

# 非对称自旋力矩：反铁磁奈尔矢量调控的新图像

张水森<sup>1,2</sup> 李 博<sup>3</sup> 杜海峰<sup>1</sup> 邵定夫<sup>2,†</sup>

(1 中国科学院合肥物质科学研究院强磁场科学中心 合肥 230031)

(2 中国科学院合肥物质科学研究院固体物理研究所 合肥 230031)

(3 西安交通大学物理学院 西安 710049)

## Asymmetric spin torque: a new picture for Néel vector control in antiferromagnets

ZHANG Shui-Sen<sup>1,2</sup> LI Bo<sup>3</sup> DU Hai-Feng<sup>1</sup> SHAO Ding-Fu<sup>2,†</sup>

(1 High Magnetic Field Laboratory, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(2 Institute of Solid State Physics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(3 School of Physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

2026-03-20收到

† email: dfshao@issp.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20260701

CSTR: 32040.14.wl20260701

**摘 要** 反铁磁体因零净磁矩、无杂散场和太赫兹量级动力学，被认为是新一代自旋电子器件的重要候选体系。利用自旋力矩实现反铁磁体序参量——奈尔矢量的确定性调控，是反铁磁器件完成信息写入的关键。然而，对于共线反铁磁体，长期缺少一种既不依赖特殊对称性、又适用于真实器件结构的奈尔矢量调控图像。文章介绍了近年来研究者逐渐认识到的一个关键问题：传统基于“完全相同”或“严格相反”两类自旋积累极限的自旋力矩图像，难以刻画真实反铁磁器件中的写入过程。由于异质结界面、子晶格堆叠和体相对称性破缺等因素，两个子晶格在截获注入自旋时通常并不等价，并由此产生“非对称自旋力矩”。这一机制并未改变自旋力矩作为角动量交换过程的物理本质，却揭示了这种交换在真实反铁磁器件中如何通过子晶格的局域不等价响应得以实现，并由此决定奈尔矢量的演化路径与最终状态。非对称自旋力矩不仅为反铁磁奈尔矢量调控提供了一种新的物理图像，也为理解和实现真实反铁磁器件中的高效、精确写入提供了理论基础。

**关键词** 反铁磁自旋电子学，自旋力矩，奈尔矢量调控

**Abstract** Antiferromagnets are promising candidates for next-generation spintronic devices because of their zero net magnetization, vanishing stray fields, and terahertz-scale dynamics. Deterministic control of the Néel vector by spin torque is crucial for electrical writing in antiferromagnetic devices. For collinear antiferromagnets, however, the conventional spin torque picture based on two idealized limits of spin accumulation—perfectly uniform or strictly staggered—does not adequately describe the writing process in realistic device structures. In practice, interface effects, sublattice stacking, and symmetry breaking often make spin accumulation on the two sublattices unequal, giving rise to an asymmetric spin torque. This mechanism reveals how angular momentum transfer occurs in realistic antiferromagnetic devices through locally inequivalent sublattice responses, thereby determining the dynamical trajectory

and final state of the Néel vector. Asymmetric spin torque thus provides a new physical picture for Néel vector control and a useful framework for understanding and achieving efficient, deterministic writing in realistic antiferromagnetic devices.

**Keywords** antiferromagnetic spintronics, spin torque, Néel vector switching

## 1 引言

自旋电子学的核心任务之一,是利用电子自旋自由度实现信息的读出、写入与存储<sup>[1]</sup>。围绕这一目标,铁磁体系已经形成了较成熟的物理图像和器件方案(图 1(a), (b))<sup>[2]</sup>:磁矩的两个稳定方向可以编码信息比特,巨磁阻<sup>[3, 4]</sup>、隧道磁阻<sup>[5-7]</sup>以及各类霍尔响应<sup>[8, 9]</sup>提供了可靠的电学读出手段,而外加磁场<sup>[10]</sup>与自旋力矩<sup>[11-15]</sup>则使磁矩翻转和信息写入成为可能。正因如此,铁磁材料长期主导着自旋电子学的发展。

然而,随着器件集成度和运行速度不断提升,铁磁体系的局限也逐渐显现。铁磁体具有宏观净磁矩,难以避免地产生杂散场,在高密度集成条件下容易引入器件间串扰;同时,其本征磁动力学频率通常停留在 GHz 量级,在更高速信息处理需求面前存在瓶颈。相比之下,反铁磁体由于总磁矩近乎为零(图 1(c)),不仅天然没有杂散

场、对外磁场扰动不敏感,而且在强交换相互作用主导下具有可达 THz 量级的本征动力学,因此被广泛视为新一代高密度、超高速自旋信息器件的重要候选体系(图 1(d))<sup>[16]</sup>。

在反铁磁体系中,描述磁序的关键量不是总磁矩,而是由两个子晶格宏观磁矩之差定义的奈尔矢量。奈尔矢量不仅表征反铁磁序的空间取向,也常与材料的能带结构、输运响应和对称性直接相关。因此,若要真正把反铁磁体发展为信息载体,核心问题便是:如何可靠读出奈尔矢量,以及如何高效、可控地实现其翻转。近年来,反常霍尔效应<sup>[17]</sup>、非线性输运<sup>[18-21]</sup>、交错磁性或非共线磁结构引起的自旋劈裂和宏观自旋流<sup>[22-27]</sup>以及反铁磁隧道磁阻<sup>[2, 23, 28-33]</sup>等研究表明,反铁磁器件在“读出”方面已展现出相当可观的潜力。

相比之下,奈尔矢量的“写入”则困难得多。对于某些非共线反铁磁体,由于体系中可能伴随微小净磁矩,仍可在一定程度上借助类似弱铁磁

体的方式进行调控;但对结构更简单、也更适合器件化应用的共线反铁磁体而言,奈尔矢量的确定性电学调控一直缺少一种既不依赖特殊对称性、又适用于真实薄膜和异质结器件的普适图像。过去几年中,围绕奈尔矢量翻转虽已出现若干重要理论方案与实验突破<sup>[34-40]</sup>,但大多依赖较特殊的材料对称性或额外对称性破缺条件,尚难直接推广到一般器件环境。

