

专题: 应用磁学

稀土-过渡金属亚铁磁材料中的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用与自旋电子学应用*

张钰¹⁾²⁾ 孟庚辰¹⁾³⁾ 赵治源¹⁾³⁾ 雷娜^{4)5)†} 魏大海^{1)3)‡}

1) (中国科学院半导体研究所, 半导体芯片物理与技术全国重点实验室, 北京 100083)

2) (中国科学院大学现代产业学院, 北京 100049)

3) (中国科学院大学材料科学与光电技术学院, 北京 100049)

4) (北京航空航天大学集成电路科学与工程学院, 北京 100191)

5) (杭州市北京航空航天大学国际创新研究院 (北京航空航天大学国际创新学院), 自旋芯片与技术全国重点实验室, 杭州 311115)

(2025 年 10 月 24 日收到; 2025 年 11 月 23 日收到修改稿)

Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) 是一种源于自旋轨道耦合与结构反演对称破缺的非对称交换作用, 是诱导非共线磁序与手性磁结构的关键机制之一. 稀土-过渡金属亚铁磁材料兼具稀土元素的强自旋轨道耦合与过渡金属的强磁交换作用, 表现出超快磁化动力学、高度可调的磁结构以及丰富的自旋输运行为, 为研究与调控 DMI 提供了理想的材料平台, 在未来高密度磁存储与自旋电子学器件中展现出重要应用潜力. 本文系统阐述了 DMI 的微观物理起源, 概述了稀土-过渡金属亚铁磁材料的基本特性, 并深入探讨了 DMI 与亚铁磁序之间的耦合机制, 介绍了基于稀土-过渡金属亚铁磁材料 DMI 的斯格明子磁性隧道结和类脑神经计算等自旋电子学器件, 为发展面向未来的先进自旋电子技术提供了理论依据与技术指引.

关键词: 稀土-过渡金属材料, 亚铁磁性, Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用, 自旋电子学**DOI:** 10.7498/aps.75.20251455**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251455

1 引言

随着人工智能、类脑计算等新兴技术的不断发展, 人们对于信息传输、处理和存储的需求也与日俱增. 目前, 晶体管的尺寸不断减小并趋近物理极限, 由此引发的高功耗、量子干扰、漏电流增加等问题严重制约了其进一步发展, 开发能够克服这些瓶颈的新型信息存储方案变得尤为迫切. 自旋电子学 (spintronics) 为解决上述挑战提供了一种全新的途径. 自旋电子学结合微电子学与现代磁学理论, 利用电子的自旋自由度进行信息存储与处理^[1,2].

基于此制备的磁性隧道结 (magnetic tunneling junction, MTJ) 为新一代磁随机存储器 (magnetic random access memory, MRAM) 的基石^[3]. MRAM 的核心在于如何利用电流高效驱动自由层的磁化翻转, 以第三代 MRAM 为例, 当电流流经强自旋轨道耦合材料时, 通过自旋霍尔效应产生净自旋流, 注入相邻磁性层后形成自旋轨道矩 (spin-orbit torque, SOT), 进而有效驱动磁矩翻转. 基于 SOT 的 MRAM 不仅解决了传统存储器中的读写串扰问题, 还展现出更快的操作速度、更低的能耗以及更高的可靠性, 因而拥有广阔的应用前景^[4].

磁交换作用及其诱导的磁结构是决定磁化翻

* 中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划 (批准号: YSBR-030) 和国家自然科学基金 (批准号: 12474102) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: na.lei@buaa.edu.cn‡ 通信作者. E-mail: dlhwei@semi.ac.cn

转行为的关键因素之一. 作为一种非对称交换作用, Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) 源于自旋轨道耦合与结构反演对称性破缺, 是调控磁性材料中非共线磁序的核心机制^[5,6]. 相较于传统共线磁结构, 非共线磁序展现出更为丰富和新奇的物理行为, DMI 与 Heisenberg 交换作用、磁各向异性、Zeeman 能、退磁能间的竞争关系可诱导出多种磁结构, 例如手性磁畴壁主要源自于磁各向异性、Heisenberg 交换作用和 DMI 的竞争, DMI 的符号决定畴壁手性; 斯格明子主要源自于垂直磁各向异性、Heisenberg 交换作用、Zeeman 能和 DMI 的竞争, DMI 稳定斯格明子的形状并决定其类型; 磁涡旋主要源自于退磁能、Heisenberg 交换作用, DMI 决定涡旋方向并影响涡旋核的尺寸^[6,7]. 以斯格明子为代表的自旋织构因其独特的拓扑保护特性, 在构建下一代 MRAM 方面展现出巨大潜力, 有望推动高速度、高稳定性、低功耗及高密度信息存储技术的发展.

随着人们对磁性材料的不断探索与研究, 稀土-过渡金属 (rare earth-transition metal, RE-TM) 亚铁磁体系逐渐成为备受关注的研究对象^[8]. 4f 稀土元素的强自旋轨道耦合 (spin-orbit coupling,

SOC) 效应使其成为研究 DMI 的理想平台. 在实际应用中, 如斯格明子赛道存储器或磁性隧道结 (magnetic tunneling junction, MTJ) 等器件, 通常要求磁性材料具备强垂直磁各向异性 (perpendicular magnetic anisotropy, PMA) 与 DMI 以稳定其非平庸自旋织构. 传统磁性薄膜 (如 Co/Pt) 中的 PMA 和 DMI 主要源于重金属/铁磁金属 (HM/FM) 界面, 相比之下 RE-TM 体系中源于其本征的原子轨道杂化, 而非完全依赖界面, 这为 DMI 与 PMA 的调控提供了更大的自由度. RE-TM 材料所展现出的诸多优异特性使其在下一代低功耗、高速度、高密度 MRAM 中展现出广阔的应用前景. 图 1 展示了 RE-TM 亚铁磁材料中与 DMI、亚铁磁晶格相关的物理效应及其在来自旋电子器件中的潜在应用, 包括基于畴壁位移的赛道存储器、光致超快磁化翻转、利用 DMI 诱导手性畴壁实现自旋逻辑器件、斯格明子磁性隧道结等. 本文首先回顾 DMI 理论与表征手段, 随后介绍 RE-TM 的基本性质和其在自旋逻辑器件、磁存储器件等的应用. 最后重点探讨 DMI 在 RE-TM 体系中的物理现象, 包括 RE-TM 中 DMI 的标度关系、DMI 相关的 SOT 效应, 以及斯格明子器件的原理及应用.

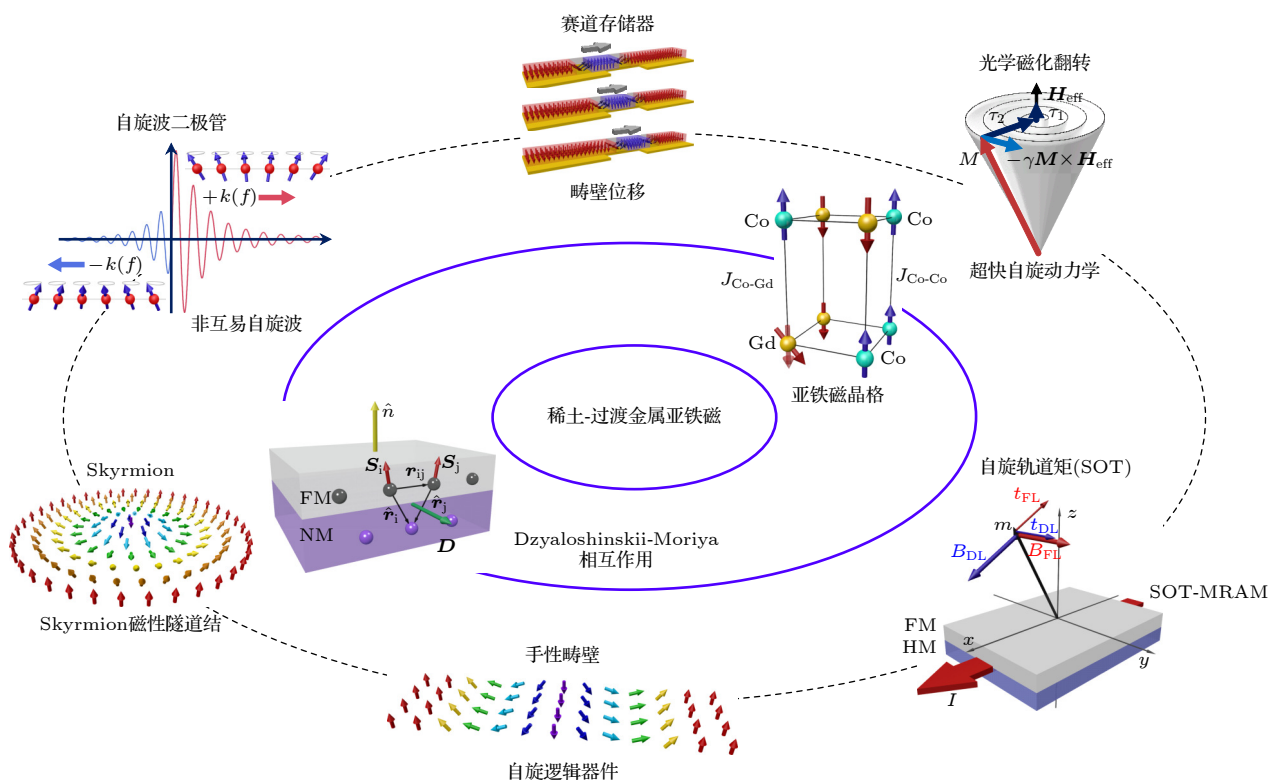


图 1 基于稀土-过渡金属亚铁磁材料和 DMI 的相关效应与应用

Fig. 1. Effects and applications based on RE-TM ferrimagnetic materials and DMI.

2 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用理论与应用

2.1 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用

在一些具有 SOC 与对称破缺的材料体系中, 为达到最低能量态, 磁矩将在一种特殊的交换相互作用下产生倾斜排布, 这样的交换相互作用称作 DMI. 这一现象最早于 1957 年由 Dzyaloshinskii^[9] 在反铁磁 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 中观测到, 其提出应存在一种不同于 Heisenberg 交换作用的机制导致了反铁磁 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的弱磁性, 并预测其与晶体的对称性相关. 1960 年 Moriya^[10] 在 Anderson 超交换模型中引入 SOC, 给出了考虑 SOC 与跃迁积分下的 Hamiltonian 形式:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{2}J_{ij}\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \frac{1}{2}\mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j) - \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1)$$

其中, J_{ij} 为 Heisenberg 交换系数, $\mathbf{S}_i$ 和 $\mathbf{S}_j$ 分别为相邻原子的自旋磁矩. 等式右侧第 1 项为 Heisenberg 交换作用, 第 2 项为 DMI 项, $\mathbf{D}_{ij}$ 称为 DMI 矢量. 第 3 项和 DMI 项同样为 SOC 效应, 但能量量级远小于前两项, 往往可以忽略. (1) 式的物理意义为: 当不考虑 SOC 时, 相邻原子位点间的电子跃迁不涉及自旋翻转, 且磁矩间为超交换作用, 体系倾向于形成共线磁结构; 而当考虑 SOC 后, 相邻原子位点间发生自旋翻转的电子跃迁, 且仅当 i - j 跃迁与 j - i 跃迁不等价 (即存在对称破缺) 时存在非零的 DMI 项, 最终导致体系倾向于形成非共线磁结构. 此后数十年间, 研究者在多种非中心对称体系中证实这种体 DMI (bulk-DMI) 的存在^[6], 其 DMI 矢量来自晶体本身的非中心对称, 方向和晶轴密切相关. 近年来随着研究的不断深入, 体 DMI 也并不局限于晶体中, 在一些中心对称甚至非晶中同样可以存在显著的 DMI^[11,12].

DMI 理论的一大重要突破出现在 1991 年, Fert 等^[13,14] 在重金属/铁磁金属 (HM/FM) 异质结界面发现了界面 DMI (interfacial DMI) 的存在, 并提出了著名的 Fert-Levy 模型, 如图 2(a) 所示^[15]. 在 HM/FM 异质结中, HM 提供了显著的 SOC, 对称破缺则由不对称界面提供, 从而使得 HM/FM 界面存在着相当大的 DMI 效应. 根据 Fert-Levy 模型, 其 DMI 矢量由相邻磁性原子自旋的位移矢量和对称破缺方向 (往往为界面的法线方向) 决定, 具体形式由 $\mathbf{D} = \mathbf{r}_{ij} \times \hat{n}$ 给出, $\hat{n}$ 为界面法向基矢, 由此得到的 DMI 矢量方向也往往为面内方向. 相比于体 DMI, 界面 DMI 强度更高, 且其方向与大小更易受界面工程的调控. 相关 DMI 的研究也逐渐从体材料逐渐转移至异质结与多层膜结构^[16,17]. Yang 等^[18,19] 通过第一性原理计算发现, HM/FM 的界面 DMI 强度依赖于界面 SOC 强度、3d-5d 电子能带以及电子的排布方式. 2022 年, Zhu 等^[20] 在 $\text{Au}_{1-x}\text{Pt}_x/\text{Co}$ 异质结中发现 $\text{Au}_{1-x}\text{Pt}_x$ 合金的 5d 能带会随着 Au 组分变化而发生移动. Au 的 5d 能带与 Co 的 3d 能带间发生不同程度的交叠, 界面 SOC 强度与 5d-3d 能带的交叠程度具有相同的变化趋势, 并导致界面 DMI 强度的变化, 说明 HM/FM 界面 5d-3d 能带交叠是产生界面 DMI 的关键因素之一.

随着研究的不断深入, 人们通过设计磁性异质结结构发现了一系列新型 DMI 机制. 2019 年, Fernández-Pacheco 等^[21] 与 Han 等^[22] 几乎同时在合成反铁磁 (synthetic antiferromagnets, SAFs) $\text{FM}_1/\text{NM}/\text{FM}_2$ 结构中观测到了由层间长程反对称交换耦合导致的层间 DMI (interlayer DMI), 如图 2(b) 所示^[15]. SAFs 为层间 DMI 的调控提供了新的维度, 使得人们可以设计并构造三维自旋织构. 2024 年, Liu 等^[15] 在 HM/FM 异质结中发现了由磁性层中相互正交的磁畴导致的层内 DMI

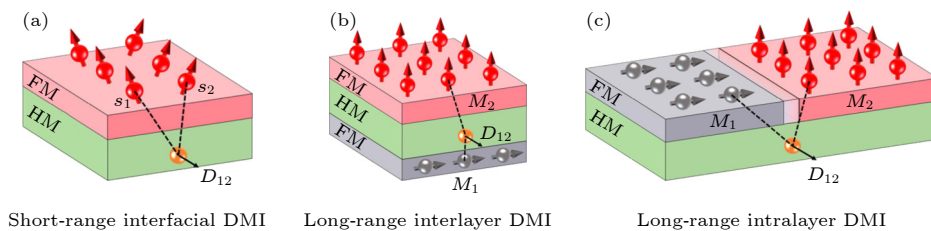


图 2 DMI 的 3 种构型^[15] (a) 界面短程 DMI; (b) 层间长程 DMI; (c) 层内长程 DMI

Fig. 2. Three configurations of DMI^[15]: (a) Short-range interfacial DMI; (b) long-range interlayer DMI; (c) long-range intralayer DMI.

(intralayer DMI), 如图 2(c) 所示. 层内 DMI 的矢量方向位于面内, 并能产生 z 方向的等效 DMI 场. 其不仅具备与层间 DMI 类似的长程特性, 同时保留了 HM/FM 简单结构的易集成优势, 使其在自旋轨道矩磁性隧道结 (SOT-MTJ) 等器件中展现出更大的应用潜力.

