

专题: 应用磁学

# 基于自旋-轨道力矩效应的电流驱动 垂直磁矩无场翻转研究\*

赵云驰<sup>1) #</sup> 张毅<sup>1)2) #</sup> 祁杰<sup>3)</sup> 张静言<sup>2)</sup> 于国强<sup>1)</sup> 魏红祥<sup>1)</sup>  
张颖<sup>1)</sup> 沈保根<sup>1)3)</sup> 王守国<sup>3) †</sup>

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

2) (北京科技大学材料科学与工程学院材料物理与化学系, 北京 100083)

3) (安徽大学材料科学与工程学院, 安徽省磁性功能材料与器件重点实验室, 合肥 230601)

(2025年11月30日收到; 2025年12月31日收到修改稿)

基于自旋-轨道力矩效应的磁随机存储器凭借其高速、高耐久及低功耗等优势成为后摩尔时代非易失性存储器件的重要技术方案。然而, 针对高存储密度的垂直磁各向异性体系, 如何摆脱对外加磁场的依赖实现电流驱动磁矩的确定性翻转是其迈向大规模应用亟需突破的核心瓶颈。本文聚焦自旋-轨道力矩这一自旋电子学前沿热点, 系统介绍了基于这一物理效应的电流驱动垂直磁矩无场翻转的相关工作, 涵盖了利用非对称几何结构与成分梯度、反铁磁交换偏置及层间耦合作用来构建内建等效场的策略, 还深入探讨了基于低对称性晶体与拓扑材料产生非常规面外自旋极化从而直接驱动垂直磁矩翻转的新物理机制, 同时介绍了磁性单层膜体系中基于自旋-轨道力矩效应的自驱动磁矩翻转相关进展。最后, 总结了基于自旋-轨道力矩效应实现电流驱动垂直磁矩无场翻转的新型自旋电子学器件在未来信息技术领域所面临的机遇及挑战。

**关键词:** 自旋电子学, 自旋-轨道力矩, 磁性薄膜材料

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251630

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251630

## 1 引言

大数据、物联网、云计算及人工智能等技术的快速发展对信息存算系统的性能提出了更高的要求, 实现低驱动能耗、高存储密度及高读写速度成为了核心目标<sup>[1-4]</sup>。而这些落实到应用层面则要求器件在更小的尺寸下依然可以稳定地保存信息并具有更快的数据传输速度及更低的写入能耗, 同时可以与现有互补金属氧化物半导体 (complementary metal oxide semiconductor, CMOS) 工艺顺

利整合、适合大规模量产<sup>[4]</sup>。而伴随着自旋电子学的发展, 人们通过对“电子自旋”这一物理自由度的利用突破了传统仅基于电荷驱动的存储技术方案所面临的瓶颈, 从而为信息技术的快速发展提供有效可行的技术方案<sup>[5-7]</sup>。

其中的典型代表就是磁性随机存储器 (magnetoresistive random access memory, MRAM)。MRAM以磁性隧道结 (magnetic tunnel junction, MTJ) 为核心单元, 以两个磁性层相对方向的平行与反平行构成高低阻态, 以此来表示数据“0”与“1”, 实现数据的存储<sup>[8,9]</sup>。MRAM兼具非易失、读

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1402602) 和国家自然科学基金 (批准号: 52130103, 12104486, 51971026, 12374099, 12174426) 资助的课题。

# 同等贡献作者。

† 通信作者。E-mail: [sgwang@ahu.edu.cn](mailto:sgwang@ahu.edu.cn)

写速度快、抗辐射与高存储密度等优势,因此成为了新型嵌入式存储与高速缓存等通用技术方案<sup>[10]</sup>.最初的MRAM主要利用电流产生的奥斯特磁场来实现数据写入,通过两条相互垂直的写线(位线与字线)分别施加电流使MTJ中自由层的磁矩翻转,即Toggle-MRAM,其器件构型如图1(a)所示.此后为解决存储单元在缩小尺寸与提升密度时面临的半选干扰、功耗过高与布线复杂等问题,出现了基于自旋-转移力矩效应(spin-transfer torque, STT)的STT-MRAM.其基本原理为:写入电流垂直穿过MTJ时,电流首先被磁化方向固定的“参考层”自旋极化,隧穿过势垒后将自旋角动量传递至自由层磁矩并形成力矩作用,驱动自由层的磁矩翻转<sup>[11]</sup>,从而完成数据写入,其构型如图1(b)所示.基于其在工作原理上的优势,STT-MRAM在读写速度及存储密度等方面的性能表现较前代MRAM实现了大幅提升<sup>[12,13]</sup>.不过,其读写共路径的构型也不可避免地带来了读扰风险与隧穿势垒可靠性降低等问题,随着单元尺寸的进一步降低,热稳定性与可写性之间的矛盾愈发突出,这就使得STT-MRAM在高密度及低功耗的应用场景下面临明显的瓶颈.

为进一步解决这一问题,基于自旋-轨道力矩效应(spin-orbit torque, SOT)的SOT-MRAM应运而生:其写入电流由横向写线承载并激发自旋源产生,穿过异质界面注入铁磁层的自旋流形成力矩作用并驱动自由层磁矩翻转,其构型如图1(c)所示. SOT-MRAM的读写通道物理分离,具有零读扰与高耐久等优势,在新型高速及高密度磁存储及逻辑运算等应用场景中颇具潜力<sup>[14]</sup>.然而迄今为止, SOT-MRAM的大规模应用仍面临的核心问题

在于针对具有垂直磁各向异性(perpendicular magnetic anisotropy, PMA)单元,实现磁矩的确定性翻转(即信息写入)通常需要外加辅助磁场来实现,这在工业化集成与能效控制上构成了极大的限制.需要强调的是, PMA对于新型磁存储及自旋电子学器件的意义体现在其利于工作单元在极小尺寸下仍能保持足够高的能垒,从而保证热稳定性,是实现数据高密度、高能效、非易失存算性能的关键<sup>[15-17]</sup>.因此,如何在保持PMA优势的同时,消除外磁场依赖、实现纯电流驱动的垂直磁矩确定性翻转就成为了SOT器件走向广泛应用的关键,因此也一直是相关方向研究人员所关注的重点<sup>[18]</sup>.本文将聚焦基于SOT效应的电流驱动垂直磁矩无场翻转的研究,从物理机理、材料选择及器件设计等方面对相关研究工作及技术方案的进行介绍.

## 2 自旋-轨道力矩效应

### 2.1 自旋-轨道力矩效应的起源

SOT效应通常产生于具有强自旋-轨道耦合的自旋源层(spin source)与铁磁层所构成的异质结构中.当电流在面内流过自旋源层时,自旋-轨道耦合可以实现电荷流与自旋流的互相转换,在垂直于异质界面的方向产生自旋流并注入铁磁层,从而在铁磁层中对磁矩施加力矩作用并驱动其翻转. SOT的起源通常对应两种物理效应,分别为自旋霍尔效应和Rashba-Edelstein效应.

#### 1) 自旋霍尔效应

作为将电流高效转换为自旋流的机制,自旋霍尔效应(spin Hall effect, SHE)指的是在具有强自旋-轨道耦合的材料,如重金属(Pt, Ta, W等),通入

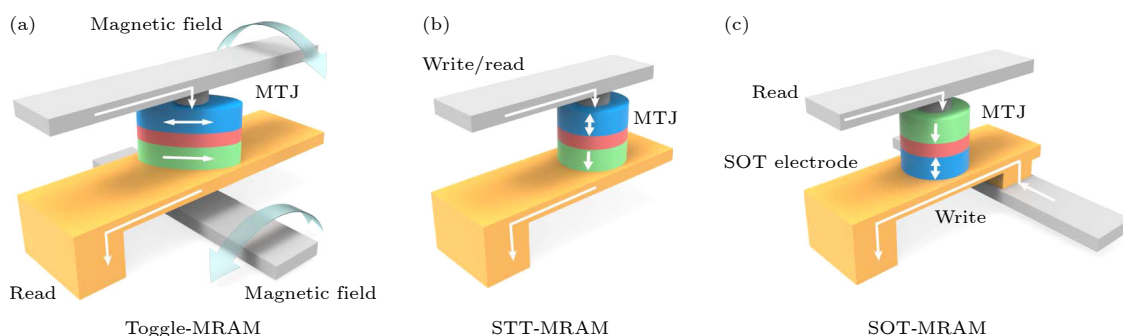


图1 磁随机存储器构型 (a) 磁场驱动型磁性随机存储器; (b) 自旋-转移力矩磁性随机存储器; (c) 自旋-轨道力矩磁性随机存储器<sup>[6]</sup>

Fig. 1. Configuration of magnetic random access memory devices: (a) Toggle-MRAM; (b) STT-MRAM; (c) SOT-MRAM<sup>[6]</sup>.

电荷流  $J_c$  会在自旋源层的上下表面形成方向相反的自旋角动量积累并由此产生垂直于电流方向的自旋流  $J_s$ <sup>[19-22]</sup>, 如图 2(a) 所示<sup>[23]</sup>, 其形式可表示为

$$J_s \propto \theta_{SH} J_c \times \hat{\sigma},$$

其中,  $\theta_{SH}$  为自旋霍尔角,  $\hat{\sigma}$  为自旋极化方向单位矢量. 当具有自旋霍尔效应的材料与铁磁层接触构成异质界面时, 该自旋流会通过界面处注入铁磁层, 并对磁矩产生力矩作用从而驱动其翻转<sup>[24-26]</sup>.

## 2) Rashba-Edelstein 效应

此外, 在具有界面空间反演对称性破缺的异质结体系中, 界面处存在的 Rashba 型自旋-轨道耦合会导致能带发生自旋劈裂<sup>[27,28]</sup>. 当施加面内电流时, 载流子在动量空间中的分布发生整体偏移, 从而在界面诱导出一个具有确定方向的非平衡自旋极化, 即 Rashba-Edelstein 效应 (Rashba-Edelstein effect, REE), 如图 2(b) 所示<sup>[19]</sup>, 其产生的净自旋密度可表示为

$$S \propto \alpha_R \mathbf{E} \times \hat{z},$$

其中  $\alpha_R$  为 Rashba 耦合强度,  $\mathbf{E}$  为面内电场矢量,  $\hat{z}$  为界面法向单位矢量. 该界面自旋极化同样可以对相邻铁磁层磁矩施加力矩作用<sup>[29]</sup>. 在电流驱动磁矩翻转的过程中, 体效应 (如自旋霍尔效应) 与界面效应 (如 Rashba-Edelstein 效应) 往往同时存在并共同决定着 SOT 的强度与磁矩翻转的效率.

## 2.2 自旋轨道力矩效应的作用机制

铁磁层磁矩的动力学过程通常可以用含有 SOT 项的 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程描述<sup>[30]</sup>. 以单位磁矩方向  $\mathbf{m}$  表示铁磁层磁化方向, LLG 方程可写为

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times H_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \tau_{\text{SOT}},$$

其中  $\gamma$  为旋磁比,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $H_{\text{eff}}$  为有效磁场 (包括外磁场、各向异性场、退磁场等),  $\alpha$  为 Gilbert 阻尼系数,  $\tau_{\text{SOT}}$  即为 SOT 项. 通常 SOT 作用可以分为两种, 第 1 种为类阻尼力矩 (damping-like torque,  $\tau_{\text{DL}}$ ), 其形式可表示为

$$\tau_{\text{DL}} \propto \mathbf{m} \times (\hat{\sigma} \times \mathbf{m}).$$

该力矩方向与 Gilbert 阻尼项类似, 可以随电流方向改变符号, 从而在合适条件下抵消或克服本征阻尼作用, 实现驱动磁矩的定向翻转. 第 2 种为类场力矩 (field-like torque,  $\tau_{\text{FL}}$ ), 其形式可表示为

$$\tau_{\text{FL}} \propto \mathbf{m} \times \hat{\sigma}.$$

SOT 对铁磁层磁矩所形成的类阻尼力矩作用和类场力矩作用以及对应的等效场 ( $B_{\text{DL}}$  和  $B_{\text{FL}}$ ) 方向如图 2(c) 所示<sup>[20]</sup>. 在具体的 SOT 构型中,  $\tau_{\text{DL}}$  与  $\tau_{\text{FL}}$  的相对大小由自旋源的类型、结构特性及界面状况等因素共同决定, 因此通过材料设计与界面工程等手段可以实现对 SOT 效应的有效调控.

## 2.3 电流驱动垂直磁矩翻转通常需要外部磁场辅助的原因

在具有垂直磁各向异性的磁性多层膜结构中, 电流沿面内方向流过自旋源层, 产生的自旋流具有方向垂直于电流方向的面内自旋极化, 而垂直磁化矢量初态沿着薄膜的法线方向, 此时 SOT 作用在对称性上对垂直磁矩的两个方向是等价的, 即在缺乏额外对称性破缺的情况下, 体系对“向上”和“向下”两个磁化方向在能量上没有区别, 这意味着在单纯由 SHE/REE 产生的面内自旋极化作用下, 电流往往只会引起随机的多畴态或非确定性的翻转,

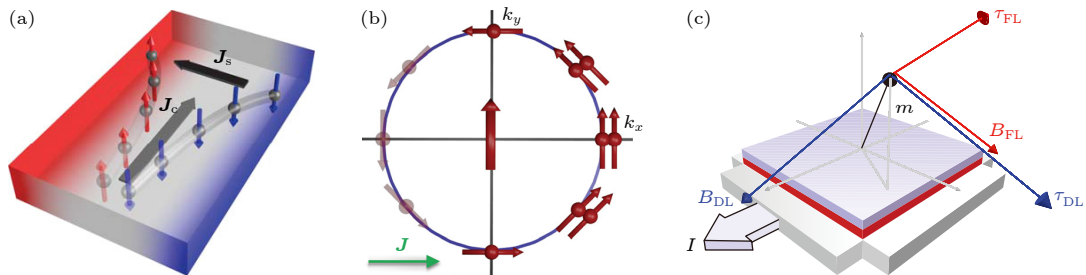


图 2 对应 SOT 起源的两种物理效应示意图, 即 (a) 自旋霍尔效应<sup>[23]</sup> 和 (b) Rashba-Edelstein 效应<sup>[19]</sup>; (c) SOT 对铁磁层磁矩产生的作用<sup>[20]</sup>

Fig. 2. Schematic diagrams of two effects corresponding to SOT origins: (a) Spin Hall effect<sup>[23]</sup> and (b) Rashba-Edelstein effect<sup>[19]</sup>. (c) SOT on the magnetic moment of a ferromagnetic layer<sup>[20]</sup>.

难以实现可重复的确定性写入操作<sup>[26,31]</sup>. 为实现确定性的垂直磁矩翻转, 需要额外的对称性破缺来打破“向上”和“向下”方向之间的等价性. 在传统的 SOT 构型比如重金属/铁磁结构中, 最直接的方式就是在电流驱动磁矩翻转的过程中施加一个沿面内方向的外磁场, 但是这会使得 SOT 器件很难走向高密度、低功耗、可集成的实际应用. 因此如何在不依赖外磁场的条件下, 通过其他技术方案引入有效的内建对称性破缺, 从而实现真正意义上的“无场翻转”也就成为了这一研究领域的关键问题之一, 也正是本文后续部分将重点讨论的内容.

### 3 基于自旋-轨道力矩效应的电流驱动垂直磁矩无场翻转

#### 3.1 利用不对称结构与成分梯度实现的无场翻转

基于前文的讨论可知实现摆脱对外磁场依赖的关键在于打破垂直磁矩翻转的对称性, 这一目标的实现可以通过构建器件平面内几何构型的不对称来实现. 比如 Yu 等<sup>[32]</sup>首先在 Ta/CoFeB/TaO<sub>x</sub> 结构中沿垂直于器件长度的方向制备了楔形 TaO<sub>x</sub> 层, 使顶层氧化物厚度连续变化, 如图 3(a) 所示. 二次谐波测试实验表明, 该体系内除了产生传统的类阻尼力矩外, 楔形结构同时引入了一个指向  $z$  方向的 SOT 等效场  $H_{\text{eff}}^z$ , 其方向由电流和楔形梯度的相对方向共同决定: 当电流垂直于楔形梯度时, 正负方向的电流将分别使磁矩达到稳定的“朝上”和“朝下”两个状态, 从而在完全无外场的条件下实现了垂直磁化的确定性翻转 (图 3(b)); 而当电流平行于楔形梯度时,  $H_{\text{eff}}^z$  消失, 确定性翻转不再发生. 在该体系中, TaO<sub>x</sub> 楔形结构带来的不仅是磁各向异性常数  $K_u$  的横向变化, 更关键的是 CoFeB/TaO<sub>x</sub> 界面氧含量的渐变, 导致界面 Rashba 场和自旋散射在器件两端不相同, 从而在宏观上表现为一个电流相关的面外等效场. 这一工作通过引入横向楔形结构形成了不对称的垂直等效场, 是实现电流驱动垂直磁矩无场翻转的开创性工作. 此外, 在相似的体系中, 将铁磁层 CoFeB 设计为楔形结构也被证明可以有效调控 CoFeB/TaO<sub>x</sub> 界面处的氧化程度梯度从而实现无场翻转<sup>[33]</sup>.

