磁涡旋极性-旋性调控机制及磁化动力学特性研究进展

郭宝军，崔焕卿*，杨晓阔
（空军工程大学基础部，陕西西安 710051）

摘 要： 随着硅基互补金属氧化物半导体（Complementary Metal Oxide Semiconductor，CMOS）集成电路逐渐逼近物理极限，传统硅基器件面临量子隧穿、焦耳热损耗等难以逾越的技术瓶颈，开发兼具低功耗、高速度、高密度特性的新型信息存储与逻辑器件，已成为后摩尔时代微电子技术发展的核心需求。自旋电子器件以电子自旋为信息载体，凭借非易失性、低功耗、高抗辐射等显著优势，成为突破传统半导体技术壁垒的核心研究方向。其中，磁涡旋作为典型的拓扑磁结构，拥有极性与旋性（手性）两个完全解耦的内禀自由度，二者共同构成四重简并态，可天然实现四态多值存储，同时其具备丰富的自旋波激发模式、无需依赖含 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用（DMI）的复杂材料体系、输运过程无斯格明子霍尔效应导致的位移偏差等天然优势，在高密度存储、GHz 频段高频器件、低功耗逻辑运算等领域展现出广阔的应用前景。本文系统综述了磁涡旋极性-旋性的多维度调控机制，梳理形成了主流调控手段的完整研究逻辑框架，重点剖析了自旋转移矩（Spin Transfer Torque，STT）、自旋轨道矩（Spin Orbit Torque，SOT）、应变调控、表面声波（Surface Acoustic Wave，SAW）等调控方式的物理机制、研究进展与性能局限：STT 与 SOT 调控响应速度快，能通过电流密度的精准控制实现极性-旋性的选择性切换，但存在高电流密度引发的热损耗、界面损伤等问题；应变调控凭借逆磁致伸缩效应实现了零焦耳热的超低功耗操控，已从早期机械扭力驱动发展为适配片上集成的压电异质结方案，可实现纳秒级极性与旋性的确定性翻转；SAW 调控通过磁声耦合效应实现了磁涡旋的非接触式长程操控，其高次谐波驱动为极性和旋性翻转提供了全新低功耗路径。同时，本文以磁涡旋调控逻辑为参照，与同源拓扑磁结构斯格明子的拓扑态调控开展横向对比，厘清了两类结构在拓扑本质、自由度耦合特性、调控窗口与器件适配性上的核心差异，为磁涡旋调控机制优化提供了新的思路与借鉴。在此基础上，本文深入探讨了磁涡旋磁化动力学特性的研究演进历程，围绕涡旋核回旋运动调控、高频自旋波激发、非线性倍频效应等重要方向，分析了其在 GHz 频段器件中的应用潜力。针对当前应变调控存在的频率失配、激发效率低等核心瓶颈，提出了基于非线性倍频效应的高频自旋波共振激发路径，以及可重构磁电异质结器件的设计思路。本文系统整合了磁涡旋从基础物理机制到器件化应用的全链条研究脉络，为下一代低功耗、高频化自旋电子器件的开发提供了系统的理论依据与技术参考。

关键词： 磁涡旋；自旋波；应变调控；表面声波；自旋电子器件
基金项目： 国家自然科学基金（No.62301595，No.62274183）
中图分类号： TN3；O469；O482.5 **文献标识码：** A **文章编号：** 0372-2112(2026)04-1900-31
电子学报 URL: http://www.ejournal.org.cn **DOI:** 10.12263/DZXB.20260080

Recent Advances in Modulation Mechanisms of Polarity and Chirality of Magnetic Vortices and Magnetization Dynamic Properties

GUO Baojun, CUI Huanqing*, YANG Xiaokuo
(*Fundamentals Department*, *Air Force Engineering University*, *Xi'an*, *Shaanxi* 710051, *China*)

Abstract: As silicon-based complementary metal oxide semiconductor (CMOS) integrated circuits gradually approach their physical limits, traditional silicon-based devices are facing insurmountable technical bottlenecks such as quantum tunneling and Joule heating loss. The development of novel information storage and logic devices with the combined characteristics of low power consumption, high speed and high integration density has become the core demand for the advancement of microelectronics technology in the post-Moore's Law era. Spintronic devices, which take electron spin as the information carrier, have emerged as a pivotal research direction to break through the technical barriers of traditional semiconductor technology, by virtue of their prominent advantages including non-volatility, low power consumption and high radiation resistance. Among them, magnetic vortex, as a typical topological magnetic structure, possesses two fully decoupled intrinsic degrees of freedom, namely polarity and chirality. These two degrees of freedom together form a four-fold degener-

收稿日期：2026-03-24；录用日期：2026-04-01；责任编委：朱颢
*通信作者：崔焕卿

ate state, which can inherently realize four-state multivalue storage. Meanwhile, it has inherent advantages such as abundant spin wave excitation modes, no requirement for complex material systems containing Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI), and no displacement deviation caused by the skyrmion Hall effect during transport, thus exhibiting broad application prospects in the fields of high-density storage, GHz-band high-frequency devices, and low-power logic operation. This paper systematically reviews the multi-dimensional modulation mechanisms of magnetic vortex polarity and chirality, combs through and constructs a complete research logic framework of mainstream modulation methods, and focuses on analyzing the physical mechanisms, research progress and performance limitations of typical modulation methods including spin transfer torque (STT), spin-orbit torque (SOT), strain-mediated modulation, and surface acoustic wave (SAW). STT and SOT modulation have fast responses, and can realize selective switching of polarity and chirality through precise control of current density, but suffer from problems such as thermal loss and interface damage caused by high current density. Strain-mediated modulation achieves ultra-low power manipulation without Joule heating via the inverse magnetostrictive effect, which has evolved from early mechanical torsion drive to a piezoelectric heterojunction scheme suitable for on-chip integration, and can realize nanosecond-scale deterministic switching of polarity and chirality. SAW modulation realizes non-contact long-range manipulation of magnetic vortices through the magnetoacoustic coupling effect, and its high-order harmonic drive provides a novel low-power path for the switching of both polarity and chirality. Meanwhile, taking the modulation logic of magnetic vortices as a reference, this paper conducts a horizontal comparative analysis on the topological state modulation of skyrmions, a homologous topological magnetic structure, and clarifies the core differences between the two types of structures in terms of topological essence, coupling characteristics of degrees of freedom, modulation window and device applicability, which provides new ideas and references for the optimization of magnetic vortex modulation mechanisms. On this basis, this paper thoroughly discusses the research evolution process of the magnetization dynamic properties of magnetic vortices, and analyzes their application potential in GHz-band devices around key directions including the regulation of vortex core gyrotropic motion, high-frequency spin wave excitation, and nonlinear frequency multiplication effect. Aiming at the core bottlenecks of frequency mismatch and low excitation efficiency existing in current strain-mediated modulation, this paper proposes a resonance excitation path of high-frequency spin waves based on the nonlinear frequency multiplication effect, as well as the design idea of reconfigurable magnetoelectric heterojunction devices. This paper systematically integrates the full-chain research context of magnetic vortices from basic physical mechanisms to device-oriented applications, and provides a systematic theoretical basis and technical reference for the development of next-generation low-power, high-frequency spintronic devices.

Keywords: magnetic vortex; spin wave; strain-mediated; surface acoustic wave; spintronic devices
Foundation Item(s): National Natural Science Foundation of China (No.62301595, No.62274183)

0　引言

随着摩尔定律逐渐逼近物理极限[1-2],传统硅基互补金属氧化物半导体(Complementary Metal Oxide Semiconductor,CMOS)器件面临量子隧穿、焦耳热损耗等瓶颈[3-4],开发兼具低功耗、高速度、高密度特性的新型信息存储与逻辑器件成为后摩尔时代的核心需求[5]。自旋作为电子的另一内禀属性,其相互作用是导致材料出现铁磁性的直接原因[6],而自旋电子器件利用电子自旋属性的方式正是调控磁性材料的磁化状态,因此自旋电子器件也称为磁电子器件。自旋电子器件以电子自旋为信息载体,凭借非易失性、高抗辐射、低能耗等优势,成为突破技术瓶颈的重要研究方向[7-8]。

自旋电子器件的核心是磁隧道结(Magnetic Tunnel Junctions,MTJ),功能是利用隧道磁电阻效应[9],将磁性材料的磁化状态转化为可测量的电阻变化,实现数据的读取[10]。磁性材料内部磁化状态的多样性(如磁单畴态、磁多畴态、磁涡旋态、磁斯格明子、磁麦纫态等)及其丰富的磁化动力学特性,为自旋电子器件的存储、处理、传输信息提供了多种多样的物理载体[11-13]。

拓扑磁结构凭借其独特的自旋构型与拓扑特性,已成为下一代高密度、低功耗非易失性磁存储技术的核心信息载体。在众多拓扑相关自旋构型中,磁涡旋与斯格明子是当前纳米磁学与自旋电子学领域最受关注的两类涡旋型纳米磁结构。二者均为自旋环绕式空间排布,可通过磁场、电场、电流实现自旋态的精准调控与电学读写;能在铁磁薄膜、纳米点及纳米圆盘结构中稳定存在,适配半导体微纳加工工艺[14]。

尽管两者均源自涡旋状自旋排列,但两者的拓扑本质存在根本差异:磁涡旋的稳定源于铁磁体系中交换能与退磁能的竞争平衡,属于拓扑平庸结构,其拓扑荷 $Q=1/2$,无内禀拓扑保护[15-16];斯格明子则由Dzyaloshinskii-Moriya相互作用(DMI)与交换能的竞争

稳定，是典型的拓扑非平庸磁结构，其拓扑荷 $Q=\pm1$，具备强拓扑保护特性[17-18]。

磁涡旋拥有极性与旋性两个完全解耦的内禀自由度，极性（$p=\pm1$）对应磁矩垂直膜面的取向，旋性（也称手性，$c=\pm1$）对应磁矩的圆周旋转方向，二者共同构成四重简并态，可天然实现四态多值存储[19-20]，磁涡旋的输运行为不受斯格明子霍尔效应影响，且无需依赖含 DMI 的复杂材料体系，在简易化、低成本存储应用中具备天然优势。

相比之下，斯格明子的内禀自由度与材料 DMI 手性存在强耦合关系：其手性由 DMI 符号决定，极性通常与手性呈锁定状态。因此，斯格明子的自由度调控往往需要通过材料工程或复合结构设计来实现，难以像磁涡旋那样通过外场进行独立调控。此外，斯格明子存在由拓扑霍尔效应引起的固有输运偏移，且其稳定需依赖特殊设计的多层膜体系[21-23]，在直接适配低成本、简易化四态存储应用需求方面，难度相对较大。

相较于传统磁畴结构，磁涡旋具备构型稳定性高、特征尺寸可至纳米级、自旋波激发模式丰富等优势[24-25]，在 GHz 频段器件及低功耗逻辑电路等领域展现出广阔的应用前景[26-28]。其多样的自旋波模式可用于构建高频自旋扭矩纳米振荡器，应用于微波通信、信号处理等领域；其纳米级尺寸与低功耗特性契合便携式电子设备对微型化存储与逻辑运算的需求；此外，其内禀自由度对外加磁场、应力及电流等信号具有高灵敏度响应，亦使其在高分辨率磁传感器与生物检测器件中具有广泛应用前景。

涡旋态丰富的磁化动力学特性还为自旋波产生与相互作用等问题的研究提供了良好的物理载体。涡旋态的静态特性和激励信号作用下的动态特性是器件化应用的基础。目前，已有较多关于涡旋态对磁场、电荷电流和自旋电流等类型激励信号的响应特性的研究，其中一项重要研究内容为调控涡旋核的回旋运动本征频率 f_G[29]。回旋运动模式为涡旋态的低频自旋激发模式[30]，在亚微米尺度软磁薄膜中，f_G 一般在 1 GHz 以下。对 f_G 的有效调控是进一步研究涡旋态动态特性的先决条件，也是实现器件工作频率大幅提升的关键因素。

自旋波（Spin Waves，SWs）是铁磁体、亚铁磁体、反铁磁体中相互作用的自旋体系由于各种激发作用引起的磁振子的集体运动[31]。在铁磁体中，典型自旋波的频率通常在~GHz 的范围内，波长在数百纳米到几微米之间。与自旋极化电流不同，自旋波的传播不涉及电荷转移，因此不会产生欧姆损耗，功耗更低，因此在信息处理[32-34]、传输[35-37]以及逻辑器件[38-40]领域具有很大的应用前景。

然而，传统自旋波激发方式，如微纳天线施加的交变磁场[41]面临波长失配、传播衰减快等问题，无法实现对磁涡旋的长程、动态调控，制约了其在器件中的实际应用。

近年来，学界已发展出多种磁涡旋调控策略，包括依赖自旋角动量转移的自旋转移矩（Spin Transfer Torque，STT）调控[42-44]、利用自旋霍尔效应的自旋轨道矩（Spin Orbit Torque，SOT）调控[45-47]、基于磁致伸缩效应的应变调控[48-51]，以及通过动态应变场作用的表面声波（Surface Acoustic Wave，SAW）调控等。这些调控手段各具特色：STT 与 SOT 调控响应速度快，却面临高电流密度导致的热损耗或界面质量依赖等挑战；应变调控实现全电学操控且静态功耗极低[52]，但存在频率失配与激发效率不足的问题[53-56]；SAW 作为沿压电基片（如 $LiNbO_3$、AlN）表面传播的弹性波[57]，可通过磁声耦合效应高效激发自旋波，为磁涡旋等拓扑磁结构的调控提供了新途径，具有波长可调[58-59]、传输损耗低等特点，在高频兼容性与无接触操控上具备优势。此外，磁涡旋的高频自旋波动力学行为，尤其是 GHz 频段的涡旋核回旋运动与自旋波耦合效应，为超高速器件开发提供了新的物理基础，成为当前研究的热点方向。

目前，国际上已明确磁涡旋拓扑磁结构的四重简并态与丰富自旋波模式的核心优势，初步揭示了自旋转移矩、自旋轨道矩、应变、表面声波等单一调控手段的基本物理机制，且对磁涡旋磁化动力学特性的基础研究已较为系统，证实了其在高密度存储与低功耗逻辑器件中的应用潜力。但现有研究存在明显短板：一是多种调控手段机制尚未形成综述性的体系化总结；二是缺乏面向 GHz 频段应用的磁涡旋器件实用化设计方案。

因此，系统梳理磁涡旋极性-旋性调控机制的物理机制、研究进展与特性局限，深入分析高频自旋波动力学行为及应用潜力，对突破单一调控机制的性能瓶颈至关重要。本文聚焦磁涡旋的核心调控手段与高频动力学特性，系统综述了磁涡旋极性-旋性各类调控手段的物理机制与研究进展，结合同源拓扑磁结构斯格明子开展横向对比，厘清了不同调控路径的优势与挑战，为磁涡旋内禀自由度的高效调控提供了体系化参考；通过深化磁涡旋磁化动力学特性研究，为高密度、低功耗、GHz 频段自旋电子存储与逻辑器件的研发提供关键支撑。针对当前应变调控器件工作频率低的问题，本文提出了两种具体解决方案：一是基于倍频效应的高频自旋波激发路径，有效破解频率失配难题；二是可重构磁电异质结器件的设计思路，提升激发效率与器件灵活性，为下一代低功耗、高速

度自旋电子器件的开发提供理论依据与技术参考,推动自旋电子技术从基础研究向实用化落地迈进。

1　磁涡旋极性-旋性调控机制

磁涡旋内禀自由度的调控包括极性调控和旋性调控,对这两个内禀自由度的精准调控是实现高密度存储与逻辑运算的前提。通过外场或内禀耦合效应调控这两个内禀自由度,可实现磁涡旋四重简并态的可逆切换(如图1所示),为多态存储器件提供物理基础。当前学界已发展出STT、SOT、应变调控、SAW等多种调控路径,各类机制在能耗、响应速度、调控确定性等方面各具优势与局限。通过系统综述磁涡旋极性与旋性的调控机制,梳理从基础物理原理到器件化应用的研究进展,为多机制协同优化提供参考。

1.1　磁涡旋极性调控

极性作为磁涡旋核心内禀自由度之一,其翻转行为直接决定信息存储的可靠性与切换效率。磁涡旋极性的调控本质是通过外场(磁场、电流、应变)或内禀效应(DMI、磁弹耦合)打破能量简并态,驱动涡旋核磁矩方向反转。目前研究主要围绕"低能耗、高速度、无辅助场"三大目标,提出了应变脉冲驱动、自旋电流诱导、缺陷辅助等多种技术路径。

2014年,浙江大学研究组[60]通过相场模拟研究了铁镓合金(FeGa)薄膜中的磁涡旋在机械扭力引起的剪切应变作用下的极性翻转,讨论了材料组成比例和交换作用常数对临界应变的影响(如图2所示),指出磁致伸缩系数决定应变-磁化耦合强度,交换作用常数影响梯度能,该发现为磁涡旋极性翻转的实用化机械控制提供了可能。

2015年,约克大学研究组[61]通过微磁学模拟发现,在铁磁/压电异质结中,具有空间梯度的时变应力可以导致磁涡旋极性翻转(如图3所示),这种调控方案为片上集成磁涡旋器件的设计提供了新的思路。然而,该方案中压电层的厚度变化梯度要超过一个阈值才能确保磁涡旋极性的翻转,因此其磁涡旋调控能力会受到压电层击穿电场的限制。

2016年,吉林师范大学李化南等人[62]系统剖析了纳米圆盘磁涡旋核极性的4种反转机制:磁涡旋-反磁涡旋湮灭机制(适用于大尺寸纳米盘,需涡旋核速度达临界值320~370 m/s)、S/C形亚稳态反转机制(直径≤80 nm,伴随手征性反转)、原地反转机制(垂直交变磁场/热激发,涡核不移动,最快200 ps完成反转)、边界孤子反转机制(边缘形成双孤子融合,退磁能降低),并指出反转机制的选择取决于纳米盘尺寸与涡旋核运动速度。

2018年,空军工程大学Cui等人[63]设计了一种包

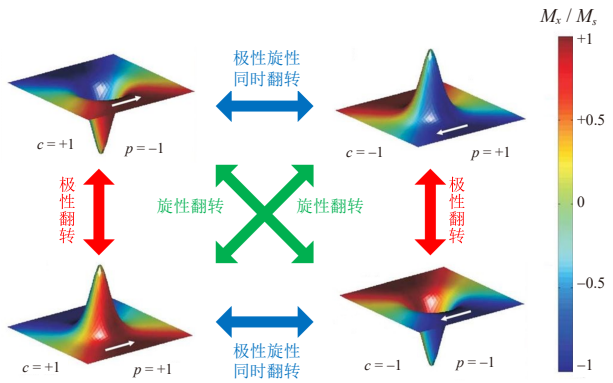
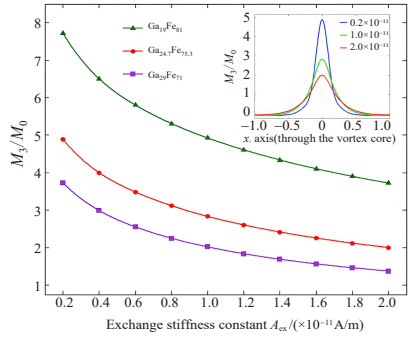


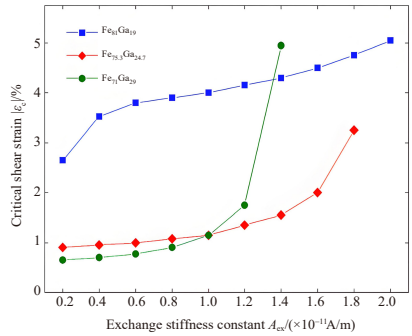
图1　磁涡旋四重简并态的选择性应变调控示意图(c和p分别表示旋性和极性)

Figure 1　Schematic of selective strain-mediated of the fourfold degenerate states of magnetic vortices (c and p denote chirality and polarity)



