

专题: 兰州大学物理学科 80 周年

磁斯格明子的写入、调控与器件设计*

蒋义挥 刘慧博 郝洪源 陈喆 郭子繁 张子豪 魏晋武
赵晨博 刘青芳 王建波 刘小晰 张森富†

(兰州大学物理科学与技术学院, 磁学与磁功能材料教育部重点实验室, 兰州 730000)

(2026 年 5 月 13 日收到; 2026 年 6 月 12 日收到修改稿)

磁斯格明子是一类具有非平庸拓扑数的纳米尺度自旋结构, 兼具小尺寸、高稳定性、低临界驱动电流密度以及丰富的内部自由度等特征, 是新一代低功耗、高密度自旋电子器件的重要候选信息载体. 近年来, 随着室温多层膜体系、合成反铁磁体系以及二维范德瓦耳斯磁体的迅速发展, 磁斯格明子的研究已由早期的拓扑磁相探索逐步拓展至写入与擦除、螺旋度调控、斯格明子霍尔角的控制、新材料构筑及器件设计等多个方向. 本文在系统梳理该领域发展脉络的基础上, 重点综述磁斯格明子的写入与擦除机制、螺旋度判定与调控方法、霍尔角控制策略、新兴材料平台及其在自旋纳米振荡器和赛道存储器中的研究进展, 并进一步讨论当前面临的关键挑战与未来发展趋势.

关键词: 磁斯格明子, 斯格明子霍尔效应, 螺旋度, 合成反铁磁体, 自旋电子学器件**DOI:** 10.7498/aps.75.20260687**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260687

1 引言

磁斯格明子是一种具有非平庸拓扑特性的局域自旋涡旋结构, 其概念最初源于 Skyrme 在核物理领域提出的拓扑孤子模型^[1]. 随后, Bogdanov 和 Yablonskii^[2] 从理论上预言了磁有序体系中此类自旋构型的存在, 并由 Bogdanov 和 Hubert^[3] 建立了热力学稳定磁涡旋态的理论框架. 2009 年, MnSi 体系中斯格明子晶格的实验发现标志着磁斯格明子研究进入快速发展阶段^[4]; 其后, $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ 与 FeGe 等体系中的实空间观测进一步确立了该类拓扑结构在凝聚态物理中的重要地位^[5].

从微观机制看, 磁斯格明子的形成源于交换作用、磁各向异性、偶极相互作用以及 DM 相互作用 (Dzyaloshinskii–Moriya interaction, DMI)^[6,7] 之间的竞争与平衡. 在体反演对称性破缺的手性磁体

中, 体 DMI 通常稳定 Bloch 型斯格明子; 在界面反演对称性破缺的重金属/铁磁多层膜中, 界面 DMI 则更有利于稳定 Néel 型斯格明子. 这一分类不仅决定了斯格明子的静态自旋构型, 还直接影响其动力学行为、表征方式和器件实现路径.

然而, 随着磁斯格明子研究的不断拓展, 其概念内涵也经历了由狭义到广义的演变. 最早在 MnSi, FeGe 等非中心对称手性磁体中发现的斯格明子, 主要由 DMI 稳定, 具有确定手性和非零拓扑荷. 近年来, 在 Fe_3Sn_2 , MnNiGa 等中心对称磁体中, 偶极相互作用与垂直磁各向异性的竞争同样可以稳定一类拓扑非平庸的纳米磁泡结构, 通常称为斯格明子泡或偶极斯格明子^[8–11]. 需要指出的是, 并非所有磁泡均可归入斯格明子范畴. Tang 等^[12] 通过微分相位衬度扫描透射电子显微术结合微磁学模拟, 揭示了 Fe_3Sn_2 中三维磁泡在二维成像中的积分投影特征, 并明确区分了拓扑非平庸的

* 国家自然科学基金 (批准号: 12474115) 和甘肃省青年人才 (个人项目) (批准号: 2026QNGR005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangsenfu@lzu.edu.cn

Type-I 磁泡和拓扑平庸的 Type-II 磁泡: 前者具有与斯格明子相同的整数拓扑绕数, 可称为斯格明子泡; 后者拓扑荷为零, 不可称为斯格明子. 因此, 本文所讨论的磁斯格明子既包括经典 DMI 稳定的手性斯格明子, 也包括具有非平庸拓扑性质的偶极斯格明子泡.

磁斯格明子之所以受到持续关注, 主要在于其兼具基础物理价值与应用潜力^[13-16]. 其一, 斯格明子具有纳米尺度、低驱动阈值和较强鲁棒性, 使其在驱动、碰撞、成核与湮灭过程中表现出不同于普通磁畴的独特动力学特性, 从而有望成为高密度、低功耗自旋信息载体^[17,18]; 其二, 斯格明子表现出斯格明子霍尔效应^[19-21]、拓扑霍尔效应^[22-24]等丰富动力学特征, 为新型信息器件设计提供了物理基础; 其三, 除拓扑荷和极化方向外, 螺旋度以及高阶拓扑构型等内部自由度为多值存储和非常规计算方案提供了新的编码维度.

近十年来, 磁斯格明子研究的主线已逐渐清晰: 一方面, 围绕斯格明子的写入、擦除、输运及受限稳定形成了较系统的基础图景; 另一方面, 螺旋度判定、霍尔角控制、结构约束及多自由度耦合等问题不断拓展其器件物理维度. 与此同时, 新材料平台从 B20 手性磁体和金属多层膜^[16,25-27], 延伸到合成反铁磁结构^[28-31]、阻挫磁体^[8,11,32,33]以及二维范德瓦耳斯磁体与异质结等^[34-40], 推动该领域由“拓扑磁相发现”走向“可工程化信息载体设计”.

基于上述发展脉络, 本文将围绕斯格明子的写入与擦除、螺旋度判定与调控、霍尔角控制、新材料平台及器件设计 5 个方面展开系统综述, 旨在为磁斯格明子在高性能自旋电子器件中的应用提供全面参考, 并展望未来发展方向.

2 磁斯格明子的写入与擦除

磁斯格明子的可控写入与擦除是其进入实际器件应用的首要前提. 与普通磁畴不同, 斯格明子的生成和湮灭伴随着拓扑数变化, 因此通常需要跨越非平庸能垒. 现有研究表明, 电流脉冲、热扰动、局域磁场、几何约束、材料缺陷以及应变场等多因素均可显著影响斯格明子的成核及其后续演化过程. 总体上看, 这些写入与擦除机制往往并非彼此孤立, 而更常表现为多物理场协同作用下的结果.

2.1 电流脉冲

电流驱动是实现斯格明子可控写入最直接、也最具器件应用前景的方案之一. 早期微磁学模拟研究已发现, 在纳米受限结构中, 通过局域自旋极化电流注入可以实现单个斯格明子的定点成核^[45]; 随后, 原子尺度实验进一步实现了单个斯格明子的写入与删除^[46], 从而为基于“拓扑位元”的信息编码与操控提供了直接实验基础. 此后, 研究者在 Ta/CoFeB 及类似多层膜中, 利用自旋轨道矩将迷宫畴“吹出”为斯格明子泡, 推动了斯格明子写入由单个对象操控向器件可实现方向发展, 如图 1(a) 所示^[41]. Yang 等^[42]也在 Ta/[Pt/Co]₃/Ru/[Co/Pt]₃/Ta 多层膜器件中, 通过独立调节电流脉冲宽度和幅值, 实现了对焦耳热积累和自旋轨道矩 (SOT) 强度的协同控制, 并观测到由条形畴向斯格明子转变的完整中间过程, 如图 1(b) 所示. 值得指出的是, 该工作所揭示的并非简单的“电流切断条纹畴”过程, 而是焦耳热与自旋轨道矩共同作用下半斯格明子发生分叉并最终演化为斯格明子的形成机制, 这一结果为 Lin 等^[47]提出的理论模型提供了直接的实验支撑.

除铁磁多层膜外, 电流脉冲写入策略同样适用于合成反铁磁 (SAF) 体系. 在该类体系中, 电流脉冲不仅可以实现 SAF 斯格明子的生成^[43,48], 如图 1(c) 所示, 还能够在电流和磁场的共同作用下, 实现 SAF 斯格明子、单层铁磁斯格明子以及均匀反平行态之间的可逆转变, 其中均匀反平行态是指磁性层/非磁性层/磁性层结构中上下两磁性层整体呈反铁磁耦合的均匀 SAF 态, 即一层磁性层的磁化方向一致, 另一层磁化方向与之相反, 如图 1(d) 所示^[44]. 这表明, 电流脉冲不仅是斯格明子写入的重要手段, 也为复杂拓扑磁结构之间的可控转换提供了有效途径.

近期, 一系列研究进一步表明, 电流脉冲与材料本征磁结构特性相结合, 可实现拓扑磁结构的确定性写入、删除与可逆转变. Wei 等^[49]展示了 Fe₃Sn₂ 中斯格明子、磁泡与条纹畴之间的可逆拓扑转变; Jiang 等^[50]通过调控脉冲电流密度, 在 Fe₃Sn₂ 纳米带中实现了斯格明子数目在 2—15 之间的连续可逆调控; Tang 等^[51]利用偶极相互作用诱导的表面自旋扭曲, 在自旋转移力矩 (spin-transfer torque, STT) 作用下实现了单个偶极斯

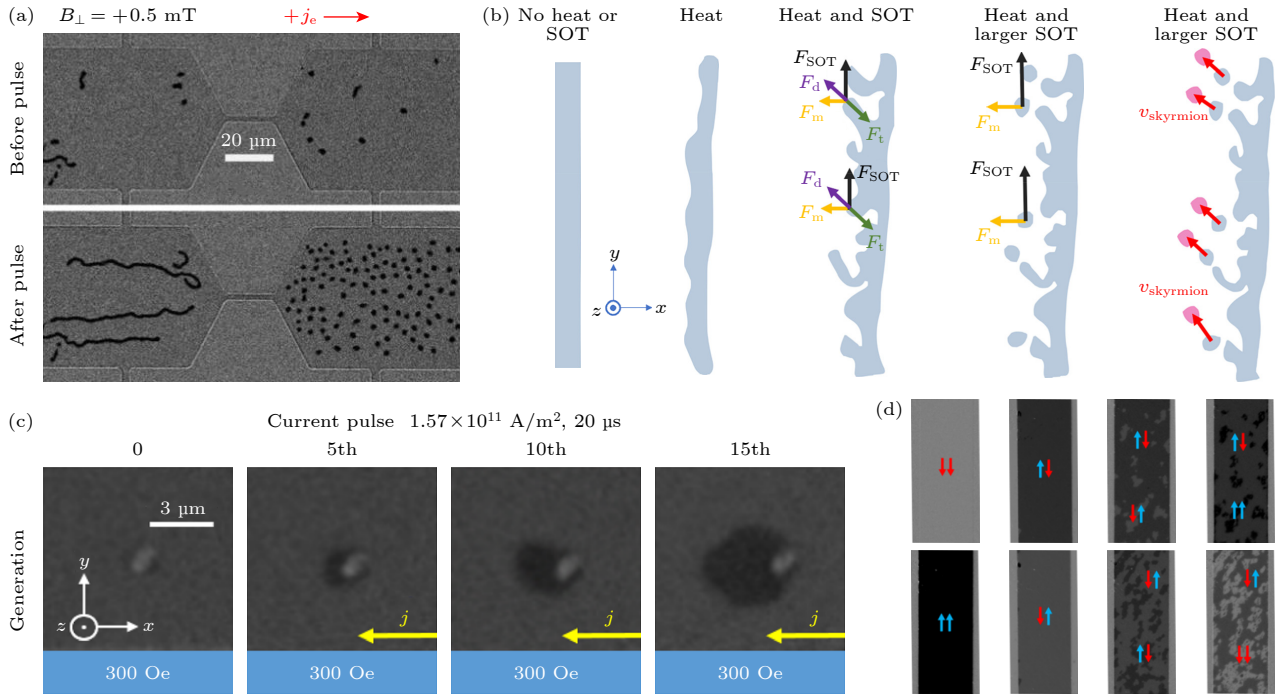


图1 电流诱导磁斯格明子的产生 (a)“吹泡泡模型”产生磁斯格明子泡^[41]; (b)在表面张力 F_t 、退磁力 F_d 、自旋轨道矩力 F_{SOT} 和马格努斯力 F_m 作用下条状畴转变为斯格明子转变示意图^[42]; (c)利用材料本征缺陷在电流驱动下产生SAF斯格明子泡^[43]; (d)磁场与电流协同作用实现磁斯格明子与多种畴态的相互转换^[44]

Fig. 1. Current-induced generation of magnetic skyrmions: (a) “Blowing bubble model” for generating magnetic Skyrmion bubbles^[41]; (b) schematic of the transformation from a stripe domain to a Skyrmion under the actions of surface tension F_t , demagnetization force F_d , spin-orbit torque force F_{SOT} , and Magnus force F_m ^[42]; (c) generation of SAF Skyrmion bubbles by utilizing intrinsic material defects under current driving^[43]; (d) mutual conversion between magnetic skyrmions and various magnetic domain states achieved through the synergistic effect of magnetic field and current^[44].

格明子成功率达 100% 的可靠写入以及超过 10000 次的重复删除; Jiang 等^[52] 进一步在相同材料体系中实现了单个磁泡的可逆电学写入、删除及原位电学探测; Wu 等^[53] 则在非中心对称磁体中实现了单个反斯格明子的创建和删除, 并进一步展示了反斯格明子、斯格明子、磁泡与铁磁态之间的多态拓扑转变. 此外, 利用非均匀垂直磁各向异性设计圆盘型异质结, 可在无需外加磁场的条件下稳定亚 100 nm 斯格明子, 并在自旋极化电流驱动下连续发射斯格明子, 形成类似“斯格明子电池”的持续输出效应^[54]. 这些工作表明, 借助材料本征的表面扭曲、几何约束、磁滞效应或空间非均匀磁各向异性, 可以实现单个或连续拓扑磁孤子的高可靠性、高重复性写入、擦除与发射, 为可寻址拓扑磁存储器件的发展提供了重要实验基础.

2.2 热辅助

热效应在斯格明子的形成与稳定中具有重要而复杂的作用. 一方面, 热涨落有助于降低局域成

核能垒, 从而提高斯格明子的形成概率; 另一方面, 温度变化又会改变有效磁各向异性、交换刚度和 DMI 等关键相互作用之间的相对权重. 因此, 热既可能促进斯格明子生成, 也可能削弱其稳定性, 其作用取决于材料本征参数、外场条件以及激励过程的时序特征. 理论研究已表明, 在高温下形成的斯格明子可通过降温过程被“冻结”为有序拓扑态, 并在一定磁场窗口内保持稳定^[55].

