

基于非共线自旋源的自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动

赵阳¹, 任传童¹, 孟德全¹, 王瑞龙¹, 罗为², 张悦², 梁世恒^{1,3*}

1. 湖北大学物理学院, 武汉 430062;
 2. 华中科技大学光学与电子信息学院, 武汉 430074;
 3. 铁电电压材料与器件湖北省重点实验室, 武汉 430062
- * 联系人, E-mail: shihengliang@hubeu.edu.cn

2022-08-12 收稿, 2022-10-22 修回, 2022-10-28 接受, 2022-11-03 网络版发表

国家重点研发计划(2022YFE01013300)、国家自然科学基金(11904088)和湖北省杰出青年科学基金(2022CFA088)资助

摘要 通过电学有效驱动磁畴壁运动是自旋电子学领域的重要研究内容之一, 其中零磁场下基于自旋轨道力矩驱动磁矩翻转是一种重要的磁畴壁运动调控方式. 为了进一步实现低功耗、高速度、高效率的磁畴壁运动, 本文研究了非共线自旋源所产生的区别于传统型自旋轨道力矩对磁畴的驱动行为. 我们利用微磁学模拟研究了自旋流中类Rashba的 S_y 、类Dresselhaus的 S_x 和垂直于膜面的 S_z 三种自旋极化下自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动, 阐明了对布洛赫畴壁(Bloch wall)、奈尔畴壁(Néel wall)和头对头畴壁(head-to-head wall)的驱动及畴壁性质的影响, 探究了Dzyaloshinskii-Moriya相互作用下磁畴壁运动中倾斜角的影响. 本文对于理解基于非共线自旋源的自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动具有一定意义, 可为新型自旋电子器件的开发和应用提供物理基础.

关键词 自旋电子学, 自旋轨道力矩, 磁畴壁运动, 电荷-自旋转换

自旋轨道力矩(spin-orbit torque, SOT)效应是当前自旋电子学领域的一个重要研究前沿. 自旋轨道力矩效应基于自旋轨道耦合作用, 通过电荷流诱导自旋流或界面自旋积累注入到相邻的磁性层产生自旋力矩, 实现对磁性层磁矩的调控, 其为发展新型低功耗自旋电子器件提供了物理基础, 展现了重要的科学研究价值和应用前景^[1-6]. 近年来, 电流诱导磁畴壁运动引起了大家的注意, 由于无须施加外部磁场即可实现电学控制畴壁运动, 因此在高性能磁性赛道存储器等方面展现出了潜在应用价值^[7,8]. 较早的电流诱导磁畴壁运动的研究, 主要是通过自旋极化电流产生的自旋转移力矩(spin transfer torque, STT)来实现驱动面内磁各向异性材料中磁畴壁运动^[9,10]. 近年来, 相关研究主要聚焦在重金属/磁性薄膜体系中, 基于自旋轨道力矩效应的电流驱动磁畴壁运动^[11]. 在重金属/磁性薄膜界面处

能够产生Dzyaloshinskii-Moriya(DMI)相互作用^[12-14], 在SOT和DMI的共同作用下, 可以实现零磁场下磁畴壁沿电流方向进行运动^[8,12-15]. 但如何进一步高效利用自旋轨道力矩效应, 实现低功耗全电学调控磁畴壁的可控运动成为亟需研究的内容.

传统的自旋轨道力矩研究结构对象为非磁性材料/磁性材料(NM/FM)异质薄膜, 其中非磁性材料作为自旋源层, 通过电荷流-自旋流转换产生和提供自旋流, 常见的非磁性材料主要有重金属, 如Pt、 β -Ta和 β -W^[16,17]等. 但在重金属为自旋源的体系中, 常规的自旋霍尔效应要求电荷流、自旋流和自旋极化方向互相垂直, 因此尤其在驱动垂直磁矩翻转时需施加面内辅助磁场来打破该对称性, 这增加了额外功耗且不利于实际应用. 在以重金属为自旋源层的NM/FM传统系统中, 其电荷-自旋转换机制如图1(a)所示. 在NM层, 电荷流

引用格式: 赵阳, 任传童, 孟德全, 等. 基于非共线自旋源的自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动. 科学通报, 2023, 68: 524-531

Zhao Y, Ren C T, Meng D Q, et al. Magnetic domain wall motion driven by spin-orbit torque based on non-collinear spin source (in Chinese). Chin Sci Bull, 2023, 68: 524-531, doi: 10.1360/TB-2022-0851