本文关注的正是这一问题。我们将说明,困难并不只来自反铁磁“净磁矩为零”的表面特征,

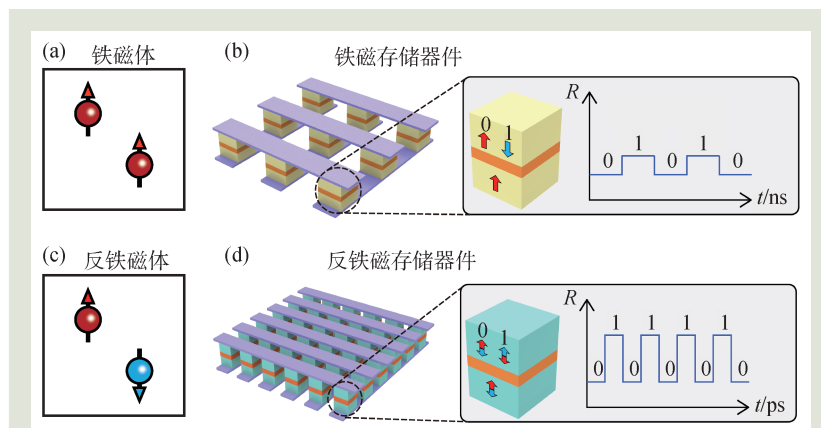


图1 铁磁与反铁磁自旋电子学器件示意图 (a)铁磁体中局域磁矩平行排列;(b)铁磁存储器件中,磁矩翻转实现信息写入,输运性质变化实现电学读出<sup>[2]</sup>;(c)共线反铁磁体中局域磁矩反平行排列;(d)反铁磁存储器件中,奈尔矢量翻转实现信息写入,输运性质变化实现电学读出<sup>[2]</sup>。得益于零杂散场、抗外磁场扰动和太赫兹量级磁动力学等特性,反铁磁存储器件在器件微缩、存储密度和读写速度方面具有明显优势

更深层的原因在于：当研究对象从铁磁体转向反铁磁体时，注入自旋、子晶格响应与强交换耦合之间的动力学关系已经发生根本变化。传统铁磁写入图像所默认的“均匀自旋注入”在这里不再适用，而真实材料和器件中普遍存在的局域不对称性，反而为奈尔矢量调控提供了新的可能。本文讨论的“非对称自旋力矩”<sup>[41]</sup>，正是在这一背景下提出的一种新图像：它不再把反铁磁写入局限于若干理想对称极限，而是从实空间局域输运和子晶格不等价出发，重新理解角动量如何被送入反铁磁序之中，并由此驱动奈尔矢量发生确定性演化。

## 2 铁磁写入的基本图像：自旋力矩与角动量交换

在讨论反铁磁奈尔矢量调控之前，有必要先回顾铁磁体系中的自旋力矩驱动磁矩翻转的基本图像。对具有单轴各向异性的铁磁体而言，宏观磁矩通常存在两个稳定取向，可自然承载信息“0”和“1”；所谓信息写入，本质上就是在外部作用下使磁矩从一个稳定态切换到另一个稳定态。实现这一过程的关键机制之一，是电流驱动的自旋力矩<sup>[10-14]</sup>，其本质是注入自旋与局域磁矩之间的角动量交换：当电子自旋方向与局域磁矩不一致时，交换相互作用会驱动二者趋于对齐，并将电子自旋的角动量变化转移给磁矩，从而产生促使磁矩偏离原平衡方向的有效力矩(图2(a))<sup>[13]</sup>。

从动力学上看，自旋力矩通常可分为类场力矩(field-like torque)和类阻尼力矩(damping-like torque)两类(图2(b))<sup>[13]</sup>：前者类似一个额外的磁场，改变磁矩进动轨道；后者则更直接推动磁矩向目标方向演化(参见 Box 1)<sup>[42]</sup>。铁磁体系中的自

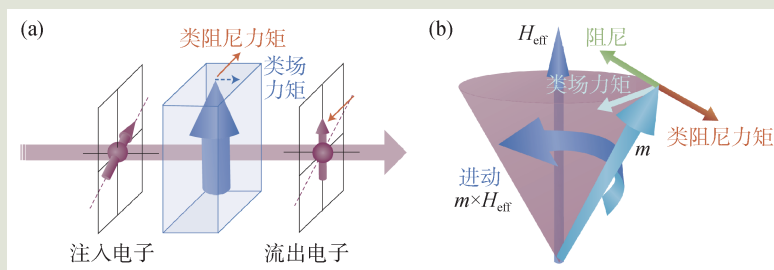


图2 自旋力矩的物理机制 (a)自旋力矩的基本物理图像：注入自旋与局域磁矩之间发生角动量交换，从而产生类场力矩和类阻尼力矩<sup>[13]</sup>；(b)自旋动力学的基本过程：有效磁场驱动磁矩进动，Gilbert阻尼使其趋于稳定，而类场力矩和类阻尼力矩分别改变进动轨道并推动磁矩向目标方向演化<sup>[13]</sup>

|               | 初态 | 施加电流 | 释放电流 |
|---------------|----|------|------|
| STT           |    |      |      |
| 常规SOT (无辅助场)  |    |      |      |
| 常规SOT (加辅助场)  |    |      |      |
| 非常规SOT (无辅助场) |    |      |      |

图3 铁磁磁矩的自旋力矩调控模式。垂直磁化铁磁体中的典型自旋力矩调控模式由注入自旋的极化方向 $p$ 决定：当 $p$ 沿 $-z$ 方向时，STT可直接将磁矩从 $+z$ 翻转到 $-z$ ；当 $p$ 沿面内方向，常规SOT只能将磁矩拉向面内，电流撤去后磁矩可能随机落入 $+z$ 或 $-z$ 方向，加入辅助磁场后则可引导其翻转到 $-z$ ；当 $p$ 同时具有面内和面外分量时，非常规SOT可先将磁矩拉向倾斜方向，并在电流撤去后实现无场确定性翻转

旋转移力矩(spin-transfer torque, STT)和自旋轨道力矩(spin-orbit torque, SOT)<sup>[11-15]</sup>虽然出现在不同器件结构中，但物理核心一致，都是先由电流产生自旋极化或界面自旋积累，再通过角动量交换把自旋角动量传递给局域磁矩，从而实现信息写入。

