利用反常自旋轨道力矩实现无外场垂直磁化翻转的阈值电流

Tian Yi Zhang[1], Cai Hua Wan[1, 2*] 和 Xiu Feng Han[1, 2, 3*]

[1] *Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, University of Chinese Academy of Sciences, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China* [2] *Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

[3] *Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan, Guangdong 523808, China*（日期: 2023年4月7日）

arXiv:2304.02248v2 [physics.app-ph] 6 Apr 2023

自旋轨道力矩（SOT）是一种很有前景的下一代磁性随机存取存储器（MRAM）技术。近期实验表明，具有低对称性晶体或磁结构的材料能够产生带有面外分量的反常自旋轨道力矩，这对于无外场条件下翻转相邻铁磁层的垂直磁化至关重要。本研究推导了利用反常自旋轨道力矩实现无外场垂直磁化翻转的阈值电流，并通过数值计算得出电流小于和大于阈值电流时铁磁自由层中的磁矩轨迹。我们还研究了切换时间和能耗对施加电流的依赖关系，发现最小能耗会随着面外力矩占比的增加而降低。此外，我们探讨了阈值电流与各向异性强度、面外力矩占比、铁磁自由层厚度及吉尔伯特阻尼常数之间的关系。结果表明，阈值电流与面外力矩占比呈负相关，与其余三个参数均呈正相关。最后，我们证明，即使施加电流小于阈值电流，仍能在铁磁自由层上产生有效交换偏置场H_{bias}。H_{bias} 与施加电流 J_{SOT}成正比，有助于确定反常自旋轨道力矩效率。我们的研究结果为设计利用反常自旋轨道力矩实现垂直磁化无外场翻转的自旋电子器件提供了思路，并提出了一种调节交换偏置场以控制铁磁层磁化解钉扎的方法。

I. 引言

自旋轨道力矩（SOT）是一种颇具前景的技术，可用于开发下一代磁性随机存取存储器（MRAM） [1–6]。与面内磁化的铁磁层相比，垂直磁化的铁磁层用于 MRAM 时，在热稳定性、存储密度和数据保持方面表现更优 [7]。然而，在无磁场条件下，普通 SOT 难以切换垂直磁化的铁磁薄膜。因此，如何通过 SOT 切换磁隧道结（MTJ）中铁磁自由层的垂直磁化，长期以来一直是 SOT 研究的前沿课题。根据自旋霍尔效应（SHE）[4], , 当电子电流沿 x 方向流动时$\mathbf{j_c}$，自旋流沿 z 方向传输$\mathbf{j_s}$，其极化方向为 y 方向 $\sigma \propto \mathbf{j_s} \times \mathbf{j_c}$。因此，相邻的铁磁自由层主要受到自旋流产生的类阻尼自旋轨道力矩作用 $\tau_{\mathbf{d}} \propto (\mathbf{m} \times \sigma) \times \mathbf{m}$，其方向同样沿 y 方向。该力矩与自由层的垂直易轴正交，因此，单独使用纯 SOT 无法确定性地切换垂直磁化。已有若干尝试为解决这一问题，人们尝试施加面内磁场 [8, 9], 、利用结构不对称性 [10, 11],、引入面内交换偏置/耦合场 [12–17], 、介导层间 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 [18], 或探索具有低对称性晶体或磁结构、能够产生反常 SOT 的材料 [12, 19–24]。

尤其是，关于低对称性材料的突破性研究表明，由 σ 表示的自旋极化，即使产生于面内电子电流 $\mathbf{j_c}$，也可以同时具有面内和面外分量，其中面外输运自旋流为 $\mathbf{j_s}$。这些晶体材料包括 Mn_3Ir[12], Mn_3Pt [20], Mn_3Sn [21], WTe_2 [22], CuPt [25], 等。这种反常自旋轨道力矩高度依赖于晶体对称性或磁对称性。通过利用 σ 的面外分量，可以在没有外磁场的情况下，实现对铁磁自由层磁化的确定性翻转。

为了更深入地理解反常自旋轨道力矩及其翻转垂直磁化的潜力，有必要优化并利用影响翻转动力学的相关参数。推导常规自旋轨道力矩与反常自旋轨道力矩共存时的阈值电流，将对此大有裨益。尽管以往的研究已针对不同的自旋轨道力矩模式提出了阈值电流的公式 [26–30], 但对于反常自旋轨道力矩与常规自旋轨道力矩共存的情形，仍缺乏专门的

* xfhan@iphy.ac.cn; wancaihua@iphy.ac.

阈值电流。本研究旨在弥补这一空白。

本文通过解析推导，得出了在相邻铁磁层中产生反常自旋轨道力矩、以翻转其垂直磁化所需的阈值电流。此外，我们采用宏自旋模拟研究了铁磁层磁矩在阈值以下和阈值以上的进动轨迹，结果与解析模型一致。我们还考察了切换时间和能耗对施加电流的依赖关系，以及最小能耗对面外力矩占比的依赖关系。此外，我们计算了阈值电流与各向异性强度、面外力矩比、铁磁自由层厚度及吉尔伯特阻尼常数之间的关系。最后，我们证明，低于阈值的施加电流仍可在铁磁层中产生有效交换偏置场，并给出了有效交换偏置场与施加电流之间的关系。本研究可为利用反常自旋轨道力矩材料设计自旋轨道力矩器件提供参考。

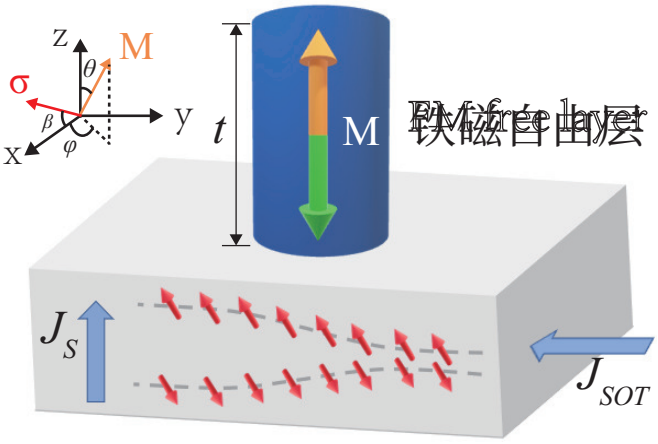


图1. 反常自旋轨道力矩同时具有面内和面外分量，其驱动铁磁自由层磁化翻转的示意图。施加的电子电流$\mathbf{J_{SOT}}$ 沿-y方向，并产生沿z方向传播的自旋流$\mathbf{J_S}$ 。自旋流扩散进入具有垂直磁各向异性的铁磁自由层，驱动其磁化动力学。