实验研究进一步证明了热辅助过程在斯格明子写入中的重要作用. 多层膜体系中的原位洛伦兹透射电子显微镜 (L-TEM) 观测表明, 斯格明子既可在铁磁均匀态中通过成核过程形成, 也可由迷宫畴破碎过程产生; 同时, 其密度通常随温度升高而增大, 稳定存在的磁场窗口也随之拓宽, 如图 2(a)–(c) 所示^[56]. 对于在常温下由于垂直各向异性场较高 (7.2 kOe) 而难以直接产生斯格明子的强垂直各向异性样品, 通过场冷方法仍可获得高密度斯格明子晶格. 此外, 在 Mn–Ni–Ga 等中心对称磁体中, 热过程还可诱导手性斯格明子泡与非手性

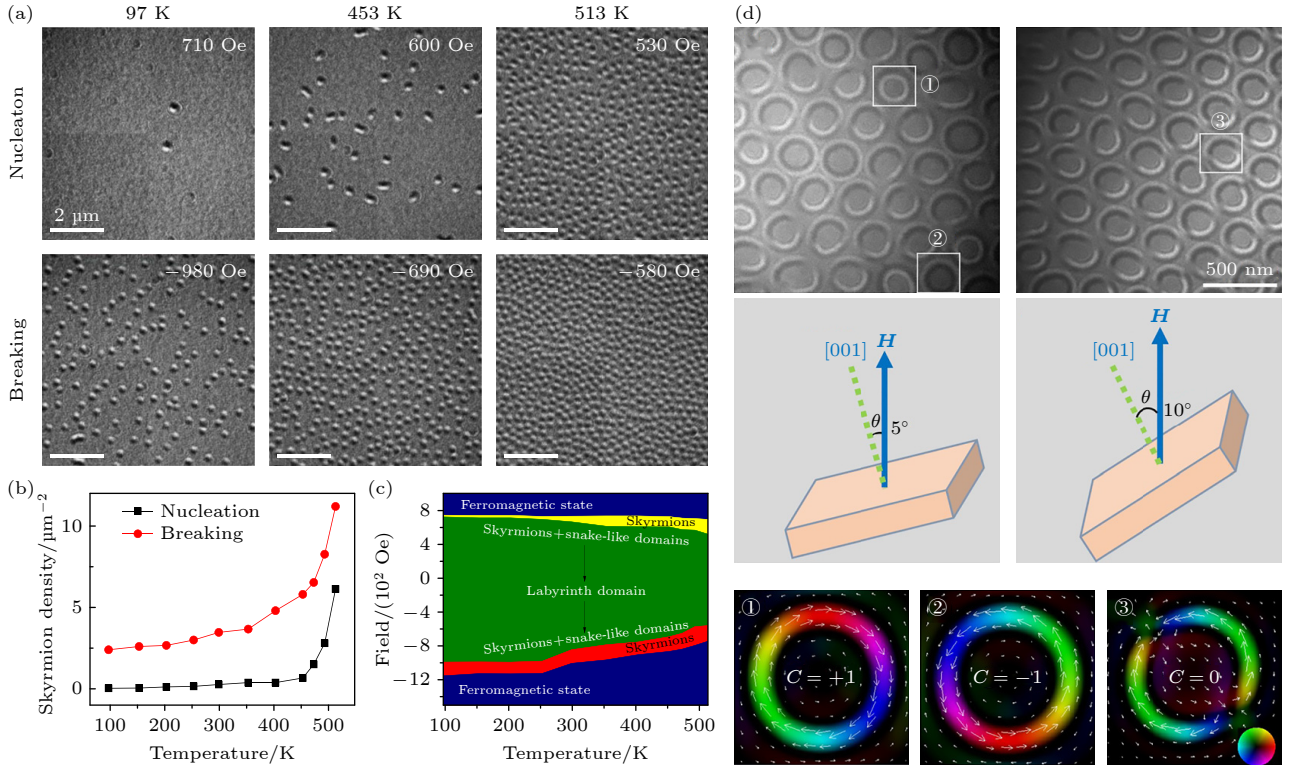


图 2 热效应对斯格明子形成的影响 (a) 在 97, 453 和 513 K 温度下, 斯格明子在形核过程与破碎过程中达到最大值时的洛伦兹透射电子显微镜图像^[56]; (b) 形核过程与破碎过程中斯格明子最大密度随温度的变化关系^[56]; (c) 磁场降低过程中, 磁畴结构随温度与磁场变化的相图, 黄色区域与红色区域分别代表形核过程和破碎过程中的斯格明子状态^[56]; (d) 经场冷调控后, 室温下不同倾斜角度下拓扑磁有序状态的变化规律^[57]

Fig. 2. Thermal effects on Skyrmion formation: (a) Lorentz transmission electron microscopy images of skyrmions at their maximum density during the nucleation and break-up processes at 97, 453, and 513 K, respectively^[56]; (b) temperature dependence of the maximum Skyrmion density during the nucleation and break-up processes^[56]; (c) phase diagram of magnetic domain structures as functions of temperature and magnetic field during the field-decreasing process, where the yellow and red regions represent the skyrmion states in the nucleation and break-up processes, respectively^[56]; (d) variation of topological magnetic order states at different tilt angles at room temperature after field-cooling control^[57].

磁泡之间的竞争与转化, 如图 2(d) 所示^[57]. 因此可见, 热辅助写入并非单纯的附属手段, 而是调控写入窗口、提高成核概率以及优化相稳定性的关键因素.

2.3 电子束与离子束

束流写入技术能提供远高于常规电流写入的空间分辨率, 是实现可寻址、可编程斯格明子操控的重要路线. 研究表明, 在二维范德瓦耳斯铁磁体 Fe₃GeTe₂ 中, 聚焦电子束可在单畴态或迷宫畴态背景下实现 Néel 型斯格明子的定点写入与删除, 如图 3(a)–(c) 所示^[58]. 该结果不仅将电子束写入方法拓展到二维范德瓦耳斯磁体, 也说明局域束流激发可为低维拓扑磁性器件原型的精细构筑提供可靠途径. Guang 等^[59] 开发的电子束“斯格明子光刻”技术展示了人工图案化的可能性, 通过局域电

子束加热重写交换偏置, 实现了方形、Kagome 型和蜂窝状人工斯格明子晶格阵列, 如图 3(d), (e) 所示. 与单个斯格明子的点写入不同, 该技术具有非破坏性、可重构性和任意图案化能力, 为研究斯格明子晶格中的集体效应、人工缺陷调控以及拓扑阵列设计提供了理想实验平台.

离子辐照技术则主要体现为“材料改性型写入”. 研究表明, Ga⁺ 离子辐照可在指定位置降低成核场并显著提高斯格明子密度, 如图 3(f), (g) 所示^[60]. 其物理机制在于局域结构无序的引入显著降低斯格明子的成核势垒. 类似地, He⁺ 离子辐照缺陷也可用于构筑有利于斯格明子形成和导引的位点^[61]. 因此, 局域无序的引入本身可成为促进拓扑态形成的重要工程参数, 为可控写入提供新的策略.

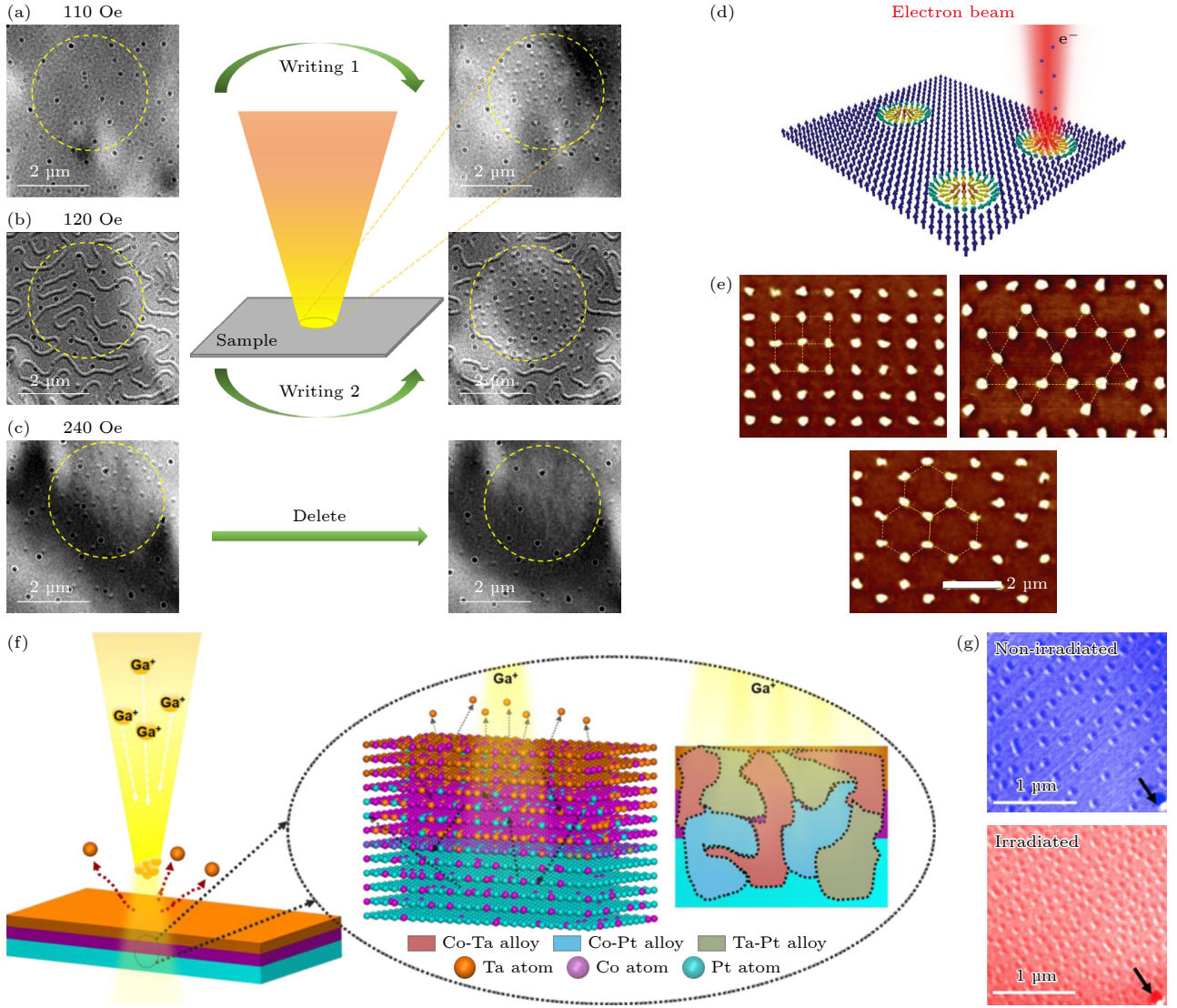


图3 电子束或离子束写入磁斯格明子 (a) 利用聚焦电子束从饱和态写入斯格明子^[58]; (b) 利用聚焦电子束从迷宫畴态写入斯格明子^[58]; (c) 利用聚焦电子束擦除斯格明子, 作用区域由黄色虚线圆圈标注, 比例尺为 $2\ \mu\text{m}$, 需注意, 图像中高对比度环绕的黑点为杂质点在欠焦模式下产生的菲涅尔条纹^[58]; (d) 利用电子束产生斯格明子的示意图^[59]; (e) 电子束光刻制备的方形、kagome 型及蜂窝构型人工斯格明子晶格的 MFM 图像, 黄色虚线标示出斯格明子晶格的结构, 单个斯格明子的生成光照时长为 $250\ \text{ms}$ ^[59]; (f) Ga^+ 辐照单一 Pt/Co/Ta 周期性结构的原理示意图, 原子会沿离子辐照方向及反方向发生迁移, 最终形成合金与晶界^[60]; (g) 同一位置分别在有/无 Ga^+ 辐照下采集的透射洛伦兹电镜图像, 其中右下角箭头标注出由镓离子束刻蚀形成的同一孔洞, 用作定位基准^[60]

Fig. 3. Writing magnetic skyrmions by electron beam or ion beam: (a) Writing skyrmions from the saturated state using a focused electron beam^[58]; (b) writing skyrmions from the labyrinth domain state using a focused electron beam^[58]; (c) erasing skyrmions using a focused electron beam, with the affected region marked by a yellow dashed circle and a scale bar of $2\ \mu\text{m}$, note that the black dots surrounded by high contrast fringes are Fresnel fringes generated by impurity particles in the underfocus mode^[58]; (d) schematic diagram of skyrmion generation by an electron beam^[59]; (e) MFM images of square, kagome, and honeycomb artificial skyrmion lattices fabricated by electron beam lithography, with the lattice structures outlined by yellow dashed lines. The illumination time for writing a single skyrmion is $250\ \text{ms}$ ^[59]; (f) schematic of Ga^+ irradiation of a single Pt/Co/Ta periodic structure, where atoms migrate along and opposite to the ion irradiation direction, ultimately forming alloys and grain boundaries^[60]; (g) Lorentz transmission electron microscopy images acquired at the same location with and without Ga^+ irradiation, where the same hole created by gallium ion beam etching is indicated by an arrow in the lower right corner and serves as a positioning reference^[60].

2.4 几何约束、局域磁场以及应变写入

几何约束与边界工程是中心对称或弱 DMI 体系中实现稳定斯格明子的有效途径. 在中心对称阻

挫磁体 Fe_3Sn_2 纳米带中, 随着带宽缩小, 拓扑平庸磁泡和亚稳磁泡被显著抑制, 而拓扑纯净的斯格明子泡得以保留, 并在较低磁场下成核, 如图 4(a) 所

示^[62]. 其机理在于几何约束重塑边界退磁场与中间态能垒, 使半斯格明子中间态更易形成, 由于该中间态与斯格明子拓扑同胚, 其向斯格明子的转变能垒明显低于由平庸磁泡直接转变为斯格明子的过程.

