<sup>[198]</sup>. 边界态自旋波传播的方向与磁矩的方向密切相关, 如图 20(a) 所示. 利用自旋波的单向传播特性, 可以设计自旋波二极管, 如图 20(b) 所示: 当激发源在位置②时,

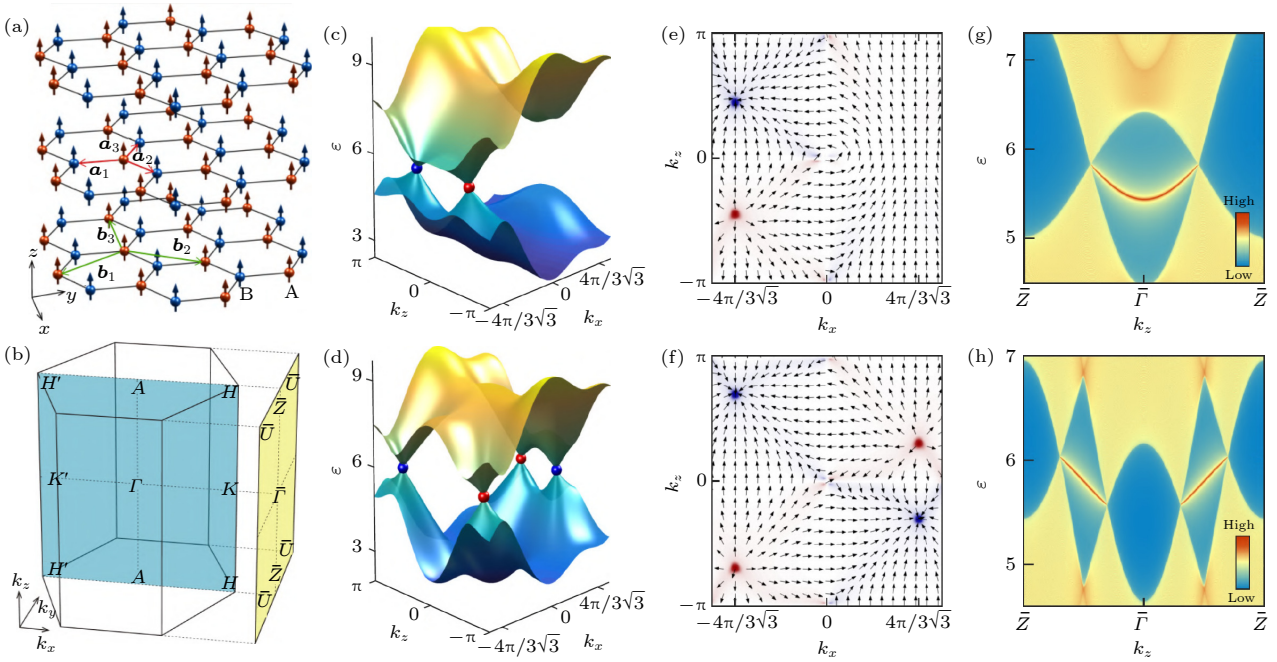


图 19 (a) 堆叠蜂巢型铁磁体示意图; (b) 第一体布里渊区和表面布里渊区; (c), (d) 外尔磁子的能带结构, 红色和蓝色小球分别表示手性为 +1 和 -1 的外尔点; (e), (f) 贝里曲率的空间分布; (g), (h) 有限大系统的能带结构<sup>[194]</sup>

Fig. 19. (a) Schematic diagram of stacked honeycomb ferromagnets; (b) the first bulk Brillouin zone and the first surface Brillouin zone of the system; (c), (d) band structures of Weyl magnons, the Weyl nodes of chirality  $\pm 1$  are marked by red and blue dots, respectively; (e), (f) corresponding Berry curvatures of the magnon bands; (g), (h) band structures of finite system<sup>[194]</sup>.

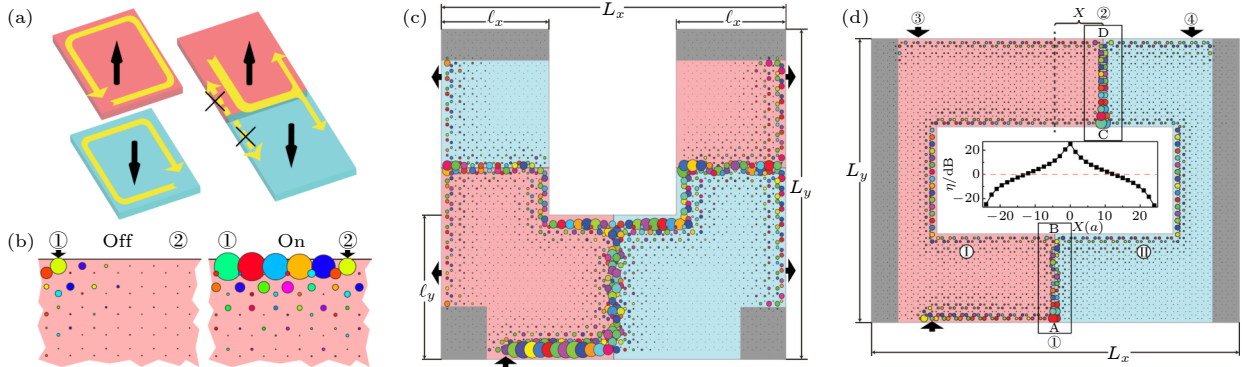


图 20 (a) 自旋波传播示意图, 黑色箭头表示磁矩的方向, 黄色箭头表示自旋波的传播方向; (b) 自旋波二极管; (c) 自旋波分束器; (d) 自旋波干涉仪示意图<sup>[198]</sup>

Fig. 20. (a) Schematic illustration of SW propagation, the black arrows denote the direction of magnetization, yellow arrows represent the propagation direction of SW; (b) illustrations of SW diode; (c) SW beam splitters; (d) SW interferometers<sup>[198]</sup>.

自旋波能单向传输到位置①, 此时二极管处于导通状态, 而如果激发源在位置①, 自旋波不能传输到位置②, 此时二极管处于断开状态. 拓扑磁子的传播方向在相反的两个磁畴区域是不同的, 利用这个性质可以设计自旋波分束器, 如图 20(c) 所示, 一束自旋波最终被分成了 4 束 (最底下的黑色箭头表示自旋波激发源, 其他黑色箭头表示探测位置). 另外, 在磁子学中, 自旋波干涉仪是一个非常重要的设备, 利用拓扑磁子, 可以设计稳定的、可调控的

自旋波干涉仪, 如图 20(d) 所示: 一束拓扑磁子 (AB) 通过分束器分成两束, 经过不同路径的磁子在 C 处汇合实现干涉, 最后再次分成两束. 此外, Shindou 等<sup>[189]</sup> 利用磁子晶体中的拓扑磁子, 也设计出了自旋波分束器和干涉仪.

## 4.2 拓扑磁孤子

磁孤子是磁性系统中一种非常重要的非线性激发. 一般来说, 磁孤子由它们的拓扑荷<sup>[78]</sup> 来描述:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \iint \mathbf{m} \cdot \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right) dx dy, \quad (23)$$

这里  $\mathbf{m}$  表示沿局域磁矩方向的单位矢量. 典型的磁孤子包括磁涡旋<sup>[199]</sup>、磁泡<sup>[200]</sup>、斯格明子<sup>[201]</sup>和磁畴壁<sup>[202]</sup>等, 如图 21 所示. 磁泡和斯格明子的拓扑荷为  $\pm 1$ , 而磁涡旋的拓扑荷则为  $\pm 1/2$ . 拓扑荷是受拓扑保护的不变量, 意味着平凡磁结构(如铁磁态)不能连续变形为磁孤子结构. 磁孤子具有尺寸小、易操控和稳定性高等特点, 在实际应用中具有重要发展潜力, 是凝聚态物理中长期被关注的重要课题<sup>[203,204]</sup>.

类似于其他(准)粒子, 磁孤子阵列的集体振荡也能表现出波的特性<sup>[205,206]</sup>. 通过将无质量的 Thiele 方程映射到 Haldane 模型<sup>[207]</sup>, Kim 和 Tserkovnyak<sup>[208]</sup>在理论上预言二维蜂巢结构的磁孤子晶格能实现手性边界态. 不久, Li 等<sup>[209]</sup>在微磁模拟上也证实了这一点. 最近, 磁孤子的高阶拓扑绝缘体和外尔半金属也相继被报道<sup>[177–179,210,211]</sup>, 磁孤子晶格作为一种全新的超材料吸引了人们越来越多的关注, 本节重点介绍磁孤子系统中的拓扑相.

#### 4.2.1 一阶拓扑绝缘相

拓扑绝缘体中, Su-Schrieffer-Heeger (SSH)<sup>[212]</sup>和 Haldane<sup>[207]</sup>模型是两种典型的一阶拓扑模型, 在各种系统中已被广泛研究. 在磁孤子系统中, 可以构造类似的晶格结构实现一阶拓扑绝缘相.

图 22(a) 给出了不同磁孤子的一维 SSH 模型

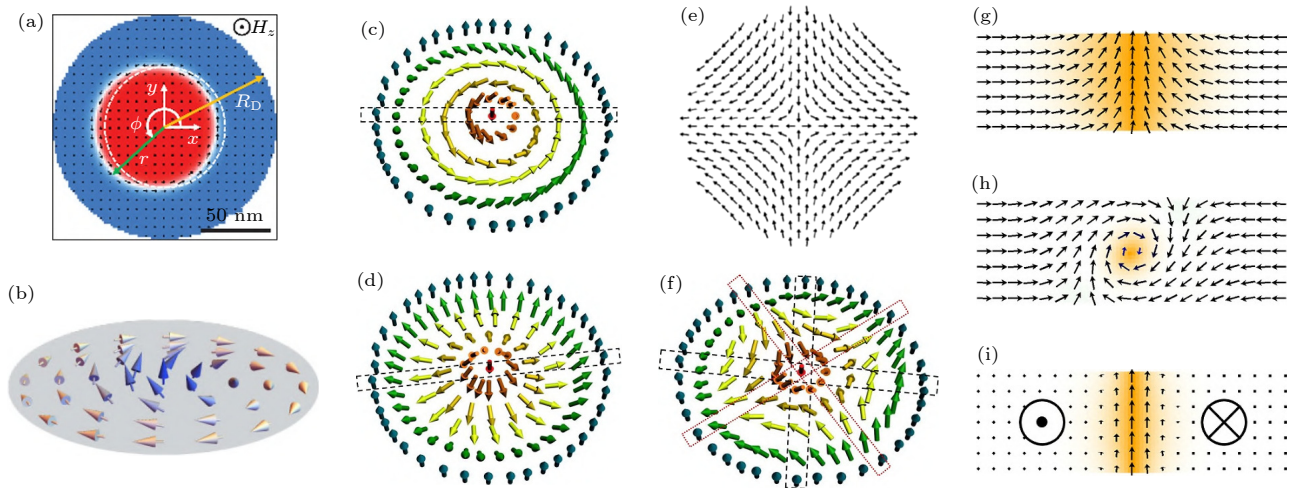


图 21 (a) 磁泡, (b) 涡旋, (c) 布洛赫型斯格明子, (d) 奈尔型斯格明子, (e) 反涡旋, (f) 反斯格明子, (g) 奈尔型畴壁, (h) 涡旋型畴壁和 (i) 布洛赫型畴壁微磁结构示意图<sup>[171]</sup>

Fig. 21. Micromagnetic structures of (a) magnetic bubble, (b) vortex, (c) Bloch-type skyrmion, (d) Néel-type skyrmion, (e) antivortex, (f) antiskyrmion, (g) Néel-type, (h) vortex-type, and (i) Bloch-type domain walls<sup>[171]</sup>.

示意图, 磁孤子被周期性的缺口钉扎住, 黑色箭头表示磁矩的方向. 磁矩的动力学由 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程来描述<sup>[214]</sup>:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}, \quad (24)$$

这里  $\mathbf{m}$  表示沿局域磁矩的单位矢量,  $\gamma$  是旋磁比,  $\alpha$  是吉尔伯特阻尼常数, 有效场  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  包含外磁场、交换场、磁晶各向异性场和偶极场. 这里选取畴壁 (domain wall, DW) 作为具体的例子来讨论, 利用集体坐标的方法<sup>[215]</sup>, 经过一系列数学运算之后, 可以得到畴壁的动力学方程:

$$M \frac{d^2 q_j}{dt^2} + K q_j + \sum_{k \in (j)} I(d_{jk}) q_k = 0, \quad (25)$$

这里  $M = 2\mu_0 L_y L_z / [\gamma^2 (N_z - N_y) \Delta]$  是单个畴壁的有效质量,  $\Delta = \sqrt{2A / [2K_u + \mu_0 M_s^2 (N_y - N_x)]}$  是畴壁宽度,  $q_j$  是第  $j$  个畴壁的位置,  $K$  是钉扎势的恢复系数,  $I(d_{jk})$  是最近邻畴壁之间的耦合强度,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $L_y$  和  $L_z$  分别表示纳米带的宽度和厚度,  $N_i$  ( $i = x, y, z$ ) 表示不同方向的退磁因子,  $A$  为交换常数,  $M_s$  为饱和磁化强度,  $K_u$  为磁晶各向异性常数. 通过求解方程 (25), 可以得到无穷大系统的能带, 如图 22(c) 所示. 当  $d_1 = d_2$  时, 系统能带为无带隙结构, 而当  $d_1 \neq d_2$  时, 系统能带会在布里渊区边界打开带隙, 这里  $d_2$  的长度被固定为 140 nm. 通过计算拓扑不变量 Zak 相, 发现系统在  $d_1/d_2 = 1$  的位置发生了拓扑相变, 如图 22(d) 所示.

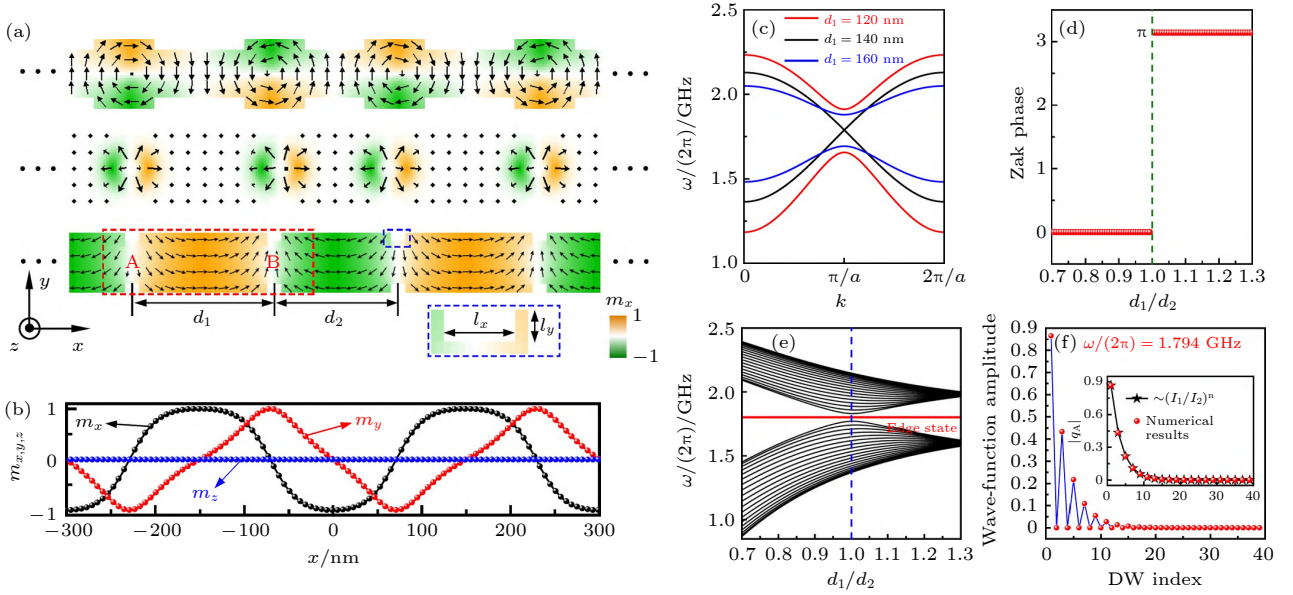


图 22 (a) 被周期性缺口钉扎的涡旋, 斯格明子和畴壁赛道示意图; (b) 归一化磁矩分量沿畴壁赛道中心的分布; (c) 无限大畴壁赛道的能带结构; (d) Zak 相位随比值  $d_1/d_2$  的变化; (e) 对不同的  $d_1/d_2$ , 有限大畴壁赛道的能谱; (f) 边界态对应畴壁振荡强度的分布<sup>[213]</sup>

Fig. 22. (a) Illustration of the vortex, skyrmion, and DW racetrack with periodic pinnings; (b) components of normalized magnetization along the center of DW racetrack; (c) band structure of an infinite DW racetrack; (d) dependence of the Zak phase on the ratio  $d_1/d_2$ ; (e) spectrum of a finite DW racetrack for different  $d_1/d_2$ ; (f) DW-oscillation amplitude for edge state<sup>[213]</sup>.