(a) 不同$Fe_{1-x}Ga_x$纳米点中涡旋核处归一化磁化强度比值随交换刚度常数的变化关系

(a) Dependence of normalized magnetization ratio at the vortex core on exchange stiffness constant in different $Fe_{1-x}Ga_x$

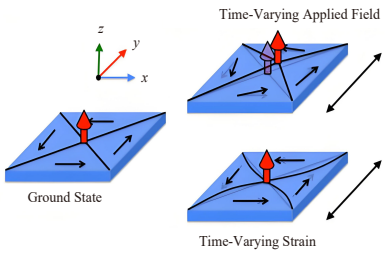


(b) 不同$Fe_{1-x}Ga_x$纳米点中磁涡旋极性翻转的临界剪切应变幅值随交换刚度常数的变化关系

(b) Dependence of critical shear strain amplitude for magnetic vortex polarity reversal on exchange stiffness constant in different $Fe_{1-x}Ga_x$

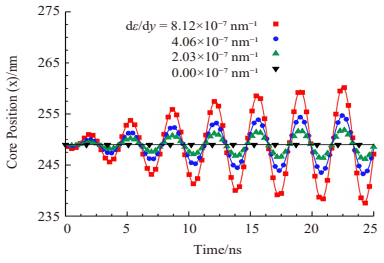
图2　交换刚度常数对$Fe_{1-x}Ga_x$纳米点磁涡旋特性的影响[60]

Figure 2　Effects of exchange stiffness constant on magnetic vortex properties of $Fe_{1-x}Ga_x$ nanodots[60]



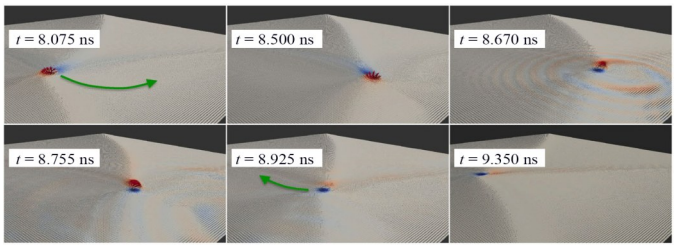
(a) 时变磁场作用与无空间梯度时变应变诱导各向异性的对比

(a) Comparison between the effect of time-varying magnetic field and time-varying strain-induced anisotropy without spatial gradient



(b) 涡旋核x方向位置随时间与应变梯度的动力学变化关系

(b) Dynamic variation of the vortex core ore position along the x-direction with time and strain gradient



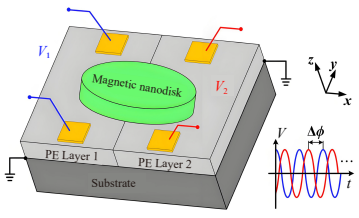
(c) 时变应变驱动下基于涡旋-反涡旋对生成-湮灭机制的磁涡旋翻转过程涡旋核运动快照

(c) Snapshots of vortex core motion during magnetic vortex reversal driven by time-varying strain based on the nucleation-annihilation mechanism of vortex-antivortex pairs

图3 时变磁场与应变调控下磁涡旋的动力学特性及翻转过程[61]

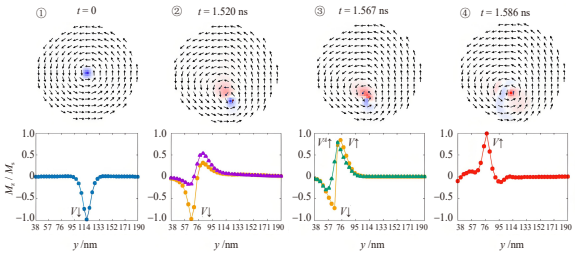
Figure 3 Dynamics and reversal process of magnetic vortices regulated by time-varying magnetic fields and strains[61]

含两个独立压电薄膜的磁致伸缩/压电异质结构和相应的电极配置方案,并基于该结构提出了一种新的应变调控磁涡旋极性的方案。研究发现通过调控两个电压的相位差可打破涡旋磁通闭合对称性,涡旋核会通过涡旋-反涡旋对的成核-湮灭过程实现纳秒级极性反转(如图4所示),该方案无需磁场/电流、避免压电层图案化,为电压控制涡旋极性翻转提供了一种新思路。



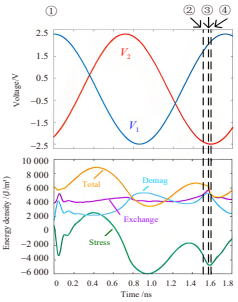
(a) 双压电薄膜-磁致伸缩异质结构示意图(Terfenol-D磁纳米盘分半区由V_1/V_2调控,相位差$\Delta\phi=\phi_2-\phi_1$)

(a) Schematic of dual piezoelectric film magnetostrictive heterostructure (Terfenol-D magnetic nanodisk half-controlled by V_1/V_2 with phase difference $\Delta\phi=\phi_2-\phi_1$)



(b) 50 MPa应力、210°相位差下的磁涡旋极性翻转过程(上行:涡旋磁化分布时序演变;下行:y向涡旋核处局域磁化分量M_Z时序曲线)

(b) Magnetic vortex polarity reversal under 50 MPa stress and 210° phase difference (Top: Temporal evolution of vortex magnetization distribution; Bottom: Temporal curves of local M_Z at vortex core along y-direction)



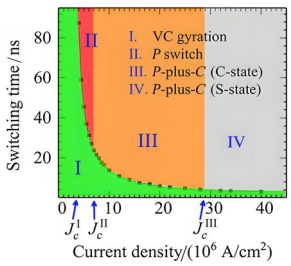
(c) 上:电压V_1、V_2波形;下:各类能量密度的时序变化(编号对应(b)中四个时刻)

(c) Top: Waveforms of V_1 and V_2; Bottom: Temporal variations of energy densities with markers corresponding to four moments in (b)

图4 双压电层调控的Terfenol-D磁纳米圆盘磁涡旋极性翻转及能量演化特性[63]

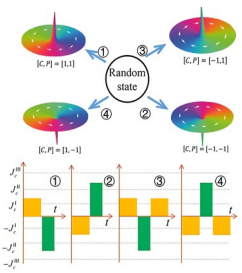
Figure 4 Polarity reversal and energy evolution characteristics of magnetic vortices in Terfenol-D magnetic nanodisks regulated by dual piezoelectric layers[63]

2019年,杭州电子科技大学课题组[64]通过微磁模拟提出一种基于垂直盘面电流的低能耗磁涡旋极性和旋性调控方法。在直径大于160 nm的坡莫合金(Py)纳米圆盘中,电流通过自旋转移力矩(STT)驱动涡旋核旋进,撞向边缘后转化为两个边缘孤子;当电流密度低于7×10^6 A/cm^{2}时,孤子同方向移动,仅翻转极性;电流密度高于7×10^6 A/cm^{2}时,电流诱导的奥斯特场使孤子反方向移动,同时翻转极性与旋性。研究还发现,当圆盘直径小于160 nm时,极性与旋性必然同步翻转,且临界电流低至3×10^6 A/cm^2(如图5所示)。该研究表明了可以通过电流脉冲组合直接写入四种涡旋态,为低功耗涡旋基存储提供新路径。



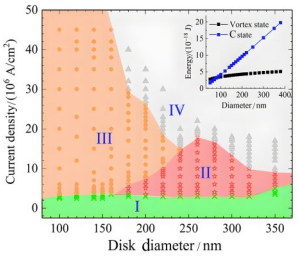
(a) 磁涡旋翻转的电流密度相图(I:涡旋核进动区、II:极性翻转区、III:手性态区、IV:手性介导极性-旋性协同翻转区;J_C^{I}、J_C^{II}和J_C^{III}为各区域临界电流)

(a) Current density phase diagram of magnetic vortex reversal (I: vortex core precession region, II: polarity reversal region, III: chiral state region, and IV: chiral-mediated synergistic polarity-chirality reversal; J_C^{I}, J_C^{II} and J_C^{III} denote the critical currents of different reversal regions)



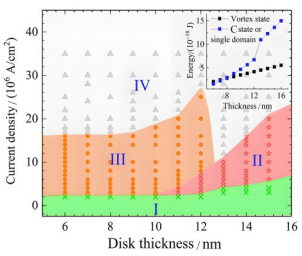
(b) 无初始态依赖的磁涡旋四态脉冲电流写入(①~④为对应写入脉冲)

(b) Initial state-independent writing of four vortex states via pulse currents (①~④: corresponding writing pulses)



(c) 厚度12 nm时磁涡旋切换随纳米盘直径的变化关系(插图:涡旋态与手性态(C态)的圆盘能量-直径演化规律)

(c) Dependence of magnetic vortex switching on nanodisk diameter at a nanodisk thickness of 12 nm (Inset: variation law of disk energy for vortex state and chiral state (C-state) with diameter)



(d) 直径180 nm时磁涡旋切换相图随纳米盘厚度的变化关系(插图:涡旋态、手性态(或单畴态)的圆盘能量-厚度演化规律)

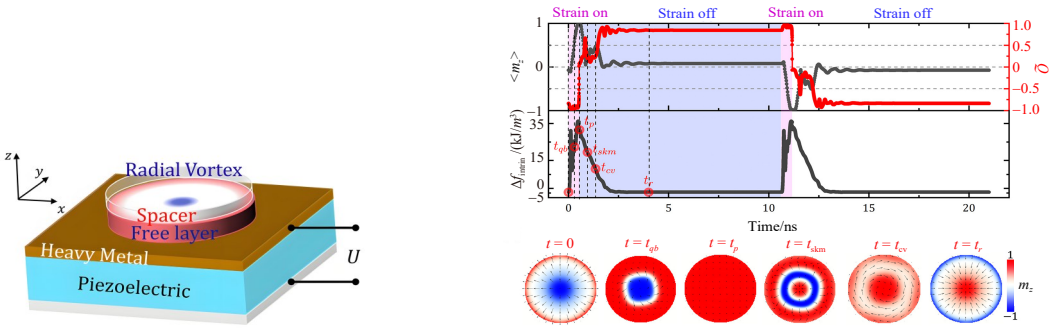
(d) Magnetic vortex switching phase diagram as a function of nanodisk thickness at a nanodisk diameter of 180 nm (Inset: variation law of disk energy for vortex state and chiral state (or single-domain state) with thickness)

图5　脉冲电流与纳米盘几何参数调控下磁涡旋的切换相图、状态写入及能量演化[64]

Figure 5　Switching phase diagrams, state writing, and energy evolution of magnetic vortices regulated by pulse current and nanodisk geometric parameters[64]

2021年,中国计量大学Zhu等人[65]研究在钴纳米圆盘/重金属层/压电基板的多铁异质结构中,利用压电基板的电压诱导应变实现径向磁涡旋核极性的可重复翻转(如图6所示)。通过垂直各向异性-iDMI-应变相图,确定稳定径向涡旋的参数范围;发现当应变达到约300 ppm时,涡旋通过"边缘磁矩旋转→类斯格明子过渡态→面外单畴→反向径向涡旋"的路径翻转,且iDMI会同步翻转涡旋核极性与径向手性,且无明显核位移。

国防科技大学Zhu等人[66]研究了利用双组份磁性纳米盘中的电压诱导应变可以有效地将涡旋核从中心区域驱逐并激发到回旋运动中,并且通过调节电压的幅值和频率,可以实现极性的确定性翻转(如图7所示)。微磁模拟表明,磁涡旋极性通过涡旋-反涡旋对或旋转-融合边缘孤子对的成核-湮灭过程发生翻转,且材料占比会影响涡旋移动距离,应变幅值与频率还会改变涡旋轨道半径。这种电压控制的低功耗涡旋极性切换方案与集成电路工艺兼容,并且还具有精确解决密集阵列中单个磁体的能力,为基于磁涡旋



(a) 几何受限多铁异质结构的器件示意图

(a) Device schematic of geometrically confined multiferroic heterostructure

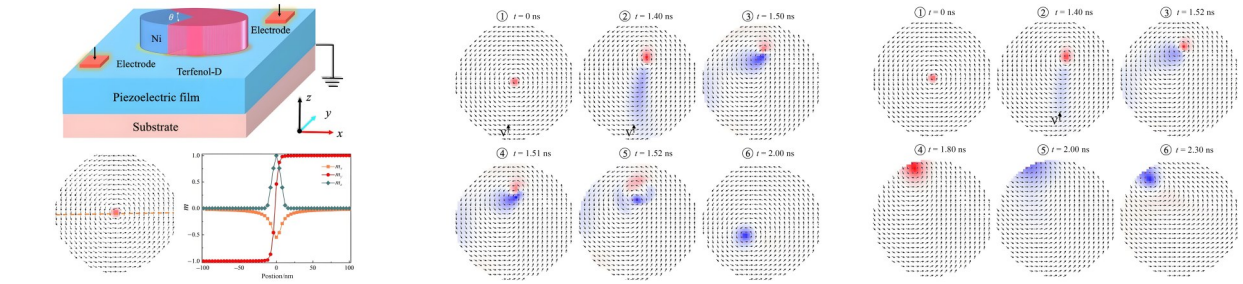
(b) 径向涡旋翻转的时序演化及关键时刻磁化构型快照

(b) Temporal evolution of radial vortex reversal and magnetization snapshots at key marked moments

图6 几何受限多铁异质结构的器件示意图及径向涡旋翻转动态过程[65]

Figure 6 Device schematic of geometrically confined multiferroic heterostructure and dynamic process of radial vortex reversal[65]

的片上器件设计提供了一条新路径。美国凯斯西储大学 Mehrnia 等人[67]通过激光诱导坡莫合金纳米圆盘产生纳米级缺陷,实现了磁涡旋核的低临界速度反转。传统方法需涡旋核速度达到约 300 m/s,而缺陷辅助下临界速度可降至 20 m/s;实验中采用 3D 时间分辨克尔显微镜观测涡旋核轨迹,发现缺陷是通过局部降低交换耦合常数和饱和磁化强度来触发涡旋核极性反转;此外,通过调控磁场脉冲可实现单次反转与多次反转。浙江大学 Sun 等人[68]通过构建动态相场模型探究弹性波对磁涡旋的动态磁弹耦合作用。模拟发现,GHz 频率的弹性波产生的应变梯度可诱导磁涡旋极性翻转,且弹性波振幅和频率以及磁阻尼常数均对磁涡旋极性的翻转产生影响;对比无弹性动力学项的传统模型,证明弹性动力学项对描述应变梯度传播及涡旋翻转至关重要,该研究为弹性波远程调控磁涡旋提供了方法。



(a) Ni-Terfenol-D 圆柱形磁性多层膜双组分纳米圆盘的结构示意图及其磁化特性

(a) Schematic and magnetization characteristics of Ni-Terfenol-D cylindrical magnetic multi- layer dual-component nanodisks

(b) 基于涡旋-反涡旋对成核-湮灭过程的磁涡旋极性翻转

(b) Magnetic vortex polarity reversal via the nucleation-annihilation process of vortex- antivortex pairs

(c) 基于旋转-融合边缘孤子对成核-湮灭过程的磁涡旋极性翻转

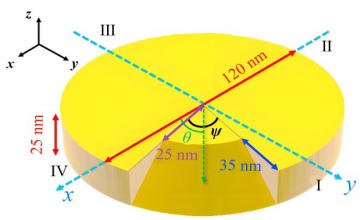
(c) Magnetic vortex polarity reversal via the nucleation-annihilation process of rotating- fusing edge soliton pairs

图7 Ni-Terfenol-D 圆柱形磁性多层膜双组分纳米圆盘的磁化特性、磁涡旋极性翻转机制及涡核动态演化[66]

Figure 7 Magnetization characteristics, magnetic vortex polarity reversal mechanisms, and vortex core dynamic evolution of Ni-Terfenol-D cylindrical magnetic multilayer dual-component nanodisks[66]

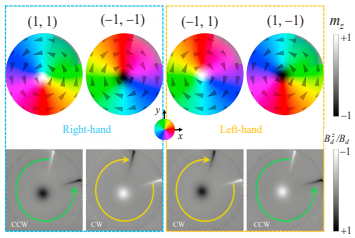
2022 年,Zhang 等人[69]设计了一种具有斜坡缺口的纳米盘方案,通过微磁模拟发现,仅通过改变全局磁场方向即可同时精准控制磁涡旋的极性和旋性,如图 8 所示,四种状态的控制率达 100%,远高于无斜坡的普通圆盘 30%~60% 的控制率;该圆盘的能量壁垒约 2 600 KBT(300 K 下存储寿命约 47 年),且可通过检测表面杂散场分布间接确定涡旋状态,为多比特磁存储技术提供了可靠的控制与检测方案。

2024 年,德国 Hamadeh 等人[70]通过实验与微磁模拟,在零磁场条件下研究了由两层厚度不同的磁性层和一层非磁间隔层组成的垂直耦合磁涡旋纳米柱的涡旋核极性反转机制。实验发现,施加直流电流时,电流通过自旋转移力矩和奥斯特场驱动厚层涡旋核旋进,并且频率逐渐增加,当电流达到一定值时,



(a) 带纳米缺口及厚度递减斜坡结构的坡莫合金纳米圆盘(厚度25 nm、直径120 nm)几何结构示意图

(a) Geometric structure schematic of Permalloy nanodisks with nanonotch and thickness-decreasing ramp (thickness: 25 nm, diameter: 120 nm)



(b) 零场下纳米盘中涡旋态的磁化分布(上)及对应的磁力显微镜图像(下)

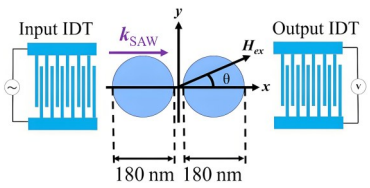
(b) Zero-field magnetization distribution of the vortex state in the nanodisk (top) and corresponding magnetic force microscope image (bottom)

图8　坡莫合金纳米圆盘的几何结构及零场涡旋态特性[69]

Figure 8　Geometric structure and zero-field vortex-state characteristics of Permalloy nanodisks[69]

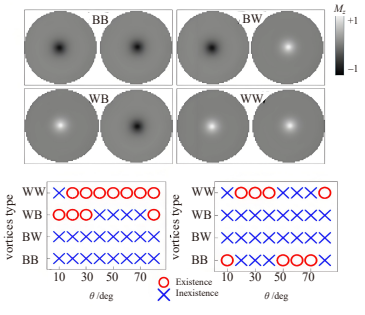
涡旋核速度达到266 m/s临界值,因速度过高导致涡旋核内侧出现反向磁矩变形区,进而触发极性反转。

2025年,兰州大学Shi等人[71]针对坡莫合金纳米圆盘对中的磁涡旋对,提出通过面内磁场与表面声波(SAW)协同调控其极性与旋性的方法(如图9所示)。利用双圆盘结构打破单圆盘对称性,极性由面内磁场的x轴分量控制(x分量反向则极性反向),旋性由磁场的y轴分量控制(y分量反向则旋性反向);研究发现,无SAW时部分角度存在"双能量简并态"导致调控不稳定,而SAW可消除简并态使极性和旋性呈单一分布,同时将涡旋对成核场提升。南开大学Liu等人[72]通过对坡莫合金纳米盘的微磁模拟,揭示了利用飞秒激光和小磁场相结合的方法对磁涡旋中的极性和旋性进行快速和精确的控制。实验先采用飞秒激光将坡莫合金纳米圆盘加热至居里温度以上,使其快速进入顺磁态,随后同步施加面外磁场精准控制涡旋极性和面内旋转磁场精准控制涡旋手性,实现亚纳秒级的极性和手性切换,该方法无需依赖样品不对称结构,可稳定实现磁涡旋的四态调控,为高速四进制数据存储及低功耗自旋电子器件奠定基础。



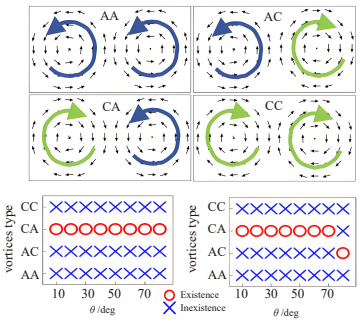
(a) 模拟器件结构示意图(圆盘直径180 nm、厚度48 nm、边缘间距9 nm,外磁场方向与x轴成θ角,SAW方向沿x轴)