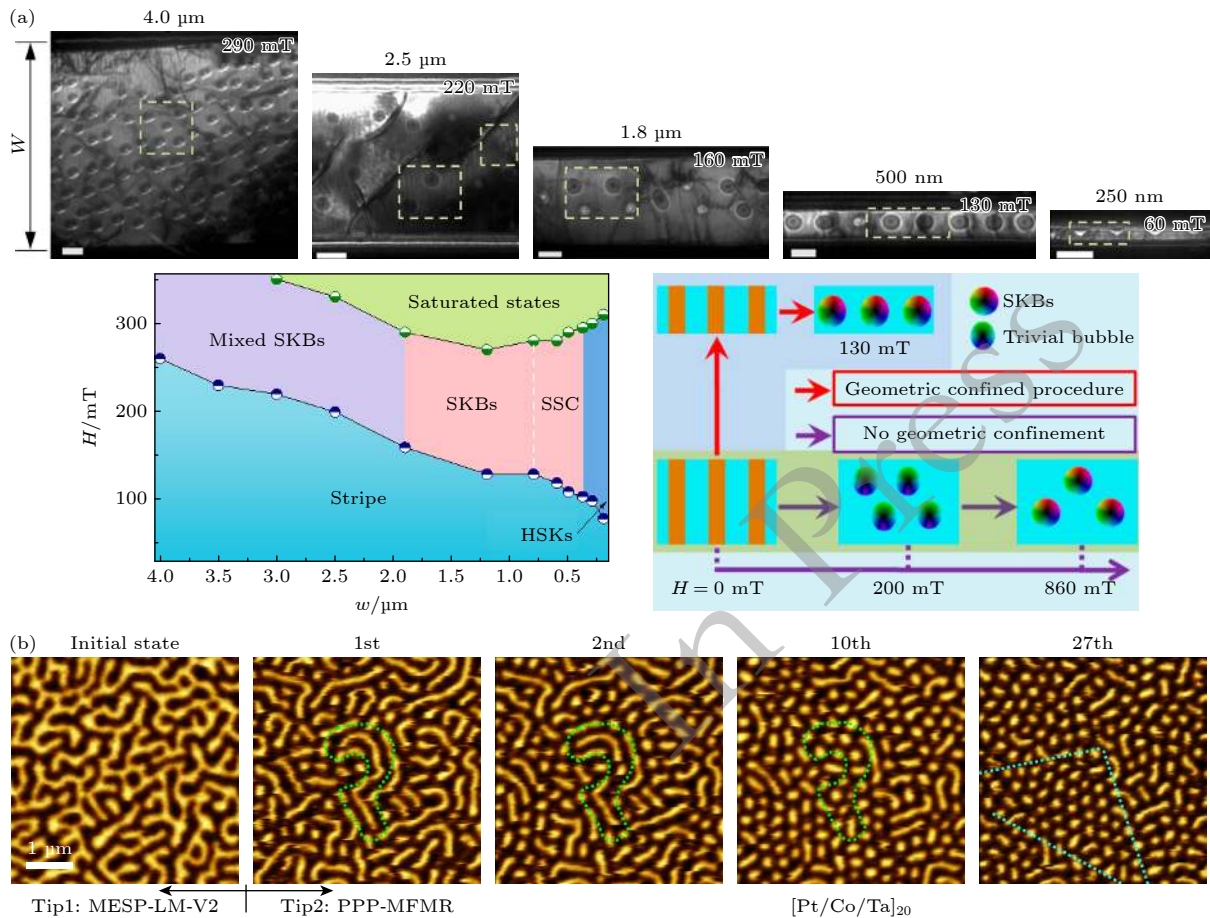
局域磁场写入代表了“表征工具兼作操控工具”的思路. 基于 MFM 探针的局域磁偶极场切割迷宫畴的形式, 在 Pt/Co/Ta 多层膜中实现了室温零场斯格明子晶格的直接写入, 如图 4(b) 所示^[63]. 此外, 有理论分析表明, 纳米尺度的局域磁场可充当一只“笔”, 在均匀磁化的薄膜中实现斯格明子的定点写入. 该过程揭示了通过斯格明子-反斯格明子对中间态, 从而完成拓扑荷改变的非平庸成核机制^[64]. 这一写入路线具有定点性强、能量局域的优点, 尤其适合于构建斯格明子阵列.

在应变写入与调控方面, 有研究在室温 Fe_3Sn_2 体系中展示了基于非均匀单轴压缩应变的斯格明子可逆写入方案. 写入时, 施加的渐变压缩应变使磁易轴由面外转向面内, 高应变区斯格明子率先转变为面内单畴, 并借助单畴与邻近斯格明子

之间的排斥相互作用, 将孤立斯格明子定向推入低应变目标区域; 擦除时, 释放应变则使磁易轴恢复, 单畴消退, 斯格明子沿原路径返回. 室温洛伦兹透射电镜观测到单轴应变驱动斯格明子由高应变区向低应变区迁移^[33], 如图 4(c) 所示. 该机制无需电流或辅助磁场, 从根本上避免了焦耳热效应, 兼具室温操作、低能耗与可逆可控等优势. 总体来看, 几何约束、局域磁场和应变调控可通过重塑局域能量势垒、边界条件和磁各向异性分布, 实现斯格明子的定点写入、阵列构筑与低功耗迁移, 是电流驱动写入的重要补充.

3 斯格明子的螺旋度判定与调控

螺旋度 γ 是描述斯格明子畴壁中面内自旋旋转方式的基本参量, 通常定义为面内磁化方向与径向方向之间的夹角, 取值范围为 $[-\pi, \pi]$. 对于 Bloch 型斯格明子, 面内自旋沿切向旋转, 对应 $\gamma = \pm\pi/2$; 对于 Néel 型斯格明子, 面内自旋沿径向向内或向外排列, 对应 $\gamma = 0$ 或 π . 因此螺旋度 γ 是区分



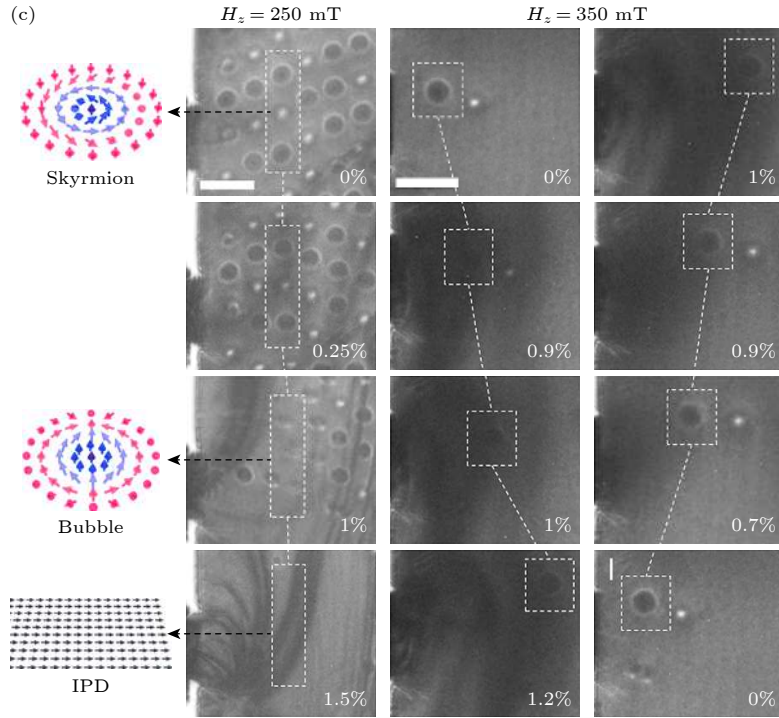


图 4 几何约束、材料工程、局域磁场与力学写入斯格明子 (a) 300 K 时不同宽度的 Fe_3Sn_2 纳米带在各自对应临界场下的欠焦透射洛伦兹电镜图像, Fe_3Sn_2 纳米带自旋结构随磁场与宽度变化的实验相图, 几何受限效应对 Fe_3Sn_2 磁畴演化影响的原理示意图^[62]; (b) MFM 针尖施加局域磁场在 $[\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ta}]_n$ 多层膜中写入能在零磁场和室温下稳定存在的斯格明子晶格^[63]; (c) 室温洛伦兹透射电镜观测到单轴应变驱动斯格明子由高应变区向低应变区迁移^[33]

Fig. 4. Geometric confinement, material engineering, local magnetic fields, and mechanical writing of skyrmions: (a) Under-focused Lorentz TEM images of Fe_3Sn_2 nanoribbons with different widths at 300 K under their respective critical fields, experimental phase diagram of the spin structure of Fe_3Sn_2 nanoribbons as functions of magnetic field and width, and schematic illustration of the effect of geometric confinement on the magnetic domain evolution in Fe_3Sn_2 ^[62]; (b) writing of a skyrmion lattice that is stable at zero magnetic field and room temperature in a $[\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ta}]_n$ multilayer by applying a local magnetic field with an MFM tip^[63]; (c) room-temperature Lorentz TEM observation of uniaxial strain-driven skyrmion migration from a high-strain region to a low-strain region^[33].

Bloch 型、Néel 型及混合型自旋构型的重要依据。在偶极相互作用主导或多相互作用竞争的体系中, 螺旋度还可能表现出多态性甚至连续可调性。因此, 螺旋度不仅是静态表征参量, 也是影响斯格明子输运特性、霍尔角以及器件编码的重要内部自由度。

对于 Bloch 型斯格明子, 可通过常规 L-TEM 成像直接从明暗衬度分布判定螺旋度; 然而, 对于 Néel 型斯格明子, 传统 L-TEM 在单一明暗衬度下难以直接给出螺旋度信息。倾斜磁场原位 L-TEM 方法表明, 在倾斜条件下, 面内磁场分量会导致斯格明子在降低磁场过程中优先沿特定方向延伸为蛇形畴。通过比较蛇形畴偏好生长方向与面内磁场方向之间的关系, 即可反推出 DMI 符号与相应螺旋度, 如图 5(a) 所示^[65]。需要注意的是, 倾斜 L-TEM 成像不可避免地会引入面内磁场分量, 使弱垂直各向异性多层膜中的 Néel 型斯格明子产生显著结构形变, 从而在图像中呈现出暗-亮-暗-亮的双重衬

度, 如图 5(b) 所示^[66]。因此, 仅依靠 L-TEM 图像衬度并不足以直接判定斯格明子的具体类型, 还需结合样品几何、外场方向及微磁学模拟进行综合分析。

螺旋度不仅可以判定, 还可以被主动调控甚至实现翻转。Hou 等^[32]在中心对称阻挫磁体 Fe_3Sn_2 纳米带中观察到, 被钉扎的斯格明子泡在电流脉冲作用下可在 $+\pi/2$ 和 $-\pi/2$ 两种螺旋度之间翻转, 如图 5(c) 所示。其微观机制并非简单的刚体旋转, 而是在强钉扎中心限制下, 自旋转矩首先破坏原有畴壁结构, 随后畴壁以相反螺旋度重新构建。除二维投影中的螺旋度调控外, 近期研究进一步揭示了偶极斯格明子在三维厚度方向上的螺旋度多样性。Kong 等^[70]在 Fe_3Sn_2 纳米盘中发现了 Type-III 混合磁泡, 其表面层呈现斯格明子拓扑特征 ($Q = -1$), 而内部层则为拓扑平庸磁泡 ($Q = 0$), 表明磁泡拓扑性质可沿厚度方向发生显著变化。Tang 等^[71]进一步结合微磁学模拟与 DPC-STEM 实验,

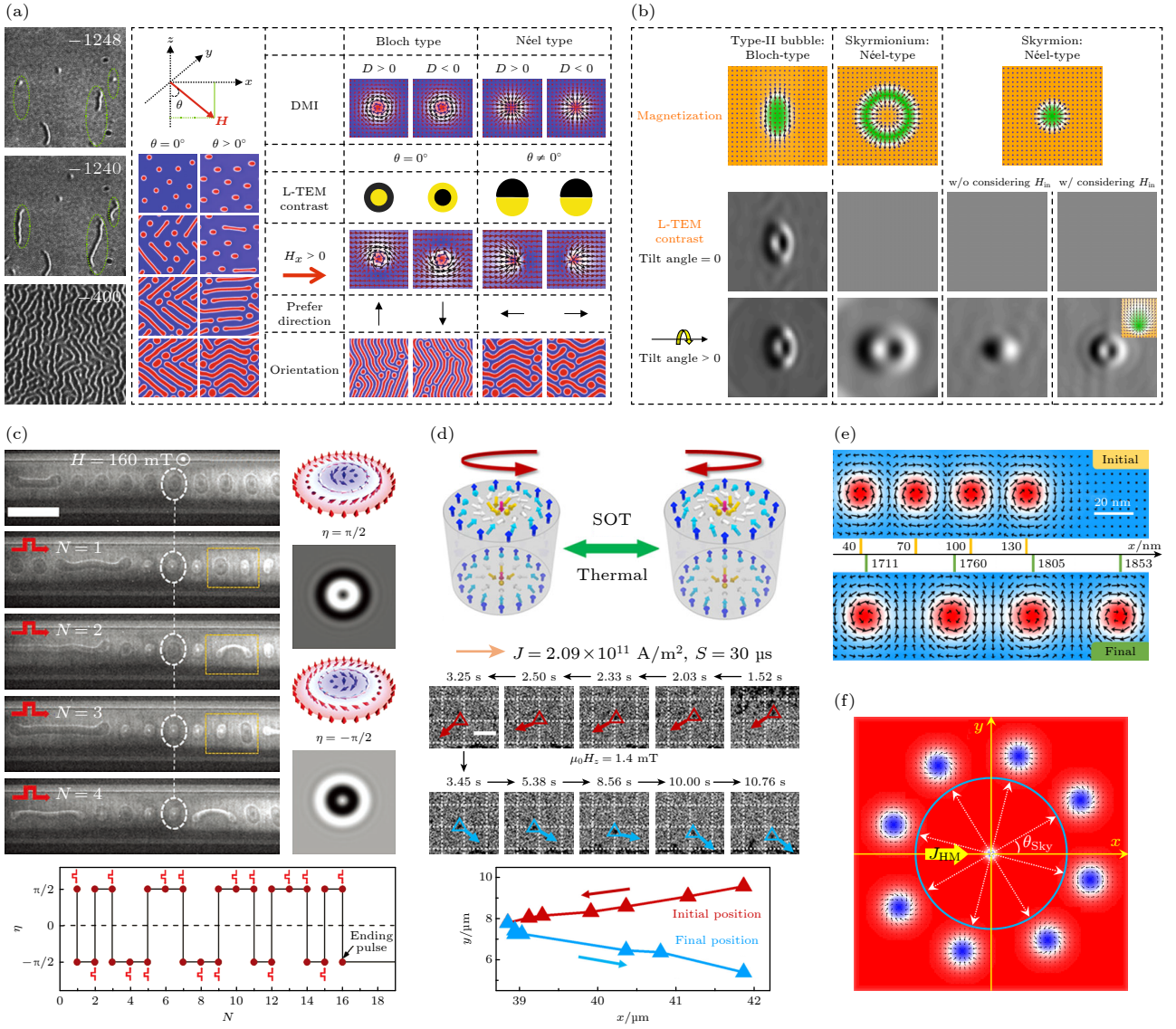


图5 斯格明子螺旋度 (helicity) 的判断与调控 (a) L-TEM 观测到 [Pt/Co/Ta]_n 多层膜中单个斯格明子在降低磁场下逐步演变为蛇形结构, 并沿面内磁场反方向生长, 速度矢量与磁场之间的对应关系主要由 Néel 型斯格明子的手性主导, 据此可判定 DMI 常数的符号^[65]; (b) L-TEM 观测到 [Pt/Co/Ta]₂₀ 多层膜中斯格明子呈现暗-亮-暗-亮双重衬度, 该新增明暗衬度源于 Néel 型斯格明子在面内磁场作用下的结构形变^[66]; (c) 在 $H = 160$ mT 条件下, 连续注入电流脉冲诱导斯格明子螺旋度翻转的 L-TEM 图, 螺旋度为 $\pi/2$ 和 $-\pi/2$ 的斯格明子的结构示意图及模拟的 L-TEM 图像, 斯格明子的螺旋性反转与电流脉冲数 N 的关系^[32]; (d) 双磁性层体系中 SOT 结合热辅助诱导斯格明子螺旋度翻转的示意图及 MOKE 拍摄的电驱动螺旋度翻转前后的运动轨迹^[67]; (e) 微磁学模拟表明, 具有相反螺旋度的斯格明子在电流驱动下能保持一定的间距协同运动^[68]; (f) 不同螺旋度的斯格明子在自旋霍尔效应诱导下运动的微磁学模拟^[69]