2.2 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用与手性自旋结构

DMI 在磁性材料中的一个关键体现是诱导磁矩的倾斜排布, 从而形成具有特定手性的非共线自旋织构, 如斯格明子和手性畴壁等. 其中斯格明子作为一种拓扑磁结构以其新颖的物理机制和潜在的应用价值受到了人们的广泛关注. 斯格明子最早作为拓扑孤子结构由英国物理学家 Tony Skyrme 于 1960 年提出 [23]. 图 3(a), (b) 展示了两种典型的斯格明子结构 [24], 其形成是 DMI, Heisenberg 交换作用、磁各向异性等多种作用相互竞争的结果 [24,25], 对于一般的二维磁性单层模型, 体系的能量可简化为 [25]

$$\begin{aligned} E_{\text{total}} &= E_{\text{ex}} + E_{\text{DMI}} + E_{\text{Ani}} \\ &= -\frac{1}{2}J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - \frac{1}{2}D \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{d}_{ij} \cdot [\mathbf{m}_i \times \mathbf{m}_j] \\ &\quad - K \sum_i (\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{e}_k)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, E_{ex} 为 Heisenberg 交换作用能, E_{DMI} 为 DMI 能, E_{Ani} 为各向异性能, 参数 J 和 D 为最近邻自旋间的 Heisenberg 和 DM 交换作用常数, K 来自磁晶各向异性和磁弹各向异性二者的共同贡献. 斯格明子的形成由这些能量项的竞争关系共同决定, 如图 3(c) 所示 [25]. 当 K/J 和 D/J 处于恰当值时可产生孤立的斯格明子态. 斯格明子的稳定性、尺寸和密度也与 DMI 强度直接相关 [24]. 目前诸如电学 [26]、光学 [27]、组分梯度 [28]、应力 [29]、界面对称性 [30] 等调控 DMI 与斯格明子的方案也已经实现.

斯格明子作为一种拓扑磁结构, 具备两大核心物理特性: 一是受拓扑保护带来的极高稳定性, 难以被外界扰动破坏; 二是其纳米尺度的微小尺寸. 这些特性使其在构建下一代信息存储器件时展现出巨大潜力, 能够实现更低的临界驱动电流、更高的存储密度以及更可靠的操作性能, 因而受到广泛研究关注 [24]. 基于自旋转移矩 (spin transfer torque, STT) 的斯格明子赛道存储器最早由 Parkin 等 [31] 于 2008 年提出, 典型的赛道存储器如图 3(d) 所示 [32]. 目前人们已成功制备基于斯格明子的 MTJ [33,34]. 2024 年 Chen 等 [33] 实现了晶圆级制备全电学 SOT 驱动的斯格明子 MTJ, 可同时实现斯格明子的写入和擦除, 功耗相比以往下降 3 个数量级.

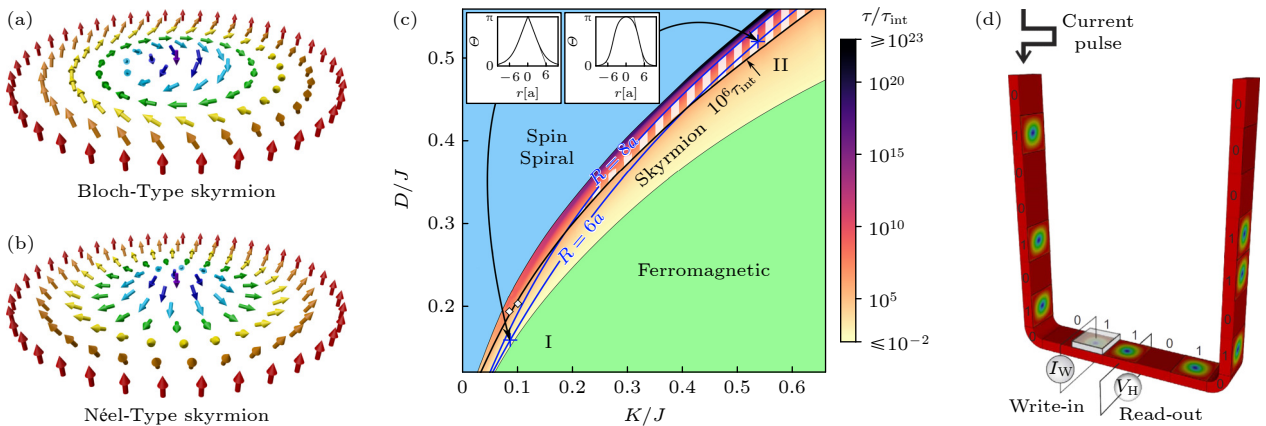


图 3 (a), (b) Bloch 与 Néel 型斯格明子的构型示意图; (c) 由 DMI、磁各向异性和磁弹各向异性、Heisenberg 交换作用决定的磁构型相图, 斯格明子仅在 K/J 和 D/J 处于恰当的比例时可以稳定存在, 出自文献 [25], 已获得授权; (d) 基于斯格明子的赛道存储器结构示意图, 出自文献 [32], 已获得授权

Fig. 3. (a), (b) Schematic illustrations of Bloch and Néel type Skyrmion; (c) magnetic phase diagram determined by DMI, magnetic anisotropy, magnetoelastic anisotropy, and Heisenberg exchange interactions, where Skyrmion was stabilized when K/J and D/J are at certain ratio, reproduced with permission from Ref. [25]; (d) schematic illustration of Skyrmion-based racetrack memory structure, reproduced with permission from Ref. [32].

2.3 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用与自旋轨道力矩

在垂直磁化的 HM/FM 异质结中, 利用 SOT 驱动磁畴的成核与扩展需要克服由 DMI 所维持的 Néel 型磁畴壁^[35–39], 其物理图像如图 4(a) 所示. 当在 HM/FM 的 x 方向施加电流时, HM 产生的自旋流将沿 z 方向进入 FM 层并与磁畴壁作用. 对于 PMA 材料, 自旋流会在具有相同手性的 Néel 型磁畴壁两侧产生大小相同、方向相反的垂直等效磁场, 导致磁畴发生平移而非扩张, 从而无法实现磁化翻转. 只有在施加一个足够强的面内场 H_x 后才能使磁畴发生扩张, 完成磁化状态的转变.

为避免 DMI 对磁化翻转的不利影响, 人们也在尝试设计新的结构和发现新的材料体系, 以降低

体系的 DMI 或将 DMI 等效场作为无场翻转的辅助场而非阻碍因素. 其中一种解决方案为利用磁性层的 Self-Torque 进行翻转. 由于不存在 HM/FM 界面 DMI, 相应的阻碍效果也大大减弱. Zhang 等^[40] 在单层 CoTb 中使用相当低的面内辅助场 (~ 20 Oe) 实现了磁化翻转. 另一种更佳方案是将 DMI 场转换为辅助场, 利用 DMI 场打破体系对称性以实现无场翻转. 2022 年, He 等^[41] 在 Co/Pt 多层中利用层间 DMI 打破体系的反演对称性实现了垂直无场翻转. 由于自旋的赝矢量性质, 在镜面变换下, 自旋的方向将发生反转. 在平行于层间 DMI 的方向对多层膜进行镜像操作时, 上、下磁性层的自旋均发生了反转. 然而镜像系统的层间 DMI 与上、下铁磁层自旋的向量积所引入的原

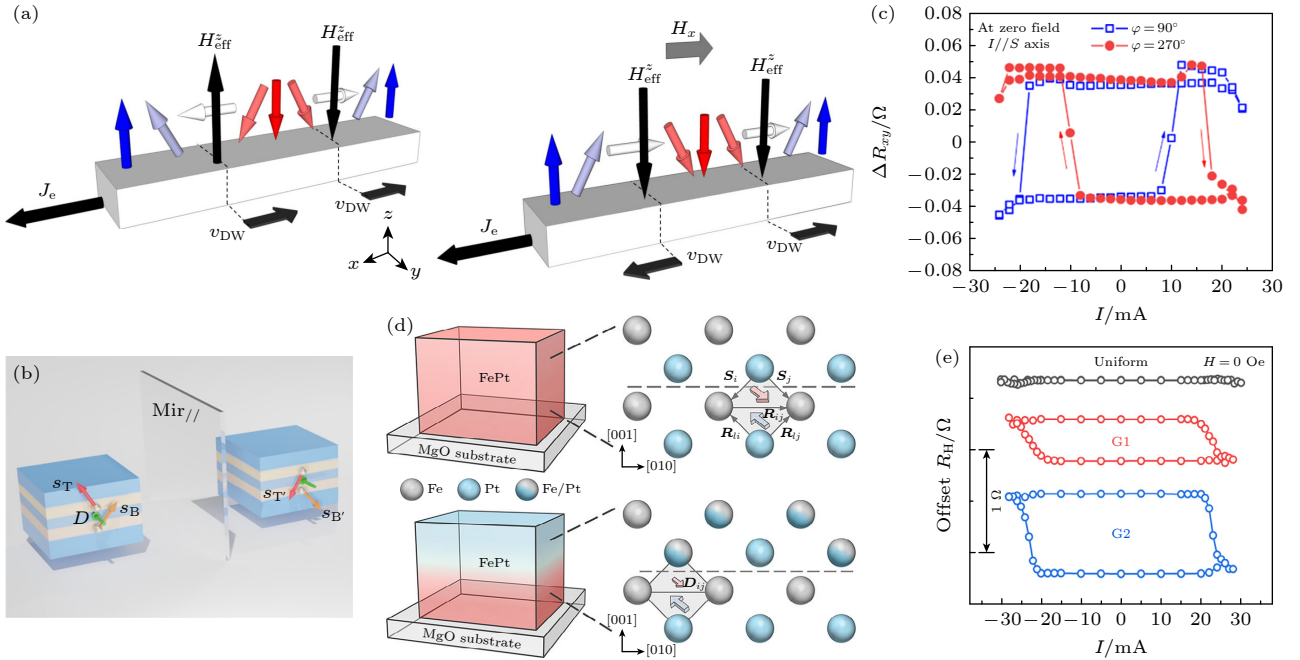


图 4 (a) 垂直磁各向异性的 HM/FM 异质结中电流驱动畴壁位移的示意图, 对于 Néel 型畴壁, 无面内场时两侧畴壁在电流驱动下沿同一方向运动 (上图), 需要施加面内场才能够发生磁畴扩张 (下图), 出自文献 [36], 已获得授权; (b) $[FM/HM]_n$ 结构中沿着平行于 DMI 矢量的方向进行镜面操作的示意图, 出自文献 [41], 已获得授权; (c) 由 DMI 打破体系对称破缺从而实现的垂直无场翻转, 翻转极性由施加电流方向决定, 出自文献 [41], 已获得授权; (d) $L1_0$ -FePt 中由无序度梯度引起的 DMI, 严格有序的晶体中上下两层 DMI 完全抵消 (上图), 引入无序 DMI 不完全抵消产生净 DMI 强度 (下图), 出自文献 [42], 已获得授权; (e) 无序度梯度 DMI 实现的垂直无场翻转, 翻转比率随无序度梯度增大而增大, 出自文献 [42], 已获得授权

Fig. 4. (a) Schematic illustration of current-driven domain wall motion in HM/FM heterostructures with perpendicular magnetic anisotropy, for Néel-type domain walls, in the absence of an in-plane field, the domain walls on both sides move in the same direction under current drive (top panel), while the application of an in-plane field is required for domain expansion to occur (bottom panel), reproduced with permission from Ref. [36]; (b) schematic illustration of mirror operation along the direction parallel to the DMI vector in $[FM/HM]_n$ structures, reproduced with permission from Ref. [41]; (c) deterministic switching achieved by DMI-induced symmetry breaking, with the switching polarity determined by the direction of the applied current, reproduced with permission from Ref. [41]; (d) DMI in $L1_0$ -FePt induced by disorder gradient, in perfectly ordered crystals, the DMI from the upper and lower layers completely cancel (top panel); introducing disorder leads to incomplete cancellation resulting in a net DMI strength (bottom panel), reproduced with permission from Ref. [42]; (e) zero-field switching by disorder-gradient-induced DMI, with the switching ratio increasing as disorder gradient increases, reproduced with permission from Ref. [42].

始系统 DMI 方向相反, 即层间 DMI 的存在打破了体系的镜面对称, 如图 4(b) 所示, 沿着与层间 DMI 平行的方向施加电流即可实现零场 SOT 翻转, 如图 4(c) 所示. Wang 等^[42] 在组分均匀的 $L1_0$ -FePt 中通过控制上、下层生长温度, 在不改变化学组分的前提下引入无序度梯度 (ΔS) 以产生体 DMI. 在磁各向异性和体 DMI 的协同作用下产生面内有效场从而实现 $L1_0$ -FePt 的垂直无场翻转, 如图 4(d) 所示. 完全有序时相邻层内的 DMI 方向相反而抵消, 无序时则不能完全抵消因而存在净的体 DMI, 其强度正比于无序度梯度的大小, 如图 4(e) 所示.

3 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用的表征手段

由于 DMI 在稳定手性自旋织构、驱动高速畴壁运动以及辅助磁化翻转等方面发挥着关键作用, 对其强度 (DMI 常数 D) 与符号进行精确测量至关重要. 以重金属/铁磁金属 (HM/FM) 界面 DMI 为例, 现有的测量方法主要可分为 3 大类: 基于畴壁运动、自旋波激发, 以及自旋轨道矩 (SOT) 响应的方法. 下文将重点介绍形核场法、Brillouin 光散射法 (Brillouin light scattering, BLS) 与自旋轨道矩法^[14] 这三种代表性技术.

3.1 形核场法

对 PMA 样品施加面内场会导致畴壁能量发生变化. 当面内磁场小于 DMI 场时, 磁畴两侧畴壁的磁化分量分别与面内磁场平行或反平行, 两侧磁畴壁的 Zeeman 能相互抵消, 畴壁的总能量保持不变; 当面内磁场大于 DMI 场时, 畴壁的手性被打破, 磁畴两侧畴壁的磁化分量都与面内磁场保持同向. 此时若继续增加面内场, Zeeman 能会随之减小, 畴壁总能量也随之而减小, DMI 场可以从畴壁能量变化所对应的面内磁场临界值当中提取, 如图 5(a) 所示^[43]. 结合先前 Pizzini 等^[44] 给出的磁畴壁能量与磁畴成核场的依赖关系:

$$H_n = \frac{\pi\sigma^2 t}{2\mu_0 M_s p k_B T}, \quad (3)$$

其中, σ 为与气泡畴相关的畴壁能量, t 为磁性薄膜的厚度, T 为温度, p 为反向畴成核过程中与激活时间 τ 相关的热稳定因子 ($\tau = \tau_0 e p$, τ_0 是尝试频

率). 随着面内磁场的增大, 形核场 H_n 与畴壁能量也遵循着相同的变化规律, 从而可以间接地通过形核场发生变化所对应的面内磁场临界值来提取 DMI 等效. 在实际测量中, 对 PMA 样品施加外磁场 H_{ex} , 并定义外磁场与薄膜法线之间的夹角为 θ . 在垂直磁场 $H_{ex}\cos\theta$ 的作用下畴壁被退钉扎并且移动, 当单位面积磁畴壁上的 Zeeman 能等于磁畴壁能时, 可得驱动磁畴壁移动所需要的磁化翻转场 H_{sw} :

$$H_{sw} = \frac{1}{12\mu_0 M_s} \frac{dE_{DW}}{dx} \frac{1}{\cos\theta}, \quad (4)$$

其中, $\frac{1}{12\mu_0 M_s} \frac{dE_{DW}}{dx}$ 即通常所定义的矫顽力 H_c . 在较低的角度范围内 ($0^\circ < \theta < 60^\circ$), 磁化翻转场 H_{sw} 与 θ 满足 $1/\cos\theta$ 关系; 而当 θ 逐渐增大, H_{sw} 会偏离这一关系, 如图 5(b) 所示. 这是由于面内磁场分量 $H_x = H_{sw}\sin\theta$ 增大且超过 DMI 等效场时, Néel 型磁畴壁的手性被打破, 畴壁逐渐转变为 Bloch 型, 磁畴壁能量减小. 实际测量中可定义成核场为磁化翻转场的垂直分量 $H_n = H_{sw}\cos\theta$, 面内磁场为磁化翻转场的面内分量 $H_x = H_{sw}\sin\theta$. 随着 H_x 逐渐增大, H_n 具有先保持定值后减小的变化趋势, 如图 5(c) 所示, 利用 H_n 减小所对应的 H_x 临界值就可以确定 DMI 场的大小, 从而得到 DMI 常数.

3.2 Brillouin 光散射法

自旋波 (spin wave) 是存在交换作用的磁性材料中由自旋磁矩共振激发导致的集体运动, 其频率、幅度等性质与交换作用密切相关. DMI 交换作用对磁矩动力学的影响可以通过表征自旋波进行测定. 在固定样品的磁化方向后, 由于在动量空间中沿相反方向传播的自旋波具有相反的手性, DMI 场会导致自旋波的频率增加或降低, 即自旋波的色散关系在 k 空间发生偏移, 自旋波的传播具有本征非互易性. 通过测定 k 空间中自旋波的频率变化即可反推出 DMI 常数. 实际上, DMI 诱导产生自旋波的本征非互易性可用于制备自旋波二极管, 是实现自旋波逻辑电路的基础元件^[45-47].