在具体器件中，STT常见于磁性隧道结等垂直输运结构，电流穿过极化层后把自旋注入自由层，并与其中磁矩发生角动量交换；SOT则主要出现在铁磁层/重金属层等具有强自旋轨道耦合的异质结构中，电流沿平面流动，由重金属中的自旋霍尔效应<sup>[9]</sup>或界面Edelstein效应<sup>[43]</sup>在界面附近产生自旋积累，再注入相邻铁磁层并施加力矩。前者可理解为“电流携带自旋穿层进入磁体”，后者更像“电流在邻层中流动、界面产生自旋并注入

## Box 1 宏自旋近似下的自旋动力学基本理论框架

在讨论自旋力矩驱动磁矩翻转之前,有必要简要回顾描述铁磁体(FM)与反铁磁体(AFM)自旋动力学的基本理论框架。对于具有单轴各向异性的铁磁材料,其微观磁性可以用如下哈密顿量描述:

$$\mathcal{H}_{\text{FM}} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - K \sum_i (\mathbf{S}_i \cdot \hat{\mathbf{e}})^2, \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{S}_i$  表示第  $i$  个格点处的自旋,  $J > 0$  为铁磁交换常数,  $K$  为单轴各向异性能量常数,  $\hat{\mathbf{e}}$  为易轴方向单位矢量。哈密顿量的第一项描述相邻自旋趋于平行排列的交换相互作用, 第二项则使自旋倾向于沿易轴方向排列, 从而形成两个稳定磁化方向。

由于铁磁体内部交换耦合通常远强于各向异性和外场作用, 在讨论其动力学行为时, 常采用宏自旋近似 (macrospin approximation)<sup>[10]</sup>。这一近似假设所有磁矩在空间上趋于同步运动, 因此可将整个铁磁体近似抽象为一个宏观磁矩  $\mathbf{m}$ 。对于特征尺寸处于十纳米量级、磁构型相对简单的自旋电子学器件, 这一近似通常能够较好地描述其主要物理行为。在这一近似下, 铁磁体的动力学可由 Landau—Lifshitz—Gilbert—Slonczewski (LLGS) 方程描述<sup>[11]</sup>:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \tau_{\text{FL}} \mathbf{m} \times \mathbf{p} + \tau_{\text{DL}} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}). \quad (2)$$

其中,  $\gamma$  为旋磁比,  $\alpha$  为 Gilbert 阻尼系数,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  为包含各向异性场和外场在内的有效磁场。当注入了极化方向为  $\mathbf{p}$  的自旋积累  $\delta\mathbf{S}$  后, 会产生形式为公式(2)第三项和第四项的类场力矩和类阻尼力矩, 其中  $\tau_{\text{FL}}$  和  $\tau_{\text{DL}}$  是反映自旋力矩强度的系数。类场力矩在形式上等效于一个附加磁场, 主要改变磁矩的进动方向; 类阻尼力矩则更直接地推动磁矩跨越能量势垒, 实现稳定翻转。

对于共线反铁磁体, 体系通常由两个反向排列的磁性子晶格 A 和 B 组成。在宏自旋近似下, 其哈密顿量可写为

$$\mathcal{H}_{\text{AFM}} = -J \mathbf{m}_A \cdot \mathbf{m}_B - K [(\mathbf{m}_A \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 + (\mathbf{m}_B \cdot \hat{\mathbf{n}})^2], \quad (3)$$

其中  $J < 0$  表示反铁磁交换常数, 使两个子晶格磁矩趋于反平行排列。此时体系的宏观净磁矩接近于零, 而描述磁序的序参量为奈尔矢量:

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{m}_A - \mathbf{m}_B}{2}. \quad (4)$$

反铁磁体系的动力学需要由两组耦合的 LLGS 方程描述<sup>[51]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{m}_A}{dt} = -\gamma \mathbf{m}_A \times \mathbf{H}_A^{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m}_A \times \frac{d\mathbf{m}_A}{dt} + \tau_{\text{FL}}^A \mathbf{m}_A \times \mathbf{p}_A + \tau_{\text{DL}}^A \mathbf{m}_A \times (\mathbf{m}_A \times \mathbf{p}_A), \\ \frac{d\mathbf{m}_B}{dt} = -\gamma \mathbf{m}_B \times \mathbf{H}_B^{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m}_B \times \frac{d\mathbf{m}_B}{dt} + \tau_{\text{FL}}^B \mathbf{m}_B \times \mathbf{p}_B + \tau_{\text{DL}}^B \mathbf{m}_B \times (\mathbf{m}_B \times \mathbf{p}_B). \end{cases} \quad (5)$$

其中, 有效场  $\mathbf{H}_{A,B}^{\text{eff}}$  中包含极强的交换场, 它使两个子晶格磁矩在动力学过程中始终倾向于保持反平行排列, 并决定了反铁磁体系的高速动力学特性。

在实际器件中, 自旋流注入通常会在两个子晶格上产生不同大小和方向的自旋积累。若设两个子晶格上的自旋积累分别为  $\delta\mathbf{S}_A$  和  $\delta\mathbf{S}_B$ , 则可引入非对称系数  $\eta$  来表征这种不等价性, 即  $\delta\mathbf{S}_B = \eta\delta\mathbf{S}_A$ , 使其在  $\eta = 1$  时对应“完全相同”的自旋积累, 在  $\eta = -1$  时对应“严格相反”的交错自旋积累, 而  $\eta \neq \pm 1$  则表示更一般的非对称情形。不同情况对应的自旋力矩的强度可表示为  $\tau_{\text{FL}}^B = \eta\tau_{\text{FL}}^A$ ,  $\tau_{\text{DL}}^B = \eta\tau_{\text{DL}}^A$ <sup>[41]</sup>。