Fig. 5. Determination and manipulation of skyrmion helicity: (a) L-TEM observation of a single skyrmion in a [Pt/Co/Ta]_n multilayer gradually evolving into a snake-like structure under a decreasing magnetic field and growing along the direction opposite to the in-plane field. The relationship between the velocity vector and the magnetic field is dominated by the chirality of the Néel-type skyrmion, from which the sign of the DMI constant can be determined^[65]; (b) L-TEM observation of skyrmions in a [Pt/Co/Ta]₂₀ multilayer exhibiting a dark-bright-dark-bright double contrast, where the additional bright-dark contrast originates from the structural deformation of the Néel-type skyrmion under an in-plane magnetic field^[66]; (c) L-TEM images of skyrmion helicity reversal induced by consecutive current pulse injections under $H = 160$ mT, schematic structures and simulated L-TEM images of skyrmions with helicities of $\pi/2$ and $-\pi/2$, and the relationship between skyrmion helicity reversal and the number of current pulses N ^[32]; (d) schematic of skyrmion helicity reversal induced by SOT combined with thermal assistance in a bilayer magnetic system, and the current-driven motion trajectories before and after helicity reversal captured by MOKE^[67]; (e) micromagnetic simulations showing that skyrmions with opposite helicities can move cooperatively while maintaining a certain spacing under current driving^[68]; (f) micromagnetic simulations of the motion of skyrmions with different helicities induced by the spin Hall effect^[69].

证明偶极斯格明子在厚度方向上可存在 4 种不同的螺旋度态 (C1—C4), 其中 C3 和 C4 态的表面层与中间层具有相反 Bloch 手性. 在合成铁磁多层膜中, 热辅助结合电流脉冲亦可实现螺旋度翻转^[67]. 例如在 $[\text{Pt}/\text{Co}]_3/\text{Ru}/[\text{Co}/\text{Pt}]_3$ 铁磁 RKKY 耦合多层膜中, 如图 5(d) 所示, 在脉冲电流驱动下, 斯格明子运动方向可由沿电子流反向转变为同向; 这一轨迹突变本质上对应上层斯格明子螺旋度由 -0.54π 翻转为 $+0.54\pi$. 这表明, 螺旋度可以作为可控的内部自由度参与器件功能设计.

从应用角度看, 螺旋度的价值主要体现在两个方面: 其一, 其可作为拓扑荷之外的额外信息自由度, 用于多态存储; 其二, 可通过调控螺旋度显著影响霍尔角及整体输运轨迹. Yuan 等^[68,69]的研究从螺旋度多态存储及斯格明子动力学两个方面表明, 螺旋度已不再只是“补充表征量”, 而正在转化为可工程利用的编码与调控自由度, 如图 5(e), (f) 所示.

4 斯格明子霍尔角的控制

斯格明子霍尔效应 (SkHE) 源于非零拓扑荷引起的横向陀螺力项. 在电流驱动下, 斯格明子通常会偏离主驱动方向出现横向漂移; 在有限宽度赛道中, 这种漂移会导致边界碰撞甚至信息丢失, 因此霍尔角的控制成为斯格明子器件实用化的核心问题之一^[19–21]. 当前研究的重点已从单纯“尽量减小 SkHE”发展为“按应用需求抑制、补偿或利用 SkHE”.

合成反铁磁结构是目前最成熟的 SkHE 抑制方案. 其基本思想是通过层间反铁磁耦合, 使上下两层拓扑响应相反的斯格明子构成复合准粒子, 从而在理想对称条件下近乎抵消横向偏转. 需要强调的是, 这种抵消是理论上的理想条件, 在实际器件中无法保证完全消除偏转. 理论上, 该方案已在双层反铁磁耦合模型中提出, 如图 6(a) 所示^[28]; 实验上, 室温 SAF 多层膜中反铁磁斯格明子的稳定性和近零霍尔角输运也已得到验证^[29,30,43,48,72], 如图 6(b), (c) 所示.

除 SAF 方案外, 通过螺旋度工程调控斯格明子的动力学响应也是实现霍尔角控制的重要途径. Jin 等^[69]提供理论框架表明, 自旋霍尔效应驱动的斯格明子霍尔角可随螺旋度连续变化, 在特定螺旋

度和阻尼组合下可实现零霍尔角. Chang 等^[73]在 $[\text{Pt}/\text{Co}]_3/\text{Ru}/[\text{Co}/\text{Pt}]_3$ 合成铁磁多层膜中产生了具有介于 Néel 型和 Bloch 型之间螺旋度的“混合斯格明子”, 并通过温度调节实现上下磁性层中斯格明子螺旋度的连续调控. 当温度由 300 K 升至 370 K 时, 斯格明子霍尔角由约 -14° 显著减小至约 -4° , 如图 6(d) 所示. 该实验的核心在于通过螺旋度工程改变混合斯格明子的横向动力学响应, 而非温度本身直接抑制 SkHE.

此外, 精巧的结构设计也可实现斯格明子的自约束运动, 从而间接控制 SkHE. Zhang 等^[74]从理论上提出利用混合 DMI 和边界不对称共存的环境构造“心形斯格明子”的方案. 心形斯格明子两侧可产生互补的横向速度分量, 从而实现沿特定边界的自导引近直线输运, 如图 6(e) 所示.

值得注意的是, SkHE 并非必须完全“消除”, 在适当结构设计下, 其可转化为功能优势. Zhao 等^[75]通过反铁磁交换偏置工程写入可重构磁畴边界, 并利用磁畴壁而非实际物理边界来定义赛道, 再结合非对称缺口, 实现单向输运与整流, 如图 6(f) 所示. 该设计关键在于“磁边界赛道”, 可显著降低传统微纳加工边界引入的随机钉扎效应. 在这一理念下, SkHE 不仅不再是障碍, 还可作为实现非互易输运的物理基础.

此外, 电压调控磁各向异性 (voltage-controlled magnetic anisotropy, VCMA) 可通过栅极电压调节铁磁/介质界面处的电子占据态, 从而改变垂直磁各向异性, 实现对斯格明子钉扎、输运通道及运动轨迹的电场调控. 利用 VCMA 门控多通道赛道和半斯格明子电流成像的研究表明, SkHE 可以被主动管理甚至直接利用, 分别如图 6(g), (h) 所示^[76,77]. 前者提供了基于电场门控的多通道输运方案, 后者则将 SkHE 转化为非均匀电流分布的可视化探针. 由此可见, 霍尔角控制的目标应以“按需设计”为导向, 而非单纯追求绝对最小化.

5 斯格明子新材料

材料平台决定了斯格明子可实现的温区、尺寸尺度、稳定窗口以及与器件工艺的兼容性. 早期 B20 手性磁体奠定了斯格明子晶格的实验基础; 金属多层膜则推动了室温、纳米尺度和电流驱动研究的快速发展. 近年来, 二维范德瓦耳斯磁体及其异质结

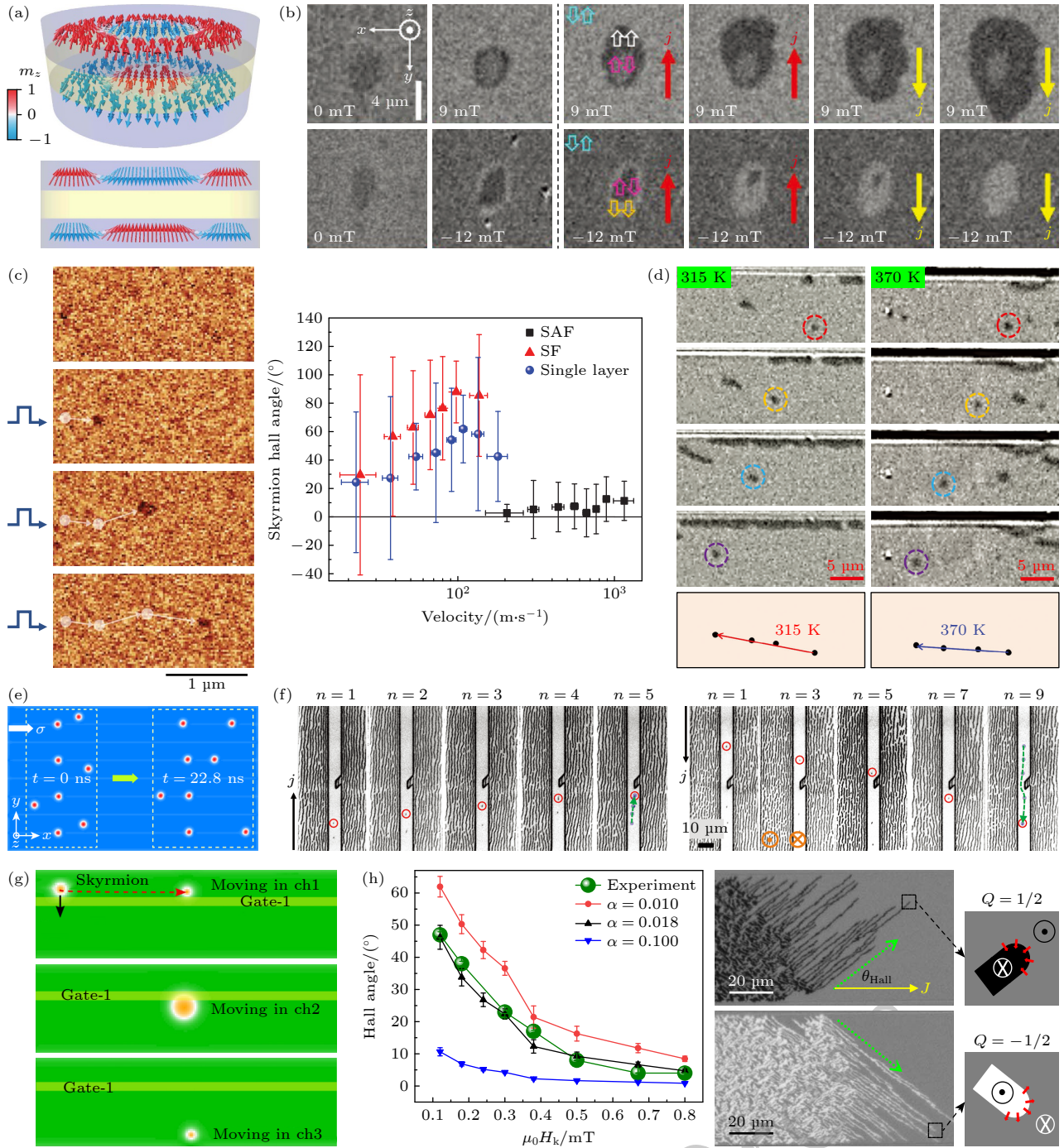


图6 斯格明子霍尔角的控制 (a) 双层人工反铁磁斯格明子结构示意图^[28]; (b) SAF 斯格明子的验证与磁场解耦时电流驱动动力学^[48]; (c) MFM 观测到电流驱动 SAF 斯格明子直线运动^[72]; (d) 热效应调控螺旋度来减小斯格明子霍尔角^[73]; (e) 基于心形斯格明子直线运动的赛道存储器微磁学模拟^[74]; (f) 类二极管逻辑器件中带凹槽的辐照赛道内电流驱动的斯格明子运动^[75]; (g) 在栅极施加电场时多通道赛道中斯格明子运动状态的微磁学模拟^[76]; (h) 半斯格明子霍尔角的调控^[77]

Fig. 6. Control of the skyrmion Hall angle: (a) Schematic of a bilayer synthetic antiferromagnetic skyrmion structure^[28]; (b) verification of SAF skyrmions and current-driven dynamics with magnetic field decoupling^[48]; (c) MFM observation of current-induced linear motion of SAF skyrmions^[72]; (d) reduction of the skyrmion Hall angle by helicity manipulation through thermal effects^[73]; (e) micromagnetic simulation of a racetrack memory based on the rectilinear motion of heart-shaped skyrmions^[74]; (f) current-driven skyrmion motion in a grooved irradiated racetrack within a diode-like logic device^[75]; (g) micromagnetic simulation of skyrmion motion states in a multi-channel racetrack under gate-applied electric fields^[76]; (h) manipulation of the Hall angle of half-skyrmions^[77].