II. 模型与方法

反常自旋轨道力矩驱动铁磁自由层磁化翻转的示意图如图1所示。具有垂直磁各向异性（PMA）的铁磁自由层与具有低对称晶体结构的材料相邻。施加的电子电流$\mathbf{J_{SOT}}$ 沿-y方向，自旋流$\mathbf{J_S}$ 沿z方向，且自旋流的极化 σ 在x和z方向均有分量，如图1左上面板所示。 β 是 σ 与x轴之间的夹角。在低对称材料与铁磁自由层的界面处，具有 σ 极化的纯自旋流扩散进入铁磁自由层，并对其施加类阻尼自旋轨道力矩。随后，铁磁层的磁化将在有效磁场周围进动，或在自旋轨道力矩与内建场产生的其他力矩的共同作用下发生磁化翻转。

铁磁层的自旋动力学可由LLG方程描述 [31]

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = & -\gamma\mu_0\left(\mathbf{m}\times\mathbf{H_K}\right)+\alpha\left(\mathbf{m}\times\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}\right)\\ & +\gamma\mu_0 H_{SOT}^{DL}\left((\mathbf{m}\times\sigma)\times\mathbf{m}\right)\end{aligned} \tag{1}$$

其中$\mathbf{m}=\mathbf{m}_{M_s}$ 是沿磁化方向的单位向量，$\mathbf{m}$ 是磁矩，M_s 是饱和磁化强度，$\gamma = 1.76\times10^{11}\ T^{-1}s^{-1}$是旋磁比，$\mu_0 = 4\pi\times10^{-7}\ VsA^{-1}m^{-}$

$_1$是真空磁导率，$\mathbf{H_K} = H_K m_z\mathbf{e_z}$ 是各向异性场，α 是吉尔伯特阻尼常数，σ =(σ_x, 0, σ_z) =($cos\beta$, 0, $sin\beta$) 是沿电子自旋极化方向的单位向量，β 是自旋极化方向与x轴之间的夹角，

H_{SOT}^{DL} 是由自旋轨道力矩产生的力矩强度，可通过以下公式计算 [32–36]

$$H_{SOT}^{DL} = \frac{J_{SOT}\theta_{SH}\hbar}{2et\mu_0 M_s} \tag{2}$$

其中，J_{SOT} 是施加的电子电流密度的大小，θ_{SH} 是自旋霍尔角，表示电子电流向自旋流的转换效率，$\hbar = 1.05\times10^{-34}\ J\cdot s$是约化普朗克常数，$e = 1.6\times10^{-19}\ C$是电子携带的元电荷，$t$ 是扣除死层后的自由层有效厚度。

当施加较小电流时，作用于铁磁自由层的反常自旋轨道力矩不足以翻转铁磁层的磁化。在自旋轨道力矩的作用下，磁化将发生进动，并由于吉尔伯特阻尼而稳定到一个最终方向。该方向即所谓的有效场方向$\mathbf{H}_{eff}$。在此，我们将系统限定为无外场系统，这正是实际应用所需要的。当施加电流超过阈值$\mathbf{J_c}$时，作用于铁磁自由层的力矩变得足够大，使磁化进动的振幅发散性增大，并最终实现磁化反转。下面我们将给出阈值电流$\mathbf{J_c}$的解析推导。对于关注$\mathbf{J_c}$ 对各种材料参数的依赖关系的读者，可以直接跳转到公式（15），其中直接给出了最终结果。

在公式（1）两边同时叉乘$\mathbf{m}$ ，即可将LLG公式（1）改写为公式（3），

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = & \frac{-\gamma\mu_0}{1+\alpha^2}[(\mathbf{m}\times\mathbf{H_K})+\alpha\mathbf{m}\times(\mathbf{m}\times\mathbf{H_K})\\ & -H_{SOT}^{DL}((\mathbf{m}\times\sigma)\times\mathbf{m})-\alpha\mathbf{H_{SOT}^{DL}}(\mathbf{m}\times\sigma)]\end{aligned} \tag{3}$$

令 $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}=0$，即可得到

$$\mathbf{m}\times\mathbf{H}_{eff}=0 \tag{4}$$

其中，有效磁场 $\mathbf{H}_{eff}$ 可表示为

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{eff} &=\mathbf{H}_K-H_{SOT}^{DL}(\sigma\times\mathbf{m})\\ &=H_K(\tfrac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}sin\beta m_y,-\tfrac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}sin\beta m_x+\tfrac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}cos\beta m_z\\ &\quad,-\tfrac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}cos\beta m_y+m_z)\end{aligned} \tag{5}$$

$\mathbf{H}_{eff}$ 的方向也是磁化最终稳定的方向，如 $J_{SOT}<J_c$ 所示。由式（4）和式（5），我们可以得到

$$\begin{cases}\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}sin\beta m_y=km_x\\ -\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}sin\beta m_x+\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}cos\beta m_z=km_y\\ -\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}cos\beta m_y+m_z=km_z\end{cases} \tag{6}$$

其中，非零实数 k 满足

$$k^3-k^2+\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}\right)^2k-\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}\right)^2sin^2\beta=0 \tag{7}$$

由式（7）得 $k=k\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K},\beta\right)$，进而可以得到稳态下磁化的极角和方位角（$\theta_H$，$\varphi_H$）。球坐标系中极角 θ_H 和方位角 φ_H 的示意图见图1左上方。

$$\begin{aligned}\theta_H&=arctan\left(\frac{(1-k)\sqrt{sin^2\beta+\left(\frac{kH_K}{H_{SOT}^{DL}}\right)^2}}{kcos\beta}\right),\\ \varphi_H&=arctan\left(\frac{kH_K}{H_{SOT}^{DL}sin\beta}\right)\end{aligned} \tag{8}$$