(a) Schematic of the simulated device structure (disk: 180 nm in diameter, 48 nm in thickness; edge spacing: 9 nm; external magnetic field at an angle θ to x-axis, SAW along x-axis)



(b) 磁涡旋对典型极性分布构型及不同磁场角度下无/施加SAW的极性分布

(b) Typical polarity distribution configurations of magnetic vortex pairs and their polarity distributions at different magnetic field angles without/with SAW



(c) 磁涡旋对手性构型及不同磁场角度下无/施加SAW的手性分布

(c) Chirality configurations of magnetic vortex pairs and their chirality distributions at different magnetic field angles without/with SAW

图9　外磁场与SAW调控下坡莫合金纳米圆盘磁涡旋对的特性[71]

Figure 9　Characteristics of magnetic vortex pairs in Permalloy nanodisks regulated by external magnetic field and SAW[71]

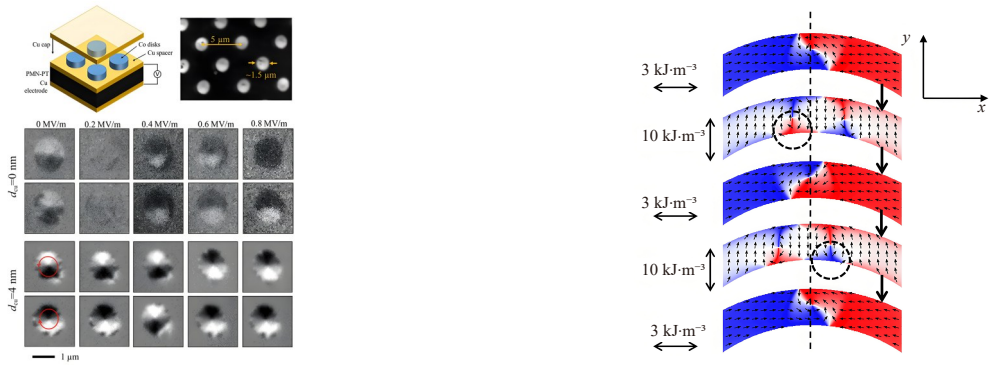
综上所述,多种技术路径下的磁涡旋极性调控均取得显著进展。应变调控从早期的机械扭力产生应变逐步发展为适合于片上集成的逆压电效应产生应变,通过双压电层相位差设计、DMI效应优化,实现了零磁场下纳秒级极性翻转,能耗降至aJ量级;自旋电流调控从机制揭示与动态过程理解逐步发展到结构优化与多自由度调控,通过电流密度精准控制,达成了极性与旋性的选择性切换;缺陷辅助与SAW驱动

则进一步降低了外加激励的复杂度和极性翻转的临界条件，提升了调控灵活性。当前研究已明确不同机制的适用场景：应变调控适配低功耗器件，STT 调控适配高速存储，SAW 调控适配远程操控。但目前仍面临一些挑战，比如磁场辅助调控的集成兼容性差、STT 调控的焦耳热损耗、应变调控的激发效率不足等，未来可以通过材料优化、结构设计与多场耦合等方式进一步完善。

1.2 磁涡旋旋性调控

磁涡旋旋性描述面内磁矩的旋转方向（顺时针/逆时针），其确定性调控是实现多值逻辑运算的关键。与极性调控相比，旋性调控更易受材料各向异性、结构对称性影响，早期研究中存在翻转随机性强、重复率低等问题。近年来，随着应变、界面效应调控技术的发展，旋性调控已从随机翻转迈向确定性、可逆性控制。

2017 年，加州大学伯克利分校、韩国科学研究所和北京大学研究组[73]通过实验发现，PMN-PT（011）压电衬底产生的应变在 Co 薄膜中诱导出了面内单轴磁各向异性，在一些特定条件下，磁涡旋的旋性发生了翻转（如图 10（a）所示）。不过，实验中观察到的旋性翻转具有某种随机性：在某些薄膜中，磁涡旋旋性在电压上升阶段翻转；而在另一些薄膜中，磁涡旋旋性在电压下降阶段翻转。英国诺丁汉大学团队[74]在 PMN-PT（011）压电基板上制备镍环，通过电场诱导的单轴应变实现磁涡旋旋性的可逆确定性翻转（如图 10（b）所示）。该方案无焦耳热、无杂散磁场，能耗比电流驱动低量级，为低功耗磁存储与逻辑器件提供路径。



(a) Co 薄膜中磁涡旋旋性的随机翻转[73]　(b) Ni 环中磁涡旋旋性的可逆确定性翻转[74]

(a) Stochastic chirality switching of magnetic vortices in Co films[73]　(b) Reversible deterministic chirality switching of magnetic vortices in Ni rings[74]

图 10　PMN-PT(011)压电衬底应变调控的磁涡旋旋性翻转

Figure 10　Chirality switching of magnetic vortices regulated by strain from PMN-PT(011) piezoelectric substrates

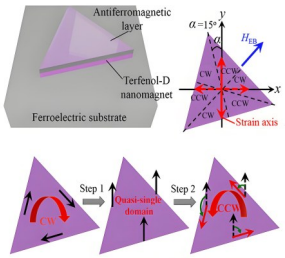
2018 年，清华大学研究组[75]运用相场模拟方法研究了一个位于 PMN-PT（011）压电衬底上的三角形复合磁薄膜（Terfenol-D 薄膜与反铁磁薄膜复合）中磁涡旋旋性的确定性翻转（如图 11 所示）。研究表明，该确定性翻转是电场产生的应变脉冲信号、磁薄膜形状各向异性和界面交换偏置场共同作用的结果。

2019 年，吉林师范大学刘立华等人[76]通过向坡莫合金纳米盘通入 3 个不同方向的自旋极化电流，结合 OOMMF 软件模拟，分析了电流大小与位置对磁涡旋动力学的影响。结果表明：磁涡旋核做回旋运动时，其轨迹上最大速度位置相对固定，通过在此处引入缺陷可实现涡核极性可控翻转；改变电流密度或位置可调节回旋运动的频率，高电流密度区域可实现磁涡旋旋性翻转且时间短。

2020 年，北京师范大学研究组[77]通过实验观测和相场模拟发现，在磁涡旋态 NiFe 薄膜和 Bi_2WO_6 薄膜组成的多铁异质结中，利用双轴脉冲电场驱动 Bi_2WO_6 产生空间变化的应变，成功实现磁涡旋旋性的确定性可逆翻转（如图 12 所示）。该方法无需传统磁场或大电流，避免了焦耳热，解决了无面内磁各向异性磁涡旋旋性调控的随机性问题。

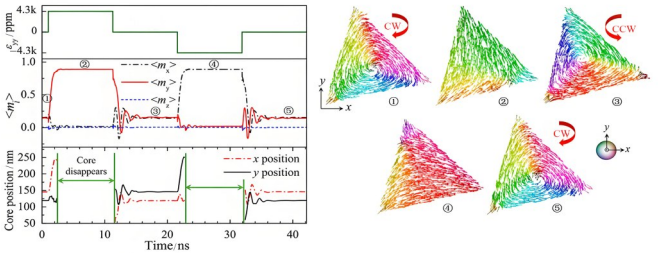
2022 年，Li 等人[78]针对超小铁磁纳米圆盘中涡旋态不稳定的问题，提出在圆盘上引入偏心小孔的设计。通过微磁模拟发现，该设计使圆盘在零场下呈现涡旋态/准单畴态的双稳态，且仅通过调节面内磁场即可 100% 精准控制涡旋旋性并实现反转。

2023 年，张欢欢等人[79]通过设计边缘扇形缺口（PL 盘，图 13（a）所示）与缺口加斜坡结构（OPL 盘，图 13（b）所示）两种非对称坡莫合金（Py）纳米盘，研究了几何效应对磁涡旋旋性和极性的调控。施加外磁场时，PL 盘仅能 100% 控制旋性，但没法精准控制极性；OPL 盘可同时精准控制旋性与极性。施加自旋极化电流时，两种盘均能 100% 控制旋性和极性。



(a) 多铁异质结构示意图及涡旋旋性顺→逆时针两步切换机制(铁电层 171 nm;Terfenol-D 三角纳磁体边长 200~700 nm/厚 5~45 nm,$\alpha=15°$)

(a) Schematic of the multiferroic heterostructureand two-step clockwise-to-counterclockwise chirality switching mechanism of magnetic vortices (ferroelectric layer: 171 nm; amorphous Terfenol-D equilateral triangular nanomagnets: side length 200~700 nm, thickness 5~45 nm, geometric symmetry axis $\alpha=15°$ to +y-axis)

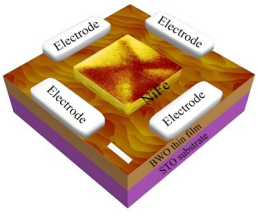


(b) 300 nm/38 nm Terfenol-D 三角纳磁体的电场应变驱动涡旋旋性翻转及①~⑤态稳定磁化分布($H_{EB}=120$Oe,应变 4 300 ppm/10.30 ns)

(b) Electric-field-strain-driven vortex chirality switching and stable magnetization distributions of states ①~⑤ in a 300 nm/38 nm Terfenol-D triangular nanomagnet ($H_{EB}=120$Oe, strain: 4 300 ppm/10.30 ns)

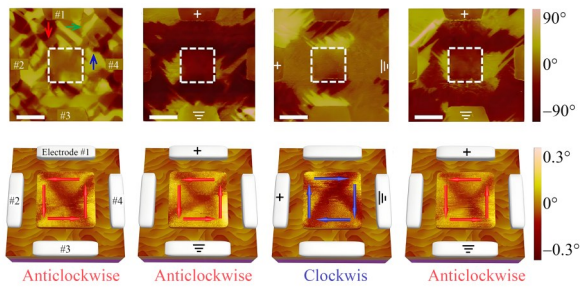
图 11　铁电/Terfenol-D/反铁磁多铁异质结构的磁涡旋旋性切换机制及电场诱导翻转特性[75]

Figure 11　Chirality switching mechanism and electric field-induced switching characteristics of magnetic vortices in ferroelectric/Terfenol-D/antiferromagnetic multiferroic heterostructures[75]



(a) 四平面电极型多铁异质磁涡旋结构(NiFe 正方形岛 1×1 μm^2、20 nm;Bi_2WO_6薄膜 200 nm)

(a) Multiferroic heterostructured magnetic vortices with four planar electrodes (NiFe square island: 1×1 μm^2, 20 nm thick; Bi_2WO_6 thin film: 200 nm thick)



(b) 500 kV·cm^{-1}脉冲电场下磁涡旋旋性可逆翻转(PFM/MFM 观测)

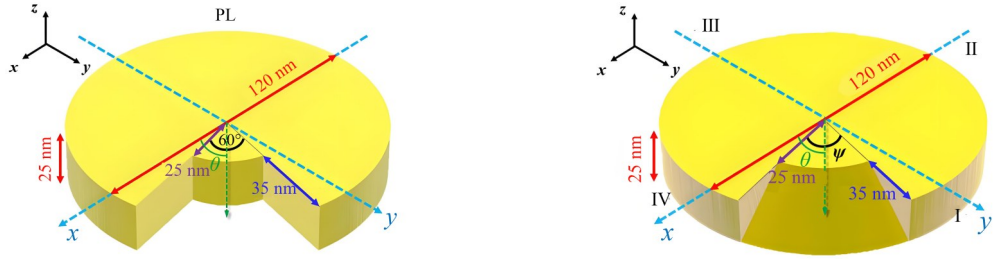
(b) Reversible chirality reversal of magnetic vortices under 500 kV·cm^{-1} pulsed electric field (observed by PFM/MFM)

图 12　NiFe/Bi_2WO_6/$SrTiO_3$多铁异质结构的电场调控磁涡旋旋性翻转[77]

Figure 12　Electric field-regulated chirality reversal of magnetic vortices in NiFe/Bi_2WO_6/$SrTiO_3$ multiferroic heterostructures[77]

2024 年,Tatarskiy 等人[80]通过实验与微磁模拟研究了铁磁性圆盘-纳米线一维阵列的磁涡旋旋性调控(如图 14(a)所示)。在样品平面内施加不同方向的磁场,可精准控制圆盘内磁涡旋的旋性,沿纳米线方向磁化时,纳米线两侧圆盘的磁涡旋旋性相反,且圆盘-纳米线边界形成反涡旋(如图 14(b)所示);垂直纳米线方向磁化时,所有圆盘的磁涡旋手性相同,且纳米线内形成两个垂直磁畴壁、圆盘内涡旋沿纳米线边缘偏移(如图 14(c)所示)。该研究表明,无需改变圆盘形状,避免了传统不对称圆盘的涡旋进动非等时性,靠磁场方向就能调控旋性。

2025 年,兰州大学 Mi 等人[81]通过实验和模拟研究了不同频率的表面声波(SAW)对坡莫合金圆盘阵列中磁涡旋的磁化状态与手性的影响(如图 15 所示)。当外磁场扫过圆盘时,SAW 基波仅辅助磁化态从屈曲态转变为涡旋态,而 SAW 三次谐波和五次谐波不仅能实现磁态转变,还能诱导部分磁涡旋发生手性翻转,其核心机制是 SAW 通过自旋-涡旋耦合产生 Barnett 场,该场改变了磁涡旋的初始成核位置与成核过程,进而导致手性翻转。此研究为低功耗调控拓扑磁结构手性提供了新方法。



(a) PL纳米圆盘结构示意图(直径120 nm、厚度25 nm,边缘θ=45°,径向方向开有35 nm边长、60°张开角扇形纳米槽缺口)

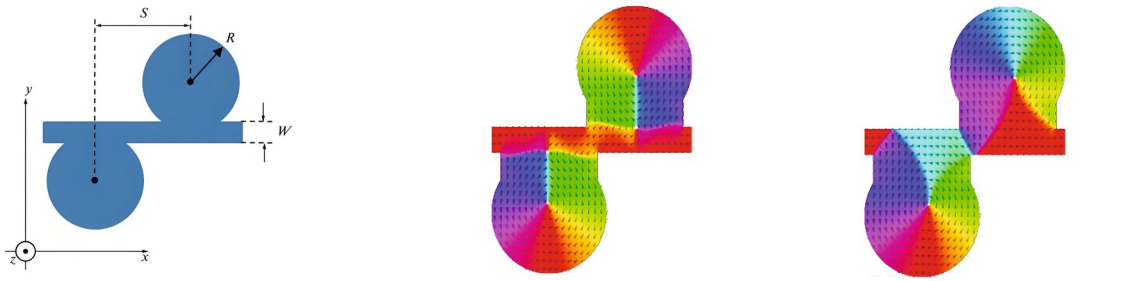
(a) Schematic of the PL nanodisk (120 nm in diameter, 25 nm in thickness) with a fan-shaped nano-slot notch (35 nm in side length, 60° in opening angle) at the radial edge of θ=45°

(b) 带斜坡结构的OPL纳米圆盘结构示意图(在PL纳米圆盘缺口处增设斜坡)

(b) Schematic of the OPL nanodisk with a ramp structure (a ramp added to the notch of the PL nanodisk)

图13 PL与OPL纳米圆盘的几何结构示意图[69,79]

Figure 13 Schematic of the geometric structures of PL and OPL nanodisks[69,79]



(*a*) Si(100)/Si_3N_4基底的坡莫合金圆盘阵列单元胞结构示意图($Ni_{80}Fe_{20}$厚40 nm、直径1 μm)

(*a*) Schematic of Permalloy nanodisk array unit cell on Si(100)/Si_3N_4 substrate ($Ni_{80}Fe_{20}$: 40 nm thick, 1 μm in diameter)

(*b*) 沿纳米线方向磁化时两侧圆盘的磁涡旋旋性变化

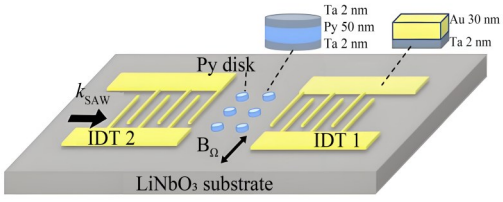
(*b*) Chirality variation of magnetic vortices in bilateral nanodisks during magnetization along the nanowire direction

(*c*) 垂直纳米线方向磁化时两侧圆盘的磁涡旋旋性变化

(*c*) Chirality variation of magnetic vortices in bilateral nanodisks during magnetization perpendicular to the nanowire direction

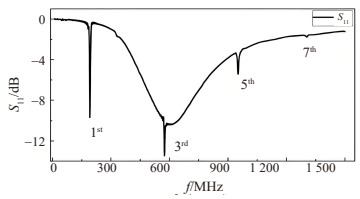
图14 Si基坡莫合金圆盘阵列单元胞结构及磁涡旋旋性的磁化方向依赖性[80]

Figure 14 Structure of Si-based Permalloy nanodisk array unit cell and magnetization direction dependence of magnetic vortex chirality[80]



(a) SAW调控Py磁涡旋器件结构示意图(SAW基频192 MHz)

(a) Schematic of SAW-regulated Py magnetic vortex device (SAW fundamental frequency: 192 MHz)

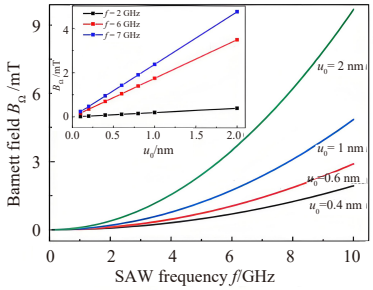


(b) SAW器件谐振特性的S_{11}参数曲线

(b) S_{11} parameter curve of SAW device resonant characteristics

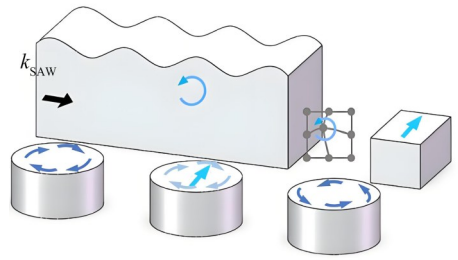
图15 128°-Y切$LiNbO_3$基底SAW调控Py磁涡旋的器件结构与磁化调控特性[81]

Figure 15 Device structure and magnetization modulation characteristics of Py magnetic vortices regulated by SAW on 128°-Y cut $LiNbO_3$ substrates[81]



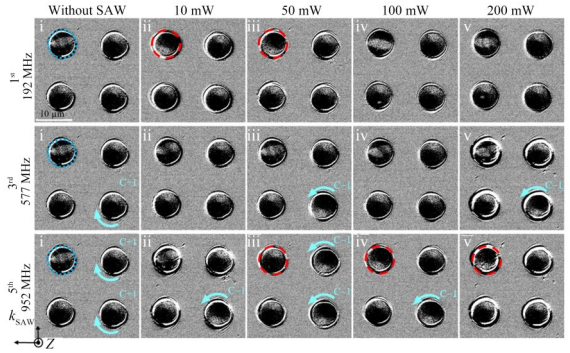
(c) SAW 诱导 Barnett 场的频率-振幅依赖关系
(插图:2/6/7 GHz 下 B_Ω 随 u_0 线性增长)

(c) Frequency-amplitude dependence of SAW-induced Barnett field
(Inset: Linear growth of B_Ω with u_0 at 2/6/7 GHz)