为了进一步表征系统的拓扑相, 计算了有限大情况下的能带和本征模式, 发现在畴壁振荡的本征频率位置, 出现了模式局域在系统一端的边界态, 如图 22(e) 和图 22(f) 所示, 边界态的强度分布很好地符合幂指数衰减形式. 另外, 这些边界态也被证实能免疫中等强度的缺陷和无序的干扰.

除一维 SSH 模型外, 二维 Haldane 模型也能实现一阶拓扑绝缘体. 磁孤子组成的蜂巢型晶格的集体动力学由 Thiele 方程<sup>[216]</sup>来描述:

$$G\hat{z} \times \frac{d\mathbf{U}_j}{dt} - \alpha D \frac{d\mathbf{U}_j}{dt} + \mathbf{F}_j = 0, \quad (26)$$

这里  $\mathbf{U}_j = \mathbf{R}_j - \mathbf{R}_j^0$  表示磁孤子偏离平衡位置的矢量,  $G = -4\pi QdM_s/\gamma$  表示回旋常数,  $Q$  是拓扑荷,  $d$  是铁磁层的厚度,  $M_s$  是饱和磁化强度,  $\alpha D$  是黏滞系数,  $\alpha$  表示阻尼系数. 保守力  $\mathbf{F}_j = -\partial W/\partial \mathbf{U}$ ,  $W$  表示整个系统的势能, 包含磁孤子偏离中心具有的弹性势能和磁孤子之间的相互作用势能, 因此,  $W = \sum_j KU_j^2/2 + \sum_{j \neq k} U_{jk}/2$ ,  $K$  是圆盘边界产生的恢复系数,  $U_{jk} = I_{//}U_j^//U_k^// - I_{\perp}U_j^{\perp}U_k^{\perp}$ <sup>[217]</sup>,  $U_j^// = \hat{e}_{jk} \cdot \mathbf{U}_j$  表示位置矢量  $\mathbf{U}_j$  在两个磁孤子连线上的投影, 且单位矢量  $\hat{e}_{jk} = (\mathbf{R}_k^0 - \mathbf{R}_j^0)/|\mathbf{R}_k^0 - \mathbf{R}_j^0|$ ,  $U_j^{\perp} = (\hat{z} \times \hat{e}_{jk}) \cdot \mathbf{U}_j$  表示  $\mathbf{U}_j$  沿垂直于  $\hat{e}_{jk}$  方向的投影,  $I_{//}$  和  $I_{\perp}$  表示纵向和横向的耦合系数.

假定  $\mathbf{U}_j = (u_j, v_j)$ , 且定义  $\psi_j = u_j + iv_j$ , 方程 (26) 可以简化为

$$i \frac{d\psi_j}{dt} = \omega_K \psi_j + \sum_{k \in \langle j \rangle} (\zeta \psi_k + \xi e^{i2\theta_{jk}} \psi_k^*), \quad (27)$$

这里  $\omega_K = K/|G|$ ,  $\zeta = (I_{//} - I_{\perp})/2|G|$ ,  $\xi = (I_{//} + I_{\perp})/2|G|$ ,  $\theta_{jk}$  表示  $j$  和  $k$  位置磁孤子连线与  $x$  轴的夹角,  $\langle j \rangle$  表示  $j$  位置的最近邻. 更进一步, 利用旋转波近似, 方程 (27) 变形为

$$i \frac{d\psi_j}{dt} = \left( \omega_K - \frac{3\xi^2}{2\omega_K} \right) \psi_j + \zeta \sum_{k \in \langle j \rangle} \psi_k - \frac{\xi^2}{2\omega_K} \sum_{l \in \langle\langle j \rangle\rangle} \cos(2\bar{\theta}_{jl}) \psi_l - i \frac{\xi^2}{2\omega_K} \sum_{l \in \langle\langle j \rangle\rangle} \sin(2\bar{\theta}_{jl}) \psi_l, \quad (28)$$

这里  $\bar{\theta}_{jl} = \theta_{jk} - \theta_{kl}$ ,  $\langle\langle j \rangle\rangle$  表示  $j$  位置的次近邻. 方程 (28) 可以映射到 Haldane 模型<sup>[207]</sup>, 由于最后一项破坏了时间反演对称性, 系统会出现手性边界态. Kim 和 Tserkovnyak<sup>[208]</sup> 考虑由磁涡旋构成的有限大蜂巢晶格 (锯齿型边界), 能带结构明显表现出局域的边界态, 他们进一步说明涡旋拓扑荷变号会导致边界态的传播反向.

当考虑斯格明子组成的蜂巢阵列时, 由于磁斯格明子表现出明显的质量效应<sup>[218]</sup>, Thiele 方程中加入时间的高阶项才能准确地描述其动力学<sup>[219]</sup>:

$$G_3 \hat{z} \times \frac{d^3 \mathbf{U}_j}{dt^3} - M \frac{d^2 \mathbf{U}_j}{dt^2} + G \hat{z} \times \frac{d \mathbf{U}_j}{dt} - \alpha D \frac{d \mathbf{U}_j}{dt} + \mathbf{F}_j = 0, \quad (29)$$

这里  $G_3$  表示三阶非牛顿回旋系数,  $M$  表示磁孤子的有效质量. 通过和前面类似的方法, 推广的 Thiele 方程也能映射到 Haldane 模型中. 考虑如图 23(a) 所示的磁结构, 通过求解斯格明子的动力学方程, 可以得到有限大系统的能带结构, 如图 23(c) 所示, 从图中可以看出系统在本征频率 6.1, 12.6 和 16.6 GHz 附近, 存在三个明显的手性边界态. 由于前面两个本征模式和第三个本征模式的旋转方向相反 (如图 23(b)), 计算得到的边界态传播方向也相反. 这些结果进一步被微磁模拟所证实, 如图 23(d) 和图 23(e) 所示.

#### 4.2.2 高阶拓扑绝缘相

上一节讨论了磁孤子系统中的一阶拓扑绝缘相, 最近人们又发现通过构造“呼吸型”的晶格结构<sup>[177–179,210]</sup>, 在磁孤子系统中能实现高阶拓扑绝缘体. 图 24(a) 所示为磁涡旋组成的二维呼吸型 kagome 晶格,  $d_1$  和  $d_2$  表示两个交替变化的距离常

数. 由于存在两种不同的耦合系数, 方程 (27) 中的  $\zeta$  和  $\xi$  需要用  $\zeta_l = (I_{//,l} - I_{\perp,l})/2|G|$  和  $\xi_l = (I_{//,l} + I_{\perp,l})/2|G|$  来替代, 这里  $l = 1 (l = 2)$  表示最近邻涡旋之间的距离是  $d_1 (d_2)$ . 为了得到系统的相图, 需要先确定耦合系数  $I_{//}$  和  $I_{\perp}$  随涡旋之间距离  $d$  变化的函数关系. 一方面, 通过两涡旋组成系统的微磁模拟, 可以得到当  $d$  取不同值时  $I_{//}$  和  $I_{\perp}$  的具体数值. 另一方面, 已经有文献报道<sup>[220]</sup>  $I_{//} (I_{\perp})$  随距离的变化需满足的函数形式. 利用前面得到的离散数据 (图 24(b) 中的小圆点), 拟合可以得到  $I_{//} (I_{\perp})$  随距离变化的精确表达式, 如图 24(b) 中的实线所示. 取不同的  $d_1$  和  $d_2$ , 通过计算涡旋的动力学方程, 可以得到相图, 如图 24(c) 所示. 系统存在三个相: 平凡相、金属相和拓扑相, 其中拓扑相和金属相被直线  $d_2/d_1 = 1.2$  分开, 而直线  $d_1/d_2 = 1.2$  则把平凡相和金属相分隔开. 高阶拓扑性质可以用拓扑不变量体极化 (bulk polarization)<sup>[173]</sup> 来描述, 通过计算体极化的值, 这里的拓扑相进一步被证实为二阶拓扑绝缘相. 对于二维系统, 二阶拓扑绝缘体的典型特点是存在角态. 选取一组系统处于高阶拓扑相的参数, 计算得到的本征频率如图 24(d) 所示, 结合模式的空间分布 (如图 24(e) 所示), 可以很容易地辨别出系统确实出现了高阶拓扑态 (角态). 通过

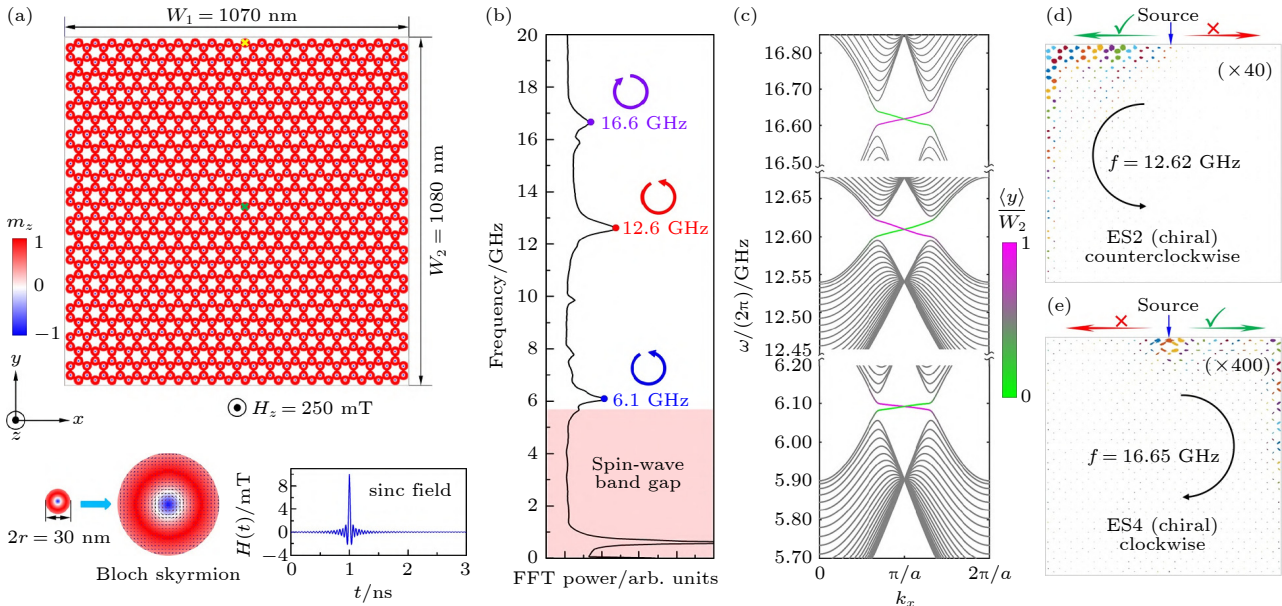


图 23 (a) 布洛赫型斯格明子组成的蜂巢阵列示意图; (b) 整个系统的共振频谱; (c) 半无限大系统的能带结构; 当频率  $f = 12.62$  GHz (d) 和 16.65 GHz (e) 时边界态的传播图像<sup>[209]</sup>

Fig. 23. (a) Illustration of the honeycomb lattice with Bloch skyrmions; (b) resonant spectrum of the whole system; (c) band structure of the semi-infinite system; (d) snapshot of the propagation of edge states with frequency (d)  $f = 12.62$ , (e) 16.65 GHz<sup>[209]</sup>.

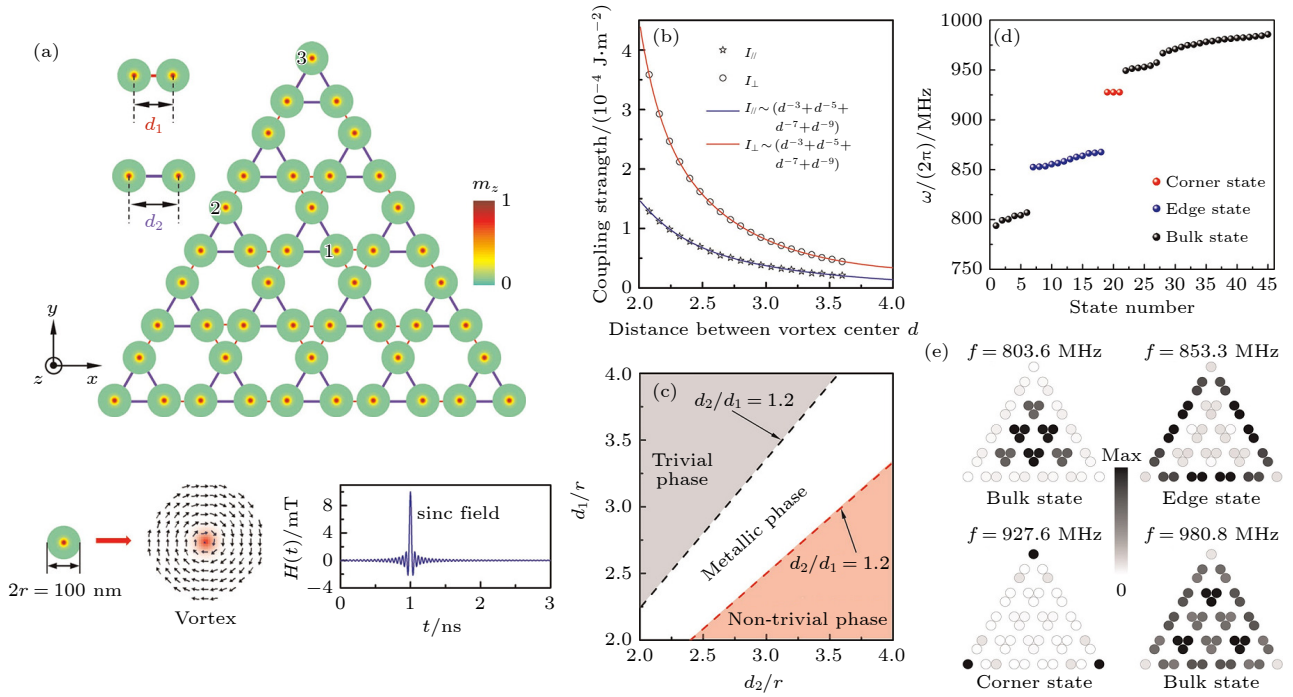


图 24 (a) 涡旋组成的呼吸型 kagome 晶格; (b) 耦合常数  $I_{//}$  和  $I_{\perp}$  随距离  $d$  的变化; (c) 系统的相图; (d) 系统处于高阶拓扑相时, 涡旋晶格的本征频率; (e) 不同模式对应涡旋振荡的分布<sup>[177]</sup>

Fig. 24. (a) Illustration of the breathing kagome lattice of vortices; (b) dependence of the coupling strength  $I_{//}$  and  $I_{\perp}$  on the vortex-vortex distance  $d$ ; (c) phase diagram of the system; (d) eigenfrequencies of kagome vortex lattice for higher-order topological phase; (e) partial distribution of vortex gyrations for different states<sup>[177]</sup>.

施加一定程度的无序和缺陷, 这些角态也能稳定存在.

除了二维呼吸型 kagome 晶格, Li 等证实, 对于二维呼吸型的蜂巢晶格<sup>[178]</sup>和四方晶格<sup>[179]</sup>, 磁孤子系统也会表现出二阶拓扑绝缘相. 另外, 如果考虑三维呼吸型晶格, 磁孤子系统能实现三阶拓扑绝缘体<sup>[210]</sup>. 值得一提的是, 除了体极化, 拓扑不变量  $Z_N$  贝里相<sup>[175]</sup>也是用来判断系统是否处于高阶拓扑相的有力工具. 此外, 呼吸型晶格中出现的高阶拓扑态被证实受手征对称性的保护<sup>[221,222]</sup>.