得到 θ_H 和 φ_H后，我们可以将坐标系从原坐标系 O 转换到新的坐标系 O'，其中

其中 $\mathbf{H}_{eff}$ 指向 z' 轴，两个坐标系之间对应的变换矩阵为

$$R=\begin{pmatrix}cos\theta_H & 0 & -sin\theta_H\\ 0 & 1 & 0\\ sin\theta_H & 0 & cos\theta_H\end{pmatrix}\begin{pmatrix}cos\varphi_H & sin\varphi_H & 0\\ -sin\varphi_H & cos\varphi_H & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix} \tag{9}$$

从 (x, y, z) 坐标系到 (x'，y'，z') 坐标系的变换关系很简单：

$$\begin{pmatrix}x'\\ y'\\ z'\end{pmatrix}=R\begin{pmatrix}x\\ y\\ z\end{pmatrix} \tag{10}$$

坐标变换使我们能够直接分析系统的动态稳定性。当 $J_{SOT}<J_c$时，经过足够长时间的阻尼后，磁化在 x' 和 y' 方向上的分量将趋于 0；而当 $J_{SOT}\geq J_c$时，进动振幅将发散，磁化将切换到相反方向。此时，磁化在 x' 和 y' 方向上的分量将逐渐增大，这是我们判定 J_c 的依据。具体而言，考虑沿 x' 和 y' 方向的两个磁化分量，我们将式（3）中的LLG公式改写为式（11）：

$$-\frac{1+\alpha^2}{\gamma\mu_0}\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}m_{x'}\\ m_{y'}\end{pmatrix}=\mathbf{m}\begin{pmatrix}m_{x'}\\ m_{y'}\end{pmatrix}+\mathbf{G} \tag{11}$$

其中，$\mathbf{m}$ 和$\mathbf{G}$ 均为 2 ×2 矩阵，其各自的分量如下所示。

$$\begin{cases}M_{11}=H_{SOT}^{DL}\left(-sin\beta cos^2\theta_H-cos\theta_H cos\varphi_H cos\beta sin\theta_H\right)+\alpha(cos^4\theta_H-cos^2\theta_H sin^2\theta_H)H_K\\ M_{12}=-\alpha H_{SOT}^{DL}\left(sin\beta cos\theta_H+cos\varphi_H cos\beta sin\theta_H\right)+cos^3\theta_H H_K\\ M_{21}=\alpha H_{SOT}^{DL}\left(sin\beta cos\theta_H+cos\varphi_H cos\beta sin\theta_H\right)+(cos\theta_H sin^2\theta_H-cos^3\theta_H)H_K\\ M_{22}=H_{SOT}^{DL}\left(-sin\beta cos^2\theta_H-cos\theta_H cos\varphi_H cos\beta sin\theta_H\right)+\alpha cos^4\theta_H H_K\end{cases} \tag{12}$$

$$\begin{cases}G_1=-\alpha H_{SOT}^{DL}\,cos\theta_H cos\beta sin\varphi_H-H_{SOT}^{DL}\left(cos^3\theta_H cos\varphi_H cos\beta-sin\beta cos^2\theta_H sin\theta_H\right)+\alpha cos^4\theta_H sin\theta_H H_k\\ G_2=-\alpha H_{SOT}^{DL}\left(cos^2\theta_H cos\varphi_H cos\beta-sin\beta cos\theta_H sin\theta_H\right)-H_{SOT}^{DL}cos^2\theta_H cos\beta Sin\varphi_H-cos^3\theta_H sin\theta_H H_K\end{cases} \tag{13}$$

由式 (12) 可知，2×2 矩阵$\mathbf{m}$ 的特征值为 $\lambda_{1,2}=\frac{M_{11}+M_{22}\pm i\sqrt{-4M_{12}M_{21}-(M_{11}-M_{22})^2}}{2}$。当 $M_{11}+M_{22}<0$时，$\mathbf{m}_{x'}$ 和 $\mathbf{m}_{y'}$ 中任意一个都会衰减至 0；相反，当 $M_{11}+M_{22}>0$时，它们将会发散。

即使是极微小的 $|\mathbf{m}_{x'}|$ 或由热涨落或其他原因激活的 $|\mathbf{m}_{y'}|$ 的出现。因此，切换判据变得明确：

$$M_{11}+M_{22}=0 \tag{14}$$

阈值电流值 J_c 可由此条件得出。详细推导步骤见附录 A；若 $\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K} \ll 1$（适用于大多数情况），则可得：

$$J_c=\frac{e\mu_0 M_s H_K t}{\hbar\theta_{SH}}\frac{4\alpha}{\sqrt{sin^2\beta+16\alpha^2cos^2\beta}+sin\beta} \tag{15}$$

值得注意的是，根据近期实验数据 [22]，$\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}$的两个典型值为 $0.014\ and\ 0.023$（对应 J_c），因此，简化条件 $\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K} \ll 1$ 在此处是合理成立的。当面外力矩为 0 或 $\beta = 0$时，结果 $J_c=\frac{e\mu_0 M_s H_K t}{\hbar\theta_{SH}}$ 可简化为先前针对小外加磁场 [26, 30, 37]下 z 型自旋轨道力矩磁化翻转所提出的 J_c 形式。更有趣的是，若满足 $\frac{\alpha}{tan\beta} \ll 1$（较小的阻尼，其量级为 10^{-2}，且反常自旋轨道力矩比不低于 $\sim$0.1，即可满足该条件），则上述方程可进一步简化为