构建“楔形结构”的思路同样可以被应用于自旋源层. 在 Pt/W/Co/Ni 多层结构中, Chen 等<sup>[34]</sup>

制备了具有厚度梯度的楔形 W 层, 即沿器件的长度方向 W 从“超薄”逐渐变厚, 而 Pt 层厚度保持不变. 由于 Pt 和 W 的自旋霍尔角符号相反, 且 W 的贡献随厚度快速增强, 沿楔形方向流动的电流会经历一个从“Pt 主导”到“W 主导”的转变, 导致自旋霍尔产生的自旋流在器件内形成连续的空间梯度, 如图 3(c) 所示. 当电流沿楔形厚度梯度方向时, 垂直磁矩可以在无外场条件下实现确定性翻转 (图 3(d)); 若电流方向垂直于楔形梯度, 则翻转行为消失. 自旋流的空间梯度在宏观上可被等效为一个面内有效磁场, 打破了翻转的对称性, 从而实现了零场下的磁化翻转<sup>[34]</sup>. 而同样针对自旋源层, Bai 等<sup>[35]</sup>通过构建“双楔形”结构有效调控铁磁层各向异性, 由此实现了 Co 垂直磁矩的电流驱动无场翻转.

除此之外, 使用其他的技术方案来构建非对称的结构或界面也可以实现基于 SOT 的电流驱动垂直磁矩无场翻转. 比如 You 等<sup>[36]</sup>在 Ta/CoFeB/MgO 结构中, 通过“局域刻蚀”的方式, 在单一薄膜器件的一侧制备出一个“台阶区”. 刻蚀区内 CoFeB 层厚度更薄且失去 PMA, 磁矩趋向于在面内排列, 而未刻蚀区域仍具有垂直磁各向异性. 为了降低退磁能, 刻蚀区的磁矩会朝向纳米磁体内部, 这等效于整个铁磁层的平均磁矩相对于法线倾斜了约 2°. 在这样具有“倾斜磁矩”的器件中, 注入面内电流所产生的 SOT 不再面对完全对称的两种垂直磁矩状态, 因此可以实现无场确定性翻转. 这一工作证明了即使引入非常微小的几何结构改动, 也可以在能量势垒上打破对称性, 由此便可以基于 SOT 效应实现在无外场条件下的电流驱动垂直磁矩翻转 (图 3(e)).

除了构建特殊的“几何形状”外, Chuang 等<sup>[37]</sup>在 Cr/CoFeB/MgO 结构中通过改变溅射角度可以诱导 Cr 或 CoFeB 层内部形成沿某一固定方向倾斜的柱状晶粒, 如图 4(a) 所示, 这种特殊的微结构将赋予体系面内各向异性和一个等效场. 实验结果表明: 当电流垂直于柱状晶粒倾角的投影方向注入时, 在无外磁场的条件下即可实现稳定的垂直磁矩翻转; 而改变电流方向或消除倾斜生长, 则无场翻转随之减弱或消失. 此外, Razavi 等<sup>[38]</sup>提出了“界面工程”的方案: 在 W/CoFeB/MgO 中, 在 W/CoFeB 界面处插入极薄的轻金属 Ti 层并在制备过程中使其在厚度或覆盖率上存在轻微的不对称.

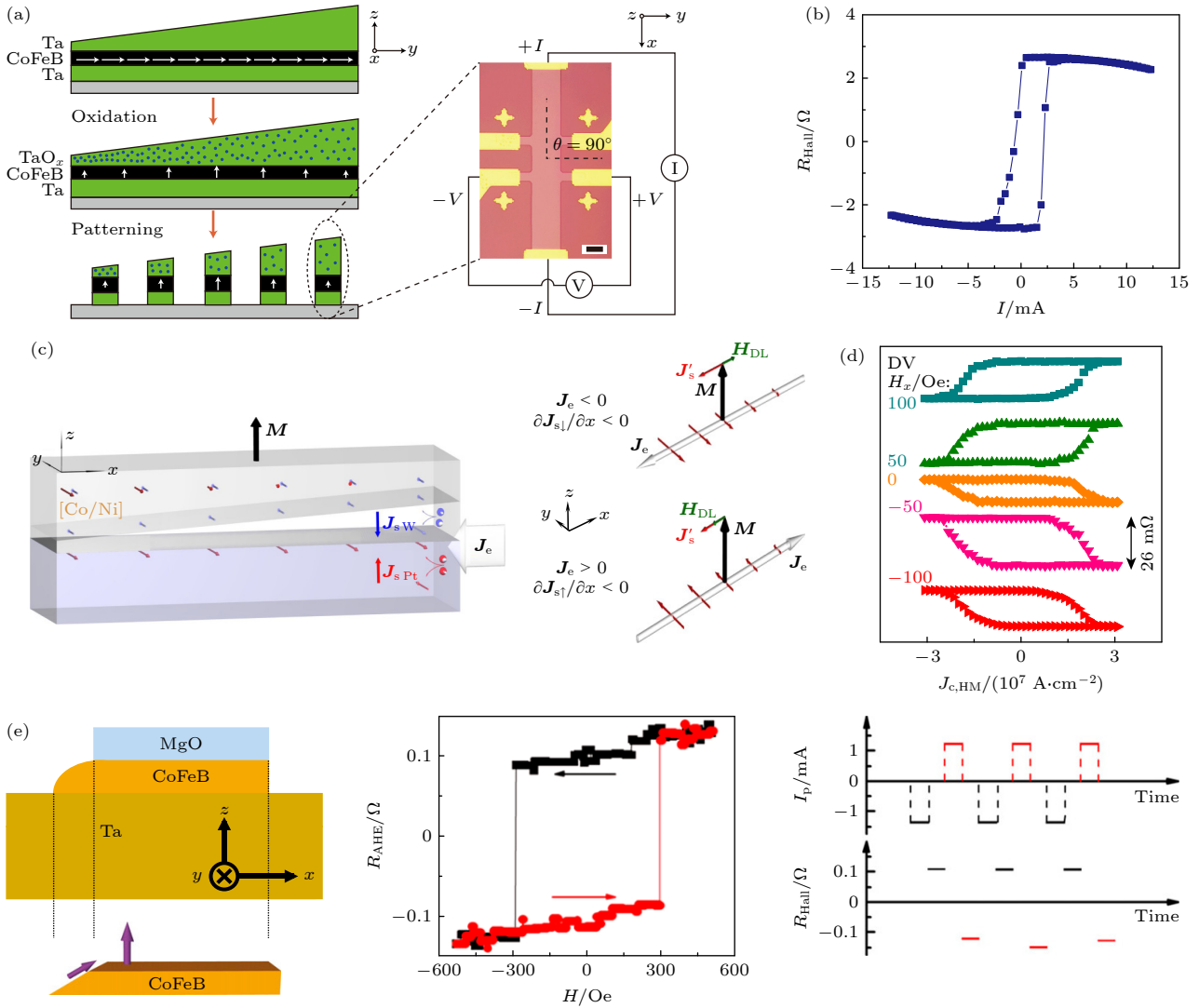


图3 通过引入不对称结构实现的SOT驱动垂直磁矩无场磁化翻转 (a) 在Ta/CoFeB/TaO<sub>x</sub>样品中设计楔形的TaO<sub>x</sub>层并 (b) 实现无外磁场辅助的电流驱动垂直磁矩翻转<sup>[32]</sup>; (c) 在Pt/W/[Co/Ni]多层膜样品中引入楔形结构的W层并 (d) 在样品中实现垂直磁矩无场翻转<sup>[34]</sup>; (e) 在Ta/CoFeB/MgO样品中构建CoFeB边缘楔形结构并由此实现垂直磁化无场翻转<sup>[36]</sup>

Fig. 3. Achieving field-free SOT magnetization switching through asymmetric structural design: (a) Ta/CoFeB/TaO<sub>x</sub> structure with wedged TaO<sub>x</sub> layer and (b) current-induced magnetization switching in the absence of external magnetic field<sup>[32]</sup>; (c) the Pt/W/[Co/Ni] structure with wedged W layer and (d) the achievement of field-free magnetization switching driven by SOT<sup>[34]</sup>; (e) Ta/CoFeB/MgO device with a wedged edge of CoFeB layer and the corresponding current-induced magnetization switching behavior in the absence of external magnetic field<sup>[36]</sup>.

尽管这在膜厚尺度上几乎不可见,但却会显著调控界面处的自旋散射和Rashba电场,并形成与超薄Ti层存在紧密关联的面外等效场,由此实现垂直磁矩的无场翻转,如图4(b)所示. Cao等<sup>[39]</sup>则在Pt/Co/Pt结构中构建了另一种类型的不对称结构.他们利用激光退火使局部区域的上层Pt与Co之间发生扩散,从而在器件内形成了横向的界面及结构差异,即一侧区域保持Pt/Co/Pt结构,另一侧的Co/Pt之间则因局域退火发生扩散.在这样构型中的横向Pt/Co接触界面上将由于自

旋霍尔效应或Rashba效应产生在面内流动的自旋流和横向分布的SOT,由此形成一个指向面外方向的等效场并可以在电流驱动下实现垂直磁矩的确定性翻转,如图4(c)所示.

此外,“成分梯度”也可以被用来在SOT器件中构建不对称结构.比如Shu等<sup>[40]</sup>在Cu<sub>x</sub>Pt<sub>(1-x)</sub>/Co/Ni结构中,利用Cu-Pt合金层的自旋霍尔角对Pt含量的敏感依赖,在器件长度方向构建了成分梯度:Pt含量高的一端SOT效率大,Pt含量低的一端SOT效率小.沿这个梯度方向注入电流时,

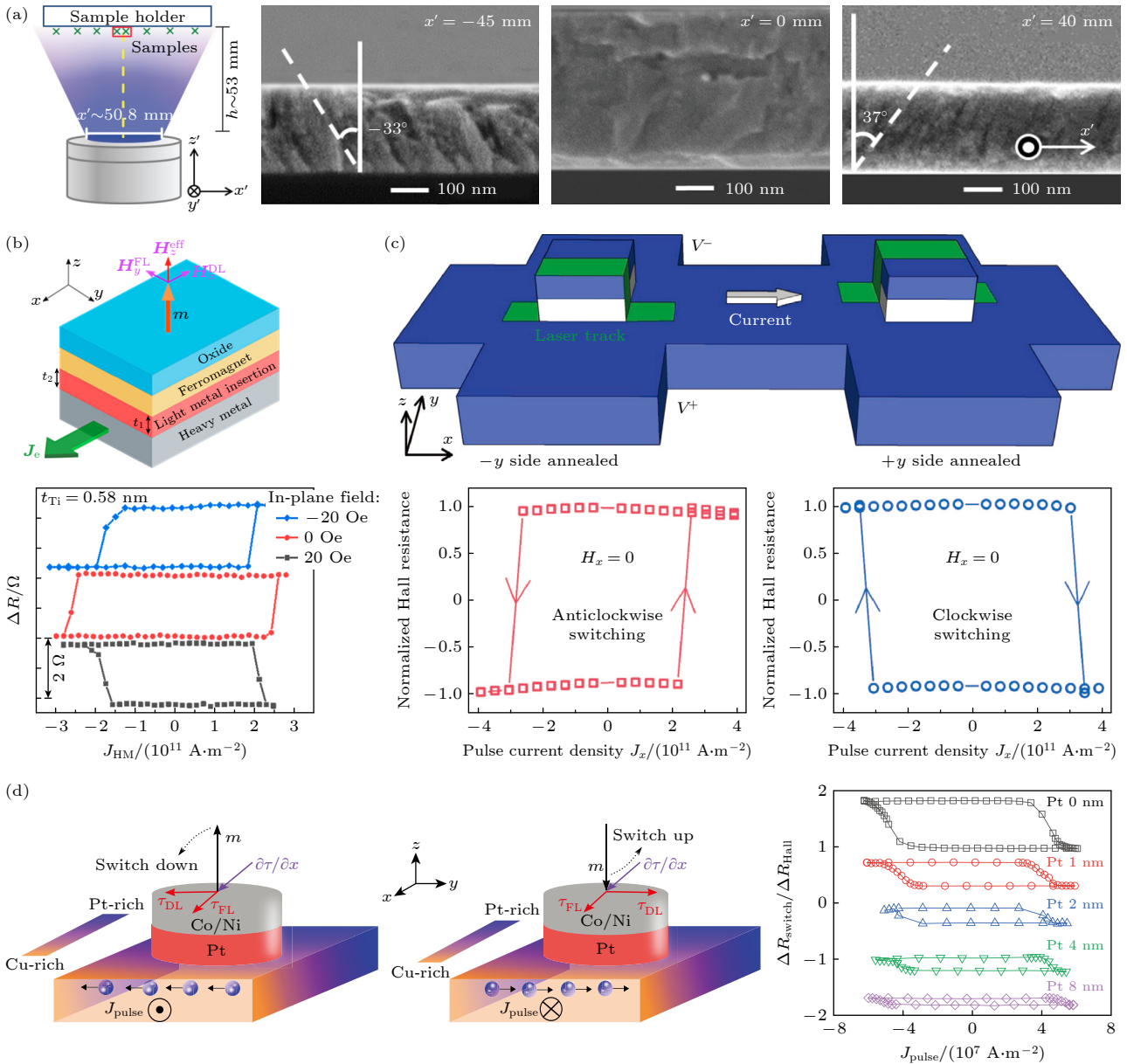


图 4 通过生长工艺、界面工程、局域退火或成分梯度引入不对称性，从而实现无外场辅助的 SOT 磁化翻转 (a) 通过改变溅射时样品摆放位置不同产生具有不对称性柱状晶结构的多层膜<sup>[37]</sup>; (b) 在 W/Ti/CoFeB/MgO 样品中通过引入超薄的 Ti 插层实现无外场辅助的垂直磁矩翻转<sup>[38]</sup>; (c) 通过对 Pt/Co/Pt 结构进行局域激光退火构建横向不对称性，实现无外场辅助的 SOT 磁化翻转<sup>[39]</sup>; (d) 在 Cu-Pt/Pt/[Co/Ni] 多层膜样品生长中引入面内的成分梯度实现无外场辅助的垂直磁矩翻转<sup>[40]</sup>

Fig. 4. Achieving field-free PMA magnetization switching by introducing asymmetry through growth techniques, interface engineering, localized annealing, or composition gradients: (a) Formation of tilted columnar structure with the variation of deposition position<sup>[37]</sup>; (b) field-free magnetization switching of W/Ti/CoFeB/MgO with ultrathin Ti insertion<sup>[38]</sup>; (c) design of lateral asymmetry through locally laser-annealing of the Pt/Co/Pt structure and the achievement of field-free PMA switching<sup>[39]</sup>; (d) realization of field-free magnetization switching through composition gradient design in Cu-Pt/Pt/[Co/Ni] multilayers<sup>[40]</sup>.

由于局部自旋霍尔电流密度随 Pt 含量变化，将形成一个 SOT 梯度，当电流平行于成分梯度方向时，该体系能在无外场下实现稳定的垂直磁矩翻转，如图 4(d) 所示；而当将电流改为垂直于梯度，或者换用无梯度的均匀 Cu-Pt 层后，无场翻转行为则消失。由此可以看出，不论是构建几何形状还是采用界面工程或制造成分梯度，其本质都是打破磁矩

“向上”或“向下”的等价状态，从而在不依赖外磁场的前提下，实现对垂直磁化状态的确定性控制。

### 3.2 在铁磁/反铁磁结构中实现的电流驱动垂直磁矩无场翻转

实现 SOT 驱动垂直磁矩无场翻转的另一技术方案是引入反铁磁材料。在多层膜结构中，反铁磁

层与相邻铁磁层之间的交换耦合作用将诱导产生单向各向异性,使得铁磁层的磁矩翻转在一个方向更为容易而在反方向则更为困难,宏观表现为磁滞回线整体沿磁场轴发生平移,这相当于在铁磁层中建立起一个固定方向的磁场,即交换偏置场<sup>[41-43]</sup>.在 SOT 构型中,这一面内等效场就可以在宏观上打破垂直磁矩翻转过程的对称性. Van den Brink 等<sup>[44]</sup>在 Pt/Co/IrMn 体系中实现了基于这一机制的 SOT 驱动垂直磁矩无场翻转.在该结构中,下方 Pt 层通过自旋霍尔效应向 Co 层注入横向自旋极化的自旋流,而顶层 IrMn 主要承担与 Co 层耦合、提供面内交换偏置的角色.通过在器件制备时设定交换偏置方向,他们证明了在无外磁场辅助的条件下,仅通过脉冲电流就能实现垂直磁矩的确定性翻转,并可通过改变电流方向控制翻转极性(图 5(a)).随后, Fukami 等<sup>[45]</sup>在 PtMn/CoNi 多层膜结构中推进了这一思路,将反铁磁 PtMn 直接作为自旋源使用,其结构如图 5(b) 所示.在该体系中, PtMn 除了可以通过交换耦合作用提供面内偏置场外,其产生的 SOT 强度足以在无外场条件下翻转具有垂直磁各向异性的 CoNi 多层膜的磁矩(图 5(c)).值得一提的是,得益于反铁磁/铁磁界面的多畴结构与交换耦合的空间不均匀性, PtMn/CoNi 器件在 SOT 驱动下呈现出类似“忆阻器”的多级翻转特性,即通过改变电流脉冲宽度或幅值,可以连续调节磁化翻转比例,实现类似模拟权重的输出,因此也具有应用于自旋类脑计算器件的潜力,如图 5(d) 所示.在该体系中,反铁磁 PtMn 取代常规的重金属可在产生自旋流的同时打破对称性,而类似的功能在另一种反铁磁合金 IrMn 中同样可以实现. Oh 等<sup>[46]</sup>在 Ta/IrMn/CoFeB/MgO 结构中发现当引入 IrMn 后,除了出现显著的交换偏置外,体系的 SOT 强度也会随着 IrMn 的厚度产生显著的变化,这说明反铁磁 IrMn 自身具有不可忽略的自旋霍尔效应.通过进一步对比 Ta/CoFeB/MgO 与 Ta/IrMn/CoFeB/MgO 结构的 SOT 翻转行为可以清晰发现:前者需要外加面内磁场才能实现磁矩的确定性翻转,而后者在 IrMn 提供的内建面内等效场作用下可实现无场的电流驱动垂直磁矩翻转,如图 5(e) 所示.