#### 4.2.3 外尔半金属相

在磁孤子系统中, 除了存在具有带隙结构的拓扑绝缘相, Li 等<sup>[211]</sup>在理论上证明, 无能隙的外尔半金属也能在磁孤子系统中实现. 考虑三维堆叠型的磁涡旋蜂巢晶格, 如图 25(a) 和图 25(b) 所示, 磁涡旋之间依靠静磁相互作用耦合在一起. 外尔半金属相的出现必须保证时间反演和空间反演对称性中的至少一种发生破坏, 方便起见, 可以将 A 和 B 位晶格的圆盘大小设置成不一样的值, 即  $r_A \neq r_B$ ,

可以打破系统的空间反演对称性. 假定  $|r_A - r_B| \ll (r_A + r_B)/2$ , 可以得到  $\omega_A = \omega_0 - \delta\omega$  和  $\omega_B = \omega_0 + \delta\omega$ , 且  $\delta\omega$  远小于  $\omega_0$ , 这里  $\omega_A$  和  $\omega_B$  分别表示 A 和 B 位磁涡旋的回旋频率. 通过求解磁涡旋的动力学方程, 可以得到系统的相图, 如图 25(d) 所示. 系统存在三种不同的相: 拓扑绝缘体、外尔半金属和平凡绝缘体. 其中外尔半金属相又分为两类: 含有一对外尔点 (用 WSM1 表示) 和含有两对外尔点 (用 WSM2 表示). 对系统哈密顿量在外尔点进行泰勒展开, 可以发现能带线性交叉于外尔点, 另外, 贝里曲率的空间分布也在外尔点处表现出磁单极子的特性, 这些都是外尔半金属的特有属性. 由于磁涡旋之间的层间耦合具有特殊的形式:  $\mu U_j \cdot U_k$  ( $\mu$  表示层间耦合系数), 系统哈密顿量会出现“倾斜项”, 由于这一项的存在, 动量空间的狄拉克锥发生严重倾斜, 导致外尔点处上下两个能带的费米速度同号 (图 25(e) 给出了系统在 WSM2 相时有限大系统的能带), 这种类型的外尔半金属被称为第二类外尔半金属<sup>[223]</sup>.



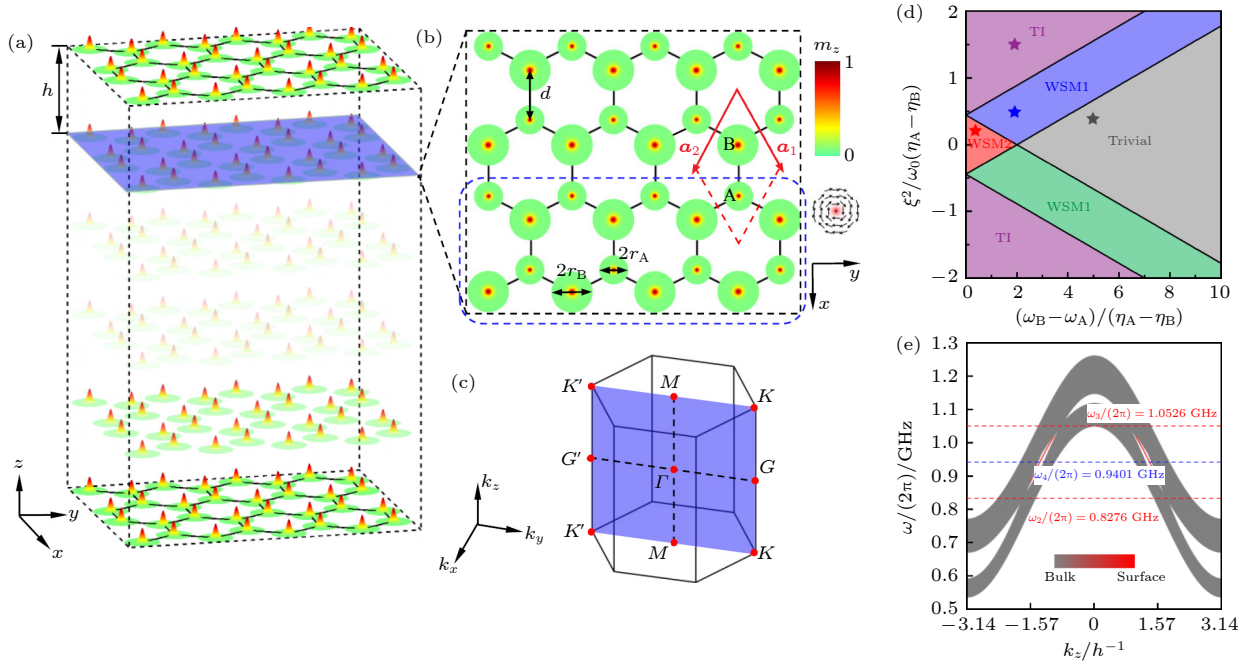


图 25 (a) 涡旋组成的堆叠型蜂巢阵列; (b) 一层结构的放大图; (c) 系统的第一布里渊区; (d) 系统的相图; (e) 系统处于 WSM2 相时, 对应半无限大晶格的能带结构<sup>[202]</sup>

Fig. 25. (a) Illustration of stacked honeycomb lattice composed of vortices; (b) zoomed in details of one layer; (c) the first Brillouin zone of the crystal; (d) phase diagram of the system; (e) band structures of semi-infinite system for WSM2 phase<sup>[202]</sup>.

## 5 量子磁子学

除了自旋电子学, 量子计算和量子信息是革新信息处理方式的另一条潜在思路. 量子信息调控自旋的量子状态, 并利用量子力学的基本原理如量子态的叠加性和纠缠性作为资源来进行数据的计算和信息的传递<sup>[224]</sup>. 比如, 一个自旋 1/2 的系统可以作为量子比特来编码信息. 和经典的比特不同, 量子比特可以处于自旋向上和向下的任意叠加态, 因而系统的自由度大大增加. 同时对  $N$  个比特进行协同调控, 数据存储的密度和速度会以指数形式提升. 已有实验表明, 一个含有 53 量子比特的处理器可以在 200 s 内解决一类特殊的取样问题, 这在目前的超级计算机上需要 1000 a<sup>[225]</sup>. 量子信息和量子计算的发展正在引领我们进入第二次量子革命的时代<sup>[226]</sup>, 有望在未来重塑我们的生活.

最近, 由于以下原因, 磁子学的发展开始和量子信息出现交集: 1) 随着技术发展, 磁子学器件的尺度越来越小, 量子效应越来越显著. 为了维持磁子学器件的稳定工作, 必须系统地考察自旋和磁子的量子效应; 2) 磁性系统可以自然地与光学系统、超导比特系统、声学系统等量子平台耦合在一起,

进行信息的协同处理; 3) 作为磁性系统的基本激发, 磁子是玻色子, 和光子一样需要用连续变量语言来刻画. 基于光子的连续变量量子信息已经在精密测量、信息加密、远程传态等领域取得了一系列进展<sup>[227,228]</sup>. 如何利用磁子的长寿命、高度可调性等优势来实现基于磁子的量子信息正在引起大家关注. 基于这个背景, 量子磁子学在过去几年时间里方兴未艾.

概括来讲, 量子磁子学是探究磁子量子态以及磁子系统与其他量子平台耦合和协同工作的学科<sup>[229]</sup>. 如图 26 所示, 磁子量子态包括单磁子态、压缩态、薛定谔猫态等, 广义来说, 磁子的宏观量子态, 如自旋超流态、玻色-爱因斯坦凝聚态也属于量子磁子学的研究范畴; 进一步来讲, 目前发展比较成熟的量子平台如超导比特、NV 色心、光学谐振腔、声学模式等已经能够和磁性系统进行耦合并实现信息的交互处理. 下面从磁子量子态和基于磁子的混合量子体系这两方面出发, 来简要介绍量子磁子学的发展现状.

### 5.1 磁子量子态

在通常探究磁子的输运性质时, 会在磁性多层膜上加上较强的外界驱动<sup>[7]</sup>, 如微波、电流等, 这样

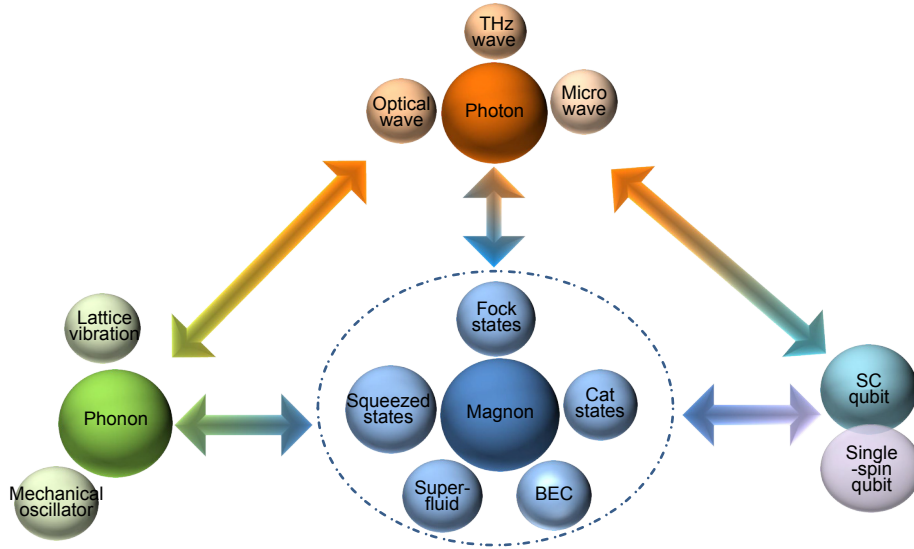


图 26 量子磁子学研究范畴, 包括磁子量子态以及磁子与比特系统、光学系统和声学系统的耦合<sup>[229]</sup>

Fig. 26. Framework of quantum magnonics that includes the quantum states of magnons and its coupling with qubit platforms, photonic platforms, and phononic platforms<sup>[229]</sup>.

产生的磁子处于相干态, 多表现出经典物理的特性; 再次, 输运实验多在室温进行, 这时磁子的量子性被热噪声淹没, 很难表现出来. 因而要实现磁子的量子态, 首先需要降低系统的温度, 来抑制热噪声对系统量子性的破坏作用; 其次要放大能产生磁子间量子关联的作用, 如磁子间的参量泵浦作用可以产生磁子压缩, 克尔非线性相互作用可以产生磁子的反聚束等. 据此思路, 磁子的反聚束态<sup>[230–232]</sup>、压缩态<sup>[231]</sup>、猫态<sup>[233,234]</sup>等相继被提出并进行了初步的探究, 这里简要介绍磁子反聚束态和压缩态.

磁子的反聚束态在粒子数空间的分布如图 27(a) 所示, 不同于磁子热态和相干态, 反聚束态需要用亚泊松分布来描述磁子数在不同粒子数态的占据情况, 这时磁子数的平均值大于磁子数的涨落. 其中一个极限情况是, 系统有较大概率占据第一激发态, 而极少跃迁到高阶激发态上, 这时系统表现出单磁子态的行为, 即系统的磁子激发主要是单磁子态, 这个行为类似于量子光学里的单光子态<sup>[235]</sup>. 要实现单磁子态, 可以减小磁性小球的尺寸, 来增强系统的克尔非线性<sup>[231]</sup>. 这时, 磁子的能级呈现出如图 27(b) 所示的非谐特性. 当施加于磁体上的微波驱动匹配系统第一激发态的能量时, 磁子会被强烈地激发, 而由于失谐磁子往更高阶激发态的跃迁会被严重抑制. 此外, 也可以利用磁体和量子比特的耦合来实现磁子能级的非谐性<sup>[230,232]</sup>.

磁子的压缩态是指自旋沿某个方向分量的不

确定性被压缩到对称极限  $\sqrt{S\hbar/2}$  之下的状态. 例如, 沿  $z$  方向磁化的经典自旋  $S$ , 如果系统存在  $xy$  面内的各向异性  $K$ , 这时自旋分量的不确定性会变成:

$$\begin{aligned}\Delta S_x &\equiv \sqrt{\langle \hat{S}_x^2 \rangle - \langle \hat{S}_x \rangle^2} = e^{-r} \sqrt{S\hbar/2}, \\ \Delta S_y &\equiv \sqrt{\langle \hat{S}_y^2 \rangle - \langle \hat{S}_y \rangle^2} = e^r \sqrt{S\hbar/2},\end{aligned}\quad (30)$$

这里  $r = \text{arctanh}(K/\omega_m)/2 > 0$  定义为压缩因子. 这时, 可以看到  $\Delta S_x$  小于对称极限  $\sqrt{S\hbar/2}$ , 同时  $\Delta S_y$  的不确定性增大, 如图 27(c) 所示, 因而海森伯不确定关系依然满足. 由于这里只涉及一个磁子模式, 产生的压缩态称为单模压缩态. 与之对应, 当磁体里有两个或多个磁子模式同时存在时, 也可能产生双模或者多模的压缩态<sup>[236–238]</sup>. 例如, 在如图 27(d) 所示的双子晶格反铁磁里, 由于近邻自旋间的反铁磁交换作用, 在一套子晶格上激发出一个磁子模式  $a$  会伴随着另一套子晶格上激发出一个磁子模式  $b$ , 即磁子间会通过  $ab + a^\dagger b^\dagger$  形式耦合在一起, 这个形式类似于光学系统里光子的非简并参量激发. 磁学系统里, 这种参量形式的耦合会产生磁子的双模压缩态, 把两个磁子模式给纠缠起来. 最后, 我们强调磁子压缩态和磁子沿着非圆形轨道进动是关联但不等价的. 前者是量子效应, 在温度升高时会消失; 后者则与温度关系不大, 主要来源于系统哈密顿关于平衡态磁矩方向的旋转对称性破缺.

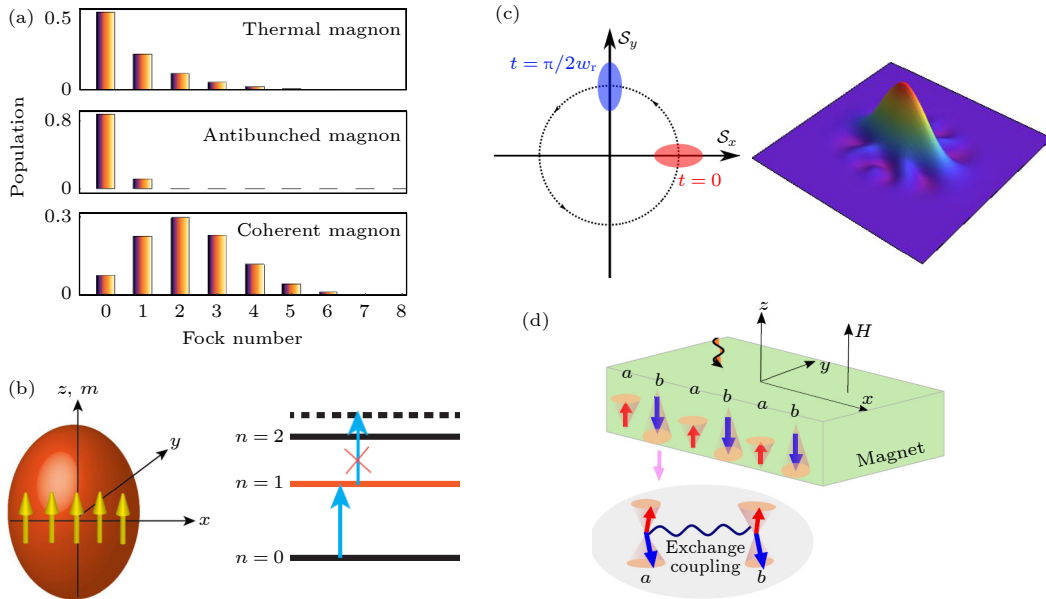


图 27 (a) 磁子反聚束态示意图; (b) 磁性小球里产生磁子反聚束态的思路示意<sup>[231]</sup>; (c) 磁子的单模压缩态示意图; (d) 双子晶格反铁磁里磁子的双模压缩态示意图<sup>[237]</sup>

Fig. 27. (a) Scheme of magnon antibunching and (b) its generation in magnetic sphere<sup>[231]</sup>; Scheme of (c) single-mode and (d) two-mode squeezed states of magnons<sup>[237]</sup>.

## 5.2 基于磁子的混合量子体系

在探究磁子量子态的基础上, 如何把磁子体系和发展成熟的量子平台耦合在一起形成混合量子系统是量子磁子学的重要课题. 目前在实验上已经实现了磁子和微波腔里光子的耦合、磁子和超导比特以及 NV 色心的耦合、以及磁子和声子系统的耦合, 这里的声子系统包括磁体晶格周期性振动和外界的机械振子两类.