$$J_c = \frac{2e\mu_0 M_s H_K \alpha t}{\hbar\theta_{SH} sin\beta} \tag{16}$$

因此，阈值电流密度的变化规律与垂直磁隧道结的自旋转移力矩切换模式类似，只需将钉扎层的极化 P 替换为反常自旋霍尔角 $\theta_{SH}sin\beta$。

III. 结果与讨论

我们对具有不同面外力矩比 $\eta \equiv tan\beta$ 和 J_{SOT} 的磁化轨迹进行了可视化，如图 2 所示。时间步长设置为 $dt = 1\ fs$。在 O 坐标系中，m 的初始方向沿着 (0,0,1)，模拟参数列于表 I 中 [20, 38, 39]。对于不存在任何面外自旋轨道力矩或 $\eta = 0$ 的情况，当 $J_{SOT} = 1.8 \times 10^{13}\ Am^{-2}$ 时，由于其无法使铁磁自由层中的磁化失稳，m 最终稳定在等效有效场的方向 (0.000, -0.451, 0.893)。随着 $J_{SOT} = 1.9 \times 10^{13}\ Am^{-2}$，自旋轨道力矩足以使 m 失稳，并使其转向赤道面内的 (-1, 0, 0)，如图 2(a) 和 (b) 所示。这些情况产生了不存在外加偏置场时的 z 型模式。对于 $\eta \neq 0$，$J_{SOT} > J_c$ 的最终状态则有所不同。根据公式 (15)，我们可以直接计算出 $\eta = 0.1$ 和 0.75 对应的阈值电流分别为 $J_c = 6.2 \times 10^{12}\ Am^{-2}$ 和 $1.1 \times 10^{12}\ Am^{-2}$。当 $J_{SOT} = 6 \times 10^{12}\ Am^{-2}$ 和 $1 \times 10^{12}\ Am^{-2}$ 分别对应 $\eta = 0.1$ 和 0.75 时，作用于铁磁自由层的自旋轨道力矩不够大，因此进动幅度逐渐减小，最终 m 分别稳定在 H_{eff} (0.003, -0.135, 0.991) 和 (-0.006, -0.0222, 0.9997) 的方向上，分别对应 $\eta = 0.1$ 和 0.75，见图 2(c) 和 (e)。当 $J_{SOT} = 7 \times 10^{12}\ Am^{-2}$ 和 $2 \times 10^{12}\ Am^{-2}$ 分别对应于 $\eta = 0.1$ 分别为 0.75 时，进动幅度呈发散性增大，而 m 最终转向相反方向（$-0.0035, -0.1575, -0.9875$）和（$-0.0003$,0.0215, -0.9998），如图 2(d) 和 (f) 所示，这与我们先前的分析一致。值得注意的是，当 $J_{SOT} > J_c$ 时，m不会收敛到$\mathbf{H}_{eff}$ 的方向，因为计算的前提条件是 $|m_x'|, |m_y'| \ll 1$，而这一条件在此情况下并不成立。这一说明并不影响推导 J_c所依据的判据的严谨性。

表 I. 数值计算参数（除非另有说明）。

参数	数量	值
阻尼常数	α	0.015 [39]
各向异性场	$\mu_0 H_K$	0.85 T [38]
饱和磁化强度	M_s	1.3×10^6 安培/米 [38]
反常自旋轨道力矩比	$tan\beta$	0.1 或 0.75 [20]
铁磁层厚度	t	1 nm
总自旋霍尔角	θ_{SH}	0.075 [20]

我们还计算了在 $J_{SOT} > J_c$时，翻转时间 t_s 、切换能耗 Q_{SOT} 和J_{SOT}之间的关系。其中，$\eta = 0.75$、t_s 定义为从施加电流到计算中出现负向m_z 分量所经历的时间；切换能耗定义为 $Q_{SOT} \equiv J_{SOT}^2 t_s$，其与翻转过程中消耗的能量成正比。从图3(a)可以看出，随着 J_{SOT} 增加，t_s 迅速减小：当 $J_{SOT} = 1.2 \times 10^{12}\ Am^{-2}$ 时，从16.5 ns 降至当 $J_{SOT} = 1.11 \times 10^{13}\ Am^{-2}$时的0.1 ns，并且随着 J_{SOT} 增加，J_{SOT} 对t_s 的影响逐渐减弱。从图 3(a)还可以看出，当 J_{SOT}接近 $2.4\times10^{12}\ Am^{-2}$时，$Q_{SOT}$ 达到最小值，最小值为 $Q_{SOT}^{min} = 7.7 \times 10^{15}\ A^2 sm^{-4}$。随后，我们研究了 Q_{SOT}^{min} 对η的依赖关系，如图3(b)所示。随着 η 增加，Q_{SOT}^{min}逐渐减小，表明更大的面外力矩比会带来更低的能耗。当导电层的电阻率为 ρ =200 $\mu\Omega cm$ [20]，且自旋轨道力矩通道宽度为 $l = 100\ nm$、长度为 $d = 300\ nm$时，$Q_{SOT} = 1 \times 10^{15}\ A^2 sm^{-4}$ 对应的能耗为0.06 pJ。

然后，我们数值计算了 J_c对各向异性强度 H_K 、面外力矩比 η、铁磁自由层厚度 t 和吉尔伯特阻尼常数 α的依赖关系，如图4所示。正如预期，随着$\mathbf{H}_K$ 增大，J_c 也随之增大。此外，从图4(a)还可以看出，随着 η增大，J_c 逐渐减小。这是因为影响磁化翻转的决定性因素是反常自旋轨道力矩的z分量。当自旋轨道力矩产生的有效场的z分量大于有效各向异性场时，就会发生磁化翻转。随着 η 增大，自旋轨道力矩的z分量也随之增大；若仍要实现磁化翻转，则 J_c 会降低。我们提取了对应不同各向异性性质的三个阈值电流，如图4(b)所示。显然