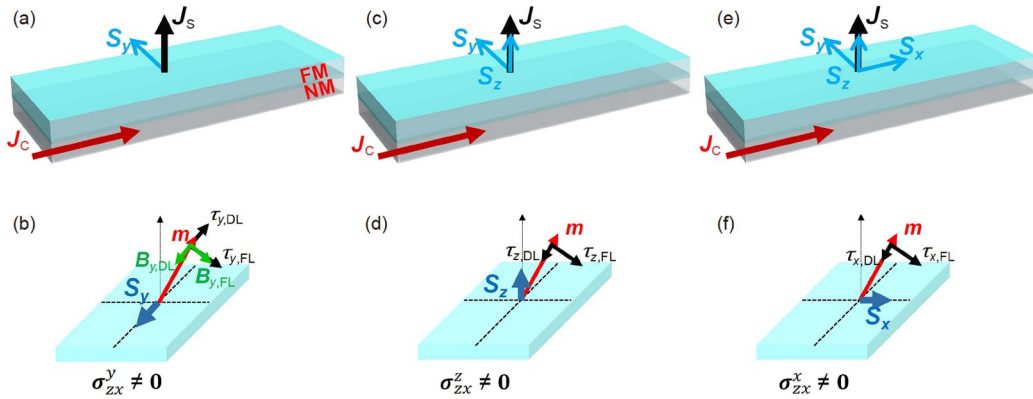


图 1 非传统SOT磁化示意图。(a) 电荷流沿x方向在NM处流动(电流密度用 J_C 表示), 由于自旋霍尔效应产生的自旋流沿z方向流动(自旋流密度用 J_S 表示), 自旋极化为y方向(表示为 S_y)。 (b) S_y 在磁化 m 上产生的类阻尼自旋力矩 $\tau_{y,DL}$ 和类场自旋力矩 $\tau_{y,FL}$ 的示意图。(c) 自旋流 J_S 分别产生自旋极化方向为 S_y 和 S_z 。(d) S_z 在磁化 m 上产生的类阻尼自旋力矩 $\tau_{z,DL}$ 和类场自旋力矩 $\tau_{z,FL}$ 的示意图。(e) 自旋流 J_S 分别产生自旋极化方向为 S_x , S_y 和 S_z 。(f) S_x 在磁化 m 上产生的类阻尼自旋力矩 $\tau_{x,DL}$ 和类场自旋力矩 $\tau_{x,FL}$ 的示意图

Figure 1 Schematic diagrams of unconventional SOT on magnetization. (a) The charge current flows along the x-direction in NM (the current density is indicated by J_C), the spin current due to the spin Hall effect flows along the z-direction (the spin current density is indicated by J_S), and the spin moment along the y-direction (indicated by S_y). (b) Damping-like spin-torque $\tau_{y,DL}$ and field-like spin-torque $\tau_{y,FL}$ generated by S_y on magnetization m . (c) Generated spin current density indicated by J_S with spin moments of S_y and S_z . (d) Schematic diagram of damping-like spin-torque $\tau_{z,DL}$ and field-like spin-torque $\tau_{z,FL}$ generated by S_z on the magnetization m . (e) Generated spin current density indicated by J_S with spin moments of S_x , S_y and S_z . (f) Schematic diagram of damping-like spin-torque $\tau_{x,DL}$ and field-like spin-torque $\tau_{x,FL}$ generated by S_x on magnetization m

沿x方向流动(电流密度用 J_C 表示), 自旋流将沿z方向流动(自旋流密度用 J_S 表示), 其自旋极化方向沿着y方向(S_y)。 相应的自旋霍尔电导率表示为 σ_{ij}^k , 其中*i*、*j*和*k*分别是自旋流、电荷流和自旋极化方向。 在传统重金属层/磁性层结构中, 只产生具有类Rashba型的自旋极化 S_y 的自旋流, 即自旋霍尔电导率遵循 $\sigma_{zx}^y \neq 0$, 但 $\sigma_{zx}^x = \sigma_{zx}^z = 0$ 。 其对应的类阻尼(damping-like)力矩 $\tau_{y,DL}$ 和类场(field-like)力矩 $\tau_{y,FL}$ 与 S_y 满足关系 $\tau_{y,DL} \propto m \times (m \times S_y)$ 和 $\tau_{y,FL} \propto m \times S_y$, 及对应的有效场 $B_{y,DL} \propto (m \times S_y)$ 和 $B_{y,FL} \propto S_y$, 如图1(b)所示。 但由于其结构对称性的约束, 类阻尼力矩仅限于沿面内y方向, 仅对具有面内磁各向异性的样品($m//y$)更有效, 而对于具有垂直磁各向异性($m//z$)或沿电流方向的面内磁化($m//x$)样品, 则无显著影响。 本文进一步利用“非传统”的自旋轨道力矩驱动源, 通过考虑非共线低对称自旋源层, 其自旋极化同时具有类Rashba项 S_y 、类Dresselhaus项 S_x 和垂直于膜面的项 S_z ^[18]。

最近研究发现, 在外尔半金属 WTe_2 ^[19-21]中电荷流产生的自旋流具有z方向的自旋极化, 其产生的类阻尼力矩和类场力矩如图1(c), (d)所示。 它具有独特的面内对称性破缺特性, 其中该类阻尼力矩可以对具有垂直

磁各向异性铁磁层的磁畴壁运动作出更大的贡献。 此外, 最近在非共线磁性结构 Mn_3GaN ^[22]中出现了独特的Rashba类自旋极化 $\sigma_{zx}^z \neq 0$ ^[22-24]。 在x方向施加电荷流, 产生z方向的自旋电流, 自旋极化沿x方向。 如图1(e), (f)所示, 沿x方向的自旋极化在相邻的面内和PMA铁磁层上产生 $\tau_{x,DL}$ 类阻尼(damping-like)力矩和 $\tau_{x,FL}$ 类场(field-like)力矩。 上述SOT的磁化动态行为可能有很大的不同。 由此可见, 非传统的自旋轨道力矩驱动畴壁运动将是独特的, 不同于传统的HM/FM异质结构。

因此, 为了基于独特电荷-自旋转换性质实现更高效的自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动, 本文通过微磁学模拟, 研究了基于类Rashba项 S_y 、类Dresselhaus项 S_x 和垂直于膜面的项 S_z 共存的非共线自旋所产生的自旋力矩驱动磁畴壁运动性质和物理过程, 研究了其对垂直磁各向异性的磁性薄膜中的布洛赫畴壁(Bloch wall)、奈尔畴壁(Néel wall)和面内磁性薄膜中头对头畴壁(head-to-head wall)^[25]运动驱动性质的影响。