磁光耦合的探究可以追溯到 20 世纪五六十年代, 当时人们考察了磁体对微波腔里电磁波传播的影响, 发现当磁体里磁子的频率和微波腔里光子的频率匹配时, 磁子和光子的状态会发生杂化; 这反映在微波腔的透射谱里, 会出现能级免交叉的现象<sup>[239,240]</sup>. 2010 年, Soykal 和 Flatté<sup>[241]</sup> 重新探索了这个问题, 发现通过适当地选择低耗散的磁性材料和高品质的微波腔, 磁子和光子的耦合可以达到强耦合区间. 2013 年, 这一预言被 Huebl 等<sup>[68]</sup> 证实, 如图 28(a) 所示, 他们将磁性绝缘体 YIG 置于超导腔里, 通过测量系统的透射谱, 发现了磁子能级和光子能级的免交叉. 之后人们发现, 当把封闭腔换成开放腔时, 磁光的耦合还会出现能级吸引的现象, 这时开放腔里的行波模式作为媒介, 在磁子和微波腔的驻波模式间建立了耗散耦合<sup>[242–244]</sup>. 在发生能级吸引时, 磁子和光子之间不再进行拉比振

荡, 而是会形成一个稳定的纠缠态<sup>[245]</sup>.

在磁光耦合的基础上, Tabuchi 等<sup>[246]</sup> 将一个超导比特和磁性小球同时放进微波腔里, 这时腔里电磁波的电场和磁场分别和超导比特以及磁性小球耦合在一起, 从而在超导比特和磁性小球之间建立了一个间接的耦合通道. 当调节磁体的频率与比特的频率接近时, 比特和磁子模式会发生杂化而产生能级免交叉, 如图 28(b) 所示. 在后续工作里, 他们通过调节磁体、比特以及腔场的频率, 实现了磁体和比特间的耗散耦合, 即  $a^\dagger a \sigma_z$ , 这里  $a$  是磁子的湮灭算符,  $\sigma_z$  是描述比特的泡利算符. 这时比特的激发与磁子激发数密切相关, 通过探测比特的状态, 作者间接地探测到了单磁子的激发<sup>[248]</sup>. 这为单磁子态在量子信息里的应用提供了实验基础.

另一个拓展磁光复合系统的思路是考虑声学模式, 这里的声学模式可以是磁体里晶格振动模式, 它会通过磁弹相互作用与磁子模式耦合在一起<sup>[247,249]</sup>, 耦合形式为  $a^\dagger a b$ , 其中  $b$  为声子模式, 如图 28(c) 所示. 这类耦合已经在量子光学的腔光力系统里被广泛研究, 其中磁子模式对应着这里的光学模式. 基于这个相似性, 腔光力系统的诸多物理和应用相继在磁光声的复合系统里找到对应, 如磁子-光子-声子的多方纠缠和量子导引、磁子的猫态、声学系统温度的测量等<sup>[250–254]</sup>.

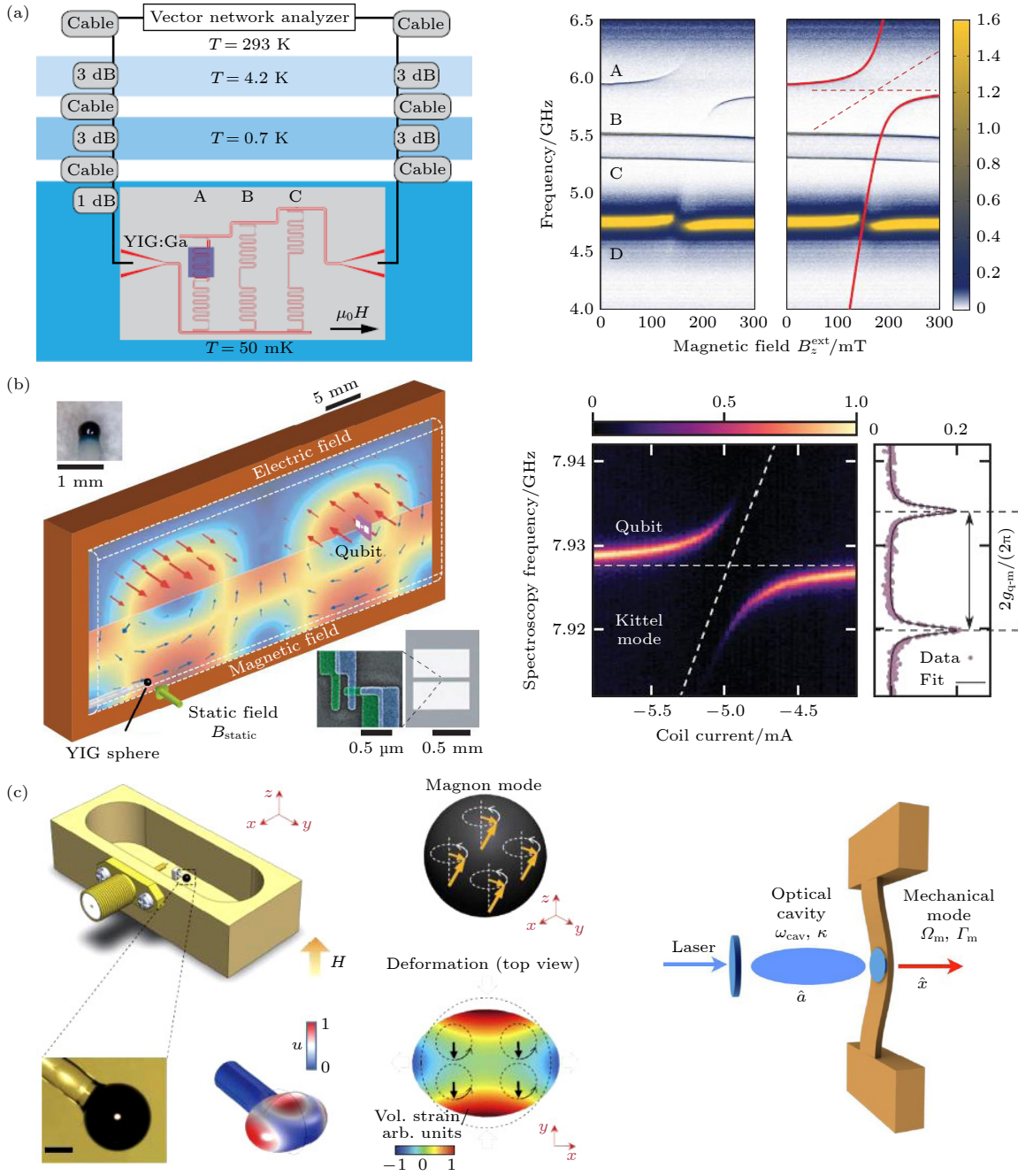


图 28 基于磁子的混合量子体系示意 (a) 磁体-微波腔<sup>[68]</sup>; (b) 磁体-量子比特<sup>[246]</sup>; (c) 磁体-声子复合系统<sup>[247]</sup>  
 Fig. 28. Hybrid magnonic platforms: (a) Magnet-microwave cavity<sup>[68]</sup>; (b) magnet-qubit<sup>[246]</sup>; (c) magnet-phonon systems<sup>[247]</sup>.

### 5.3 腔磁子学

光和物质的相互作用是物理学前沿研究的重要课题. 物质间的强相互作用可以实现两个或多个系统的量子态杂化, 有潜力带来革命性的量子信息技术. 过去十年间 (2013—2022), 人们见证了微波腔磁子学 (microwave cavity magnonics) 的兴起和发展<sup>[68,246,255–261]</sup>. 它的核心是磁子与微波腔光子由于共振耦合形成杂化态——磁光极化子 (magnon-polariton). 得益于一些磁性材料的低阻尼性质和

高品质因子的微波共振腔, 磁光极化子的实验观测相继得以实现. 磁光极化子融合了磁子相干时间较长和光子频率高、易操控的特点, 在未来量子网络计算中拥有广阔的前景.

另一方面, 量子系统的非厄米性和宇称时间对称性 (parity-time symmetry, PT symmetry) 是目前热门的研究领域. 作为量子力学基本假设之一, 所有可观测量均由厄米算符表示, 具有实数本征值. 封闭系统的哈密顿量是厄米的, 保证系统的

能量守恒. 然而, 具有 PT 对称性的非厄米哈密顿量仍然在某些参数的调控下具有实数本征值, 而相应的非厄米简并点 (又称为例外点) 则具有本征值和本征态同时简并的特殊性. 这引起了许多新兴的物理现象, 如单向光传输 [262], PT 对称性破缺引发的激光 [263], PT 对称性声子受激辐射 [264], 例外点附近的非绝热动力学 [265] 等. PT 对称性在磁子系统、微波腔磁子系统研究也逐步开展, 包括磁子系统的例外点 [266,267] 及高阶磁性例外点 [268], PT 对称性磁光系统的相变和超高磁灵敏度 [269], 实验观测 PT 对称性微波腔磁子系统的例外点等 [270]. 同时, 由于 PT 对称性的磁子系统需要同时满足耗散-增益条件, 又对实现吉尔伯特 (Gilbert) 负阻尼形式的磁增益提出了挑战. 最新的研究表明, 光学腔 (optical cavity) 光子与磁子的非共振耦合有望实现对磁阻尼的调控, 这也给腔磁子学 (cavity magnonics) 这一领域带来了新的机会.

### 5.3.1 微波腔磁子系统

2013 年, 实验首次报道观测到在 YIG 薄膜与共面波导耦合系统中形成的磁子与微波腔光子的强耦合现象 [68], 表现为微波腔的透射光谱中出现两支反交叉的耦合态.

铁磁共振是多自旋系统集体激发态的最低能态, 相应的激元是具有铁磁共振频率的磁子. 磁子与光子的耦合可由量子 TC (Tavis-Cummings) 模型描述, 哈密顿量表示为单粒子交换相互作用:

$$\mathcal{H}_{TC} = \omega_m \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_c \hat{b}^\dagger \hat{b} + g_{\text{eff}} (\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{a}), \quad (31)$$

其中,  $\omega_{m/c}$  分别表示磁子和光子的共振频率,  $\hat{a}^\dagger (\hat{b}^\dagger)$  和  $\hat{a} (\hat{b})$  是相应的产生湮灭算符,  $g_{\text{eff}}$  表示单粒子交换的有效耦合强度. 强耦合的实现要求耦合强度大于各自系统的耗散 ( $g_{\text{eff}} \gg \kappa_m, \kappa_c$ ), 而该耦合强度与磁子系统的自旋数目平方根成正比 ( $g_{\text{eff}} \propto \sqrt{N}$ ,  $N$  为总自旋数目), 这是磁子相对于单自旋更容易实现强耦合的原因. 该哈密顿量的本征值可通过玻戈留玻夫 (Bogoliubov) 变换得出:

$$\omega_{\pm} = \omega_c + \frac{\Delta}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4g_{\text{eff}}^2}, \quad \Delta = \omega_m - \omega_c, \quad (32)$$

其中,  $\Delta$  被称为调制参数, 可由外加磁场 ( $\omega_m \sim B$ ) 调制. 该本征值表示了磁光杂化态的共振频率, 其共振中心处的频率差为  $2g_{\text{eff}}$ .

实验上可以通过微波共振腔的透射波谱观测

上述耦合模, 理论上可以通过量子光学中的输入-输出公式 (input-output formula) 来描述光学探测过程, 其透射系数为

$$S_{21} = \frac{\kappa_c}{i(\omega - \omega_c) - \kappa_c + \frac{|g_{\text{eff}}|^2}{i(\omega - \omega_m) - \kappa_m}}, \quad (33)$$

其中  $\kappa_{m/c}$  分别表示磁子系统和微波腔的耗散, 微波腔的耗散包括外部耗散 (external loss) 和内部耗散 (internal loss) 两部分 ( $\kappa_c = \kappa_e + \kappa_i$ ), 磁子系统的耗散正比于吉尔伯特磁阻尼系数 ( $\kappa_m \sim \alpha$ ).

另一方面, 实验样品的尺寸已达到毫米量级, 磁子系统与光子的强耦合不仅只有单粒子过程和铁磁共振模, 还存在非线性效应和高阶自旋波模式等. 因此, 我们建立了基于描述电磁波的麦克斯韦方程和磁动力学的 LLG 方程的第一性原理散射模型 [259]. 该理论广泛适用于描述各类边界条件, 且自然地包含高阶自旋波模式、多粒子过程等.

建立散射模型首先需要在空间建立微波共振腔 (如图 29(a) 所示), 在一维坐标系两点建立共振腔壁, 可以用  $\delta$  函数形式的相对磁导率描述  $\mu_r(x) = 1 + 2\ell\delta(x) + 2\ell\delta(x - L)$ . 共振腔的宽度  $L$  可以决定共振频率, 选取厘米量级的共振腔可以得到 GHz 频率的共振微波. 共振腔的耗散可以由不透明系数  $\ell$  描述,  $\ell$  越大, 耗散越小, 共振腔的品质因子就更高. 磁体可置于微波腔中任意位置, 而置于共振微波波腹处能够得到较大的有效耦合强度. 因此, 描述整个系统微波的麦克斯韦方程可分区写为

$$(\nabla^2 + \mu_r q^2) \mathbf{h}(x) = 0, \quad (\text{磁体外部}) \quad (34)$$

$$(\nabla^2 + \epsilon_r q^2) \mathbf{h}(x) = \nabla[\nabla \cdot \mathbf{h}(x)] - \epsilon_r q^2 \mathbf{m}(x), \quad (\text{磁体内部}) \quad (35)$$

其中  $q = \omega/c$  为光在真空中的波矢,  $\epsilon_r$  为磁体内的相对介电常数. 磁体内部的磁化动力学  $\mathbf{m}(x, t)$  则可由 LLG 方程描述. 由此, 可以得到磁光极化子的色散关系. 描述散射可以将空间各个区域的微波写为左行波和右行波的线性叠加, 利用边界条件可以解出散射系数, 解得的透射系数可表示为

$$S = \frac{(1 - \beta^2) t_c^2 e^{i(k-q)d}}{[1 - \beta r_c e^{iq(L-d)}]^2 - e^{2ikd} [\beta - r_c e^{iq(L-d)}]^2}, \quad (36)$$

其中磁体厚度为  $d$ .  $\beta = (\eta q - k)/(\eta q + k)$ ,  $k$  为磁体内部的波矢, 由色散关系确定.  $t_c = i/(i + q\ell)$  和