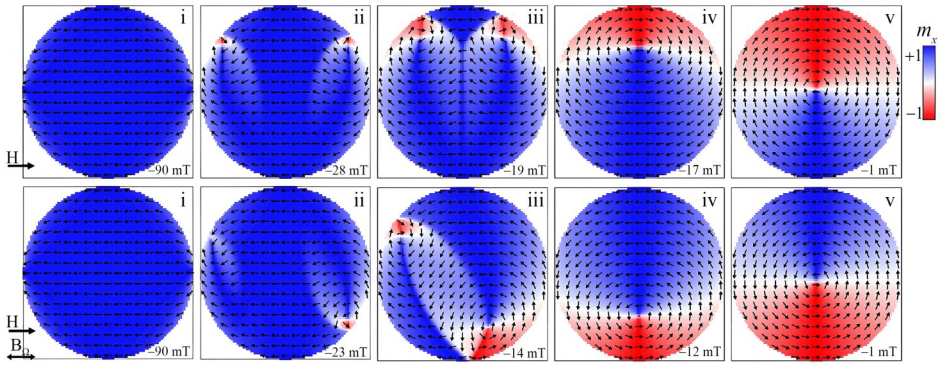
(d) SAW 诱导 Barnett 场的磁化调控示意图

(d) Schematic of magnetization modulation by SAW-induced Barnett field



(e) −1 mT磁场下SAW 调控Py磁涡旋旋性的MOKE表征(SAW:10×300 ns脉冲,10-200 mW)

(e) MOKE characterization of Py magnetic vortex chirality regulated by SAW under −1 mT magnetic field (SAW: 10×300 ns pulses, 10-200 mW)



(f) 外磁场与Barnett场调控下Py圆盘涡旋形成过程的微磁学模拟(−90~ −1 mT 磁场扫描,上:无Barnett场对称成核;下:交变Barnett场下成核偏移、手性扰动后成核)

(f) Micromagnetic simulation of vortex formation process in Py disks regulated by external magnetic field and Barnett field (−90 to −1 mT magnetic field sweep, top: symmetric nucleation without Barnett field; bottom: nucleation shift and chirality perturbation with alternating Barnett field)

续图 15

综上所述,磁涡旋旋性调控研究逐步实现了从随机翻转到确定性翻转,再到精准可控与低功耗新手段创新的阶段性突破,研究核心始终围绕解决翻转随机性、提升调控确定性与器件集成性展开。初期应变调控虽成功实现旋性翻转,却存在翻转随机性的技术痛点;后续通过复合磁薄膜界面效应、多铁异质结双轴脉冲电场驱动等方式,从根本上攻克了旋性调控的随机性难题,实现了无焦耳热、无外场的可逆旋性调控;再经偏心小孔、边缘缺口等非对称几何结构设计,结合磁场方向调控,实现了旋性的100%精准翻

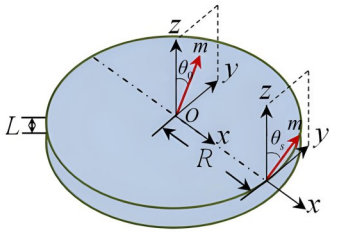
转，部分结构还可兼顾极性调控，大幅提升了调控的多功能性与器件集成兼容性；近期更依托SAW高次谐波实现了旋性的无接触调控，进一步丰富了低功耗调控技术体系。目前应变、电流、几何效应、SAW等旋性调控手段各有技术优势，形成了多元化调控方案，但研究仍面临旋性与极性调控协同性不足、高频场景下调控稳定性下降、复杂阵列精准寻址困难等关键问题，未来研究需聚焦多参量协同调控与器件结构可重构设计，推动旋性调控向集成化、高频化发展。

1.3 斯格明子拓扑态调控

前文已系统梳理了磁涡旋极性、旋性两大内禀自由度的独立调控与协同调控机制。作为与磁涡旋具有拓扑同源性且可由磁涡旋演变而来的典型拓扑磁结构，斯格明子与磁涡旋具有相似的内禀自由度构成，但其拓扑本质、外场响应特性与调控机制存在显著差异。本节以磁涡旋的调控逻辑为参照，对斯格明子拓扑态的调控开展横向对比分析，厘清两类拓扑磁结构的共性与核心差异，为磁涡旋拓扑参量的低功耗、确定性操控提供可借鉴的研究思路。

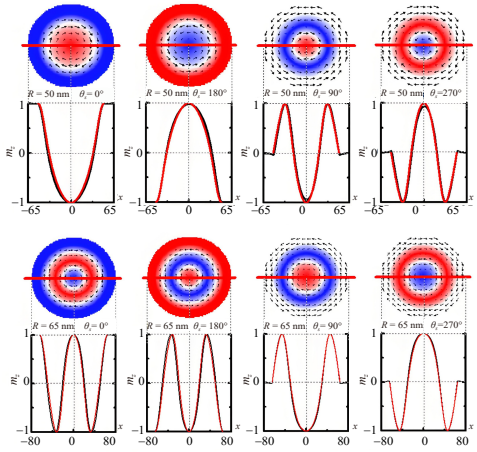
2016年，Heo等人[82]以含Dzyaloshinskii-Moriya相互作用（DMI）的三层手性磁薄膜为研究体系，通过经典自旋离散模型与原子自旋动力学模拟，研究了手性磁薄膜中孤立斯格明子的皮秒磁场脉冲可控翻转。研究发现，零场下特定耦合参数区间可稳定存在极性与拓扑荷（$Q=\pm1$）相反的两种简并斯格明子；经斜向皮秒磁场脉冲驱动，斯格明子沿手性-非手性半子对→非手性斯格明子→半翻转斯格明子路径完成拓扑态转变，拓扑荷呈+1→0→−1阶跃变化，实现了GHz级的超快翻转，临界磁场可低至100 mT。该研究从微观角度阐释了斯格明子GHz频率下可控翻转的物理机制，为拓扑磁结构的超快低功耗调控奠定了理论基础，也为磁涡旋实现GHz级极性超快翻转提供了磁场脉冲调控的思路参考。

2017年，Liu等人[83]通过理论推导与微磁模拟，系统研究了FeGe螺旋磁体纳米盘中斯格明子的极性精准调控行为，提出通过固定边界磁化方向调控斯格明子极性的方法（如图16所示）。研究发现，该方式可打破$p=\pm1$斯格明子的能量简并，随边界磁化角从0°~360°变化，斯格明子极性交替切换；纳米盘半径越大，完整斯格明子占比越高，极性调控越规律。最后通过FeNi/Co环辅助固定边界磁化的模拟验证了调控方案的有效性。该研究提出的边界磁化调控极性策略，为斯格明子无外场低能耗极性调控提供了理论依据，也为磁涡旋实现无外场极性精准控制提供了结构设计层面的重要借鉴。



(a) 固定边界FeGe螺旋磁纳米盘几何结构及磁化角定义（厚度5 nm、半径50~100 nm；θ_0对应斯格明子极性，θ_S为边界磁化角）

(a) Geometry of fixed-boundary FeGe helimagnetic nanodisks and definition of magnetization angles (thickness 5 nm, radius 50~100 nm; θ_0 corresponding to skyrmion polarity, θ_S as boundary magnetization angle)



(b) 不同半径(50 nm/65 nm)与边界磁化角(0°/180°/90°/270°)下斯格明子基态极性的调控规律

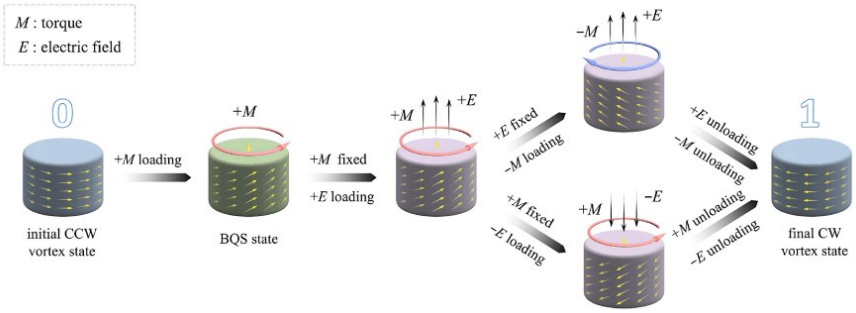
(b) Modulation law of skyrmion ground state polarity under different radii (50 nm/65 nm) and boundary magnetization angles (0°/180°/90°/270°)

图16 FeGe螺旋磁体纳米盘固定边界下的斯格明子基态极性调控[83]

Figure 16 Ground state polarity modulation of skyrmions in FeGe helimagnet nanodisks under fixed boundary conditions[83]

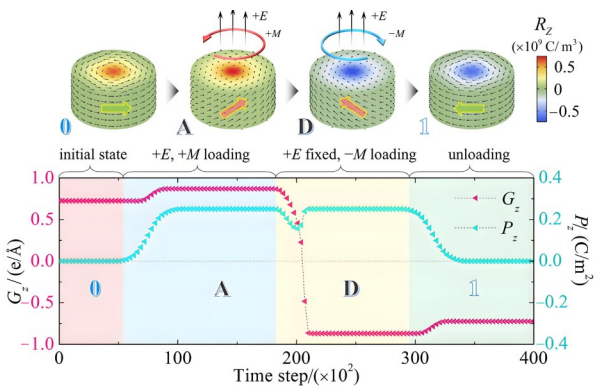
2018年，Yuan等人[84]通过相场模拟与LGD理论，系统研究了$PbTiO_3$（PTO）铁电纳米盘（直径6~12 nm，厚度4 nm）中涡旋态的可控调控行为（如图17所示）。研究发现，扭转与退极化场协同诱导Bloch型准斯格

明子(BQS态),其拓扑电荷随扭转角趋近1;提出了基于三线性耦合的两类涡旋手性切换策略(固定电场反转扭转/固定扭转反转电场),室温下可实现逆时针与顺时针涡旋的确定性切换,且纳米盘越小,温度适宜时切换越易。该研究阐释了铁电涡旋手性的多场调控机制,为铁电基拓扑磁结构调控提供了理论支撑,也为磁涡旋旋性的电场调控路径设计提供了思路。



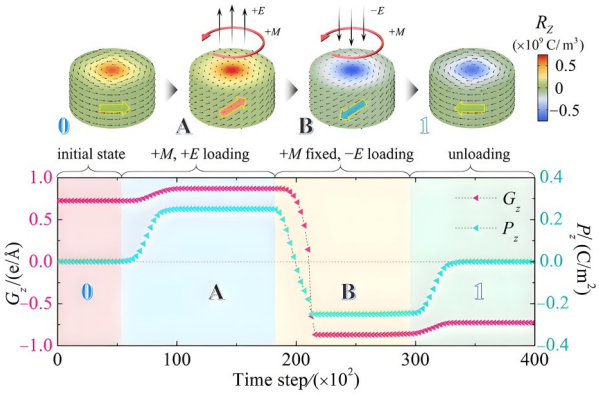
(a) 扭转诱导PTO铁电纳米盘(直径8 nm、厚度4 nm)Bloch型BQS态及两类涡旋手性切换策略示意图

(a) Schematic of torsion-induced Bloch-type BQS states and two vortex chirality switching strategies in PTO ferroelectric nanodisks (8 nm in diameter, 4 nm in thickness)



(b) 4 MV/cm、300 K扭矩反转下极性翻转动态快照及P_Z/G_Z演变曲线

(b) Dynamic snapshots of polarity reversal and evolution curves of P_Z/G_Z under torque reversal at 4 MV/cm and 300 K



(c) 0.04 rad、300 K电场反转下极性翻转动态快照及P_Z/G_Z演变曲线

(c) Dynamic snapshots of polarity reversal and evolution curves of P_Z/G_Z under electric field reversal at 0.04 rad and 300 K

图17　扭转与电场调控PTO铁电纳米盘Bloch型准斯格明子的手性切换及极性翻转[84]

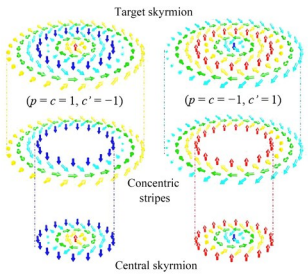
Figure 17　Chirality switching and polarity reversal of Bloch-type quasi-skyrmions in PTO ferroelectric nanodisks regulated by torsion and electric field[84]

2019年,Ding等人[85]通过洛伦兹透射电子显微镜(LTEM)与微磁模拟,系统研究了$(Mn_{1-x}Ni_x)_{65}Ga_{35}$($x$=0.45)中心对称楔形磁体薄片中斯格明子气泡(SKBs)的自旋手性调控。研究发现,经场冷处理获得零场稳定的SKBs(C=±1),面内反向磁场可驱动其先转变为非手性气泡(C=0),磁场降至零后恢复为特定手性SKBs(负场下C=−1占优,正场下C=+1占优);楔形薄片的厚度变化导致薄区与厚区静态磁能差异,进一步调控手性集体行为。该研究提出了非接触式磁场调控策略,为低功耗非易失性自旋电子器件提供理论与实验依据。

2020年,Kuchkin等人[86]通过微磁与自旋晶格模型模拟研究二维手性磁体中斯格明子在倾斜磁场下的行为,证实了可通过调控磁场大小与倾角实现斯格明子连续内外翻转(极性与手性反向),任意磁场倾角下均存在磁场范围使拓扑荷Q=±1的斯格明子与反斯格明子共存,倾斜磁场下斯格明子间存在吸引相互作用与拓扑守恒的融合通道。该研究揭示了倾斜磁场对斯格明子极性与手性协同调控的规律,也为磁涡旋实现极性-旋性的磁场协同调控提供了磁场参数设计的理论参考。

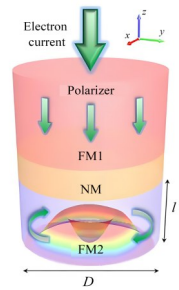
2021年,Bo等人[87]通过微磁模拟研究了自旋阀纳米柱结构中靶斯格明子态的电流驱动极性翻转行为(如图18所示)。研究发现存在低电流稳定翻转与高电流非稳翻转两种模式,翻转速度达到200 ps超快

响应;提出了电流密度-环形作用面积-有效激励时间多变量协同优化方案,在不损失翻转效率的前提下,将写入能耗降至原基准的30%,且系统稳定性显著提升。该研究提出的斯格明子电流驱动多变量协同优化策略,为低功耗高密度拓扑磁存储器件提供了高效节能的调控方案。



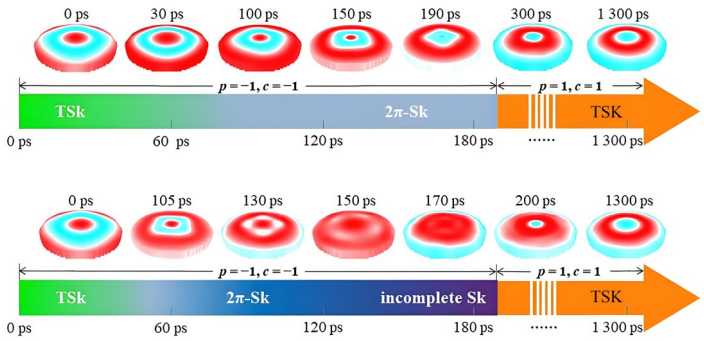
(a) DMI手性约束下的两种极性简并自旋构型(中心斯格明子+同心螺旋环,简并态:$p=1$、$c=1$、$c'=-1$和$p=-1$、$c=-1$、$c'=1$)

(a) Spin configurations of two polarity-degenerate under DMI chiral constraint (central skyrmion + concentric helical rings, degenerate states: $p=1$, $c=1$, $c'=-1$ and $p=-1$, $c=-1$, $c'=1$)



(b) 自旋阀纳米柱结构示意图(FM2:厚度10 nm,直径95~130 nm)

(b) Schematic of the spin valve nanocolumn structure (FM2: 10 nm thick, 95~130 nm in diameter)



(c) 不同电流密度驱动下靶斯格明子态的极性翻转快照(上:5 TA/m^2,下:9 TA/m^2)

(c) Snapshots of target skyrmion state polarity reversal driven by different current densities (top: 5 TA/m^2, bottom: 9 TA/m^2)

图18 靶斯格明子态的自旋构型、自旋阀纳米柱结构及电流驱动极性翻转[87]

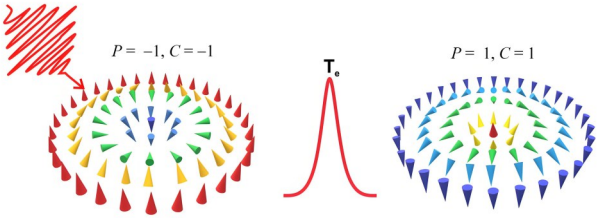
Figure 18 Spin configurations of target skyrmion states, spin valve nanocolumn structure and current-driven polarity reversal[87]

2022年,Yao等人[88]通过洛伦兹透射电子显微镜矢量场断层成像技术与微磁模拟,系统研究了中心对称磁体MnNiGa中斯格明子泡的三维磁结构与手性翻转行为。实验证实了斯格明子泡在电子束辐照、样品转动等弱扰动下可实现手性翻转,且翻转过程中极性与拓扑荷保持恒定,极性与手性无强耦合。该研究揭示了斯格明子极性与手性的解耦调控机制,为高密度、多态存储器件提供了全新的物理机制与手性调控的实验依据。

2023年,Dai等人[89]通过极化磁光克尔效应(MOKE)原位观测、自旋轨道力矩(SOT)表征、第一性原理计算与微磁模拟,系统研究了Ta/CoFeB/Ir/MgO异质结中栅压调控界面DMI(VCDMI)的自旋手性与斯格明子动力学行为。研究发现,在栅压0~+35 V范围内将iDMI从−100 μJ/m^{2}线性调至+12 μJ/m^2,实现了斯格明子的手性可逆翻转,借助VCDMI连续调控斯格明子螺旋度,实现了从奈尔型到中间态再到布洛赫型拓扑转变,使斯格明子霍尔角可从−34°调至近0°再到+74°,中间态可实现无横向偏移的直线运动。这种低功耗电压调控斯格明子手性的方式,为拓扑磁结构的精准动力学操控提供了全新方案,也为磁涡旋旋性的栅压调控与界面优化设计提供了直接的技术参考。Silva等人[90]通过原子自旋动力学模拟求解LLG方程,系统研究了非均匀铁磁纳米盘中斯格明子的振荡运动与拓扑态可控翻转行为。研究发现,利用分区相反DMI可实现斯格明子手性的纯电学可逆翻转,通过对半反向磁场实现了极性与手性的同步翻转,翻转频率可由交变自旋极化电流灵活调控,且全程拓扑荷守恒。该方案无需复杂外场,结构易制备,可直接应用于布尔逻辑门与二进制存储器件,为磁涡旋实现纯电

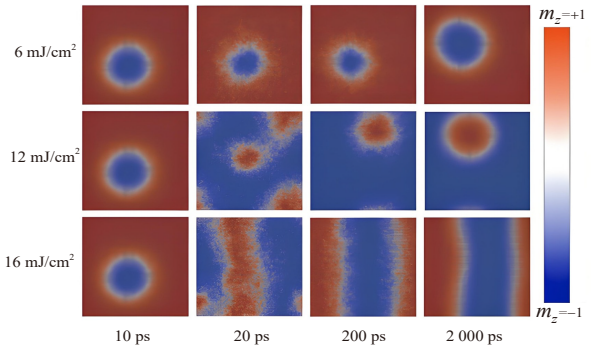
学调控及极性-旋性同步翻转提供了新的结构与外场调控思路。

2024 年,Prasad 等人[91]通过原子自旋动力学模拟,在 30 nm × 30 nm 非晶态 GdFeCo 亚铁磁体中实现了飞秒激光脉冲驱动的奈尔型斯格明子极性与旋性超快翻转,核心机制为螺旋度无关全光切换(HI-AOS)与 DMI 矢量旋转的协同作用。研究发现,当激光注量处于 8~15 mJ/cm^{2}范围时,可实现单次脉冲翻转,斯格明子从初始态($P=-1$、$C=-1$)转变为极性($P=+1$)与旋性($C=+1$)完全相反的简并基态,而注量低于 8 mJ/cm^{2}时无翻转效应,高于 15 mJ/cm^{2}则形成条纹畴或多斯格明子态(如图 19 所示)。该研究实现了斯格明子的亚皮秒全光调控,为无偏振依赖的超快低功耗存储器件提供了全新理论方案,也为磁涡旋实现飞秒激光驱动的极性-旋性超快协同调控提供了光调控机制的理论参考。



