

磁涡旋极性翻转的局域能量

吕刚 曹学成 张红 秦羽丰 王林辉 厉桂华 高峰 孙丰伟

Local energy of magnetic vortex core reversal

Lü Gang Cao Xue-Cheng Zhang Hong Qin Yu-Feng Wang Lin-Hui Li Gui-Hua Gao Feng Sun Feng-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 217503 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.217503

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.217503>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电流调控磁涡旋的极性和旋性

Controlling of magnetic vortex chirality and polarity by spin-polarized current

物理学报.2015, 64(24): 247505 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247505>

非均匀弱直流偏置磁场中 CoFe-基非晶态合金丝的静磁化分布和退磁场分布

Static magnetization and demagnetizing field distribution of the amorphous wire in non-uniform applied field

物理学报.2014, 63(24): 247502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.247502>

不同易轴取向对 Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅ 磁性双层膜的微磁学模拟

Micromagnetic simulation and analysis of Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅ magnetic bilayered thin films with different orientations of the easy axis

物理学报.2014, 63(16): 167505 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.167505>

易轴取向对 Nd₂Fe₁₄B/ α -Fe 双层膜退磁过程影响的微磁学分析

Micromagnetic analysis of the effect of the easy axis orientation on demagnetization process in Nd₂Fe₁₄B/ α -Fe bilayers

物理学报.2013, 62(22): 227502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.227502>

利用扫描透射 X 射线显微镜观测磁涡旋结构

STXM observation and quantitative study of magnetic vortex structure

物理学报.2015, 64(19): 197502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.197502>

磁涡旋极性翻转的局域能量*

吕刚 曹学成 张红† 秦羽丰 王林辉 厉桂华 高峰 孙丰伟

(山东农业大学信息科学与工程学院, 泰安 271018)

(2016年6月14日收到; 2016年7月31日收到修改稿)

针对坡莫合金纳米圆盘中的单个磁涡旋结构, 采用微磁学模拟研究了磁涡旋极性翻转过程中的局域能量密度. 磁涡旋的极性翻转通过与初始涡旋极性相反的涡旋与反涡旋对的生成, 以及随后发生的反涡旋与初始涡旋的湮没来实现. 模拟结果显示当纳米圆盘样品中局域能量密度的最大值达到一临界值时, 磁涡旋将会实现极性翻转, 其中交换能起主导作用. 基于涡旋极性翻转过程中出现的三涡旋态结构, 应用刚性磁涡旋模型对局域交换能量密度进行了理论分析. 通过刚性磁涡旋模型得到的磁涡旋极性翻转所需的局域交换能量密度的临界值与模拟结果符合得较好.

关键词: 微磁学模拟, 磁涡旋结构, 自旋转移力矩效应

PACS: 75.78.Cd, 75.70.Kw, 85.75.-d

DOI: 10.7498/aps.65.217503

1 引言

在微米或纳米级尺寸的铁磁薄膜单元器件中, 有效场之间的竞争会导致磁涡旋态 (magnetic vortex) 的形成. 磁涡旋态是一种磁矩非均匀分布的稳定磁结构. 该结构中心处直径约为 10 nm 的区域称为涡核区域. 交换能与退磁能之间的竞争使得涡核区域中心处的磁矩垂直膜面向上 ($p = 1$) 或向下 ($p = -1$), 用涡核极性 p (polarity) 来表征; 涡核区域之外的磁矩则倒向面内并围绕涡核顺时针 ($C = -1$) 或逆时针 ($C = 1$) 方向旋转, 可通过旋性 C (chirality) 来表征. 磁涡旋极性 p 或旋性 C 翻转的特性可用来进行二进制数据存储^[1-6]. 通常可通过施加一垂直样品膜面的磁场来实现涡核极性的翻转, 但是应用磁场高达 2.5 kOe (1 Oe=79.5775 A/m)^[1]. 研究发现涡核极性翻转可通过应用谐振短脉冲^[2] 或者脉冲磁场^[4,5] 来实现. 而基于自旋转移力矩效应, 磁涡旋极性翻转可通过施加面内^[3,7,8] 或垂直膜面^[9,10] 的自旋极化电流来实现. 最近的研究表明, 两个正交场脉冲也可