1 模拟方法

本工作所涉及的微磁学模拟研究由MUMAX³程序完成^[26]。 在磁化动力学过程中, 总力矩 τ_{tot} 由磁化强度 m 对时间偏导数表示:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \boldsymbol{\tau}_{\text{tot}} = \gamma \frac{1}{1 + \alpha^2} (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}})) + \boldsymbol{\tau}_{\text{SOT}}, \quad (1)$$

其中, γ 表示旋磁比, α 表示吉尔伯特阻尼常数. \mathbf{B}_{eff} 为有效磁场, 包括静磁场 \mathbf{B}_{dc} 、交换场 \mathbf{B}_{ex} 、磁各向异性场 \mathbf{B}_{an} 和Dzyaloshinskii-Moriya相互作用等效场 \mathbf{B}_{DMI} . \mathbf{B}_{DMI} 表示为 $\frac{2D}{m_{\text{sat}}} \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} \mathbf{e}_z - \frac{\partial m_y}{\partial y} \mathbf{e}_z \right)$, 其中 D 表示界面DMI常数, m_{sat} 表示饱和磁化强度.

式(1)中的自旋矩 $\boldsymbol{\tau}_{\text{SOT}}$ 为

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{SOT}} = \frac{\beta \theta_{\text{SH}}}{2(1 + \alpha^2)} (\mathbf{m} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{m}) - \alpha (\mathbf{s} \times \mathbf{m})), \quad (2)$$

其中, $\beta = \frac{J\hbar}{m_{\text{sat}}ed}$, 电荷流密度为 J , 铁磁层厚度为 d . 在进行微磁学模拟实验时, 考虑磁性层的厚度为1 nm, 宽度为30 nm, 长度为1000 nm. 仿真过程中单元尺寸为1 nm×1 nm×1 nm. 磁性层的其他参数是: $m_{\text{sat}} = 8.6 \times 10^5$ A/m, $D = -1.78 \times 10^{-3}$ J/m², $\alpha = 0.02$, 交换常数 $A_{\text{ex}} = 2 \times 10^{-11}$ J/m, 各向异性常数 $K_u = 7.4 \times 10^5$ J/m³. 用 $\theta_{\text{SH},i} = \frac{\hbar J_{s,i}}{2eJ}$ 表示自旋霍尔角, $J_{s,i}$ 是自旋流密度, 其中 i 表示电流方向. 在本工作中, 设定 $\theta_{\text{SH}} = \sqrt{\theta_{\text{SH},x}^2 + \theta_{\text{SH},y}^2 + \theta_{\text{SH},z}^2} = 0.3$ 为自旋霍尔角的绝对值.

2 结果与讨论

我们首先研究了在垂直磁化薄膜中自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动情况, 如图2所示. 其中红色(蓝色)分别对应于沿+z(-z)方向磁矩 $+m_z(-m_z)$, 白色对应磁畴壁.

考虑基于非共线自旋源层形成的自旋流, 即考虑非零 $\theta_{\text{SH},x}$ 和 $\theta_{\text{SH},z}$ 情况, 由传统 \mathbf{S}_x 和非零沿垂直膜面自旋

极化 \mathbf{S}_z 共同形成的自旋力矩情形. 此时, 电荷流(电流密度为 \mathbf{J}_C)沿 x 方向, 产生的自旋流沿 z 方向, 自旋极化为 \mathbf{S}_x 和 \mathbf{S}_z (在 $\sigma_{\text{zx}}^y = 0, \sigma_{\text{zx}}^z \neq 0, \sigma_{\text{zx}}^x \neq 0$ 情况下). \mathbf{S}_z 的分量可以提供垂直膜面的类阻尼力矩($\boldsymbol{\tau}_{z,\text{DL}}$), 可在驱动磁畴壁运动中发挥更有效的作用. 图3(a), (c), (e)分别为在零磁场下磁畴壁运动位移与时间 t 的依赖关系. 结果表明, 在 $\boldsymbol{\tau}_{x,\text{DL}}/\boldsymbol{\tau}_{z,\text{DL}}$ 共存下, 更利于Bloch型畴壁和head-to-head型畴壁的运动, 但无法驱动Néel型畴壁的运动. 在不同 $\boldsymbol{\tau}_{x,\text{DL}}/\boldsymbol{\tau}_{z,\text{DL}}$ 的比值下, 驱动Bloch畴壁和head-to-head畴壁的运动行为也有所不同. 如图3(b), (d)所示, $\boldsymbol{\tau}_{x,\text{DL}}/\boldsymbol{\tau}_{z,\text{DL}}$ 从0.25到2.33, Bloch畴壁运动速度随之逐渐增大, 而head-to-head畴壁运动速度随之逐渐减小.

为了探究非零垂直膜面方向的自旋极化(\mathbf{S}_z)和类Dresselhaus自旋极化(\mathbf{S}_x)对不同磁畴壁运动过程中畴壁倾斜角的影响, 我们模拟了在电流密度 $J = 0.5 \times 10^{11}$ A/m²下, 畴壁倾斜角 ϕ 与不同方向自旋极化比值的依赖关系. 结果表明, 对于Bloch类型的畴壁, 在电流密度 $J = 0.5 \times 10^{11}$ A/m²时, 随着 $\boldsymbol{\tau}_{x,\text{DL}}/\boldsymbol{\tau}_{z,\text{DL}}$ 从0.11增加到2.34, 倾斜角逐渐增大, 增大到27°后趋于稳定, 但对于Néel类型和head-to-head类型畴壁, 倾斜角几乎没有变化, 如图4(a)~(c)所示. 图4(d)~(f)显示了磁化空间分布图, 其中箭头表示磁化方向, 红色(蓝色)分别对应于 $+m_z(-m_z)$, 白色为磁畴壁. 我们模拟了不同的畴壁类型中, 施加电荷流为 $J = 0.5 \times 10^{11}$ A/m², $\boldsymbol{\tau}_{x,\text{DL}}/\boldsymbol{\tau}_{z,\text{DL}} = 1$ 时, 电流诱导自旋轨道力矩驱动畴壁运动1 ns后的磁畴壁稳定状态图.