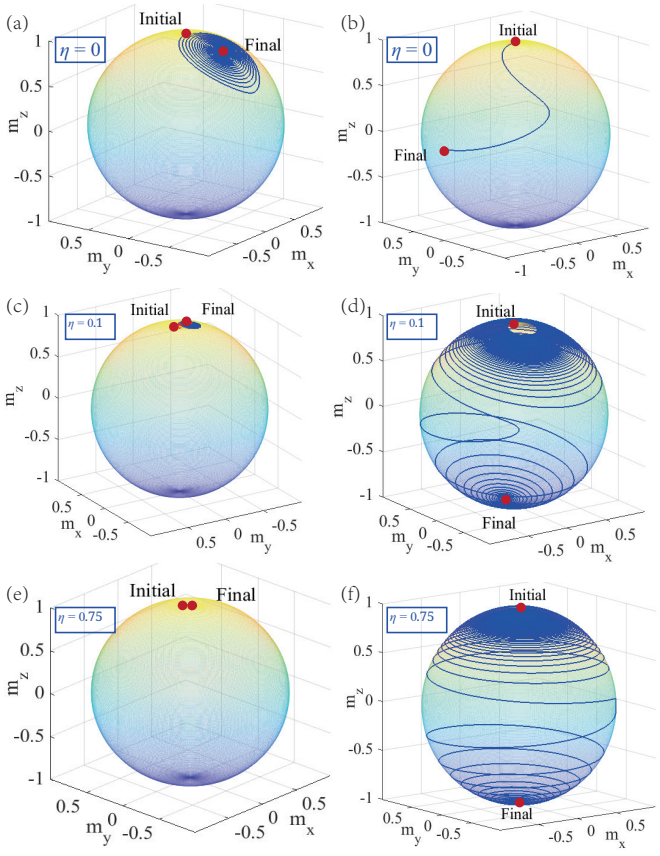


图 2. 不同 η 和 J_{SOT} 下的磁化轨迹。这两个参数如下所示： $\eta = 0$, (a) $J_{SOT} = 1.8 \times 10^{13}\ Am^{-2}$ 和 (b) $J_{SOT} = 1.9 \times 10^{13}\ Am^{-2}$; $\eta = 0.1$, 阈值电流值为 $J_c = 1.1 \times 10^{12}\ Am^{-2}$, (c) $J_{SOT} = 1 \times 10^{12}\ Am^{-2}$ 和 (d) $J_{SOT} = 2 \times 10^{12}\ Am^{-2}$; $\eta = 0.75$, 阈值电流值为 $J_c = 6.2 \times 10^{12}\ Am^{-2}$, (e) $J_{SOT} = 6 \times 10^{12}\ Am^{-2}$ 和 (f) $J_{SOT} = 7 \times 10^{12}\ Am^{-2}$。

如图所示，较强的各向异性会使 η 对 J_c的影响更大。

我们还研究了 t 厚度和吉尔伯特阻尼α 对 J_c的依赖关系，如图4(c)所示。随着 α 增加， J_c 也会增加。这一特征类似于经典的自旋转移力矩（STT）翻转方案 [40] ，， 可以解释如下。在具有较大 α的翻转动力学过程中，由于增强的阻尼，$\mathbf{m}$ 将更容易趋向其初始化方向，因此需要更大的 J_c 来与之抗衡。并且，随着磁性层厚度增加，依据公式（15）， J_c 无疑也会变大。随后，我们提取了对应于不同厚度的三个 J_c ，如图4(d)所示。 J_c 随 α呈线性变化，这同样符合公式（15）和STT方案。另一方面，值得注意的是，当 $\eta = 0$时，公式（15）中的阈值电流等于在外加磁场 H_x 0下z型自旋轨道力矩模式的阈值电流。z型自旋轨道力矩磁化翻转的阈值电流

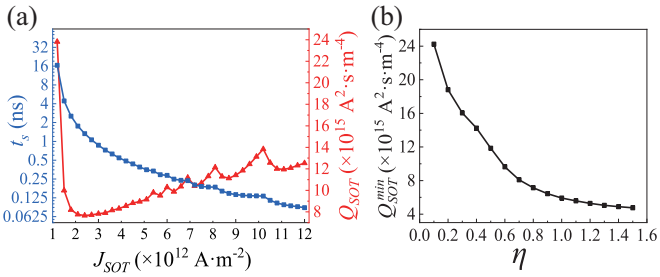


图3。切换时间 t_s 和切换能耗 Q_{SOT} 对 J_{SOT} 的依赖关系。（b）最小能量损耗 Q_{SOT}^{min} 对 η 的依赖关系。在 $\eta \leq 0.8$ 的范围内，增加 η 可显著降低 Q_{SOT}^{min} 的值。

is[30]

$$J_c = \frac{et\mu_0 M_s H_K}{\hbar\theta_{SH}} \left[\frac{\sqrt{4\alpha(4\alpha+2\alpha(\frac{H_{SOT}^{FL}}{H_{SOT}^{DL}})^2+\frac{H_{SOT}^{FL}}{H_{SOT}^{DL}})+(9\alpha^2-4\alpha(\frac{H_{SOT}^{FL}}{H_{SOT}^{DL}})-8\alpha^2(\frac{H_{SOT}^{FL}}{H_{SOT}^{DL}}))(H_x/H_K)^2}}{4\alpha+2\alpha(\frac{H_{SOT}^{FL}}{H_{SOT}^{DL}})^2+(\frac{H_{SOT}^{FL}}{H_{SOT}^{DL}})} - \frac{5\alpha(H_x/H_K)}{4\alpha+2\alpha(\frac{H_{SOT}^{FL}}{H_{SOT}^{DL}})^2+(\frac{H_{SOT}^{FL}}{H_{SOT}^{DL}})}\right] \tag{17}$$

场型力矩强度 H_{SOT}^{FL}和施加的磁场 H_x。当 $H_{SOT}^{FL} = 0$ 和 $H_x \ll H_K$时，阈值电流为 [26]

$$J_c = \frac{et\mu_0 M_s}{\hbar\theta_{SH}}(H_K - \sqrt{2}H_x) \tag{18}$$

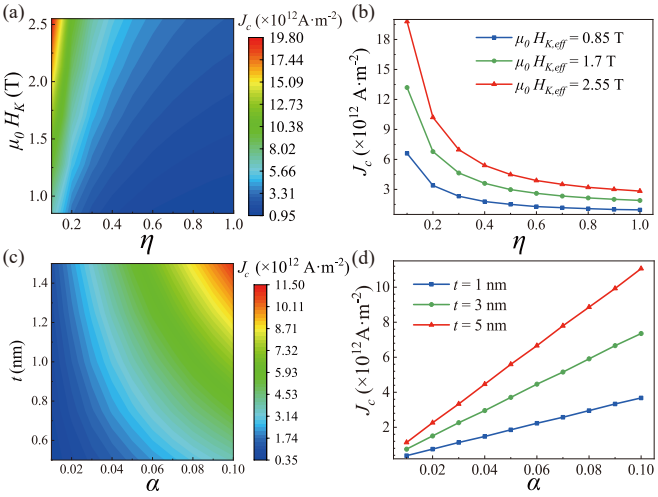


图4。 J_c 对各向异性场 H_K 和反常比 η的依赖关系。（b）从图4(a)中提取的 J_c 在 $\alpha = 0.015$, $t = 1\ nm$ 下对 η 的依赖关系。（c） J_c对厚度 t 和吉尔伯特阻尼 α的依赖关系。（d）从图4(c)中提取的 J_c 在 $\mu_0 H_K = 0.85\ T$, $\eta = 0.75$ 下对 η 的依赖关系。