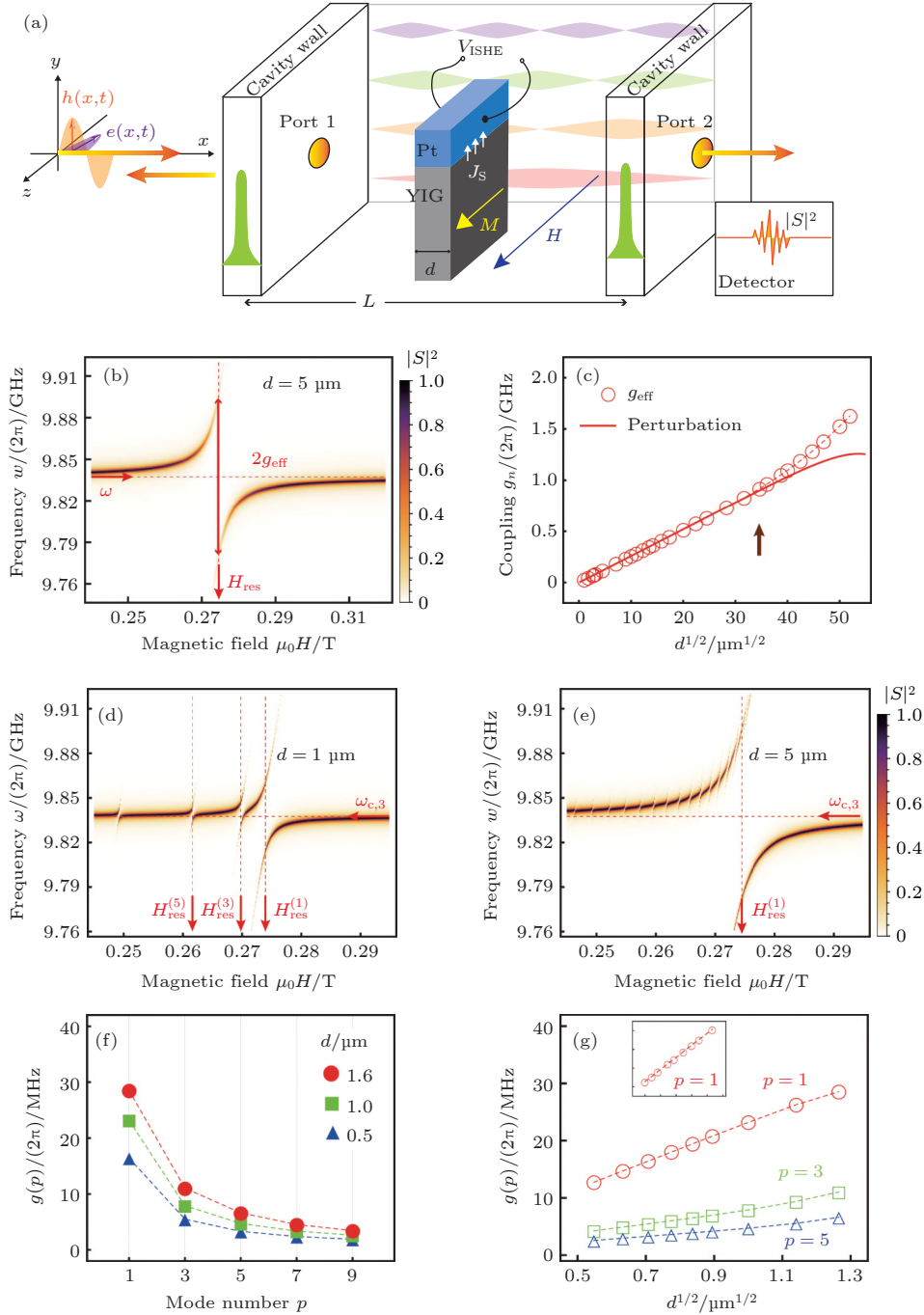


图 29 第一性原理散射理论 (a) 一维散射模型; (b) 铁磁共振态与微波腔耦合的透射波谱, 在共振中心处, 两个耦合模的频率差为  $2g_{\text{eff}}$ ; (c) 耦合强度随磁体厚度平方根的变化, 在厚度较小的时有良好的线性关系; 如考虑自旋交换相互作用, 高阶自旋波与微波腔的强耦合能够在透射波谱中 (d) 磁体厚度  $1 \mu\text{m}$ , (e) 磁体厚度  $5 \mu\text{m}$ ; (f) 耦合强度随着自旋波阶数的增加而降低; (g) 自旋波与微波腔的耦合强度与磁体厚度的平方根均呈现线性关系, 当厚度增加时, 铁磁共振模 ( $p = 1$ ) 的耦合强度较高阶模增加更多<sup>[259]</sup>

Fig. 29. First principle scattering theory: (a) 1-dimensional scattering model; (b) transmission spectrum of coupled microwave cavity and ferromagnet, the frequency difference between the hybrid modes at the resonant center is  $2g_{\text{eff}}$ ; (c) coupling strength is increasing with square root of ferromagnetic thickness, the linearity between them conforms well when the thickness is small; if we consider the exchange interaction, the standing spin wave modes are also coupled strongly with the microwave cavity, the transmission spectra are plotted when (d)  $d = 1 \mu\text{m}$  and (e)  $d = 5 \mu\text{m}$ ; (f) coupling strength decreases with the increasing order of spin waves; (g) coupling strength for each spin wave is linearly increasing with the thickness however with different slopes. The FMR mode ( $p = 1$ ) has the largest slope<sup>[259]</sup>.

$r_c = -q\ell/(i + q\ell)$ 为单个腔壁的透射及反射系数. 该透射系数在薄膜条件和长波极限下 ( $d \ll L$ ,  $k \ll 1/d$ ) 可以得到与量子模型散射系数  $S_{21}$  一致的形式. 选择合适的微波腔尺寸  $L = 46$  cm, 共振模频率  $\omega_c/(2\pi) = 9.84$  GHz, 以及磁体厚度  $d = 1$   $\mu\text{m}$ , 得到了铁磁共振模的散射频谱如图 29(b) 所示, 而数值计算也表明耦合强度随磁体厚度平方根呈线性关系, 如图 29(c) 所示, 相应地, 由微扰理论得到的关于耦合强度的公式也在磁体厚度较小时与数值结果高度符合.

考虑交换相互作用, 得到高阶自旋波与光子耦合的透射频谱, 如图 29(d), (e) 所示, 分别对应磁体厚度为 1 和 5  $\mu\text{m}$ . 由透射频谱可以看出, 耦合强度随着自旋波阶数的增加而降低 (图 29(f)), 且高阶自旋波与微波腔的耦合强度亦与磁体厚度的平方根呈现线性关系, 斜率随着自旋波阶数的增加而降低. 当厚度增加时, 铁磁共振模 ( $p = 1$ ) 的耦合强度较高阶模增加更为剧烈.

### 5.3.2 PT 对称性的微波腔磁子系统

在磁光相互作用的研究中, 发生强相互作用的条件为耦合强度远大于系统的耗散. 在过去, 寻找耗散系数更低的磁性材料是实现强耦合的主要途径 (也可通过提高材料的尺寸或微波腔的品质). 然而, 具有 PT 对称性的磁性系统, 只要耗散系数低于临界值, 系统存在实数本征频率解, 宏观的磁矩就可以保持稳定进动<sup>[265–268]</sup>.

一个典型的 PT 对称的微波腔磁子系统可以由非耗散微波腔以及耗散-增益相互平衡的磁子系统组成, 如图 30(a) 所示<sup>[269]</sup>. 该系统存在高阶例外点并可在例外点附件实现超高灵敏度的对外响应. 系统的哈密顿量可表示为

$$\mathcal{H} = \hbar\omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar(\omega_s + i\beta) \hat{s}_1^\dagger \hat{s}_1 + \hbar(\omega_s - i\beta) \hat{s}_2^\dagger \hat{s}_2 + \hbar g [\hat{a}^\dagger (\hat{s}_1 + \hat{s}_2) + \text{h.c.}], \quad (37)$$

其中  $\hat{a}^\dagger$  ( $\hat{a}$ ) 和  $\hat{s}_{1,2}^\dagger$  ( $\hat{s}_{1,2}$ ) 分别为光子和磁子的产生湮灭算符.  $\omega_c$  为微波腔共振频率.  $\omega_s$  为铁磁共振频率.  $\beta > 0$  描述系统的耗散和增益,  $g$  表示磁光耦合强度. 在宇称操作  $\hat{P}$  ( $\hat{s}_1 \leftrightarrow \hat{s}_2$ ) 和时间反演操作  $\hat{T}$  ( $i \rightarrow -i$ ,  $\hat{s}_{1(2)} \rightarrow -\hat{s}_{1(2)}$ ,  $\hat{a} \rightarrow -\hat{a}$ ) 的联合变换下, 可以直观地反映出哈密顿量 (37) 式满足 PT 对称性. 如果考虑单粒子过程, 即以量子态  $\{\hat{a}^\dagger|0\rangle, \hat{s}_1^\dagger|0\rangle, \hat{s}_2^\dagger|0\rangle\}$  作为一组完备基 ( $|0\rangle$  代表真空态), 则哈密顿

量可以写为如下矩阵形式 (令  $\hbar = 1$ ):

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \omega_s + i\beta & 0 & g \\ 0 & \omega_s - i\beta & g \\ g & g & \omega_c \end{pmatrix}. \quad (38)$$

可以得到该矩阵的本征值满足以下三次方程:

$$(\Omega^2 + P^2)(\Omega + \Delta) - 2\Omega = 0, \quad (39)$$

频率  $\Omega = (\omega - \omega_s)/g$ , 调制参数  $\Delta = (\omega_s - \omega_c)/g$  以及耗散-增益参数  $P = \beta/g$ , 均为无量纲数. 本征值随调制参数的演化如图 30(b), (c) 所示, 实线和虚线分别对应本征值的实部和虚部. 三阶 EP 点出现在光子和磁子共振处 ( $\Delta = 0$ ). 图 30(d) 表示系统相图随  $\Delta$  和  $P$  的变化. 三阶 EP 点出现在  $P = P_{\text{EP3}} = \sqrt{2}$  以及  $\Delta = 0$  处, 图中红星所示.

根据输入-输出理论, 可以推导出透射系数为

$$S_{21} = \frac{\kappa_c}{i(\omega - \omega_c) - \kappa_c + \Sigma(\omega)}, \quad (40)$$

其中  $\kappa_c$  为微波腔外部耗散.  $\Sigma(\omega) = \Sigma^{\text{gain}}(\omega) + \Sigma^{\text{loss}}(\omega)$  包含两部分:  $\Sigma^{\text{gain/loss}}(\omega) = g^2/[i(\omega - \omega_s) \pm \beta]$  增益 (+) 和耗散 (-). 可以注意到,  $\Sigma(\omega)$  是一个纯虚数, 这将导致共振透射时为完全透射.

图 30(e)–(g) 为透射波谱  $|S_{21}|^2$  随探测波频率  $\omega$  和调制参数  $\Delta$  的变化, 分别对应不同的  $P$  值. 作为参考, 空微波腔的共频谱如图 30(h) 所示. 当  $P < P_{\text{EP3}}$  时, 透射频谱显示出“Z”状 (图 30(e)), 而非传统磁光极化子的反交叉频谱. 除了两支由强耦合引起的磁光极化子, 中心处出现了一支线宽极窄的模, 对应为暗态磁光极化子 (dark-state cavity magnon-polariton). 随着  $P$  的增加, 三个磁光极化子模逐渐融合, 在三阶 EP 点处形成了一个平坦且宽的透明窗口, 如图 30(f) 所示. 当  $P$  继续增大, 即  $P > P_{\text{EP3}}$  时, 暗态磁光极化子仍然存在, 然而其线宽急剧增加, 如图 30(g) 所示, 这是 PT 对称性破缺导致的类似珀赛尔 (Purcell) 效应. 各个模的线宽随  $P$  的变化可以简单由下列渐近式给出:

$$P \rightarrow 0: \kappa_s/\kappa_c \approx (P^2 + 2)/4, \quad \kappa_o/\kappa_c \approx P^2/2, \quad (41a)$$

$$P \gg P_{\text{EP3}}: \kappa_p/\kappa_c \approx P^2/(P^2 - 2), \quad (41b)$$

如图 30(i) 所示, 理论公式与数值结果高度相符.

通常可以在简并点处定义系统随外界扰动的灵敏度 (可看作简并解除与外界扰动的对应关系, 厄米系统的灵敏度一般随外界扰动呈线性关系). 在非厄米简并 EP 点附近, 也能研究系统对外界扰

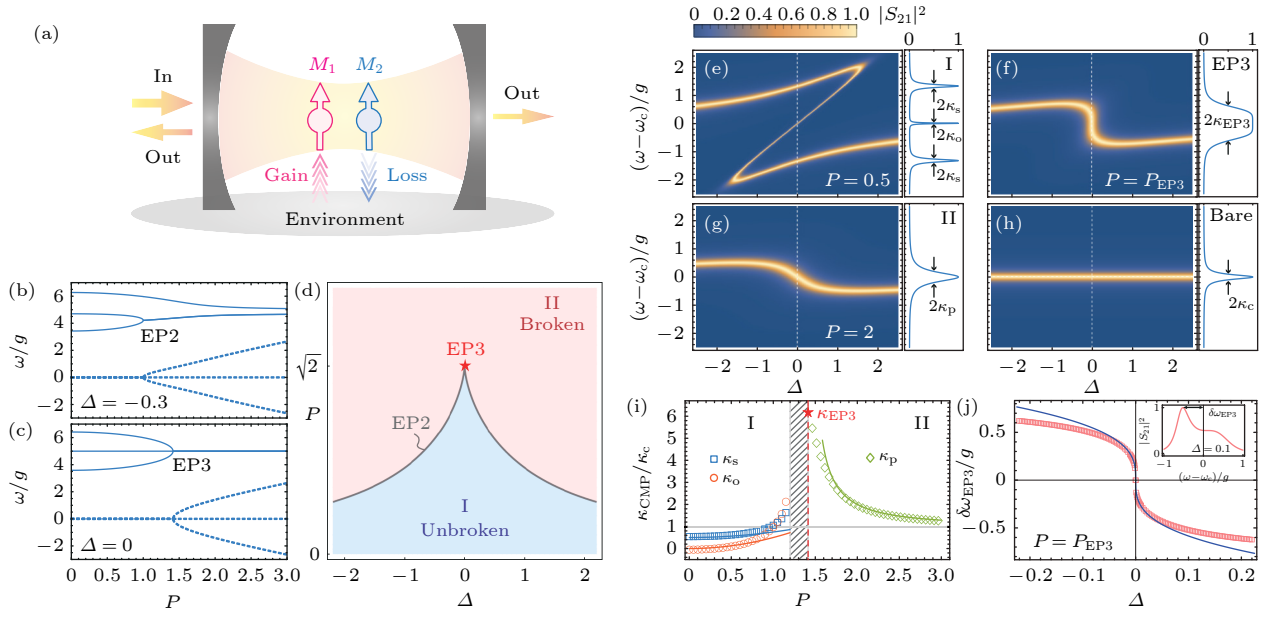


图 30 (a) PT 对称性微波腔磁子系统; 调制参数分别为 (b)  $\Delta = 0$  和 (c)  $\Delta = -0.3$  时, 系统本征频率随耗散-增益参数  $P$  的变化, 微波腔的频率设置为  $\omega_c/g = 5$ ; (d) 系统 PT 对称性相图; 不同参数下的散射频谱  $\Delta = 0$  (e)  $P = 0.5$ , (f)  $P = \sqrt{2}$ , 以及 (g)  $P = 2$ ; (h) 空微波腔的共振频谱; (i) 腔磁光极化子共振峰的半宽随着耗散-增益因子的变化; (j) 三阶 EP 点附近的磁性灵敏度<sup>[269]</sup>

Fig. 30. (a) PT symmetric cavity magnon polariton system. The eigenvalues varies with the loss-gain parameter  $P$  when the detuning (b)  $\Delta = 0$  and (c)  $\Delta = -0.3$ , with the solid and dashed curves respectively representing the real and imaginary part of eigenfrequencies. The cavity frequency is set as  $\omega_c/g = 5$ . (d) PT-symmetric phase transition diagram; transmission spectrum for different gain-loss parameters: (e)  $P = 0.5$ , (f)  $P = \sqrt{2}$ , and (g)  $P = 2$ . The right panel in (e)–(g) shows the zero-detuning spectrum. (h) Transmission spectrum of a bare cavity. (i) Half-linewidth of CMP modes as a function of the gain-loss parameter  $P$  at the zero detuning point. (j) Sensitivity at  $P = P_{EP3}$ , symbols denote numerical results and the blue curve represents the analytical formula (42)<sup>[269]</sup>.

动的响应, 通常定义为 EP 点附近两个分离的共振模之间的频率差随外加磁场的变化. 然而由于三阶 EP 点附近的本征模高度融合, 不易区分 (见图 30(f)), 很难提取出两个分裂峰之间的频率差. 目前的系统中, 由于总是存在暗态磁光极化模, 更合适的定义为该模与微波腔共振模的频率差随外加磁场的变化, 在三阶例外点  $P = P_{EP3}$  时, 该频率差为:

$$\delta\omega_{EP3}/g = -\text{sgn}(\Delta)\delta\theta, \quad \delta\theta = 2^{1/3}|\Delta|^{1/3}, \quad (42)$$

这与数值计算的结果保持一致 (在 EP 点附近的小范围内, 见图 30(j)). 在调制参数  $|\Delta| < 0.06$  的范围内, (对应于  $g \sim 1$  GHz 的外加磁场  $|\delta B| < 2$  mT), 满足  $|\Delta|^{1/3}$  的响应规律, 这与例外点附近的灵敏度正比于外加扰动的  $1/N$  次方的规律相符, 其中  $N$  为例外点的阶数. 如果考虑到微波腔的共振峰线宽, 即分辨率  $|\delta\omega_{EP3}| \sim \kappa_c$ , 磁灵敏度可表示为

$$|\delta B| \approx \frac{\kappa_c}{2\gamma C}, \quad (43)$$

其中  $C \sim g^2/\kappa_c^2$  为强耦合协同因子 (cooperativity),

范围通常在  $10^3$ – $10^7$  [68,255,256]. 通常情况下, 微波腔的共振频率为 GHz, 线宽为 MHz, 则灵敏度可估算为约  $10^{-15}$  THz $^{-1/2}$ , 这比当前最先进的磁力探测传感器 [271] 高了 2 个数量级.