Dzyaloshinskii-Moriya相互作用是导致磁畴壁在运动过程中出现倾斜角的原因. 为此, 我们研究了不同DMI系数下, 畴壁倾斜角 ϕ 与不同方向自旋极化比值的依赖关系. 如图5所示, 当DMI系数为 -2×10^{-3} J/m², $\boldsymbol{\tau}_{x,\text{DL}}/\boldsymbol{\tau}_{z,\text{DL}}$

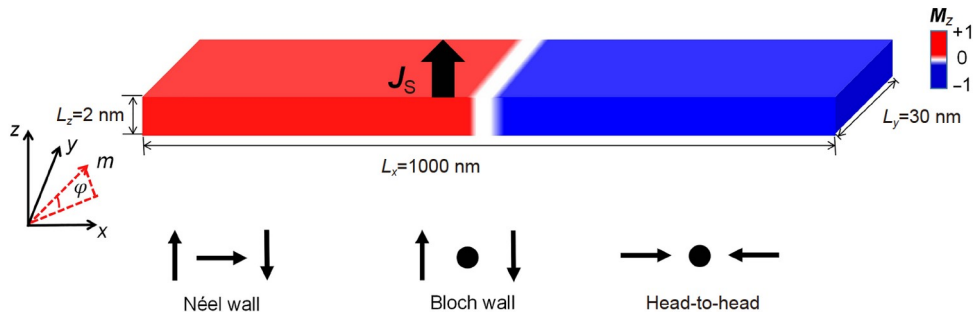


图2 垂直磁各向异性薄膜中SOT驱动畴壁运动示意图
Figure 2 SOT-driven domain wall motion in the film with perpendicular magnetic anisotropy

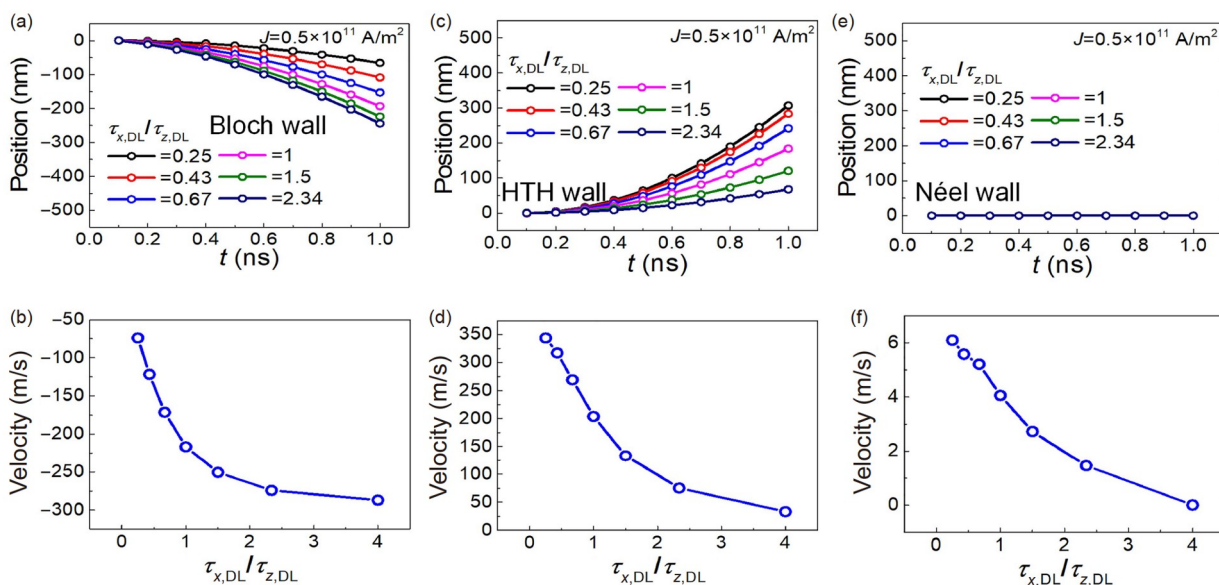


图 3 非共线混合 $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ 自旋力矩驱动畴壁运动。(a) Bloch畴壁类型中,不同 $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ 比值下,畴壁位移与时间 t 的依赖关系。(b) 畴壁运动速度与 $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ 的关系。(c) Head-to-head畴壁类型中,不同 $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ 比值下,畴壁位移与时间 t 的依赖关系。(d) 畴壁运动速度与 $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ 的关系。(e) Néel畴壁类型中,不同 $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ 比值下,畴壁位移与时间 t 的依赖关系。(f) 畴壁运动速度与 $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ 的关系

Figure 3 Non-collinear mixed spin torque of $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ drives domain wall motion. (a) In Bloch domain wall types, the relation of domain wall position to time t with different $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ ratios. (b) The relation of domain wall motion velocity to $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$. (c) In head-to-head domain wall types, the relation of domain wall position to time t with different $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$. (d) The relation of domain wall motion velocity to $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$. (e) In Néel domain wall types, the relation of domain wall position to time t with different $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ ratios. (f) The relation of domain wall motion velocity to $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$.