在上述工作的基础上, Peng 等<sup>[47]</sup>在 IrMn/CoFeB/MgO 结构中引入电压控制磁各向异性效应 (voltage-controlled magnetic anisotropy, VCMA),提出了一种“电压门控的 SOT 无场翻转”

的技术方案.该结构中, IrMn 仍然负责提供交换偏置和产生 SOT,而 CoFeB/MgO 隧道结既可作为读出单元,又是 VCMA 的作用界面.通过在栅极施加负压(图 5(f)),界面各向异性常数被显著降低,使得垂直磁化翻转的能量势垒减小,从而显著降低临界翻转电流密度.这一工作将反铁磁 SOT 与电压控制相结合,提出了多场调控自旋器件的新思路.

值得一提的是,在反铁磁/铁磁异质结构薄膜中,除了通过交换偏置效应提供等效场来实现垂直磁矩的无场翻转之外,还可以基于 SOT 效应实现电流对铁磁/反铁磁界面处交换偏置效应的调控.与传统“场冷退火”方式相比,电流驱动的交换偏置调控可以在常温、器件化的工作条件实施,因此更具应用潜力.比如 Lin 等<sup>[48]</sup>在 Pt/Co/IrMn 多层膜中证明了 SOT 能够同时翻转垂直的 Co 磁矩和 IrMn 界面处的自旋构型,从而导致磁滞回线的偏置方向发生改变,实现磁矩与交换偏置的同步翻转,如图 6(a) 所示. Peng 等<sup>[49]</sup>则将反铁磁层作为自旋源,在 IrMn/CoFeB/MgO 结构中利用由 IrMn 产生的 SOT 实现了对交换偏置的调控.而通过在低于阻塞温度 (blocking temperature) 的条件下调节电流脉冲的方向和幅值,可进一步实现 CoFeB 磁矩和交换偏置场的独立翻转(图 6(b)).此后, Wang 等<sup>[50]</sup>利用皮秒电流脉冲和时间分辨磁光克尔显微技术在 Pt/Co/IrMn 交换偏置结构中研究了垂直磁矩和交换偏置在亚纳秒尺度上的动态翻转(图 6(c)).电流脉冲不仅可以在几十皮秒内诱导铁磁层多畴成核与扩展,还能部分重排反铁磁/铁磁界面自旋,使得体系的交换偏置场在不同脉冲电流密度下呈现多级、可调的变化,从而在一个器件中实现多级阻态.需要指出的是,上述三项工作在实现电流调控交换偏置时仍然需要外加磁场辅助,而 Qi 等<sup>[51]</sup>在单晶外延的 Pt/Co/ $\gamma$ -IrMn<sub>3</sub> 多层膜体系中通过应变工程与界面结构设计,实现了垂直交换偏置的全电学操控.该体系在反铁磁 IrMn 层厚度仅为 2 nm 时便表现出强的室温垂直交换偏置,通过极化中子反射谱技术证实,超薄 IrMn 层内具有全局的未补偿磁矩,因此可以有效降低 Co/IrMn 界面处起“钉扎”作用的磁矩翻转势垒,从而为交换偏置效应的全电学调控提供了可能.通过进一步在 Pt/Co 界面引入超薄的 Cr 插层,交换偏置场在面内方向产生了细微的分量,从而使

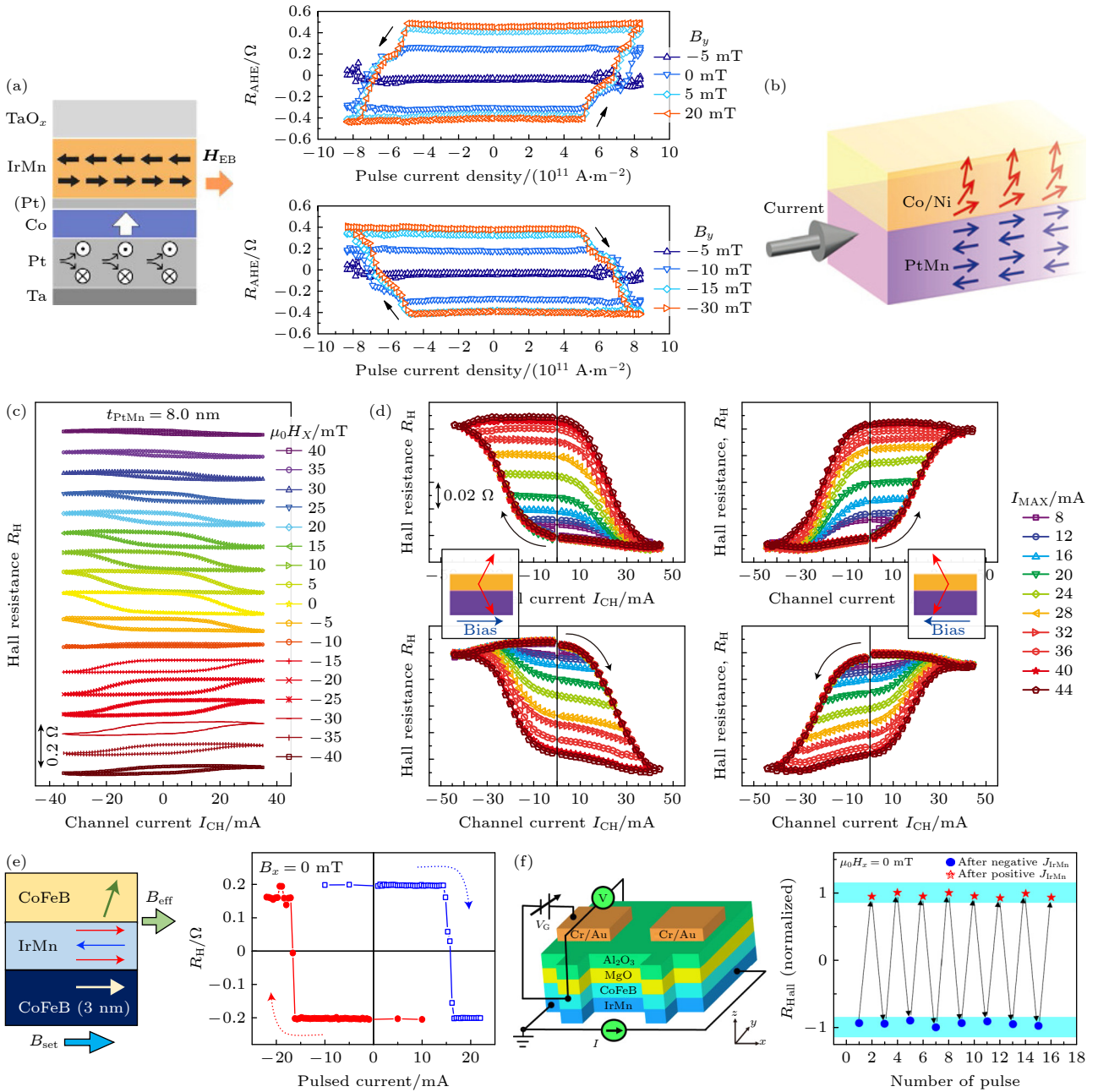


图5 通过交换偏置效应实现无外磁场辅助的电流驱动垂直磁化翻转 (a) 在 Ta/Pt/Co/(Pt)/IrMn/TaO<sub>x</sub> 结构中通过利用 IrMn 层的面内交换偏置效应实现无场磁化翻转<sup>[44]</sup>; (b) PtMn/[Co/Ni] 样品中的面内交换偏置效应及 (c) 利用该结构实现的 SOT 驱动垂直磁化的无场翻转<sup>[45]</sup>; (d) PtMn/[Co/Ni] 器件表现出忆阻器行为<sup>[45]</sup>; (e) 在 Ta/CoFeB/IrMn/CoFeB/MgO 样品中利用 IrMn 提供的交换偏置效应实现的无外场辅助的垂直磁化翻转<sup>[46]</sup>; (f) 在具有交换偏置效应的 IrMn/CoFeB/MgO/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 结构中结合 VCMA 效应所实现垂直磁化的无场翻转<sup>[47]</sup>

Fig. 5. Enabling field-free switching through exchange bias effect: (a) Utilizing in-plane exchange bias field induced by the IrMn layer to achieve field-free magnetization switching in Ta/Pt/Co/(Pt)/IrMn/TaO<sub>x</sub> structure<sup>[44]</sup>; (b) in-plane exchange bias effect in PtMn/[Co/Ni] sample and (c) the realization of field-free magnetization switching driven by SOT<sup>[45]</sup>; (d) memristive behavior of the PtMn/[Co/Ni] sample<sup>[45]</sup>; (e) field-free SOT switching in Ta/CoFeB/IrMn/CoFeB/MgO sample<sup>[46]</sup>; (f) field-free SOT switching achieved by combining the VCMA effect with the IrMn/CoFeB/MgO/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> structure exhibiting exchange bias<sup>[47]</sup>.

得该体系既可以实现垂直磁矩的确定性无场翻转, 又可以仅依靠脉冲电流驱动交换偏置方向的切换, 如图 6(d) 所示。

由此可以看出, 引入反铁磁材料参与 SOT 器

件的构建将为自旋源材料的选择及实现无场翻转的策略提供更多的方案, 也为新型自旋电子学器件的功能扩展增加了新的可能性。还有一点需要指出的是, 对于某些具有笼目 (kagome) 晶格的反铁磁

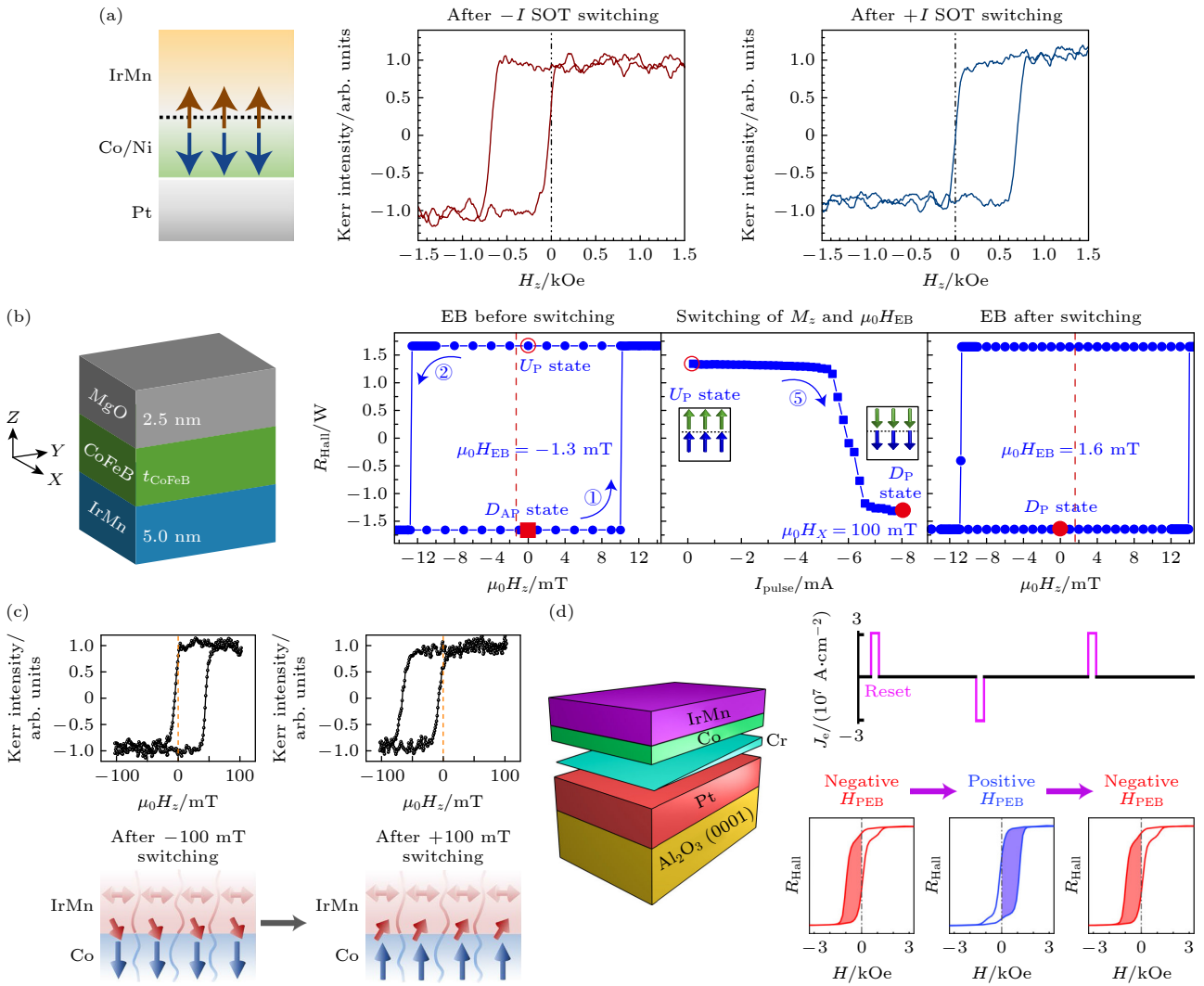


图 6 通过 SOT 实现对交换偏置效应的调控 (a) 在 Pt/[Co/Ni]/IrMn 样品中电流驱动铁磁层磁矩和交换偏置的同时翻转<sup>[48]</sup>; (b) 在 IrMn/CoFeB/MgO 样品中通过改变脉冲电流和外加磁场调控垂直交换偏置<sup>[49]</sup>; (c) ns 级别脉冲电流翻转 Pt/Co/IrMn 结构的交换偏置<sup>[50]</sup>; (d) 在外延的 Pt/Cr/Co/ $\gamma$ -IrMn<sub>3</sub> 结构中实现的垂直交换偏置的全电学调控<sup>[51]</sup>

Fig. 6. Manipulation of exchange bias by SOT: (a) Current-induced switching for magnetization and exchange bias in the Pt/[Co/Ni]/IrMn structure<sup>[48]</sup>; (b) exchange bias switching in IrMn/CoFeB/MgO structure by varying the external magnetic field and pulsed current<sup>[49]</sup>; (c) manipulation of exchange bias by nanosecond pulsed current with external magnetic field in Pt/Co/IrMn structure<sup>[50]</sup>; (d) full-electrical manipulation of exchange bias and magnetization in epitaxial Pt/Cr/Co/ $\gamma$ -IrMn<sub>3</sub> sample in the absence of magnetic field<sup>[51]</sup>.