判断不同情形下动力学行为的关键, 在于比较两个子晶格上类场力矩和类阻尼力矩的方向关系。由于共线反铁磁体中  $\mathbf{m}_B = -\mathbf{m}_A$ , 因此当两个子晶格承受相同的自旋积累 ( $\eta = 1$ ) 时,  $\mathbf{p}_A = \mathbf{p}_B$ 。此时两子晶格的类场力矩相反:  $\tau_{\text{FL}}^A(\mathbf{m}_A \times \mathbf{p}_A) = -\tau_{\text{FL}}^B(\mathbf{m}_B \times \mathbf{p}_B)$ , 类阻尼力矩相同:  $\tau_{\text{DL}}^A(\mathbf{m}_A \times (\mathbf{m}_A \times \mathbf{p}_A)) = \tau_{\text{DL}}^B(\mathbf{m}_B \times (\mathbf{m}_B \times \mathbf{p}_B))$ 。因此, 同向的类阻尼力矩推动两个子晶格磁矩偏离反平行状态<sup>[42]</sup>。类似的, 而两个子晶格承受相反的自旋积累, 即  $\eta = -1$  时, 两个子晶格的类阻尼力矩相反, 而类场力矩相同, 因此, 类场力矩推动两个子晶格磁矩的同向偏转<sup>[34]</sup>。而在  $\eta \neq \pm 1$  的情况下, 两个子晶格上产生类场力矩和类阻尼力矩都不会抵消<sup>[41]</sup>。这几种不同情况导致了正文中描述的不同动力学特性。

磁体”。几何结构虽不同，但二者都体现了同一个基本过程：借助器件结构把电荷流转化为自旋注入，再把自旋角动量传递给磁矩。

不同的自旋极化方向会对应不同的翻转路径(图3)：当注入自旋沿易轴反方向极化时，可实现类似STT的直接翻转<sup>[44-46]</sup>；当极化方向位于面内时，对应常规SOT式调控，通常需要辅助磁场打破终态简并<sup>[47-49]</sup>；而当注入自旋同时具有面内和面外分量时，产生的非常规SOT可实现无场确定性翻转<sup>[50]</sup>。

因此，铁磁写入的基本图像可以概括为：一个宏观磁矩在自旋力矩作用下，通过角动量交换从一个稳定态演化到另一个稳定态。正因这一图像在铁磁中如此简洁有效，当它在反铁磁体系中不再适用时，相关困难才显得格外突出。

### 3 共线反铁磁奈尔矢量调控的困境

与铁磁体不同，反铁磁体通常由两套或多套磁性子晶格组成。在最简单的共线反铁磁情形下，可把体系视为由A、B两个子晶格构成，它们分别携带大小近似相等、方向相反的宏观磁矩。这样一来，体系总磁矩在宏观上完全抵消，描述磁序的关键量就不再是总磁矩，而是两个子晶格磁矩之差定义的奈尔矢量。也就是说，反铁磁中的“写入”问题，不再是驱动一个单独宏磁矩翻转，而是要在两个强耦合子晶格构成的复合体系中，实现奈尔矢量取向的可控改变。

这一差别从根本上改变了动力学图像。共线反铁磁中的两个子晶格之间存在极强的反铁磁交换相互作用，它持续维持二者的反平行排列。只要外界作用使两个子晶格稍有偏离，交换力矩就会迅速出现并试图将其拉回，因此系统更容易进入交换主导的高速运动，而不是像铁磁体那样平稳转向新方向。

正因为如此，把铁磁写入图像直接照搬到反铁磁体系往往会遇到困难。在铁磁体中，人们通

常默认自旋注入在空间上是均匀的：持续注入的自旋通过角动量交换，把一个宏观磁矩从一个稳定态拖向另一个稳定态。但在共线反铁磁中，如果仍然假设自旋以均匀方式注入，使两个子晶格获得相同方向的自旋积累，则会在两个磁矩上产生同向的类阻尼力矩，拉动二者发生同向偏转(图4(a))。体系随即偏离严格反平行构型，并激发出极强的交换力矩；结果不是稳定写入，而是在强耦合作用下进入持续的高速进动和振荡<sup>[51-56]</sup>。换言之，在铁磁中看似自然的“均匀注入”图像，在共线反铁磁里往往只会把体系推入高频动力学，而难以让奈尔矢量稳定停留在新的方向。

当然，在具有多个等价易轴的体系中，均匀注入仍可帮助奈尔矢量越过势垒<sup>[51, 56]</sup>，但它本身不能赋予体系对于对称终态的方向选择能力，因此仍不足以实现真正意义上的确定性写入。

为了绕开这一困难，研究者提出过另一类思路：不再让两个子晶格承受相同方向的自旋积累，而是借助特殊对称性，通过局域Edelstein效应在两个子晶格上产生方向相反的交错自旋积累<sup>[34, 57]</sup>。这种交错自旋积累会在两个磁矩上诱导出同向的类场力矩，使二者同时偏离严格反平行构型，随后交换力矩驱动奈尔矢量沿预定轨道高速旋转(图4(b))。与均匀注入不同，这里的交错自旋积累已经预先选定了体系的演化方向；随着体系逐渐接近新的平衡构型，驱动力矩不断减弱并最终消失，奈尔矢量于是停止在新的稳态方向上，从而实现

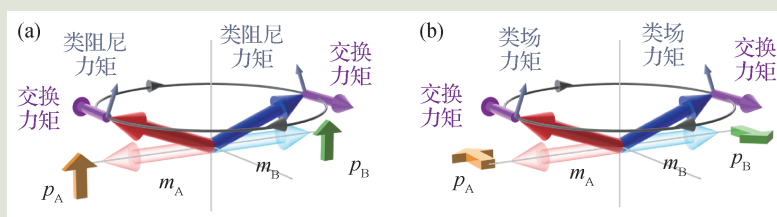


图4 反铁磁自旋力矩的传统图像 (a)在反铁磁两个子晶格上施加相同的自旋积累时，阻尼型力矩在两个子晶格上同向，从而将奈尔矢量拉离原有平衡态，并在交换耦合作用下诱导其在垂直于自旋极化的平面内持续高速旋转<sup>[2]</sup>；(b)在反铁磁两个子晶格上施加交错的自旋积累时，类场力矩在两个子晶格上同向，首先将两个磁矩从严格反平行构型中同时拉离，随后交换力矩驱动奈尔矢量沿确定轨道高速旋转，并在接近目标取向时因驱动力矩减弱而停止演化，从而实现确定性翻转<sup>[2]</sup>