Brillouin 光散射法作为最常用的自旋波表征方法, 广泛用于测定 DMI 常数. 其基本原理为利用特定频率的光子与自旋波间发生非弹性散射, 分别对应磁性材料中自旋波的产生 (Stokes 过程) 与

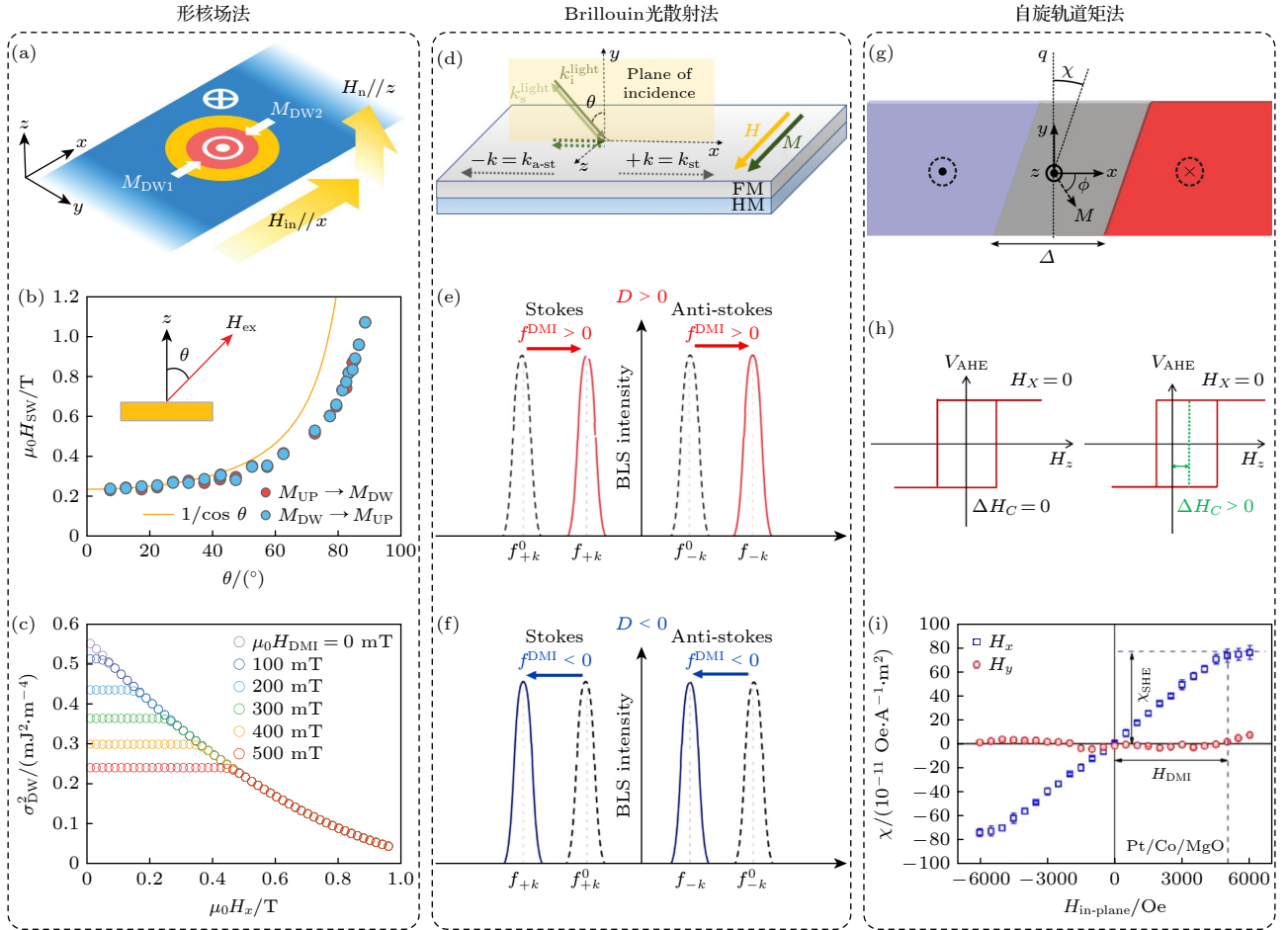


图 5 3 种 DMI 常数测定方法 (a)–(c) 形核场法, 出自文献 [43], 已获得授权; (d)–(f) Brillouin 光散射法 [14]; (g)–(i) 自旋轨道矩法, 出自文献 [14], 已获得授权

Fig. 5. Three methods to determine DMI constant: (a)–(c) Nucleation method, reproduced with permission from Ref. [43]; (d)–(f) Brillouin light scattering method [14]; (g)–(i) spin-orbit torque method, were reproduced with permission from Ref. [14].

湮灭 (反 Stokes 过程), 相应的背散射光相比于入射光将发生红移或蓝移, 如图 5(d) 所示 [14]. 实际测量中, $\pm k$ 方向传播的自旋波分别产生 Stokes 与反 Stokes 峰, 由于 DMI 的存在, 使得原先关于 $f = 0$ 对称的两个峰沿正或负方向发生偏移, 如图 5(e), (f) 所示 [14]. DMI 常数与频率偏移的关系可以表示为

$$f_{\text{DMI}} = \frac{\gamma D k}{\pi M_s}. \quad (5)$$

测定背散射光的光谱即可得到体系的 DMI 常数. Brillouin 光散射法最大的优点在于测量精度极高, 是获取 DMI 常数最直接的手段, 同时适用于垂直/面内磁化样品, 能够同时得到 DMI 的强度和符号方向, 且不依赖于交换刚度 A , 减少了误差源. 然而 Brillouin 光散射法对测试环境和设备要求较高, 需要精密光学干涉仪和光谱仪.

3.3 自旋轨道矩法

如前文所述, 对于具有 PMA 的 HM/FM 体系, 施加电流后 HM 中产生的自旋流将进入 FM 层, 在单一手性的 Néel 畴壁位置产生大小相同、方向相反的垂直等效磁场 $H_{\text{eff},z} = \chi_{\text{DL}} J_e \cos \varphi$, 从而使得畴壁发生平移而非扩张. 其中 J_e 为电流密度, χ 为电荷-自旋转换效率, φ 为畴壁磁矩与电流的夹角, 如图 5(g) 所示 [14]. 由于 DMI 的存在, 畴壁会始终保持 Néel 型, 故 $\cos \varphi$ 为一个常数. 此时施加一个足够打破 DMI 场所维持 Néel 型畴壁的面内场 H_x , 迫使畴壁处磁矩向外场方向对齐, 左右两畴壁的对称性被打破, $H_{\text{eff},z}$ 在两畴壁处的作用效果不再完全抵消, 从而样品的反常霍尔 (anomalous Hall effect, AHE) 曲线出现偏移 (ΔH), 如图 5(h) 所示 [14], ΔH 随面外场 H_x 增大而增大. 当 H_x 进一步增大使畴壁磁矩将完全对齐至磁场方向后,

ΔH 达到饱和, 此时的 H_x 即对应于 DMI 场的大小, 如图 5(i) 所示^[14].

自旋轨道矩方法的显著优点在于其测试方法与常规 AHE 测试高度兼容, 无需引入额外设备. 然而, 该方法仅能获取 DMI 的强度信息, 无法判断其符号方向, 且对体系的 PMA 有较高要求. 关于其他测定 DMI 常数的实验方法, 可进一步参阅文献^[12] 以获取更全面的综述^[14].

4 RE-TM 中的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用

4.1 RE-TM 的基本性质

常见的 RE-TM 体系如 CoGd, CoTb, GdFeCo 等, 其亚铁磁性来自于重稀土元素与 3d 磁性原子间反平行排列导致的非零净磁矩. 以典型的 CoGd 为例^[48], 其晶格如图 6(a) 所示. 由于 RE 的 4f 电子与 TM 的 3d 电子云直接交叠程度较低, 二者间的交换作用来自于以 RE 的 5d 电子为中介的间接交换作用, 导致 3d-4f 电子的反铁磁耦合, 如图 6(b) 所示^[8], 材料的总磁矩为两套子晶格抵消后的净磁矩. RE-TM 体系多为人工构建的亚铁磁合金或多层膜结构, 相比本征亚铁磁中磁矩间的直接交换作用或超交换作用, RE-TM 的交换耦合更弱且更容易受外场调制^[16,49]. 以栅压调控为例, Ren 等^[50] 利用固态质子电极对非晶 CoGd 进行栅控调制, 第一性原理计算表明 H^+ 注入显著提升了体系的 DMI 强度并抑制了共线交换相互作用, 产生了稳定的非共线手性织构并导致显著的拓扑霍尔效应, 为基于 RE-TM 的拓扑自旋电子学器件提供了重要参考.

由于 RE 与 TM 的子晶格磁矩对温度和相对组分具有不一致的响应, 在特定的温度和组分下 RE-TM 的净磁矩减为零, 称作磁矩补偿点. 这一特性使得可以通过温度和组分来调控 RE-TM 材料的磁学性质. 以最常见的 CoGd 为例, 在磁矩补偿点附近, 可观测到 AHE 曲线极性反转, 且由于此时净磁矩达到最小值, 为达到磁化翻转过程所需的 Zeeman 能, 材料的矫顽场将达到最大值. RE-TM 材料体系中除了磁矩补偿点还存在角动量补偿点, 由于 RE 和 TM 元素的旋磁比不同, 角动量 J 相互补偿后存在非零的宏观磁矩^[51]. RE-TM 补偿点的存在使得人们得以实现超快磁化动力学响

应^[52]. Binder 等^[53] 通过实验证实了角动量补偿点处具有畴壁位移速度的最大值. 随后 Kim 等^[54] 在 CoGd 合金的角动量补偿点处实现了高达 20 km/(s·T) 的磁畴壁迁移率, Cai 等^[48] 进一步利用 SOT 在 CoGd 合金中实现了高达 5.7 km/s 的超快畴壁位移速率.

由于 RE-TM 存在两套反平行的子晶格, SOT 驱动磁化翻转的动力学过程也由子晶格各自的 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程给出^[55-57]:

$$M_s \frac{d\hat{m}_s}{dt} = -\gamma_{\text{eff}} M_s (\hat{m}_s \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha_{\text{eff}} M_s \hat{m}_s \times \frac{d\mathbf{m}_s}{dt} + \gamma_{\text{eff}} J_s \hat{m}_s \times (\boldsymbol{\sigma} \times \hat{m}_s), \quad (6)$$

其中, M_s 为饱和磁化强度, $\hat{m}_s$ 为磁矩方向, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 为有效场, γ_{eff} 为有效旋磁比, α_{eff} 为有效阻尼因子, $\boldsymbol{\sigma}$ 为注入的自旋极化方向, J_s 为自旋流大小. 具体地,

$$\mathbf{m}_s = \mathbf{m}_s M_s = \mathbf{m}_A + \mathbf{m}_B, \\ \gamma_{\text{eff}} = (m_A - m_B) \left(\frac{m_A}{\gamma_A} - \frac{m_B}{\gamma_B} \right)^{-1},$$

式中, $m_{A(B)}$ 为子晶格磁矩, $\gamma_{A(B)}$ 为子晶格的旋磁比. 由于亚铁磁材料在磁矩补偿点附近 M_s 趋近于零, 类阻尼场 $\tau_{\text{ST}} = J_s \hat{m}_s \times (\boldsymbol{\sigma} \times \hat{m}_s)$ 将在补偿点附近发散且满足 $1/M_s$ 标度关系, 因此人们预期在 RE-TM 亚铁磁的磁矩补偿点附近获得相当大的转矩效率, 与显著降低的 SOT 临界翻转电流密度. 2017 年, Mishra 等^[58] 在 CoGd 的磁矩补偿点处观测到了 SOT 有效场的发散行为, 且 H_{DL} 的增幅超越了 $1/M_s$ 的标度关系, 如图 6(c) 所示. 这被归结为 RE-TM 中负交换作用场为类阻尼场带来的贡献. 然而 Zhu 和 Ralph^[59] 在 FeTb 中观测到了截然相反的结论, 在 FeTb 的磁补偿点附近观测到了几乎为零的 SOT 效率, 如图 6(d) 所示. 该结果源自于自旋和磁矩间的交换作用 (弛豫率 τ_M^{-1}) 和自旋轨道散射 (弛豫率 τ_{SO}^{-1}) 的竞争结果, 如图 6(e), (f) 所示^[59], 其中只有交换作用部分会对 SOT 产生贡献, 在补偿点附近由于自旋轨道散射占据主导从而显著降低了 SOT 效率. 因此, 在计算亚铁磁体系的 SOT 效率时需要加入额外的自旋轨道散射修正项.

近年来, 大量研究聚焦于 RE-TM 的磁结构与自旋输运行为, 包括斯格明子、补偿点调控^[60]、自旋扩散^[61-63]、非共线磁结构^[64,65]、层间耦合^[66-68]、

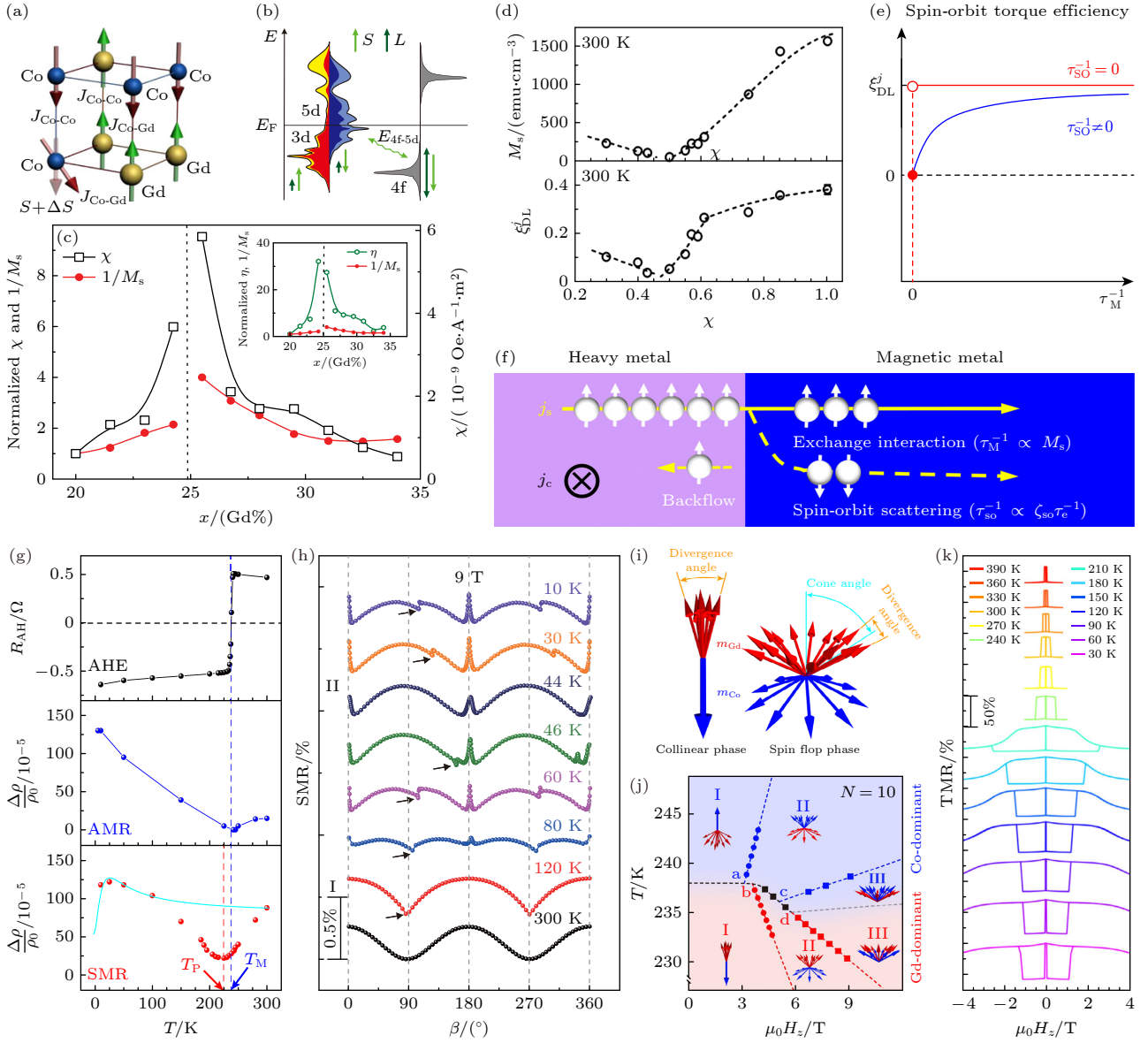


图 6 (a) CoGd RE-TM 亚铁磁子晶格示意图; (b) RE-TM 中 3d-4f 电子反铁磁耦合的示意图, 出自文献 [8], 已获得授权; (c) CoGd 的磁矩补偿点, M_s 接近零且 χ 发散, 出自文献 [58], 已获得授权; (d) $\text{Fe}_x\text{Tb}_{1-x}$ 中随组分变化的 M_s 与 SOT 效率 ξ , 在磁矩补偿点附近 ξ 接近零 [59]; (e) 自旋轨道散射对 SOT 效率 ξ 的影响示意图 [59]; (f) 自旋在铁磁层中弛豫过程的示意图 [59]; (g) CoGd 磁矩补偿点处的 SMR 信号 [69]; (h) CoGd 补偿点附近的反常 SMR 信号 [65]; (i) $[\text{Co}/\text{Gd}]_n$ 磁矩共线相和 Spin Flop 相的示意图 [64]; (j) $[\text{Co}/\text{Gd}]_{10}$ 在不同外磁场和温度下的磁结构相图 [64]; (k) CoTb/CoFeB/MgO/CoFeB 结构随温度变化的 TMR 信号, 在 212 K 以上为正 TMR 比率, 212 K 以下为负 TMR 比率, 出自文献 [70], 已获得授权