### 5.3.3 光学腔-磁子系统对磁阻尼的调控

非厄米磁子系统的研究, 存在一个巨大的挑战, 即如何实现吉尔伯特形式的磁增益. 近期, 我们提出光学腔磁子相互作用的方法用于实现吉尔伯特形式的负磁耗散. 该装置包含一个放置在光学腔中的磁性小球, 与三个互相垂直方向上的圆偏振激光实现腔光子-磁子的非共振耦合, 如图 31(a) 所示. 入射激光与光腔共振模存在频率差, 当该调制为蓝色调制时, 即入射光波频率大于光学腔共振频率, 系统释放出一个磁子和一个频率较低的光子, 如图 31(b) 所示. 当为红色调制时, 即入射光波频率小于光学腔共振频率, 系统吸收一个磁子和一个频率较高的光子, 如图 31(c) 所示. 该系统的哈密顿量可表示为



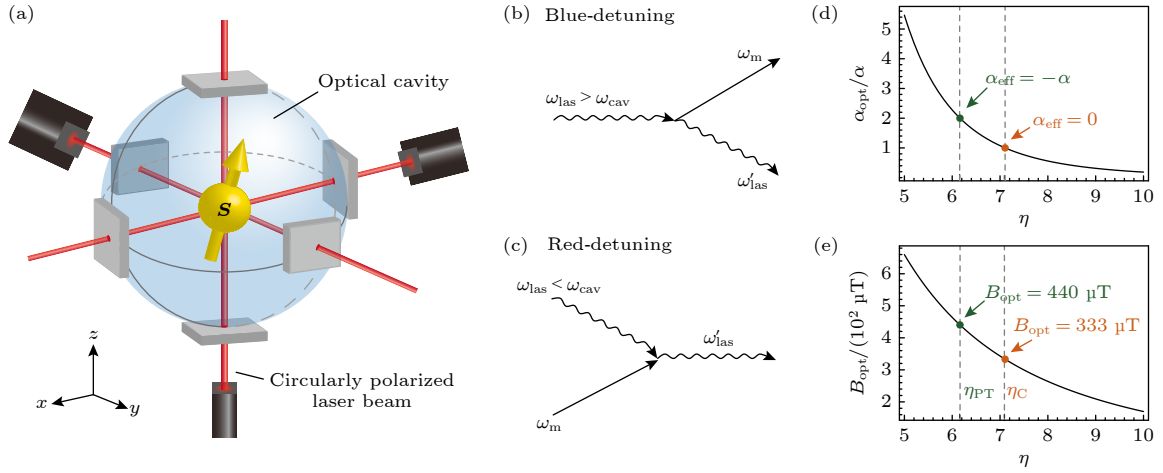


图 31 (a) 光学腔磁子系统; (b) 蓝色调制时, 入射光波频率大于光学腔共振频率, 释放出一个磁子和一个频率较低的光子; (c) 红色调制时, 入射光波频率小于光学腔共振频率, 吸收出一个磁子和一个频率较高的光子; (d) 光学诱导吉尔伯特系数和 (e) 磁场随调制因子的变化<sup>[272]</sup>

Fig. 31. (a) Schematic illustration of a macrospin  $S$  interacting with three orthogonally propagating circularly-polarized lasers (red beams) in an optical cavity; off-resonant coupling between the driving laser ( $\omega_{\text{las}}$ ) and the cavity photon ( $\omega_{\text{cav}}$ ) mediated by magnons ( $\omega_{\text{m}} \ll \omega_{\text{cav}}$ ) in the (b) blue and (c) red detuning regimes; (d) optically induced magnetic gain and (e) induced magnetic field vs. the optical detuning parameter  $\eta$ <sup>[272]</sup>.

$$\mathcal{H} = -\hbar\omega_{\text{m}}\hat{S}_z - \hbar \sum_{j=x,y,z} (\Delta_j - g_j\hat{S}_j)\hat{c}_j^\dagger\hat{c}_j + \mathcal{H}_{\text{dr}}, \quad (44)$$

其中, 第一项为塞曼能, 第二项为磁光相互作用, 调制参数  $\Delta_j = \omega_{\text{las},j} - \omega_{\text{cav}}$  为入射激光和光腔模的频率差.  $j = x, y, z$  代表三个相互垂直的方向. 耦合系数  $g_j = \frac{c\theta_F}{S\sqrt{\epsilon_r}}$  与磁性系统的法拉第角  $\theta_F$  和自旋数目  $S$  相关, 此处  $c$  为光速,  $\epsilon_r$  为相对介电常数. 最后一项为驱动光场  $\mathcal{H}_{\text{dr}} = i\hbar \sum_j (A_j\hat{c}_j^\dagger - \text{h.c.})$ ,  $A_j$  为驱动光场的振幅.

该系统的运动方程由海森伯-郎之万方程 (Heisenberg-Langevin equations) 描述, 由此可在快光近似下 (fast-cavity approximation) 求解系统的光子数, 从而得到光子诱导的等效 LLG 方程<sup>[272]</sup>. 在以下两个假设前提下: i) 三束完全相同的驱动激光, 即  $A_j = A$ ,  $g_j = g$ ,  $\kappa_j = \kappa$ , 和  $\Delta_j = \Delta$ ; ii) 远调制区间, 即调制因子  $\eta = \Delta/(gS)$  且  $|\eta| \gg 1$ . 最终, 得到光学调制的吉尔伯特系数和磁场为

$$\alpha_{\text{opt}} = \frac{4\kappa A^2 g^2 S \Delta}{(\Delta^2 + \kappa^2)^3}, \quad B_{\text{opt}} = \frac{\gamma^{-1} g A^2}{\Delta^2 + \kappa^2} \sum_j \mathbf{e}_j. \quad (45)$$

至此, 描述磁矩运动的 LLG 方程中, 有效吉尔伯特系数为  $\alpha_{\text{eff}} = -\alpha_{\text{opt}} + \alpha$ , 可以看见光学诱导项在远蓝调制区间能减小磁性系统的内禀耗散, 甚至可以超越零点让该有效耗散为负, 即为磁增益. 图 31(d) 给出了光学诱导的吉尔伯特系数  $\alpha_{\text{opt}}$  随调制因子的增大而减小的变化情况, 其中分别标注了

将有效磁耗散为零和为负的调制点. 图 31(e) 为光学诱导的磁场随调制的变化, 该诱导磁场的整体强度远小于一般铁磁共振的外磁场强度, 一般可忽略不计.

## 6 结 论

磁子技术旨在利用自旋波来进行信息处理、传输和存储, 已成为下一代低能耗超快运算技术的有力竞争者. 本文主要介绍了本团队最近五年在手性磁子学、非线性磁子学、拓扑磁子学以及量子磁子学方面的理论工作. 在手性磁子学方面, 介绍了磁偶极相互作用和 DMI 诱导的自旋波非互易传播以及自旋波在手性界面处传播所展现的负折射、古斯-汉欣效应、斯特恩-盖拉赫效应等奇特物理现象. 在非线性效应方面, 揭示了 DMI 和磁畴壁诱导的三磁子过程, 并预言了磁子与磁结构 (斯格明子和磁涡旋态) 之间非线性散射产生的磁子频率梳现象. 然而, 磁子频率梳的调控和实际应用还有待进一步的研究和发掘. 对磁性系统中拓扑相的基础研究不但能揭示和理解这些有趣的拓扑物理, 同时还能为将来设计受拓扑保护的自旋电子器件提供重要的参考和建议. 对磁子量子态、离散和连续变量系统的量子纠缠等基础知识的详细介绍, 能为初学者进入这个领域提供有益的参考.

早期关于磁子学的研究对象主要集中在低维铁磁体系中低振幅自旋波的线性效应,近年来人们对自旋波的新属性自由度、新材料体系、新逻辑计算等方面的探索极大拓展了磁子学领域的研究范围.首先,在反铁磁或亚铁磁体系中,磁子自旋具有完整的极化自由度<sup>[65,273]</sup>,可以类比电子的自旋属性,因此基于电子自旋属性的信息完全可以由磁子来进行传输.除了常见的自旋角动量,磁子在具有旋转对称性的体系中还可以携带轨道角动量<sup>[160]</sup>.不同于自旋角动量量子数只能取 $\pm 1$ ,磁子的轨道角动量量子数理论上可以取任意整数,且轨道角动量不同的磁子模式之间具有正交性,因此基于轨道角动量属性的多路复用可以提高磁子的通信容量,实现海量数据的并行处理.对自旋波引入自旋极化和轨道角动量属性,开辟了新的磁子调控的自由度.然而,如何建立基于磁子自旋极化属性和轨道角动量属性的大容量磁子通信系统仍是一个严峻的挑战.

磁性材料是磁子器件的基础,传统工艺制备的具有二维几何形貌的磁性薄膜,不可避免地会产生界面缺陷,增加了磁子自旋信息在传输中的损耗.当磁性薄膜减小至单个原子层厚度时,二维磁性材料体系会展现出优异的传输特性和丰富的新奇物理效应,如自旋轨道距<sup>[274]</sup>、量子反常霍尔效应<sup>[275]</sup>、磁斯格明子<sup>[276]</sup>等.另外,在基于魔角双原子层的二维磁性材料莫尔超晶格中,通过对转角的调控,可以改变磁子的能带结构,实现磁子平带、拓扑马约拉纳态等奇特的物态性质<sup>[277-279]</sup>.磁子器件的集成化需要将二维磁性材料垂向堆叠成三维多层膜结构<sup>[280]</sup>,通过层间的交换作用、磁偶极相互作用、磁矩指向等方式可以进一步调控磁子的传输特性<sup>[281,282]</sup>.由多层膜结构构成的人工反铁磁或亚铁磁体系也是研究磁子-磁子耦合效应的理想平台<sup>[67,283]</sup>.此外,在具有一定厚度的磁性块体材料中存在着自旋结构复杂的三维拓扑磁结构<sup>[284-286]</sup>,它们的自旋动力学以及与磁子之间相互作用也将是一个值得探讨的问题.不管是单原子层的二维磁体还是具有一定厚度的三维磁体,维度的变化都有望带来更多磁子相关的新效应、新物理的发现,并为新型磁子器件的研制提供理想的研究平台.除了调制磁性体系的空间维度,人们最近还将磁子学的研究拓展至时间维度,实现了磁子的时间晶体<sup>[287]</sup>.

传统的基于布尔运算的磁子逻辑器件已经被

广泛研究<sup>[10,288]</sup>,如自旋波逻辑门<sup>[289,290]</sup>、二极管<sup>[20]</sup>、定向耦合器<sup>[142,291]</sup>等.近年来,新型的自旋波计算构架也被提出.例如,人们利用非线性自旋波干涉设计出一种基于自旋波的神经网络,实现了信号路由和非线性激活等神经形态计算功能<sup>[292]</sup>.最近,一种基于自旋波逆向设计的方法被提出,该方法基于反馈的计算算法实现了自旋波的复用器、非线性开关、循环器等磁子器件的设计<sup>[293]</sup>.未来,其他新型自旋波构架的设计与研制将是人们感兴趣的一个研究方向.

总之,磁子学的研究是未来信息领域最具发展前景的方向之一,目前正处于飞速发展的阶段.然而,目前主流的研究还聚焦于新奇磁子物理效应的理论探索和相关磁子器件的设计上.真正能与传统电子器件相互集成的磁子型器件却鲜有研发出来,也是阻碍磁子学领域发展的一个难题.因此,未来需要更多具有实验以及产业背景的科研人员投身该领域,验证各种理论上预言的新奇物理现象,并最终制造出具备实际功用的磁子器件以及实现其应用化,带来磁子技术层面的重大革新.

## 参考文献

- [1] Bloch F 1930 *Z. Phys.* **61** 206
- [2] Brockhouse B N 1957 *Phys. Rev.* **106** 859
- [3] Skarsvåg H, Holmqvist C, Brataas A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 237201
- [4] Demokritov S O, Demidov V E, Dzyapko O, Melkov G A, Serga A A, Hillebrands B, Slavin A N 2006 *Nature* **443** 430
- [5] Kruglyak V V, Demokritov S O, Grundler D 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 264001
- [6] Lenk B, Ulrichs H, Garbs F, Müntzenberg M 2011 *Phys. Rep.* **507** 107
- [7] Chumak A V, Vasyuchka V I, Serga A A, Hillebrands B 2015 *Nat. Phys.* **11** 453
- [8] Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, et al. 2021 *J. Phys.: Condens. Matter* **33** 413001
- [9] Yu H, Xiao J, Schultheiss H 2021 *Phys. Rep.* **905** 1
- [10] Chumak A V, Kabos P, Wu M, et al. 2022 *IEEE Trans. Magn.* **58** 1
- [11] Liu C, Chen J, Liu T, et al. 2018 *Nat. Commun.* **9** 738
- [12] Dieterle G, Förster J, Stoll H, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 117202
- [13] Albisetti E, Tacchi S, Silvani R, et al. 2020 *Adv. Mater.* **32** 1906439
- [14] Chen J, Hu J, Yu H 2021 *ACS Nano* **15** 4372
- [15] Hertel R, Wulfhekel W, Kirschner J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 257202
- [16] Garcia-Sanchez F, Borys P, Soucaille R, Adam J P, Stamps R L, Kim J V 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 247206
- [17] Wagner K, Kákay A, Schultheiss K, Henschke A, Sebastian T, Schultheiss H 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 432
- [18] Li Z, Dong B, He Y, Chen A, Li X, Tian J H, Yan C 2021