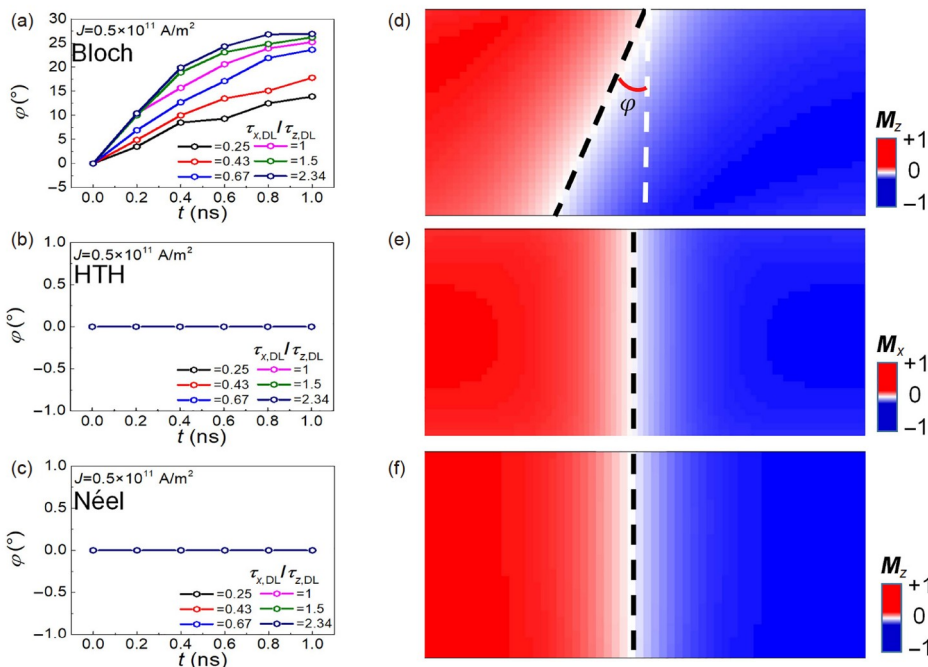


图 4 非共线混合 $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ 自旋力矩驱动畴壁运动对畴壁倾斜角 φ 的影响。(a-c) 3种不同类型畴壁下,畴壁倾斜角 φ 与时间 t 的依赖关系。(d-f) 传统SOT驱动3种不同类型的畴壁运动1 ns后的磁化状态示意图

Figure 4 Influence of non-collinear mixed spin torque of $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ driven domain wall motion on domain wall inclination angle φ . (a-c) The relation of domain wall inclination angle φ to time t under three different types of domain walls. (d-f) Schematic diagram of the magnetization state after driving three different types of domain wall motions for 1 ns by unconventional SOT

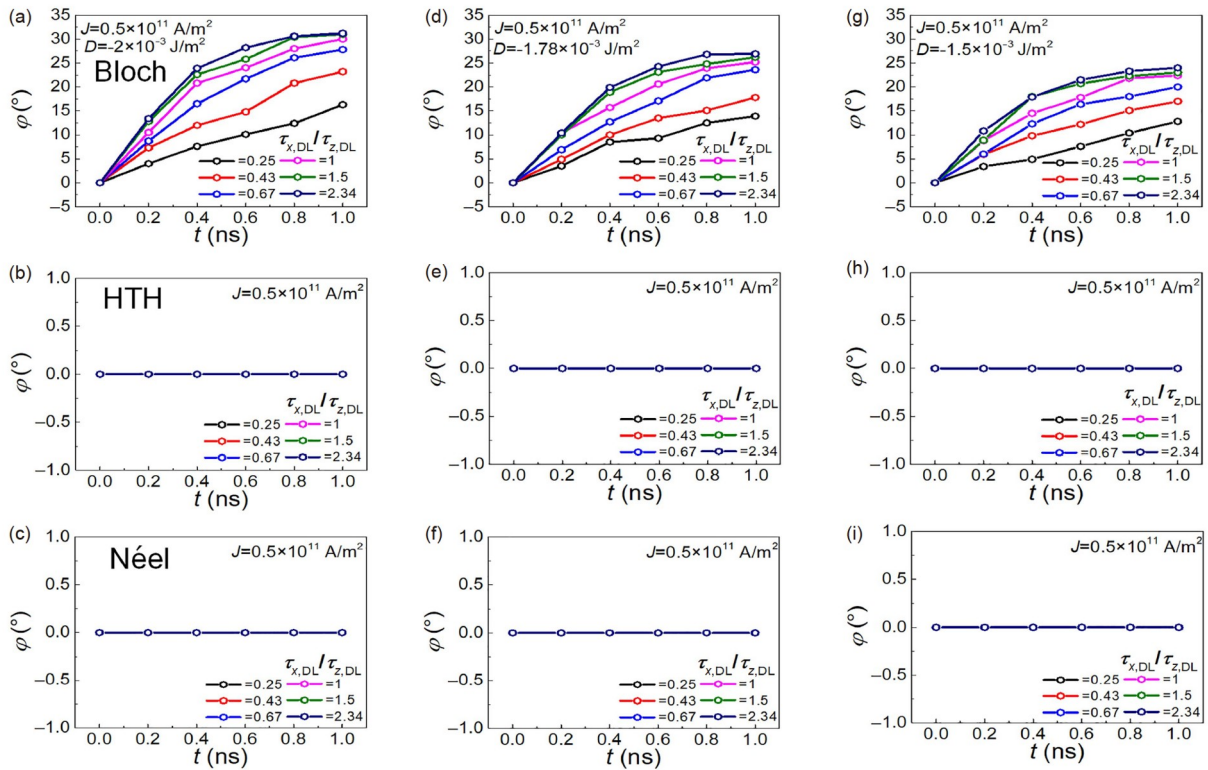


图5 3种不同类型的畴壁下, 依次改变DMI(D)强度, 模拟畴壁倾斜角 φ 与时间 t 的依赖关系. (a~c) $-2 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$, (d~f) $-1.78 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$, (g~i) $-1.5 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$
 Figure 5 Changing the strength of the DMI(D), the relation of domain wall inclination angle φ to time t , for three different types of domain walls. (a~c) $-2 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$, (d~f) $-1.78 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$, (g~i) $-1.5 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$