Fig. 6. (a) Schematic illustration of the CoGd RE-TM ferrimagnetic sublattice [48]; (b) schematic illustration of 3d-4f antiferromagnetic coupling in RE-TM, reproduced with permission from Ref. [8]; (c) magnetic compensation point of CoGd, where χ diverges as M_s close to zero, reproduced with permission from Ref. [58]; (d) variation of M_s and SOT efficiency ξ with composition in $\text{Fe}_x\text{Tb}_{1-x}$, with ξ approaching zero near the magnetic moment compensation point [59]; (e) schematic of the effect of spin-orbit scattering on SOT efficiency ξ [59]; (f) schematic of spin relaxation process in the ferromagnetic layer [59]; (g) SMR signal at the magnetic compensation point of CoGd [69]; (h) unconventional SMR signals near the compensation point of CoGd [65]; (i) schematic illustration of the collinear and Spin Flop phases of $[\text{Co}/\text{Gd}]_n$ [64]; (j) magnetic phase diagram of $[\text{Co}/\text{Gd}]_{10}$ under different external magnetic field and temperature [64]; (k) temperature dependence of TMR ratio of CoTb/CoFeB/MgO/CoFeB structure, with a positive TMR ratio above 212 K and negative below 212 K, reproduced with permission from Ref. [70].

自旋霍尔磁电阻 (spin Hall magneto-resistance, SMR) [69]、磁性隧道结 [70]、超顺磁性 [71]、超快光学翻转 [72–75]、轨道-自旋转换 [76] 等。Xu 等 [69] 通过测量

CoGd 合金的 SMR 得到了自旋极化率的温度补偿点, 其源自于 RE 的 4f 电子与 TM 的 3d 电子对费米面附近的 s 电子贡献的不等价自旋极化率, 如

图 6(g) 所示. Chen 等^[65]在 CoGd 补偿点附近发现反常的 AHE 曲线, 来自于 CoGd 的非共线磁结构, 导致自旋磁电阻出现反常的尖峰, 如图 6(h) 所示. Meng 等^[64]在垂直磁化 [Co/Gd]_n 多层的补偿点附近观测到非共线 Spin Flop 相导致的小回线, 补偿温度附近由 Co 和 Gd 分别主导的磁结构可以由相图描绘, 如图 6(i), (j) 所示, 为 RE-TM 的非共线磁结构提供了重要参考. Zhu 等^[70]将 CoTb 集成到传统的 CoFeB/MgO/CoFeB MTJ 结构中, 实现了符号可变的隧穿磁电阻, 如图 6(k) 所示, 并通过协同 SOT 和 STT 效应实现了全电控 MTJ.

RE-TM 材料同样可用于逻辑运算和信息存储^[77–81]. 通过设计特定器件几何结构可以构建出能够执行布尔逻辑运算的磁逻辑单元. 这些单元具备非易失性, 即断电后逻辑状态仍能保持, 从而有望克服传统 CMOS 技术中待机功耗的瓶颈, 实现“存算一体”的新型计算架构. Zheng 等^[81]在 Pt/CoTb/W/CoTb/Pt 结构中实现了两比特的存储单元, 由于临界翻转电流密度和 CoTb 的厚度成正比, 这使得可以对两层不同厚度的 CoTb 进行信息的独立写入. 在此基础上结合不同的面内辅助场, 即可实现多态输出. Dong 等^[78]在垂直磁化 [Pt/Fe_{1-x}Tb_x/Si₃N₄]_n 多层中实现了可重构的多功能存储逻辑行为, 拥有 2*n* 个磁状态的读出. 利用该结构可实现布尔逻辑门与解码器功能, 如图 7(a)—(c) 所示. 2021 年, Zhang 等^[80]从理论上提出了一种基于多层 CoTb 的存算器件 (in-memory computing, IMC), 如图 7(d) 所示. 由于不同厚度 CoTb 的临界反转电流密度不一致, 器件整体对不同的电流密度也有着不同的 AHE 响应, 如图 7(e) 所示, 从而可同时实现信息存储和逻辑门运算. 以 XOR 逻辑门为例, 以电流密度作为输入, 以 AHE 电阻的正负 (分别对应 1 和 0) 作为输出, 在电流密度 *j* 在 0—2.5×10¹¹ A/m² 范围内时可实现 XOR 逻辑门, 如图 7(f) 所示. 除此以外, RE-TM 亚铁磁材料在纳米谐振器中也有着潜在的应用前景^[82–86]. 由于亚铁磁材料在角动量补偿点处净角动量接近零, 自旋阻尼振荡被强烈抑制, 使得自旋振荡频率可达 GHz 量级的同时有着极窄的线宽. 结合斯格明子更是有望实现多模式、高频可调、高稳定性的自旋纳米谐振器.

4.2 RE-TM 中 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用及其应用

为制备新一代高性能自旋存储器件, 研究人员已经提出多种低功耗、高稳定性、可集成的信息存储方案. RE-TM 丰富的物理性质使其有望成为新一代功能信息存储材料. DMI 作为 RE-TM 中重要的物理机制, 其强度和方向直接决定斯格明子的生成、高效磁化翻转, 高速畴壁位移等行为. 深入理解 DMI 机制并设计恰当的磁性结构对基于 RE-TM 的自旋电子学器件应用有重要意义.

4.2.1 RE-TM 中 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用的标度关系

尽管 DMI 与 Heisenberg 交换作用对磁矩排布具有不同的效果和不同的对称性要求, 然而 HM/FM 体系的 DMI 与 Heisenberg 相互作用却具有很强的相关性^[87,88]. 结合 Heisenberg 交换强度与 *M_s* 的幂指数关系, 人们得以获得 DMI 强度与 *M_s* 之间的标度关系并探索材料内部 DMI 的微观机制^[89,90], 进而通过优化材料生长条件与材料结构以调控 HM/FM 异质结的 DMI.

不同于在研究一般 HM/FM 异质结的 DMI 时只需要考虑受 HM 原子调制的铁磁层中相邻的自旋 *S_i* 和 *S_j*, RE-TM 体系中由于磁性稀土元素的存在使得其磁性行为十分复杂, 要同时考虑 TM-TM, RE-TM, RE-RE 间的交换耦合. 1984 年 Mansuripur 和 Ruane^[91]总结了 CoGd, FeGd, FeTb 中 TM-TM, RE-TM, RE-RE 间的交换积分, 如表 1 所示. 以 CoGd 为例, 其计算结果表明, Heisenberg 交换耦合的 Co-Co 自旋数目占比最大, Co-Gd 次之, Gd-Gd 最小. 类似地, Morshed 等^[49]在计算具有不同种类盖层的 Pt/Co-Gd/*X* (*X* = Ta, W, Ir) 异质结的 DMI 时, 也同时考虑了 Heisenberg 交换耦合的 Co-Co 以及 Co-Gd 的贡献.

表 1 不同 RE-TM 合金中 TM-TM, RE-TM 以及 RE-RE 原子间的 Heisenberg 交换积分数值^[91]
Table 1. Heisenberg exchange integrals for TM-TM, RE-TM, and RE-RE in RE-TM alloys^[91].

材料体系	<i>J</i> _{TM-TM} /erg	<i>J</i> _{RE-TM} /erg	<i>J</i> _{RE-RE} /erg
CoGd	28.0×10 ⁻¹⁵	-2.2×10 ⁻¹⁵	0.5×10 ⁻¹⁵
FeGd	±12.0×10 ⁻¹⁵	-1.7×10 ⁻¹⁵	0.5×10 ⁻¹⁵
FeTb	±8.5×10 ⁻¹⁵	-1.0×10 ⁻¹⁵	0.5×10 ⁻¹⁵

注: 1 erg = 10⁻⁷ J.

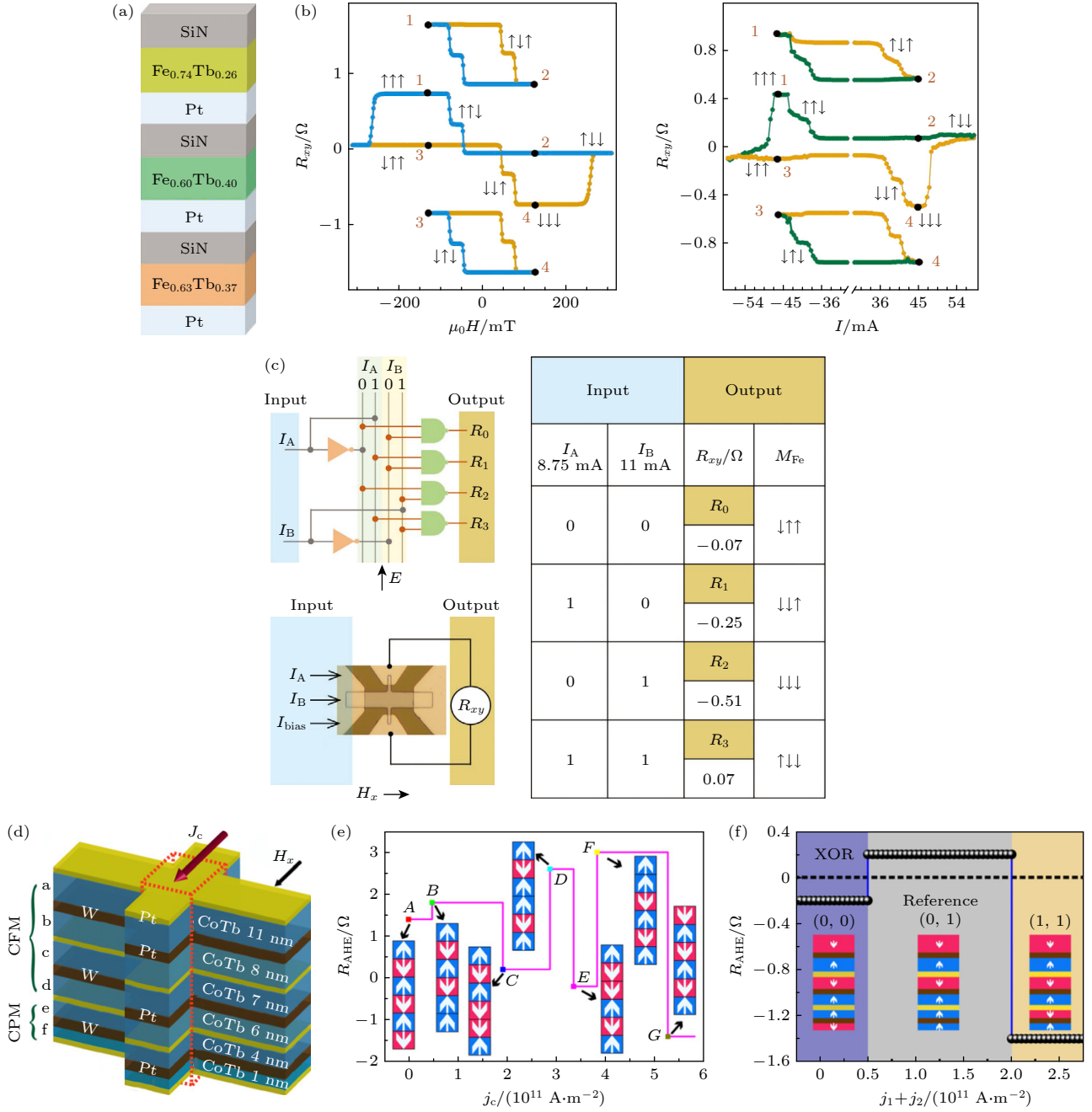


图 7 (a) 具有不同组分的 $[\text{Pt}/\text{Fe}_x\text{Tb}_{1-x}/\text{SiN}]_3$ 堆叠示意图, 出自文献 [78], 已获得授权; (b) 器件的 AHE 电阻 (左) 和电流驱动的磁化翻转曲线 (右), 均展现出 8 种不同的磁化状态, 出自文献 [78], 已获得授权; (c) 左上为标准 2—4 解码器的电路图, 电流为输入信号, AHE 电阻为输出信号, 面内辅助场作为使能端; 左下为实际器件的光学显微镜图像; 右图为相应的真值表, 出自文献 [78], 已获得授权; (d) 基于 CoTb 的 IMC 器件示意图, a—d 层为配置模块 (configuration modules, CFM), e 和 f 层为计算模块 (computing module, CPM)^[80]; (e) 正电流范围内 SOT 翻转曲线的微磁学模拟结果; (f) 器件在低电流密度下实现的 XOR 逻辑门^[80]

Fig. 7. (a) Schematic illustration of $[\text{Pt}/\text{Fe}_x\text{Tb}_{1-x}/\text{SiN}]_3$ stacks with different FeTb compositions, reproduced with permission from Ref. [78]; (b) measured AHE resistance (left) and current-driven magnetization switching curves (right), both exhibits eight distinct magnetization states, reproduced with permission from Ref. [78]; (c) top left represents circuit diagram of a standard 2-4 decoder, with current as the input signal, AHE resistance as the output signal and in-plane auxiliary field as the enable terminal; bottom left represents optical microscope image of the device; right represents corresponding truth table, reproduced with permission from Ref. [78]; (d) schematic of CoTb-based IMC device, where layers a-d serve as configuration modules (CFM) and layers e and f as computing modules (CPM)^[80]; (e) micromagnetic simulation results of SOT switching curves in the positive current range^[80]; (f) XOR logic gate realized at low current densities^[80].

基于以上研究, Zhao 等^[92]在 Pt/CoGd 体系中对 DMI 标度关系展开了深入研究. 通过测量 AHE 曲线以及 M_s 随温度的变化, Zhao 等^[92]观测到有效 DMI 强度与净磁化强度之间具有反常的负幂指数标度关系, 其数学形式为 $D^*(T) \propto M_s^{-2.3 \pm 0.1}$, 如图 8(a) 所示. 这一负幂指数关系不能用单一交换作用所解释, 而应来自于多项贡献. 根据 Fert-Levy 模型, HM/FM 界面 DMI 可通过界面处重金属原子所近邻的两个局域磁矩之间的位移矢量 $\mathbf{R}_{ij}$ 与对称破缺方向 $\hat{n}$ 之间的向量积决定: $\mathbf{D} = \mathbf{R}_{ij} \times \hat{n}$. 因此可以对所有通过 HM 原子介导的界面近邻磁矩贡献的 DMI 进行求和, 得到体系中的有效 DMI 强度 D^* . 具体地, 有效 DMI 强度可通过下式给出,

$$D^* = \sum_l D_{ijl}(\mathbf{R}_{l,i}, \mathbf{R}_{l,j}, \mathbf{R}_{i,j}),$$

其中, i 与 j 为界面处的局域磁矩的位置坐标, l 为 HM 原子的位置坐标. 由于 Pt/CoGd 异质结的界面处具有两种不同的局域磁矩, 即铁磁耦合的 Co-Co 局域磁矩和反铁磁耦合的 Co-Gd 局域磁矩, 上式可进一步简化为^[92]

$$D^*(T) = \alpha_1 D_{\text{Co}}(T) + \alpha_2 D_{\text{CoGd}}(T)$$

$$= \xi_{\text{Pt-Co}} M_{\text{Co}}^{5.25}(T) + \xi_{\text{Pt-CoGd}} M_s^{0.26}(T), \quad (7)$$

其中, $\xi_{\text{Pt-Co}}$ 与 $\xi_{\text{Pt-CoGd}}$ 为拟合的系数, 从而在有效 DMI 强度中分离出了 Heisenberg 交换耦合的 Co-Co 磁矩以及 Co-Gd 磁矩的贡献. HM/RE-TM 异质结中的有效 DMI 来自 TM-TM 磁矩以及 RE-TM 磁矩各自所贡献 DMI 之间的竞争, 如图 8(b) 所示. 其中 D_{CoGd} 与 M_s 之间的依赖关系如图 8(c) 所示, 当 CoGd 合金的 M_s 增大, D_{CoGd} 也随之增大. 这一物理图像是自洽的: Co-Gd 子晶格磁矩之间的 Heisenberg 交换作用会随着净磁化强度的增大而增大, 而 DMI 与 Heisenberg 交换相互作用之间具有微观机制上的关联性, 并且共享相似的物理行为, 因此 CoGd 磁矩所贡献的 DMI 强度也会随着 M_s 的增大而增大. 利用 (8) 式计算得到的 Pt/CoGd 有效 DMI 强度随温度的变化如图 8(d) 所示. 当温度靠近补偿点, 有效 DMI 强度也呈现发散趋势. 由于 RE-TM 合金中存在 Heisenberg 交换耦合的 TM-TM 磁矩和 RE-TM 磁矩, HM/RE-TM 异质结中的有效 DMI 来自 TM-TM 磁矩以及 RE-TM 磁矩各自所贡献 DMI 之间的竞争.