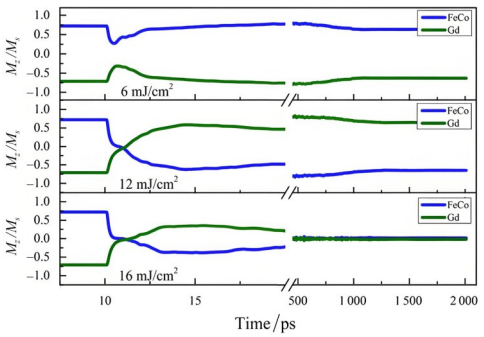
(a) 光诱导斯格明子翻转示意图(初始极性、手性均为−1,光泵浦后同步翻转至+1)

(a) Schematic of light-induced skyrmion reversal (initial polarity and chirality of −1 both switch to +1 after optical pumping)



(b) 不同激光通量下斯格明子态演化过程(50 fs 脉冲,6/12/16 mJ/cm^{2}分别对应无翻转、光致翻转、条纹畴相变)

(b) Evolution of skyrmion states under varied laser fluences (50 fs pulses, 6/12/16 mJ/cm^2 correspond to no reversal, light-induced reversal and stripe domain transition)



(c) 斯格明子翻转的亚晶格磁化动力学曲线

(c) Sublattice magnetization dynamics of skyrmion reversal

图 19　GdFeCo 中光诱导斯格明子翻转动力学及亚晶格磁化响应[91]

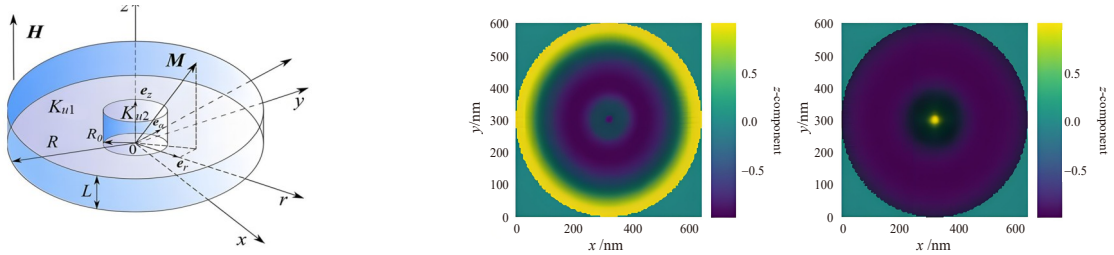
Figure 19　Light-induced skyrmion reversal dynamics and sublattice magnetization response in GdFeCo[91]

2025 年,Vakhitov 等人[92]通过微磁模拟,系统研究了中心含柱状势阱缺陷的 DMI 型单轴铁磁圆盘内奈尔型斯格明子的稳定结构与垂直磁场驱动磁化反转行为。研究发现,小缺陷下 DMI 主导稳定,大缺陷下钉扎力占据主导;结果表明,零场下缺陷半径和势阱深度会压缩斯格明子尺寸,垂直磁场方向决定翻转路径:垂直磁场与核极性反向时,斯格明子被压缩至坍缩,临界坍缩场随缺陷增大大幅提升;垂直磁场与核极性同向时,大缺陷可使斯格明子经杂化态实现极性可控翻转(如图 20 所示),翻转临界场低至 13 mT,翻转后斯格明子可稳定至 235 mT,翻转后斯格明子稳定性大幅提升,同时极性翻转无需大电流、无热损耗,大幅提升器件的能效与存储密度。该研究揭示了缺陷调控斯格明子稳定性与极性翻转的核心机制,为缺陷调控型多态存储器件的高稳定可控拓扑反转设计提供了重要理论依据,也为磁涡旋通过缺陷工程优化调控稳定性、降低翻转临界场提供了新的设计思路。

综上,结合近年来国内外研究进展可见,斯格明子与磁涡旋作为同源拓扑磁结构,在内禀自由度构成

与调控逻辑上具有较强共性，斯格明子同样可实现极性、手性的独立及协同调控，但其对缺陷与外场扰动更为敏感，易发生拓扑坍缩，调控窗口更窄、对参数精度要求更高，稳定实现四重简并态的完整操控难度较大；而磁涡旋的极性、旋性调控仅改变局域磁矩取向，不涉及拓扑态变化，调控窗口更宽、稳定性更强，在多态存储领域具备更突出的应用潜力。

尽管斯格明子与磁涡旋的拓扑结构存在差异，调控机制与器件适配场景亦有明显区别，但斯格明子依托界面DMI无场手性调控、低功耗栅压调控等研究思路，可为磁涡旋极性、旋性的独立及协同调控提供重要借鉴，两类拓扑磁结构的调控思路相互补充，也为磁涡旋多自由度的高效、低功耗操控拓展了新的研究方向。



(a) 带中心柱状贯通缺陷的单轴磁圆盘几何模型(直角与柱坐标系同轴,易磁化轴沿z轴,缺陷与圆盘共轴心)

(a) Geometric model of uniaxial magnetic disk with a central cylindrical through defect (cartesian and cylindrical coordinate systems are coaxial; easy axis along the z-axis, defect concentric with the disk)

(b) 大缺陷结构下(R_0=60 nm)垂直低磁场调控斯格明子极性可控翻转(磁场与斯格明子核极性同向)

(b) Low-field controllable skyrmion polarity reversal in large-defect disks (R_0=60 nm, perpendicular magnetic field parallel to skyrmion core polarity)

图20 含中心贯通缺陷磁圆盘的几何模型及磁场调控斯格明子极性翻转[92]

Figure 20 Geometric model of magnetic disks with central through defects and field-controlled skyrmion polarity reversal[92]

2 磁涡旋磁化动力学特性

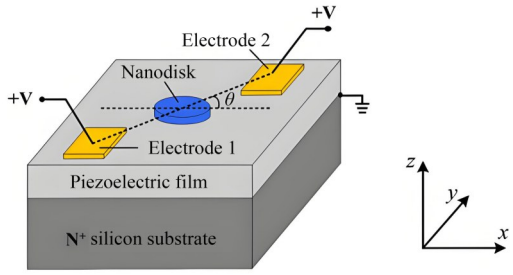
磁涡旋的磁化动力学特性(如涡旋核回旋运动、自旋波激发模式、非线性效应)直接决定器件的工作频率、响应速度与能量效率，是高频自旋电子器件开发的核心基础。与单畴纳磁体相比，磁涡旋具有丰富的自旋波本征模式(旋进模式、角向自旋波模式、径向自旋波模式)，其动力学特性对外部激励(微波磁场、应变、SAW)的响应特性，为突破传统器件频率瓶颈提供了新路径。

2018年，空军工程大学Cui等人[93]研究了椭圆Terfenol-D磁致伸缩纳米圆盘的磁涡旋回旋频率调控规律。通过微磁模拟发现，当单轴应力的方向从纳米盘的长轴变化到短轴时，回旋频率减小，而当应力的大小增加时，回旋频率发生更明显的下移(如图21所示)，验证了电压生成的单向应力可实现回旋频率的精准调谐。该研究为低功耗电压调控磁涡旋回旋运动频率提供了一种思路。

2019年，德国约翰内斯·古腾堡大学Filianina等人[94]通过在PMN-PT压电基板上施加电场诱导应变调控镍微圆盘中磁涡旋的行为。研究发现电诱导和控制的磁电各向异性不仅可以调节磁涡旋的回旋频率，而且可以调节涡旋核回旋轨道的形状(如图22所示)。此外，利用电场还可以调节涡旋的共振频率，使其与激励频率相匹配。实验证明了利用电场诱导应变作为一种低能耗的方法来调节磁涡旋的动力学响应的可能性。

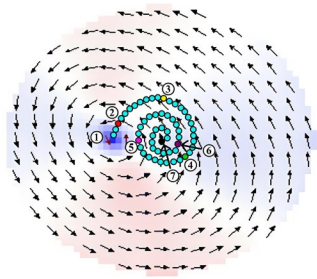
2020年，德国明斯特大学Demidov等人[95]聚焦自旋波器件中电-自旋波转换效率低和超薄磁性薄膜中自旋波传播衰减快两大缺点，提出了利用SOT解决这些问题。研究发现，SOT虽能通过自旋霍尔效应产生反阻尼力矩，将YIG/Pt波导中自旋波传播长度提升近10倍，但存在模式选择性缺失(激发大量非相干自旋波)和非线性阻尼(电流超临界值后衰减反而加剧)的障碍。实验通过采用垂直磁各向异性材料补偿偶极各向异性，使磁化进动轨迹接近圆形，从根源抑制非线性相互作用，实现了SOT驱动的自旋波高效激发与无衰减传播，为纳米磁电子器件的实用化奠定基础。意大利帕尔马大学研究组[96]通过光发射电子显微镜(PEEM)对多晶Ni圆盘中的铁磁性和单晶$BaTiO_3$衬底中的铁电性进行成像，发现利用应变介导的磁弹耦合实现Ni纳米圆盘中磁涡旋的可逆湮灭与重建，并且产生的双畴取向可以判定湮灭涡旋的旋性(如图23所示)。该研究为四态低功耗磁存储提供关键技术路径，解决了涡旋旋性的读取难题。

2021年，空军工程大学Cui等人[97]探索了应变脉



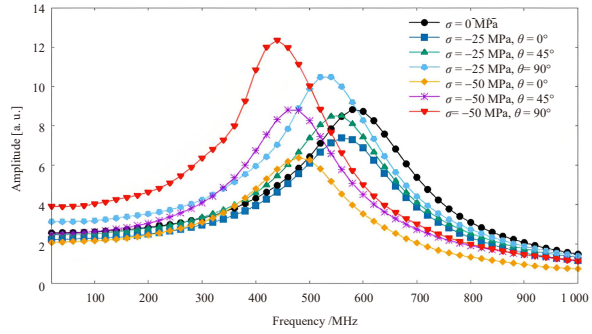
(a) Terfenol-D/PZT/N⁺硅异质结结构示意图(纳米盘244×228×14 nm,压电薄膜400 nm,θ为应力方向与纳米盘长轴夹角)

(a) Schematic of Terfenol-D/PZT/N$^+$ Si heterojunction (nanodisk: 244×228×14 nm, piezoelectric film: 400 nm, θ is the angle between stress direction and nanodisk long axis)



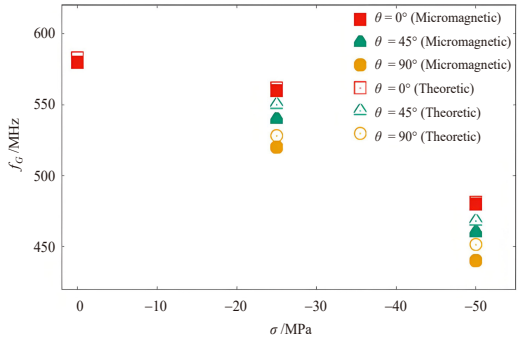
(b) σ=−50 MPa,θ=45°时涡旋核位置的时间演化

(b) Time evolution of vortex core position at σ=−50 MPa and θ=45°



(c) 不同单轴压应力与应力方向条件下的频率-振幅响应曲线

(c) Frequency-amplitude response curves under varied uniaxial compressive stresses and stress orientations



(d) 涡旋回旋频率f_G随单轴应力σ及方向θ的变化关系(微磁模拟与理论计算)

(d) Dependence of gyration frequency f_G on uniaxial stress σ and orientation θ from micromagnetic simulations and theoretical calculations

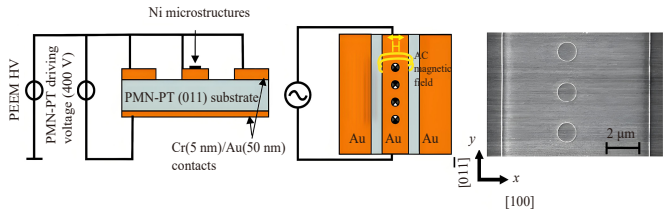
图21　应力/电压调控Terfenol-D椭圆纳米盘磁涡旋回旋特性[93]

Figure 21　Stress/voltage-modulated gyrotropic characteristics of magnetic vortices in elliptical Terfenol-D nanodisks[93]

冲激励下涡旋态纳磁体的高频自旋波模式频谱和空间分布。通过微磁模拟发现,圆形Terfenol-D磁致伸缩纳米磁体的磁涡旋可被面内应变脉冲激发5~18 GHz的高频自旋波模式,该模式与磁场脉冲激发的模式完全不同;并且发现涡旋态纳磁体直径变化和环形杂质类型可调控高频自旋波频率和振幅(如图24所示)。该研究为突破传统应变电子器件1 GHz频率上限、提升器件高频性能提供了新的自由度。

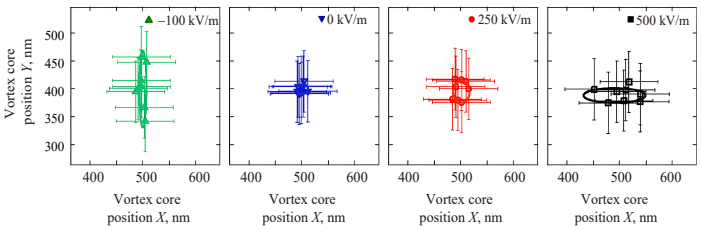
2022年,德国离子束物理与材料研究所团队[98]研究了坡莫合金磁性微盘内磁涡旋核在射频电流与偏置磁场作用下从线性到非线性旋进动力学的转变行为。研究发现,磁涡旋核在低射频电流密度下呈线性旋进,当射频电流达到阈值时呈现非线性双稳态。揭示了射频电流与偏置磁场作用下磁涡旋核非线性动力学的核心原因是高激发功率下磁涡旋核通过涡旋-反涡旋对生成-湮灭机制实现纳秒级极性准周期翻转;同时,偏置磁场可通过改变磁涡旋核在高电流区与低电流区的位置,调控其从线性到非线性旋进态的转变,当偏置磁场过强时,磁涡旋核被逐出微盘导致信号骤降。德国马丁路德·哈勒维腾贝格大学Koerner等人[99]聚焦软磁材料的自旋波倍频机制,研究了$Ni_{80}Fe_{20}$薄膜在射频磁场激发下的非线性自旋波动力学行为。研究发现,在低于4 mT的低偏置磁场下,用MHz级低频激发可产生高达60次谐波的自旋波,且不同谐波的自旋波具有不同模式(如图25所示)。微磁模拟证实,镍铁合金薄膜的磁波纹结构使磁化动态切换并同步发射自旋波,是高效倍频的关键。这项研究证明了不需要复杂的电路在磁性材料里就能实现倍频。

2023年,德国Koujok等人[100]研究了CoFeB软磁薄膜内磁涡旋核在SAW作用下的回旋动力学激发行为,提出了一种通过逆磁致伸缩效应来激发磁涡旋回旋动力学的方法,建立了一个基于Thiele形式的解析模型,该模型描述了涡旋核回旋运动和逆磁致伸缩引起的能量贡献,指出当SAW频率与磁涡旋本征频率共振



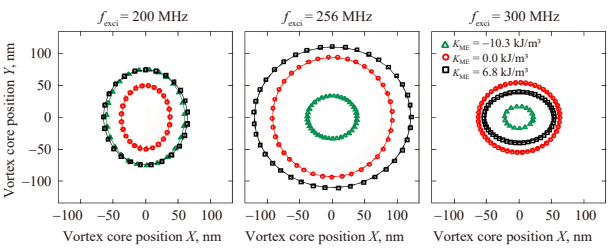
(a) Ni/PMN-PT样品结构示意图与SEM形貌(Ni:直径1 μm、厚度50 nm;电场−100~600 kV/m,交变磁场500 MHz;PEEM+XMCD表征)

(a) Structural schematic and SEM morphology of Ni/PMN-PT samples (Ni: 1 μm in diameter, 50 nm thick; electric field: −100~600 kV/m, AC magnetic field: 500 MHz; characterized by PEEM combined with XMCD)



(b) 不同电场下,500 MHz奥斯特场激发直径1 μm Ni圆盘涡旋核进动的*XY*位置分布

(b) *XY*-position distribution of vortex core gyration in a 1 μm-diameter Ni disk excited by 500 MHz Oersted field under different electric fields



(c) 多频面内交变磁场激发下,不同磁电各向异性调控的Ni圆盘(400 nm/20 nm)涡旋核进动轨道

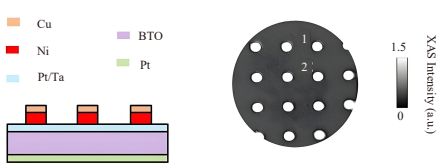
(c) Gyration orbits of vortex cores in 400 nm/20 nm Ni disks under 3 mT multi-frequency in-plane alternating magnetic fields and different magnetoelectric anisotropies

图22 磁电耦合调控Ni/PMN-PT结构磁涡旋核进动特性[94]

Figure 22 Magnetoelectric coupling modulated precession characteristics of magnetic vortex cores in Ni/PMN-PT structures[94]

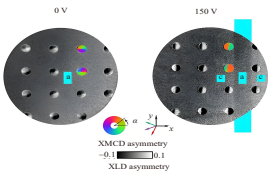
时,可实现对涡旋核的高效共振激发(如图26所示)。该研究通过电压诱导SAW驱动磁涡旋,大幅降低传统电流诱导激发伴随的焦耳热损耗,但是该模拟需施加20 mT面内磁场打破对称性,使SAW的纵向应变产生净驱动力,一定程度上增加了电路设计的复杂度。

德国Iurchuk等人[101]在PMN-PT压电衬底上制备$Co_{40}Fe_{40}B_{20}$磁微盘,通过场调制自旋整流测量实现了低表面电压下单个微盘磁涡旋核回旋频率的高效调控;实验发现,随着电压升高,应变诱导的磁弹能使涡旋核回旋频率逐步下降,且频率下移量与微盘直径平方呈准线性关系;通过微磁模拟证实,尺寸效应源于大直径微盘中磁弹能与退磁能的协同作用(如图27所示),该研究为压电应变控制磁涡旋回旋运动提供了技术支撑。美国Shah等人[102]通过将传统直叉指换能器(IDT)改进为弧形聚焦IDT(FIDT),在*y*-cut $LiNbO_3$基板上的20 nm厚Ni薄膜中实现了表面声波驱动自旋波共振。相比直IDT,FIDT让表面声波能量更集中,既能大幅提高驱动自旋波的效率,又能在低功率下实现自旋波的非线性现象,该研究为设计可重构表面声波高效激发自旋波提供理论基础。



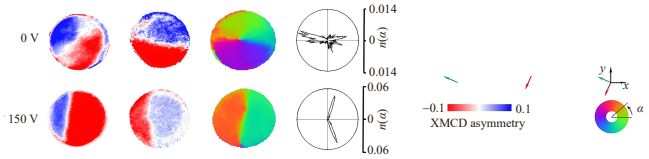
(a) 样品结构及XAS-PEEM形貌(Pt底电极200 nm,顶电极Ta(0.5 nm)/Pt(1.5 nm);Ni圆盘直径1 μm、厚度25 nm,3 nm Cu保护层,中心间距2 μm)

(a) Sample structure and XAS-PEEM morphology (200 nm-thick Pt bottom electrode, Ta(0.5 nm)/Pt(1.5 nm) top electrode; Ni disks: 1 μm in diameter, 25 nm thick with 3 nm Cu capping layer, center-to-center spacing: 2 μm)



(b) 0/150 V电压下Ni圆盘铁电畴与磁化构型切换的XMCD/XLD-PEEM表征

(b) XMCD/XLD-PEEM characterization of ferroelectric domain and magnetization configuration switching in Ni disks under 0/150 V

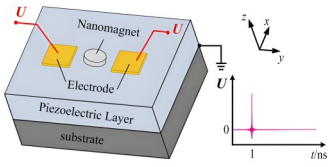


(c) 0/150 V电压调控下Ni圆盘磁化方向演化的XMCD-PEEM分析

(c) XMCD-PEEM analysis of magnetization evolution in Ni disks under 0/150 V modulation