实验 [25] 和上述推导表明，反常自旋轨道力矩能够切换磁化状态-

如果施加电流高于阈值 J_c，铁磁自由层会发生磁化。然而，即使 $J_{SOT} < J_c$，反常自旋轨道力矩仍可通过产生有效交换偏置场 H_{bias}发挥作用，从而便于我们确定反常自旋轨道力矩效率。我们计算了不同 $J_{SOT} < J_c$ 对应的磁滞回线，如图 5(a) 所示。这里的 LLG 方程必须考虑磁场 $\mathbf{H}_z$ 。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = & -\gamma\mu_0\left(\mathbf{m}\times\left(\mathbf{H_K}+\mathbf{H_z}\right)\right)+\alpha\left(\mathbf{m}\times\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}\right) \\ & +\gamma\mu_0 H_{SOT}^{DL}\left(\left(\mathbf{m}\times\sigma\right)\times\mathbf{m}\right)\end{aligned} \tag{19}$$

图 5(a) 显示，对于不含 J_{SOT} 的无偏置回线，铁磁层的正向和反向翻转矫顽力是对称的。然而，施加正（负）$J_{SOT,\ 0} = 6.28\times10^{11}$ Am^{-2} 时，磁滞回线向左（右）偏移，或其 H_z 对称轴向负（正）方向偏移。因此，等效地，非零 J_{SOT} 会沿 z 轴对铁磁自由层施加交换偏置场 H_{bias} ，从而决定无场条件下的翻转方向。与需要借助面内磁场使磁化翻转的 z 型自旋轨道力矩 [37]相比，这一结果提供了一种控制铁磁层磁化的新方法，且更易于集成。我们还计算了图 5(b) 所示的 H_{bias} on J_{SOT} 依赖关系，二者呈线性关系，斜率为 $\frac{\theta_{SH}\ sin\beta}{2et\mu_0 M_s\alpha} = 6.05\times10^{-7}\ m,$ ，其中 $\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K} \ll 1$ 和 $\frac{H_{bias}}{H_K}\frac{}{\hbar} \ll 1$。这一结果提供了一种直接确定异常力矩效率的方法。与先前通过 CoFeB 的面内磁化检测异常力矩的工作相比 [13], ，我们的结果显示， H_{bias} 与 J_{SOT} 之间的线性关系更简单。

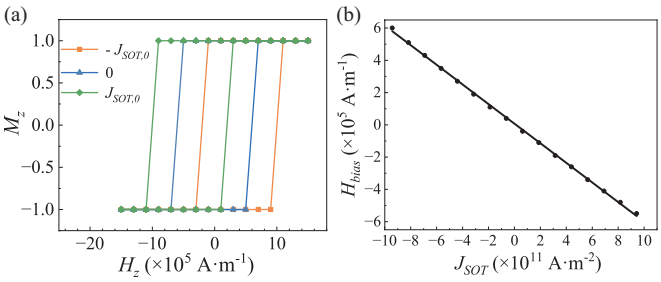


图 5. (a) 不同施加电流下铁磁自由层的磁滞回线 J_{SOT}，(b) 等效交换偏置场 H_{bias} 与施加电流 J_{SOT}之间的关系。这里 $\eta = 0.75$。

IV. 结论

本文中，我们给出了利用反常自旋轨道力矩与常规自旋轨道力矩相结合，实现垂直磁化无外场翻转所需阈值电流的解析推导。此外，我们还进行了数值模拟，以研究施加的.....作用下铁磁自由层的磁化轨迹。电流低于和高于阈值时均如此。我们的解析结果与数值结果一致。此外，我们探究了切换时间和能耗对施加电流的依赖关系，并表明最低能耗与面外力矩占比呈负相关。我们还研究了多种参数对阈值电流的影响，包括各向异性强度、面外力矩比、铁磁自由层厚度和吉尔伯特阻尼常数。研究结果表明，面外力矩占比与阈值电流呈负相关，而其余三个参数与阈值电流呈正相关。最后，我们证明，当施加电流低于阈值时，会在铁磁自由层中诱导交换偏置场 H_{bias} 。数值结果表明，交换偏置场 H_{bias} 与施加电流 J_{SOT}成正比。本研究为利用反常自旋轨道力矩实现垂直磁化无场翻转的自旋电子器件设计提供了见解，并提出了一种直接调节交换偏置场的方法，可用于控制铁磁层磁化钉扎与去钉扎。

致谢

本研究得到国家重点研发计划（MOST）（项目编号：2017YFA0206200、2021YFB3601300）和国家自然科学基金委员会（NSFC）（项目编号：12134017、11974398、12061131012）的资助，并部分得到战略性先导科技专项（B类）（项目编号：XDB33000000）和中国科学院青年创新促进会（2020008）的资助。

附录 A：方程 (15) 的推导

由方程 (7)，假设 $k_1 = k - \frac{1}{3}$，可得

$$k_1^3+\left(\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}\right)^2-\frac{1}{3}\right)k_1+\left(-\frac{2}{27}+\left(\frac{1}{3}-sin^2\beta\right)\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}\right)^2\right)=0 \tag{S1}$$

如果 $\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K} \ll 1$，我们可以得到 that

$$\begin{aligned}k_1 = & \sqrt[3]{\frac{1}{27}-\frac{1-3sin^2\beta}{6}\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}\right)^2+\frac{sin\beta}{3\sqrt{3}}\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}} \\ & +\sqrt[3]{\frac{1}{27}-\frac{1-3sin^2\beta}{6}\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}\right)^2-\frac{sin\beta}{3\sqrt{3}}\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}} \\ = & \frac{2}{3}-cos^2\beta\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}\right)^2\end{aligned} \tag{S2}$$

以便

$$k = 1-cos^2\beta\left(\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K}\right)^2 \tag{S3}$$

我们可以获得极角和方位角（θ_H，φ_H）

$$\begin{cases} tan\theta_H &= \frac{(1-k)\sqrt{sin^2\beta+(kH_K/H_{SOT}^{DL})^2}}{kcos\beta} \\ &= cos\beta\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K} \\ cos\varphi_H &= \frac{sin\beta H_{SOT}^{DL}/H_K}{\sqrt{(1-(cos\beta H_K/H_{SOT}^{DL})^2+(sin\beta H_K/H_{SOT}^{DL})^2}} \\ &= sin\beta\frac{H_{SOT}^{DL}}{H_K} \end{cases} \tag{S4}$$