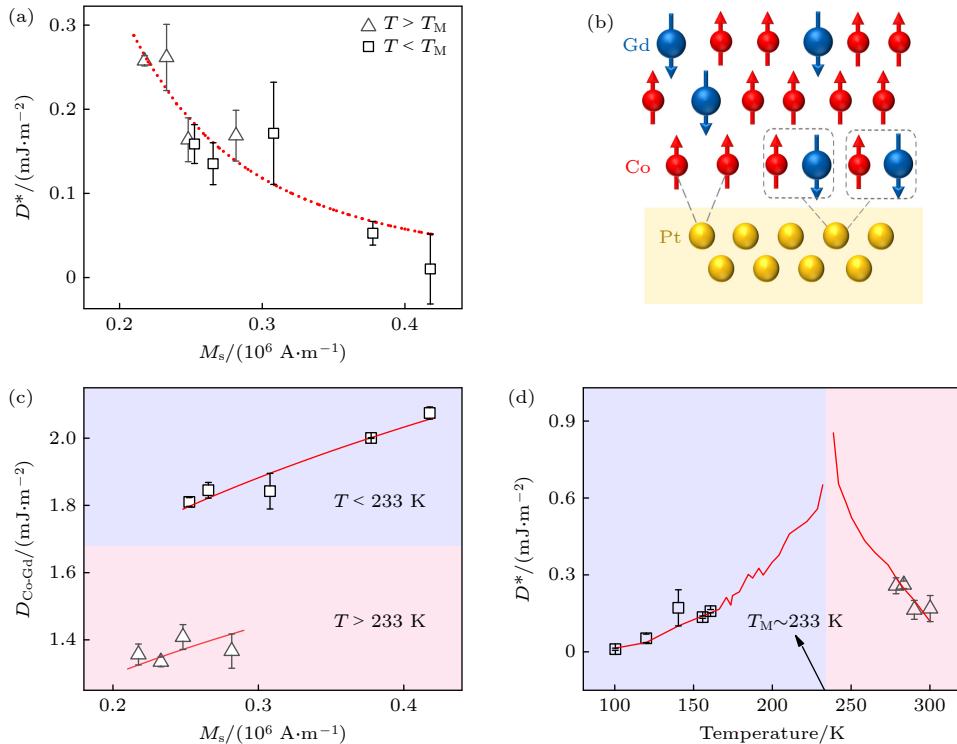


图 8 (a) CoGd 合金中有效 DMI 强度 D^* 与净磁化强度 M_s 的负幂指数标度关系; (b) CoGd 合金中相互竞争的子晶格磁矩以及 Fert-Levy 模型示意图; (c) Co-Gd 磁矩的 DMI 贡献; (d) 有效 DMI 强度随温度的变化关系^[92]

Fig. 8. (a) Negative scaling law between effective DMI strength D^* and net magnetization M_s in CoGd alloys; (b) illustration of competitive sublattice moments and the Fert-Levy models in CoGd alloy; (c) DMI contribution of Co-Gd moments in Pt/Co_{0.7}Gd_{0.3} heterostructure; (d) temperature dependence of the effective DMI strength^[92].

以上工作表明, 可以通过控制薄膜中 RE/TM 的组分比例实现对 TM-TM 与 RE-TM 的 Heisenberg 对数量及耦合强度的调控, 进而改变其有效 DMI 强度; 另一方面, 由于 RE-TM 合金中的相对组分可影响材料的磁化补偿特性, 因此也可在薄膜生长过程中通过 RE, TM 原子的相对摩尔比调控材料的偶极相互作用、PMA 能等参数, 通过亚铁磁组分优化斯格明子的相关参数, 从而制备出室温下稳定的小尺寸亚铁磁斯格明子。

4.2.2 类体 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用与自旋轨道矩效应

如前文所述, 在 HM/FM 异质结中 DMI 往往作为阻碍 SOT 翻转的因素使得人们需要设计新的结构以避免 DMI. 目前较为主流的方案为利用磁性单层以避免 HM/FM 的界面 DMI, 进而利用 DMI 打破对称破缺以进一步实现自身的无场翻转. 这是因为 RE 元素具有部分填充的 4f 能带与可观的 SOC 强度, 因此 RE-TM 本身可以作为自旋源. 而对称破缺则来自于 RE-TM 自发形成的化学组分偏析. RE-TM 薄膜表面处由于金属键的断裂而具有更低的能量^[93]; 与 TM 原子相比, RE 原子具有更低的表面能, 因此 RE 原子倾向于朝着薄膜表面方向偏析, 这就导致了 RE-TM 合金在生长过程中具有自发形成的化学组分梯度. 与此同时, 衬底元素与 RE, TM 元素之间形成焓的差异也会导致 RE-TM 合金出现化学组分偏析. Kim 等^[94]在 SiN/GdFeCo/SiN 异质结中发现, 由于 GdN 的形成焓大于 FeN, 在薄膜生长过程中 Gd 元素倾向于和 SiN 衬底中的 N 元素结合 (底部 SiN 远厚于顶部 SiN), 因此薄膜底部的 Gd 原子浓度更高, 顶部 Gd 浓度相对更低, 从而自发地形成了化学组分梯度, 诱导出梯度 DMI, 进而为薄膜带来垂直方向的对称破缺, 梯度 DMI 强度与薄膜厚度成正比, 和盖层无明显关系.

2023 年, Zhao 等^[95]研究了 $[\text{Co}/\text{Gd}]_N$ 中由组分偏析导致的类体 DMI, 同样来自 Co 和 Tb 元素在界面发生偏析导致的化学组分梯度, 如图 9(a) 所示, 梯度大小与 DMI 强度随堆叠层数 N 线性增大. 和体 DMI 不同, $[\text{Co}/\text{Tb}]_N$ 中的 DMI 来自于上下 Tb/Co, Co/Tb 界面净 DMI 之差, 这是由于 Gd, Tb 等 RE 元素的 SOC 强度弱于 Pt 等重金属, RE-TM 中体 DMI 效应的强度也弱于 Co/Pt 等界面

DMI, 实际体 DMI 的强度很弱而可以忽略. 由于组分梯度的存在, 上下界面处 Tb 层的 4f 电子与 Co 层的 3d 电子之间发生了不同程度的能带交叠, 使得上下两层 Co/Tb 和 Tb/Co 的界面 DMI 强度不等. 随着堆叠次数 N 的增加, 元素偏析程度也进一步增加, 界面 DMI 强度也随之增大, 如图 9(b), (c) 所示. Zhao 等^[95]进一步给出了 $[\text{Co}/\text{Tb}]_N$ 多层膜中有效 DMI 强度的标度关系, 写作 $D \propto M_s^{2.4 \pm 0.1}$, 如图 9(d) 所示. 这一正幂指数标度关系是由 Co, Tb 间交换作用的竞争关系导致的. 由于在 $[\text{Co}/\text{Tb}]_N$ 多层膜中 Co, Tb 层位于相邻位置, 因此 Co-Tb 磁矩之间的 Heisenberg 交换相互作用较强并占据主导地位, 而相邻 Co 层由 Tb 层隔开, 因此有效 DMI 中来自 Co-Co Heisenberg 对的竞争作用较弱, 多层膜的有效 DMI 强度仅与补偿后的 Co-Tb 净磁化强度相关. 除此以外, $[\text{Co}/\text{Tb}]_N$ 在 $N = 8$ 时有效磁各向异性常数 K_{eff} 高达 2.5 MJ/m^3 , 同样归因于组分偏析导致的磁各向异性增大.

目前, 多项研究已证实通过垂直组分梯度诱导 DMI (gradient-DMI) 可实现无外场辅助的磁化翻转. 2021 年 Zheng 等^[96]在单层 CoTb 中引入垂直方向的线性组分梯度, 如图 10(a), (b) 所示. 形成的 gradient-DMI 随着梯度的增大而近似线性增大, 可作为翻转过程中的辅助场, SOT 翻转的极性也由梯度方向决定. 面内组分梯度也可用于打破对称破缺. Vermeulen 等^[97]通过理论计算证明了 DMI 诱导的手性耦合在 PMA 纳米磁体中的磁化翻转机制, 在强 DMI 条件下体系倾向于采取畴壁翻转过程, 翻转由 DMI 诱导的磁阻挫与 PMA 决定. Wu 等^[98]利用倾斜共溅射构建了具有面内组分梯度 GdFeCo, 在施加电流时, gradient-DMI 会使得材料中形成具有特定手性的自旋排布, 如图 10(c)–(e) 所示. 而当撤去电流后, 体系又会回到最稳定的 $\pm z$ 磁化状态, 从而实现垂直无场翻转. DMI 导致的手性对称性破缺通过形成非共线自旋织构, 显著降低了 SOT 的翻转能垒. 进一步地, Wu 等^[98]在 GdFeCo 单层中构建垂直组分梯度产生体 SOT 和 DMI, 观测到了由 DMI 诱导的 Bloch 和 Néel 自旋螺旋态并实现了垂直无场翻转. 单层 GdFeCo 中产生的体 SOT 和 Néel DMI 符号强烈依赖于梯度方向^[99]. 类似由 gradient-DMI 导致的无场翻转也在 CoGd, CoHo 等材料中实现^[100–102].

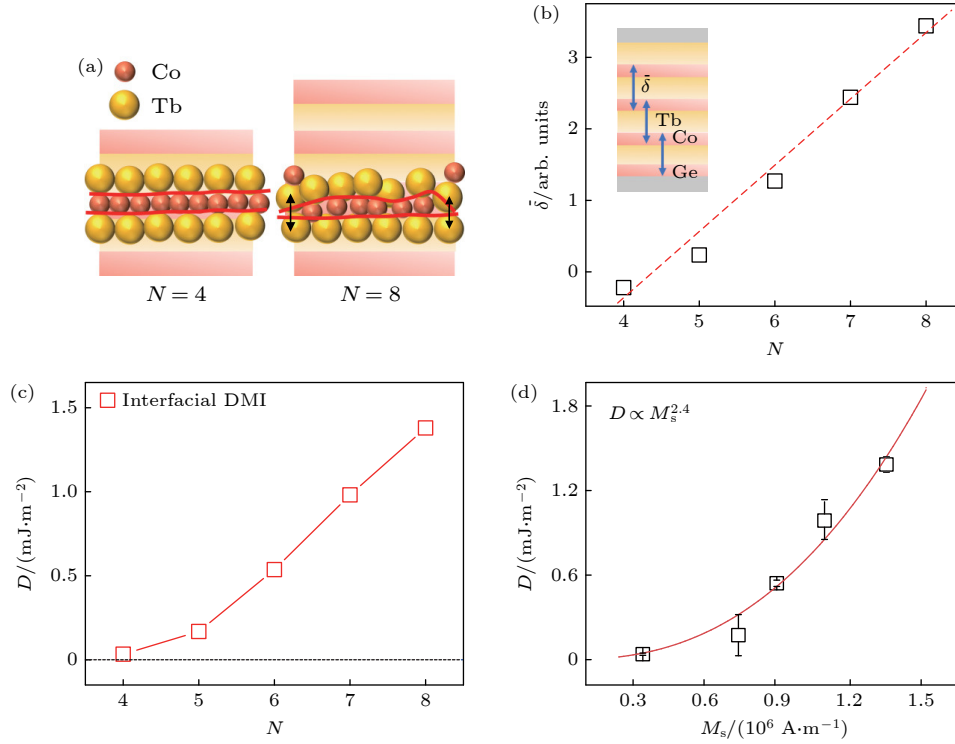


图 9 (a) $[\text{Co/Tb}]_N$ 界面化学组分梯度示意图, 红色曲线表示 Tb 原子的不对称分布^[95]; (b) $[\text{Co/Tb}]_N$ 中平均界面化学组分梯度 $\bar{\delta}$ 与层数 N 的依赖关系^[95]; (c) $[\text{Co/Tb}]_N$ 多层膜 DMI 的界面贡献随层数 N 的变化^[95]; (d) $[\text{Co/Tb}]_N$ 中 DMI 强度与净磁化强度之间的标度关系^[95]

Fig. 9. (a) Schematic illustration of interfacial chemical composition gradient of $[\text{Co/Tb}]_N$, with the red curve representing asymmetric distribution of Tb atoms^[95]; (b) average interfacial chemical composition gradient $\bar{\delta}$ plotted with layer number N in $[\text{Co/Tb}]_N$ ^[95]; (c) variation of the interfacial contribution to DMI in $[\text{Co/Tb}]_N$ multilayers with layer number N ^[95]; (d) scaling law between DMI strength and net magnetization in $[\text{Co/Tb}]_N$ ^[95].

