

## 自旋极化电流与奥斯特场协同调控磁涡旋手性\*

刘文斌<sup>1)2)#</sup> 李慧婷<sup>1)2)#</sup> 王麒硕<sup>1)2)</sup> 田康洁<sup>1)2)</sup>  
张宏艳<sup>1)2)</sup> 马晓萍<sup>1)2)†</sup> 沈帝虎<sup>1)2)</sup> 朴红光<sup>1)2)‡</sup>

1) (延边大学理学院物理系, 延吉 133002)

2) (延边大学量子科学与技术研究院, 延吉 133002)

(收到)

利用自旋极化电流操纵纳米尺度磁结构, 是基础物理与前沿技术中备受关注的课题之一. 以往研究通常认为电荷流产生的奥斯特场作用远弱于自旋转移力矩, 因而常被忽略. 然而, 在具有手性能量简并的磁涡旋体系中, 奥斯特场的方向遵循右手螺旋定则, 能够打破原有能量简并, 其作用不可忽视. 本研究通过微磁学模拟, 系统探究了自旋极化电流及其伴生奥斯特场对磁涡旋旋性与极性的协同调控机制. 结果表明, 在几何对称的圆形纳米盘中, 无需引入结构破缺, 仅依靠电流伴生的奥斯特场即可实现磁涡旋旋性的确定性控制. 通过构建峰值电流密度与脉冲宽度的相图, 明确了旋性控制的阈值条件及极性可控的参数窗口. 当固定层磁化方向垂直于膜面时, 结合适宜脉冲宽度的电流脉冲, 可在实现旋性控制的同时完成对极性的确定性调控; 而固定层磁化方向位于面内时, 旋性仍可被奥斯特场有效控制, 但极性呈随机分布. 此外, 纳米盘尺寸显著影响调控阈值: 小尺寸器件需更高电流密度以破坏原磁涡旋结构, 但更利于极性稳定; 大尺寸器件则可在较低电流密度下实现旋性翻转, 但极性调控需谨慎设计脉冲波形. 本研究揭示了奥斯特场在电流驱动磁涡旋手性调控中的关键作用, 明确了旋性与极性的协同控制条件, 为无需几何破缺的磁涡旋信息存储器件设计提供了理论依据.

**关键词:** 磁涡旋, 手性控制, 自旋转移力矩, 奥斯特场

**DOI:** [10.7498/aps.75.20260048](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260048)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20260048](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260048)

## 1 引言

利用自旋极化电流实现纳米磁性结构的高效可靠调控, 对于推动高密度磁存储及自旋电子器件的发展具有重要意义<sup>[1-5]</sup>. 在众多纳米磁结构中, 磁涡旋因其尺寸小、热稳定性高等特点而备受关注. 磁涡旋是一种具有非均匀磁化分布的稳定磁结构, 通常由中心涡核和外围磁矩区域构成. 其中, 涡核区域的磁矩方向垂直膜面, 定义为磁涡旋的极性,

可为向上 ( $\uparrow$ ) 或向下 ( $\downarrow$ ); 外围区域磁矩则平行于膜面, 并围绕涡核沿顺时针 ( $\curvearrowright$ ) 或逆时针 ( $\curvearrowleft$ ) 方向旋转, 称为磁涡旋的旋性. 极性与旋性的结合, 共同定义了磁涡旋的整体手性 (左手性和右手性), 如图 1(a) 所示. 磁涡旋的这种磁矩分布构成了一种稳定的拓扑构型, 在磁隧道结和自旋阀中也极易形成, 且表现出良好的双稳态特性 (极性上/下, 旋性顺/逆时针可独立调控) 与优异的热稳定性. 因此, 磁涡旋在磁信息存储、自旋波激发等自旋电子领域具有潜在的应用前景<sup>[6-9]</sup>.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12364020)、吉林省科学技术厅科技发展规划 (批准号: 20240101295JC) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: [xpma1222@ybu.edu.cn](mailto:xpma1222@ybu.edu.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [hgpiao@ybu.edu.cn](mailto:hgpiao@ybu.edu.cn)

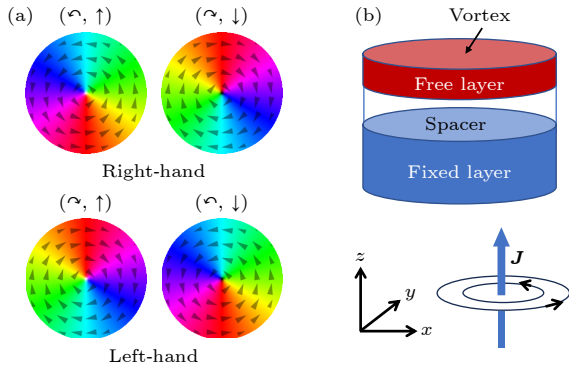


图 1 (a) 磁涡旋极性、旋性以及手性的定义示意图. 盘中白色和黑色的点分别表示磁矩方向向上和向下的涡旋核, 箭头示意面内磁矩的环绕方向. (b) 磁自旋阀结构示意图. 自由层初始为磁涡旋结构, 电流沿  $+z$  方向垂直注入, 其产生的奥斯特场方向如黑色箭头所示

Fig. 1. (a) Schematic illustration of polarity, circulation, and chirality of a magnetic vortex. The white and black dots represent vortex cores with upward and downward magnetization, respectively; the arrows indicate the in-plane magnetization circulation. (b) Schematic of the magnetic spin-valve structure. The free layer is initially in a magnetic vortex state. The current is injected along the  $+z$  direction, and the corresponding Oersted field orientation is indicated by the black arrows.