确定性翻转<sup>[34]</sup>。

借助特殊对称性在两个子晶格上产生严格反向的交错自旋积累，确实能够为奈尔矢量演化预先提供方向选择，并实现确定性翻转；但这一机制通常依赖较特殊的晶体对称性，因此难以自然推广到更一般的薄膜、界面和异质结器件中，目前仅在少数反铁磁金属中得到实验验证<sup>[35, 36]</sup>。因此，它虽然证明了反铁磁奈尔矢量可以通过电流驱动实现翻转，却没有真正给出一个适用于真实器件环境的普适写入图像。

也正因为“相同极化”容易导向振荡，“严格相反极化”又过于苛刻，近年来不少工作转而借助额外对称性破缺来引入 Dzyaloshinskii—Moriya 相互作用<sup>[38]</sup>或微小净磁矩<sup>[40]</sup>等因素来辅助实现奈尔矢量翻转。这些结果说明，共线反铁磁写入困难并非不可克服；同时，也表明过去的讨论仍主要围绕若干理想极限展开，尚未真正触及真实器件中的普遍情形。

## 4 反铁磁体的实空间子晶格堆叠与局域自旋输运

前一节表明，无论“相同极化”还是“严格相反极化”，本质上都建立在一个相当理想化的前提之上：注入自旋在反铁磁体内部对两个子晶格的作用方式可以用简单的整体对称关系来描述。然而，自旋力矩的产生归根到底是一个发生在实空间中的局域角动量交换过程。电子究竟先经过哪个原子位点、主要与哪一套子晶格发生散射、又在何处积累自旋，都取决于材料的实空间磁性结构和具体输运路径。宏观对称性或动量空间平均图像所揭示的，只是输运的整体结果；而决定奈尔矢量能否被有效驱动的，往往是更细致的局域自旋输运分布。

从实空间角度看，不同反铁磁堆叠结构对应不同的传播路径、散射几率以及对子晶格的耦合方式(图 5(a))<sup>[58]</sup>。也就是说，反铁磁体中的“两个子晶格”并不是抽象而均匀的标签，而是真正在实空间中以不同几何方式展开的

两套磁性网络。

也正因如此，电子在反铁磁体中的输运往往天然具有子晶格分辨特征。在 A 型或 C 型等具有低维子晶格结构的体系中，宏观上看似自旋中性的电流，在微观上却可能表现为交错极化的并联输运：自旋向上的电子优先沿一套子晶格传播，自旋向下的电子优先沿另一套子晶格传播(图 5(b))。宏观平均后总自旋流可以接近于零，但两个子晶格所承担的局域输运通道却并不等价，在内部存在高度自旋极化的局域电流。这类现象被称为“奈尔自旋流”<sup>[59]</sup>。

在更极端的几何条件下，这种不对称性会进一步放大。例如，

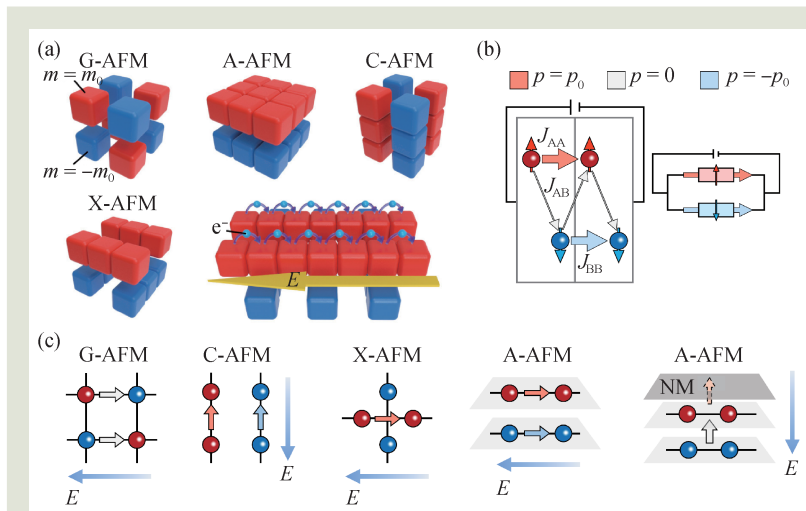


图5 反铁磁体的实空间子晶格堆叠结构与局域自旋输运特性 (a)典型反铁磁体(AFM)的实空间子晶格堆叠构型：最近邻磁矩反平行排列的G型、层内平行而层间反平行的A型、一维链内平行的C型，以及新近发现的交叉链式X型结构<sup>[58]</sup>；(b)“奈尔自旋流”的物理图像：在A型或C型等结构中，一束宏观上看似自旋中性的电流，在微观尺度上可表现为交错极化的并联输运通道，即自旋向上的电子优先沿A子晶格传播，而自旋向下的电子优先沿B子晶格传播<sup>[41]</sup>；(c)不同堆叠结构对应的局域自旋输运行为：在G型堆叠中，电流主要由子晶格之间近似自旋中性的跃迁过程主导；在C型和A型堆叠中，交错的奈尔自旋流分别沿反平行排列的链内或层内传播；在更极端的X型堆叠中，沿特定链方向的电流甚至可表现为单一子晶格占优的奈尔自旋流；而在基于A型堆叠的器件中，界面的物理截断使局域输运不对称性进一步增强，并由此产生明显的自旋极化隧穿电流<sup>[30]</sup>

在具有交叉链结构的X型反铁磁中，电子沿特定方向传播时甚至可能优先经过某一个子晶格，而几乎绕开另一个子晶格。此时，自旋流不再只是“在两个子晶格上的分布不同”，而可能近似退化为单一子晶格占优的运输通道(图5(a), (c))<sup>[58]</sup>。

类似的局域不等价在界面和隧道结构中往往更加明显。对于薄膜和异质结器件而言，电子首先接触的不是材料的“平均体相”，而是由特定终止面、原子层和键合环境构成的界面区域。即便体相材料整体上不表现出显著自旋相关输运，界面处局域电子态的重构也可能使两个子晶格对运输的贡献明显不同(图5(c))<sup>[30]</sup>。近期在二维范德瓦耳斯A型反铁磁体系中实现的全共线反铁磁隧结<sup>[33]</sup>已经表明，只要实空间输运路径对两个子晶格的耦合不再等价，即便在传统上被视为“自旋中性”的反铁磁体系中，也能出现显著的自旋相关输运。