4.2.3 斯格明子与 RE-TM 器件应用

DMI 是 RE-TM 材料中产生斯格明子的重要基础, 用于信息存储的斯格明子赛道存储器也因此较低的临界电流密度受到人们广泛的关注. 然而在一般的 FM 材料体系中, 电流驱动斯格明子运动时会受到马格努斯力的作用, 导致斯格明子的运动轨迹偏离电流方向, 这一现象被称为斯格明子霍尔效应 (Skyrmion Hall effect, SkHE)^[103,104], 如图 11(a) 所示. SkHE 由 Thiele 方程给出^[103,105–109]:

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} - \alpha \tilde{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{v} + 4\pi R(\phi) \mathbf{B} \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (8)$$

式中, $\mathbf{G}$ 为旋磁耦合矢量 (gyromagnetic coupling vector), $\tilde{\mathbf{D}}$ 为耗散张量 (dissipative tensor), $\mathbf{F}$ 为斯格明子驱动力, α 为 Gilbert 阻尼因子, $\mathbf{R}$ 为面内旋转矩阵 (Bloch 型对应 $\phi = \pi/2$, Néel 型对应 $\phi = 0$), $\mathbf{j}$ 为驱动电流. $\mathbf{B}$ 为虚磁场 (fictitious magnetic field), 写作 $\mathbf{B} = -4\pi s_{\text{net}} \hat{z}$, s_{net} 为净自旋密度. $\mathbf{G}$ 可进一步写为 $\mathbf{G} = (0, 0, 4\pi Q)$, Q 为拓扑磁结构的拓扑荷 (topological charge). 对于斯格明子, 其拓

扑荷为整数 $Q = \pm 1$, 从而导致存在非零的马格努斯力 $\mathbf{F}_{\text{Magnus}} = \mathbf{G} \times \mathbf{v} \neq 0$ 而产生 SkHE, 这使得斯格明子的实际运动轨迹偏离电流方向, 二者的夹角为 SkHE 角 (θ_{SkHE}). 在简化模型下可将 $\tilde{\mathbf{D}}$ 处理为各向同性对角张量, 即 $D = \alpha r / \lambda$ (r 和 λ 分别为斯格明子的半径和畴壁宽度), 则 θ_{SkHE} 由下式给出:

$$\theta_{\text{SkHE}} = \arctan \left(\frac{2s_{\text{net}} \lambda \pi Q}{\alpha s_{\text{total}} r} \right). \quad (9)$$

SkHE 的存在使得斯格明子很容易在器件边缘湮灭, 极大限制了斯格明子赛道存储器的实际应用, 研究人员也致力于寻找减小或抵消马格努斯力的方法以抑制 SkHE^[110,111]. 对于一般 FM 材料中的斯格明子, 其拓扑荷和自旋密度均为有限值, 从而产生了非零的 θ_{SkHE} . 而在 RE-TM 亚铁磁材料的角动量补偿点处, 体系有着零净自旋密度, 这使得 θ_{SkHE} 在理论上为零. SkHE 也随之消失. 同时由于角动量补偿点处具有非零净磁矩, 对斯格明子的探测成为可能. Woo 等^[112] 于 2018 年在亚铁磁

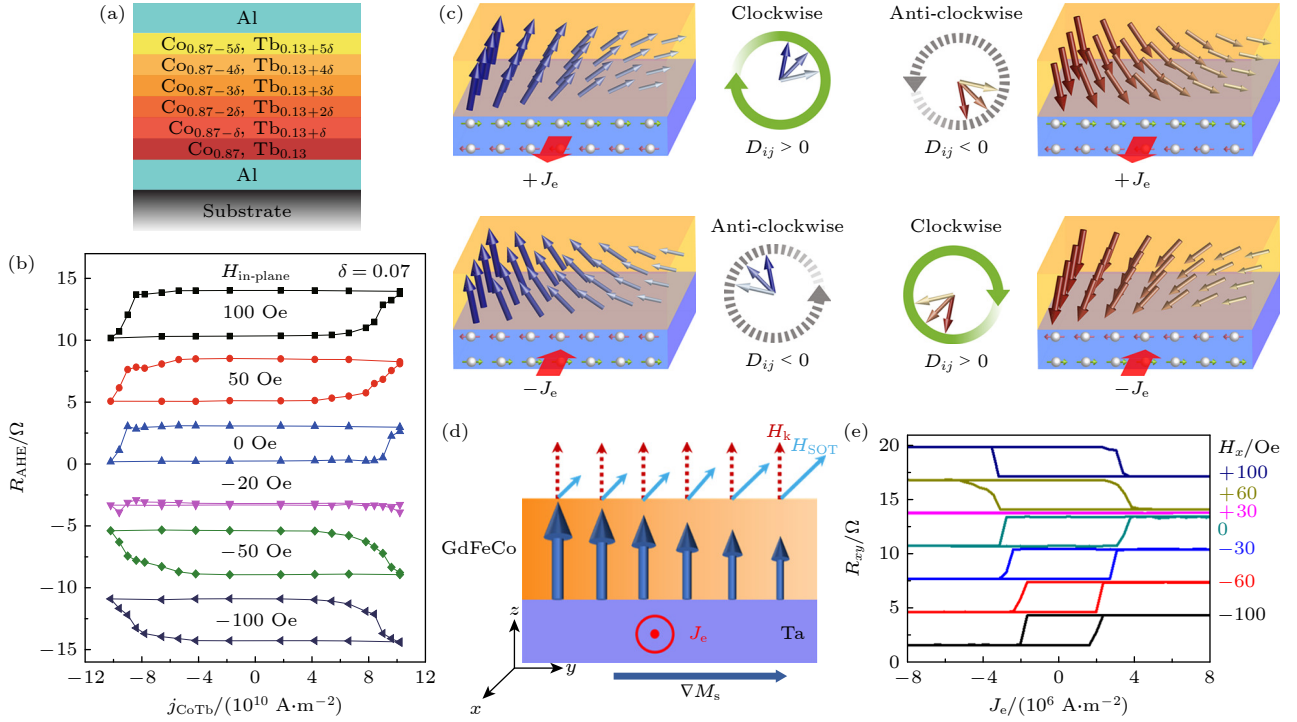


图 10 (a) 具有垂直组分梯度 δ 的 CoTb 示意图^[96]; (b) 不同面内磁场下, 组分梯度 $\delta = 0.07$ 的 CoTb 的 SOT 翻转曲线, 在零场处可实现接近 100% 翻转^[96]; (c) 在电流驱动下由组分梯度导致的非共线自旋纹理, 系统将出现额外的 DMI 能量, DMI 的正负决定磁矩排布的手性, 出自文献^[98], 已获得授权; (d) 在 $\text{Ta}/\text{Gd}_x(\text{FeCo})_{1-x}$ 面内方向上的组分梯度导致 M_s 梯度的示意图, 出自文献^[98], 已获得授权; (e) $\text{Ta}/\text{Gd}_x(\text{FeCo})_{1-x}$ 在不同面内场下的 SOT 翻转曲线, 出自文献^[98], 已获得授权

Fig. 10. (a) Schematic illustration of CoTb with vertical composition gradient δ ^[96]; (b) SOT switching of CoTb with composition gradient $\delta = 0.07$ under different in-plane magnetic fields, demonstrating nearly 100% switching at zero field^[96]; (c) non-collinear spin textures caused by component gradients will result in a additional DMI energy, with the sign of the DMI determining the chirality of the magnetic moment arrangement, reproduced with permission from Ref. [98]; (d) schematic illustration of the M_s gradient caused by the in-plane composition gradient in $\text{Ta}/\text{Gd}_x(\text{FeCo})_{1-x}$, reproduced with permission from Ref. [98]; (e) SOT switching of $\text{Ta}/\text{Gd}_x(\text{FeCo})_{1-x}$ under different in-plane magnetic fields, reproduced with permission from Ref. [98].

GdFeCo 中发现其 SkHE 效应显著弱于铁磁体. Carretta 等^[113] 在 $\text{Pt}/\text{CoGd}/\text{TaO}_x$ 的磁矩补偿点处观测到了室温稳定的斯格明子, 最小可到 10 nm, 并在角动量补偿点处观测到了畴壁位移速率随驱动电流密度的线性增大.

2019 年, Hirata 等^[107] 在 GdFeCo 的角动量补偿点处观测到了 SkHE 的完全抑制. 利用磁光 Kerr 效应 (magneto-optical Kerr effect, MOKE) 对斯格明子的运动进行成像后发现在角动量补偿点 (T_A) 处斯格明子轨迹严格与电流方向平行. 这为 RE-TM 的斯格明子实际应用提供了重要支撑. 2022 年 Quessab 等^[114] 在室温零场下于 $\text{W}(\text{Ta})/\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}/\text{Pt}$ 结构中实现了斯格明子的成核, 其角动量补偿点十分接近室温 ($T_A(\text{Pt}/\text{CoGd}/\text{Ta}) = 285 \text{ K}$, $T_A(\text{Pt}/\text{CoGd}/\text{W}) = 292 \text{ K}$), 并利用 SOT 实现了 610 m/s 的斯格明子位移, 最大 SkHE 角仅为 3° , 如图 11(b), (c) 所示, 体系的 DMI 来自于 Pt

和上盖层. 2024 年, Mallick 等^[115] 研究了 $[\text{Pt}/\text{Co}/\text{Tb}]_n$ 合成亚铁磁中由 SOT 驱动的斯格明子, 随着 Tb 厚度的增大, SkHE 显著下降, 能够在宽度为 $1 \mu\text{m}$ 的器件中运动而无任何横向偏移, 如图 11(d), (e) 所示. 多层膜中的自旋-电荷转化效率相比以往更高, 且由于 Co-Tb 间的反铁磁耦合与相邻子晶格间的偶极耦合, 畴壁能显著下降, 热稳定性提升, 更有利于稳定斯格明子, 如图 11(f) 所示^[115]. 目前已有大量工作聚焦于 RE-TM 中斯格明子的产生与调控^[26,116-121].

相比传统 FM 材料, 基于 RE-TM 的斯格明子器件有着巨大优势. Song 等^[122] 首次从实验上制备了全电控、室温工作的斯格明子突触器件, 实现了室温下电流驱动斯格明子的产生、运动、检测和擦除, 可用于模拟生物突触的神经元行为. 芯片级仿真结果表明, 该斯格明子人造突触可以用于类脑计算^[122]. Sun 等^[123] 在压电 PMN-PT 衬底上生长

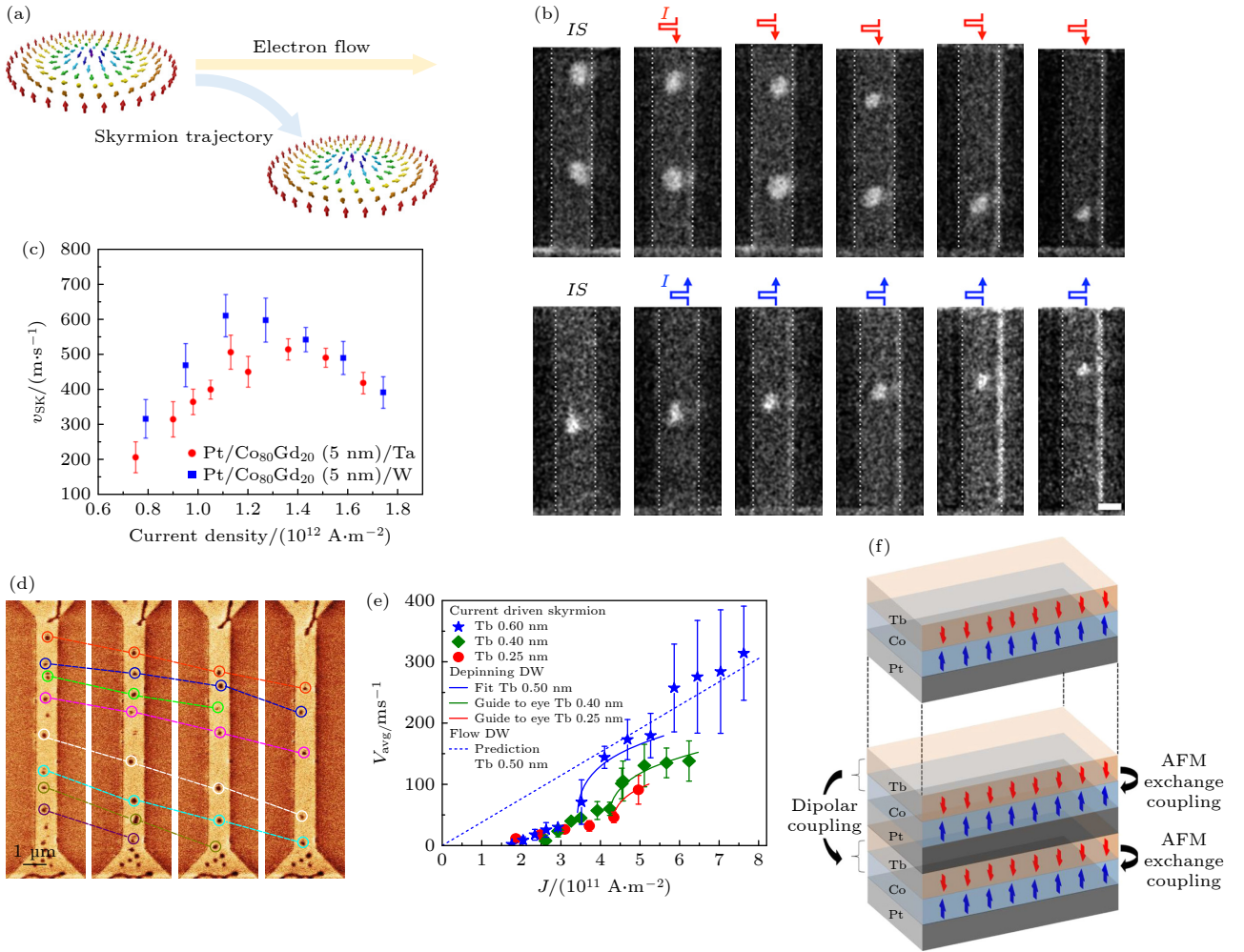


图 11 (a) SkHE 的示意图, 斯格明子的实际运动轨迹显著偏离电流方向; (b) Pt/CoGd/Ta 中 SOT 驱动斯格明子运动的 MOKE 图像, 在正电流 (上图) 和负电流 (下图) 条件下运动方向相反, 出自文献 [114], 已获得授权; (c) Pt/CoGd/Ta(W) 的畴壁位移速度和电流密度的关系, 出自文献 [114], 已获得授权; (d) [Pt/Co/Tb/Al]₅ 中 SOT 驱动斯格明子运动的 MOKE 图 [115]; (e) [Pt/Co/Tb/Al]₅ 中不同厚度 Tb 样品的平均斯格明子运动速度与电流密度之间的关系; (f) [Pt/Co/Tb]_x 中偶极耦合与反铁磁交换耦合的示意图 [115]

Fig. 11. (a) Schematic illustration of SkHE, demonstrating that the trajectory of the Skymion significantly deviates from the current direction; (b) MOKE images of SOT-driven Skymion motion in Pt/CoGd/Ta, which exhibits opposite directions under positive current (top panel) and negative current (bottom panel) [114], reproduced with permission from Ref. [114]; (c) relationship between domain wall displacement velocity and current density in Pt/CoGd/Ta(W) [114], reproduced with permission from Ref. [114]; (d) MOKE images of SOT-driven Skymion motion in [Pt/Co/Tb/Al]₅ [115]; (e) relationship between average Skymion velocity and current density in [Pt/Co/Tb/Al]₅ for Tb samples of different thicknesses; (k) schematic illustration of dipolar coupling and antiferromagnetic exchange coupling in [Pt/Co/Tb]_x [115].

Pt/Co/Gd 多层膜, 利用应变调控斯格明子的方式实现低功耗储层计算 (reservoir computing, RC) 系统, 如图 12 所示, 首次将斯格明子与应变调控技术结合, 构建了一个多参数融合、低功耗、全电学控制的斯格明子 RC 系统. 其核心为外加电场通过应力对磁各向异性的控制影响斯格明子的产生. 以施加于 PMN-PT 的时序电压信号 $V(t)$ 作为输入信号, 器件输出的霍尔电压 V_{xy} 为输出信号, 可写作 [123]:

$$\rho_{xy}(E) = R_0 H_z + R_s 4\pi M_z(E) + a\rho_{xx}(E), \quad (10)$$

其中, E 为施加于 PMN-PT 的外加电场, R_0 , R_s , a 分别为霍尔效应、AHE 效应和纵向电阻率系数. 施加的电场使 PMN-PT 通过逆压电效应产生应变, 从而改变磁性层的磁化状态和电阻率以实现对斯格明子的调节.

5 展 望

RE-TM 亚铁磁材料因其超快自旋动力学、高效的电荷-自旋转换效率、多自由度可调控性等

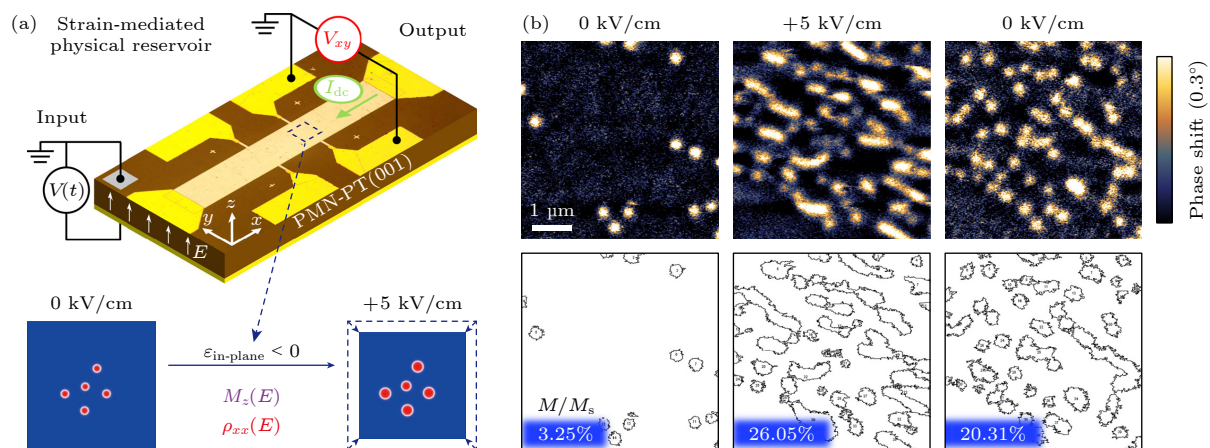


图 12 (a) 斯格明子增强应变介导自旋电子 RC 系统的示意图^[123]; (b) 不同电场下斯格明子的磁力显微镜图像 (上图) 和相应的斯格明子轮廓 (下图)^[123]

Fig. 12. (a) Schematic of a Skymion-enhanced strain-mediated spintronic RC system^[123]; (b) magnetic force microscopy images of Skymion under different electric fields (top panel) and the corresponding Skymion contours (bottom panel)^[123].