- Nano Lett.* **21** 4708
- [19] Lan J, Yu W, Xiao J 2017 *Nat. Commun.* **8** 178
- [20] Lan J, Yu W, Wu R, Xiao J 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041049
- [21] Yu W, Lan J, Wu R, Xiao J 2016 *Phys. Rev. B* **94** 140410(R)
- [22] Xing X, Zhou Y 2016 *NPG Asia Mater.* **8** e246
- [23] Xing X, Pong P W T, Åkerman J, Zhou Y 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 054016
- [24] Yu W, Lan J, Xiao J 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 024055
- [25] Ma F, Zhou Y, Braun H B, Lew W S 2015 *Nano Lett.* **15** 4029
- [26] Chen Z, Ma F 2021 *J. Appl. Phys.* **130** 090901
- [27] Dugaev V K, Bruno P, Canals B, Lacroix C 2005 *Phys. Rev. B* **72** 024456
- [28] Hoogdalem K A V, Tserkovnyak Y, Loss D 2013 *Phys. Rev. B* **87** 024402
- [29] Daniels M W, Yu W, Cheng R, Xiao J, Xiao D 2019 *Phys. Rev. B* **99** 224433
- [30] Kim S K, Nakata K, Loss D, Tserkovnyak Y 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 057204
- [31] Aristov D N, Matveeva P G 2016 *Phys. Rev. B* **94** 214425
- [32] Zhang B, Wang Z, Cao Y, Yan P, Wang X R 2018 *Phys. Rev. B* **97** 094421
- [33] Schultheiss K, Verba R, Wehrmann F, Wagner K, Körber L, Hula T, Hache T, Kákay A, Awad A A, Tiberkevich V, Slavin A N, Fassbender J, Schultheiss H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 097202
- [34] Körber L, Schultheiss K, Hula T, Verba R, Fassbender J, Kákay A, Schultheiss H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 207203
- [35] Wang Z, Yuan H Y, Cao Y, Li Z X, Duine R A, Yan P 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 037202
- [36] Wang Z, Yuan H Y, Cao Y, Yan P 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 107203
- [37] Wang Z, Li Z X, Wang R, Liu B, Meng H, Cao Y, Yan P 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 222406
- [38] Yao X, Wang Z, Deng M, Li Z X, Zhang Z, Cao Y, Yan P 2021 *Front. Phys.* **9** 729967
- [39] Yan P, Wang X S, Wang X R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 177207
- [40] Han J, Zhang P, Hou J T, Siddiqui S A, Liu L 2019 *Science* **366** 1121
- [41] Wang Y, Zhu D, Yang Y, et al. 2019 *Science* **366** 1125
- [42] Jiang Y, Yuan H Y, Li Z X, Wang Z, Zhang H W, Cao Y, Yan P 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 217204
- [43] Kammerer M, Weigand M, Curcic M, et al. 2011 *Nat. Commun.* **2** 279
- [44] Wang R, Dong X 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 082402
- [45] Zhang B, Wang W, Beg M, Fangohr H, Kuch W 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 102401
- [46] Petti D, Tacchi S, Albisetti E 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 293003
- [47] Demokritov S, Hillebrands B, Slavin A 2001 *Phys. Rep.* **348** 441
- [48] Serga A A, Sandweg C W, Vasyuchka V I, Jungfleisch M B, Hillebrands B, Kreisel A, Kopietz P, Kostylev M P 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134403
- [49] Sebastian T, Schultheiss K, Obry B, Hillebrands B, Schultheiss H 2015 *Front. Phys.* **3** 35
- [50] Tacchi S, Gubbiotti G, Madami M, Carlotti G 2017 *J. Phys.: Condens. Matter* **29** 073001
- [51] Lucassen J, Schippers C F, Rutten L, et al. 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 012403
- [52] Liensberger L, Flacke L, Rogerson D, Althammer M, Gross R, Weiler M 2019 *IEEE Magn. Lett.* **10** 5503905
- [53] Sluka V, Schneider T, Gallardo R A, et al. 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 328
- [54] Chumak A V, Serga A A, Jungfleisch M B, Neb R, Bozhko D A, Tiberkevich V S, Hillebrands B 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 082405
- [55] Sar T V D, Casola F, Walsworth R, et al. 2015 *Nat. Commun.* **6** 7886
- [56] Koerner C, Dreyer R, Wagener M, Liebing N, Bauer H G, Woltersdorf G 2022 *Science* **375** 1165
- [57] Dreyer R, Schäffer A F, Bauer H G, Liebing N, Berakdar J, Woltersdorf G 2022 *Nat. Commun.* **13** 4939
- [58] Carmiggelt J J, Bertelli I, Mulder R W, Teepe A, Elyasi M, Simon B G, Bauer G E W, Blanter Y M, van der Sar T 2023 *Nat. Commun.* **14** 490
- [59] Bejarano M, Goncalves F J T, Hache T, Hollenbach M, Heins C, Hula T, Körber L, Heinze J, Berencén Y, Helm M, Fassbender J, Astakhov G V, Schultheiss H 2022 *arXiv: 2208.09036*
- [60] Cheng R, Daniels M W, Zhu J G, Xiao D 2016 *Sci. Rep.* **6** 24223
- [61] Cheng R, Okamoto S, Xiao D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 217202
- [62] Zyuzin V A, Kovalev A A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 217203
- [63] Wang W, Gu C, Zhou Y, Fangohr H 2017 *Phys. Rev. B* **96** 024430
- [64] Wimmer T, Kamra A, Gückelhorn J, Opel M, Geprägs S, Gross R, Huebl H, Althammer M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 247204
- [65] Rezende S M, Azevedo A, Rodríguez-Suárez R L 2019 *J. Appl. Phys.* **126** 151101
- [66] Lebrun R, Ross A, Bender S A, Qaiumzadeh A, Baldrati L, Cramer J, Brataas A, Duine R A, Kläui M 2018 *Nature* **561** 222
- [67] Shiota Y, Taniguchi T, Ishibashi M, Moriyama T, Ono T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 017203
- [68] 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
- [69] Holanda J, Maior D S, Azevedo A, Rezende S M 2018 *Nat. Phys.* **14** 500
- [70] Zhang S S L, Zhang S F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096603
- [71] Wu H, Wan C H, Zhang X, Yuan Z H, Zhang Q T, Qin J Y, Wei H X, Han X F, Zhang S 2016 *Phys. Rev. B* **93** 060403(R)
- [72] Wu H, Huang L, Fang C, Yang B S, Wan C H, Yu G Q, Feng J F, Wei H X, Han X F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 097205
- [73] Guo C Y, Wan C H, Wang X, Fang C, Tang P, Kong W J, Zhao M K, Jiang L N, Tao B S, Yu G Q, Han X F 2018 *Phys. Rev. B* **98** 134426
- [74] Yu T, Luo Z, Bauer G W 2023 *Phys. Rep.* **1009** 1
- [75] Shinjo T, Okuno T, Hassdorf R, Shigeto K, Ono T 2000 *Science* **289** 930
- [76] Chen G, Zhu J, Quesada A, Li J, N'Diaye A T, Huo Y, Ma T P, Chen Y, Kwon H Y, Won C, Qiu Z Q, Schmid A K, Wu Y Z 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177204
- [77] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [78] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 899
- [79] Serga A A, Chumak A V, Hillebrands B 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 264002
- [80] Mohseni M, Verba R, Brächer T, Wang Q, Bozhko D. A,

- Hillebrands B, Pirro P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 197201
- [81] Zhang Z, Wang Z, Yang H, Li Z X, Cao Y, Yan P 2022 *Phys. Rev. B* **106** 174413
- [82] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [83] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
- [84] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
- [85] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988
- [86] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
- [87] Boule O, Vogel J, Yang H, Pizzini S, Chaves D de S, Locatelli A, Menteş T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmuguenai M, Roussigné Y, Stashkevich A, Chérif S M, Aballe L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, Gaudin G 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 449
- [88] Moon J H, Seo S M, Lee K J, Kim K W, Ryu J, Lee H W, McMichael R D, Stiles M D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184404
- [89] Cortés-Ortuño D, Landeros P 2013 *J. Phys.: Condens. Matter* **25** 156001
- [90] Guo J, Zeng X, Yan M 2017 *Phys. Rev. B* **96** 014404
- [91] Xia J, Zhang X, Yan M, Zhao W, Zhou Y 2016 *Sci. Rep.* **6** 25189
- [92] Kim J V, Stamps R L, Camley R E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 197204
- [93] Wang Z, Zhang B, Cao Y, Yan P 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 054018
- [94] Wang Z, Cao Y, Yan P 2019 *Phys. Rev. B* **100** 064421
- [95] Mulkers J, Waeyenberge B V, Milošević M V 2018 *Phys. Rev. B* **97** 104422
- [96] Gallardo R A, Cortés-Ortuño D, Schneider T, Roldán-Molina A, Ma F, Troncoso R E, Lenz K, Fangohr H, Lindner J, Landeros P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 067204
- [97] Di K, Zhang V L, Lim H S, Ng S C, Kuok M H, Yu J, Yoon J, Qiu X, Yang H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 047201
- [98] Zakeri K 2017 *J. Phys.: Condens. Matter* **29** 013001
- [99] Jeong D E, Han D S, Kim S K 2011 *Spin* **1** 27
- [100] Stigloher J, Decker M, Körner H S, Tanabe K, Moriyama T, Taniguchi T, Hata H, Madami M, Gubbiotti G, Kobayashi K, Ono T, Back C H 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 037204
- [101] Hioki T, Hashimoto Y, Saitoh E 2020 *Commun. Phys.* **3** 188
- [102] Mulkers J, Waeyenberge B V, Milošević M V 2017 *Phys. Rev. B* **95** 144401
- [103] Hong I S, Lee S W, Lee K J 2017 *Curr. Appl. Phys.* **17** 1576
- [104] Menezes R M, Mulkers J, Silva C C S, Milošević M V 2019 *Phys. Rev. B* **99** 104409
- [105] Lee S J, Moon J H, Lee H W, Lee K J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 184433
- [106] Hioki T, Tsuboi R, Johansen T H, Hashimoto Y, Saitoh E 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 112402
- [107] Goos F, Hänchen H 1947 *Ann. Phys.* **436** 333
- [108] Declercq N F, Lamkanfi E 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 054103
- [109] Chen X, Lu X J, Ban Y, Li C F 2013 *J. Opt.* **15** 033001
- [110] Haan V O D, Plomp J, Rekveldt T M, Kraan W H, Well A A V, Dalgliesh R M, Langridge S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010401
- [111] Dadoenkova Y S, Dadoenkova N N, Lyubchanskii I L, Sokolovskyy M L, Kłos J W, Romero-Vivas J, Krawczyk M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 042404
- [112] Gruszecki P, Romero-Vivas J, Dadoenkova Y S, Dadoenkova N N, Lyubchanskii I L, Krawczyk M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 242406
- [113] Gruszecki P, Dadoenkova Y S, Dadoenkova N N, Lyubchanskii I L, Romero-Vivas J, Gusliencko K Y, Krawczyk M 2015 *Phys. Rev. B* **92** 054427
- [114] Gruszecki P, Mailyan M, Gorobets O, Krawczyk M 2017 *Phys. Rev. B* **95** 014421
- [115] Stigloher J, Taniguchi T, Körner H S, Decker M, Moriyama T, Ono T, Back C H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 137201
- [116] Yan Z R, Xing Y W, Han X F 2021 *Phys. Rev. B* **104** L020413
- [117] Zhen W, Deng D 2020 *Opt. Commun.* **474** 126067
- [118] Laliena V, Campo J 2022 *Adv. Electron. Mater.* **8** 2100782
- [119] Artmann K 1948 *Ann. Phys.* **437** 87
- [120] Toedt J N, Mundkowski M, Heitmann D, Mendach S, Hansen W 2016 *Sci. Rep.* **6** 33169
- [121] Papp A, Csaba G 2018 *IEEE Magn. Lett.* **9** 3706405
- [122] Dzyapko O, Borisenko I V, Demidov V E, Pernice W, Demokritov S O 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 232407
- [123] Whitehead N J, Horsley S A R, Philbin T G, Kruglyak V V 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 212404
- [124] Vogel M, Pirro P, Hillebrands B, Freymann G V 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 262404
- [125] Dai H, Xing Y, Chen M, Gao M, Guo Z, Zhang Y, Ma X, Hao X, Mohamed Z A Y, Zhang H, Liu C 2022 *J. Magn. Mater.* **545** 168743
- [126] Zelent M, Mailyan M, Vashistha V, Gruszecki P, Gorobets O Y, Gorobets Y I, Krawczyk M 2019 *Nanoscale* **11** 9743
- [127] Gräfe J, Gruszecki P, Zelent M, Decker M, Keskinbora K, Noske M, Gawronski P, Stoll H, Weigand M, Krawczyk M, Back C H, Goering E J, Schütz G 2020 *Phys. Rev. B* **102** 024420
- [128] Bao W, Wang Z, Cao Y, Yan P 2020 *Phys. Rev. B* **102** 014423
- [129] Mohseni S M, Sani S R, Persson J, Nguyen T N A, Chung S, Pogoryelov Y, Muduli P K, Iacocca E, Eklund A, Dumas R K, Bonetti S, Deac A, Hoefler M A, Åkerman J 2013 *Science* **339** 1295
- [130] Gerlach W, Stern O 1922 *Z. Phys.* **9** 349
- [131] Castelvechchi D 2022 *Nat. Rev. Phys.* **4** 140
- [132] Editorials 2022 *Nat. Phys.* **18** 1381
- [133] Karnieli A, Arie A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 053901
- [134] Li Y, Bruder C, Sun C P 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 130403
- [135] Li J, Wilson C B, Cheng R, Lohmann M, Kavand M, Yuan W, Aldosary M, Agladze N, Wei P, Sherwin M S, Shi J 2020 *Nature* **578** 70
- [136] Wang Z, Bao W, Cao Y, Yan P 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 242403
- [137] Kimura T, Otani Y, Sato T, Takahashi S, Maekawa S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 156601
- [138] Kajiwara Y, Harii K, Takahashi S, Ohe J, Uchida K, Mizuguchi M, Umezawa H, Kawai H, Ando K, Takanashi K, Maekawa S, Saitoh E 2010 *Nature* **464** 262
- [139] Schultheiss H, Vogt K, Hillebrands B 2012 *Phys. Rev. B* **86** 054414
- [140] Kreil A J E, Bozhko D A, Musienko-Shmarova H Y, Vasyuchka V I, L'vov V S, Pomyalov A, Hillebrands B, Serga A A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 077203
- [141] Chumak A V, Serga A A, Hillebrands B 2014 *Nat. Commun.* **5** 4700
- [142] Wang Q, Kewenig M, Schneider M, Verba R, Kohl F, Heinz B, Geilen M, Mohseni M, Lägler B, Ciubotaru F, Adelman C, Dubs C, Cotofana S D, Dobrovolskiy O V, Brächer T, Pirro P, Chumak A V 2020 *Nat. Electron.* **3** 765

- [143] Stancil D D, Prabhakar A 2009 *Spin Waves: Theory and Applications* (New York: Springer) pp273–280
- [144] Costa Filho R N, Cottam M G, Farias G A 2000 *Phys. Rev. B* **62** 6545
- [145] Verba R, Körber L, Schultheiss K, Schultheiss H, Tiberkevich V, Slavin A 2021 *Phys. Rev. B* **103** 014413
- [146] Hall J L 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1279
- [147] Hänsch T W 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1297
- [148] Fortier T, Baumann E 2019 *Commun. Phys.* **2** 153
- [149] Bjork B J, Bui T Q, Heckl O H, Changala P B, Spaun B, Heu P, Follman D, Deutsch C, Cole G D, Aspelmeier M, Okumura M, Ye J 2016 *Science* **354** 444
- [150] Liang Q, Chanv Y C, Bryan Changala P, Nesbitt D J, Ye J, Toscano J 2021 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **118** e2105063118
- [151] Cao L S, Qi D X, Peng R W, Wang M, Schmelcher P 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 075505
- [152] Ganesan A, Do C, Seshia A 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 033903
- [153] Schütte C, Garst M 2014 *Phys. Rev. B* **90** 094423
- [154] Sun J, Shi S, Wang J 2022 *Adv. Eng. Mater.* **24** 2101245
- [155] Zhou Z W, Wang X G, Nie Y Z, Xia Q L, Guo G H 2021 *J. Magn. Magn. Mater.* **534** 168046
- [156] Xiong H 2023 *Fundam. Res.* **3** 8
- [157] Hula T, Schultheiss K, Gonçalves F J T, Körber L, Bejarano M, Copus M, Flacke L, Liensberger L, Buzdakov A, Kákay A, Weiler M, Camley R, Fassbender J, Schultheiss H 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 112404
- [158] Rao J W, Yao B, Wang C Y, Zhang C, Yu T, Lu W 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 046705
- [159] Jia C, Ma D, Schäffer A F, Berakdar J 2019 *Nat. Commun.* **10** 2077
- [160] Jia C, Chen M, Schäffer A F, Berakdar J 2021 *NPJ Comput. Mater.* **7** 101
- [161] Guslienko K Y 2008 *J. Nanosci. Nanotechnol.* **8** 2745
- [162] Penrose R 2002 *Gen. Relativ. Gravit.* **34** 1141
- [163] Klitzing K V, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
- [164] Tsui D C, Stormer H L, Gossard A C 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1559
- [165] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [166] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [167] Ozawa T, Price H M, Amo A, Goldman N, Hafezi M, Lu L, Rechtsman M C, Schuster D, Simon J, Zilberberg O, Carusotto I 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 015006
- [168] Zhang X, Xiao M, Cheng Y, Lu M H, Christensen J 2018 *Commun. Phys.* **1** 97
- [169] Ma G, Xiao M, Chan C T 2019 *Nat. Rev. Phys.* **1** 281
- [170] Lee C H, Imhof S, Berger C, Bayer F, Brehm J, Molenkamp L W, Kiessling T, Thomale R 2018 *Commun. Phys.* **1** 39
- [171] Li Z X, Cao Y S, Yan P 2021 *Phys. Rep.* **915** 1
- [172] Benalcazar W A, Bernevig B A, Hughes T L 2017 *Science* **357** 61
- [173] King-Smith R D, Vanderbilt D 1993 *Phys. Rev. B* **47** 1651(R)
- [174] Slager R J, Rademaker L, Zaanen J, Balents L 2015 *Phys. Rev. B* **92** 085126
- [175] Kariyado T, Morimoto T, Hatsugai Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 247202
- [176] Onose Y, Ideue T, Katsura H, Shiomi Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Science* **329** 297
- [177] Li Z X, Cao Y S, Yan P, Wang X R 2019 *npj Comput. Mater.* **5** 107
- [178] Li Z X, Cao Y S, Wang X R, Yan P 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 064058
- [179] Li Z X, Cao Y S, Wang X R, Yan P 2020 *Phys. Rev. B* **101** 184404
- [180] Katsura H, Nagaosa N, Lee P A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 066403
- [181] Strohm C, Rikken G L J A, Wyder P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 155901
- [182] Matsumoto R, Murakami S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 197202
- [183] Zhang L, Ren J, Wang J S, Li B 2013 *Phys. Rev. B* **87** 144101
- [184] Hirschberger M, Chisnell R, Lee Y S, Ong N P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 106603
- [185] Hirschberger M, Krizan J W, Cava R J, Ong N P 2015 *Science* **348** 106
- [186] Tanabe K, Matsumoto R, Ohe J I, Murakami S, Moriyama T, Chiba D, Kobayashi K, Ono T 2016 *Phys. Status Solidi B* **253** 7837
- [187] Mook A, Henk J, Mertig I 2014 *Phys. Rev. B* **90** 024412
- [188] Shindou R, Ohe J I, Matsumoto R, Murakami S, Saitoh E 2013 *Phys. Rev. B* **87** 174402
- [189] Shindou R, Matsumoto R, Murakami S, Ohe J I 2013 *Phys. Rev. B* **87** 174427
- [190] Wang X S, Su Y, Wang X R 2017 *Phys. Rev. B* **95** 014435
- [191] Mochizuki M, Yu X Z, Seki S, Kanazawa N, Koshibae W, Zang J, Mostovoy M, Tokura Y, Nagaosa N 2014 *Nat. Mater.* **13** 241
- [192] Mook A, Henk J, Mertig I 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 157204
- [193] Su Y, Wang X S, Wang X R 2017 *Phys. Rev. B* **95** 224403
- [194] Su Y, Wang X R 2017 *Phys. Rev. B* **96** 104437
- [195] Wan X, Turner A M, Vishwanath A, Savrasov S Y 2011 *Phys. Rev. B* **83** 205101
- [196] Nielsen H B, Ninomiya M 1983 *Phys. Lett. B* **130** 389
- [197] Xu S Y, Belopolski I, Alidoust N, Neupane M, Bian G, Zhang C, Sankar R, Chang G, Yuan Z, Lee C C, Huang S M, Zheng H, Ma J, Sanchez D S, Wang B, Bansil A, Chou F, Shibaev P P, Lin H, Jia S, Hasan M Z 2015 *Science* **349** 613
- [198] Wang X S, Zhang H W, Wang X R 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 024029
- [199] Wachowiak A, Wiebe J, Bode M, Pietzsch O, Morgenstern M, Wiesendanger R 2002 *Science* **298** 577
- [200] Makhfudz I, Krüger B, Tchernyshyov O 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 217201
- [201] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
- [202] Catalan G, Seidel J, Ramesh R, Scott J E 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 119
- [203] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [204] Pribiag V S, Krivorotov I N, Fuchs G D, Braganca P M, Ozatay O, Sankey J C, Ralph D C, Buhrman R A 2007 *Nat. Phys.* **3** 498
- [205] Han D S, Vogel A, Jung H, Lee K S, Weigand M, Stoll H, Schütz G, Fischer P, Meier G, Kim S K 2013 *Sci. Rep.* **3** 2262
- [206] Kim J, Yang J, Cho Y J, Kim B, Kim S K 2017 *Sci. Rep.* **7** 45185
- [207] Haldane F D M 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2015
- [208] Kim S K, Tserkovnyak Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 077204
- [209] Li Z X, Wang C, Cao Y S, Yan P 2018 *Phys. Rev. B* **98** 180407
- [210] Li Z X, Wang Z Y, Zhang Z Z, Cao Y S, Yan P 2021 *Phys. Rev. B* **103** 214442