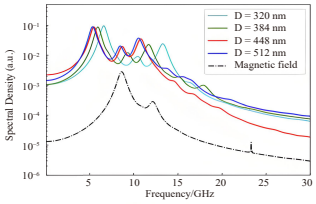
图23　$BaTiO_3$基Ni圆盘阵列的磁涡旋调控与表征[96]

Figure 23　Manipulation and characterization of magnetic vortices in $BaTiO_3$-based Ni disk arrays[96]



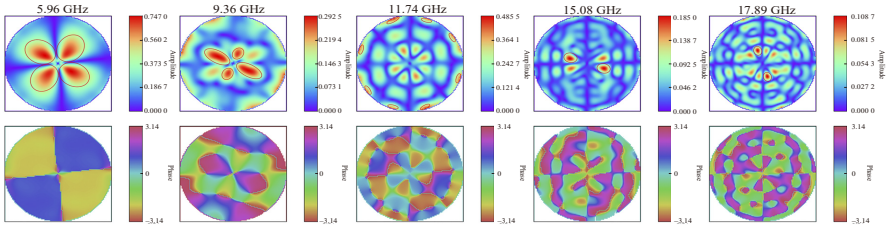
(a) 异质结结构与sinc电压激励(激励:f=30 GHz、t_0=1 ns、σ_0=50 MPa)

(a) Heterojunction structure and sinc voltage excitation (excitation parameters: f=30 GHz, t_0=1 ns, σ_0=50 MPa)



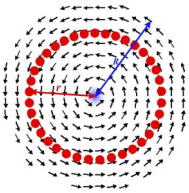
(b) 不同直径Terfenol-D纳磁体中应变与磁场激发自旋波的功率谱对比

(b) Comparison of spin wave power spectra excited by strain and magnetic field in Terfenol-D nanomagnets with different diameters



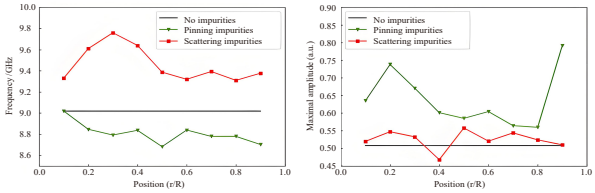
(c) 384 nm Terfenol-D纳磁体中应变激发高频自旋波模式的振幅与相位空间分布

(c) Spatial distributions of amplitude and phase for strain-excited high-frequency spin wave modes in 384 nm Terfenol-D nanomagnets



(d) 含环形杂质的384 nm纳磁体构型示意图(杂质环宽12 nm,R为纳磁体半径、r为杂质环半径)

(d) Schematic of annular impurity configuration in 384 nm nanomagnets (impurity ring width: 12 nm; R: nanomagnet radius, r: impurity ring radius)

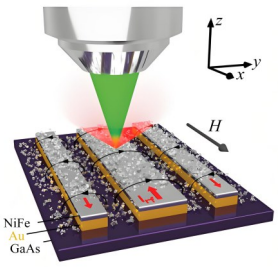


(e) 环形杂质类型与位置对前三阶自旋波模式本征频率(左)及振荡幅度(右)的影响

(e) Effects of annular impurity type and position on intrinsic frequency (left) and oscillation amplitude (right) of the first three main spin wave modes

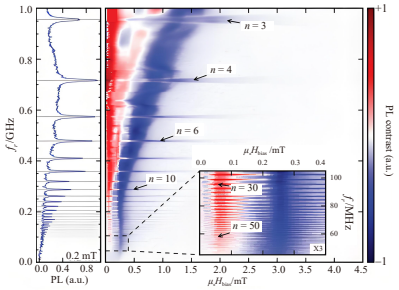
图24　Terfenol-D/压电薄膜异质结应变激发自旋波特性及环形杂质调控效应[97]

Figure 24　Characteristics of strain-excited spin waves in Terfenol-D/piezoelectric thin film heterojunctions and modulation effects of annular impurities[97]



(a) NV 中心自旋波探测装置示意图

(a) Schematic of NV-center spin wave detection

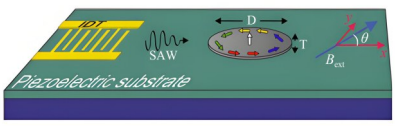


(b) 低磁偏置场下频率梳产生的ODMR表征(左:0.5 mT偏置场、0~1.0 GHz激励PL扫描;右:0~4 mT偏置场、0~1.0 GHz射频下频率-磁场PL对比图谱,射频功率16 dBm)

(b) ODMR characterization of frequency comb generation under low bias fields (left: PL scan at 0.5 mT with 0~1.0 GHz; right: frequency-field PL contrast map with 0~4 mT and 0~1.0 GHz RF excitation at 16 dBm)

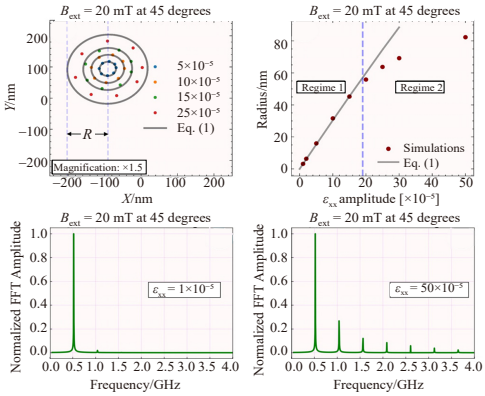
图25 NV中心磁探测$Ni_{80}Fe_{20}$/GaAs体系自旋波与频率梳ODMR表征[99]

Figure 25 Spin wave detection and frequency-comb ODMR characterization in $Ni_{80}Fe_{20}$/GaAs systems via NV-center nanomagnetometry[99]



(a) 表面声波驱动涡旋核回旋示意图(圆盘500 nm/20 nm;SAW沿x轴,外磁场B_{ext}=20 mT、与x轴夹角θ=45°)

(a) Schematic of SAW-driven vortex core gyration (500 nm/20 nm disk; SAW along x-axis, external field B_{ext}=20 mT with θ=45° to x-axis)

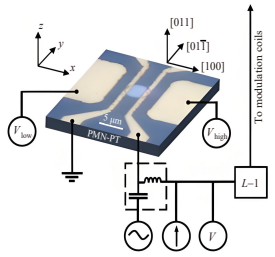


(b) 20 mT外磁场下不同纵向应变(ε_{xx}=1×10^{-5}、50×10^{-5})驱动的涡旋核进动轨迹及FFT频谱

(b) Precession trajectories and FFT spectra of vortex cores under different longitudinal strains (ε_{xx}=1×10^{-5}、50×10^{-5}) at 20 mT external magnetic field

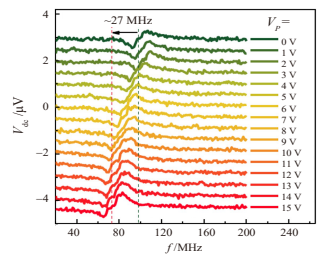
图26 表面声波与应变驱动CoFeB纳米圆盘磁涡旋核回旋动力学[100]

Figure 26 Gyration dynamics of magnetic vortex cores in CoFeB nanodisks driven by SAW and strain[100]



(a) 锁相整流直流电压测量的实验架构示意图(磁盘:直径3.65 μm、厚度30 nm;2 mA直流,外磁场沿[011]/[011]/[100]晶向)

(a) Schematic of experimental setup for lock-in rectified DC voltage measurement (disk: 3.65 μm in diameter, 30 nm thick; 2 mA DC, external magnetic field along [011]/[011]/[100] directions)

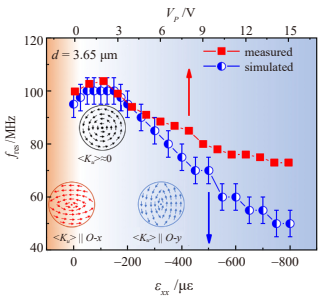


(b) 零场下不同电压调控的整流电压V_{dc}随射频频率f的演化及共振信号(0~15 V,6 dBm)

(b) Evolution of rectified voltage V_{dc} with RF frequency f and resonance signals under zero field, varied voltages (0~15 V) and 6 dBm RF power

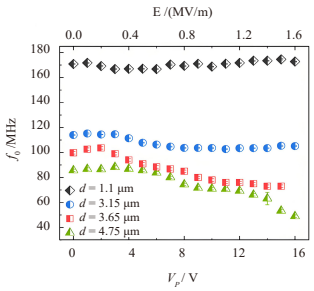
图27 PMN-PT基$Co_{40}Fe_{40}B_{20}$磁盘磁涡旋回旋动力学的电压-应变调控特性[101]

Figure 27 Voltage- and strain-modulated gyration dynamics of magnetic vortices in $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ disks on PMN-PT substrates[101]



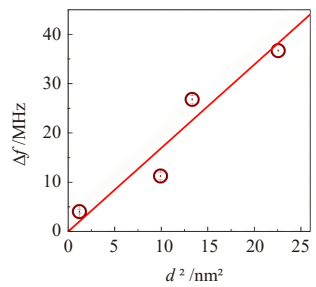
(c) 直径 3.65 μm 磁盘涡旋回旋频率-电压(应变)关系曲线,内嵌图分别对应各向异性补偿区(O-x)、零各向异性区(0 kJ/m^3)、各向异性增强区(O-y)的磁涡旋构型

(c) Vortex gyration frequency versus voltage (strain) for a 3.65 μm-diameter disk, insets: magnetic vortex configurations in the anisotropy compensation (O-x), zero-anisotropy (0 kJ/m^3), and anisotropy enhancement (O-y) regions



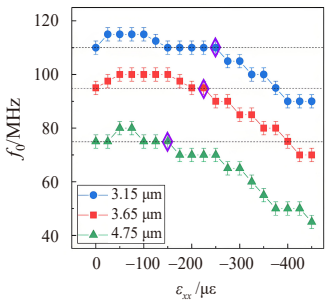
(d) 不同直径磁盘涡旋回旋频率与外加电压(电场)的关系(磁盘厚 30 nm,直径 1.1~4.75 μm)

(d) Vortex gyration frequency versus applied voltage (electric field) for disks of different diameters (thickness: 30 nm; diameters: 1.1~4.75 μm)



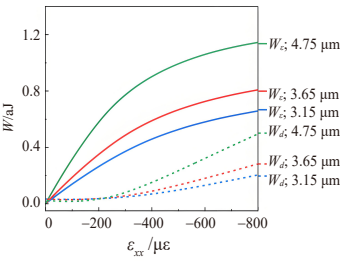
(e) 最大频率下移量 Δf 与直径平方 d^2 的关联曲线

(e) Relationship between maximum frequency shift Δf and squared diameter d^2



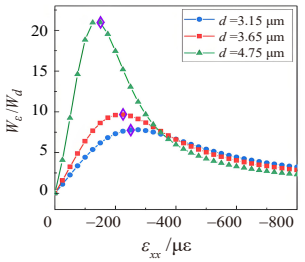
(f) 不同直径磁盘涡旋回旋频率随单轴压缩应变的演化特征

(f) Evolution of gyration frequency with uniaxial compressive strain for disks of different diameters



(g) 不同直径下磁弹能与退磁能随单轴压缩应变的变化规律

(g) Variations of magnetoelastic energy and demagnetization energy with uniaxial compressive strain for different diameters



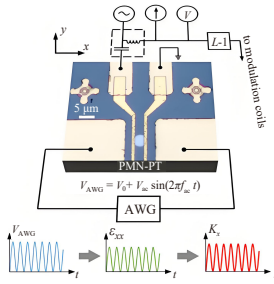
(h) 不同直径下磁弹能/退磁能比值随单轴压缩应变的变化规律

(h) Ratio of magnetoelastic energy to demagnetization energy versus uniaxial compressive strain for different diameters

续图 27

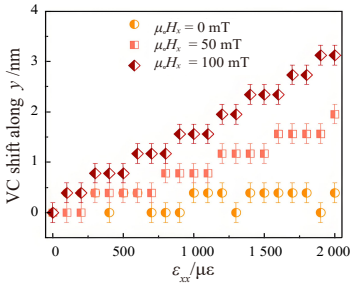
2024 年,德国 Iurchuk 等人[103]首次实验证实可通过时变应变激发磁致伸缩 $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ 微盘中磁涡旋的回旋模式(如图 28 所示)。实验以(011)切割的 PMN-PT 压电单晶为衬底,通过施加带静态偏移的单极性时变电压产生时变应变,当应变频率与磁涡旋本征回旋频率匹配时,应变诱导的面内单轴磁各向异性会共振激发涡旋核旋进;该激发可在亚阈值射频电流下实现,且中等应变振幅即可诱导非线性回旋动力学;通过微磁模拟验证了应变驱动回旋的核心是面内偏置磁场打破涡旋对称性,使应变诱导涡旋核偏离平衡位置。

中国科学技术大学 Wang 等人[104]通过宽场磁成像技术,研究了 $Ni_{80}Fe_{20}$ 微米圆盘和方块中磁涡旋的磁化动力学,首次在实验中观测到由微波场驱动的涡旋核旋进引发的 14 阶自旋波谐波(即频率倍增现象,如图 29 所示),该现象起源于涡旋核回旋运动的自旋



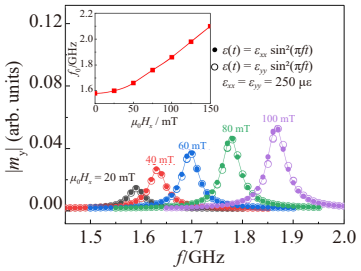
(a) 时变电压驱动涡旋核动力学实验架构图

(a) Schematic of experimental setup for time-varying voltage-driven vortex core dynamics



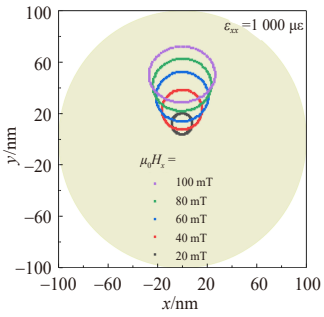
(b) 涡旋核 y 轴平衡位置偏移量随单轴应变与偏置磁场的变化关系

(b) Dependence of vortex core y-axis equilibrium shift on uniaxial strain and bias field



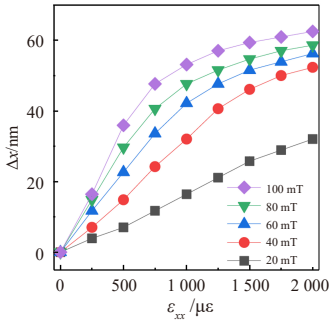
(c) 不同偏置磁场下时变应变激发涡旋回旋的类 FMR 谱

(c) FMR-like spectra of time-varying strain excited gyration under different bias fields



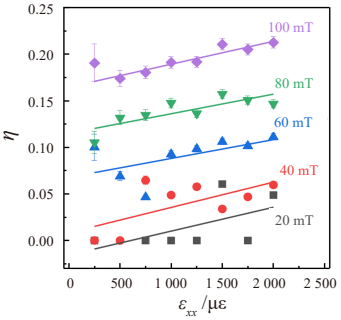
(d) 单轴压应变下不同偏置磁场的涡旋核共振轨迹

(d) Resonance trajectories of VC under different bias fields at uniaxial compressive strain



(e) 不同偏置磁场下涡旋核轨迹 x 轴开口幅度-应变关系

(e) VC trajectory x-axis opening amplitude vs. strain under different bias fields



(f) 不同偏置磁场下涡旋核轨迹椭圆率-应变关系

(f) VC trajectory ellipticity vs. strain under different bias fields

图 28 时变电压与应变调控 $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ 磁涡旋核动力学及共振特性[103]

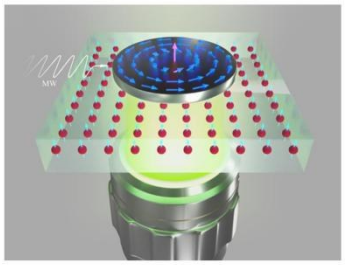
Figure 28 Dynamics and resonance characteristics of $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ magnetic vortex cores modulated by time-varying voltage and strain[103]

波动力学，产生时间域脉冲串和频率域梳状信号，且谐波具有相位稳定性。这项发现突破了传统自旋波倍频技术“谐波数量少、难微型化”的局限，为倍频技术的潜在应用提供了支持。清华大学 Yang 等人[105]通过设计片上叉指换能器生成 SAW，在 Ta/CoFeB/MgO/Ta 多层膜中实现表面声波对 Néel 型磁斯格明子的生成与定向驱动。通过实验发现，剪切水平波能通过面内应变梯度的强磁弹耦合，有效地驱动了斯格明子的运动；而瑞利波仅能生成斯格明子，无法驱动其运动（如图 30 所示）。该研究为表面声波生成和驱动磁涡旋运动提供了一种思路。

日本九州大学 Cui 等人[106]通过调幅磁场激发和电学电阻测量开展了微米级坡莫合金圆盘链中磁涡旋回旋运动的研究，阐明了高射频功率下磁涡旋中共振峰的分裂现象（如图 31 所示）。实验表明，高射频功率通过触发磁涡旋极性翻转，诱导非线性回旋运动，进而导致电阻共振峰分裂，该研究有助于丰富对磁涡旋非线性回旋运动、共振、极性翻转的理解。

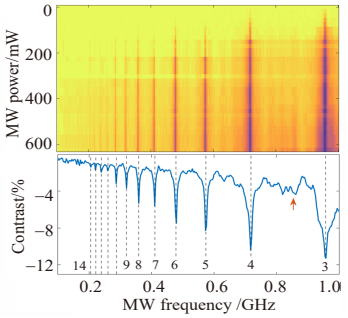
2025 年，德国 Geilen 等人[107]通过微聚焦布里渊光散射、微磁模拟与分析模型，系统研究了 SAW 驱动 $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ 薄膜中自旋波的参量激发与不稳定性。首次详细观察到当 SAW 功率足够大时，会通过非线性效应让自旋波激发出新的模式（如新的频率、多频转换、多频信号生成），该研究为倍频应变激发高频自旋波提供了一种思路。巴黎萨克雷大学 Lopes Seeger 等人[108]通过磁共振力显微镜观测到 SAW 可驱动亚微米 CoFeB 微盘中磁涡旋的回旋运动（如图 32 所示）。实验对比微波磁场（感应激发）与 SAW（磁弹耦合激发），发现 SAW 驱动的主导机制是晶格旋转，而非文献[100]认为的磁弹应变，其产生的有效磁场集中在涡旋核区域，无需加面内磁场即可打破对称性，且 SAW 驱动的能量效率比微波磁场高 3 个数量级，微磁模拟（MuMax3）验证晶格旋转单独即可诱导稳定旋进。

综上所述，磁涡旋磁化动力学特性研究围绕高频化、高效化与低功耗化的核心目标，呈现出从基础参



(a) 宽场NV显微镜原位测量实验架构

(a) In-situ measurement setup with wide-field NV microscopy

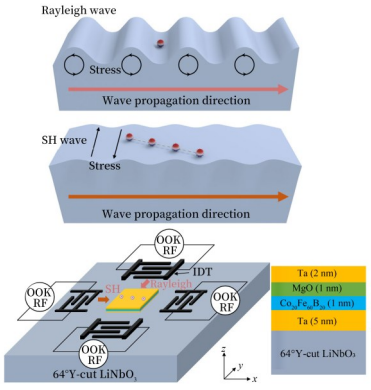


(b) 微波调控下磁涡旋光致发光对比度及高次谐波演化(厚20 nm,直径6.8 μm圆盘/7 μm正方形;功率−12~28 dBm、频率0~1 GHz;上:微结构谐波激发;下:28 dBm下谐波检测)

(b) Magnetic vortex PL contrast and higher harmonic evolution under microwave tuning (20 nm thick, 6.8 μm disk/7 μm square; power −12~28 dBm, frequency 0~1 GHz; upper: harmonic excitation, lower: harmonic detection at 28 dBm)