优势, 受到了研究人员的广泛关注. 作为对称性破缺与自旋轨道耦合共同作用的结果, DMI 的引入进一步丰富了该材料体系的物理图像, 通过合理设计磁性层可借助 DMI 实现更为高效的信息存储方案. 大量研究已充分证明该类材料在未来信息存储技术中展现出巨大的应用潜力, 在磁存储与逻辑芯片、神经形态计算、超快自旋传感器等领域均显示出广阔的发展前景, 为构建下一代超高速、超高密度、超低功耗的非易失性存储与逻辑运算器件提供了近乎理想的物理载体. 然而, RE-TM 亚铁磁材料距离实际工业化应用仍然有相当一段距离, 目前仍存在若干亟待解决的问题与挑战. 目前 RE-TM 材料所面临的 3 个关键问题如下.

1) 在一定温度下, 由于 RE-TM 材料性质对组分极其敏感, 微小的组分差异可能导致局部材料性能出现显著变化, 材料的不均匀将导致器件阵列中每一个独立器件的性能存在差异, 产生极高的误码率, 对于一些依赖于特定组分梯度的功能性器件则可能导致无法正常工作. 在实际生产中, 制备组分绝对准确和均匀的晶圆级磁性薄膜在目前仍是巨大的挑战, 目前迫切需要人们开发出能在材料制备过程中对元素分布进行实时原位监测的技术, 并通过反馈调节等方案精确控制材料化学组分.

2) RE-TM 亚铁磁材料对环境温度十分敏感, 在材料进行 CMOS 工艺时可能会由于高温加工导致材料发生显著的组分偏析, 在器件工作时也会由于不可避免的焦耳热而影响器件性能. 以斯格明子赛道存储器为例, 斯格明子的运动速度与温度密切

相关, 且能够在角动量补偿点处实现 SkHE 的消除, 温度波动不仅使斯格明子的运动速度下降, 同时会导致斯格明子的湮灭. 可能的解决方案是通过多元合金或高熵材料以拓宽其角动量补偿点的温度范围, 使得其对温度敏感性大大降低. 同时, 可对斯格明子赛道存储器从物理原理上进行突破, 例如使用一对拓扑数相反的斯格明子, 当净拓扑荷数为零时即可抵消马格努斯力带来的 SkHE.

3) RE-TM 亚铁磁材料尽管能够用于制备 SOT-MTJ 器件并拥有高度可调的 TMR, 但由于亚铁磁序的存在和稀土元素较低的自旋极化率, RE-TM-MTJ 的 TMR 远低于传统铁磁材料, 难以支持其用于实际信息存储单元. 截至目前, 有报道的 RE-TM-MTJ 的 TMR 仍未超过 100%, 对于非晶材料则更加难以突破这一瓶颈. 通过设计恰当的磁堆叠结构、界面优化工艺或开发新材料等方案, 有望实现 RE-TM-MTJ 的性能突破.

以上这些问题严重制约着 RE-TM 亚铁磁材料的实际应用, 仍需通过探索新型磁性结构、优化制备工艺、开发新材料体系等途径推动其走向实际应用, 在后摩尔时代的信息技术中占据一席之地.

参考文献

- [1] Hirohata A, Yamada K, Nakatani Y, Prejbeanu I L, Diény B, Pirro P, Hillebrands B 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **509** 166711
- [2] Zhao Z Y, Lin Y J, Avsar A 2025 *npj 2D Mater. Appl.* **9** 30
- [3] Peng S Z, Zhang Y, Wang M X, Zhang Y G, Zhao W 2014

- [4] Zhu L J, Ralph D C, Buhrman R A 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 031308
- [5] Camley R E, Livesey K L 2023 *Surf. Sci. Rep.* **78** 100605
- [6] Fert A, Chshiev M, Thiaville A, Yang H 2023 *J. Phys. Soc. Jpn.* **92** 081001
- [7] Mishra K K, Lone A H, Srinivasan S, Fariborzi H, Setti G 2025 *Appl. Phys. Rev.* **12** 011315
- [8] Sala G, Gambardella P 2022 *Adv. Mater. Interfaces* **9** 2201622
- [9] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [10] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
- [11] Streubel R, Lambert C H, Kent N, Ercius P, N'Diaye A T, Ophus C, Salahuddin S, Fischer P 2018 *Adv. Mater.* **30** 1800199
- [12] Montoya S A, Lubarda M V, Lomakin V 2022 *Commun. Phys.* **5** 293
- [13] Fert A R 1991 *Mater. Sci. Forum* **59-60** 439
- [14] Kuepferling M, Casiraghi A, Soares G, Durin G, Garcia-Sanchez F, Chen L, Back C H, Marrows C H, Tacchi S, Carloti G 2023 *Rev. Mod. Phys.* **95** 015003
- [15] Liu Q B, Liu L, Xing G Z, Zhu L J 2024 *Nat. Commun.* **15** 2978
- [16] Meng Y F, Meng F, Hou M X, Zheng Q Q, Wang B Y, Zhu R G, Feng C, Yu G H 2024 *J. Phys.: Condens. Matter* **36**
- [17] Yang H X, Liang J H, Cui Q R 2022 *Nat. Rev. Phys.* **5** 43
- [18] Yang H X, Thiaville A, Rohart S, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 267210
- [19] Belabbes A, Bihlmayer G, Bechstedt F, Blügel S, Manchon A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 247202
- [20] Zhu L J, Zhu L J, Ma X, Li X Q, Buhrman R A 2022 *Commun. Phys.* **5** 151
- [21] Fernández-Pacheco A, Vedmedenko E, Ummelen F, Mansell R, Petit D, Cowburn R P 2019 *Nat. Mater.* **18** 679
- [22] Han D S, Lee K, Hanke J P, Mokrousov Y, Kim K W, Yoo W, van Hees Y L W, Kim T W, Lavrijsen R, You C Y, Swagten H J M, Jung M H, Kläui M 2019 *Nat. Mater.* **18** 703
- [23] Skyrme T H R 1997 *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **260** 127
- [24] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031
- [25] Varentcova A S, von Malottki S, Potkina M N, Kwiatkowski G, Heinze S, Bessarab P F 2020 *npj Comput. Mater.* **6** 193
- [26] Dai B, Wu D, Razavi S A, Xu S, He H, Shu Q, Jackson M, Mahfouzi F, Huang H, Pan Q, Cheng Y, Qu T, Wang T, Tai L, Wong K, Kioussis N, Wang K L 2023 *Sci. Adv.* **9** eade6836
- [27] Guan S H, Liu Y, Hou Z P, Chen D Y, Fan Z, Zeng M, Lu X B, Gao X S, Qin M H, Liu J M 2023 *Phys. Rev. B* **107** 214429
- [28] Erickson A, Zhang Q, Vakili H, Li C, Sarin S, Lamichhane S, Jia L, Fescenko I, Schwartz E, Liou S H, Shield J E, Chai G, Kovalev A A, Chen J, Laraoui A 2024 *ACS Nano* **18** 31261
- [29] Gusev N S, Sadovnikov A V, Nikitov S A, Sapozhnikov M V, Udalo O G 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 157202
- [30] Torrejon J, Kim J, Sinha J, Mitani S, Hayashi M, Yamanouchi M, Ohno H 2014 *Nat. Commun.* **5** 4655
- [31] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [32] Zhang S, Baker A A, Komineas S, Hesjedal T 2015 *Sci. Rep.* **5** 15773
- [33] Chen S, Lourembam J, Ho P, Toh A K J, Huang J, Chen X, Tan H K, Yap S L K, Lim R J J, Tan H R, Suraj T S, Sim M I, Toh Y T, Lim I, Lim N C B, Zhou J, Chung H J, Lim S T, Soumyanarayanan A 2024 *Nature* **627** 522
- [34] Li S, Du A, Wang Y D, Wang X R, Zhang X Y, Cheng H Y, Cai W L, Lu S Y, Cao K H, Pan B, Lei N, Kang W, Liu J M, Fert A, Hou Z P, Zhao W S 2022 *Sci. Bull.* **67** 691
- [35] Thiaville A, Rohart S, Jué É, Cros V, Fert A 2012 *EPL (Europhysics Letters)* **100** 57002
- [36] Pai C F, Mann M, Tan A J, Beach G S D 2016 *Phys. Rev. B* **93** 144409
- [37] Liu Q B, Zhu L J, Zhang X S, Muller D A, Ralph D C 2022 *Appl. Phys. Rev.* **9**
- [38] Quessab Y, Xu J W, Morshed M G, Ghosh A W, Kent A D 2021 *Adv. Sci.* **8** 2100481
- [39] Wu J X, Zhao X T, Liu W, Li Y, Liu L, Ju H Z, Song Y H, Ma J, Zhang Z D 2024 *Adv. Electron. Mater.* **10** 2300726
- [40] Zhang R Q, Liao L Y, Chen X Z, Xu T, Cai L, Guo M H, Bai H, Sun L, Xue F H, Su J, Wang X, Wan C H, Bai H, Song Y X, Chen R Y, Chen N, Jiang W J, Kou X F, Cai J W, Wu H Q, Pan F, Song C 2020 *Phys. Rev. B* **101** 214418
- [41] He W Q, Wan C H, Zheng C X, Wang Y Z, Wang X, Ma T Y, Wang Y Q, Guo C Y, Luo X M, Stebliy M E, Yu G Q, Liu Y W, Ogniev A V, Samardak A S, Han X 2022 *Nano Lett.* **22** 6857
- [42] Wang Y B, Zhang J Y, Zhang J Y, Zhao Y Z, Deng X, Zhu T, Luo J, Zhao G P, Zhao Y C, Dou P W, Zhang Y, Huang H, Zheng X Q, Wang X, Shen B G, Wang S G 2025 *Adv. Funct. Mater.* e09661
- [43] Kim S, Jang P H, Kim D H, Ishibashi M, Taniguchi T, Moriyama T, Kim K J, Lee K J, Ono T 2017 *Phys. Rev. B* **95** 220402
- [44] Pizzini S, Vogel J, Rohart S, Buda-Prejbeanu L D, Jué E, Bouille O, Miron I M, Safeer C K, Auffret S, Gaudin G, Thiaville A 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 047203
- [45] Liang X, Wang Z Y, Yan P, Zhou Y 2022 *Phys. Rev. B* **106** 224413
- [46] Jiang M X, Xu G F, Sun L, Niu H, Li C Z, Yang X, Ji T Z, Yang M, Cheng J, Ma J W, Chen G, Chai G Z, Miao B F, Ding H F 2025 *Phys. Rev. B* **112** L020409
- [47] Zou J, Bosco S, Thingstad E, Klinovaja J, Loss D 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 036701
- [48] Cai K M, Zhu Z F, Lee J M, Mishra R, Ren L Z, Pollard S D, He P, Liang G, Teo K L, Yang H 2020 *Nat. Electron.* **3** 37
- [49] Morshed M G, Khoo K H, Quessab Y, Xu J W, Laskowski R, Balachandran P V, Kent A D, Ghosh A W 2021 *Phys. Rev. B* **103** 174414
- [50] Ren X, Liu L, Cui B, Cheng B, Zhao X X, An T Y, Chu R Y, Zhang M F, Liu W K, Zhou G J, Kuai W J, Hu J F 2024 *Adv. Electron. Mater.* **10** 2300752
- [51] Bläsing R, Ma T, Yang S H, Garg C, Dejene F K, N'Diaye A T, Chen G, Liu K, Parkin S S P 2018 *Nat. Commun.* **9** 4984
- [52] Siddiqui S A, Han J, Finley J T, Ross C A, Liu L 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 057701
- [53] Binder M, Weber A, Mosendz O, Woltersdorf G, Izquierdo M, Neudecker I, Dahn J R, Hatchard T D, Thiele J U, Back C H, Scheinfein M R 2006 *Phys. Rev. B* **74** 134404
- [54] Kim K J, Kim S K, Hirata Y, Oh S H, Tono T, Kim D H, Okuno T, Ham W S, Kim S, Go G, Tserkovnyak Y, Tsukamoto A, Moriyama T, Lee K J, Ono T 2017 *Nat. Mater.* **16** 1187
- [55] Finley J, Liu L 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 110501
- [56] Timopheev A A, Sousa R, Chshiev M, Buda-Prejbeanu L D,