$\tau_{z,DL}=2.34$ 时, Bloch类型畴壁运动中最大的倾斜角逐渐稳定在 31° , 而DMI系数分别为 -1.78×10^{-3} 和 $-1.5 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ 时, 畴壁最大倾斜角也仅仅为 26° 和 24° . DMI系数越大, 磁畴壁倾斜角 φ 越大. 这是由于在SOT作用下, 磁畴壁沿 x 轴旋转, 一部分磁畴壁呈现为Néel类型结构. 但另外两种畴壁类型都是沿 x 方向, 所以不会呈现出倾斜角的状态. 图6显示了磁化分布, 箭头表示磁化方向, 红色(蓝色)分别对应于 $+m_x(-m_x)$. 此处, 我们选取的是Bloch类型畴壁, 在施加电荷流为 $J=0.5 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$, $D=-1.78 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$, $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}=2.33$ 时, 正电流下, 磁畴壁向左运动, 在0.2 ns后磁畴壁呈现倾斜状态, 磁畴壁运动速度显著增强.

此外, 我们还考虑了电荷流诱导的垂直膜面方向自旋极化(S_z)和类Rashba自旋极化(S_y)对3种类型畴壁运动速度和倾斜角的影响. 如图7所示, 我们模拟了为零场下电流密度 $J=0.5 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$, $D=-1.78 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ 时, 畴壁运动速度与不同方向自旋极化比值的依赖关系. 结果表明, 自旋极化 $\tau_{y,DL}/\tau_{z,DL}$ 无法驱动Bloch畴壁运动,

而对于head-to-head畴壁和Néel畴壁都有明显的驱动行为. 并且随着 $\tau_{y,DL}/\tau_{z,DL}$ 的比值增大, head-to-head畴壁运动速度逐渐减小, 而Néel畴壁运动速度逐渐增大. 此外, 我们同样研究了3种不同畴壁类型中畴壁运动倾斜角随时间的变化. 在自旋极化比值为 $\tau_{y,DL}/\tau_{z,DL}$ 的情况下, 由于SOT的作用, 磁畴壁沿 y 轴旋转, 一部分磁畴壁呈现为Bloch类型结构, 因此仅有Néel类型畴壁运动中才会出现倾斜角, 最大值为 24.7° .

3 结论

本工作中, 我们通过微磁学模拟研究了基于非共线自旋源所产生的区别于传统型自旋轨道力矩对Bloch畴壁、Néel畴壁及head-to-head畴壁的驱动行为, 探究了非共线自旋极化引起的自旋轨道力矩对磁畴壁运动速度及磁畴壁倾斜的影响. 结果表明, 电流诱导的垂直膜面方向的自旋极化所产生的垂直膜面方向类阻尼力矩, 可以高效驱动磁畴壁的运动. 并且当有多个自旋力矩同时存在时, 非传统的垂直膜面方向的类阻尼

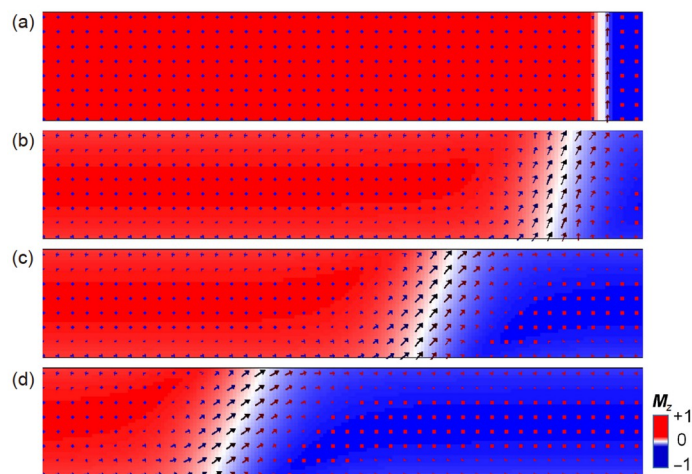


图 6 在1000 nm轨道中SOT驱动畴壁运动的微磁结构. (a) Bloch畴壁初始状态的磁化示意图. (b) 施加电流 $J=0.5 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$, $D=-1.78 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$, $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}=2.3$ 下, 畴壁开始倾斜运动. (c) Bloch畴壁倾斜运动0.4 ns后磁化示意图. (d) Bloch畴壁运动0.6 ns后, 倾斜角保持稳定状态的磁化示意图

Figure 6 Micromagnetic configuration of SOT-driven domain wall motion in the 1000-nm-length track. (a) Schematic diagram of magnetization of the initial state of a Bloch domain wall. (b) The domain walls begin to tilt in motion under $J=0.5 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$, $D=-1.78 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$, $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}=2.3$. (c) Schematic diagram of magnetization after 0.4 ns tilt motion of a Bloch domain wall. (d) Schematic diagram of magnetization of the tilt angle in a stable state after the Bloch domain wall motion is 0.6 ns