的兴起, 使界面工程、层数调控、应变调控及电场调控得以更灵活地介入拓扑磁性研究^[78–80]. 二维

范德瓦耳斯磁体为斯格明子研究提供了全新的材料平台和物理维度. 与传统三维体材料和金属多层

膜不同, 二维范德瓦耳斯磁体具有原子级平整界面、优异的机械柔韧性, 并可通过机械堆叠任意构建异质结等独特优势, 为探索二维极限下的拓扑磁性及器件终极小型化提供了重要机遇。

2020 年, Wu 等 [38] 在 $\text{WTe}_2/\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ 范德瓦耳斯异质结中直接观察到如图 7(a) 所示的 Néel 型斯格明子, 并在 100 K 以下的输运测量中记录到拓扑霍尔信号. 通过将具有强自旋轨道耦合的 WTe_2 与铁磁体 Fe_3GeTe_2 进行范德瓦耳斯堆叠, 在异质界面处成功诱导出高达 1.0 mJ/m^2 的界面 DMI, 该数值可与传统重金属/铁磁界面中的强 DMI 相媲美. 这说明, 范德瓦耳斯异质结不仅提供了新的斯格明子宿主, 更能够通过界面耦合主动创造手性相互作用。

2022 年, Zhang 等 [37] 在范德瓦耳斯铁磁体 $\text{Fe}_{5-8}\text{GeTe}_2$ 中观察到高达 273 K (接近室温) 的斯格明子. 在该材料中, Fe 空位短程有序形成的局域超结构会引入局域 DMI, 从而打破偶极 Bloch 型斯格明子两种相反螺旋度的简并, 并产生非常规螺旋度极化, 如图 7(b) 所示。

2024 年, Liu 等 [39] 报道了在范德瓦耳斯铁磁体 Fe_3GaTe_2 中实现远高于室温稳定斯格明子晶格的重要进展. 在厚度超过 58 nm 的纳米片中, 通过扫描外磁场可以在室温下产生 Néel 型斯格明子. 此外, 场冷操作可在 30—180 nm 厚度范围内获得零场六角斯格明子晶格, 如图 7(c) 所示, 最高稳定温度可达 355 K, 显著提升了范德瓦耳斯磁体中斯格明子稳定存在的温区上限。

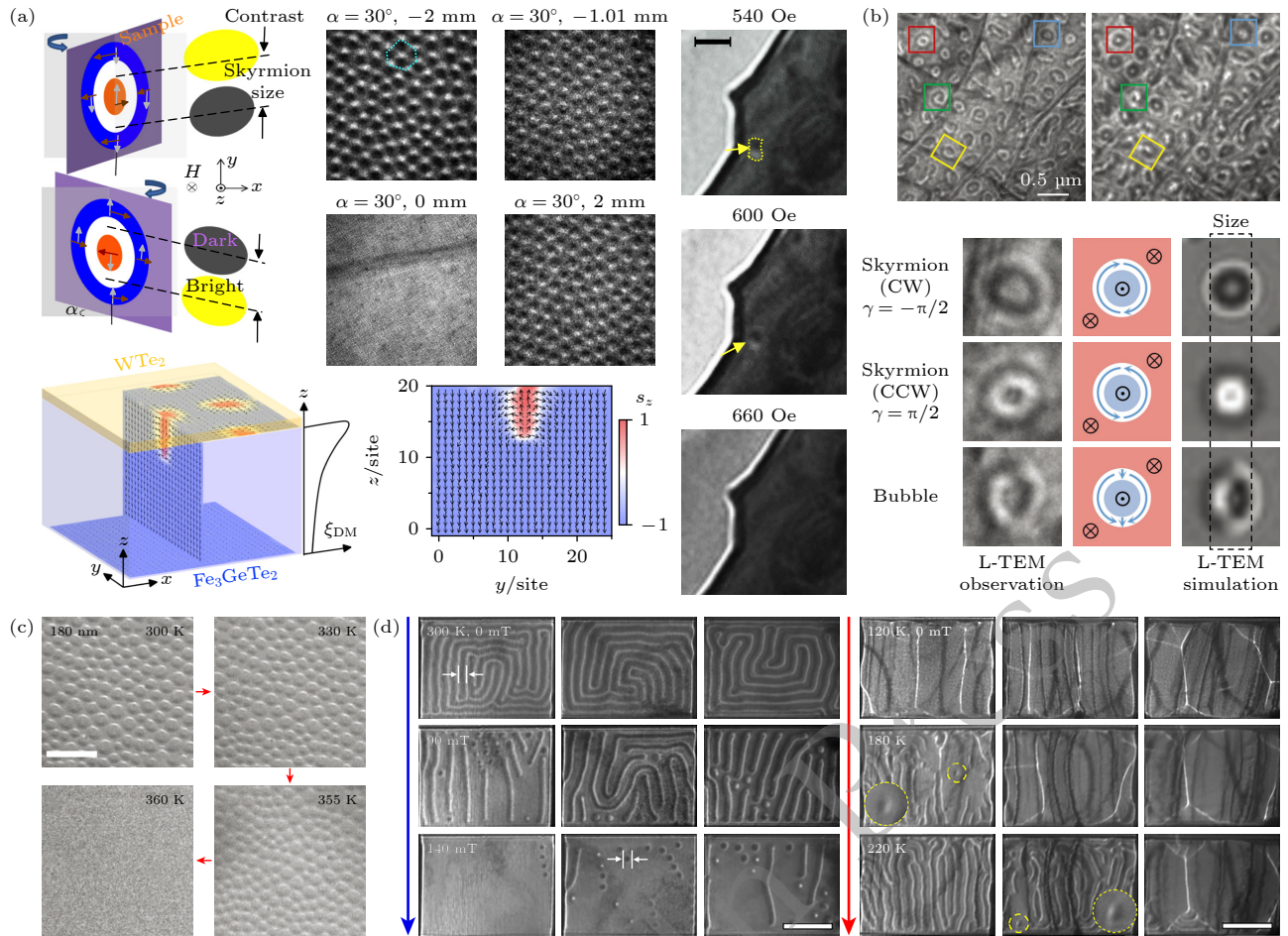


图 7 新型斯格明子载体材料 (a) $\text{WTe}_2/\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ 范德瓦耳斯异质结中 Néel 型斯格明子的 L-TEM 图像 [38]; (b) 92 K 温度下 $\text{Fe}_{5-8}\text{GeTe}_2$ 剥离薄片不同自旋结构的 L-TEM 实验图和模拟图 [37]; (c) 180 nm 厚度 Fe_3GaTe_2 纳米薄片中的零场斯格明子晶格 [39]; (d) 薄片厚度调控下偶极磁泡与半子-反半子对之间的相变规律 [40]

Fig. 7. Novel skyrmion host materials: (a) L-TEM image of Néel-type skyrmions in a $\text{WTe}_2/\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ van der Waals heterostructure [38]; (b) experimental and simulated L-TEM images of different spin textures in an exfoliated $\text{Fe}_{5-8}\text{GeTe}_2$ flake at 92 K [37]; (c) zero-field skyrmion lattice in a 180-nm-thick Fe_3GaTe_2 nanoflake [39]; (d) phase transition behavior between dipolar bubbles and meron-anti-meron pairs under flake thickness control [40].

2025 年, Lv 等^[40] 在新型层状磁体 $\text{Cr}_{1.9}\text{Te}_2$ 中实现了斯格明子与 (反) 半子链之间可逆拓扑相变的直接实验观测. $\text{Cr}_{1.9}\text{Te}_2$ 具有约 356 K 的高居里温度及温度可调磁各向异性. 可以通过温度和外磁场调节, 在同一室温层状磁体中实现两类拓扑性质显著不同的磁结构之间的可逆切换, 如图 7(d) 所示: 低温易面状态下支持半子-反半子链; 高温易轴状态下有利于偶极斯格明子和平庸磁泡形成. 在中间温区 (约 180—200 K), 两类拓扑态可以共存, 形成零场自发共存态. 展现了层状磁体中“多拓扑相共存与可逆互变”的新方向.

除范德瓦耳斯磁体和层状磁体外, 反铁磁 kagome 半金属也正在成为拓扑自旋结构研究的重要材料平台. Liu 等^[81] 在非共线反铁磁半金属 $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{Pt}$ 异质结构中实现了室温斯格明子, 并通过调节 Pt 覆盖层厚度改变界面 DMI 强度, 使 Mn_3Sn 自旋结构由共面反三角构型逐渐演化为 Bloch 型斯格明子; 进一步研究还表明, 温度可诱导斯格明子向反铁磁类半子自旋结构转变. 随后, Liu 等^[82] 通过调控交替 Mn_3Sn 层和 Pt 层厚度, 在 $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{Pt}$ 异质结构中实现了可调拓扑自旋结构, 并观测到斯格明子诱导的拓扑霍尔效应、强自旋相关散射以及垂直方向自旋态梯度. 在另一类反铁磁 kagome 半金属 FeSn/Pt 异质结构中, 界面 DMI 同样可调控 FeSn 薄膜中的自旋结构, 并引起霍尔电阻和磁阻的系统变化, 其中薄 FeSn/Pt 样品中出现的低场阻尼振荡型异常磁阻被认为与特殊拓扑自旋结构密切相关^[83]. 这些结果表明, 反铁磁 kagome 半金属兼具拓扑能带、非共线反铁磁序和界面可调性, 为发展反铁磁拓扑自旋电子学和新型斯格明子材料体系提供了新的思路.

6 斯格明子器件设计

磁斯格明子兼具纳米尺度、粒子性输运及丰富的动力学模态, 使其天然适合发展新型信息器件. 目前较具代表性的方向包括自旋纳米振荡器、赛道存储器, 并逐步延伸至逻辑计算、微波探测及神经形态元件. 总体来看, 器件研究已由早期概念验证进入功能细化阶段, 但在写入/读出窗口、稳定性、读出信噪比和工艺兼容性等方面仍需进一步推进.

6.1 自旋纳米振荡器

基于斯格明子的自旋转移纳米振荡器 (spin-

torque nano-oscillator, STNO) 是最早形成体系化研究的方向之一^[84]. 如图 8(a) 所示, 该器件通常由钉扎层、非磁性间隔层、自由层以及点接触电极构成. 其中, 钉扎层用于提供自旋极化电流, 自由层则承载可被驱动的斯格明子. 其基本原理是利用自旋极化电流或自旋轨道矩, 使斯格明子在受限几何结构中维持稳态回旋, 从而输出可调微波信号. 与均匀磁化进动型振荡器相比, 斯格明子 STNO 具有模态丰富、调频范围宽、线宽窄, 轨道工程自由度高以及潜在低功耗等优点.

随后, Jin 等^[85] 设计了一种“哑铃型”STNO 结构, 如图 8(b) 所示, 其工作原理基于斯格明子与畴壁之间的排斥作用. 当斯格明子在各自盘内做轨道进动时, 会交替对桥接处畴壁施加排斥力, 驱动畴壁在桥的两端之间往复运动, 通过检测畴壁位置变化导致的隧道结电阻变化获取振荡电信号^[86]. 该设计通过二维周期性阵列从理论上展示了大规模 STNO 阵列实现自同步的可能性.

为突破斯格明子 STNO 的频率上限与调谐能力, Jin 等^[87] 提出在自由层上表面加工环形沟槽的设计, 如图 8(c) 所示. 沟槽产生的束缚势阱显著强于传统圆盘边界, 可将斯格明子稳定束缚在沟槽轨道内. 这种几何约束既增大了等效恢复力, 也限制了斯格明子的空间分布, 从而允许在槽内容纳更多斯格明子并显著提高振荡频率; 在 8 个斯格明子配置条件下, 振荡频率可达 15.63 GHz, 约为常规无沟槽设计的 6.3 倍. 类似地, Shen 等^[93] 研究基于 SAF 斯格明子对的 STNO, 振荡频率可达约 10 GHz 量级, 并兼具较窄线宽和优良频率稳定性.

此外, 如图 8(d)—(f), 椭圆斯格明子振荡器^[88]、基于 SAF 斯格明子对的振荡器^[89] 以及扭曲斯格明子振荡器^[90] 进一步表明, 斯格明子的非圆对称形貌、层间耦合和内部自由度都可转化为频谱设计资源, 实现单频、多频和宽可调范围输出. 与传统振荡器相较, 此类设计显示出更强的几何可编程性与拓扑可设计性.

在应用延伸方面, Song 等^[91] 提出基于斯格明子 STNO 的射频混频器概念, 如图 8(g) 所示. 该混频器利用了单一斯格明子同时具备的两种运动模式: 自旋转动提供本振信号 (频率 f_1), 垂直微波场驱动斯格明子呼吸提供待调制信号 (频率 f_2). 两种模式通过斯格明子内部的非线性耦合实现混频,

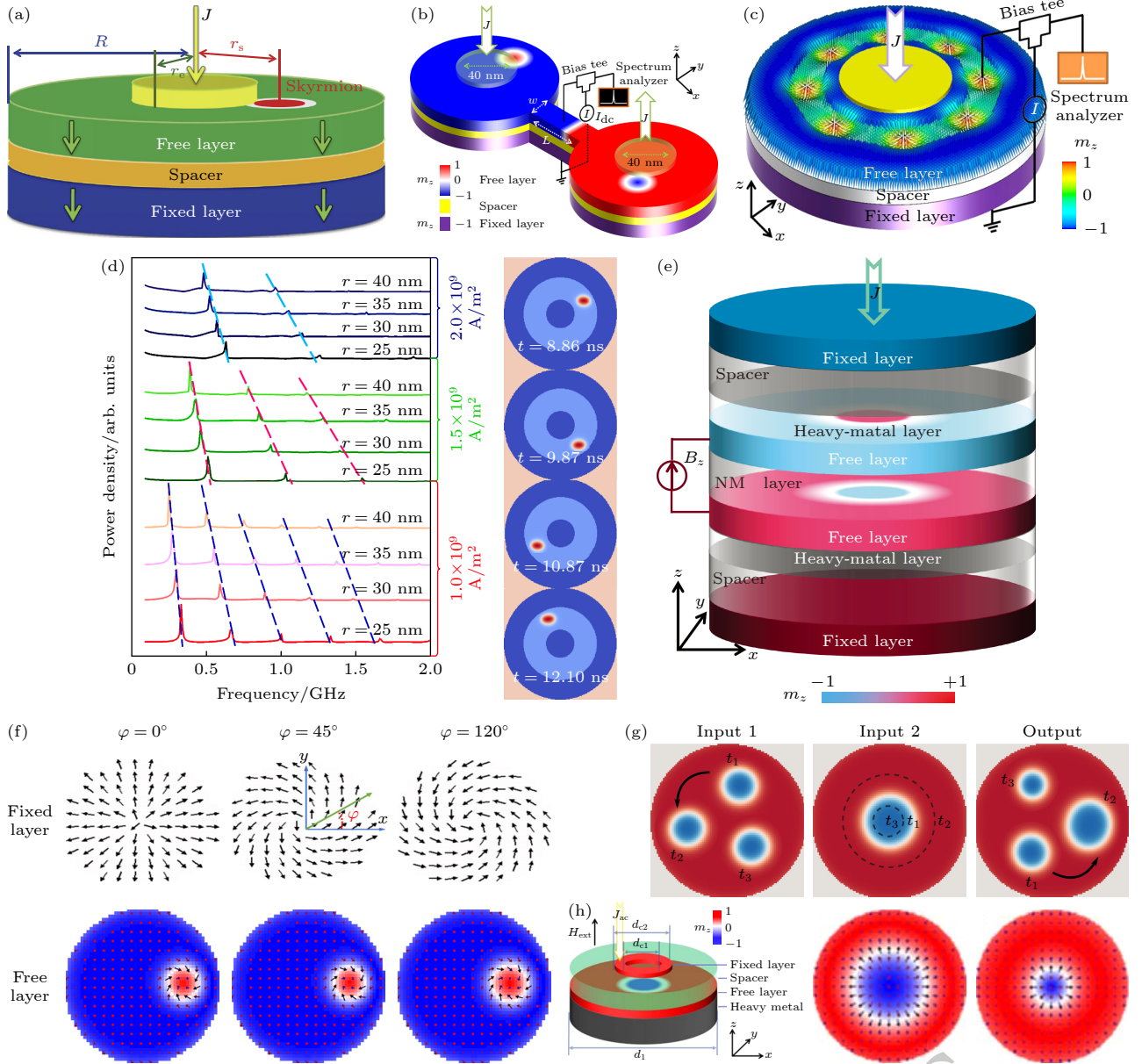


图 8 基于磁斯格明子的自旋纳米振荡器 (a) 斯格明子自旋纳米振荡器示意图^[84]; (b) 哑铃型自旋纳米振荡器^[85]; (c) 自由层带有环形凹槽的自旋纳米振荡器^[87]; (d) 基于椭圆形斯格明子的振荡器^[88]; (e) 面外固定磁场辅助下基于人工反铁磁斯格明子对的自旋纳米振荡器^[89]; (f) 由固定层和含有扭曲斯格明子的自由层组成的自旋纳米振荡器^[90]; (g) 基于斯格明子 STNO 的射频混频器^[91]; (h) 基于斯格明子呼吸模式的高灵敏度微波探测器^[92]