- Dieny B 2015 *Phys. Rev. B* **92** 104430
- [57] Zhang X, Xu Z D, Zhu Z F 2024 *Phys. Rev. B* **110** 184428
- [58] Mishra R, Yu J, Qiu X, Motapothula M, Venkatesan T, Yang H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 167201
- [59] Zhu L J, Ralph D C 2023 *Nat. Commun.* **14** 1778
- [60] Ren X, Liu L, Cui B, Cheng B, Liu W K, An T Y, Chu R Y, Zhang M F, Miao T T, Zhao X X, Zhou G J, Hu J F 2023 *Nano Lett.* **23** 5927
- [61] Xie Z C, Yang Y M, Chen B Y, Zhao Z Y, Qin H R, Sun H L, Lei N, Zhao J H, Wei D H 2024 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **16** 27944
- [62] Lim Y, Khodadadi B, Li J F, Viehland D, Manchon A, Emori S 2021 *Phys. Rev. B* **103** 024443
- [63] Yu J W, Bang D, Mishra R, Ramaswamy R, Oh J H, Park H J, Jeong Y, Van Thach P, Lee D K, Go G, Lee S W, Wang Y, Shi S Y, Qiu X P, Awano H, Lee K J, Yang H 2018 *Nat. Mater.* **18** 29
- [64] Meng G C, Xie Z C, Yang Y M, Luo S L, Lei N, Wei D H, Zhao J H 2025 *Adv. Funct. Mater.* 2501767
- [65] Chen D D, Xu Y H, Tong S C, Zheng W H, Sun Y M, Lu J, Lei N, Wei D H, Zhao J H 2022 *Phys. Rev. Mater.* **6** 014402
- [66] Han X, Wang Z X, Wang Y H, Wang D, Zheng L M, Zhao L, Huang Q K, Cao Q, Chen Y X, Bai L H, Xing G Z, Tian Y F, Yan S S 2024 *Adv. Funct. Mater.* **34** 2404679
- [67] Wu C W, Cui S T, Guo Y Q, Zhang Z W, Zhang J, Deng X, Zeng G, Ren C T, Li P Z, Zhou X Q, Zhang X, Li J F, Zhu T, Han X F, Zhao J K, Wang H, Zhang Y, Liang S S, Wu H 2024 *Adv. Mater.* **37** 2414139
- [68] Xie X J, Wang X J, Wang W, Zhao X N, Bai L H, Chen Y X, Tian Y F, Yan S S 2022 *Adv. Mater.* **35** 2208275
- [69] Xu Y H, Chen D D, Tong S C, Chen H J, Qiu X P, Wei D H, Zhao J H 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 034064
- [70] Zhu W, Tang M, Pan C, Xie N, Li Y, Xu A, Zhang J, Fan W, Shi Z, Zhai K, Zhou S, Qiu X 2025 *Adv. Funct. Mater.* 2505415
- [71] Park J, Hirata Y, Kang J H, Lee S, Kim S, Van Phuoc C, Jeong J R, Park J, Park S Y, Jo Y, Tsukamoto A, Ono T, Kim S K, Kim K J 2021 *Phys. Rev. B* **103** 014421
- [72] Zhang W, Helm M, Peng Y, Gorchon J, Remy Q, Lin J X, Hohlfeld J, Malinowski G, Zhao W S, Mangin S 2025 *Adv. Funct. Mater.* e05423
- [73] Cao A, van Hees Y L W, Lavrijsen R, Zhao W, Koopmans B 2020 *Phys. Rev. B* **102** 104412
- [74] Chatterjee J, Polley D, Pattabi A, Jang H, Salahuddin S, Bokor J 2021 *Adv. Funct. Mater.* **32** 2107490
- [75] Wang S, Wei C, Feng Y, Cao H, Li W, Cao Y, Guan B O, Tsukamoto A, Kirilyuk A, Kimel A V, Li X 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 8
- [76] Ding S L, Kang M G, Legrand W, Gambardella P 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 236702
- [77] Zhang Z Z, Zhu Y Z, Zhang Y, Zhang K, Nan J, Zheng Z Y, Zhang Y G, Zhao W S 2019 *IEEE Electron Device Lett.* **40** 1984
- [78] Dong Y Q, Xu T, Zhou H A, Cai L, Wu H Q, Tang J S, Jiang W J 2020 *Adv. Funct. Mater.* **31** 2007485
- [79] Liu J, Xu T, Feng H, Zhao L, Tang J, Fang L, Jiang W 2021 *Adv. Funct. Mater.* **32** 2107870
- [80] Zhang Z Z, Zheng Z Y, Zhang Y, Sun J Y, Lin K L, Zhang K, Feng X Q, Chen L, Wang J K, Wang G D, Du Y C, Zhang Y G, Bournel A, Amiri P K, Zhao W S 2021 *IEEE Electron Device Lett.* **42** 152
- [81] Zheng Z Y, Zhang Y, Feng X Q, Zhang K, Nan J, Zhang Z Z, Wang G D, Wang J K, Lei N, Liu D J, Zhang Y G, Zhao W S 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 044032
- [82] Shen L C, Zhou Y, Shen K 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 092403
- [83] Chen T S, Dumas R K, Eklund A, Muduli P K, Houshang A, Awad A A, Durrenfeld P, Malm B G, Rusu A, Åkerman J 2016 *Proc. IEEE* **104** 1919
- [84] Jiang S, Yao L R, Wang S, Wang D, Liu L, Kumar A, Awad A A, Litvinenko A, Ahlberg M, Khymyn R, Chung S, Xing G Z, Åkerman J 2024 *Appl. Phys. Rev.* **11** 041309
- [85] Shi J L, Jin Z H, Chen G Y, Luo X, Xing G Z, Chen J M 2025 *Sci. China Phys., Mech. Astron.* **68** 247501
- [86] Shen L C, Qiu L, Shen K 2024 *npj Comput. Mater.* **10** 48
- [87] Nembach H T, Shaw J M, Weiler M, Jué E, Silva T J 2015 *Nat. Phys.* **11** 825
- [88] Rózsa L, Atxitia U, Nowak U 2017 *Phys. Rev. B* **96** 094436
- [89] Schlotter S, Agrawal P, Beach G S D 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 092402
- [90] Zhang Y B, Kong X J, Xu G F, Jin Y, Jiang C J, Chai G Z 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 195304
- [91] Mansuripur M, Ruane M 1986 *IEEE Trans. Magn.* **22** 33
- [92] Zhao Z Y, Su D, Lin T, Xie Z C, Zhao D, Zhao J H, Lei N, Wei D H 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 044037
- [93] Lee J Y, Punkkinen M P J, Schönecker S, Nabi Z, Kádás K, Zólyomi V, Koo Y M, Hu Q M, Ahuja R, Johansson B, Kollár J, Vitos L, Kwon S K 2018 *Surf. Sci.* **674** 51
- [94] Kim D H, Haruta M, Ko H W, Go G, Park H J, Nishimura T, Kim D Y, Okuno T, Hirata Y, Futakawa Y, Yoshikawa H, Ham W, Kim S, Kurata H, Tsukamoto A, Shiota Y, Moriyama T, Choe S B, Lee K J, Ono T 2019 *Nat. Mater.* **18** 685
- [95] Zhao Z Y, Xie Z C, Sun Y M, Yang Y M, Cao Y, Liu L, Pan D, Lei N, Wei Z M, Zhao J H, Wei D H 2023 *Phys. Rev. B* **108** 024429
- [96] Zheng Z Y, Zhang Y, Lopez-Dominguez V, Sánchez-Tejerina L, Shi J C, Feng X Q, Chen L, Wang Z L, Zhang Z Z, Zhang K, Hong B, Xu Y, Zhang Y G, Carpentieri M, Fert A, Finocchio G, Zhao W S, Khalili Amiri P 2021 *Nat. Commun.* **12** 4555
- [97] Vermeulen B B, Gama Monteiro M, Giuliano D, Sorée B, Couet S, Temst K, Nguyen V D 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 024050
- [98] Wu H, Nance J, Razavi S A, Lujan D, Dai B Q, Liu Y X, He H R, Cui B S, Wu D, Wong K, Sobotkewich K, Li X Q, Carman G P, Wang K L 2020 *Nano Lett.* **21** 515
- [99] Guo Y Q, Zhang J, Balakrishnan P P, Grutter A J, Yang B S, Fitzsimmons M R, Charlton T R, Ambaye H, Zhang X, Huang H S, Huang Z, Chen J Y, Guo C Y, Han X F, Wang K L, Wu H 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 014045
- [100] Zeng G, Wen Y, Wu C W, Ren C T, Meng D Q, Zhang J, Li W D, Wang H, Luo W, Zhang Y, Dong K F, Wu H, Liang S H 2023 *ACS Appl. Electron. Mater.* **5** 4168
- [101] Kim H J, Moon K W, Tran B X, Yoon S, Kim C, Yang S, Ha J H, An K, Ju T S, Hong J I, Hwang C 2022 *Adv. Funct. Mater.* **32** 2112561
- [102] Liu L, Song Y H, Zhao X T, Liu W, Zhang Z D 2022 *Adv. Funct. Mater.* **32** 2200328
- [103] Yang S, Zhao Y L, Zhang X C, Xing X J, Du H F, Li X G, Mochizuki M, Xu X H, Åkerman J, Zhou Y 2024 *Appl. Phys. Rev.* **11** 041335
- [104] Chen G 2017 *Nat. Phys.* **13** 112
- [105] Jiang W J, Zhang X C, Yu G Q, Zhang W, Wang X, Benjamin Jungfleisch M, Pearson John E, Cheng X M, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis

- Suzanne G E 2016 *Nat. Phys.* **13** 162
- [106] Kim K, Lee S H, Shin Y, Kim J W, Park J H, Chang J Y, Choe S B 2023 *Appl. Phys. Express* **16** 033001
- [107] Hirata Y, Kim D H, Kim S K, Lee D K, Oh S H, Kim D Y, Nishimura T, Okuno T, Futakawa Y, Yoshikawa H, Tsukamoto A, Tserkovnyak Y, Shiota Y, Moriyama T, Choe S B, Lee K J, Ono T 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 232
- [108] Kim S K, Lee K J, Tserkovnyak Y 2017 *Phys. Rev. B* **95** 140404
- [109] Tretiakov O A, Clarke D, Chern G W, Bazaliy Y B, Tchernyshyov O 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 127204
- [110] 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
- [111] Zhang X D, Wan G, Zhang J, Zhang Y F, Pan J B, Du S X 2024 *Nano Lett.* **24** 10796
- [112] Woo S, Song K M, Zhang X, Zhou Y, Ezawa M, Liu X, Finizio S, Raabe J, Lee N J, Kim S I, Park S Y, Kim Y, Kim J Y, Lee D, Lee O, Choi J W, Min B C, Koo H C, Chang J 2018 *Nat. Commun.* **9** 959
- [113] Caretta L, Mann M, Büttner F, Ueda K, Pfau B, Günther C M, Hessing P, Churikova A, Klose C, Schneider M, Engel D, Marcus C, Bono D, Bagschik K, Eisebitt S, Beach G S D 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 1154
- [114] Quessab Y, Xu J W, Cogulu E, Finizio S, Raabe J, Kent A D 2022 *Nano Lett.* **22** 6091
- [115] Mallick S, Sassi Y, Prestes N F, Krishnia S, Gallego F, M. Vicente Arche L, Denneulin T, Collin S, Bouzehouane K, Thiaville A, Dunin-Borkowski R E, Jeudy V, Fert A, Reyren N, Cros V 2024 *Nat. Commun.* **15** 8472
- [116] Xu T, Zhang Y X, Wang Z D, Bai H, Song C K, Liu J H, Zhou Y, Je S G, N'Diaye A T, Im M Y, Yu R, Chen Z, Jiang W J 2023 *ACS Nano* **17** 7920
- [117] Zhang J Y, Dou P W, Xu J W, Jiang J L, Du H F, Zhu T, Luo J, Zhao G P, Wang Y B, Qiu Q G, Feng L Y, Deng X, Ma T P, Zhou S M, Shen B G, Wang S G 2025 *Adv. Mater.* **37** 2413700
- [118] Li Z L, Su J, Lin S Z, Liu D, Gao Y, Wang S G, Wei H X, Zhao T Y, Zhang Y, Cai J W, Shen B G 2021 *Nat. Commun.* **12** 5604
- [119] Zuo S L, Qiao K M, Zhang Y, Li Z L, Zhao T Y, Jiang C B, Shen B G 2022 *Adv. Sci.* **10** 2205574
- [120] Lin T, Zhang X Y, Vernier N, Wang X R, Dong E X, Chen C, Niu J T, Sun Y M, Yang L, Zheng W H, Su D, Lei N, Zhao W S 2022 *Phys. Rev. B* **106** 184407
- [121] Pöllath S, Lin T, Lei N, Zhao W, Zweck J, Back C H 2020 *Ultramicroscopy* **212** 112973
- [122] Song K M, Jeong J S, Pan B, Zhang X, Xia J, Cha S, Park T E, Kim K, Finizio S, Raabe J, Chang J, Zhou Y, Zhao W, Kang W, Ju H, Woo S 2020 *Nat. Electron.* **3** 148
- [123] Sun Y M, Lin T, Lei N, Chen X, Kang W, Zhao Z Y, Wei D H, Chen C, Pang S M, Hu L L, Yang L, Dong E X, Zhao L, Liu L, Yuan Z, Ullrich A, Back C H, Zhang J, Pan D, Zhao J H, Feng M, Fert A, Zhao W S 2023 *Nat. Commun.* **14** 3434

SPECIAL TOPIC—Applied magnetism

Dzyaloshinskii-Moriya interaction in rare-earth transition metal ferrimagnetic materials and spintronic applications*

ZHANG Yu ¹⁾²⁾ MENG Gengchen ¹⁾³⁾ ZHAO Zhiyuan ¹⁾³⁾
LEI Na ^{4)5)†} WEI Dahai ^{1)3)‡}

1) (State Key Laboratory of Semiconductor Physics and Chip Technologies, Institute of Semiconductors,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

2) (School of Industry-education Integration, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

4) (School of Integrated Circuit Science and Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

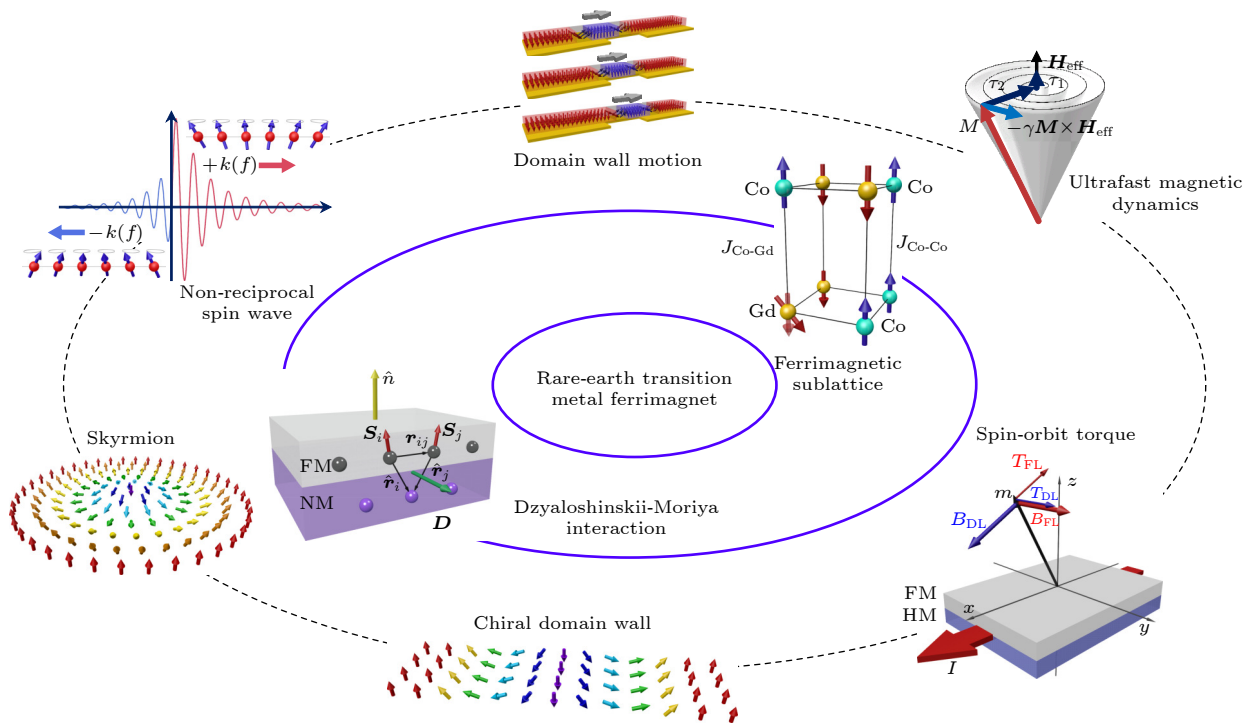
5) (State Key Laboratory of Spintronics, Hangzhou International Innovation Institute, Beihang University, Hangzhou 311115, China)

(Received 24 October 2025; revised manuscript received 23 November 2025)

Abstract

Magnetic exchange interactions and their induced magnetic structures are crucial factors in determining magnetization switching. Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) is an asymmetric exchange interaction arising from spin-orbit coupling and structural inversion symmetry breaking, which is one of the key mechanisms to induce non-collinear magnetic order and chiral magnetic structures, including magnetic

Skyrmion, vortex and chiral domain wall. These magnetic structures enable novel information proceeding devices with ultralow power consumption. More importantly, non-collinear magnetic order exhibits richer and more novel physical behaviors than traditional collinear magnetic structures. With ongoing exploration and research into magnetic materials, rare-earth transition metal ferrimagnetic materials such as CoGd, CoTb, and GdFeCo have emerged as notable candidates. These materials combine the spin-orbit coupling of rare-earth elements with the magnetic exchange interactions of transition metals, leading to ultrafast magnetization dynamics, tunable magnetic structures, and rich spin transport phenomena. These properties provide an ideal material platform for studying and manipulating DMI, demonstrating significant potential in designing future high-density magnetic storage and spintronic devices. This review systematically elucidates the microscopic physical origin of DMI, outlines the fundamental characteristics of rare-earth transition metal ferrimagnetic materials, and explores the coupling mechanisms between DMI and ferrimagnetic order. We introduce the fundamental properties of RE-TM systems and their applications in spin logic devices and magnetic memory devices. We focus on discussing the physical phenomena related to DMI in RE-TM systems, including the scaling relationship of DMI in RE-TM, DMI-related spin-orbit torque effects, and the principles and applications of skyrmion-based devices, which will provide both theoretical foundations and technical guidance for the future development of advanced spintronic technologies.



Keywords: rare-earth transition metal material, ferrimagnetism, Dzyaloshinskii-Moriya interaction, spintronics

DOI: [10.7498/aps.75.20251455](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251455)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251455](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251455)

* Project supported by the Project for Yong Scientists in Basic Research, Chinese Academy of Sciences (Grant No. YSBR-030) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12474102).

† Corresponding author. E-mail: na.lei@buaa.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: dhwei@semi.ac.cn



稀土-过渡金属亚铁磁材料中的Dzyaloshinskii-Moriya相互作用与自旋电子学应用

张钰 孟庚辰 赵治源 雷娜 魏大海

Dzyaloshinskii-Moriya interaction in rare-earth transition metal ferrimagnetic materials and spintronic applications

ZHANG Yu MENG Gengchen ZHAO Zhiyuan LEI Na WEI Dahai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 010708 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251455

CSTR: 32037.14.aps.75.20251455

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251455>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

马约拉纳费米子与杂质自旋相互作用的热偏压输运

Interplay between Majorana fermion and impurity in thermal-driven transport model

物理学报. 2021, 70(11): 117401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202241>

振荡磁场驱动亚铁磁畴壁动力学研究

Dynamics of ferrimagnetic domain wall driven by oscillating magnetic field

物理学报. 2025, 74(3): 038502 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241033>

磁性二维材料的近期研究进展

Recent research advances in two-dimensional magnetic materials

物理学报. 2022, 71(12): 127504 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220301>

基于二维磁性材料的自旋轨道力矩研究进展

Research progress of spin orbit torque of two-dimensional magnetic materials

物理学报. 2024, 73(1): 017502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231244>

正弦微波磁场驱动亚铁磁畴壁动力学

Dynamics of ferrimagnetic domain walls driven by sinusoidal microwave magnetic field

物理学报. 2023, 72(20): 208502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230913>

二维非层状磁性材料的研究进展

Research advances in two-dimensional non-layered magnetic materials

物理学报. 2025, 74(22): 227501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251177>