根据公式 (12)，利用方程 $M_{11}+M_{22}=0$ 可以得到阈值电流:

$$J_c=\frac{et\mu_0 M_s H_K}{\theta_{SH}\hbar}\frac{4\alpha}{\sqrt{sin^2\beta+16\alpha^2cos^2\beta}+sin\beta} \tag{S5}$$

[1] W. J. Kong, C. H. Wan, C. Y. Guo, C. Fang, B. S. Tao, X. Wang, and X. F. Han, 《通过自旋轨道力矩全电学操控磁性隧道结中的磁化》, 《应用物理快报》**116**, 162401 (2020)。[2] A. Manchon, J. elezn, I. . Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, 《铁磁和反铁磁系统中的电流诱导自旋轨道力矩》, Reviews of Modern Physics **91**, 035004 2019( )。[3] I. Mihai Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and P. Gambardella, 《铁磁金属层中由Rashba效应诱导的电流驱动自旋力矩》, 《自然·材料》**9**, 230 (2010)。[4] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. . Back, and T. Jungwirth, 《自旋霍尔效应》, Reviews of Modern Physics **87**, 1213 (2015)。[5] C. Song, R. Zhang, L. Liao, Y. Zhou, X. Zhou, R. Chen, Y. You, X. Chen, and F. Pan, 《自旋轨道力矩：材料、机制、性能与潜在应用》, Progress in Materials Science **118**, 100761 (2021)。[6] Q. Zhang, K. S. Chan, and J. Li, 《石墨烯基拓扑绝缘体异质结构中产生的自旋转移力矩》, Scientific Reports **8**, 4343 (2018)。[7] A. Brataas, A. D. Kent, and H. Ohno, 《磁性材料中的电流诱导力矩》, 《自然·材料》**11**, 372 (2012)。[8] L. Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmundsen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, 《利用自旋霍尔效应产生的自旋力矩翻转垂直磁化磁性层》, Physical Review Letters **109**, 096602 (2012)。[9] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, 《利用钽的巨自旋霍尔效应实现自旋力矩翻转》, Science **336**, 555 (2012)。[10] S. Chen, J. Yu, Q. Xie, X. Zhang, W. Lin, L. Liu, J. Zhou, X. Shu, R. Guo, Z. Zhang, and J. Chen, 《通过自旋流梯度实现垂直磁化薄膜的无外场电切换》, ACS Applied Materials & Interfaces **11**, 30446 2019( )。[11] G. Yu, P. Upadhyaya, Y. Fan, J. G. Alzate, W. Jiang, K. L. Wong, S. Takei, S. A. Bender, L.-T. Chang, Y. Jiang, M. Lang, J. Tang, Y. Wang, Y. Tserkovnyak, P. K. Amiri, and K. L. Wang, 《无外磁场时通过自旋轨道力矩翻转垂直磁化》, 《自然·纳米技术》**9**, 548 (2014)。[12] Y. Liu, Y. Liu, M. Chen, S. Srivastava, P. He, K. L. Teo, T. Phung, S.-H. Yang, and H. Yang, 《IrMn3反铁磁体(001)表面由电流诱导的面外自旋积累》, Physical Review Applied **12**, 10.1103/PhysRevApplied.12.064046 (2019年)。[13] S.-h. C. Baek、V. P. Amin、Y.-W. Oh、G. Go、S.-J. Lee、G.-H. Lee、K.-J. Kim、M. D. Stiles、B.-G. Park 和 K.-J. Lee, 《铁磁三层结构中的自旋流和自旋轨道力矩》, 《自然·材料》**17**，509（2018年）。[14] S. Fukami、C. Zhang、S. DuttaGupta、A. Kurenkov 和 H. Ohno, 《反铁磁体-铁磁体双层系统中的自旋轨道力矩磁化翻转》, 《自然·材料》**15**，535（2016年）。[15] W. J. Kong、C. H. Wan、X. Wang、B. S. Tao、L. Huang、C. Fang、C. Y. Guo、Y. Guang、M. Irfan 和 X. F. Han, 《电流方向垂直于易轴的 T 型磁构型中的自旋轨道力矩翻转》, 《自然·通讯》**10**，233（2019年）。[16] Y.-C. Lau、D. Betto、K. Rode、J. M. D. Coey 和 P. Stamenov, 《利用层间交换耦合实现无外场自旋轨道力矩翻转》, 《自然·纳米技术》**11**，758（2016年）。[17] Y.-W. Oh、S.-h. Chris Baek、Y. M. Kim、H. Y. Lee、K.-D. Lee、C.-G. Yang、E.-S. Park、K.-S. Lee、K.-W. Kim、G. Go、J.-R. Jeong、B.-C. Min、H.-W. Lee、K.-J. Lee 和 B.-G. Park, 《通过反铁磁体/铁磁体/氧化物结构中的自旋轨道力矩实现垂直磁化的无场翻转》, 《自然·纳米技术》**11**，878（2016年）。[18] W. He、C. Wan、C. Zheng、Y. Wang、X. Wang、T. Ma、Y. Wang、C. Guo、X. Luo、M. E. Stebliy、G. Yu、Y. Liu、A. V. Ognev、A. S. Samardak 和 X. Han, 《层间 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用赋能的无场自旋轨道力矩翻转》, 《纳米快报》**22**，6857（2022年）。[19]D. MacNeill、G. M. Stiehl、M. H. D. Guimares、N. D. Reynolds、R. A. Buhrman 和 D. C. Ralph, 《WTe2产生的自旋轨道力矩的厚度依赖性》, 《物理评论B》**96**，10.1103/PhysRevB.96.054450（2017年）。[20] H. Bai、X. F. Zhou、H. W. Zhang、W. W. Kong、L. Y. Liao、X. Y. Feng、X. Z. Chen、Y. F. You、Y. J. Zhou、L. Han、W. X. Zhu、F. Pan、X. L. Fan 和 C. Song, 《通过不同取向的非共线反铁磁 Mn3Pt 中的磁对称性调控自旋轨道力矩》, 《物理评论B》**104**，10.1103/Phys-RevB.104.104401（2021年）。[21] D. Go、M. Sallermann、F. R. Lux、S. Blugel、O. Gomonay 和 Y. Mokrousov, 《用于手性磁织构翻转的非共线自旋流》, 《物理评论快报》**129**，097204（2022年）。[22] I. H. Kao、R. Muzzio、H. Zhang、M. Zhu、J. Gobbo、S. Yuan、D. Weber、R. Rao、J. Li、J. H. Edgar、J. E. Goldberger、J. Yan、D. G. Mandrus、J. Hwang、R. Cheng、J. Katoch 和 S. Singh，对一种……的确定性翻转。