磁涡旋极性的可控翻转已被广泛而深入地研究<sup>[10-12]</sup>. 然而, 磁涡旋旋性的可控调控<sup>[13-16]</sup>, 尤其是在圆形纳米盘中, 相关研究仍较为缺乏. 这是因为圆形纳米盘是几何对称结构, 而要实现确定性的旋性反转, 通常需要引入额外的非对称性, 例如通过几何结构的破缺 (如缺口纳米盘<sup>[17-19]</sup>、奇数边形纳米盘<sup>[15,20]</sup>、厚度不均匀纳米盘<sup>[16,21,22]</sup>等) 或采用非均匀的驱动场<sup>[23]</sup>. 基于几何构型实现磁涡旋旋性控制的机制如下: 首先, 通过外部激励 (自旋极化电流或外磁场) 将基态 (磁涡旋结构) 激发至较高能量状态 (如均匀磁化态); 随后, 当外部激励撤去时, 系统会弛豫回磁涡旋结构. 由于所引入的几何对称破缺, 系统将倾向于弛豫至特定旋性的磁涡旋状态, 而非随机旋性的磁涡旋结构.

值得注意的是, 当利用自旋极化电流调控磁涡旋时, 电流会同时产生方向确定的奥斯特场, 其环绕方向遵循右手定则. 该奥斯特场能够打破磁涡旋的能量简并性, 作为一种内禀的对称性破缺源, 无需引入额外的几何不对称即可实现涡旋旋性的确定性控制<sup>[24-29]</sup>. 此外, 将磁涡旋从基态激发至高能态通常需要较高的电流密度. 例如, 文献<sup>[16]</sup>中使用的电流密度高达约  $10^{13}$  A/m<sup>2</sup> 量级, 在此条件下产生的奥斯特场强度已经非常显著, 使得几何不对

称性对旋性调控的影响明显减弱, 即奥斯特场的作用不可忽视. 本文通过微磁学模拟<sup>[30,31]</sup>表明, 在电流密度降低两个数量级 (约为  $10^{11}$  A/m<sup>2</sup>) 的驱动条件下, 其伴生的奥斯特场依然能够有效主导磁涡旋旋性的确定性反转. 进一步, 通过构建峰值电流密度与脉冲宽度的相图, 系统考察了旋性控制的阈值条件及极性可控的参数窗口, 揭示了纳米盘尺寸对调控行为的显著影响, 为协同利用自旋极化电流与奥斯特场实现磁涡旋手性的确定性调控提供了理论依据.

## 2 微磁学模拟模型

研究自旋转移力矩 (STT) 诱导磁化动力学的典型系统是由铁磁层与非磁性层交替构成的多层结构. 其中, 一层铁磁层作为固定层用于极化电流; 另一层铁磁层作为自由层, 极化电流进入该层后与局域磁矩相互作用, 从而激发其磁化动力学行为, 如图 1(b) 所示. 固定层与自由层之间的非磁性间隔层可为金属 (构成自旋阀结构) 或薄绝缘势垒 (构成磁隧道结结构). 本研究中, 固定层磁矩沿  $+z$  或  $+x$  方向均匀磁化; 自由层采用坡莫合金纳米盘, 其直径 500 nm (如无特别说明), 厚度 5 nm. 无外场条件下的自由弛豫模拟结果表明, 该几何尺寸下涡旋态与准单畴态均为稳定态, 但涡旋态总能量更低, 表明该结构更有利于稳定形成磁涡旋态. 在无外磁场或电流驱动时, 自由层呈现涡旋磁矩分布状态<sup>[32,33]</sup>.

材料参数采用坡莫合金典型值<sup>[34,35]</sup>: 饱和磁化强度  $M_s = 890$  kA/m, 交换刚度系数  $A = 13$  pJ/m, 吉尔伯特阻尼常数  $\alpha = 0.01$ , 忽略磁晶各向异性. 模拟单元尺寸设为  $2 \times 2 \times 5$  nm<sup>3</sup>, 小于坡莫合金交换长度, 以保证计算精度. 电流沿  $+z$  方向垂直注入纳米盘, 极化率  $P = 0.5$ . 该电流在平面内产生环绕方向为逆时针的奥斯特场, 如图 1(b) 所示. 假设电流均匀流过自由层, 其密度为  $J$ , 则在距离盘心径向距离  $r$  处的奥斯特场磁感应强度可表示为

$$\mathbf{H}_{\text{Oe}}(\phi) = \frac{Jr}{2} \hat{\phi},$$

其中  $\hat{\phi}$  为方位角单位矢量. 自由层中的磁化动力学由广义的 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程描述:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \tau_{\text{STT}},$$

式中,  $\mathbf{m}$  为归一化磁化强度矢量,  $\gamma$  为旋磁比,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  为有效场 (包含交换场、退磁场和奥斯特场),  $\tau_{\text{STT}}$  为自旋转移力矩项:

$$\tau_{\text{STT}} = \beta \frac{\varepsilon - \alpha\varepsilon'}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m} \times (\mathbf{m}_p \times \mathbf{m})] - \beta \frac{\varepsilon' - \alpha\varepsilon}{1 + \alpha^2} (\mathbf{m} \times \mathbf{m}_p).$$