材料, 如  $L1_2$ -IrMn,  $Mn_3Sn$  等, 其特殊的非共线反铁磁结构将允许其产生具有非常规自旋极化方向的自旋流, 从而可以直接驱动垂直磁矩的无场翻转, 这将在后文的内容中进行详细的介绍。

### 3.3 利用层间耦合作用实现垂直磁矩的无场翻转

除了上文讨论的通过结构设计以及引入反铁磁/铁磁界面等方案外, 在具有双铁磁层的“三明治”多层结构中还可以通过引入层间耦合作用的方式来实现基于 SOT 效应的垂直磁矩无场翻转, 而

耦合作用的形式可以是 Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) 型层间交换耦合<sup>[52-55]</sup>, 也可以是层间 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (层间 DMI) 等<sup>[56-58]</sup>. 通过合理设计调控两铁磁层的磁各向异性及耦合强度, 可以在体系内形成一个内建的“等效场”或固定的手性, 从而与电流诱导 SOT 形成协同作用, 实现确定性的翻转. 比如 Lau 等<sup>[59]</sup> 首次提出利用层间交换耦合作用实现多层膜中 PMA 层的 SOT 驱动无场翻转. 他们在 Pt/CoFe/Ru/CoFe/IrMn 结构中, 将垂直各向异性的 CoFe 自由层夹在 Pt(自旋源层) 和 Ru 之间, 而上方被 IrMn 钉扎

的 CoFe 层为面内磁化状态, Ru 间隔层在两层 CoFe 之间建立强烈的 RKKY 耦合, 而这种层间耦合作用将在自由层上诱导产生面内的等效场, 其符号由上层具有面内各向异性 CoFe 的磁化方向和耦合的符号共同决定, 从而使得在不施加外场辅助时, 电流的方向就能唯一地决定垂直 CoFe 自由层最终的磁化方向, 由此实现确定性翻转, 如图 7(a)

所示. 在此基础上, Wang 等<sup>[60]</sup> 进一步在类似的构型 (图 7(b)) 中通过预先施加正交电流翻转顶层面内磁矩的方向, 实现了原位调控底部具有 PMA 的 Co 自由层的 SOT 翻转极性, 如图 7(c) 所示. 这种极性的可控性能够使得在同一器件单元内无需外加磁场即可实现 AND, NAND 和 NOT 等逻辑门功能, 如图 7(d) 所示. 这一结果证明了利用层间耦

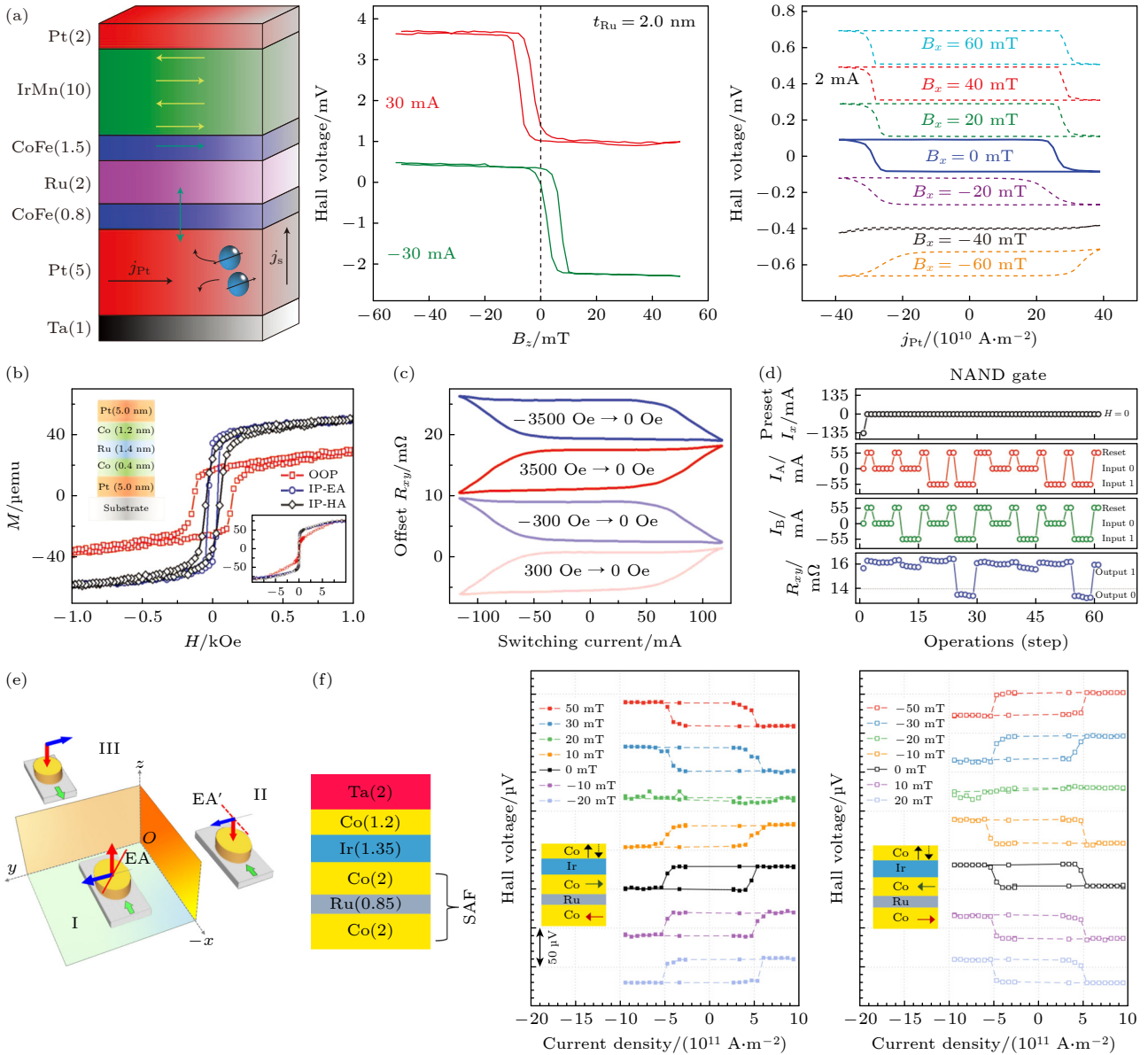


图 7 通过层间交换耦合作用实现无外磁场辅助的 SOT 翻转 (a) 在 Pt/CoFe/Ru/CoFe/IrMn/Pt 结构中利用层间交换耦合作用实现垂直磁矩的无场翻转<sup>[59]</sup>; (b)–(d) 在 Pt/Co/Ru/Co/Pt 中利用层间交换耦合作用实现极性可控的 SOT 无场翻转并设计实现了逻辑门电路功能<sup>[60]</sup>; (e) 在 CoFeB/Ta/CoFeB 结构中利用 T 型耦合实现的 SOT 驱动磁矩无场翻转<sup>[61]</sup>; (f) 在 Co/Ru/Co/Co/Ir/Co/Ta 样品中利用 Ir 层的 SHE 及层间交换耦合作用来调控功能来实现垂直磁化的无场翻转<sup>[62]</sup>

Fig. 7. Realization of field-free SOT switching through interlayer exchange coupling: (a) Field-free perpendicular magnetization switching in Pt/CoFe/Ru/CoFe/IrMn/Pt structure with interlayer exchange coupling between CoFe layers<sup>[59]</sup>; (b)–(d) reversible field-free SOT switching chirality in Pt/Co/Ru/Co/Pt structure and the realization of logic gates<sup>[60]</sup>; (e) enabling field-free magnetization switching through T-type coupling in CoFeB/Ta/CoFeB structure<sup>[61]</sup>; (f) utilizing the SHE and interlayer exchange coupling of Ir insertion to realize field-free perpendicular magnetization switching in Co/Ru/Co/Co/Ir/Co/Ta multilayers<sup>[62]</sup>.

合作用不仅是实现无场翻转的有效手段,更是构建可编程自旋逻辑器件的可行技术路径.此外,Kong等<sup>[61]</sup>提出的“T型耦合”构型进一步为层间耦合诱导的无场翻转提供了全新的视角(图7(e)).与之前结构类似,T型耦合也是由具有层间交换耦合的面内易轴的铁磁层和PMA的铁磁层组成,但是与之前不同的是,这种构型中的电流方向同时与这两个易轴正交.这种特殊的构型使得可以基于SOT效应通过电流同时驱动这两层的磁矩,并最终实现垂直磁矩的无场翻转.除了使用Ru作为隔离层外,Liu等<sup>[62]</sup>则在Co/Ru/Co/Ir/Co/Ta结构中采用Ir同时作为自旋源和隔离层,其底部Co/Ru/Co构成合成反铁磁,顶部Co层具有PMA.通过合理选择Ir隔离层厚度可以有效地将底部Co/Ru/Co与顶部垂直磁化的Co之间调控为反铁磁耦合状态并获得较大的交换耦合场,而SOC较强的Ir也能够通过SHE产生自旋流,在无外场条件下即可通过电流驱动PMA层的磁化翻转,如图7(f)所示,这种自旋源即耦合层的设计更利于器件集成.

除此之外,得益于合成反铁磁 (synthetic anti-

ferromagnet, SAF) 零净磁矩及高热稳定性等优势<sup>[63-65]</sup>,近期的很多工作也聚焦到了相关体系.比如Wei等<sup>[66]</sup>在具有垂直各向异性的SAF结构(PMA-SAF)上引入了一个额外的具有面内各向异性的SAF(IMA-SAF),构成所谓的“dual-SAF”结构.其中,上方PMA-SAF由MgO/CoFeB/W/CoFeB/MgO组成,W既提供SOT又使得上下两层CoFeB之间形成了反铁磁耦合.而下方IMA-SAF则由W/Co/Ir/W/Co构成,通过MgO与PMA-SAF耦合,为其提供面内等效场.由于IMA-SAF本身净磁矩也趋近于零,整个dual-SAF单元几乎不产生杂散场,但依然能够在无外场下实现对PMA-SAF的SOT翻转,如图8(a)所示.而Wang等<sup>[67]</sup>在Pt/PMA-SAF结构中进一步引入了层间DMI,这使得构成SAF的两个PMA铁磁层倾向于形成固定手性的非共线排列,从而打破对称性,在无外加磁场时实现了稳定的磁化翻转,如图8(b)所示.在类似的PMA-SAF体系中,Dou等<sup>[68]</sup>以Co/Ir/Co为核心结构,通过调整铁磁层与隔离层的厚度,实现了对层间耦合及磁各向异性的综合调控,形成上下Co层倾角不同的非共线自旋构型.该结构也

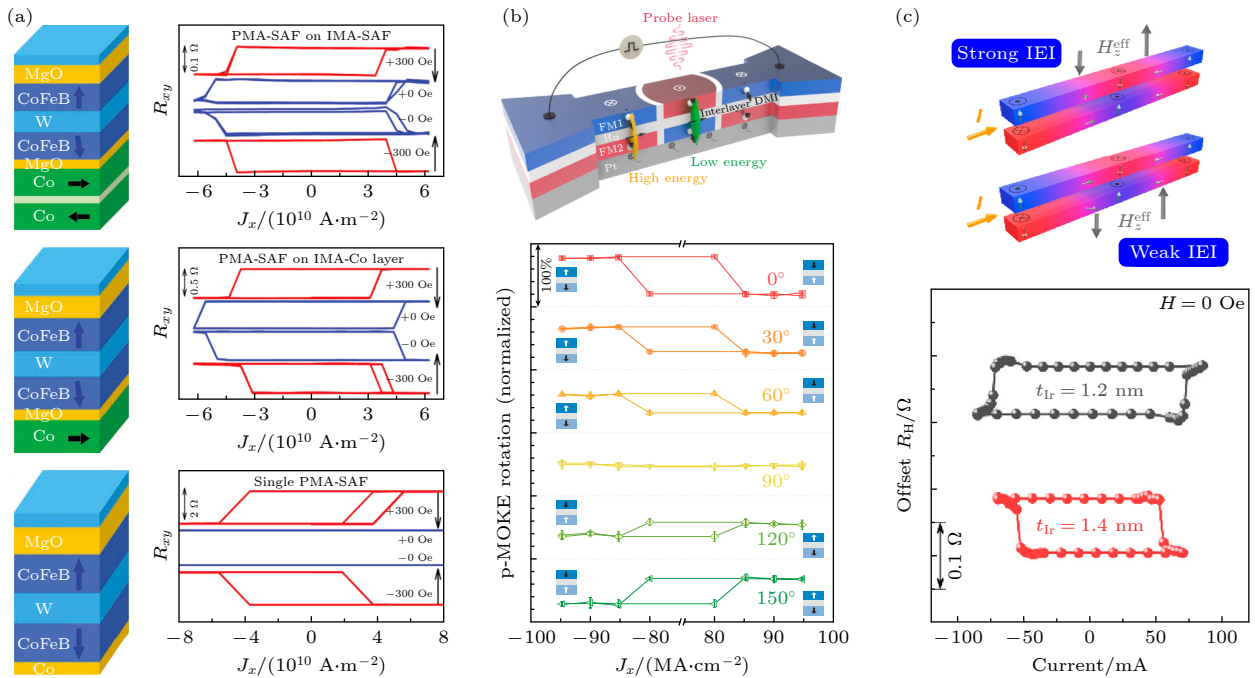


图8 人工合成反铁磁中基于SOT效应的垂直磁矩无场翻转 (a)在具有IMA和PMA的双SAF结构中实现的电流驱动PMA-SAF层的无场翻转<sup>[66]</sup>; (b)依靠层间DMI实现SAF层的无外磁场辅助的垂直磁化翻转<sup>[67]</sup>; (c)在具有非共线自旋构型的Ta/Pt/Co/Ir/Co/Pt/Ta结构中实现的电流驱动的垂直磁矩无场翻转<sup>[68]</sup>

Fig. 8. Field-free switching in synthetic antiferromagnet driven by SOT: (a) Field-free perpendicular magnetization switching in a dual-SAF structure<sup>[66]</sup>; (b) realization of field-free switching through interlayer DMI in SAF<sup>[67]</sup>; (c) field-free perpendicular magnetization switching in a Ta/Pt/Co/Ir/Co/Pt/Ta structure with non-collinear spin configuration<sup>[68]</sup>.

被极化中子反射谱技术证实,在该体系中,垂直磁矩的翻转不再具有对称性,由此可以实现电流驱动的磁矩高效无场翻转(图 8(c)).

总体来看,利用磁性多层膜体系中的层间耦合作用可以在器件内部实现稳定、可控的等效场,从而彻底摆脱 SOT 驱动垂直磁矩翻转对外加磁场的依赖,而层间耦合强度与符号、磁各向异性及非共线角度等参数又赋予了相关体系广阔的调控空间,这将在材料及器件的性能优化及功能扩展上给予更多的可能性.

### 3.4 利用具有面外极化分量的自旋流实现垂直磁矩的无场翻转

上文所讨论的无场翻转策略主要基于常规自旋源材料,其本质是面内自旋极化的自旋流配合一个有效的面外对称性扰动,从而实现 SOT 无场翻转.而当自旋源本身就可以产生带有面外分量的自旋极化,使 SOT 中包含  $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{z})$  分量,就可以在没有外磁场、也不依赖宏观不对称结构的情况下,实现对垂直磁矩的确定性翻转.这一类自旋源材料种类丰富,既包含铁磁材料、非共线反铁磁材料,又包含具有特殊晶体对称性或拓扑特性的金属与半金属材料,以下将分别介绍.

Baek 等<sup>[69]</sup>在铁磁层/非磁层/铁磁层的“三明治”结构中证明了铁磁金属本身即可作为高效自旋源,并可以基于此实现无场翻转.实验结果表明在底层为面内磁化的铁磁层(CoFeB 或 NiFe)、中间为 Ti 隔离层、顶层为垂直磁化的 CoFeB/MgO 的器件中可以实现确定性的无场翻转,如图 9(a) 所示<sup>[69]</sup>,与前文所提到的存在层间耦合作用的结构不同,该工作的 Ti 隔离层厚度为 3 nm,其厚度足以抑制层间的交换耦合或偶极相互作用.而二次谐波测试结果表明该体系中的类阻尼力矩显著增强并具有面外的自旋极化分量,其产生主要源自于底部铁磁层与 Ti 界面上的自旋-轨道耦合与面内磁化共同作用下的自旋-轨道过滤与进动效应,把原本在面内的自旋极化给“拧”到了面外.而除了铁磁材料外,具有非共线自旋结构的反铁磁材料也可以激发产生具有面外分量的自旋流.比如, Hu 等<sup>[70]</sup>在  $\text{Mn}_3\text{Sn}/[\text{Co}/\text{Ni}]$  异质结中,利用磁自旋霍尔效应(magnetic spin Hall effect, MSHE)实现了高效的 SOT 驱动垂直磁矩无场翻转.笼目晶格的金属间化合物  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  具有特殊的非共线反铁磁自旋结构

(图 9(b)),并由此产生了额外的对称性破缺,因而允许出现与常规 SHE 完全不同的自旋霍尔电导张量分量.第一性原理计算显示,在具有(0001)晶体取向的  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中,电流沿面内注入时,可以产生具有面外自旋极化分量的非常规自旋流.而相关的实验结果也表明基于垂直磁化的  $\text{Mn}_3\text{Sn}/[\text{Co}/\text{Ni}]$  结构的多层膜器件具备在无外场条件下实现电流驱动垂直磁矩翻转的能力(图 9(c)),翻转极性与电流方向及预设的反铁磁构型密切相关.而除了铁磁/反铁磁金属材料外,反铁磁绝缘体也可以实现产生“非常规 SOT”的功能.比如, Wang 等<sup>[71]</sup>提出利用绝缘反铁磁 NiO 与重金属界面可以实现面外自旋极化,并在 NiO/Ta/Pt/Co/Pt 结构中实现了室温下的 SOT 驱动无外场磁化翻转(图 9(d)).其基本原理是 Pt 层中通过常规 SHE 产生的自旋流会在 NiO/Pt 界面处发生反射,在反射过程中原本具有面内自旋极化方向的自旋流会由于界面内建电场和反铁磁交换作用场的共同作用产生自旋过滤和进动效应,从而使反射回来的自旋流具有面外的自旋极化分量,实现铁磁层的无外场磁化翻转.此外,该工作还关注到了应力的影响.通过使用不同的衬底(MgO 与  $\text{SrTiO}_3$ )外延生长的 NiO 具有不同的应力状态,这将导致 NiO 层中自旋取向和界面自旋排列发生改变,进而调节 NiO/Pt 界面的自旋滤波效率(图 9(e)),这证明了通过应力工程调控自旋源特性的可能性.同时 NiO 具有高 Néel 温度,其绝缘性又有效抑制了分流问题,因此该工作为高性能、低功耗自旋存储技术提供了可行的技术方案.