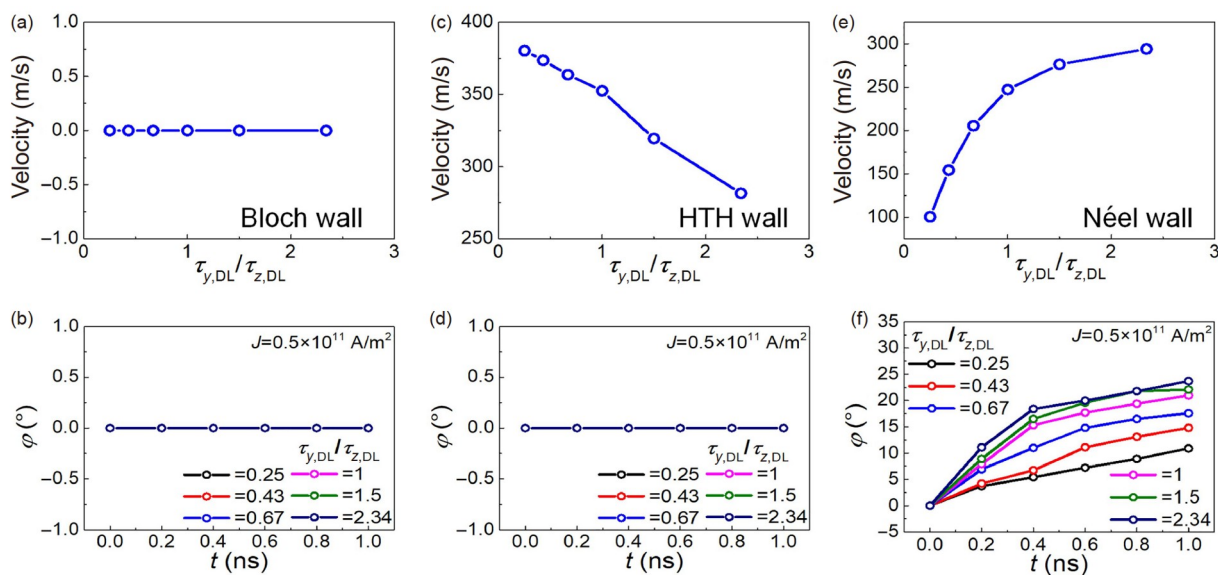


图 7 非共线混合 $\tau_{y,DL}/\tau_{z,DL}$ 自旋力矩驱动畴壁运动以及对畴壁倾斜角 φ 的影响. (a, b) Bloch畴壁类型. (c, d) Head-to-head畴壁类型. (e, f) Néel畴壁类型

Figure 7 Non-collinear mixed spin torque of $\tau_{x,DL}/\tau_{z,DL}$ drives domain wall motion and the influence on the domain wall inclination angle φ . (a, b) The Bloch domain wall. (c, d) The head-to-head domain wall. (e, f) The Néel domain wall

力矩可以实现零辅助场下的驱动磁畴壁运动. 本工作对理解基于非共线自旋源的自旋轨道力矩驱动磁畴壁

运动具有一定意义, 为新型自旋电子器件的开发和应用提供了物理基础.

参考文献

- 1 Liu L, Pai C F, Li Y, et al. Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum. *Science*, 2012, 336: 555–558
- 2 Fukami S, Anekawa T, Zhang C, et al. A spin-orbit torque switching scheme with collinear magnetic easy axis and current configuration. *Nat Nanotechnol*, 2016, 11: 621–625
- 3 Brataas A, Kent A D, Ohno H. Current-induced torques in magnetic materials. *Nat Mater*, 2012, 11: 372–381
- 4 Cai K, Yang M, Ju H, et al. Electric field control of deterministic current-induced magnetization switching in a hybrid ferromagnetic/ferroelectric structure. *Nat Mater*, 2017, 16: 712–716
- 5 Wang M, Cai W, Zhu D, et al. Field-free switching of a perpendicular magnetic tunnel junction through the interplay of spin-orbit and spin-transfer torques. *Nat Electron*, 2018, 1: 582–588
- 6 Liu P, Miao J, Liu Q, et al. Spin-orbit torque: Tuning effective spin Hall angles via oxygen vacancies in multiferroic BiFeO₃-based heterostructures. *Adv Electron Mater*, 2019, 5: 1970052
- 7 Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 2008, 320: 190–194
- 8 Parkin S, Yang S H. Memory on the racetrack. *Nat Nanotechnol*, 2015, 10: 195–198
- 9 Yamaguchi A, Ono T, Nasu S, et al. Real-space observation of current-driven domain wall motion in submicron magnetic wires. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 077205
- 10 Berger L. Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films. *J Appl Phys*, 1984, 55: 1954–1956
- 11 Liu L, Lee O J, Gudmundsen T J, et al. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the spin Hall effect. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 096602
- 12 Ryu K S, Thomas L, Yang S H, et al. Chiral spin torque at magnetic domain walls. *Nat Nanotechnol*, 2013, 8: 527–533
- 13 Emori S, Bauer U, Ahn S M, et al. Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls. *Nat Mater*, 2013, 12: 611–616
- 14 Thiaville A, Rohart S, Jué É, et al. Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films. *EPL*, 2012, 100: 57002
- 15 Emori S, Martinez E, Lee K J, et al. Spin Hall torque magnetometry of dzyaloshinskii domain walls. *Phys Rev B*, 2014, 90: 184427
- 16 Pai C F, Liu L, Li Y, et al. Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 122404
- 17 Miron I M, Garello K, Gaudin G, et al. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, 2011, 476: 189–193
- 18 Sun H, Cheng L, Xu J, et al. Current-induced spin-orbit torque magnetization switching with considering unconventional staggered spin polarization. *J Magn Magn Mater*, 2021, 530: 167906
- 19 MacNeill D, Stiehl G M, Guimaraes M H D, et al. Control of spin-orbit torques through crystal symmetry in WTe₂/ferromagnet bilayers. *Nat Phys*, 2017, 13: 300–305
- 20 MacNeill D, Stiehl G M, Guimarães M H D, et al. Thickness dependence of spin-orbit torques generated by WTe₂. *Phys Rev B*, 2017, 96: 054450
- 21 Shi S, Liang S, Zhu Z, et al. All-electric magnetization switching and Dzyaloshinskii-Moriya interaction in WTe₂/ferromagnet heterostructures. *Nat Nanotechnol*, 2019, 14: 945–949
- 22 Nan T, Quintela C X, Irwin J, et al. Controlling spin current polarization through non-collinear antiferromagnetism. *Nat Commun*, 2020, 11: 4671
- 23 Fang D, Kurebayashi H, Wunderlich J, et al. Spin-orbit-driven ferromagnetic resonance. *Nat Nanotechnol*, 2011, 6: 413–417
- 24 Ciccarelli C, Anderson L, Tshitoyan V, et al. Room-temperature spin-orbit torque in NiMnSb. *Nat Phys*, 2016, 12: 855–860
- 25 Khvalkovskiy A V, Cros V, Apalkov D, et al. Matching domain-wall configuration and spin-orbit torques for efficient domain-wall motion. *Phys Rev B*, 2013, 87: 020402
- 26 Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, et al. The design and verification of MuMax3. *AIP Adv*, 2014, 4: 107133