这里,

$$\beta = \frac{J}{M_s d} \left| \frac{\hbar}{e} \right|,$$

$$\varepsilon = \frac{P\Lambda^2}{(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_p)},$$

其中  $d$  为自由层的厚度,  $\hbar$  为约化普朗克常数,  $e$  为电子电量,  $\mathbf{m}_p$  为固定层的磁化方向,  $\Lambda$  为 Slonczewski 参数 (用于表征间隔层特性, 模拟中取  $\Lambda = 1$ ),  $\varepsilon'$  为次级自旋转移力矩参数 (模拟中取  $\varepsilon' = 0$ )<sup>[30,31]</sup>.

### 3 结果与讨论

图 2 展示了固定层磁化方向沿  $+z$  时的模拟结果. 所施加的电流为高斯型脉冲, 其表达式为

$$J(t) = J_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

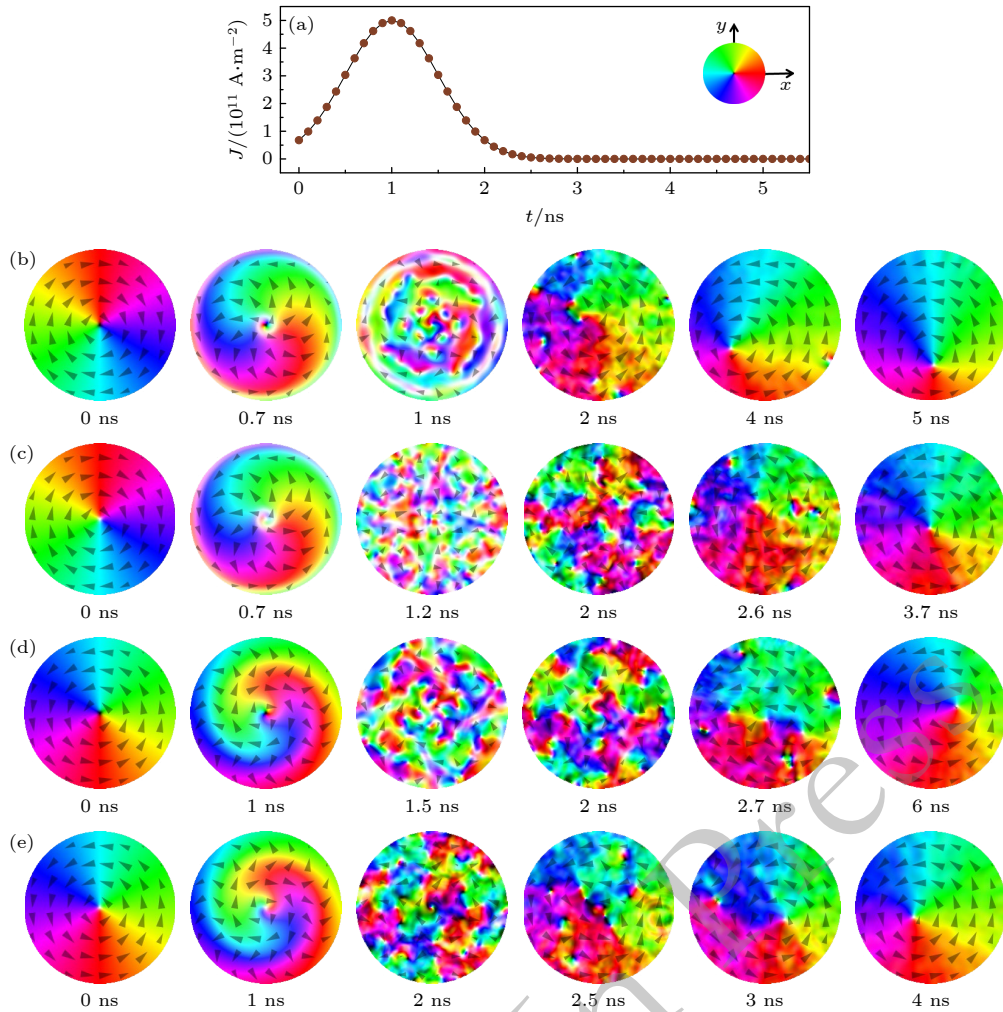


图 2 当固定层磁化方向为  $+z$  时, 高斯电流脉冲驱动下磁涡旋手性的确定性调控. (a) 高斯脉冲电流的波形; (b)–(e) 分别对应初始磁涡旋为  $(\downarrow, \downarrow)$ ,  $(\uparrow, \uparrow)$ ,  $(\downarrow, \downarrow)$  和  $(\downarrow, \uparrow)$  时的瞬时磁化分布. 彩色图与灰色箭头表示面内磁化分量; 黑色与白色区域分别表示沿  $-z$  和  $+z$  方向的垂直磁化分量

Fig. 2. Deterministic control of magnetic vortex chirality driven by a Gaussian current pulse, with the fixed-layer magnetization along the  $+z$  direction. (a) Waveform of the Gaussian pulse current; (b)–(e) Magnetization distributions corresponding to the initial vortex states  $(\downarrow, \downarrow)$ ,  $(\uparrow, \uparrow)$ ,  $(\downarrow, \downarrow)$  and  $(\downarrow, \uparrow)$ , respectively. Color map and gray arrows represent the in-plane magnetization components; the black and white regions denote the out-of-plane magnetization components along the  $-z$  and  $+z$  directions, respectively.