除上述介绍的铁磁与反铁磁材料,一些具有特殊晶体对称性以及拓扑特性的材料也可以在电流作用下产生非常规 SOT.比如 Liu 等<sup>[72]</sup>首先在  $L1_1$  有序结构的 CuPt/CoPt 双层膜中观测到了具有面外分量的类阻尼力矩作用并实现了电流驱动的垂直磁矩无场翻转.  $L1_1$ -CuPt 是一种有序合金(图 10(a)),当电流沿着其(111)晶面内的低对称轴注入时会产生面外等效场并诱导 CoPt 层磁矩的无外场翻转,如图 10(b) 所示.该翻转行为与晶体对称性高度相关,呈现出  $120^\circ$  周期性变化(图 10(c)).而 Dc 等<sup>[73]</sup>在另一种有序合金  $\text{MnPd}_3$ (图 10(d)) 中发现,当薄膜具有低对称性的(114)晶向时,电流沿面内通入后除了激发由  $\sigma_y$  产生的面内 SOT 之外,还将同步产生由  $\sigma_x$  和  $\sigma_z$  产生的

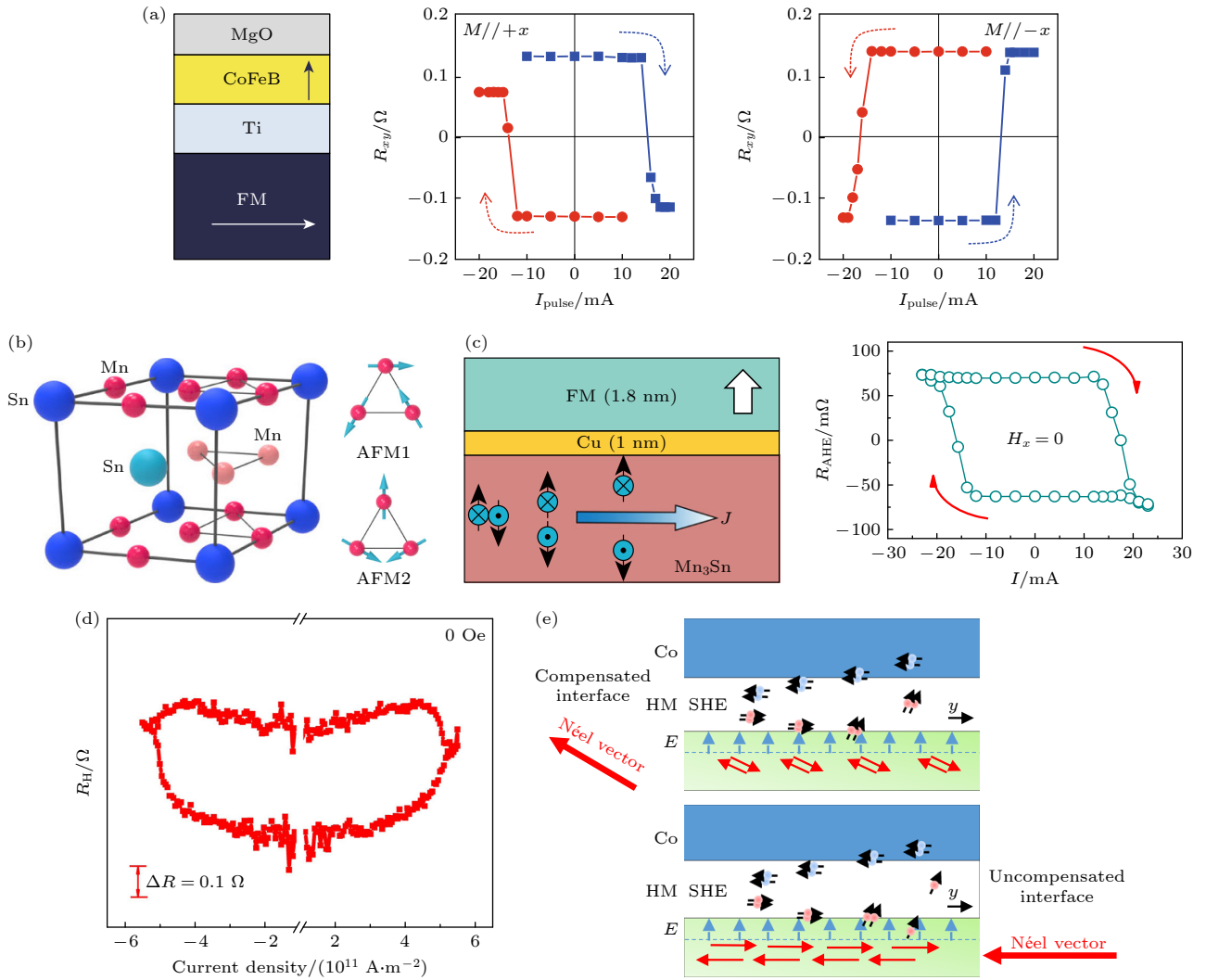


图 9 利用铁磁或者反铁磁材料产生非常规自旋流实现垂直磁化的无场翻转 (a) 利用面内磁化的铁磁层产生具有面外极化分量的自旋流实现电流驱动垂直磁矩的无场翻转<sup>[69]</sup>; (b) 非共线反铁磁材料  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的晶体及自旋结构以及 (c) 利用其磁自旋霍尔效应实现的电流驱动垂直磁矩的无场翻转<sup>[70]</sup>; (d), (e) 利用  $\text{NiO}/\text{Pt}$  界面产生非常规自旋流实现基于 SOT 效应的垂直磁化的无场翻转<sup>[71]</sup>

Fig. 9. Field-free perpendicular magnetization switching utilizing unconventional spin current generated by ferromagnets or antiferromagnets: (a) Field-free magnetization switching driven by spin current with out-of-plane spin polarization generated by ferromagnetic layer with IMA<sup>[69]</sup>; (b) crystal and spin structure of noncolinear antiferromagnetic  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  and (c) achievement of field-free magnetization switching through the magnetic spin Hall effect<sup>[70]</sup>; (d), (e) field-free magnetization switching through the unconventional spin current generated from the  $\text{NiO}/\text{Pt}$  interface<sup>[71]</sup>.

非常规类阻尼力矩, 这一点在第一性原理计算中也得到了验证 (图 10(e)). 以此为基础可在具有垂直磁化的  $\text{MnPd}_3/\text{Co}$  体系中实现无外场辅助的磁矩翻转, 如图 10(f) 所示. 近期, Yang 等<sup>[74]</sup> 在具有 (211) 晶向的  $\text{Ni}_4\text{W}$  中也观测到了由于低晶体对称性所产生的面外自旋流并以此为基础实现了电流驱动垂直磁矩的无场翻转. 这些工作证明了依靠自旋源本身的晶体对称性可以产生非常规 SOT 作用并实现垂直磁矩的无场翻转.

这一特性同样在许多二维材料中得到了证实, 其中的典型代表是  $\text{WTe}_2$ . 作为典型的低对称性

第二类外尔半金属, 其  $ac$  面具有天然的镜面对称性破缺, 允许产生具有非常规极化的自旋流. Zhao 等<sup>[75]</sup> 首先在  $\text{WTe}_2$ /石墨烯器件中通过非局域探测的方式直接观察到了基于低对称性 Weyl 能带结构中的各向异性自旋-动量锁定非常规电荷-自旋转换 (图 11(a)). 在此基础上, Kao 等<sup>[76]</sup> 构建了  $\text{WTe}_2/\text{Fe}_{2.78}\text{GeTe}_2$  (FGT) 范德瓦耳斯异质结, 其中 FGT 具有 PMA. 谐波测量实验结果表明,  $\text{WTe}_2/\text{FGT}$  体系中存在显著的面外类阻尼 SOT 分量, 其大小随电流沿  $a$  轴/ $b$  轴的相对角度变化呈现出明显各向异性, 利用这一非常规 SOT 可以实现 FGT

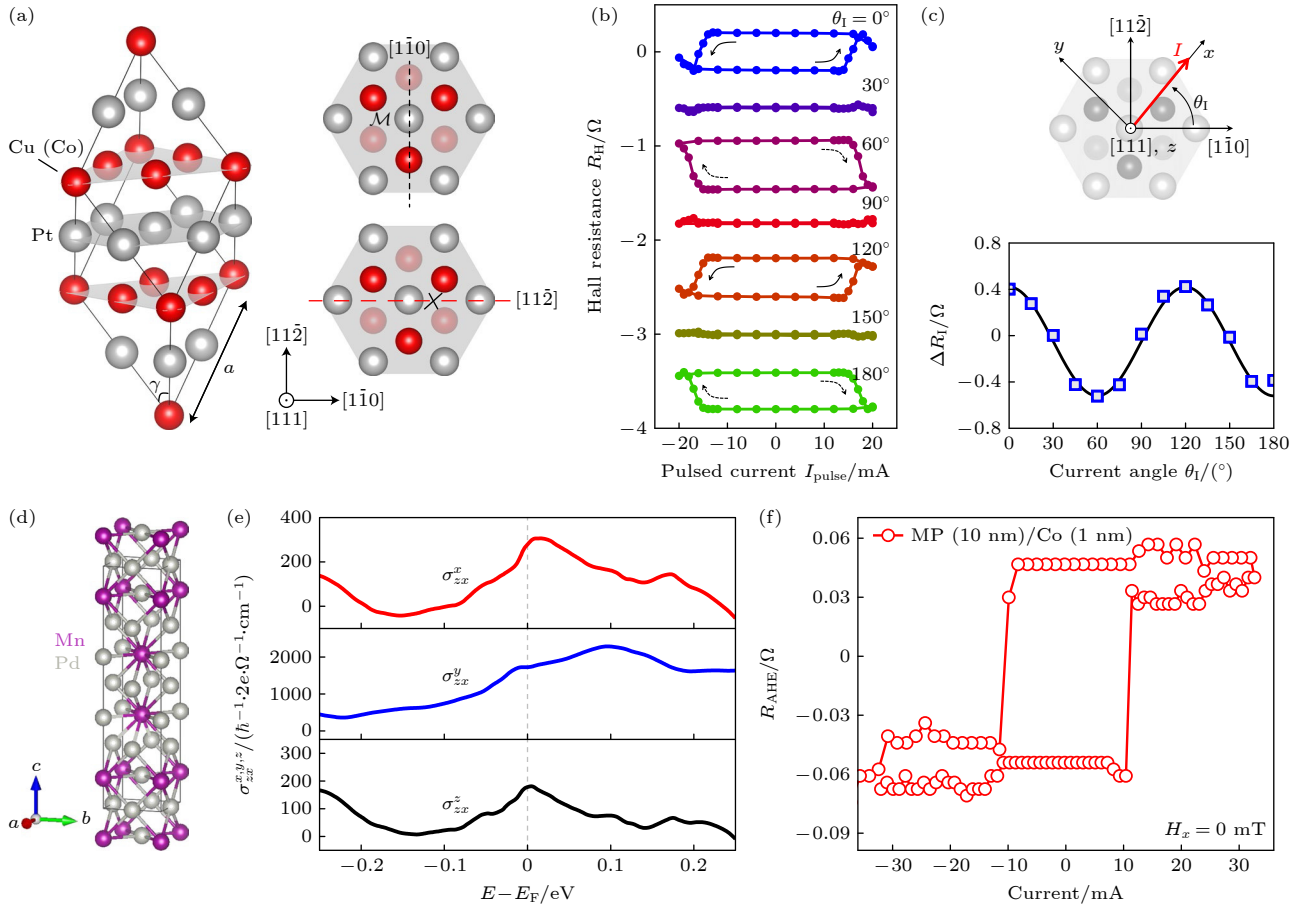


图 10 基于低对称性晶体产生的非常规 SOT 所实现的电流驱动垂直磁矩无场翻转 (a)  $L1_1$ -CuPt(CoPt) 有序合金的晶体结构以及在该体系中实现的 (b) 电流驱动 CoPt 垂直磁矩的无场翻转<sup>[72]</sup>; (c)  $L1_1$ -CuPt/CoPt 体系中 SOT 无场翻转行为的角度依赖关系<sup>[72]</sup>; (d) 具有四方晶系的 MnPd<sub>3</sub> 的晶体结构以及 (e) 根据第一性原理计算得到的 (114) 晶面的 MnPd<sub>3</sub> 的自旋霍尔电导<sup>[73]</sup>; (f) 在 MnPd<sub>3</sub>/Co 结构中利用非常规自旋流实现的 Co 层垂直磁矩的无场翻转<sup>[73]</sup>

Fig. 10. Current-induced field-free perpendicular magnetization switching achieved via unconventional SOT generated by low-symmetry crystals: (a) Crystal structure of  $L1_1$ -ordered CuPt (CoPt) ordered alloy and (b) field-free magnetization switching of perpendicular magnetization of CoPt layer<sup>[72]</sup>; (c) angular dependence of field-free SOT switching behavior in the  $L1_1$ -CuPt/CoPt structure<sup>[72]</sup>; (d) crystal structure of tetragonal MnPd<sub>3</sub> unit cell and (e) first-principles-calculated spin Hall conductivity of (114)-oriented MnPd<sub>3</sub><sup>[73]</sup>; (f) field-free perpendicular magnetization switching in the MnPd<sub>3</sub>/Co structure via unconventional spin currents<sup>[73]</sup>.

垂直磁化的确定性翻转, 如图 11(b) 所示. 近期, Kajale 等<sup>[77]</sup> 进一步将 WTe<sub>2</sub> 与室温范德瓦耳斯铁磁体 Fe<sub>3</sub>GaTe<sub>2</sub> 结合并利用类似特性在室温条件下 (320 K) 实现了全范德瓦耳斯体系的电流驱动垂直磁矩无场翻转. 此外, Wang 等<sup>[78]</sup> 将 PtTe<sub>2</sub> 与 WTe<sub>2</sub> 进行了结合, 其中狄拉克半金属 PtTe<sub>2</sub> 具有高自旋霍尔电导<sup>[79]</sup>, 可提供较强的常规 SOT 作用, 再利用 WTe<sub>2</sub> 的低晶体对称性又可产生具有面外极化分量的非常规 SOT. 这样的二维范德瓦耳斯异质结在具有极高的面内自旋霍尔电导 ( $\sigma_{s,y} \sim 2.3 \times 10^5 (\hbar/2e) \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ) 的同时具有可观的面外自旋霍尔电导 ( $\sigma_{s,z} \sim 0.25 \times 10^5 (\hbar/2e) \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ) (图 11(c))<sup>[78]</sup>, 因此将其用作自旋源与垂直磁各向异性铁磁层结合后, 可实现低电流密度驱动的超快

垂直磁矩无场翻转<sup>[78,80]</sup>. 除了 WTe<sub>2</sub> 外, TaIrTe<sub>4</sub> 作为另一种第二类外尔半金属也被视为自旋源的理想材料选择. 其晶格同样缺乏  $ac$  面的镜面对称, 且外尔点位于费米能级附近, 理论上具有更大的自旋霍尔电导和更明显的面外自旋极化. Liu 等<sup>[81]</sup> 首先利用双线性磁电阻测量的手段研究了 TaIrTe<sub>4</sub> 的自旋结构, 证明了当电流沿  $a$  轴注入时, 可以激发产生具有明显的面外自旋极化分量的自旋流. 以此为基础, 他们在 TaIrTe<sub>4</sub>/CoFeB 器件中实现了室温下的电流驱动垂直磁矩的无场翻转, 如图 11(d) 所示, 临界翻转电流密度约为  $10^6 \text{ A/cm}^2$  量级, 明显优于传统重金属体系. 随后 Zhang 等<sup>[82]</sup> 也在 TaIrTe<sub>4</sub>/Ti/CoFeB 中报道了基于 TaIrTe<sub>4</sub> 产生的面外类阻尼力矩所实现的垂直磁矩的高效无外场