## 5 非对称自旋力矩：从局域不对称到奈尔矢量翻转

从理想化的宏观晶体图像转向真实器件结构后，自旋积累的实际情况遂变得清晰：自旋流注入反铁磁体时，首先经历的不是完美均匀的体相环境，而是异质结界面及其附近有限厚度范围内的局域输运过程(图6(a)–(c))<sup>[41]</sup>。界面这一物理截断天然会破坏理想晶体中的空间对称性，因此两个子晶格在截获注入自旋时通常并不完全等价。无论是堆叠结构导致的传播路径差异(图6(b), (c))，还是界面和体相对称性破缺带来的局域Edelstein效应的差别<sup>[43]</sup>，都可能使两个子晶格获得不同的自旋积累。也就是说，非对称自旋积累及其导致的非对称自旋力矩，并不是一种特殊修正，而是更接近真实反铁磁器件的普遍情形。

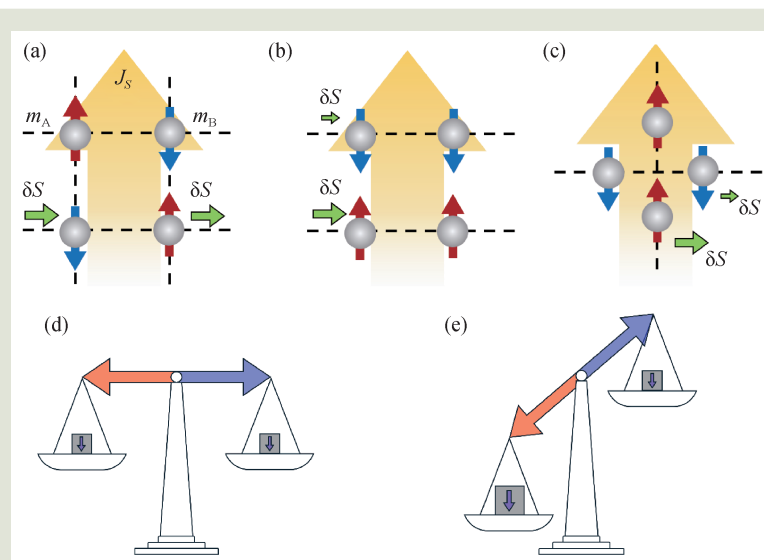
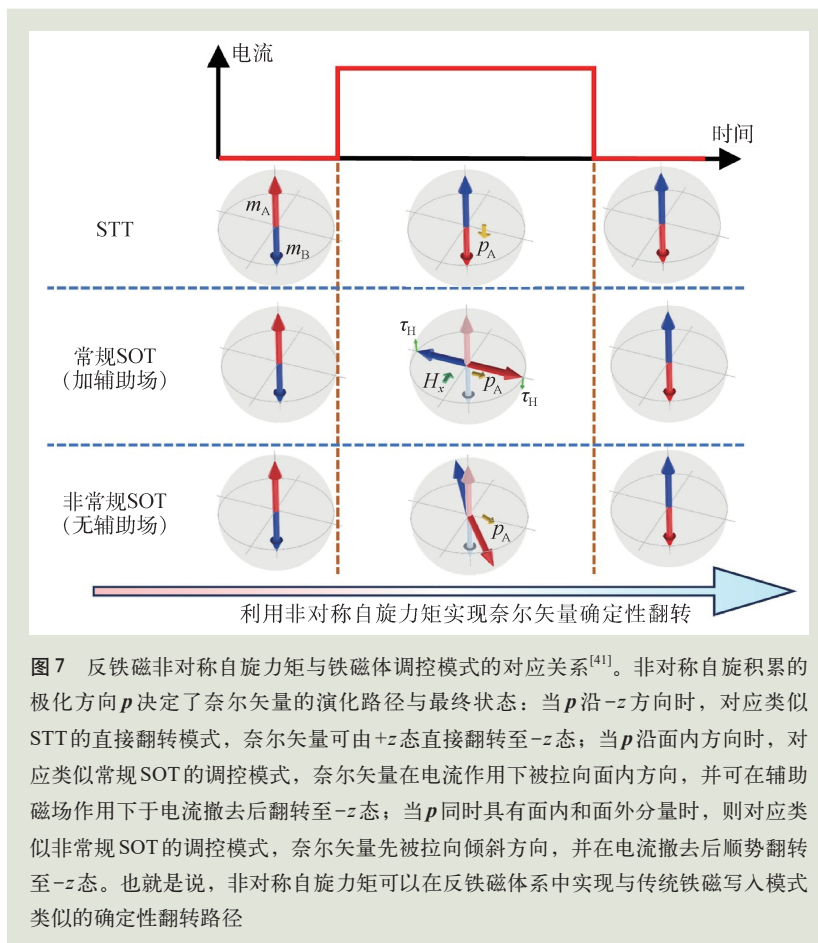


图6 实空间非对称自旋积累的产生及其自旋力矩图像<sup>[41]</sup> (a)–(c)注入自旋流在不同反铁磁堆叠结构中形成的局域自旋积累：在G型反铁磁体中，两个子晶格上产生的自旋积累 $\delta S$ 近似相同(a)，而在A型(b)和更极端的X型(c)反铁磁体中，自旋积累则呈现出明显的空间不均匀性和子晶格不对称性；(d), (e)反铁磁自旋力矩的“天平模型”：当两端放置完全相同重量的砝码时，对应两个子晶格承受相同的自旋积累，体系保持对称平衡，难以实现奈尔矢量的确定性翻转(d)。当两端砝码出现差别时，对应两个子晶格承受非对称自旋积累，原有平衡被打破，体系沿确定方向演化，对应奈尔矢量的确定性翻转(e)

从动力学角度看，非对称自旋力矩的关键作用在于：它既保留了交换主导的高速演化这一反铁磁本征特征，又打破了理想对称条件下振荡轨道的对称性，使奈尔矢量逐渐获得明确的演化偏向。换句话说，非对称注入不是在均匀注入基础上的微小修正，而是会从根本上改变奈尔矢量的动力学轨道，使原本只能形成对称振荡的过程转化为朝目标稳态持续演化的翻转路径。