其中  $J_0 = 5 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$  为峰值电流密度,  $t_0 = 1 \text{ ns}$  为峰值对应的时间,  $\sigma = 0.5 \text{ ns}$  与脉冲宽度相关, 如图 2(a) 所示. 我们选取了四种不同的初始磁涡旋态:  $(\curvearrowright, \downarrow)$ ,  $(\curvearrowright, \uparrow)$ ,  $(\curvearrowleft, \downarrow)$  和  $(\curvearrowleft, \uparrow)$ , 分别对应图 2(b)—2(e). 结果表明, 无论初始磁涡旋状态如何, 在电流脉冲结束后, 纳米盘最终均稳定为逆时针 ( $\curvearrowleft$ ) 的磁涡旋态, 旋向与奥斯特场的环绕方向一致, 说明奥斯特场在调控磁涡旋旋性中起到了决定性作用. 具体而言, 当初始磁涡旋为顺时针 ( $\curvearrowright$ ) 旋性时 (图 2(b), 2(c)), 其旋向与奥斯特场的环绕方向相反. 随着电流 (及相应的奥斯特场) 增强, 在奥斯特场作用下, 磁涡旋的旋性由顺时针转变为逆时针 ( $t = 0.7 \text{ ns}$ ). 然而该瞬态磁化结构并不稳定, 因为自旋极化电流倾向于使纳米盘磁矩沿  $+z$  方向排列, 如图 2(b) 中  $t = 1 \text{ ns}$  及图 2(c) 中  $t = 1.2 \text{ ns}$  所示. 当脉冲电流逐渐减弱时, 面外磁矩开始向面内弛豫. 在此过程中, 会出现多个磁涡旋与反磁涡旋, 它们或以涡旋-反涡旋对的形式湮灭, 或从纳米盘边缘耗散 (图 2(b), 1—4 ns; 图 2(c), 1.2—2.6 ns), 最终只保留一个逆时针的磁涡旋. 当初始磁涡旋为逆时针旋性时 (图 2(d), 2(e)), 其演化过程与顺时针情形类似: 原有磁涡旋结构首先被破坏, 随后在奥斯特场作用下形成旋向与奥斯特场方向一致的涡旋态. 不同之处在于, 若初始磁涡旋旋向与奥斯特场环绕方向相同, 则不会出现瞬时的旋性反转过程. 此外, 无论初始磁涡旋状态如何, 最终形成的磁涡旋极性始终为朝上 ( $\uparrow$ ), 如图 2(b)—2(e) 所示. 这是由于固定层的极化方向固定为  $+z$ , 自由层中若出现垂直于膜面的磁矩 (如磁涡核), 该磁矩倾向于与固定层磁化方向一致.

为验证磁涡旋旋性与极性的可控性及可重复性, 我们通过改变电流密度  $J_0$  与脉冲宽度  $\sigma$ , 对初始磁涡旋态为  $(\curvearrowright, \downarrow)$  的情况进行了系统模拟. 如图 3 所示, 峰值电流密度  $J_0$  对磁矩的激发程度具有决定性影响: 若电流过小, 则无法有效破坏原有磁涡旋结构 (例如  $J_0 \leq 3 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$  时, 对应图中黑色叉号, 初始状态  $(\curvearrowright, \downarrow)$  得以保留); 若电流过大且脉宽过短, 则可能导致极性失控 (对应图中蓝色菱形, 代表  $(\curvearrowleft, \downarrow)$  与  $(\curvearrowleft, \uparrow)$  的混合态, 旋性可由奥斯特场确定为逆时针, 但极性不可控). 这种极性随机化现象源于高幅值电流脉冲快速切断时引发的局域磁矩剧烈随机进动, 进而导致

最终极性取向的不确定性. 随着脉宽增大, 磁涡旋的极性和旋性均可实现可控, 最终稳定为  $(\curvearrowleft, \uparrow)$  状态 (对应图中红色圆点).

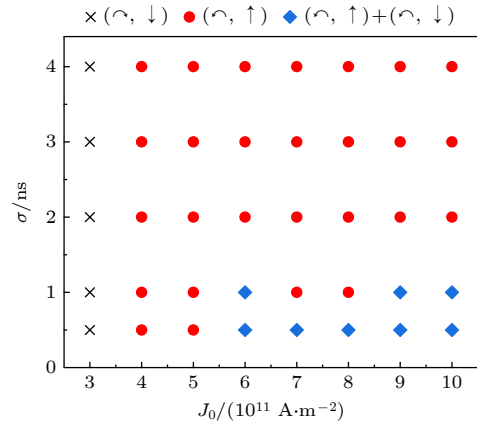


图 3 峰值电流密度  $J_0$  与脉冲宽度  $\sigma$  调控下的磁涡旋态相图, 初始磁涡旋态为  $(\curvearrowright, \downarrow)$

Fig. 3. Phase diagram of magnetic vortex states controlled by the peak current density  $J_0$  and pulse width  $\sigma$ , with the initial vortex state being  $(\curvearrowright, \downarrow)$ .