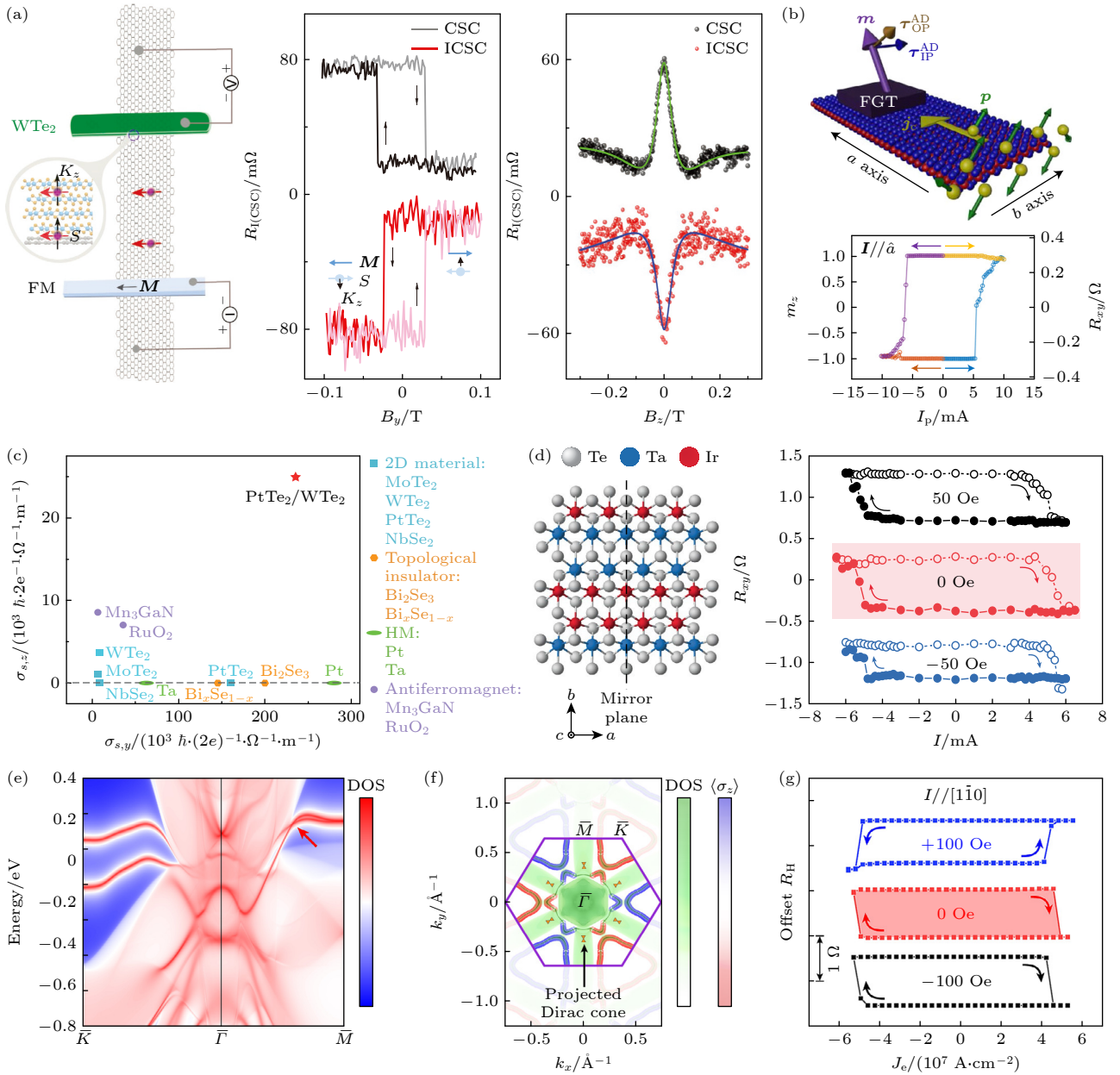


图 11 利用二维及拓扑材料产生的非常规 SOT 实现的垂直磁矩无场翻转 (a) 第二类外尔半金属 WTe<sub>2</sub> 中的非常规自旋-电荷的转化<sup>[75]</sup>; (b) 利用 WTe<sub>2</sub> 中的非常规 SOT 实现对垂直磁矩的无外场辅助磁化翻转<sup>[76]</sup>; (c) 通过构建范德瓦耳斯异质结实现具有面外自旋极化分量的自旋流高效激发<sup>[78]</sup>; (d) 基于第二类外尔半金属 TaIrTe<sub>4</sub> 实现的电流驱动垂直磁矩的无场翻转<sup>[81]</sup>; (e) 具有 (111) 晶体取向的 Pt<sub>3</sub>Sn 中的第二类拓扑狄拉克表面态及 (f) 所诱导的具有面外自旋分量的自旋结构<sup>[84]</sup>; (g) 在 Pt/Pt<sub>3</sub>Sn/Co 结构中利用 Pt<sub>3</sub>Sn 拓扑表面态实现的电流驱动无外场辅助的磁化翻转<sup>[84]</sup>

Fig. 11. Field-free perpendicular magnetization switching achieved via unconventional SOT generated in two-dimensional and topological materials: (a) Unconventional spin to charge conversion in type-II Weyl semimetal WTe<sub>2</sub><sup>[75]</sup>; (b) realization of field-free magnetization switching by utilizing unconventional spin-orbit torques in WTe<sub>2</sub><sup>[76]</sup>; (c) demonstrating highly efficient generation of conventional and unconventional spin current by constructing van der Waals heterostructures<sup>[78]</sup>; (d) demonstration of field-free magnetization switching driven by SOT through type-II Weyl semimetal TaIrTe<sub>4</sub><sup>[81]</sup>; (e) type-II topological Dirac surface state in (111)-oriented Pt<sub>3</sub>Sn, which is a type-II Dirac semimetal and (f) the induced spin texture with emergence of out-of-plane spin polarization<sup>[84]</sup>; (g) current-induced magnetization switching without external field in the Pt/Pt<sub>3</sub>Sn/Co structure through topological surface states<sup>[84]</sup>.

辅助翻转。近期, Pandey 等<sup>[83]</sup> 通过构建 TaIrTe<sub>4</sub>/Fe<sub>3</sub>GaTe<sub>2</sub> 的全范德瓦耳斯异质结实现了电流驱动垂直磁矩无场翻转能耗的进一步优化。

除上文提到的外尔半金属外, 狄拉克半金属也

在 SOT 的相关研究中受到了关注。Zhao 等<sup>[84]</sup> 在具有单晶外延结构的 Pt/Pt<sub>3</sub>Sn/Co 多层膜结构中的研究工作证明: 利用第二类狄拉克半金属 Pt<sub>3</sub>Sn (111) 晶面上形成的拓扑表面态 (图 11(e)) 可以高

效地产生具有明显面外极化分量的自旋流,从而实现电流驱动垂直磁矩的无外磁场辅助高效翻转. 由于体  $\text{Pt}_3\text{Sn}$  在倒空间的  $\Gamma$ - $R$  方向上具有第二类狄拉克点,其投影到 (111) 晶面后将形成受  $C_{3v}$  对称性保护的拓扑表面态并产生具有显著面外自旋极化分量的自旋织构 (图 11(f)). 在具有垂直各向异性的  $\text{Pt}/\text{Pt}_3\text{Sn}/\text{Co}$  器件中,当电流沿  $[1\bar{1}0]$  方向注入时,可观察到稳定可重复的 SOT 驱动垂直磁化无场翻转,如图 11(g) 所示,而沿  $[11\bar{2}]$  方向则不发生无场翻转,而面外等效场随电流方向呈  $120^\circ$  周期变化,与具有  $C_{3v}$  对称性的自旋织构相对应,这也证明了面外 SOT 的来源为  $\text{Pt}_3\text{Sn}$  (111) 面的第二类狄拉克拓扑表面态. 由此凸显了  $\text{Pt}_3\text{Sn}$  等狄拉克半金属作为自旋源材料应用于低功耗 SOT 器件的广阔前景.

总体而言,利用这类可产生非常规 SOT 的自旋源可以将“对称性破缺”这一关键特性内化到材料本身,与依靠器件几何构型或复杂耦合的策略相比,这类技术方案将更有利于实现器件简化、功耗控制和大规模集成,因此更具应用潜力,而如何进一步地筛选材料及更多地发掘特殊晶体对称性和拓扑能带的优势也仍将成为相关研究所关注的重要问题.

### 3.5 在磁性单层膜体系中实现的电流驱动垂直磁矩无场翻转

最后一部分我们将关注磁性单层膜体系. 传统的 SOT 构型大多采用多层膜结构,电流流经自旋源层后产生自旋流并通过异质界面进入铁磁层驱动磁矩翻转. 与之相比,在磁性单层薄膜中实现 SOT 驱动的垂直磁矩翻转可以极大地简化器件结构,有利于高密度集成. 此外,如果磁性单层膜本身就可以激发产生 SOT 并驱动自身磁矩翻转,那么这种结构将不再面临多层膜结构中自旋流的传输容易受到界面粗糙度、杂质散射、自旋记忆丧失等因素的限制<sup>[85-87]</sup>. 因此,如何在磁性单层薄膜体系中基于自身产生的 SOT 实现电流驱动垂直磁矩的无外磁场辅助翻转也受到了研究人员的广泛关注. 例如, Zheng 等<sup>[88]</sup> 提出了一种在单层垂直磁化  $\text{CoTb}$  亚铁磁薄膜中构建垂直组分梯度的方案,如图 12(a) 所示. 这种结构反演对称性的破缺不仅在材料内部产生了内禀的自旋-轨道转矩,还诱导出了梯度驱动的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (g-DMI). 与传统的多层膜界面 DMI 不同, g-DMI

作为一个体效应,在宏观上等效于一个面内有效磁场. 该有效场导致器件边缘处的磁矩发生特定的倾斜,从而打破了翻转过程中的面内对称性. 在电流驱动下, SOT 能够作用于这些倾斜的磁矩实现确定性的反向磁畴成核与扩展,最终实现了无外场辅助的垂直磁化翻转 (图 12(b)).

而在具有 PMA 的  $\text{CoPt}$  合金单层膜体系中, Liu 等<sup>[89]</sup> 发现具有 (111) 外延晶体取向的薄膜在特定成分比例下 (比如  $\text{Co}$  为 30% 时),  $\text{Co}$  原子倾向于在局域聚集并形成  $\text{Co}$  片层结构,如图 12(c) 所示. 基于这样的结构特性,该体系中不仅存在由沿厚度方向的成分梯度导致的常规阻尼类力矩,同时  $\text{Co}$  片层/ $\text{Pt}$  界面处独特的低晶体对称性还诱导产生了非常规的力矩. 这两者的协同作用使得垂直磁矩在电流沿特定的低对称晶轴方向注入时可以实现无外磁场辅助的翻转,而且翻转行为表现出与晶体结构一致的三重旋转对称性,如图 12(d) 所示. 这一发现表明利用晶体对称性工程同样可以有效调控磁性单层膜体系中的 SOT 效应. 而同样是在  $\text{CoPt}$  合金体系中, Huang 等<sup>[90]</sup> 在制备薄膜时采用斜入射溅射并引入垂直成分梯度,如图 12(e) 所示. 这样的工艺条件将同时打破沿薄膜厚度方向及面内方向的对称性. 这种多重对称性破缺可以使得当电流沿面内方向注入时同时产生面内与面外的等效场, Néel 型畴壁扩张的能量不再对称,从而实现无外磁场条件的确定性磁化翻转 (图 12(f)).

除上述合金材料外,有很多工作也关注到了具有  $L1_0$  有序结构的  $\text{FePt}$  合金薄膜.  $L1_0$ - $\text{FePt}$  具有面心四方结构,  $\text{Fe}$  和  $\text{Pt}$  沿  $c$  轴交替堆垛,形成高度有序的晶体结构. 这种材料具有高垂直磁各向异性和较大的饱和磁化强度,因此在高密度磁存储和自旋电子学器件中具有广阔的应用前景<sup>[91-93]</sup>. 虽然理想的  $L1_0$ - $\text{FePt}$  晶体本身为中心对称的,理论上并不能产生 SOT,但是在实际的材料制备过程中会不可避免地引入结构或成分的梯度,由此打破薄膜法线方向上的对称性,从而在  $L1_0$ - $\text{FePt}$  薄膜内部产生了 SOT 作用<sup>[94]</sup>. 比如, Tang 等<sup>[95]</sup> 在关于单层  $L1_0$ - $\text{FePt}$  薄膜的工作中发现沿厚度方向  $\text{Fe}/\text{Pt}$  含量存在显著梯度并形成了 SOT 作用,从而驱动自身磁矩发生翻转. 而通过改变制备工艺参数人为将成分梯度反转后, SOT 等效场的符号也会随之改变,这也证明了二者的直接物理关联. 需要指出的是,在该体系中实现的中电流诱导的垂直磁

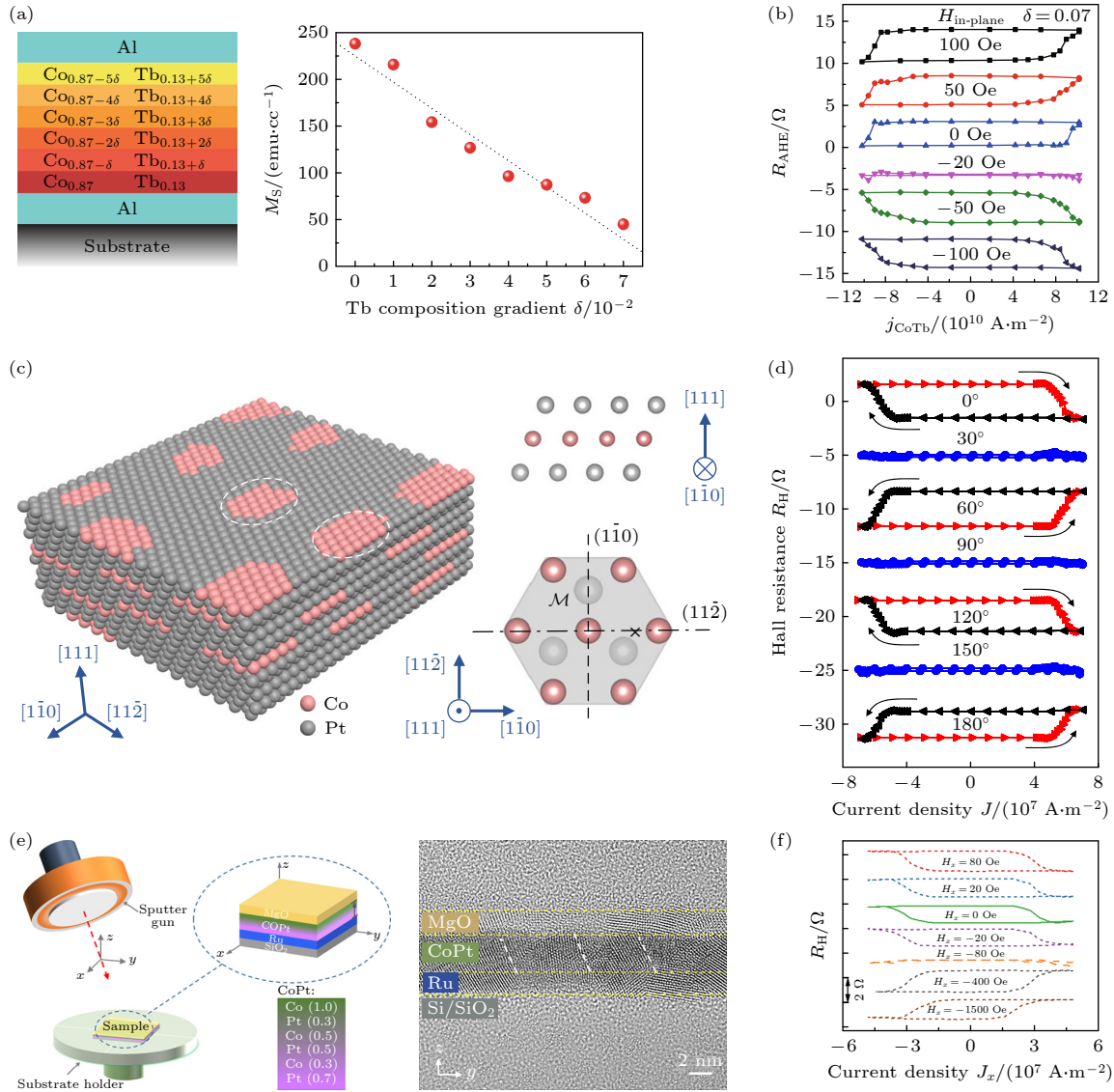


图 12 在磁性单层膜中实现的无外场辅助电流驱动垂直磁矩翻转 (a) 具有垂直成分梯度的 CoTb 单层膜以及 (b) 在该体系中实现的无外场辅助垂直磁矩翻转<sup>[88]</sup>; (c) 具有局域 Co 富集结构的 CoPt 单层膜以及 (d) 该体系中与晶体对称性一致的无外场辅助的垂直磁化翻转行为<sup>[89]</sup>; (e) 利用倾斜溅射制备同时具有面内和面外不对称性的 CoPt 单层膜并由此实现的 (f) 电流驱动无外场辅助的垂直磁化翻转<sup>[90]</sup>

Fig. 12. Current-induced field-free magnetization switching in magnetic single layer: (a) CoTb single layer with vertical compositional gradient and (b) the achievement of field-free SOT magnetization switching<sup>[88]</sup>; (c) CoPt single layer with locally segregation of Co palette and (d) the realization of field-free switching exhibiting a crystal orientation dependence<sup>[89]</sup>; (e) preparation of ferromagnetic CoPt single layer exhibiting both vertical and lateral asymmetry and (f) corresponding current-induced field-free perpendicular magnetization switching<sup>[90]</sup>.