驱动磁涡旋极性完成翻转^[11]. 应用电流驱动磁涡旋极性翻转机理制作的自旋电子器件具有结构简单、无须外加磁场、容易集成等特点, 在现代信息存储领域具有广阔的应用前景. 与施加磁场相比, 该方法比较容易控制高密度阵列中单个纳米盘中磁涡旋的极化翻转. 近几年来, 人们开始将研究目标转移到如何同时双重控制磁涡旋旋性 C 与极性 p 的翻转^[12-14].

已有研究结果表明, 磁涡旋的极性翻转机理在本质上是相同的, 与驱动方式、样品几何尺寸以及单涡旋还是磁涡旋对等因素无关^[7,15,16]. 磁涡旋极性翻转需通过与初始涡旋极性相反的涡旋与反涡旋对的生成, 以及随后发生的反涡旋与初始涡旋的湮没来实现. 有些研究工作已经得到了磁涡旋极性翻转的某些临界参数, 比如涡核的速度^[17]、应用电流^[3] 以及平均能量密度等^[18]. 基于铁磁薄膜椭圆盘样品中的磁涡旋对结构, 我们已经研究了磁涡旋极性翻转对应的局域能量密度临界值^[19,20]. 为了进一步理解磁涡核翻转的能量起源, 基于铁磁薄膜纳米圆盘样品中的单个磁涡旋结构, 本文研究了涡旋极性翻转的局域能量密度演化. 微磁模拟研究展

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 51302157) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhanghong@sdau.edu.cn

示了磁涡旋极性翻转过程中最大局域交换能量密度的演化, 而刚性磁涡旋模型则给出了相应的理论分析结果.

2 微磁学模型

模拟中, 采用了单个磁涡旋结构 ($p = +1$) 作为研究模型, 该结构被限制在直径为 200 nm 的坡莫合金铁磁材料的薄膜圆盘中, 样品厚度为 20 nm. 磁矩的动力学行为通过包含绝热项与非绝热项的 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程来研究, 方程形式为^[3]

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} - (\mathbf{u}\nabla)\mathbf{m} + \beta\mathbf{m} \times [(\mathbf{u}\nabla)\mathbf{m}], \quad (1)$$

式中, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ 为归一化的局域磁矩单位矢量 (M_s 为饱和磁化强度); \mathbf{H}_{eff} 表示包含交换场与偶极场的有效场; β 为描述非绝热项强度的无量纲参数, α 表示吉尔伯特阻尼常数; 矢量 \mathbf{u} 平行于电流方向, 幅度为 $\mathbf{u} = JPg\mu_B/(2eM_s)$, 其中 J 为电流密度, P 为电子极化率, g 代表 Landé 分裂因子, μ_B 为玻尔磁子, e 代表电荷. 模拟中所用参数设置为: 交换常数 $A = 13$ pJ/m, $\mu_0M_s = 1.0$ T, $P = 0.7$, 各向异性常数 $K = 0$, 阻尼参数 $\alpha = 0.03$, 旋磁比 $\gamma = 2.21 \times 10^5$ m/As. 模拟中采用有限元法对样品进行单元划分, 单元长度约为 4 nm.

3 模拟结果与刚性磁涡旋模型

为了驱动磁涡旋实现极性翻转, 模拟中沿样品膜面方向施加一高斯形状的电流脉冲 ($\sigma = 100$ ps), 该电流脉冲在 $t = 300$ ps 时刻达到最大值. 在电流脉冲的作用下, 磁涡旋偏离初始平衡位置, 涡旋磁矩的对称性被打破. 涡旋磁矩构图的形变将导致样品中静磁能与交换能发生显著变化. 已有研究表明, 样品空间内的平均能量密度在磁涡旋极性翻转前会增强, 翻转完成后会迅速下降, 对应一临界能量值^[3]. 涡旋极性翻转过程中, 涡核的位置将会随时间发生变化, 因此可用系统局域能量密度的最大值 (E_{max}) 来表征能量的演化. 磁涡旋进动过程中, 应用微磁模拟技术可计算并记录下样品中的最大局域能量密度. 考虑到翻转过程中交换能量占主导地位, 而且磁涡旋极性的翻转机理需要通过涡旋-反涡旋对的形成来实现, 因此局域能量密度临

界值可对应于新的涡旋-反涡旋对初始形成时刻的最大局域交换能量密度.