Fig. 8. Skyrmion-based spin-torque nano-oscillators: (a) Schematic of a skyrmion spin-torque nano-oscillator^[84]; (b) dumbbell-shaped spin-torque nano-oscillator^[85]; (c) spin-torque nano-oscillator with an annular groove in the free layer^[87]; (d) oscillator based on elliptical skyrmions^[88]; (e) spin-torque nano-oscillator based on synthetic antiferromagnetic skyrmion pairs assisted by an out-of-plane fixed magnetic field^[89]; (f) spin-torque nano-oscillator composed of a fixed layer and a free layer containing distorted skyrmions^[90]; (g) RF mixer based on a skyrmion STNO^[91]; (h) highly sensitive microwave detector based on the skyrmion breathing mode^[92].

输出包含 $f_1 \pm nf_2 (n = 1, 2, 3 \dots)$ 的频率分量, 验证了单一纳米尺度拓扑对象即可实现传统上需要多个分立元件组合才能完成的混频功能.

在微波探测方面, Wang 等^[92] 提出基于斯格明子呼吸模式的高灵敏度微波探测器, 如图 8(h) 所示. 其核心创新为采用环形固定层替代传统盘状

固定层, 显著降低输入微波功率, 在零偏压和最优电极尺寸条件下获得超过 10^5 mV/mW 的理论整流灵敏度, 较此前盘状固定层的设计高出一个数量级以上. 施加偏置电流可提供额外整流电压, 使灵敏度进一步提升约 2 倍; 施加偏置磁场可有效调节最佳工作频率范围.

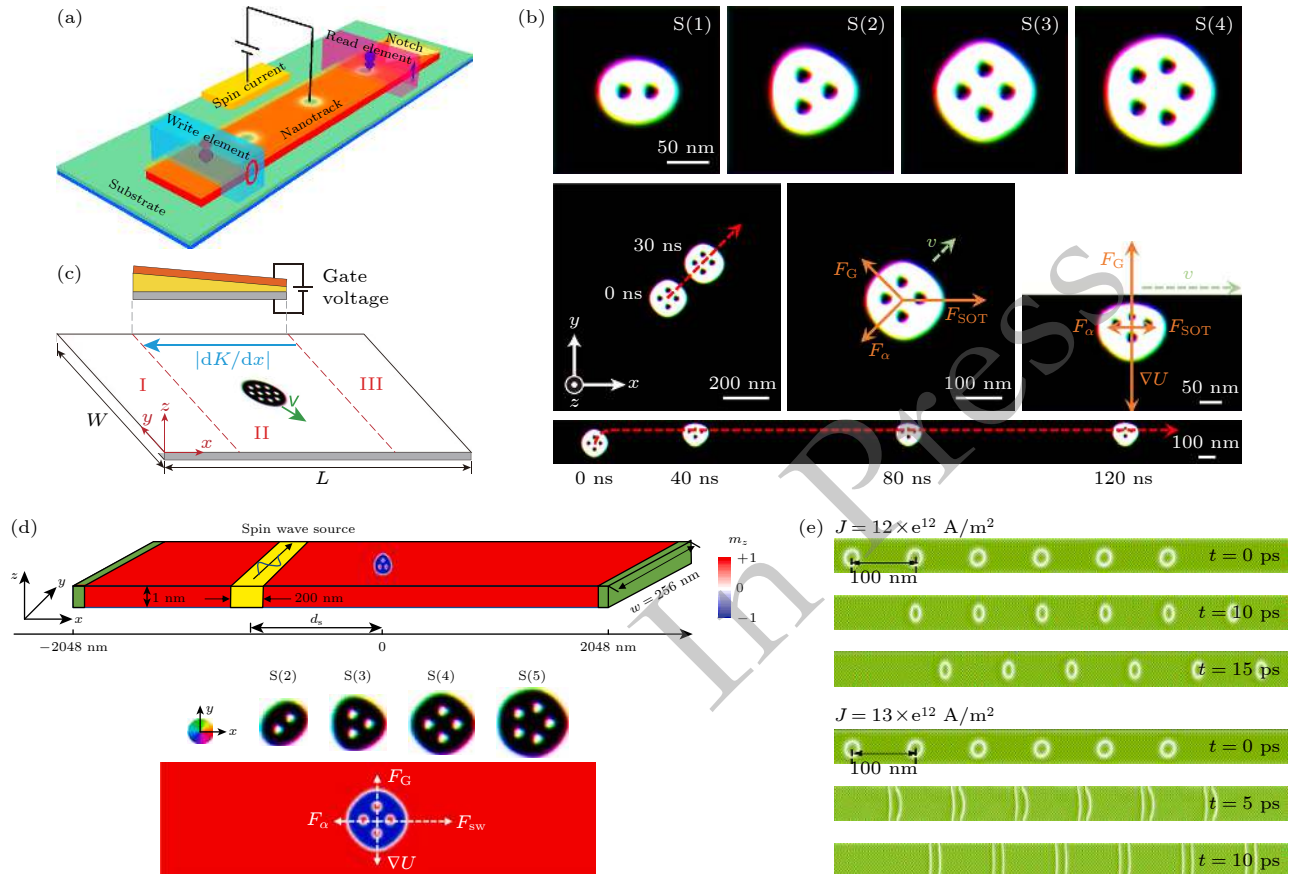
6.2 赛道存储器

斯格明子赛道存储器是磁斯格明子最具代表性的器件应用构想之一, 其基本结构示意图如图 9(a) 所示^[94]. 该类器件通常由纳米磁性赛道、写入端、驱动区域和读出端构成, 其核心思路是将斯格明子的存在/不存在, 或拓扑荷、螺旋度等内部自由度, 对应为信息位, 并通过电流、自旋波或电压控制磁各向异性 (VCMA) 梯度等方式, 在纳米赛道中实现信息的写入、移位和读出. 与传统畴壁赛道存储器相比, 斯格明子赛道存储器具有信息单元尺寸更小、驱动电流密度更低、运动稳定性更强以及潜在集成度更高等优势^[76,95,96].

Zeng 等^[97] 将赛道存储器的信息载体由传统单个斯格明子拓展至具有任意拓扑荷的高阶斯格明子包, 如图 9(b) 所示. 斯格明子包又称磁束子, 通常由多个斯格明子被外围闭合自旋螺旋环绕构成, 总拓扑荷可表示为 $Q = N - 1$, 其中 N 为内部斯格明子数, 因此可实现不同整数拓扑荷的信息编码. 在有限宽度纳米带中, 边界势能够对斯格明子包产生有效约束, 使不同拓扑数的斯格明子包均可沿边界以近似相同的速度稳定运动, 从而避免因速

度差异导致的信息位间距失稳和读写时序偏移. 随后, Zeng 等^[98] 进一步研究了 VCMA 梯度驱动下斯格明子包的动力学行为, 发现 VCMA 梯度同样能够高效驱动斯格明子包, 并证实在边界约束条件下, 不同类型斯格明子包具有近似一致运动速度的普适规律, 如图 9(c) 所示. 除电流和电场调控外, Bai 等^[99] 展示了利用自旋波驱动斯格明子包运动的可行性, 如图 9(d) 所示. 在 Co/Pt 纳米带中, 通过外加正弦磁场激发传播自旋波, 可稳定驱动不同类型的斯格明子包; 当自旋波频率约为 70 GHz 时, 由于自旋波波长与斯格明子包特征尺寸之间达到较佳匹配, 驱动效率最高, 这为降低电流驱动所带来的焦耳热问题提供了新的思路.

在实验方面, 我国学者率先在手性磁体 FeGe 中构筑了磁束子, 并验证了其拓扑荷依赖的电流驱动动力学行为: $Q = 0$ 的磁束子在电流驱动下几乎无横向偏转, 而斯格明子霍尔角随 Q 的符号和大小发生显著变化^[102]. 随后, Tang 等^[103] 进一步在 X 型六角铁氧体中实现了室温稳定的斯格明子-磁泡束, 展示了内部斯格明子与磁泡的多种组合. Zhang 等^[104] 在手性磁体 $\text{Co}_8\text{Zn}_{10}\text{Mn}_2$ 中实现了室



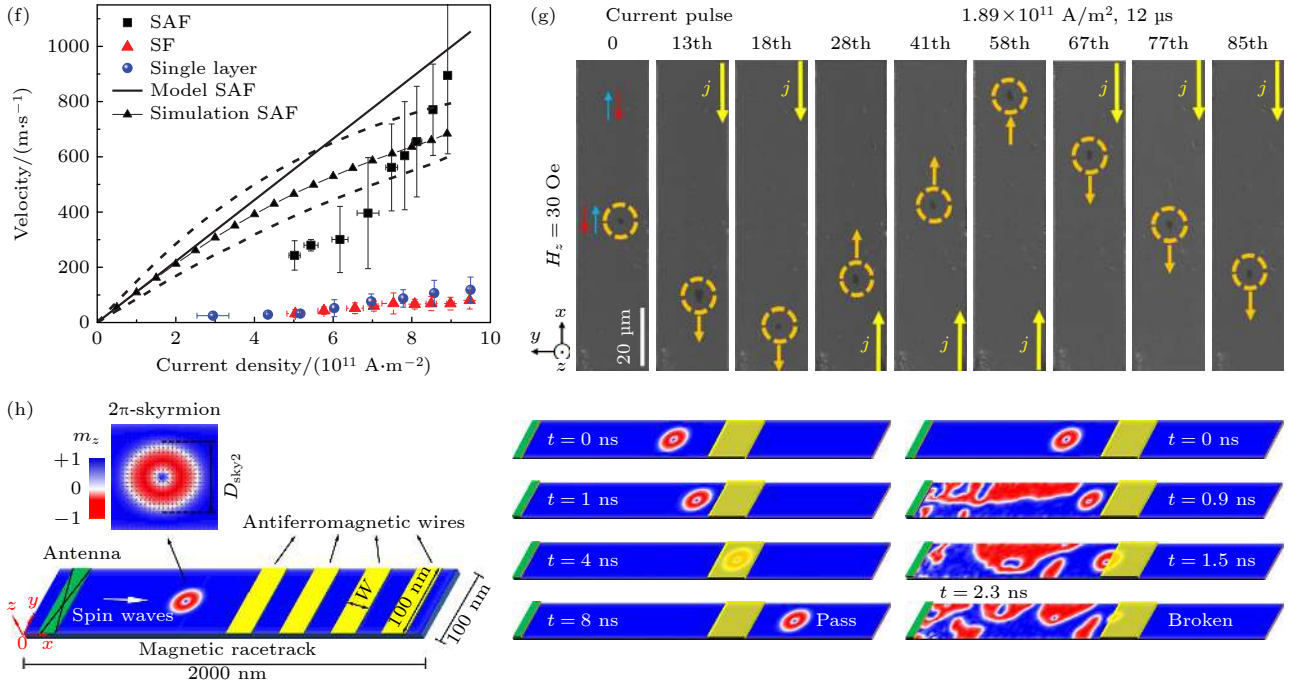


图9 斯格明子赛道存储器 (a) 基于斯格明子的赛道存储器结构示意图^[94]; (b) 有限宽度的纳米带中电流驱动斯格明子包的微磁学模拟^[97]; (c) 斯格明子包在 VCMA 梯度下动力学的微磁学模拟^[98]; (d) 自旋波驱动斯格明子包的微磁学模拟^[99]; (e) 电流驱动 AFM 斯格明子链的微磁学模拟^[100]; (f) SAF 斯格明子、单层铁磁斯格明子、双层人工合成斯格明子速度随电流密度的变化实验测量及 SAF 斯格明子的微磁学模拟^[72]; (g) 电流驱动 SAF 斯格明子长距离直线往复运动^[43]; (h) 自旋波驱动 2π 斯格明子的微磁学模拟^[101]

Fig. 9. Skyrmion racetrack memory: (a) Schematic of skyrmion-based racetrack memory^[94]; (b) micromagnetic simulation of a current-driven skyrmion packet in a finite-width nanotrack^[97]; (c) micromagnetic simulation of skyrmion packet dynamics under a VCMA gradient^[98]; (d) micromagnetic simulation of a spin-wave-driven skyrmion packet^[99]; (e) micromagnetic simulation of a current-driven AFM skyrmion chain^[100]; (f) experimental measurements of velocity versus current density for SAF skyrmions, single-layer ferromagnetic skyrmions, and bilayer synthetic skyrmions, and micromagnetic simulations of SAF skyrmions^[72]; (g) current-driven long-distance linear reciprocating motion of SAF skyrmions^[43]; (h) micromagnetic simulation of a spin-wave-driven 2π skyrmion^[101].