如上所述, 利用极化电流所伴生的奥斯特场调控磁涡旋旋性的机制可概括为: 极化电流首先破坏原有磁涡旋结构; 在电流减弱并诱导新磁涡旋形成的过程中, 奥斯特场的作用使新生磁涡旋的旋性与奥斯特场的环绕方向保持一致. 这意味着磁涡旋的最终旋性取决于奥斯特场, 而与固定层的极化方向无关. 图 4 展示了固定层磁化方向沿  $+x$  时的模拟结果. 所施加的电流仍为高斯型脉冲, 峰值电流密度  $J_0 = 1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  出现在  $t = 1 \text{ ns}$  时刻, 如图 4(a) 所示. 我们同样选取了四种初始磁涡旋态:  $(\curvearrowright, \downarrow)$ ,  $(\curvearrowright, \uparrow)$ ,  $(\curvearrowleft, \downarrow)$  和  $(\curvearrowleft, \uparrow)$ , 分别对应图 4(b)—4(e). 结果显示, 无论初始磁涡旋状态如何, 在电流脉冲结束后, 纳米盘最终均稳定为逆时针的磁涡旋态, 其旋向与奥斯特场的环绕方向一致, 这与预期调控结果相符.

我们以初始磁涡旋为顺时针旋性的情形为例 (图 4(b), 4(c)), 阐述磁涡旋旋性的调控机理. 随着电流增强, 自旋极化电流倾向于使盘内磁矩沿  $+x$  方向排列, 导致磁涡核向下移动, 从而使  $+x$  方向的磁矩增加,  $-x$  方向的磁矩减少 ( $t = 1.2 \text{ ns}$ ). 与此同时, 奥斯特场的作用使面内磁矩呈现逆时针排列的趋势 ( $t = 1.7 \text{ ns}$ ). 在极化电流和奥斯特场的共同作用下, 磁涡旋的旋性发生反转, 过程中伴随多个磁涡旋与反磁涡旋的产生. 随着电流逐渐减

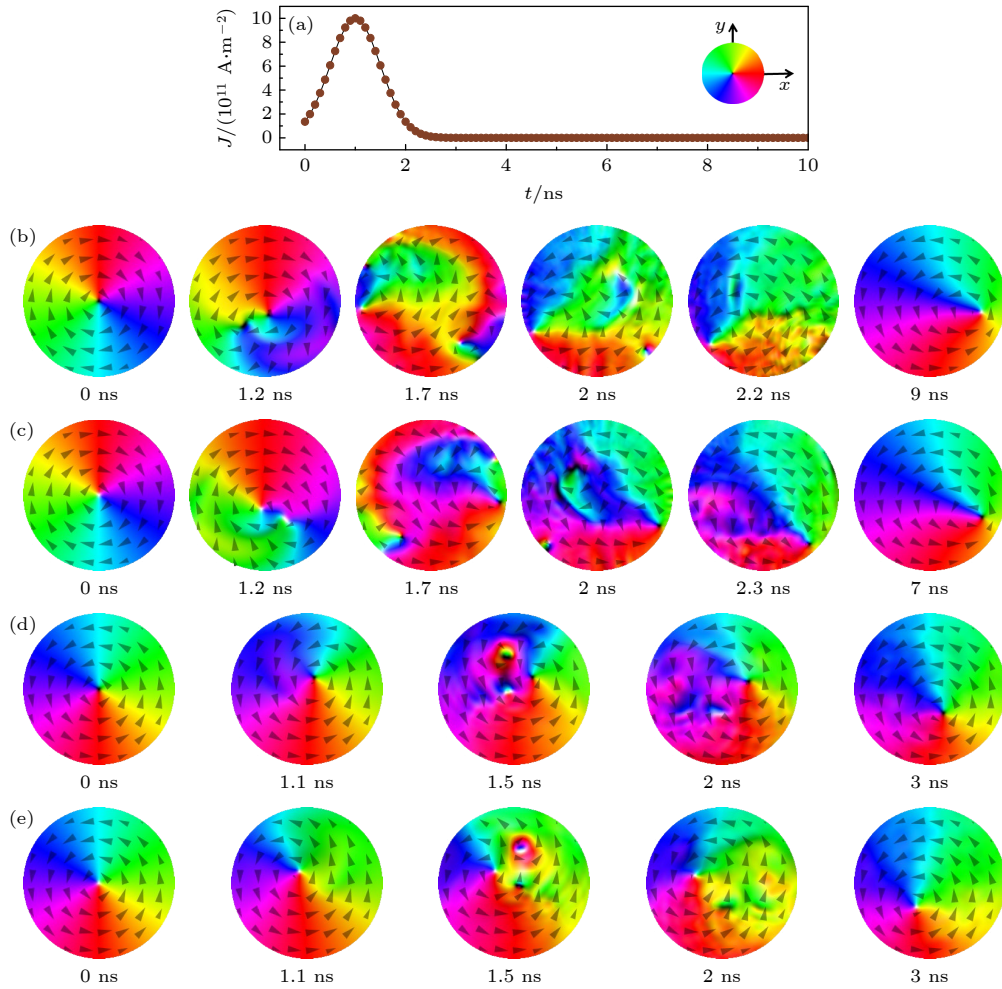


图 4 当固定层磁化方向为  $+x$  时, 高斯电流脉冲驱动下磁涡旋手性的确定性调控. (a) 高斯脉冲电流的波形; (b)–(e) 分别对应初始磁涡旋为  $(\curvearrowright, \downarrow)$ ,  $(\curvearrowright, \uparrow)$ ,  $(\curvearrowleft, \downarrow)$  和  $(\curvearrowleft, \uparrow)$  时的瞬时磁化分布. 彩色图与灰色箭头表示面内磁化分量; 黑色与白色区域分别表示沿  $-z$  和  $+z$  方向的垂直磁化分量