若用更直观的语言来描述，奈尔矢量的动力学演化可以类比为处于一个临界平衡状态的天平(图6(d), (e))。当天平两端放置完全相同的砝码时，整体保持严格平衡，不会自发向任一方向倾倒；这对应两个子晶格感受到完全相同的自旋积累时，体系虽然可以进入高速动力学过程，却难以获得明确的终态选择，因此不能实现真正意义上的确定性翻转。相反，只要两端砝码出现微小的差别，原本的平衡就会被打破，天平便会朝较重的一侧持续倾倒，最终落入一个确定方向的稳定状态。这正对应于真实反铁磁器件中更常见的



情形：由于局域结构、传播路径和界面条件的差异，两个子晶格所获得的自旋注入往往并不完全等价。正是这种看似细微的不对称，为奈尔矢量演化提供了方向选择，使其能够在交换耦合主导的高速动力学过程中逐渐偏向某一目标稳态，并最终实现确定性翻转。

这一图像的一个重要意义在于，它为反铁磁写入与铁磁写入之间建立了新的对应关系(图7)<sup>[41]</sup>。若注入自旋主要沿易轴反方向极化，则非对称自旋力矩可实现类似STT的直接翻转；若极化方向主要位于面内，则对应类似常规SOT的调控模式；若注入自旋同时具有面内和面外分量，则可实现类似非常规SOT的无场确定性翻转。也就是说，反铁磁写入与铁磁写入并非彼此割裂，而是遵循同样的角动量交换基本规律，只是反铁磁中的这一过程通过两个子晶格对自旋注入的局域不等价响应来实现。

这种统一视角还有助于理解一些看似反常的

实验现象。例如，在A型共线反铁磁体 $\text{Cr}_2\text{O}_3$ 的加场辅助SOT实验中，即使在高达数特斯拉的面内辅助磁场下，奈尔矢量翻转过程依然稳定存在<sup>[37]</sup>。若直接套用传统铁磁图像，这一结果会显得颇为反常，因为在铁磁体系中，一旦磁场强度足以与各向异性性能相竞争，磁矩往往会被直接拉入面内，从而破坏原有翻转路径；而在非对称自旋力矩框架中，这一现象则可以得到自然理解：A型层状结构更容易在两个子晶格之间形成不对称自旋积累，从而产生非对称自旋力矩，而强交换耦合则维持了动力学轨道的整体稳健性，使大磁场不会像在铁磁中那样直接破坏翻转路径。

总的来说，非对称自旋力矩的关键意义，在于它揭示了一个更接近真实器件的写入图像：当两个子晶格对注入自旋的响应不

再完全等价时，类场与类阻尼力矩可以在强交换耦合背景下协同作用，从而把原本导向对称振荡的角动量交换过程，转化为具有确定方向的奈尔矢量演化。正是在这个意义上，反铁磁写入既能与铁磁中的成熟调控模式建立对应，又保留了自身独特的动力学本质。

## 6 总结与展望

反铁磁自旋电子学的发展，正在推动人们重新理解信息“写入”这一最基本的问题。对铁磁体系而言，自旋力矩驱动磁矩翻转已经形成了一套成熟图像。然而，当研究对象转向共线反铁磁体时，这一图像便不能再被简单照搬。两个强交换耦合子晶格的存在，使得均匀注入更容易导向高速振荡而非稳定翻转；而严格交错注入虽然能够实现确定性调控，却又依赖苛刻的对称性条件。因此，理解反铁磁奈尔矢量写入的关键，不在于

“净磁矩为零”这一表面特征，而在于注入自旋如何在两个子晶格之间以局域不等价的方式发生角动量交换。正是在这一意义上，非对称自旋力矩为反铁磁奈尔矢量调控提供了一种更接近真实器件的写入图像。

从应用角度看，这一结果也为连接传统铁磁自旋电子学与新兴反铁磁自旋电子学提供了一条清晰路径：铁磁体系中已经成熟的STT和SOT调控手段，在引入适当子晶格不对称性之后，有望在反铁磁体系中获得对应实现形式。展望未来，一方面可通过反铁磁堆叠结构选择、晶体生长方向调控和界面工程优化，有意识地设计两个子晶格所感受到的自旋积累差异；另一方面，非对称自旋力矩还可与Dzyaloshinskii—Moriya相互作用<sup>[38]</sup>、微小净磁矩<sup>[39, 40]</sup>以及新兴轨道力矩<sup>[60]</sup>等机制结合，进一步拓展奈尔矢量调控的维度与效率。

如何直接观测和区分非对称自旋力矩，仍是未来值得深入研究的问题。由于不同晶体生长取向往往对应不同的截止界面、子晶格排布和实空间输运路径，界面附近两个子晶格对注入自旋的响应也可能随之改变。因此，结合输运测量和光学测量手段，系统比较不同生长取向反铁磁薄膜或异质结中的翻转行为，将为检验非对称自旋力矩提供一条可行途径。另一方面，非对称自旋力矩本质上涉及交换耦合主导下的高速动力学过程，如何发展适用于反铁磁体系的高频反铁磁共振和时间分辨的探测技术，也将是实验上需要解决的重要挑战。

此外，非对称自旋力矩机制也可以自然拓展

到补偿亚铁磁体系<sup>[61]</sup>。与理想共线反铁磁体不同，补偿亚铁磁体的两个反平行子晶格通常由不同元素构成，因此注入自旋流与两个子晶格的耦合天然不等价，更容易产生非对称自旋力矩。特别是在补偿温度附近，两个子晶格磁矩大小相等、总磁矩接近消失，体系的磁动力学和自旋力矩响应与常规纯反铁磁体具有相似性。因此，研究补偿温度附近的自旋力矩翻转、临界电流和高频动力学行为，不仅有助于拓展非对称自旋力矩机制的适用范围，也可为理解纯反铁磁体中的非对称自旋力矩提供有益参考。

更进一步，通过调控注入自旋的极化方向，非对称自旋力矩甚至有可能将奈尔矢量稳定在远离易轴的方向，从而在电流驱动下诱导出基态中原本不存在的物理效应<sup>[62, 63]</sup>。这不仅为探索反铁磁体系中的新奇物态提供了新途径，也为发展多自由度信息存储与处理方案打开了新的空间。