采用 WTe(2) 中非常规自旋轨道力矩实现垂直极化磁体，《自然·材料》**21**, 1029 (2022). [23] Y. Liu, B. Zhou, Z. Dai, E. Zhang, and J.-g. Zhu, 铱实现的垂直磁性隧道结器件无场自旋轨道力矩翻转，arXiv: 应用物理 (2019). [24] J. Zhou, X. Shu, Y. Liu, X. Wang, W. Lin, S. Chen, L. Liu, Q. Xie, T. Hong, P. Yang, B. Yan, X. Han, and J. Chen, 磁性不对称性诱导的 IrMn 中异常自旋轨道力矩，《物理评论B》**101**, 10 1103 101 184403 2020 . /PhysRevB. . ( ). [25] L. Liu, C. Zhou, X. Shu, C. Li, T. Zhao, W. Lin, J. Deng, Q. Xie, S. Chen, J. Zhou, R. Guo, H. Wang, J. Yu, S. Shi, P. Yang, S. Pennycook, A. Manchon, and J. Chen, 垂直磁化的对称性依赖无场翻转，《自然·纳米技术》**16**, 277 (2021). [26] K.-S. Lee, S.-W. Lee, B.-C. Min, and K.-J. Lee, 自旋霍尔效应诱导垂直磁性层翻转的阈值电流，《应用物理快报》**102**, 10.1063/1.4798288 (2013). [27] J. Z. Sun, 自旋流与单畴磁体的相互作用：模型研究，《物理评论B》**62**, 570 2000( ). [28] T. Taniguchi, S. Mitani, and M. Hayashi, 自旋霍尔效应导致垂直磁化失稳的临界电流，《物理评论B》**92**, 10.1103/PhysRevB.92.024428 (2015). [29] T. Taniguchi and H. Kubota, 面内磁化自由层和垂直磁化钉扎层自旋力矩振荡器的失稳分析，《物理评论B》**93**, 10.1103/PhysRevB.93.174401 (2016). [30] D. Zhu and W. Zhao, 通过自旋轨道力矩实现垂直磁化翻转的阈值电流密度，《物理评论应用》**13**, 10.1103/PhysRevApplied.13.044078 (2020). [31] T. L. Gilbert, 磁学经典：铁磁材料阻尼的唯象理论，《IEEE磁学汇刊》**40**, 3443 (2004). [32] K. Garello, I. M. Miron, C. O. Avci, F. Freimuth, Y. Mokrousov, S. Blgel, S. Auffret, O. Boulle, G. Gaudin, and P. Gambardella, 铁磁异质结构中自旋轨道力矩的对称性与大小，《自然·纳米技术》**8**, 587 (2013). [33] A. V. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov, V. Nikitin, M. Krounbi, K. A. Zvezdin, A. Anane, J. Grollier, and A. Fert, 匹配磁畴壁构型与自旋轨道力矩以实现高效磁畴壁运动，《物理评论人片在线观看

《物理评论B》**87**, 020402 (2013年). [34] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani, 和 H. Ohno，ta—cofeb—mgo中电流诱导的有效场矢量的层厚度依赖性，《自然·材料》**12**, 240 (2013年). [35] C.-F. Pai, M.-H. Nguyen, C. Belvin, L. H. Vilela-Leo, D. C. Ralph, 和 R. A. Buhrman，在 w/hf/cofeb/mgo层结构中通过hf间隔层增强垂直磁各向异性并传输自旋霍尔效应诱导的自旋流，《应用物理快报》**104**, 082407 (2014年). [36] J. Park, G. E. Rowlands, O. J. Lee, D. C. Ralph, 和 R. A. Buhrman，面向低温存储器应用，通过自旋轨道力矩对垂直磁化自由层进行亚纳秒脉冲切换的宏自旋建模，《应用物理快报》**105**, 102404 (2014年). [37] X. Han, X. Wang, C. Wan, G. Yu, 和 X. Lv，自旋轨道力矩：材料、物理学与器件，《应用物理快报》**118**, 10.1063/5.0039147 (2021年). [38] G. W. Kim, A. S. Samardak, Y. J. Kim, I. H. Cha, A. V. Ognev, A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov, 和 Y. K. Kim，重金属晶相对 w/cofeb/mgo薄膜中垂直磁各向异性及界面 Dzyaloshinskii–Moriya 相互作用振荡的作用，《物理评论应用》**9**, 10.1103/PhysRevApplied.9.064005 (2018年). [39] J. Lourembam, A. Ghosh, M. Zeng, S. K. Wong, Q. J. Yap, 和 S. Ter Lim，hf/co20fe60b20/mgo异质结构中垂直磁各向异性和吉尔伯特阻尼的厚度依赖性，《物理评论应用》**10**, 10.1103/PhysRevApplied.10.044057 (2018年). [40] S. Bhatti, R. Sbiaa, A. Hirohata, H. Ohno, S. Fukami, 和 S. N. Piramanayagam，基于自旋电子学的随机存取存储器：综述，《今日材料》**20**, 530 (2017年). [41] T. Chirac, J.-Y. Chauleau, P. Thibaudeau, O. Gomonay, 和 M. Viret，自旋转移力矩诱导的 nio超快反铁磁切换，《物理评论B》**102**, 10.1103/PhysRevB.102.134415 (2020年). [42] C. Jia, D. Ma, A. F. Schffer, 和 J. Berakdar，携带轨道角动量的扭曲磁振子束，《自然通讯》**10**, 2077 (2019年). [43] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, 和 P. Gambardella，面内电流注入诱导的单个铁磁层垂直切换，《自然》**476**, 189 (2011年).