Fig. 4. Deterministic control of magnetic vortex chirality driven by a Gaussian current pulse, with the fixed-layer magnetization along the  $+x$  direction. (a) Waveform of the Gaussian pulse current. (b)–(e) Magnetization distributions corresponding to the initial vortex states  $(\curvearrowright, \downarrow)$ ,  $(\curvearrowright, \uparrow)$ ,  $(\curvearrowleft, \downarrow)$  and  $(\curvearrowleft, \uparrow)$ , respectively. Color map and gray arrows represent the in-plane magnetization components; the black and white regions denote the out-of-plane magnetization components along the  $-z$  and  $+z$  directions, respectively.

弱, 这些涡旋结构或以涡旋-反涡旋对的形式湮灭, 或从纳米盘边缘耗散, 最终仅保留一个逆时针的磁涡旋 ( $t = 1.7$  ns 后). 在此过程中, 磁涡旋的极性并不可控, 这是由于固定层的极化方向位于面内 (沿  $+x$  方向), 其对垂直于膜面的涡旋核极性无影响, 因此最终形成的磁涡旋极性呈现随机特性.

我们进一步研究了纳米盘尺寸对磁涡旋手性调控的影响, 分别对直径为 300 nm 和 800 nm 的坡莫合金纳米盘开展微磁学模拟, 结果如图 5 所示. 模拟中系统改变了峰值电流密度  $J_0$  与脉冲宽度  $\sigma$ . 对于较小的纳米盘 (300 nm, 图 5(a)), 需要较大的电流密度 ( $J_0 \geq 5 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>) 才能完全

破坏初始磁涡旋结构. 这是因为纳米盘尺寸越小, 注入的总能量越低, 伴生的奥斯特场强度也随之减弱, 因此破坏原有磁涡旋结构所需的阈值电流密度显著提高. 随着电流密度和脉冲宽度的增加, 磁涡旋的极性和旋性均可实现可控, 最终稳定为  $(\curvearrowleft, \uparrow)$  状态 (对应图中红色圆点).

对于较大的纳米盘 (800 nm, 图 5(b)), 当电流密度达到  $J_0 \geq 2 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup> 时, 即可破坏原磁涡旋结构. 与 300 nm 和 500 nm 纳米盘相比, 800 nm 纳米盘在电流密度不大的情况下出现了一种新的磁涡旋终态  $(\curvearrowleft, \downarrow)$  (对应图中绿色三角). 这是因为对于较大尺寸的纳米盘, 较小的电流即可

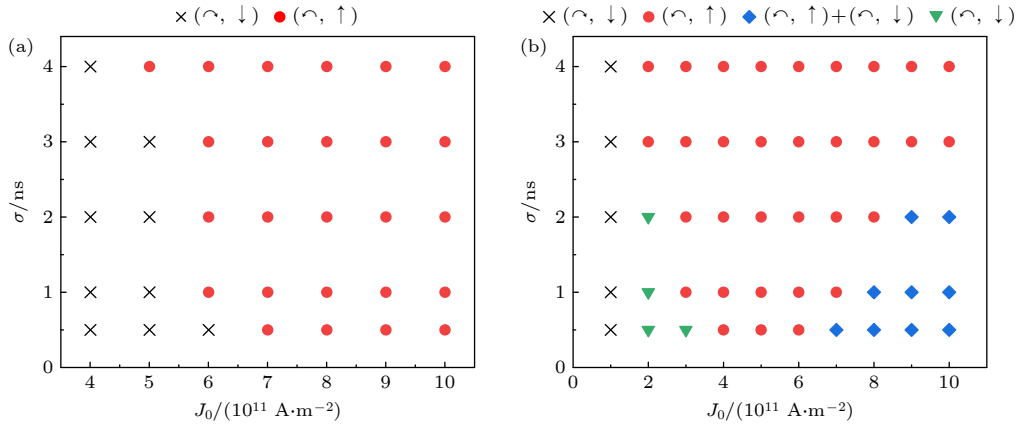


图 5 峰值电流密度  $J_0$  与脉冲宽度  $\sigma$  调控下的磁涡旋态相图, 初始磁涡旋态为  $(\curvearrowright, \downarrow)$ . (a) 直径为 300 nm 的纳米盘; (b) 直径为 800 nm 的纳米盘

Fig. 5. Phase diagram of magnetic vortex states controlled by peak current density  $J_0$  and pulse width  $\sigma$ , with an initial magnetic vortex state of  $(\curvearrowright, \downarrow)$ . (a) Nanodisk with a diameter of 300 nm; (b) Nanodisk with a diameter of 800 nm.