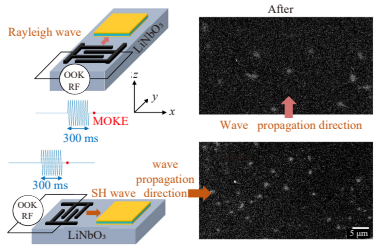
图29　宽场NV显微原位表征$Ni_{80}Fe_{20}$磁涡旋自旋波动力学及高次谐波激发[104]

Figure 29　In-situ characterization of spin wave dynamics and higher harmonic excitation in $Ni_{80}Fe_{20}$ magnetic vortices via wide-field NV microscopy[104]



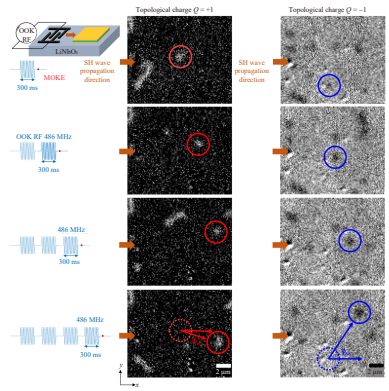
(a) SAW驱动斯格明子定向运动原理及SAW延迟线器件结构

(a) Principle of SAW-driven skyrmion directed motion and SAW delay line structure



(b) −0.8 mT面外磁场下300 ms SAW脉冲驱动斯格明子生成与定向运动(极化MOKE原位成像)

(b) Skyrmion generation and directed motion driven by 300 ms SAW pulses under −0.8 mT out-of-plane field (polar MOKE in-situ imaging)



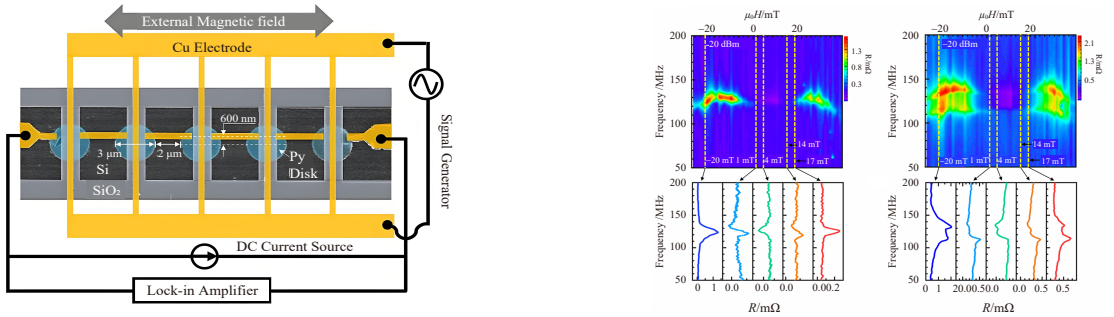
(c) ±0.8 mT面外磁场下剪切水平波驱动斯格明子定向运动与横向偏转(26 dBm,300 ms SAW脉冲)

(c) Skyrmion directed motion and transverse deflection driven by SH wave under ±0.8 mT out-of-plane field (26 dBm, 300 ms SAW pulses)

图30　64° Y-cut $LiNbO_3$基/Ta/$Co_{20}Fe_{60}B_{20}$/MgO/Ta多层膜中SAW驱动磁斯格明子定向运动动力学[105]

Figure 30　Dynamics of magnetic skyrmion directed motion driven by SAW in Ta/$Co_{20}Fe_{60}B_{20}$/MgO/Ta multilayers on 64° Y-cut $LiNbO_3$ substrates[105]

数调控、高频模式突破、驱动手段优化到非线性特性挖掘的清晰演进逻辑。研究初期,借助压电应变实现了对涡旋回旋频率与回旋轨道的电压精准调控,验证了低功耗调控动力学参数的技术可行性,为后续高频器件设计奠定了基础。在性能突破阶段,研究者利用应变脉冲激发5~18 GHz高频自旋波模式,突破了传统应变器件1 GHz的频率上限;同时发现,在软磁材料中,MHz级低频激励可产生高次谐波的倍频效应,从而有效破解了器件高频化的关键瓶颈。在驱动手段优化方面,通过弧形聚焦IDT、时变应变等方式改进声表面波驱动体系,显著提升了自旋波激发效率,大幅降低了传统电流、磁场驱动方式伴随的焦耳热损耗,进一步强化了低功耗驱动的优势。近期研究则深入挖掘非线性动力学特性,实验观测到高阶自旋波谐波,并揭示了基于声表面波晶格旋转的驱动机制,该机制无需面内磁场即可打破涡旋对称性,不仅丰富了



(a) 电学测量装置及SEM表征(圆盘直径3 μm、厚40 nm、间距2 μm,奥斯特场1.73 kHz、射频功率−20 dBm)

(a) Electrical measurement setup and SEM characterization (disks: 3 μm in diameter, 40 nm thick, 2 μm spacing, 1.73 kHz Oersted field,−20 dBm RF power)

(b) 不同射频功率下磁涡旋链磁阻频率-场二维谱及共振峰演化(射频−20/−10 dBm、磁场−20~20 mT、扫频50~200 MHz,“M”型分裂)

(b) Magnetoresistance frequency-field 2D spectra and resonance evolution of magnetic vortex chains under varying RF powers (−20/−10 dBm RF, −20~20 mT field, 50~200 MHz sweep, “M”-type splitting)

图31 Si/SiO_2基坡莫合金磁涡旋链动态特性电学表征与共振峰演化[106]

Figure 31 Electrical characterization and resonance peak evolution of permalloy magnetic vortex chains on Si/SiO_2 substrates[106]

动力学调控的自由度,也为通过倍频效应激发高频自旋波提供了新思路。

目前,磁涡旋磁化动力学研究已充分展现出其在GHz频段自旋电子器件中的应用潜力,但仍面临高频自旋波传播衰减严重、倍频效应激发效率不足、动力学模式调控自由度有限等挑战。未来需通过磁电异质结结构优化、声表面波驱动机制创新以及非线性效应的精准利用,推动其向高频、低功耗、集成化器件应用方向落地。

3 总结与展望

磁涡旋是一种极具潜力的新型信息载体,本文体系化综述了磁涡旋极性-旋性的多维度调控机制,整合了自旋转移矩、自旋轨道矩、应变、表面声波等不同调控手段的研究进展,形成完整的调控逻辑框架;深入分析了磁涡旋磁化动力学特性与GHz频段器件的适配性,明确了其应用方向;同时针对性地解决当前应变调控磁涡旋存在的频率失配、激发效率低等关键技术瓶颈;此外,本文还开展了磁涡旋与同源拓扑磁结构斯格明子拓扑态的调控横向对比,厘清二者共性与核心差异,为磁涡旋调控机制的优化提供借鉴。具体有以下几点结论。

(1)极性-旋性调控机制的优势

本文围绕磁涡旋拓扑态的主流调控手段,明确了极性-旋性调控机制的核心优势与技术突破,结合与斯格明子的对比分析,为低功耗磁涡旋器件设计提供了理论依据。

(a)应变调控具备超低功耗的天然优势:相较于传统电流驱动方案,基于逆磁致伸缩效应的应变调控从根本上规避了焦耳热损耗,是后摩尔时代低能耗自旋电子器件的理想实现路径之一。

(b)声表面波(Surface Acoustic Wave,SAW)为自旋波操控提供了全新技术路径:SAW可解决传统磁场激励存在的波长严重失配问题,通过磁声耦合效应实现自旋波的长程、高效激发,为磁涡旋等拓扑磁结构的非接触式、低功耗操控提供了可行性方案。

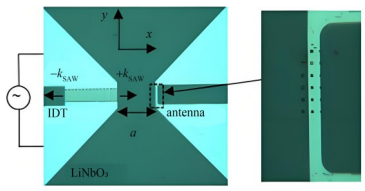
(c)斯格明子拓扑态的调控为磁涡旋调控机制提供新思路:相较于斯格明子的调控特性,磁涡旋的调控窗口更宽、对缺陷与外场扰动的耐受性更强,无需严苛的参数精度控制,更适配规模化器件应用。斯格明子依托界面Dzyaloshinskii-Moriya相互作用实现无场手性调控的思路,可为磁涡旋内禀自由度的无场调控提供重要借鉴,进一步优化磁涡旋的低功耗调控路径。

(2)磁化动力学特性的器件应用潜力

本文基于磁涡旋的本征物理特性,阐明了其高频动力学与非线性效应对器件性能提升的核心价值,明确了其在高频器件领域的应用潜力。

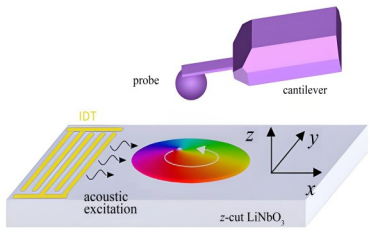
(a)高频自旋波本征模式是器件高速化的核心基础:磁涡旋不仅拥有可用于信息编码的四重简并态(极性与旋性),还具备丰富的高频自旋波本征模式。现有研究已证实,利用应变脉冲可有效激发5~18 GHz的高频自旋波,为突破传统应变器件MHz级工作频率的限制提供了物理支撑。

(b)非线性动力学效应是实现倍频激发的核心机制:磁涡旋回旋运动中表现出的强非线性效应可产生高次谐波,使低频SAW激励激发高频自旋波模式成为可能,是弥合激励与本征模式频率间隙、实现器件



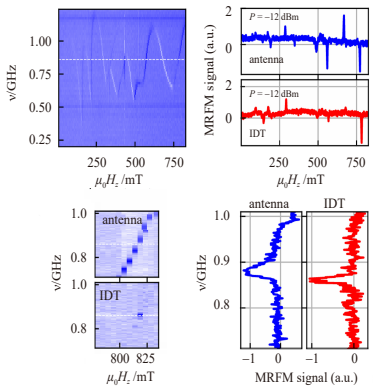
(a) 联合驱动实验装置及光学成像

(a) Experimental setup and optical imaging for combined excitation



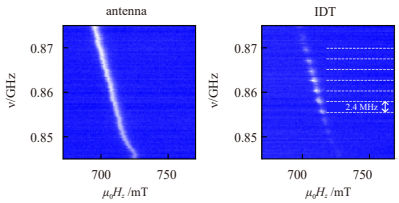
(b) SAW 诱导涡旋回旋的 MRFM 检测架构(CoFeB:厚度 34 nm、直径 800 nm,SAW 沿 x 轴传播)

(b) MRFM detection architecture for SAW-induced vortex gyration (CoFeB: 34 nm thick, 800 nm in diameter; SAW along x-axis)



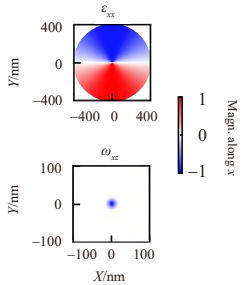
(c) 微波场与磁声场下磁涡旋回旋 MRFM 对比(0.86 GHz SAW、射频功率−12/12 dBm、磁场 0~750/800~825 mT,含 820 mT 处共振峰)

(c) MRFM comparison of vortex gyration under microwave & magnetoacoustic excitation (0.86 GHz SAW, −12/12 dBm RF, 0~750/ 800~825 mT out-of-plane fields, including 820 mT resonance profile)



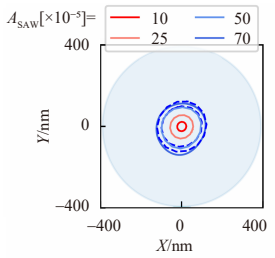
(d) 700~750 mT 垂直磁场下微波天线与 SAW 的频率-场响应对比(含 2.4 MHz 驻波声学模式诱导的 IDT 振荡)

(d) Frequency-field response comparison between microwave antenna and SAW at 700~750 mT fields (including 2.4 MHz standing acoustic mode-induced IDT oscillation)



(e) 零场下磁弹应变与晶格旋转的归一化磁声学有效场分布

(e) Normalized magnetoacoustic effective field distributions of magnetoelastic strain and lattice rotation under zero external magnetic field



(f) 500 mT 垂直磁场下磁声学形变幅度对涡旋回旋轨迹的调控

(f) Modulation of magnetoacoustic deformation amplitude on vortex gyration trajectories at 500 mT out-of-plane field

图 32　Z-cut $LiNbO_3$ 基 SAW 与射频磁场协同激发 CoFeB 磁涡旋回旋的 MRFM 表征及磁声学调控[108]

Figure 32　MRFM characterization and magnetoacoustic modulation of CoFeB magnetic vortex gyration synergistically excited by SAW and RF magnetic field on Z-cut $LiNbO_3$ substrates[108]

高频化运行的可行方案。

(3)现存挑战与未来重点研究方向

尽管磁涡旋的应变调控研究已取得显著进展,但其在高频自旋电子器件中的实际应用仍面临一系列挑战,未来研究可重点围绕以下两个方向展开。

(a)解决频率失配与器件可靠性的核心挑战:当前常规 SAW 器件的激励频率(通常<1 GHz)与磁涡旋高频自旋波模式(3~20 GHz)仍存在巨大频率间隙;其本源在于传统压电材料的机电耦合效率随频率升高急剧下降、传统磁致伸缩材料存在 GHz 级高频弛豫效应。现有研究已证实,通过材料体系定向选型可从本征特性上突破该瓶颈:压电材料端,ScAlN、绝缘体上铌酸锂(LNOI)等超高频压电材料已实现 20 GHz 以上的 SAW 基频,且与 CMOS 工艺兼容性优异;铁磁材料端,FeGa 合金、FeCo 基软磁合金的磁弹弛豫阈值可突破 10 GHz,能适配高频应变下的磁矩响应需求。但目前高频 SAW 器件仍面临叉指电极在高频应力下结构可靠性不足、异质结界面损耗导致磁声耦合效率下降的问题,因此不能单纯依赖提升 SAW 基频。

未来研究应重点探索基于非线性倍频的应变激发机制,当磁涡旋核在 SAW 激励作用下做半径较大的回旋运动时,其静磁能随涡旋核位置变化函数所包

含的高阶项会导致磁涡旋磁化动力学具有很强的非线性,充分利用磁涡旋非线性磁化动力学的高次谐波效应,由SAW激发的低频磁化振荡引起高次谐波磁化振荡。当某一高次谐波磁化振荡频率等于纳磁体的高频自旋波模式本征频率时,磁化振荡的幅度就会显著增大,产生共振激发的效果,从而实现磁涡旋高频自旋波模式的倍频应变激发。

(b)构建可重构的磁电异质结器件架构:SAW调控磁涡旋极性和旋性对辅助面内磁场的强依赖,是其集成化应用的关键瓶颈,其根本原因在于常规单方向SAW的各向同性应变场,无法同时打破磁涡旋极性、旋性的双重能量简并,难以实现极性和旋性的确定性翻转。现有研究已证实,通过异质结设计可完全规避对辅助磁场的依赖,核心可行路径包括:铁磁/重金属异质结利用界面Dzyaloshinskii-Moriya相互作用打破能量简并、多铁复合异质结通过界面交换偏置构建内置等效磁场、非对称几何异质结以对称性破缺构建定向能量势垒,上述路径均已实现零外场下磁涡旋极性和旋性的确定性调控。

为进一步实现对磁涡旋极性与旋性的精准、协同操控,未来应重点研发表面声波场可重构的磁电异质结,根据待激发高频自旋波模式的不同构建具有相应空间分布的表面声波场,即在纳磁体周围设置若干对叉指电极构成的环状电极组,通过叉指电极几何结构特性(金属化率、指条数目、电极厚度、相对位置等)设计上的差异,使各叉指电极对具有不同的中心频率。随后基于各叉指电极对的频率筛选效应,通过设置外加电压信号包含的频率成分选择若干对叉指电极同时工作,利用不同传播方向上表面声波的叠加效应产生方向、模式可控的表面声波场,最终实现多态存储与逻辑运算所需的全拓扑态可控切换。同时,可进一步融合斯格明子低功耗栅压调控的思路,优化磁电异质结的能耗性能,推动器件向低功耗、集成化方向发展。

综上所述,磁涡旋作为具有丰富物理内涵的拓扑磁结构,在下一代自旋电子器件中展现出巨大潜力。应变调控,特别是基于SAW的磁声耦合机制,为实现低功耗、高频自旋电子器件提供了可行路径。通过深化对磁涡旋非线性自旋波动力学的理解,并创新性地发展基于倍频效应的应变激发技术与可重构器件,同时借鉴斯格明子的低功耗、无场调控思路,有望彻底突破当前自旋电子器件的频率与能耗瓶颈,为开发下一代高速、低功耗的非易失性存储与逻辑芯片开辟全新道路。

参考文献

[1] Moore G E. Cramming more components onto integrated circuits[J]. Proceedings of the IEEE, 1998, 86(1): 82-85.

[2] Waldrop M M. The chips are down for Moore's law[J]. Nature, 2016, 530(7589): 144-147.

[3] Nikonov D E, Young I A. Overview of Beyond-CMOS devices and a uniform methodology for their benchmarking[J]. Proceedings of the IEEE, 2013, 101(12): 2498-2533.

[4] 张英, 杨学军, 唐玉华, 等. PIM: 一种能有效缓解存储墙问题的技术[C]//中国计算机学会. 第十三届全国信息存储技术学术会议论文集. 西安: 西北工业大学出版社, 2004: 347-351.
Zhang Ying, Yang Xuejun, Tang Yuhua, et al. PIM: A technology which can avoid the memory wall efficiently[C]//China Computer Federation. The 13th National Conference on Information Storage Technology (NCIST). Xi'an: Northwestern Polytechnical University Press, 2004: 347-351. (in Chinese)

[5] 罗可, 李桅, 蹇雨根, 等. 针对超高密度磁存储磁化跃迁噪声的约束编码[J]. 电子学报, 2025, 53(2): 483-492.
Luo Ke, Li Wei, Jian Yugen, et al. Constrained coding for magnetization transition noise of ultra-high density magnetic storage[J]. Acta Electronica Sinica, 2025, 53(2): 483-492. (in Chinese)

[6] Stöhr J, Siegmann H C. Magnetism: From fundamentals to nanoscale dynamics[M]. Berlin: Springer, 2006.

[7] Endoh T, Koike H, Ikeda S, et al. An overview of nonvolatile emerging memories: Spintronics for working memories[J]. IEEE Journal on Emerging and Selected Topics in Circuits and Systems, 2016, 6(2): 109-119.

[8] 韩伟, 吴镝, 罗锋, 等. 走向自旋的未来信息时代[J]. 中国科学(物理学·力学·天文学), 2022, 52(6): 267501.
Han Wei, Wu Di, Luo Feng, et al. Coming of the age with spintronics-based future information[J]. Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica), 2022, 52(6): 267501. (in Chinese)

[9] Yuasa S, Djayaprawira D D. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO (0·0·1) barrier[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40(21): R337-R354.

[10] 李嘉宁, 姚鹏, 揭路, 等. 存算一体技术研究现状[J]. 电子学报, 2024, 52(4): 1103-1117.
Li Jianing, Yao Peng, Lu Jie, et al. Research status of computing-in-memory technology[J]. Acta Electronica Sinica, 2024, 52(4): 1103-1117. (in Chinese)

[11] 杨晓阔, 张斌, 崔焕卿, 等. 基于多铁逻辑的铁磁耦合互连线磁化动态模拟[J]. 物理学报, 2016, 65(23): 237502.
Yang Xiaokuo, Zhang Bin, Cui Huanqing, et al. Magnetization dynamics in ferromagnetic coupling interconnect wire using multiferroic logic scheme[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(23): 237502. (in Chinese)

[12] Tiercelin N, Dusch Y, Preobrazhensky V, et al. Magnetoelectric memory using orthogonal magnetization states and magnetoelastic switching[J]. Journal of Applied Physics, 2011, 109(7): 07D726.

[13] Chen Shanquan, Yuan Shuai, Hou Zhipeng, et al. Recent progress on topological structures in ferroic thin films and heterostructures[J]. Advanced Materials, 2021, 33(6): 2000857.