Summary for “基于非共线自旋源的自旋轨道力矩驱动磁畴壁运动”

Magnetic domain wall motion driven by spin-orbit torque based on non-collinear spin source

Yang Zhao¹, Chuantong Ren¹, Dequan Meng¹, Ruilong Wang¹, Wei Luo², Yue Zhang² & Shiheng Liang^{1,3*}

¹ Faculty of Physics, Hubei University, Wuhan 430062, China;

² School of Optics and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China;

³ Hubei Key Laboratory of Ferroelectric Materials and Devices, Wuhan 430062, China

* Corresponding author, E-mail: shihengliang@hubei.edu.cn

Recently, the current-induced motion of magnetic domain walls has attracted much attention. It enables electrical control of domain wall motion without the application of an external magnetic field and thus has potential applications in high-performance magnetic racetrack memories, among others. The effective control of domain wall motion under zero magnetic field is one of the important topics in spintronics research. Current-driven magnetization switching via the spin-orbit torque effect is an important approach to realizing the field-free domain wall motion.

The traditional research structure of spin-orbit torques is non-magnetic material/magnetic material (NM/FM) heterogeneous films, in which non-magnetic materials are used as the spin source layer to generate and provide spin current through charge-to-spin current conversion. Common non-magnetic materials mainly include heavy metals, such as Pt, β -Ta and β -W. However, in the system with heavy metals as spin sources, the conventional spin Hall effect requires the charge current, spin current and spin polarization directions to be perpendicular to each other, so it is necessary to apply an in-plane auxiliary magnetic field to break the symmetry, especially when driving the perpendicular magnetic moment switching, which increases extra power consumption and is not conducive to practical applications.

Recently, it has been found that the spin current generated by the charge current in the outer semimetal WTe₂ is spin polarized in the z-direction. It has a unique in-plane symmetry breaking property, where the damping-like torque can contribute more to the domain wall motion of a ferromagnetic layer with perpendicular magnetic anisotropy. Moreover, a unique Rashba-like spin polarization has recently emerged in the noncollinear magnetic structure Mn₃GaN. A charge current is applied in the x-direction to generate a spin current in the z-direction, with spin polarization along the x-direction. The spin polarization along the x-direction produces damping-like torque ($\tau_{x,DL}$) and field-like torque ($\tau_{x,FL}$) in the adjacent in-plane and PMA ferromagnetic layers. The magnetization dynamics of the SOT mentioned above may be quite different.

To realize the effectively current-induced spin-orbit torque driven domain wall motion, it is important to understand the spin source with unique physical properties of charge-to-spin conversion. In this work, we study the spin-orbit torque driven domain wall motion by micromagnetic simulations. We consider the mixture of non-collinear spin torques of Rashba-like S_y , Dresselhaus-like S_x , and out-of-plane S_z . The effects of three different domain wall types: Bloch domain wall, Néel domain wall and head-to-head domain wall on motion velocity and the inclination angles of magnetic domain walls are demonstrated. The results for the same magnetic domain show that the current-induced spin polarization perpendicular to the membrane surface generates a damping-like torque perpendicular to the membrane surface, which can efficiently drive the motion of the domain wall. However, in the presence of multiple spin torques, the unconventional damping-like torques in the direction perpendicular to the film surface can be realized to drive domain wall motion at zero field. Our results may provide a new degree of freedom for understanding current-induced spin-orbit torque-driven domain wall motion from non-collinear spin sources for potential applications in spintronic devices.

spintronics, spin-orbit torque, magnetic domain wall motion, charge-to-spin conversion

doi: [10.1360/TB-2022-0851](https://doi.org/10.1360/TB-2022-0851)