温零磁场稳定且最高 Q 可达 24 的磁束子, 揭示了其边界螺旋与分数 Hopfion 之间的关联. Jiang 等^[105] 则将磁束子拓展至二维范德瓦耳斯磁体 $\text{Fe}_{3-x}\text{GaTe}_2$, 在室温下实现了 Néel 型扭转型斯格明子包. 这些实验进展与理论模拟相互呼应, 表明磁束子不仅可作为具有拓扑荷自由度的信息载体, 也为多比特编码、霍尔角调控和新型赛道器件设计提供了重要基础.

在高速传输速度和直线操控方面, 反铁磁斯格明子展现出显著优势. 如图 9(e) 所示, Xia 等^[100] 的研究表明, 由于反铁磁斯格明子的净拓扑响应相互抵消, 其在赛道中可实现无横向偏转的直线运动. 多比特 AFM 斯格明子链的同步运动速度与驱动电流近似呈线性关系, 且基本不依赖于链中斯格明子的数量, 从而有利于保证数据传输过程中的一致性与稳定性. 对于人工反铁磁材料中的 SAF 斯

格明子, Van Tuong Pham 等^[72] 在 $\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ru}/\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ru}$ 体系中实现了其高达 900 m/s 的运动速度. 该研究工作对比了单层铁磁斯格明子与双层人工合成铁磁材料中斯格明子在相同电流驱动下的运动速度, 根据其实验结果, SAF 斯格明子运动速度随电流密度的增大而增长的幅度远大于单层或双层铁磁斯格明子, 而且单层或双层铁磁斯格明子的速度很难超过 100 m/s, 如图 9(f) 所示. Jiang 等^[43] 在 $\text{Ta}/[\text{Pt}/\text{Co}]_3/\text{Ru}/[\text{Co}/\text{Pt}]_3/\text{Ta}$ 多层膜中实现了 SAF 斯格明子泡的长距离直线往复运动, 保证了信息存储的“非易失性”, 如图 9(g) 所示, 这一发现为开发基于 SAF 斯格明子的高性能赛道存储器开辟了新的道路.

在信息位精准定位方面, Xia 等^[101] 进一步针对拓扑荷为零、可实现严格直线运动的 2π 斯格明子, 提出了利用横向 AFM 纳米线产生交换偏置并

构建人工钉扎位点的方案,如图 9(h) 所示. 在该设计中,自旋波可作为驱动力推动 2π 斯格明子在赛道中运动;通过调节交换偏置场、自旋波幅值和频率,可在特定工作窗口内实现 2π 斯格明子的钉扎与去钉扎调控,从而提高信息位定位的精确性、可控性和稳定性.

7 总结与展望

总体而言,磁斯格明子研究已经形成了一条较为清晰的发展链条:从拓扑磁相的理论提出和实验发现出发,逐步拓展至写入与擦除机制、螺旋度与霍尔角控制、新材料平台构筑,以及微波与存储器件等的设计. 本文系统梳理了该领域的研究脉络与最新进展,为斯格明子在高性能自旋电子器件中的应用提供了参考.

展望未来,至少有 4 个方向值得持续关注. 其一,高温、零场及可工程化材料平台的进一步拓展,特别是范德瓦耳斯磁体与异质结. 近期关于莫尔自旋电子学的综述表明,扭转范德瓦耳斯磁体中的莫尔超晶格可为层间磁交换调控、非共线自旋结构和莫尔斯格明子提供新的材料设计思路;其二,螺旋度和拓扑荷等内部自由度的编码化与器件化,从而拓展多值存储与非常规计算方案的实现空间;其三,将斯格明子霍尔效应由“必须压制的副效应”转化为“可按需利用的功能响应”,为非互易输运及逻辑设计提供新途径;其四,推动赛道存储器、振荡器、探测器和神经形态元件之间的功能整合,实现多功能协同与系统级优化.

展望未来,至少有 4 个方向值得持续关注. 其一,高温、零场、可工程化材料平台的进一步拓展,特别是范德瓦耳斯磁体与异质结. 近期关于莫尔自旋电子学的综述表明,扭转范德瓦耳斯磁体中的莫尔超晶格可为层间磁交换调控、非共线自旋结构和莫尔斯格明子提供新的材料设计思路^[106]. 其二,螺旋度和拓扑荷等内部自由度的编码化与器件化;其三,将 SkHE 由“必须压制的副效应”转化为“可按需利用的功能响应”;其四,推动赛道存储器、振荡器、探测器和神经形态元件之间的协同集成.

与此同时,也需正视斯格明子器件应用面临的若干根本性挑战,包括高精度、低功耗与高速之间难以兼顾,室温零场长期稳定材料仍然有限,样品随机缺陷与边界波动对拓扑输运的影响尚未充分

解决,以及读出信噪比和 CMOS 兼容性仍需系统优化. 未来,凝聚态物理、材料设计、显微表征、微磁学模拟和器件工程之间的持续深度协同,将是推动磁斯格明子从“可观测的新奇拓扑对象”走向“可设计、可制造、可集成的信息功能单元”的关键. 通过多学科交叉与系统工程化,磁斯格明子有望成为下一代低功耗、高密度、自旋电子器件的核心信息载体,实现从基础物理研究向工程化应用的跨越.

参考文献

- [1] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
- [2] Bogdanov A N, Yablonskii D A 1989 *Sov. Phys. JETP* **68** 101
- [3] Bogdanov A N, Hubert A 1994 *J. Magn. Magn. Mater.* **138** 255
- [4] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
- [5] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [6] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [7] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
- [8] Hou Z P, Ren W J, Ding B, Xu G Z, Wang Y, Yang B, Zhang Q, Zhang Y, Liu E K, Xu F, Wang W H, Wu G H, Zhang X X, Shen B G, Zhang Z D 2017 *Adv. Mater.* **29** 1701144
- [9] Yu X Z, Tokunaga Y, Taguchi Y, Tokura Y 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603958
- [10] Loudon J C, Twitchett-Harrison A C, Cortés-Ortuño D, Birch M T, Turnbull L A, Štefančík A, Ogrin F Y, Burgos-Parra E O, Bukin N, Laurenson A, Popescu H, Beg M, Hovorka O, Fangohr H, Midgley P A, Balakrishnan G, Hatton P D 2019 *Adv. Mater.* **31** 1806598
- [11] Hou Z P, Zhang Q, Xu G Z, Gong C, Ding B, Wang Y, Li H, Liu E K, Xu F, Zhang H W, Yao Y, Wu G H, Zhang X X, Wang W H 2018 *Nano Lett.* **18** 1274
- [12] Tang J, Wu Y D, Kong L Y, Wang W W, Chen Y T, Wang Y H, Soh Y, Xiong Y M, Tian M L, Du H F 2021 *Natl. Sci. Rev.* **8** nwaa200
- [13] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031
- [14] Jiang W J, Chen G, Liu K, Zang J D, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2017 *Phys. Rep.* **704** 1
- [15] Wiesendanger R 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16044
- [16] Everschor-Sitte K, Masell J, Reeve R M, Kläui M 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 240901
- [17] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Münzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Böni P, Duine R A, Everschor-Sitte K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648
- [18] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988
- [19] Jiang W J, Zhang X C, Yu G Q, Zhang W, Wang X, Jungfleisch M B, Pearson J E, Cheng X M, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2017 *Nat. Phys.* **13** 162
- [20] Litzius K, Lemesh I, Krüger B, Bassirian P, Caretta L, Richter K, Büttner F, Sato K, Tretiakov O A, Förster J, Reeve R M, Weigand M, Bykova I, Stoll H, Schütz G, Beach

- G S D, Kläui M 2017 *Nat. Phys.* **13** 170
- [21] Zang J D, Mostovoy M, Han J H, Nagaosa N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 136804
- [22] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
- [23] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603
- [24] Raju M, Yagil A, Soumyanarayanan A, Tan A K C, Almoalem A, Ma F S, Auslaender O M, Panagopoulos C 2019 *Nat. Commun.* **10** 696
- [25] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M, Caretta L, Richter K, Mann M, Krone A, Reeve R M, Weigand M, Agrawal P, Lemesh I, Mawass M, Fischer P, Kläui M, Beach G S D 2016 *Nat. Mater.* **15** 501
- [26] Moreau-Luchaire C, Moutafis C, Reyren N, Sampaio J, Vaz C A F, Van Horne N, Bouzehouane K, Garcia K, Deranlot C, Warnicke P, Wöhlhüter P, George J, Weigand M, Raabe J, Cros V, Fert A 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 444
- [27] Yu G Q, Upadhyaya P, Li X, Li W Y, Kim S K, Fan Y B, Wong K L, Tserkovnyak Y, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **16** 1981
- [28] Zhang X C, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10293
- [29] Dohi T, Dutta Gupta S, Fukami S, Ohno H 2019 *Nat. Commun.* **10** 5153
- [30] Legrand W, Maccariello D, Ajejas F, Collin S, Vecchiola A, Bouzehouane K, Reyren N, Cros V, Fert A 2020 *Nat. Mater.* **19** 34
- [31] Juge R, Sisodia N, Larrañaga J U, Zhang Q, Pham V T, Rana K G, Sarpi B, Mille N, Stanescu S, Belkhou R, Mawass M, Novakovic-Marinkovic N, Kronast F, Weigand M, Gräfe J, Wintz S, Finizio S, Raabe J, Aballe L, Foerster M, Belmeguenai M, Buda-Prejbeanu L D, Pelloux-Prayer J, Shaw J M, Nembach H T, Ranno L, Gaudin G, Boulle O 2022 *Nat. Commun.* **13** 4807
- [32] Hou Z P, Zhang Q, Zhang X C, Xu G Z, Xia J, Ding B, Li H, Zhang S F, Batra N M, Costa P M F J, Liu E K, Wu G H, Ezawa M, Liu X X, Zhou Y, Zhang X X, Wang W H 2020 *Adv. Mater.* **32** 1904815
- [33] Liu C, Wang J L, He W, Zhang C H, Zhang S F, Yuan S, Hou Z P, Qin M H, Xu Y B, Gao X S, Peng Y, Liu K, Qiu Z Q, Liu J, Zhang X X 2024 *ACS Nano* **18** 761
- [34] Deng Y J, Yu Y J, Song Y C, Zhang J Z, Wang N Z, Sun Z Y, Yi Y F, Wu Y Z, Wu S W, Zhu J Y, Wang J, Chen X H, Zhang Y B 2018 *Nature* **563** 94
- [35] Han M, Garlow J A, Liu Y, Zhang H Q, Li J, DiMarzio D, Knight M W, Petrovic C, Jariwala D, Zhu Y M 2019 *Nano Lett.* **19** 7859
- [36] Ding B, Li Z F, Xu G Z, Li H, Hou Z P, Liu E K, Xi X K, Xu F, Yao Y, Wang W H 2020 *Nano Lett.* **20** 868
- [37] Zhang C H, Liu C, Zhang S F, Zhou B J, Guan C S, Ma Y C, Algaidi H, Zheng D X, Li Y, He X, Zhang J W, Li P, Hou Z P, Yin G, Liu K, Peng Y, Zhang X X 2022 *Adv. Mater.* **34** 2204163
- [38] Wu Y Y, Zhang S F, Zhang J W, Wang W, Zhu Y L, Hu J, Yin G, Wong K, Fang C, Wan C H, Han X F, Shao Q M, Taniguchi T, Watanabe K, Zang J D, Mao Z Q, Zhang X X, Wang K L 2020 *Nat. Commun.* **11** 3860
- [39] Liu C, Zhang S F, Hao H Y, Algaidi H, Ma Y C, Zhang X X 2024 *Adv. Mater.* **36** 2311022
- [40] Lv X W, Zhang S F, Hao H Y, Zhang T J, Yao X Y, Liu M, Huang Y L, Cao G X, Che R C 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2505511
- [41] Jiang W J, Upadhyaya P, Zhang W, Yu G Q, Jungfleisch M B, Fradin F Y, Pearson J E, Tserkovnyak Y, Wang K L, Heinonen O, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2015 *Science* **349** 283
- [42] Yang S, Shen L C, Zhao Y L, Wu K, Li X G, Shen K, Zhang S F, Xu X H, Åkerman J, Zhou Y 2024 *Nanoscale* **16** 7068
- [43] Jiang Y H, Chen A T, Liu H B, Hao H Y, Chen Z, Li H D, Wei J W, Liu Q F, Wang J B, Liu X X, Zhang X X, Zhang S F 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 252401
- [44] Jiang Y H, Chen A T, Liu H B, Hao H Y, Chen Z, Li H D, Wei J W, Liu Q F, Wang J B, Liu X X, Zhang X X, Zhang S F 2025 *ACS Appl. Electron. Mater.* **7** 10815
- [45] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 839
- [46] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636
- [47] Lin S Z 2016 *Phys. Rev. B* **94** 020402
- [48] Zhao Y L, Yang S, Wu K, Li S, Gao Y, Hao H Y, Zhang X C, Wang S G, Liu Q F, Zhang S F, Chu Z Q, Åkerman J, Zhou Y 2023 *Adv. Funct. Mater.* **33** 2303133
- [49] Wei W S, Tang J, Wu Y D, Wang Y H, Jiang J L, Li J B, Soh Y, Xiong Y M, Tian M L, Du H F 2021 *Adv. Mater.* **33** 2101610
- [50] Jiang J L, Tang J, Wu Y D, Zhang Q, Wang Y H, Li J B, Xiong Y M, Kong L Y, Wang S G, Tian M L, Du H F 2023 *Adv. Funct. Mater.* **33** 2304044
- [51] Tang J, Jiang J L, Wu Y D, Kong L Y, Wang Y H, Li J B, Soh Y, Xiong Y M, Wang S G, Tian M L, Du H F 2025 *Nano Lett.* **25** 121
- [52] Jiang J L, Wu Y D, Kong L Y, Zhang Y S, Qiu S, Zhang H H, Wang Y H, Li J B, Xiong Y M, Wang S G, Tian M L, Du H F, Tang J 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2422342
- [53] Wu Y D, Jiang J L, Kong L Y, Liu W, Zhang H H, Wang S G, Tian M L, Du H F, Tang J 2025 *Nat. Commun.* **16** 11626
- [54] Hao X W, Zhuo F J, Manchon A, Wang X L, Li H, Cheng Z X 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 021402
- [55] Garanin D A, Chudnovsky E M, Zhang S F, Zhang X X 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **493** 165724
- [56] Zhang S F, Zhang J W, Wen Y, Chudnovsky E M, Zhang X X 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 192403
- [57] Ding B, Zhang J W, Li H, Zhang S F, Liu E K, Wu G H, Zhang X X, Wang W H 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 132402
- [58] Liu H B, Zhang C H, Liu C, Chen A T, Zheng D X, Peng Y, Wei J W, Liu Q F, Wang J B, Zhang S F, Zhang X X 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 053102
- [59] Guang Y, Peng Y, Yan Z R, Liu Y Z, Zhang J W, Zeng X, Zhang S F, Zhang S L, Burn D M, Jaouen N, Wei J W, Xu H J, Feng J F, Fang C, van der Laan G, Hesjedal T, Cui B S, Zhang X X, Yu G Q, Han X F 2020 *Adv. Mater.* **32** 2003003
- [60] Hu Y, Zhang S F, Zhu Y M, Song C K, Huang J F, Liu C, Meng X, Deng X, Zhu L, Guan C S, Yang H X, Si M S, Zhang J W, Peng Y 2022 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **14** 34011
- [61] Juge R, Bairagi K, Rana K G, Vogel J, Sall M, Mailly D, Pham V T, Zhang Q, Sisodia N, Foerster M, Aballe L, Belmeguenai M, Roussigné Y, Auffret S, Buda-Prejbeanu L D, Gaudin G, Ravelosona D, Boulle O 2021 *Nano Lett.* **21** 2989
- [62] Hou Z P, Zhang Q, Xu G Z, Zhang S F, Gong C, Ding B, Li H, Xu F, Yao Y, Liu E K, Wu G H, Zhang X X, Wang W H