- [211] Li Z X, Wang X S, Song L L, Cao Y S, Yan P 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 024054
- [212] Su W P, Schrieffer J R, Heeger A J 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1698
- [213] Li Z X, Wang Z Y, Cao Y S, Zhang H W, Yan P 2021 *Phys. Rev. B* **103** 054438
- [214] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
- [215] Schryer N L, Walker L R 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 5406
- [216] Thiele A A 1973 *Phys. Rev. Lett.* **30** 230
- [217] Shibata J, Shigeto K, Otani Y 2003 *Phys. Rev. B* **67** 224404
- [218] Büttner F, Moutafis C, Schneider M, Krüger B, Günther C M, Geilhufe J, Schmising C V K, Mohanty J, Pfau B, Schaffert S, Bisig A, Foerster M, Schulz T, Vaz C A F, Franken J H, Swagten H J M, Kläui M, Eisebitt S 2015 *Nat. Phys.* **11** 225
- [219] Ivanov B A, Avanesyan G G, Khvalkovskiy A V, Kulagin N E, Zaspel C E, Zvezdin K A 2010 *JETP Lett.* **91** 178
- [220] Sukhostavets O V, González J, Guslienko K Y 2013 *Phys. Rev. B* **87** 094402
- [221] Yang H, Li Z X, Liu Y, Cao Y, Yan P 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 022028
- [222] Song L, Yang H, Cao Y, Yan P 2020 *Nano Lett.* **20** 7566
- [223] Soluyanov A A, Gresch D, Wang Z, Wu Q, Troyer M, Dai X, Bernevig B A 2015 *Nature* **527** 495
- [224] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [225] Arute F 2019 *Nature* **574** 505
- [226] MacFarlane A G J, Dowling J P, Milburn G J 2003 *Philos. Trans. A Math. Phys. Eng. Sci.* **361** 1655
- [227] Braunstein S L, Loock P V 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- [228] Andersen U L, Neergaard-Nielsen J S, Loock P van, Furusawa A 2015 *Nat. Phys.* **11** 713
- [229] Yuan H Y, Cao Y, Kamra A, Duine R A, Yan P 2022 *Phys. Rep.* **965** 1
- [230] Liu Z X, Xiong H, Wu Y 2019 *Phys. Rev. B* **100** 134421
- [231] Yuan H Y, Duine R A 2020 *Phys. Rev. B* **102** 100402
- [232] Xie J K, Ma S L, Li F L 2020 *Phys. Rev. A* **101** 042331
- [233] Sharma S, Bittencourt V A S V, Karenowska A D, Kusminskiy S V 2021 *Phys. Rev. B* **103** L100403
- [234] Sun F X, Zheng S S, Xiao Y, Gong Q, He Q, Xia K 2021 *Phys. Rev. Lett.* **2021** 087203
- [235] Paul H 1982 *Rev. Mod. Phys.* **54** 1061
- [236] Zhao J, Bragas A V, Lockwood D J, Merlin R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 107203
- [237] Yuan H Y, Zheng S, Ficek Z, He Q Y, Yung M-H 2020 *Phys. Rev. B* **101** 014419
- [238] Kamra A, Belzig W, Brataas A 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 090501
- [239] Auld B A 1963 *J. Appl. Phys.* **34** 1629
- [240] Chow K K, Hines M E 1966 *J. Appl. Phys.* **37** 5000
- [241] Soykal Ö O, Flatté M E 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 077202
- [242] Grigoryan V L, Shen K, Xia K 2018 *Phys. Rev. B* **98** 024406
- [243] Harder M, Yang Y, Yao B M, Yu C H, Rao J W, Gui Y S, Stamps R L, Hu C M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 137203
- [244] Yu W, Wang J, Yuan H Y, Xiao J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 227201
- [245] Yuan H Y, Yan P, Zheng S, He Q Y, Xia K, Yung M-H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 053602
- [246] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, Ishikawa T, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2015 *Science* **349** 405
- [247] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501286
- [248] Lachance-Quirion D, Wolski S P, Tabuchi Y, Kono S, Usami K, Nakamura Y 2020 *Science* **367** 425
- [249] Rückriegel A, Kopietz P, Bozhko D A, Serga A A, Hillebrands B 2014 *Phys. Rev. B* **89** 184413
- [250] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203601
- [251] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, Li T F, Hu C M, You J Q 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 057202
- [252] Gonzalez-Ballester C, Gieseler J, Romero-Isart O 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 093602
- [253] Colombano M F, Arregui G, Bonell F, Capuj N E, Chavez-Angel E, Pitanti A, Valenzuela S O, Sotomayor-Torres C M, Navarro-Urrios D, Costache M V 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 147201
- [254] Li J, Wang Y P, Wu W J, Zhu S Y, You J 2021 *PRX Quantum* **2** 040344
- [255] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 156401
- [256] Goryachev M, Farr W G, Creedon D L, Fan Y, Kostylev M, Tobar M E 2014 *Phys. Rev. Appl.* **2** 054002
- [257] Tabuchi Y, Ishino S, Ishikawa T, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 083603
- [258] Bai L, Harder M, Chen Y P, Fan X, Xiao J Q, Hu C M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 227201
- [259] Cao Y, Yan P, Huebl H, Goennenwein S T B, Bauer G E W 2015 *Phys. Rev. B* **91** 094423
- [260] Rameshti B Z, Cao Y, Bauer G E W 2015 *Phys. Rev. B* **91** 214430
- [261] 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
- [262] Feng L, Xu Y, Fegadolli W S, Lu M, Oliveira J E B, Almeida V R, Chen Y, Scherer A 2013 *Nat. Mater.* **12** 108
- [263] Feng L, Wong Z J, Ma R M, Wang Y, Zhang X 2014 *Science* **346** 972
- [264] Jing H, özdemir S K, Lü X Y, Zhang J, Yang L, Nori F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053604
- [265] Doppler J, Mailybaev A A, Böhm J, Kuhl U, Girschik A, Libisch F, Milburn T J, Rabl P, Moiseyev N, Rotter S 2016 *Nature* **537** 76
- [266] Lee J M, Kottos T, Shapiro B 2015 *Phys. Rev. B* **91** 094416
- [267] Yang H, Wang C, Yu T, Cao Y, Yan P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 197201
- [268] Yu T, Yang H, Song L, Yan P, Cao Y 2020 *Phys. Rev. B* **101** 144414
- [269] Cao Y, Yan P 2019 *Phys. Rev. B* **99** 214415
- [270] Zhang D, Luo X Q, Wang Y P, Li T F, You J Q 2017 *Nat. Commun.* **8** 1368
- [271] Annapureddy V, Palneedi H, Yoon W H, Park D S, Choi J J, Hahn B D, Ahn C W, Kim J W, Jeong D Y, Ryu J 2017 *Sens. Actuator, A* **260** 206
- [272] Cao Y, Yan P 2022 *Phys. Rev. B* **105** 064418
- [273] Nakata K, Kim S K 2021 *J. Phys. Soc. Jpn.* **90** 081004
- [274] Zollner K, Petrović M D, Dolui K, Plecháč P, Nikolić B K, Fabian J 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043057
- [275] Deng Y, Yu Y, Shi M Z, Guo Z, Xu Z, Wang J, Chen X H, Zhang Y 2020 *Science* **367** 895
- [276] Tong Q, Liu F, Xiao J, Yao W 2018 *Nano Lett.* **18** 7194
- [277] Ghader D 2020 *Sci. Rep.* **10** 15069
- [278] Li Y H, Cheng R 2020 *Phys. Rev. B* **102** 094404
- [279] Chen J, Zeng L, Wang H, Madami M, Gubbiotti G, Liu S, Zhang J, Wang Z, Jiang W, Zhang Y, Yu D, Ansermet J P, Yu H 2022 *Phys. Rev. B* **105** 094445

- [280] Gubbiotti G 2019 *Three Dimensional Magnonics: Layered Micro- and Nanostructures* (New York: Jenny Stanford Publishing)
- [281] Gubbiotti G, Zhou X, Haghsheenasfard Z, Cottam M G, Adeyeye A O 2018 *Phys. Rev. B* **97** 134428
- [282] Chen J, Yu T, Liu C, Liu T, Madami M, Shen K, Zhang J, Tu S, Alam M S, Xia K, Wu M, Gubbiotti G, Blanter Y M, Bauer G E W, Yu H 2019 *Phys. Rev. B* **100** 104427
- [283] Li S, Shen K, Xia K 2020 *Phys. Rev. B* **102** 224413
- [284] Tai J S B, Smalyukh I I 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 187201
- [285] Wolf D, Schneider S, Rößler U K, et al. 2022 *Nat. Nanotechnol.* **17** 250
- [286] Grelier M, Godel F, Vecchiola A, et al. 2022 *Nat. Commun.* **13** 6843
- [287] Träger N, Gruszecki P, Lisiecki F, Groß F, Förster J, Weigand M, Głowiński H, Kuświk P, Dubowik J, Schütz G, Krawczyk M, Gräfe J 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 057201
- [288] Mahmoud A, Ciubotaru F, Vanderveken F, Chumak A V, Hamdioui S, Adelman C, Cotofana S 2020 *J. Appl. Phys.* **128** 161101
- [289] Kostylev M P, Serga A A, Schneider T, Leven B, Hillebrands B 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 153501
- [290] Khitun A, Bao M, Wang K L 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 264005
- [291] Wang Q, Pirro P, Verba R, Slavin A, Hillebrands B, Chumak A V 2018 *Sci. Adv.* **4** e1701517
- [292] Papp Á, Porod W, Csaba G 2021 *Nat. Commun.* **12** 6422
- [293] Wang Q, Chumak A V, Pirro P 2021 *Nat. Commun.* **12** 2636

INVITED REVIEW

**Topological states and quantum effects in magnonics\***Wang Zhen-Yu<sup>1)</sup> Li Zhi-Xiong<sup>1)</sup> Yuan Huai-Yang<sup>2)</sup> Zhang Zhi-Zhi<sup>1)</sup>Cao Yun-Shan<sup>1)</sup> Yan Peng<sup>1)†</sup>

1) (*State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, School of Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

2) (*Institute for Theoretical Physics, Utrecht University, Utrecht 3584CC, The Netherlands*)

( Received 18 October 2022; revised manuscript received 1 February 2023 )

**Abstract**

In recent years, with the rapid development of the emerging technologies including the internet of things, cloud computing, big data, and artificial intelligence, higher computing capability is required. Traditional semiconductor devices are confronting huge challenges brought by device miniaturization, energy consumption, heat dissipation, etc. Moore's law which succeeds in guiding downscaling and upgrading of microelectronics is nearing its end. A new information carrier, instead of electrons, is required urgently for information transmission and processing. Spin waves are collectively excited waves in ordered magnets, and the quantized quasi particle is referred to as magnon. The propagation of magnons does not involve electron motion and produces no Joule heating, which can solve the increasing significant issues of heating dissipation in electronic devices. Thus, magnon-based devices have important application prospects in low-power information storage and computing. In this review, we first introduce the recent advances in the excitation, propagation, manipulation, detection of spin waves and magnon-based devices. Then, we mainly discuss the researches of our group. This part is described from four aspects: 1) Chiral magnonics, including the chiral propagation of magnetostatic spin waves, Dzyaloshinskii-Moriya interaction(DMI)-induced nonreciprocity of spin waves, spin-wave propagation at chiral interface, magnonic Goos-Hänchen effect, spin-wave lens, and magnonic Stern-Gerlach effect; 2) nonlinear magnonics, including three-magnon processes induced by DMI and noncollinear magnetic textures, skyrmion-induced magnonic frequency comb, twisted magnon frequency comb, and Penrose superradiance; 3) topological magnonics, including magnon Hall effect, magnonic topological insulator, magnonic topological semimetal, topological edge states and high-order corner states of magnetic solitons arranged in different crystal lattices; 4) quantum magnonics, including quantum states of magnon, magnon-based hybrid quantum systems, and cavity magnonics. Finally, the future development and prospect of magnonics are analyzed and discussed.

**Keywords:** chiral magnonics, nonlinear magnonics, topological magnonics, quantum magnonics**PACS:** 75.40.Gb, 75.78.-n, 75.78.Cd**DOI:** [10.7498/aps.72.20221997](https://doi.org/10.7498/aps.72.20221997)

\* Project supported by the National Key R&D Program, China (Grant No. 2022YFA1402802), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074057, 12204089, 11604041, 11704060, 11904048), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant Nos. 2019M653063, 2019M663461, 2020M673180).

† Corresponding author. E-mail: [yan@uestc.edu.cn](mailto:yan@uestc.edu.cn)





## 磁子学中的拓扑物态与量子效应

王振宇 李志雄 袁怀洋 张知之 曹云姗 严鹏

### Topological states and quantum effects in magnonics

Wang Zhen-Yu Li Zhi-Xiong Yuan Huai-Yang Zhang Zhi-Zhi Cao Yun-Shan Yan Peng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 057503 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221997

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221997>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

腔光子-自旋波量子耦合系统中各向异性奇异点的实验研究

Observation of the anisotropic exceptional point in cavity magnonics system

物理学报. 2020, 69(4): 047103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191632>

手性声子晶体中拓扑声传输

Topological acoustic transports in chiral sonic crystals

物理学报. 2019, 68(22): 227802 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191007>

层状手性拓扑磁材料 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁学特性

Magnetic properties of layered chiral topological magnetic material  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

物理学报. 2020, 69(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200007>

拓扑光子学研究进展

Research progress of topological photonics

物理学报. 2019, 68(22): 224206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191437>

磁畴壁手性和磁斯格明子的拓扑性表征及其调控

Magnetic domain chirality and tuning of skyrmion topology

物理学报. 2018, 67(13): 137508 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180513>

不同抗磁行为量子点发光在波导中的手性传输

Chiral optical transport of quantum dots with different diamagnetic behaviors in a waveguide

物理学报. 2022, 71(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211858>