[14] Guslienko K Y. Magnetic vortices and skyrmions[J]. Journal of Magnetics, 2019, 24(4): 549-567.

[15] 张志东. 磁性材料的磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构[J]. 物理学报, 2015, 64(6): 067503.
Zhang Zhidong. Magnetic structures, magnetic domains and topological magnetic textures of magnetic materials[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(6): 067503. (in Chinese)

[16] Bhattacharjee P, Mondal S, Saha S, et al. Magnetic vortex: Fundamental physics, developments, and device applications[J]. Journal of Physics: Condensed Matter, 2025, 37(13): 133001.

[17] Zhang Huai, Zhang Yajiu, Hou Zhipeng, et al. Magnetic skyrmions: Materials, manipulation, detection, and applications in spintronic devices[J]. Materials Futures, 2023, 2(3): 032201.

[18] Xu Teng, Guo Xiaoyan, Liu Yizhou, et al. Thin-film magnetic skyrmions for spintronic devices[J]. Advanced Functional Materials, 2025, 35(39): 2504100.

[19] Shinjo T, Okuno T, Hassdorf R, et al. Magnetic vortex core observation in circular dots of Permalloy[J]. Science, 2000, 289(5481): 930-932.

[20] Kim S K, Lee K S, Yu Y S, et al. Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents[J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(2): 022509.

[21] Wang Jie. Mechanical control of magnetic order: From phase transition to skyrmions[J]. Annual Review of Materials Research, 2019, 49: 361-388.

[22] Lancaster T. Skyrmions in magnetic materials[J]. Contemporary Physics, 2019, 60(3): 246-261. DOI: 10.1080/00107514.2019.1699352.

[23] Tokura Y, Kanazawa N. Magnetic skyrmion materials[J]. Chemical Reviews, 2021, 121(5): 2857-2897.

[24] Zhao Huirong, Lei Zhengyun, Wang Ruifang. Spin dynamics of anisotropic azimuthal modes in heterogeneous magnetic nanodisks[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2019, 486: 165291.

[25] 李化南, 何雨昕, 胡月. 纳米接触点的位置和大小对磁涡旋核反转的影响[J]. 吉林师范大学学报(自然科学版), 2019, 40(1): 72-76.
Li Huanan, He Yuxin, Hu Yue. Influence of nanocontact position and size on the magnetic vortex switching[J]. Journal of Jilin Normal University (Natural Science Edition), 2019, 40(1): 72-76. (in Chinese)

[26] Gypens P, Leliaert J, Van Waeyenberge B. Balanced magnetic logic gates in a kagome spin ice[J]. Physical Review Applied, 2018, 9(3): 034004.

[27] Liu Shiliang, Hu X S, Nahas J J, et al. Magnetic-electrical interface for nanomagnet logic[J]. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2011, 10(4): 757-763.

[28] Sudsom D, Blachowicz T, Hahn L, et al. Vortex nucleation and propagation in magnetic double-wedges and semi-squares for reliable Quaternary storage systems[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2020, 514: 167294.

[29] Roy P E. In-plane anisotropy control of the magnetic vortex gyrotropic mode[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(16): 162411.

[30] Finizio S, Wintz S, Kirk E, et al. Control of the gyration dynamics of magnetic vortices by the magnetoelastic effect[J]. Physical Review B, 2017, 96(5): 054438.

[31] Thiele A A. Steady-state motion of magnetic domains[J]. Physical Review Letters, 1973, 30(6): 230-233.

[32] Reed K W, Owens J M, Carter R L. Current status of magnetostatic reflective array filters[J]. Circuits, Systems and Signal Processing, 1985, 4(1/2): 157-180.

[33] Kim S K, Lee K S, Han D S. A gigahertz-range spin-wave filter composed of width-modulated nanostrip magnonic-crystal waveguides[J]. Applied Physics Letters, 2009, 95(8): 082507.

[34] Wang Qi, Zhong Zhiyong, Jin Lichuan, et al. Design of nanostrip magnonic crystal waveguides with a single magnonic band gap[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2013, 340: 23-26.

[35] Chumak A V, Vasyuchka V I, Serga A A, et al. Storage-recovery phenomenon in magnonic crystal[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(25): 257207.

[36] Nakane R, Tanaka G, Hirose A. Reservoir computing with spin waves excited in a garnet film[J]. IEEE Access, 2018, 6: 4462-4469.

[37] Sluka V, Schneider T, Gallardo R A, et al. Emission and propagation of 1D and 2D spin waves with nanoscale wavelengths in anisotropic spin textures[J]. Nature Nanotechnology, 2019, 14(4): 328-333.

[38] Jamali M, Kwon J H, Seo S M, et al. Spin wave nonreciprocity for logic device applications[J]. Scientific Reports, 2013, 3: 3160.

[39] Chumak A V, Serga A A, Hillebrands B. Magnon transistor for all-magnon data processing[J]. Nature Communications, 2014, 5: 4700.

[40] Nikitin A A, Ustinov A B, Semenov A A, et al. A spin-

wave logic gate based on a width-modulated dynamic magnonic crystal[J]. Applied Physics Letters, 2015, 106(10): 102405.

[41] Vlaminck V, Bailleul M. Current-induced spin-wave Doppler shift[J]. Science, 2008, 322(5900): 410-413.

[42] Slonczewski J C. Current-driven excitation of magnetic multilayers[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1996, 159(1/2): L1-L7.

[43] Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current[J]. Physical Review B, 1996, 54(13): 9353-9358.

[44] Wang K L, Alzate J G, Khalili Amiri P. Low-power non-volatile spintronic memory: STT-RAM and beyond[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2013, 46(7): 074003.

[45] Ramaswamy R, Lee J M, Cai Kaiming, et al. Recent advances in spin-orbit torques: Moving towards device applications[J]. Applied Physics Reviews, 2018, 5(3): 031107.

[46] Qiu Xuepeng, Narayanapillai K, Wu Yang, et al. Spin-orbit-torque engineering via oxygen manipulation[J]. Nature Nanotechnology, 2015, 10(4): 333-338.

[47] Gambardella P, Miron I M. Current-induced spin-orbit torques[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2011, 369(1948): 3175-3197.

[48] Bandyopadhyay S, Atulasimha J, Barman A. Magnetic straintronics: Manipulating the magnetization of magnetostrictive nanomagnets with strain for energy-efficient applications[J]. Applied Physics Reviews, 2021, 8(4): 041323.

[49] Roy K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J. Switching dynamics of a magnetostrictive single-domain nanomagnet subjected to stress[J]. Physical Review B, 2011, 83(22): 224412.

[50] Ma Jing, Hu Jiamian, Li Zheng, et al. Recent progress in multiferroic magnetoelectric composites: From bulk to thin films[J]. Advanced Materials, 2011, 23(9): 1062-1087.

[51] Bhattacharya D, Bandyopadhyay S, Atulasimha J. Review: Voltage induced strain control of magnetization: Computing and other applications[J]. Multifunctional Materials, 2019, 2(3): 032001.

[52] Domann J P. On magnetoelastodynamics[D]. Los Angeles: University of California, 2017.

[53] Hu Jiamian, Cewen Nan, Chen Longqing. Perspective: Voltage control of magnetization in multiferroic heterostructures[J]. National Science Review, 2019, 6(4): 621-624.

[54] Yang Weigang, Schmidt H. Acoustic control of magnetism toward energy-efficient applications[J]. Applied Physics Reviews, 2021, 8(2): 021304.

[55] 陈爱天, 赵永刚. 多铁异质结构中逆磁电耦合效应的研究进展[J]. 物理学报, 2018, 67(15): 157513.
Chen Aitian, Zhao Yonggang. Progress of converse magnetoelectric coupling effect in multiferroic heterostructures[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(15): 157513. (in Chinese)

[56] 岳文锋, 俞亮, 郭全胜, 等. 多铁性材料的应变调控[J]. 人工晶体学报, 2022, 51(1): 154-169.
Yue Wenfeng, Yu Liang, Guo Quansheng, et al. Strain tuning of multiferroic materials[J]. Journal of Synthetic Crystals, 2022, 51(1): 154-169. (in Chinese)

[57] 赵晨博. 异质结构中磁子-声子以及磁子-磁子耦合的磁化动力学研究[D]. 兰州: 兰州大学, 2020.
Zhao Chenbo. Magnetization dynamics of magnon-phonon and magnon-magnon coupling in magnetic hybrid heterostructures[D]. Lanzhou: Lanzhou University, 2020. (in Chinese)

[58] Auld B A. Acoustic fields and waves in solids[M]. New York: Wiley, 1973.

[59] Lewis M F. On Rayleigh waves and related propagating acoustic waves[C]//Proceedings of an International Symposium Organised by The Rank Prize Funds at The Royal Institution on Rayleigh-Wave Theory and Application. Berlin: Springer, 1985: 37-58.

[60] Li Guiping, Wang Jie, Shimada T, et al. Strain-induced polarity switching of magnetic vortex in $Fe_{1-x}Ga_x$ alloys with different compositions[J]. Journal of Applied Physics, 2014, 115(20): 203911.

[61] Ostler T A, Cuadrado R, Chantrell R W, et al. Strain induced vortex core switching in planar magnetostrictive nanostructures[J]. Physical Review Letters, 2015, 115(6): 067202.

[62] 李化南, 李东飞. 纳米盘中磁涡旋核极性反转机制的研究[J]. 材料导报, 2016, 30(11): 68-70.
Li Huanan, Li Dongfei. Research on switching mechanism of magnetic vortex core in nanodisks[J]. Materials Reports, 2016, 30(11): 68-70. (in Chinese)

[63] Cui Huanqing, Cai Li, Yang Xiaokuo, et al. Control of magnetic vortex polarity by the phase difference between voltage signals[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(9): 092404.

[64] Luo Y M, Wu Y Z, Yu C Q, et al. Separated edge-soliton-mediated dynamic switching of vortex chirality and polarity[J]. Physical Review Applied, 2019, 11(4): 044090.

[65] Zhu Mingmin, Hu Huimin, Cui Shuting, et al. Strain-driven radial vortex core reversal in geometric confined multiferroic heterostructures[J]. Applied Physics Letters, 2021, 118(26): 262412.

[66] Zhu Chuanchao, Li Cheng, Chen Yabo, et al. Strain manipulation of vortex core in bi-component magnetic

nanodisks[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2021, 54(49): 495001.

[67] Mehrnia M, Trimble J, Heinonen O, et al. Observation of defect-assisted magnetic vortex core reversal at ultralow critical velocity[J]. Physical Review Applied, 2021, 16(3): 034049.

[68] Sun Jiajun, Zhang Yong, Wang Jie. Vortex core reversal by elastic waves in ferromagnetic materials[J]. International Journal of Solids and Structures, 2021, 233: 111213.

[69] Zhang Huanhuan, Yu Hai, Zhang Xuefeng, et al. Reliable control of magnetic vortex chirality in asymmetrically optimized magnetic nanodisk[J]. Current Applied Physics, 2022, 43: 72-77.

[70] Hamadeh A, Koujok A, Perna S, et al. Core reversal in vertically coupled vortices: Simulation and experimental study[J]. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2024, 23: 549-553.

[71] Shi Jinxuan, Mi Shuai, Dong Jie, et al. Polarity and chirality modulation of magnetic vortex pair by in-plane magnetic field and surface acoustic waves[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2025, 614: 172774.

[72] Liu Can, Hu Xuange, Li Zefang, et al. A strategy for fast and precise control of polarity and chirality in magnetic vortices[J]. Frontiers of Physics, 2025, 20(2): 022201.

[73] Li Q, Tan A, Scholl A, et al. Electrical switching of the magnetic vortex circulation in artificial multiferroic structure of Co/Cu/PMN-PT(011)[J]. Applied Physics Letters, 2017, 110(26): 262405.

[74] Beardsley R P, Bowe S, Parkes D E, et al. Deterministic control of magnetic vortex wall chirality by electric field[J]. Scientific Reports, 2017, 7(1): 7613.

[75] Peng Renci, Hu Jiamian, Yang Tiannan, et al. Switching the chirality of a magnetic vortex deterministically with an electric field[J]. Materials Research Letters, 2018, 6(12): 669-675.

[76] 刘立华, 曹萌, 徐仕翀, 等. 自旋极化电流驱动下磁涡旋的旋转回归运动和手征性反转[J]. 吉林大学学报(理学版), 2019, 57(4): 933-939.
Liu Lihua, Cao Meng, Xu Shichong, et al. Gyrotropic motion and chirality switching of magnetic vortex driven by spin polarized currents[J]. Journal of Jilin University (Science Edition), 2019, 57(4): 933-939. (in Chinese)

[77] Zhang Yuelin, Wang Chuanshou, Huang Houbing, et al. Deterministic reversal of single magnetic vortex circulation by an electric field[J]. Science Bulletin, 2020, 65(15): 1260-1267.

[78] Li Changfeng, Yang Hongguo, Ma Xiaoping, et al. Control of vortex circulation in bistable ultra-small ferromagnetic nanodisk[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2022, 551: 169092.

[79] 张欢欢. 基于几何效应的磁涡旋手性精确控制[D]. 宜昌: 三峡大学, 2023.
Zhang Huanhuan. Precise control of magnetic vortex chirality based on geometric effects[D]. Yichang: China Three Gorges University, 2023. (in Chinese)

[80] Tatarskiy D A, Skorokhodov E V, Ermolaeva O L, et al. Chirality control of magnetic vortices in ferromagnetic disk-nanowire system[J]. Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2024, 18(3): 671-675.

[81] Mi Shuai, Shi Jinxuan, Liu Huibo, et al. Chirality reversal of vortices induced by surface acoustic waves[J]. APL Materials, 2025, 13(1): 011102.

[82] Heo C, Kiselev N S, Nandy A K, et al. Switching of chiral magnetic skyrmions by picosecond magnetic field pulses via transient topological states[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 27146.

[83] Liu Yan, Xuan Shengjie, Jia Min, et al. Polarity control of a skyrmion in a helimagnet nanodisk by fixing magnetization at the boundary[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2017, 50(48): 48LT01.

[84] Yuan Shuai, Chen Weijin, Liu Jianyi, et al. Torsion-induced vortex switching and skyrmion-like state in ferroelectric nanodisks[J]. Journal of Physics: Condensed Matter, 2018, 30(46): 465304.

[85] Ding Bei, Cui Jie, Xu Guizhou, et al. Manipulating spin chirality of magnetic skyrmion bubbles by in-plane reversed magnetic fields in $(Mn_{1-x}Ni_x)_{65}Ga_{35}$($x$=0.45) magnet[J]. Physical Review Applied, 2019, 12(5): 054060.

[86] Kuchkin V M, Kiselev N S. Turning a chiral skyrmion inside out[J]. Physical Review B, 2020, 101(6): 064408.

[87] Bo Lan, Kong Lingwen, Zhao Rongzhi, et al. Energy-efficient polarity reversal of a target skyrmion driven by spin-transfer effect[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2021, 528: 167705.

[88] Yao Yuan, Ding Bei, Liang Jinjing, et al. Chirality flips of skyrmion bubbles[J]. Nature Communications, 2022, 13(1): 5991.

[89] Dai Bingqian, Wu Di, Razavi S A, et al. Electric field manipulation of spin chirality and skyrmion dynamic[J]. Science Advances, 2023, 9(7): eade6836.

[90] Silva R L, Silva R C, Pereira A R. Affecting the structure of skyrmions using ferromagnetic nanodisks with inhomogeneous properties: Switching skyrmion helicity and polarity[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2023, 56(1): 015001.

[91] Prasad P S, Mohanty J R. Ultrafast optical pumping induced polarity and chirality reversal of Néel skyrmions in amorphous GdFeCo ferrimagnet[J]. Applied Physics Let-

ters, 2024, 125(7): 072406.
[92] Vakhitov R M, Filippov M A. Stable states of skyrmions and their magnetization reversal in magnetically uniaxial disks containing defects[J]. Physica Scripta, 2025, 100(12): 125932.
[93] Cui Huanqing, Cai Li, Wang Sen, et al. Voltage tunability of magnetic vortex gyrotropic mode frequency in an elliptical magnetostrictive nanodisk[J]. IEEE Magnetics Letters, 2018, 9: 4100504.
[94] Filianina M, Baldrati L, Hajiri T, et al. Piezo-electrical control of gyration dynamics of magnetic vortices[J]. Applied Physics Letters, 2019, 115(6): 062404.
[95] Demidov V E, Urazhdin S, Anane A, et al. Spin-orbit-torque magnonics[J]. Journal of Applied Physics, 2020, 127(17): 170901.
[96] Ghidini M, Mansell R, Pellicelli R, et al. Voltage-driven annihilation and creation of magnetic vortices in Ni discs[J]. Nanoscale, 2020, 12(9): 5652-5657.
[97] Cui Huanqing, Yang Xiaokuo, Ni Lin, et al. High-frequency spin wave modes excited by strain pulse in vortex state magnetostrictive nanomagnets[J]. AIP Advances, 2021, 11(12): 125314.
[98] Ramasubramanian L, Iurchuk V, Sorokin S, et al. Effects of RF current and bias-field direction on the transition from linear to nonlinear gyrotropic dynamics in magnetic vortex structures[J]. Physical Review B, 2022, 106(21): 214413.
[99] Koerner C, Dreyer R, Wagener M, et al. Frequency multiplication by collective nanoscale spin-wave dynamics[J]. Science, 2022, 375(6585): 1165-1169.
[100] Koujok A, Riveros A, Rodrigues D R, et al. Resonant excitation of vortex gyrotropic mode via surface acoustic waves[J]. Applied Physics Letters, 2023, 123(13): 132403.
[101] Iurchuk V, Sorokin S, Lindner J, et al. Piezostrain as a local handle to control gyrotropic dynamics of magnetic vortices[J]. Physical Review Applied, 2023, 20(2): 024080.
[102] Shah P J, Bas D A, Hamadeh A, et al. Symmetry and nonlinearity of spin wave resonance excited by focused surface acoustic waves[J]. Advanced Electronic Materials, 2023, 9(11): 2300524.
[103] Iurchuk V, Lindner J, Fassbender J, et al. Excitation of the gyrotropic mode in a magnetic vortex by time-varying strain[J]. Physical Review Letters, 2024, 133(14): 146701.
[104] Wang Chengjie, Li Yuxin, Ding Zhe, et al. Spin-wave frequency multiplication by magnetic vortex cores[J]. Nano Letters, 2026, 26(6): 2263-2269.
[105] Yang Yang, Zhao Le, Yi Di, et al. Acoustic-driven magnetic skyrmion motion[J]. Nature Communications, 2024, 15(1): 1018.
[106] Cui Xiaomin, Hu Shaojie, Hidaka Y, et al. Magnetic vortex polarity reversal induced gyrotropic motion spectrum splitting in a ferromagnetic disk[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2024, 57(39): 395002.
[107] Geilen M, Verba R, Hamadeh A, et al. Parametric excitation and instabilities of spin waves driven by surface acoustic waves[J]. Advanced Physics Research, 2025, 4(1): 2400086.
[108] Lopes Seeger R, Millo F, Soares G, et al. Experimental observation of vortex gyration excited by surface acoustic waves[J]. Physical Review Letters, 2025, 134(17): 176704.

作者简介



郭宝军 男，1985年5月出生于陕西省西安市。现为空军工程大学基础部电子技术教研室博士研究生。主要研究方向为微纳电子器件与智能电路。
E-mail: guobaojun2008@126.com



崔焕卿 男，1990年7月出生于甘肃省金昌市。现为空军工程大学基础部电子技术教研室主任、副教授。获陕西省高等学校科学技术二等奖1项。主要研究方向为新型信息器件。
E-mail: huanqing_c@163.com



杨晓阔 男，1984年5月出生于四川省渠县。现为空军工程大学基础部教授、博士生导师。获陕西省高等学校自然科学奖等奖项2项。在国内外发表学术论文100余篇。主要研究方向为磁电子学、半导体电子器件与集成可靠性。
E-mail: yangxk0123@163.com