化翻转依然需要面内磁场的辅助, 因此仍需引入内禀的对称性破缺机制才能摆脱对外磁场的依赖, 实现 SOT 驱动的无场翻转. 为进一步实现这一目的, Lyu 等<sup>[96]</sup> 在  $L_{10}$ -FePt 中通过微量掺杂 Cr 的方式制备了具有单晶外延结构的  $L_{10}$ -FeCrPt, 如图 13(a) 所示. 实验结果表明当掺杂比例为 5% 时, 体系仍保持高有序度的  $L_{10}$  结构 (图 13(b)) 并具有强垂直磁各向异性, 而 Cr 掺杂为体系中引入了 Fe-Cr 反铁磁耦合作用, 这将导致总磁矩沿特定晶向发生

倾斜, 产生内禀的面内等效场, 由此可以打破对称性, 使得垂直磁矩实现确定性的翻转, 如图 13(c) 所示. 此后, Wang 等<sup>[97]</sup> 在单层  $L_{10}$ -FePt 中的研究证明可以通过构建沿着薄膜法向的有序度梯度来实现 SOT 驱动的无场翻转. 实验结果表明有序度梯度的引入将显著增强体 DMI (图 13(d)), 同时还将导致沿厚度方向不同位置的磁各向异性和饱和磁化强度存在差异, 如图 13(e) 所示. 二者的共同作用将使得 Néel 畴壁在薄膜法线方向上呈现不

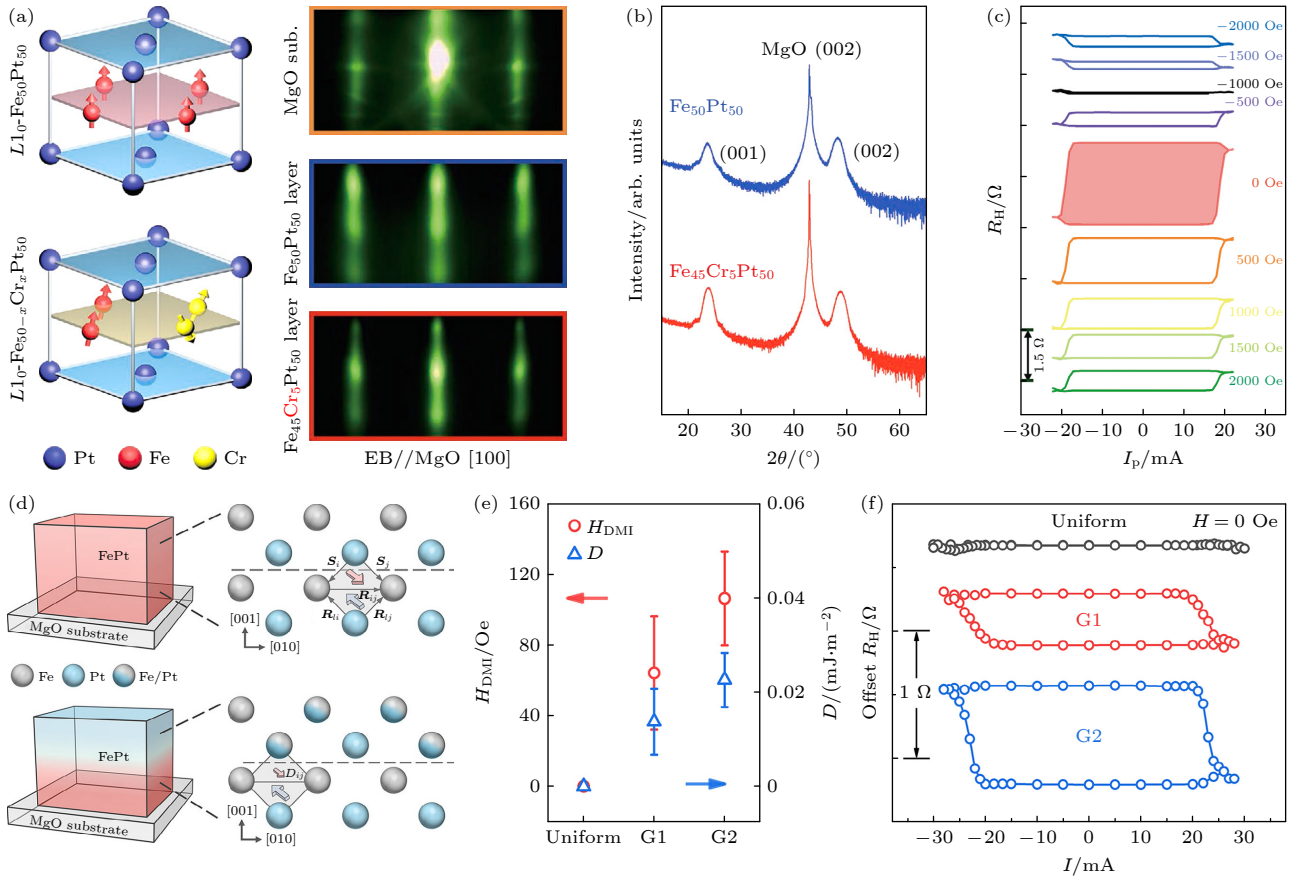


图 13 在  $L1_0$ -FePt 单层膜中实现的电流驱动垂直磁矩的无场翻转 (a)  $L1_0$ -FePt 和  $L1_0$ -FeCrPt 的晶体结构示意图及反射高能电子衍射图谱<sup>[96]</sup>; (b) 利用 X 射线衍射表明 FeCrPt 具有  $L1_0$  有序结构<sup>[96]</sup>; (c) 在  $L1_0$ -FeCrPt 中实现的无外场辅助电流驱动垂直磁矩翻转<sup>[96]</sup>; (d) 在 FePt 单层膜中引入晶体有序度梯度的示意图以及 (e) 由于有序度梯度导致的 DMI 等效场<sup>[97]</sup>; (f) 通过在 FePt 单层膜中引入晶体有序度梯度实现电流驱动垂直磁矩的无场翻转<sup>[97]</sup>

Fig. 13. Achieving current-induced field-free magnetization switching in  $L1_0$ -FePt single layer: (a) Crystal structure and corresponding RHEED pattern of  $L1_0$ -FePt and  $L1_0$ -FeCrPt<sup>[96]</sup>; (b) XRD characterization of formation of  $L1_0$  phase in FePt and FeCrPt<sup>[96]</sup>; (c) demonstration of field-free magnetization switching in  $L1_0$ -FeCrPt<sup>[96]</sup>; (d) illustration of crystal phase gradient in FePt single layer and (e) Dzyaloshinskii-Moriya interaction induced by crystal phase gradient<sup>[97]</sup>; (f) current-induced field-free magnetization switching in FePt single layer with crystal phase gradient<sup>[97]</sup>.

对称结构, 从而使得电流驱动功能畴壁沿不同方向扩展的能量存在差异, 最终实现无辅助场的垂直磁矩翻转 (图 13(f)).

磁性单层膜体系在应用层面具有简化器件结构、减弱界面自旋流传输损耗、降低工艺复杂度等优势, 通过在单层膜内构成分或结构梯度、局域低对称性结构、引入反铁磁耦合作用或调控 DMI 等方式可以基于其自身诱导出强度可观的 SOT 及对称性破缺机制, 从而实现电流驱动垂直磁矩的无场确定性翻转, 这将为新一代结构极简、性能可工程化的 SOT 器件提供可行的技术方案.

## 4 总结与展望

SOT 驱动垂直磁矩无外场翻转的研究已经从

“功能实现”逐渐发展到追求“可控、高效与可集成”. 纵观目前已提出的众多技术方案, 不论是构建非对称结构还是利用各种磁相互作用形成面内等效场亦或是直接采用具有面外自旋极化分量的自旋源材料产生非常规 SOT, 本质上都围绕如何在器件内部构筑对称性破缺来代替外磁场的作用, 从而实现电流驱动垂直磁矩的确定性翻转. 值得一提的是, 现有的技术方案在面向应用时都具有各自优势与瓶颈, 比如对于采用不对称结构与成分梯度实现垂直磁矩确定性翻转的策略, 其优点在于结构及物理机制直观、易与常见重金属/铁磁材料构型兼容、翻转特性可通过控制厚度及界面状态实现有效调控; 但“梯度/楔形”往往带来晶圆尺度均匀性问题, 且当器件尺寸进一步缩小后, 梯度的有效性、边缘效应与工艺偏差会放大, 这将限制高密度

阵列的一致性与良率. 而借助反铁磁材料的交换偏置或特殊自旋构型提供内建对称性破缺的方案在可实现“磁矩-交换偏置”电学操控的同时也具备潜在的抗外场干扰能力, 然而基于反铁磁材料的多层膜器件特性对于界面及温度等因素的影响高度敏感, 锻炼效应、热稳定窗口、写入电流导致的不可逆界面变化等问题都将是该方案所面临的关键挑战. 此外, 通过层间耦合作用可在不引入楔形结构或成分梯度的前提下实现 SOT 驱动的垂直磁矩无场翻转, 但其局限在于堆栈更为复杂, 工业化集成难度相应增加. 而近期受到广泛关注的“面外极化自旋流”方案在机理上实现了从源头改变自旋极化方向, 理论上将高度符合器件化诉求, 即可在对称结构中实现无需外场、无需梯度的垂直磁矩确定性翻转并兼具低功耗潜力. 但这一方案所面临的瓶颈体现在由于产生稳定面外自旋极化的自旋源往往依赖特定晶体取向并且对外延质量及界面状况要求较高, 因此在材料制备、与 CMOS 兼容及大面积工艺等方面都面临挑战. 总体而言, 针对 SOT 器件应用于新型磁存储及逻辑器件时所面临的对“确定性、低功耗、可集成、工艺兼容、可靠性”的综合要求, 目前的众多技术方案在具有各自明确优势的同时也都存在着如上述讨论的局限性.

为突破上述瓶颈, 未来的研究将需要进一步有机整合“新材料”、“新机理”与“新技术”. 一方面理论与实验研究相结合, 在更为广阔的范围内筛选兼具高自旋流转化效率、可观面外自旋极化分量、良好 CMOS 兼容性的材料用于新型 SOT 器件的构建; 另一方面则更多地结合如拓扑表面态、轨道霍尔效应等新的物理机制及多物理场作用实现对磁矩的高效调控, 从而迭代出更为优异的技术方案; 而材料制备、特性表征以及器件工程等环节中关键技术的不断进步将为材料及器件的设计开发与功能扩展提供支撑. 从应用层面出发, SOT 驱动垂直磁矩无场翻转为新一代自旋电子学器件提供了极具吸引力的功能扩展可能性, 特别是在高效 MRAM 芯片、自旋逻辑器件、类脑与概率计算、自旋振荡器与太赫兹微波器件等领域都蕴藏着巨大的应用潜力.

综上所述, 基于自旋轨道力矩效应实现电流驱动的垂直磁矩无场翻转已经从初期的物理概念验证, 逐渐走向多材料、多结构、多物理场耦合的系统工程阶段. 尽管在具体的应用层面仍面临诸多挑

战, 但可以预期, 随着新材料体系的不断涌现、制备及表征技术的不断进步以及与微电子工艺的深度融合, 这类新型高效器件将有望成为下一代自旋电子学与信息技术的重要基石.

## 参考文献

- [1] Liu L 2013 *Front. Comput. Sci.* **7** 165
- [2] Kim N S, Austin T, Baauw D, Mudge T, Flautner K, Hu J S, Irwin M J, Kandemir M, Narayanan V 2003 *Computer* **36** 68
- [3] Wulf Wm A, McKee S A 1995 *ACM SIGARCH Computer Architecture News* **23** 20
- [4] Kuroda T 2002 *Proceedings 2002 IEEE International Conference on Computer Design: VLSI in Computers and Processors* Freiburg, Germany, September 18, 2002 pp310–315
- [5] Ching T, Fontana R E, Tsann L, Heim D E, Speriosu V S, Gurney B A, Williams M L 1994 *IEEE Trans. Magn.* **30** 3801
- [6] Guo Z X, Yin J L, Bai Y, Zhu D Q, Shi K W, Wang G F, Cao K H, Zhao W S 2021 *Proc. IEEE* **109** 1398
- [7] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Von Molnár S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [8] Julliere M 1975 *Phys. Lett. A* **54** 225
- [9] Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, Meservey R 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3273
- [10] Engel B N, Akerman J, Butcher B, Dave R W, DeHerrera M, Durlam M, Grynkewich G, Janesky J, Pietambaram S V, Rizzo N D, Slaughter J M, Smith K, Sun J J, Tehrani S 2005 *IEEE Trans. Magn.* **41** 132
- [11] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [12] Wang K L, Alzate J G, Khalili Amiri P 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 074003
- [13] Kent A D, Worledge D C 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 187
- [14] Shao Q M, Li P, Liu L Q, Yang H, Fukami S, Razavi A, Wu H, Wang K, Freimuth F, Mokrousov Y, Stiles M D, Emori S, Hoffmann A, Akerman J, Roy K, Wang J P, Yang S H, Garello K, Zhang W 2021 *IEEE Trans. Magn.* **57** 1
- [15] Nishimura N, Hirai T, Koganei A, Ikeda T, Okano K, Sekiguchi Y, Osada Y 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 5246
- [16] Ikeda S, Miura K, Yamamoto H, Mizunuma K, Gan H D, Endo M, Kanai S, Hayakawa J, Matsukura F, Ohno H 2010 *Nat. Mater.* **9** 721
- [17] Khvalkovskiy A V, Apalkov D, Watts S, Chepulsii R, Beach R S, Ong A, Tang X, Driskill-Smith A, Butler W H, Visscher P B, Lottis D, Chen E, Nikitin V, Kroumbi M 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 074001
- [18] Zhu L J 2023 *Adv. Mater.* **35** 2300853
- [19] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, Back C H, Jungwirth T 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213
- [20] Garello K, Miron I M, Avci C O, Freimuth F, Mokrousov Y, Blügel S, Auffret S, Boule O, Gaudin G, Gambardella P 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 587
- [21] Dyakonov M I, Perel V I 1971 *Phys. Lett. A* **35** 459
- [22] Hirsch J E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834
- [23] Sinova J, Jungwirth T 2017 *Phys. Today* **70** 38
- [24] Liu L Q, Moriyama T, Ralph D C, Buhrman R A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 036601
- [25] Liu L Q, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
- [26] Liu L, Lee O J, Gudmundsen T J, Ralph D C, Buhrman R A