产生足够强的奥斯特场, 从而改变原磁涡旋的旋性, 但此时自旋转移力矩尚不足以翻转磁涡旋核, 因此极性未发生改变. 比较图 3 和图 5 可知, 只要原磁涡旋结构能够被破坏, 即可在奥斯特场作用下实现对旋性的控制. 较小的纳米盘更有利于磁涡旋极性的控制, 这是因为从原磁涡旋破坏到终态磁涡旋确立的过程中, 会经历多个磁涡旋与反磁涡旋的演化阶段; 纳米盘尺寸越小, 过渡过程中产生的磁涡旋与反磁涡旋数量相对越少, 极性出现随机化的可能性也越低.

## 4 结 论

本研究通过微磁学模拟, 系统揭示了自旋极化电流及其伴生奥斯特场对磁涡旋旋性与极性的协同调控机制. 结果表明, 在几何对称的圆形纳米盘中, 无需引入结构破缺, 仅依靠电流伴生的奥斯特场即可实现磁涡旋旋性的确定性控制. 通过构建峰值电流密度与脉冲宽度的相图, 明确了旋性控制的阈值条件及极性可控的参数窗口. 当固定层磁化方向垂直于膜面时, 通过优化脉冲电流波形, 可在实现旋性控制的同时完成对极性的确定性调控; 而当固定层磁化方向位于面内时, 旋性仍可被奥斯特场有效控制, 但极性呈随机分布. 此外, 纳米盘尺寸显著影响调控阈值: 小尺寸器件更利于极性稳定, 大尺寸器件则可在较低电流密度下实现旋性翻转. 本研究明确了奥斯特场在电流驱动磁涡旋手性调控中的关键作用, 为无需几何破缺的磁涡旋信息存储器件设计提供了理论依据.

## 参考文献

- [1] Kasai S, Nakatani Y, Kobayashi K, Kohno H, Ono T 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 107204
- [2] Urazhdin S, Demidov V E, Ulrichs H, Kendziorczyk T, Kuhn T, Leuthold J, Wilde G, Demokritov S O 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 509
- [3] Sun J Z 2022 *J. Magn. Magn. Mater.* **559** 169479
- [4] Kumar P, Naeemi A 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 112406
- [5] Bolte M, Meier G, Krüger B, Drews A, Eiselt R, Bocklage L, Bohlens S, Tyliczszak T, Vansteenkiste A, Van Waeyenberge B, Chou K W, Puzic A, Stoll H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 176601
- [6] Garcia M J, Moulin J, Wittrock S, Tsunegi S, Yakushiji K, Fukushima A, Kubota H, Yuasa S, Ebels U, Pannetier-Lecoq M, Fermon C, Lebrun R, Bortolotti P, Solignac A, Cros V 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 122401
- [7] Zvezdin K A, Ekomasov E G 2022 *Phys. Met. Metallogr.* **123** 201
- [8] Uzunova V, Ivanov B A 2023 *Phys. Rev. B* **108** 064423
- [9] Zaspel C E 2011 *J. Magn. Magn. Mater.* **323** 499
- [10] Gypens P, Leliaert J, Schütz G, Waeyenberge B V 2022 *Phys. Rev. B* **105** 094420
- [11] Mehrnia M, Trimble J, Heinonen O, Berezovsky J 2021 *Phys. Rev. Applied* **16** 034049
- [12] Ma X P, Yang H, Li C, Song C, Piao H G 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 127501
- [13] Luo Y M, Wu Y Z, Yu C Q, Li H, Wen J H, Zhu L Y, Qian Z H, Zhou T J 2019 *Phys. Rev. Applied* **11** 044090
- [14] Jenkins A S, Grimaldi E, Bortolotti P, Lebrun R, Kubota H, Yakushiji K, Fukushima A, de Loubens G, Klein O, Yuasa S, Cros V 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 172403
- [15] Jaafar M, Yanes R, Perez de Lara D, Chubykalo-Fesenko O, Asenjo A, Gonzalez E M, Anguita J V, Vazquez M, Vicent J L 2010 *Phys. Rev. B* **81** 054439
- [16] Sun M J, Liu Y W 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 247505 (in Chinese) [孙明娟, 刘要稳 2015 物理学报 **64** 247505]
- [17] Ma X P, Yang H G, Li C F, Liu Y J, Piao H G 2020 *Acta Phys. Sin.* **70** 107502 (in Chinese) [马晓萍, 杨宏国, 李昌峰, 刘有继, 朴红光 2020 物理学报 **70** 107502]
- [18] Cambel V, Karapetrov G 2011 *Phys. Rev. B* **84** 014424
- [19] Huang C H, Wu K M, Wu J C, Horng L 2013 *J. Appl. Phys.*