总体而言，从宏观对称性到实空间局域输运的视角转变，或许正是理解反铁磁写入问题的关键一步：决定奈尔矢量能否被稳定驱动的，不只是体系“原则上允许什么”，更是角动量在真实器件中究竟被注入到哪个子晶格、又以何种不等价方式发生交换。非对称自旋力矩正是基于这一认识所提出的一种新图像，它为理解反铁磁器件中的写入问题提供了一个更接近真实物理过程的理论框架，也为实现高效、精确的奈尔矢量调控提供了新的出发点。

**致谢** 衷心感谢在成文过程中刘俊明教授的悉心帮助。

## 参考文献

- [1] Žutić I, Fabian J, Das Sarma S. *Rev. Mod. Phys.*, 2004, 76: 323
- [2] Shao D F, Tsymbal E Y. *npj Spintronics*, 2024, 2: 1
- [3] Baibich M N *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61: 2472
- [4] Binasch G *et al.* *Phys. Rev. B*, 1989, 39: 4828
- [5] Julliere M. *Phys. Lett. A*, 1975, 54: 225
- [6] Parkin S S P *et al.* *Nat. Mater.*, 2004, 3: 862
- [7] Yuasa S *et al.* *Nat. Mater.*, 2004, 3: 868
- [8] Nagaosa N *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2010, 82: 1539
- [9] Sinova J *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2015, 87: 1213
- [10] Stoner E C, Wohlfarth E P. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A: Math. Phys. Sci.*, 1948, 240: 599
- [11] Slonczewski J C. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1996, 159: L1
- [12] Ralph D C, Stiles M D. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2008, 320: 1190
- [13] Brataas A, Kent A D, Ohno H. *Nat. Mater.*, 2012, 11: 372
- [14] Železný J *et al.* *Nat. Phys.*, 2018, 14: 220
- [15] Manchon A *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2019, 91: 035004
- [16] Baltz V *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2018, 90: 015005
- [17] Šmejkal L *et al.* *Nat. Rev. Mater.*, 2022, 7: 482
- [18] Shao D F *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 124: 067203
- [19] Wang C, Gao Y, Xiao D. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 127: 277201



# 光学全产业链生态链展示及交流平台

2026年9月9-11日  
深圳国际会展中心(宝安)



精密光学展&摄像头技术及应用展  
PRECISION OPTICS EXPO & CAMERA EXPO

同期展会

|                                                                                                                               |                                                                                                                                                               |                                                                                                                            |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|  信息通信展<br>INFORMATION & COMMUNICATION EXPO |  激光技术<br>及智能制造展<br>LASER TECHNOLOGY<br>& INTELLIGENT<br>MANUFACTURING EXPO |  红外技术及应用展<br>INFRARED APPLICATIONS EXPO |
|  智能传感展<br>INTELLIGENT SENSING EXPO         |  光电子创新展<br>PHOTONICS INNOVATION EXPO                                       |  AR&VR展<br>AR&VR EXPO                   |
|  新型显示技术展<br>NEW DISPLAY TECHNOLOGY EXPO    |                                                                                                                                                               |                                                                                                                            |

第27届中国国际光电博览会

260,000M<sup>2</sup> 展出面积  
150,000+ 专业观众  
4,000+ 参展企业



官方小程序

- [20] Liu H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 127:277202
- [21] Zhou H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2024, 133:236903
- [22] Železný J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 119:187204
- [23] Shao D F *et al.* Nat. Commun., 2021, 12:7061
- [24] González-Hernández R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2021, 126:127701
- [25] Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T. Phys. Rev. X, 2022, 12:031042
- [26] Bai L *et al.* Adv. Funct. Mater., 2024, 34:2409327
- [27] Song C *et al.* Nat. Rev. Mater., 2025, 10:473
- [28] Dong J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2022, 128:197201
- [29] Šmejkal L *et al.* Phys. Rev. X, 2022, 12:011028
- [30] Yang L *et al.* Newton, 2025, 1:100142
- [31] Qin P *et al.* Nature, 2023, 613:485
- [32] Chen X *et al.* Nature, 2023, 613:491
- [33] Zhao W M *et al.* Nat. Commun., 2025, 17:268
- [34] Železný J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2014, 113:157201
- [35] Wadley P *et al.* Science, 2016, 351:587
- [36] Bodnar S Y *et al.* Nat. Commun., 2018, 9:348
- [37] He W *et al.* Nat. Electron., 2024, 7:975
- [38] Zhou Z *et al.* Nature, 2025, 638:645
- [39] Han L *et al.* Sci. Adv., 2024, 10:eadn0479
- [40] Guo H *et al.* Nat. Commun., 2025, 16:8911
- [41] Zhang S S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2026, 136:096702
- [42] Cheng R *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 91:064423
- [43] Edelstein V M. Solid State Commun., 1990, 73:233
- [44] Myers E B *et al.* Science, 1999, 285:867
- [45] Katine J A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84:3149
- [46] Tsoi M. Phys. Rev. Lett., 1998, 80:4281
- [47] Chernyshov A *et al.* Nat. Phys., 2009, 5:656
- [48] Miron I M *et al.* Nature, 2011, 476:189
- [49] Liu L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109:096602
- [50] MacNeill D *et al.* Nat. Phys., 2017, 13:300
- [51] Gomonay H V, Loktev V M. Phys. Rev. B, 2010, 81:144427
- [52] Gomonay H V, Kunitsyn R V, Loktev V M. Phys. Rev. B, 2012, 85:134446
- [53] Cheng R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2014, 113:057601
- [54] Cheng R, Xiao D, Brataas A. Phys. Rev. Lett., 2016, 116:207603
- [55] Gomonay O *et al.* Nat. Phys., 2018, 14:213
- [56] Chen X Z *et al.* Phys. Rev. Lett., 2018, 120:207204
- [57] Chen Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2025, 135:016701
- [58] Zhang S S *et al.* Newton, 2025, 1:100068
- [59] Shao D F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2023, 130:216702
- [60] Jo D, Go D, Choi G M *et al.* npj Spintronics, 2024, 2:19
- [61] Kim S K *et al.* Nat. Mater., 2022, 21:24
- [62] Shao D F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 122:077203
- [63] Yu T *et al.* npj Quantum Mater., 2025, 10:1