- 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096602
- [27] Manchon A, Koo H C, Nitta J, Frolov S M, Duine R A 2015 *Nat. Mater.* **14** 871
- [28] Koo H C, Kim S B, Kim H, Park T, Choi J W, Kim K, Go G, Oh J H, Lee D, Park E, Hong I, Lee K 2020 *Adv. Mater.* **32** 2002117
- [29] Mihai Miron I, Gaudin G, Auffret S, Rodmacq B, Schuhl A, Pizzini S, Vogel J, Gambardella P 2010 *Nat. Mater.* **9** 230
- [30] Lakshmanan M 2011 *Phil. Trans. R. Soc. A* **369** 1280
- [31] Miron I M, Garello K, Gaudin G, Zermatten P J, Costache M V, Auffret S, Bandiera S, Rodmacq B, Schuhl A, Gambardella P 2011 *Nature* **476** 189
- [32] Yu G Q, Upadhyaya P, Fan Y B, Alzate J G, Jiang W J, Wong K L, Takei S, Bender S A, Chang L T, Jiang Y, Lang M R, Tang J S, Wang Y, Tserkovnyak Y, Amiri P K, Wang K L 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 548
- [33] Yu G Q, Chang L T, Akyol M, Upadhyaya P, He C L, Li X, Wong K L, Amiri P K, Wang K L 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 102411
- [34] Chen S H, Yu J H, Xie Q D, Zhang X L, Lin W N, Liu L, Zhou J, Shu X Y, Guo R, Zhang Z Z, Chen J S 2019 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **11** 30446
- [35] Bai R, Yang Q L, Fan H D, Feng Z S, Wei M Z, Shu X Y, Han X F, Jin M H, Liu B, Zhou T J 2025 *Nano Lett.* **25** 16725
- [36] You L, Lee O, Bhowmik D, Labanowski D, Hong J, Bokor J, Salahuddin S 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **112** 10310
- [37] Chuang T C, Pai C F, Huang S Y 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 061005
- [38] Razavi A, Wu H, Shao Q, Fang C, Dai B, Wong K, Han X, Yu G, Wang K L 2020 *Nano Lett.* **20** 3703
- [39] Cao Y, Sheng Y, Edmonds K W, Ji Y, Zheng H Z, Wang K Y 2020 *Adv. Mater.* **32** 1907929
- [40] Shu X Y, Liu L, Zhou J, Lin W N, Xie Q D, Zhao T Y, Zhou C H, Chen S H, Wang H, Chai J W, Ding Y S, Chen W, Chen J S 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 024031
- [41] Meiklejohn W H, Bean C P 1957 *Phys. Rev.* **105** 904
- [42] Dieny B, Speriosu V S, Parkin S S P, Gurney B A, Wilhoit D R, Mauri D 1991 *Phys. Rev. B* **43** 1297
- [43] Nogués J, Schuller I K 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **192** 203
- [44] Van Den Brink A, Vermijs G, Solignac A, Koo J, Kohlhepp J T, Swagten H J M, Koopmans B 2016 *Nat. Commun.* **7** 10854
- [45] Fukami S, Zhang C, DuttaGupta S, Kurenkov A, Ohno H 2016 *Nat. Mater.* **15** 535
- [46] Oh Y W, Chris Baek S heon, Kim Y M, Lee H Y, Lee K D, Yang C G, Park E S, Lee K S, Kim K W, Go G, Jeong J R, Min B C, Lee H W, Lee K J, Park B G 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 878
- [47] Peng S Z, Lu J Q, Li W X, Wang L Z, Zhang H, Li X, Wang K L, Zhao W S 2019 *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM) San Francisco, CA, USA, December 7–11, 2019* p28.6.1
- [48] Lin P H, Yang B Y, Tsai M H, Chen P C, Huang K F, Lin H H, Lai C H 2019 *Nat. Mater.* **18** 335
- [49] Peng S Z, Zhu D Q, Li W X, Wu H, Grutter A J, Gilbert D A, Lu J Q, Xiong D R, Cai W L, Shafer P, Wang K L, Zhao W S 2020 *Nat. Electron.* **3** 757
- [50] Wang Y Y, Taniguchi T, Lin P H, Zicchino D, Nickl A, Sahliger J, Lai C H, Song C, Wu H Q, Dai Q H, Back C H 2022 *Nat. Electron.* **5** 840
- [51] Qi J, Zhao Y C, Zhang Y, Yang G, Huang H, Lyu H C, Shao B K, Zhang J Y, Li J L, Zhu T, Yu G Q, Wei H X, Zhou S M, Shen B G, Wang S G 2024 *Nat. Commun.* **15** 4734
- [52] Slonczewski J C 1989 *Phys. Rev. B* **39** 6995
- [53] Parkin S S P, More N, Roche K P 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2304
- [54] Edwards D M, Mathon J, Muniz R B, Phan M S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 493
- [55] Bruno P 1995 *Phys. Rev. B* **52** 411
- [56] Vedmedenko E Y, Riego P, Arregi J A, Berger A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 257202
- [57] Fernández-Pacheco A, Vedmedenko E, Ummelen F, Mansell R, Petit D, Cowburn R P 2019 *Nat. Mater.* **18** 679
- [58] 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, Ognev A V, Samardak A S, Han X F 2022 *Nano Lett.* **22** 6857
- [59] Lau Y C, Betto D, Rode K, Coey J M D, Stamenov P 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 758
- [60] Wang X, Wan C H, Kong W J, Zhang X, Xing Y W, Fang C, Tao B S, Yang W L, Huang L, Wu H, Irfan M, Han X F 2018 *Adv. Mater.* **30** 1801318
- [61] Kong W J, Wan C H, Wang X, Tao B S, Huang L, Fang C, Guo C Y, Guang Y, Irfan M, Han X F 2019 *Nat. Commun.* **10** 233
- [62] Liu Y, Zhou B, Zhu J G 2019 *Sci. Rep.* **9** 325
- [63] Bandiera S, Sousa R C, Dahmane Y, Ducruet C, Portemont C, Baltz V, Auffret S, Prejbeanu I L, Dieny B 2010 *IEEE Magnetics Letters* **1** 3000204
- [64] Yang S H, Ryu K S, Parkin S 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 221
- [65] Duine R A, Lee K J, Parkin S S P, Stiles M D 2018 *Nat. Phys.* **14** 217
- [66] Wei J W, Wang X, Cui B S, Guo C Y, Xu H J, Guang Y, Wang Y Q, Luo X M, Wan C H, Feng J F, Wei H X, Yin G, Han X F, Yu G Q 2022 *Adv. Funct. Mater.* **32** 2109455
- [67] Wang Z L, Li P Z, Fattouhi M, Yao Y, Van Hees Y L W, Schippers C F, Zhang X, Lavrijsen R, Garcia-Sanchez F, Martinez E, Fert A, Zhao W S, Koopmans B 2023 *Cell Rep. Phys. Sci.* **4** 101334
- [68] Dou P W, Zhang J Y, Guo Y Q, Zhu T, Luo J, Zhao G P, Huang H, Yu G Q, Zhao Y C, Qi J, Deng X, Wang Y B, Li J L, Shen J X, Zheng X Q, Wu Y F, Yang H X, Shen B G, Wang S G 2023 *Nano Lett.* **23** 6449
- [69] Baek S heon C, Amin V P, Oh Y W, Go G, Lee S J, Lee G H, Kim K J, Stiles M D, Park B G, Lee K J 2018 *Nat. Mater.* **17** 509
- [70] Hu S, Shao D F, Yang H L, Pan C, Fu Z X, Tang M, Yang Y M, Fan W J, Zhou S M, Tsymbal E Y, Qiu X P 2022 *Nat. Commun.* **13** 4447
- [71] Wang M X, Zhou J, Xu X G, Zhang T Z, Zhu Z Q, Guo Z X, Deng Y B, Yang M, Meng K K, He B, Li J L, Yu G Q, Zhu T, Li A, Han X D, Jiang Y 2023 *Nat. Commun.* **14** 2871
- [72] Liu L, Zhou C H, Shu X Y, Li C J, Zhao T Y, Lin W N, Deng J Y, Xie Q D, Chen S H, Zhou J, Guo R, Wang H, Yu J H, Shi S, Yang P, Pennycook S, Manchon A, Chen J S 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 277
- [73] De M, Shao D F, Hou V D H, Vailionis A, Quarterman P, Habiboglu A, Venuti M B, Xue F, Huang Y L, Lee C M, Miura M, Kirby B, Bi C, Li X, Deng Y, Lin S J, Tsai W, Eley S, Wang W G, Borchers J A, Tsymbal E Y, Wang S X 2023 *Nat. Mater.* **22** 591
- [74] Yang Y, Lee S, Chen Y C, Jia Q, Dixit B, Sousa D, Odlyzko M, Garcia-Barriocanal J, Yu G, Haugstad G, Fan Y, Huang Y H, Lyu D, Cresswell Z, Liang S, Benally O J, Low T, Wang J P 2025 *Adv. Mater.* **37** 2416763
- [75] Zhao B, Karpiak B, Khokhriakov D, Johansson A, Hoque A

- Md, Xu X, Jiang Y, Mertig I, Dash S P 2020 *Adv. Mater.* **32** 2000818
- [76] Kao I H, Muzzio R, Zhang H, Zhu M, Gobbo J, Yuan S, Weber D, Rao R, Li J, Edgar J H, Goldberger J E, Yan J, Mandrus D G, Hwang J, Cheng R, Katoch J, Singh S 2022 *Nat. Mater.* **21** 1029
- [77] Kajale S N, Nguyen T, Hung N T, Li M, Sarkar D 2024 *Sci. Adv.* **10** eadk8669
- [78] Wang F, Shi G Y, Kim K W, Park H J, Jang J G, Tan H R, Lin H, Liu Y K, Kim T, Yang D S, Zhao S S, Lee K, Yang S H, Soumyanarayanan A, Lee K J, Yang H 2024 *Nat. Mater.* **23** 768
- [79] Xu H J, Wei J W, Zhou H G, Feng J F, Xu T, Du H F, He C L, Huang Y, Zhang J W, Liu Y Z, Wu H C, Guo C Y, Wang X, Guang Y, Wei H X, Peng Y, Jiang W J, Yu G Q, Han X F 2020 *Adv. Mater.* **32** 2000513
- [80] Yang Q, Zhao S S, Wang F, Pu Y C, Li Z H, Chen X H, Lei J Y, Yang H 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2507988
- [81] Liu Y K, Shi G Y, Kumar D, Kim T, Shi S Y, Yang D S, Zhang J T, Zhang C H, Wang F, Yang S H, Pu Y C, Yu P C, Cai K M, Yang H 2023 *Nat. Electron.* **6** 732
- [82] Zhang Y, Xu H J, Jia K, Lan G B, Huang Z H, He B, He C L, Shao Q M, Wang Y Z, Zhao M K, Ma T Y, Dong J, Guo C Y, Cheng C, Feng J F, Wan C H, Wei H X, Shi Y G, Zhang G Y, Han X F, Yu G Q 2023 *Sci. Adv.* **9** eadg9819
- [83] Pandey L, Zhao B, Tenzin K, Ngaloy R, Lamparská V, Bangar H, Ali A, Abdel-Hafiez M, Zhang G, Wu H, Chang H, Sjöström L, Rout P, Sławińska J, Dash S P 2025 *Nat. Commun.* **16** 8722
- [84] Zhao Y C, Zhang Y, Qi J, Zhao Y Z, Huang H, Yang G, Lyu H C, Shao B K, Zhang J Y, Yu G Q, Wei H X, Shen B G, Wang S G 2025 *Adv. Mater.* **37** 24186631
- [85] Chernyshov A, Overby M, Liu X, Furdyna J K, Lyanda-Geller Y, Rokhinson L P 2009 *Nat. Phys.* **5** 656
- [86] Wang W R, Wang T, Amin V P, Wang Y, Radhakrishnan A, Davidson A, Allen S R, Silva T J, Ohldag H, Balzar D, Zink B L, Haney P M, Xiao J Q, Cahill D G, Lorenz V O, Fan X 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 819
- [87] Céspedes-Berrocá D, Damas H, Petit-Watelot S, Maccariello D, Tang P, Arriola-Córdova A, Vallobra P, Xu Y, Bello J L, Martin E, Migot S, Ghanbaja J, Zhang S, Hehn M, Mangin S, Panagopoulos C, Cros V, Fert A, Rojas-Sánchez J C 2021 *Adv. Mater.* **33** 2007047
- [88] 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
- [89] Liu L, Zhou C H, Zhao T Y, Yao B Q, Zhou J, Shu X Y, Chen S H, Shi S, Xi S B, Lan D, Lin W N, Xie Q D, Ren L Z, Luo Z Y, Sun C, Yang P, Guo E J, Dong Z L, Manchon A, Chen J S 2022 *Nat. Commun.* **13** 3539
- [90] Huang Q K, Guan C, S Fan Y B, Zhao X N, Han X, Dong Y N, Xie X J, Zhou T, Bai L H, Peng Y, Tian Y F, Yan S S 2022 *ACS Nano* **16** 12462
- [91] Seemann K M, Mokrousov Y, Aziz A, Miguel J, Kronast F, Kuch W, Blamire M G, Hindmarch A T, Hickey B J, Souza I, Marrows C H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 076402
- [92] He P, Ma L, Shi Z, Guo G Y, Zheng J G, Xin Y, Zhou S M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 066402
- [93] Miwa S, Suzuki M, Tsujikawa M, Matsuda K, Nozaki T, Tanaka K, Tsukahara T, Nawaoka K, Goto M, Kotani Y, Ohkubo T, Bonell F, Tamura E, Hono K, Nakamura T, Shirai M, Yuasa S, Suzuki Y 2017 *Nat. Commun.* **8** 15848
- [94] Liu L, Yu J H, González-Hernández R, Li C J, Deng J Y, Lin W N, Zhou C H, Zhou T J, Zhou J, Wang H, Guo R, Yoong H Y, Chow G M, Han X F, Dupé B, Železný J, Sinova J, Chen J S 2020 *Phys. Rev. B* **101** 220402
- [95] Tang M, Shen K, Xu S J, Yang H L, Hu S, Lü W M, Li C J, Li M S, Yuan Z, Pennycook S J, Xia K, Manchon A, Zhou S M, Qiu X P 2020 *Adv. Mater.* **32** 2002607
- [96] Lyu H C, Zhao Y C, Qi J, Huang H, Zhang J Y, Yang G, Guo Y Q, Shen S P, Qin W D, Sun Y, Shen J X, Dou P W, Shao B K, Zhang Y, Jin K, Long Y W, Wei H X, Shen B G, Wang S G 2022 *Adv. Funct. Mater.* **32** 2200660
- [97] 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.* **35** e09661

SPECIAL TOPIC — Applied magnetism

# Field-free switching of perpendicular magnetization driven by spin-orbit torque\*

ZHAO Yunchi<sup>1) #</sup>   ZHANG Yi<sup>1)2) #</sup>   QI Jie<sup>3)</sup>   ZHANG Jingyan<sup>2)</sup>  
YU Guoqiang<sup>1)</sup>   WEI Hongxiang<sup>1)</sup>   ZHANG Ying<sup>1)</sup>  
SHEN Baogen<sup>1)3)</sup>   WANG Shouguo<sup>3) †</sup>

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Department of Materials Physics and Chemistry, School of Materials Science and Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China*)

3) (*Anhui Provincial Key Laboratory of Magnetic Functional Materials and Devices, School of Materials Science and Engineering, Anhui University, Hefei 230601, China*)

( Received 30 November 2025; revised manuscript received 31 December 2025 )

## Abstract

Magnetic random-access memory (MRAM) based on spin-orbit torque (SOT) is a promising non-volatile memory technology for the post-Moore era, owing to its fast switching speed, superior endurance, and potential for low-power operation. However, achieving deterministic current-induced magnetization switching in high-density perpendicular magnetic anisotropy systems, without reliance on external magnetic fields, remains a critical bottleneck, impeding its widespread commercial application. This review surveys recent progress of SOT-driven field-free switching of perpendicular magnetization and gives a coherent overview of symmetry-breaking mechanisms and device-level implications. Strategies that create intrinsic effective fields through engineered structural asymmetry (e.g., wedged layers and asymmetric interfaces) and built-in gradients such as composition or oxidation profiles are summarized. Approaches based on magnetic interactions, including antiferromagnetic exchange bias and interlayer coupling in multilayer and synthetic antiferromagnetic structures, are also discussed. Then, emerging mechanisms implemented by low-symmetry crystals and topological materials are highlighted, in which nontraditional spin textures and out-of-plane spin polarization contribute to deterministic PMA switching in the absence of external fields. In addition, recent demonstrations of SOT-driven self-switching in magnetic single-layer systems are introduced. Finally, opportunities and remaining challenges for SOT-based spintronic devices are outlined in the context of future information technology, with a focus on determined switching, write-current reduction, thermal stability, device variability, endurance, and CMOS-compatible integration.

**Keywords:** spintronics, spin-orbit torque, magnetic thin films

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251630](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251630)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251630](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251630)

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1402602) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52130103, 12104486, 51971026, 12374099, 12174426).

# These authors contributed equally.

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



## 基于自旋-轨道力矩效应的电流驱动垂直磁矩无场翻转研究

赵云驰 张毅 祁杰 张静言 于国强 魏红祥 张颖 沈保根 王守国

### Field-free switching of perpendicular magnetization driven by spin-orbit torque

ZHAO Yunchi ZHANG Yi QI Jie ZHANG Jingyan YU Guoqiang WEI Hongxiang ZHANG Ying  
SHEN Baogen WANG Shouguo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 060705 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251630

CSTR: 32037.14.aps.75.20251630

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251630>

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

SrRuO<sub>3</sub>薄膜中自旋轨道力矩效率和磁矩翻转的晶向调控

Crystal orientation regulation of spin-orbit torque efficiency and magnetization switching in SrRuO<sub>3</sub> thin films

物理学报. 2024, 73(11): 117701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240367>

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>

基于外尔半金属WTe<sub>2</sub>的自旋-轨道矩驱动磁矩翻转

Magnetization switching driven by spin-orbit torque of Weyl semimetal WTe<sub>2</sub>

物理学报. 2024, 73(1): 018501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231836>

自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动磁化强度翻转

The magnetization reversal driven by spin-orbit-assisted spin-transfer torque

物理学报. 2023, 72(8): 087202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222433>

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

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

物理学报. 2026, 75(1): 087202 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251455>

基于稀土金属Dy/Pt/[Co/Pt]<sub>3</sub>磁性多层膜的自旋轨道矩

Investigation of spin-orbit torques in rare-earth Dy/Pt/[Co/Pt]<sub>3</sub> magnetic multilayers

物理学报. 2025, 74(13): 137203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250186>