- 2019 *ACS Nano* **13** 922
- [63] Zhang S F, Zhang J W, Zhang Q, Barton C, Neu V, Zhao Y L, Hou Z P, Wen Y, Gong C, Kazakova O, Wang W H, Peng Y, Garanin D A, Chudnovsky E M, Zhang X X 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 132405
- [64] Garanin D A, Capic D, Zhang S F, Zhang X X, Chudnovsky E M 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 113901
- [65] Zhang S F, Zhang J W, Wen Y, Chudnovsky E M, Zhang X X 2018 *Commun. Phys.* **1** 36
- [66] Zhang S F, Zhang J W, Wen Y, Peng Y, Qiu Z Q, Matsumoto T, Zhang X X 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 142402
- [67] Wu K, Zhao Y L, Hao H Y, Yang S, Li S, Liu Q F, Zhang S F, Zhang X X, Åkerman J, Xi L, Zhang Y, Cai K M, Zhou Y 2024 *Nat. Commun.* **15** 10463
- [68] Yuan Y Y, Zeng Z Z, Wang J N, Ma Y X, Zhang S F, Wei J W, Wang J B, Liu Q F 2022 *J. Appl. Phys.* **132** 233903
- [69] Jin C D, Zhang C L, Song C K, Wang J S, Xia H Y, Ma Y X, Wang J N, Wei Y R, Wang J B, Liu Q F 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 192401
- [70] Kong L Y, Tang J, Wang W W, Wu Y D, Jiang J L, Wang Y H, Li J B, Xiong Y M, Tian M L, Du H F 2023 *Phys. Rev. B* **107** 174425
- [71] Kong L Y, Tang J, Wu Y D, Wang W W, Jiang J L, Wang Y H, Li J B, Xiong Y M, Wang S G, Tian M L, Du H F 2024 *Phys. Rev. B* **109** 014401
- [72] Pham V T, Sisodia N, Di Manici I, Urrestarazu-Larrañaga J, Bairagi K, Pelloux-Prayer J, Guedes R, Buda-Prejbeanu L D, Auffret S, Locatelli A, Montes T O, Pizzini S, Kumar P, Finco A, Jacques V, Gaudin G, Boulle O 2024 *Science* **384** 307
- [73] Chang Y H, Hao H Y, Wu H L, Zuo Y L, Wu H, Hou Z P, Yu G Q, Liu X X, Xi L, Zhang S F, Cui B S 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2421771
- [74] Zhang C L, Wang J N, Song C K, Mehmood N, Zeng Z Z, Ma Y X, Wang J B, Liu Q F 2022 *Rare Met.* **41** 865
- [75] Zhao C B, Shen L C, Cui B S, He B, Wu C W, Li J H, Guang Y, Nie Z Y, Zheng X, Yin G, Shen K, Wang H, Liang S H, Zhou Y, Han X F, Yu G Q 2024 *Adv. Funct. Mater.* **34** 2405296
- [76] Song C K, Jin C D, Wang J S, Xia H Y, Wang J B, Liu Q F 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 192413
- [77] Zhang S F, Zhang X C, Zhang J W, Ganguly A, Xia J, Wen Y, Zhang Q, Yu G Q, Hou Z P, Wang W H, Peng Y, Xiao G, Manchon A, Kosel J, Zhou Y, Zhang X X 2020 *Sci. Adv.* **6** eaay1876
- [78] Burch K S, Mandrus D, Park J 2018 *Nature* **563** 47
- [79] Gong C, Zhang X 2019 *Science* **363** eaav4450
- [80] Gibertini M, Koperski M, Morpurgo A F, Novoselov K S 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 408
- [81] Liu X H, Feng Q Y, Zhang D, Deng Y C, Dong S, Zhang E Z, Li W H, Lu Q Y, Chang K, Wang K Y 2023 *Adv. Mater.* **35** 2211634
- [82] Liu X H, Zhang D, Deng Y C, Jiang N, Zhang E Z, Shen C, Chang K, Wang K Y 2024 *ACS Nano* **18** 1013
- [83] Liu X H, Feng Q Y, Cui W B, Guo H J, Hou Y B, Zhang X M, Deng Y C, Zhang D, Zhang J, Lu Q Y, Wang K Y 2026 *Adv. Funct. Mater.* **36** e19240
- [84] Zhang S F, Wang J B, Zheng Q, Zhu Q Y, Liu X Y, Chen S J, Jin C D, Liu Q F, Jia C L, Xue D S 2015 *New J. Phys.* **17** 023061
- [85] Jin C D, Wang J B, Wang W W, Song C K, Wang J S, Xia H Y, Liu Q F 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 044007
- [86] Zhao M Q, Chen A T, Liu E L, Zhao L, Wang S S, He S K, Zhang X X, Jiang W J 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 047502
- [87] Jin C D, Ma Y X, Song C K, Xia H Y, Wang J N, Zhang C L, Zeng Z Z, Wang J B, Liu Q F 2020 *New J. Phys.* **22** 033001
- [88] Ma Y X, Wang J N, Zeng Z Z, Yuan Y Y, Yang J X, Liu H B, Zhang S F, Wei J W, Wang J B, Jin C D, Liu Q F 2022 *J. Magn. Magn. Mater.* **564** 170061
- [89] Ma Y X, Wang J N, Zeng Z Z, Yuan Y Y, Yang J X, Liu H B, Zhang S F, Wang J B, Jin C D, Liu Q F 2022 *Chin. Phys. B* **31** 100501
- [90] Yang J X, Ma Y X, Wang J N, Wang J B, Liu Q F 2023 *J. Phys. : Condens. Matter* **35** 145801
- [91] Song C K, Ma Y X, Jin C D, Xia H Y, Wang J N, Zeng Z Z, Wang J B, Liu Q F 2020 *Phys. Status Solidi RRL* **14** 2000249
- [92] Wang J N, Wang J S, Zhang C L, Song C K, Ma Y X, Jin C D, Xia H Y, Wang J B, Liu Q F 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 053001
- [93] Shen L C, Xia J, Zhao G P, Zhang X C, Ezawa M, Tretiakov O A, Liu X X, Zhou Y 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 042402
- [94] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643
- [95] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784
- [96] Parkin S, Yang S 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 195
- [97] Zeng Z Z, Zhang C L, Jin C D, Wang J N, Song C K, Ma Y X, Liu Q F, Wang J B 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 172404
- [98] Zeng Z Z, Mehmood N, Ma Y X, Wang J N, Wang J B, Liu Q F 2022 *J. Phys. : Condens. Matter* **34** 395801
- [99] Bai X, Wang J N, Yang J X, Liu H B, Zhang S F, Liu Q F 2023 *J. Magn. Magn. Mater.* **586** 171231
- [100] Xia H Y, Jin C D, Song C K, Wang J S, Wang J B, Liu Q F 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 505005
- [101] Xia H Y, Wang J S, Song C K, Jin C D, Ma Y X, Zhang C L, Wang J N, Wei Y R, Wang J B, Liu Q F 2020 *J. Phys. : Condens. Matter* **32** 205801
- [102] Tang J, Wu Y D, Wang W W, Kong L Y, Lv B Y, Wei W S, Zang J D, Tian M L, Du H F 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 1086
- [103] Tang J, Wu Y D, Jiang J L, Kong L Y, Wang S G, Tian M L, Du H F 2023 *Adv. Mater.* **35** 2306117
- [104] Zhang Y S, Tang J, Wu Y D, Shi M, Xu X T, Wang S G, Tian M L, Du H F 2024 *Nat. Commun.* **15** 3391
- [105] Jiang J L, Wu Y D, Kong L Y, Zhang Y S, Qiu S, Zhang H H, Ke Y J, Wang S G, Tian M L, Tang J 2025 *Nano Lett.* **25** 3282
- [106] Zhuo F J, Dai Z Y, Chang K, Yang H X, Cheng Z X 2026 *Appl. Phys. Rev.* **13** 011315

SPECIAL TOPIC—The 80th Anniversary of Physics at Lanzhou University

Writing, manipulation, and device design of magnetic skyrmions^{*}

JIANG Yihui LIU Huibo HAO Hongyuan CHEN Zhe GUO Zifan
 ZHANG Zihao WEI Jinwu ZHAO Chenbo LIU Qingfang
 WANG Jianbo LIU Xiaoxi ZHANG Senfu[†]

(Key Laboratory of Magnetism and Magnetic Functional Materials, Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

(Received 13 May 2026; revised manuscript received 12 June 2026)

Abstract

Magnetic skyrmions are nanoscale topologically nontrivial spin textures characterized by integer topological charges, particle-like transport behavior, high stability, low critical driving current density, and rich internal degrees of freedom. Owing to these properties, they have been regarded as promising information carriers for next-generation low-power and high-density spintronic devices. In this review, we summarize recent progress in the writing, manipulation, material development, and device design of magnetic skyrmions, with particular emphasis on the underlying physical mechanisms and their relevance to functional spintronic applications. We first discuss the controllable writing and deletion of skyrmions. Various approaches, including spin-polarized current injection, spin-orbit torque, thermal activation, electron/ion-beam irradiation, local magnetic fields, geometric confinement, intrinsic material defects, and strain engineering, are reviewed. These studies show that skyrmion nucleation and annihilation are generally governed by the competition among exchange interaction, magnetic anisotropy, dipolar interaction, Dzyaloshinskii–Moriya interaction, Joule heating, and boundary- or defect-induced energy barriers. Recent experiments further demonstrate deterministic and highly reproducible electrical writing and deletion of individual skyrmions, skyrmion bubbles, antiskyrmions, and skyrmion packets, indicating that skyrmion manipulation has gradually evolved from statistical domain conversion to addressable control of single topological objects.

We then review the determination and manipulation of skyrmion helicity, which describes the in-plane spin rotation within the domain wall and distinguishes Bloch-type, Néel-type, and hybrid skyrmions. Lorentz transmission electron microscopy, tilted-field imaging, micromagnetic simulations, and current- or thermally assisted spin-orbit-torque manipulation provide effective routes to identify and control helicity. In centrosymmetric and dipolar-interaction-dominated systems, helicity may exhibit bistability, multistability, continuous tunability, and even three-dimensional variation along the sample thickness. These results indicate that helicity is not merely a structural descriptor, but an internal degree of freedom that can be used for multilevel information encoding and dynamical control. Closely related to helicity is the skyrmion Hall effect, which originates from the transverse gyroforce associated with a nonzero topological charge. We summarize several strategies for controlling the skyrmion Hall angle, including synthetic antiferromagnetic compensation, helicity engineering, boundary-guided motion, voltage-controlled magnetic anisotropy, and specially designed magnetic boundaries. These approaches show that the skyrmion Hall effect can be suppressed, compensated, or even utilized, depending on the intended device function.

Material platforms are another central issue for skyrmion physics and applications. We review

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12474115), and the Young Talents Program (Individual Project) of Gansu Province, China (Grant No. 2026QNGR005).

[†] Corresponding author. E-mail: zhangsenfu@lzu.edu.cn

representative skyrmion-hosting systems, including B20 chiral magnets, metallic multilayers, centrosymmetric frustrated or dipolar magnets, synthetic antiferromagnets, and two-dimensional van der Waals magnets and heterostructures. In particular, van der Waals magnets provide atomically sharp interfaces, flexible stacking, tunable interfacial coupling, and new opportunities for stabilizing skyrmions at or above room temperature. Recent advances in Fe_3GeTe_2 -based heterostructures, $\text{Fe}_{5-8}\text{GeTe}_2$, Fe_3GaTe_2 , and $\text{Cr}_{1.9}\text{Te}_2$ demonstrate that interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction, vacancy ordering, thickness control, field cooling, and temperature-dependent magnetic anisotropy can be used to stabilize Néel-type skyrmions, zero-field skyrmion lattices, and reversible topological phase transitions between skyrmions and meron–antimeron chains. Finally, we discuss skyrmion-based device concepts, including spin-torque nano-oscillators, racetrack memories, RF mixers, microwave detectors, and spin-pumping-based readout schemes. These devices exploit skyrmion gyration, breathing modes, topological charge, helicity, interlayer coupling, and skyrmion packets to realize microwave signal generation, multibit transport, low-power actuation, and potentially neuromorphic functionalities.

Overall, magnetic skyrmion research has developed from the discovery of topological spin textures to the engineering of controllable information carriers. The key physical results reviewed here demonstrate that skyrmion writing, helicity control, Hall-angle manipulation, material optimization, and device integration are deeply interconnected. Future progress will require high-temperature and zero-field material platforms, reliable single-skyrmion writing and readout, defect-tolerant transport, improved signal-to-noise ratio, and compatibility with scalable nanofabrication and CMOS technologies. Continued integration of condensed-matter physics, materials design, advanced magnetic imaging, micromagnetic simulation, and device engineering will be essential for transforming magnetic skyrmions from observable topological quasiparticles into manufacturable and integrable functional units for spintronic technologies.

Keywords: skyrmions, skyrmion Hall effect, helicity, synthetic antiferromagnets, spintronic devices

DOI: [10.7498/aps.75.20260687](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260687)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260687](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260687)