- 113 103905
- [20] YaKata S, Miyata M, Nonoguchi S, Wada H, Kimura T 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 222503
- [21] Shimon G, Adeyeye A O, Ross C A 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214422
- [22] Agramunt-Puig S, Del-Valle N, Navau C, Sanchez A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 012407
- [23] Gaididei Y, Sheka D D, Mertens G F 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 012503
- [24] Yakata S, Miyata M, Honda S, Itoh H, Wada H, Kimura T 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 242507
- [25] Abreu Araujo F, Chopin C. de Wergifosse S 2022 *Sci. Rep.* **12** 10605
- [26] Krüger B, Drews A, Botle M, Merkt U, Pfannkuche D, Meier G 2007 *Phys. Rev. B* **76** 224426
- [27] Otálora J A, Cortés-Ortuño D, Görlitz D, Nielsch K, Landeros P 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 173914
- [28] Nakatani Y, Ono T 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 122509
- [29] Carpentieri M, Finocchio G, Azzèrboni B, Torres L, Lopez-Diaz L, Martínez E 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 10C713
- [30] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Helsen M, Garcia-Sanchez F, Van Waeyenberge B 2014 *AIP Adv.* **4** 107133
- [31] Joos J J, Bassirian P, Gypens P, Mulkers J, Litzius K, Van Waeyenberge B, Leliaert J 2023 *J. Appl. Phys.* **134** 171101
- [32] Toscano D, Leonel S A, Dias R A, Coura P Z, Rocha J C S, Costa B V 2011 *J. Appl. Phys. Electron.* **109** 014301
- [33] Im M Y, Fischer P, Yamada K, Sato T, Kasai S, Nakatani Y, Ono T 2012 *Nat. Commun.* **3** 983
- [34] Nahrwold G, Scholtyssek J M, Motl-Ziegler S, Albrecht O, Merkt U, Meier G 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 013907
- [35] Zhang M, Deng C 2021 *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **32** 4949

## Synergistic Control of Magnetic Vortex Chirality by Spin-Polarized Current and Oersted Field\*

LIU Wenbin<sup>1)2)#</sup> LI Huiting<sup>1)2)#</sup> WANG Qishuo<sup>1)2)</sup> TIAN Kangjie<sup>1)2)</sup>  
 ZHANG Hongyan<sup>1)2)</sup> MA Xiaoping<sup>1)2)†</sup> SHIM Jeho<sup>1)2)</sup> PIAO Hongguang<sup>1)2)‡</sup>

1) (*Department of Physics, College of Science, Yanbian University, Yanji 133002, China*)

2) (*Institute of Quantum Science and Technology, Yanbian University, Yanji 133002, China*)

( Received )

### Abstract

Achieving deterministic control of magnetic vortex chirality in nanostructures is a critical challenge for advancing next-generation spintronic devices. While spin-polarized currents are widely used to manipulate magnetic states, the role of the accompanying Oersted field is often neglected, as it is generally considered much weaker than the spin-transfer torque. However, in systems with chiral energy degeneracy, such as magnetic vortices, the Oersted field plays an essential role by breaking this degeneracy due to its direction determined by the right-hand rule. In this work, through systematic micromagnetic simulations, we demonstrate that the Oersted field, in combination with tailored pulsed spin-polarized currents, enables deterministic control over both the circulation and polarity of magnetic vortices in geometrically symmetric nanodisks without introducing structural asymmetry.

We first investigate the effect of a Gaussian current pulse with the fixed-layer magnetization along the out-of-plane (+z) direction. The results show that the Oersted field dictates the final vortex circulation, which consistently aligns with its counterclockwise direction. By constructing phase diagrams of the peak current density  $J_0$  versus pulse width  $\sigma$ , we identify the threshold conditions for circulation control and the parameter window for deterministic polarity manipulation. When the current density is too low, the original vortex structure remains intact. When the current density is excessively high with an insufficient pulse width ( $\sigma$ ), the

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12364020), and the Scientific and Technological Development Plan of Jilin Province (Grant No. 20240101295JC).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: xpma1222@ybu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: hgpiao@ybu.edu.cn

polarity becomes random due to intense precessional dynamics induced by abrupt pulse termination. Only within an appropriate range of  $J_0$  and  $\sigma$  can both circulation and polarity be simultaneously controlled. With the fixed-layer magnetization along  $+z$ , the final vortex polarity is consistently upward, owing to the out-of-plane magnetic guidance.

We further examine the case where the fixed-layer magnetization is oriented in-plane ( $+x$ ). The Oersted field still enforces counterclockwise circulation regardless of the initial vortex state, confirming that circulation control is independent of the fixed-layer orientation. However, polarity control is lost in this configuration, highlighting that deterministic polarity manipulation requires out-of-plane magnetic guidance from the fixed layer.

The influence of nanodisk size on the control thresholds is also systematically studied. For smaller nanodisks (300 nm in diameter), a higher current density ( $J_0 \geq 5 \times 10^{11} \sim \text{A/m}^2$ ) is required to destroy the initial vortex structure, but the polarity is more stable due to fewer vortex-antivortex pairs generated during the transition. For larger nanodisks (800 nm in diameter), a lower current density ( $J_0 \geq 2 \times 10^{11} \sim \text{A/m}^2$ ) is sufficient to reverse the circulation, while an intermediate state where circulation is reversed but polarity remains unchanged is observed, further demonstrating the distinct roles of the Oersted field and spin-transfer torque in circulation and polarity control, respectively.

These results clarify the complementary roles of spin-polarized currents and Oersted fields: the Oersted field governs vortex circulation by breaking chiral energy degeneracy, while the fixed-layer magnetization direction guides polarity selection. By optimizing the current pulse profile, we achieve reliable and simultaneous control of magnetic vortex chirality and polarity without relying on geometric symmetry breaking. This work provides a comprehensive understanding of current-induced magnetic vortex manipulation and offers a practical strategy for developing high-density, low-power spintronic devices based on magnetic vortices.

**Keywords:** Magnetic vortex, Chirality control, Spin transfer torque, Oersted field

**DOI:** [10.7498/aps.75.20260048](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260048)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20260048](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260048)

In Press