基于直径为 200 nm, 厚度为 20 nm 的圆盘样品, 图 1 展示了不同幅度电流脉冲作用下, 伴随着磁涡旋态的进动, 样品中最大局域交换能量密度随时间的演化. 圆盘样品中涡核极性翻转的临界电流为 6.54×10^{12} A/m²; 最大局域能量密度也存在一临界值, 该临界值按图 1 中水平虚线位置取为 3.0×10^6 J/m³, 与涡旋对系统下所得临界值相同^[19]. 在新的磁涡旋-反涡旋对形成之前, 磁矩垂直于样品膜面方向的分量在靠近初始涡旋核心位置处形成一“凹陷”, 使得交换能量增加. 一旦局域交换能量密度达到临界值, 新的磁涡旋-反涡旋对将会形成, 进而可实现涡旋极性的翻转. 反涡旋形成后, 随着反涡旋靠近初始涡旋, 最大局域交换能量密度迅速增加. 在反涡旋与初始涡旋湮没的时刻, 最大局域交换能量密度达到最大, 湮没后 (翻转完成) 该能量密度值急剧减小. 增加电流脉冲强度, 涡旋极性完成一次翻转后系统能量将得到补充. 最大局域交换能量密度若能够再次达到翻转临界值, 则可实现涡旋极性的二次翻转. 如图 1 所示, 当施加的电流脉冲强度为 8.6×10^{12} A/m² 时, 最大局域能量密度两次超过临界值, 实现了极性的两次翻转. 微磁模拟研究中, 最大局域交换能量密度数据存储的时间步长为 2 ps, 这将导致磁涡旋极性翻转过程中样品内最大局域交换能量密度的最大值被略过无法记录. 因此, 在图 1 中对应磁涡旋极性翻转的各个能量密度峰值处添加了一条竖直虚线, 以表明该时刻的能量密度值远大于微磁模拟得出的峰值结果.

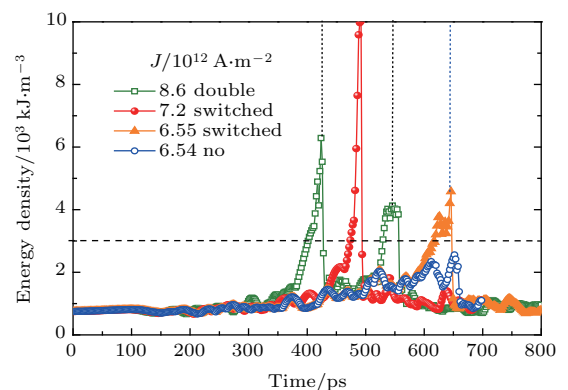


图 1 (网刊彩色) 不同电流脉冲下最大局域交换能量密度随时间的演化

Fig. 1. (color online) The dynamic evolution of maximum exchange energy density as a function of time for different drive current pulse.

针对涡核极性翻转过程中最大局域交换能量密度的演化, 我们采用刚性磁涡旋理论(涡旋磁矩分布构图随涡旋的偏离保持不变)建立了局域交换能量密度的解析模型. 对于被局限在铁磁薄膜纳米圆盘中的磁涡旋, 磁矩分布沿厚度方向保持不变, 因而, 当样品厚度较小或者与交换长度同数量级时可以看作二维模型. 通过引入一复值函数 $w(\zeta, \bar{\zeta})$, 铁磁薄膜圆盘内涡旋磁矩的矢量构成可以表示为^[21-23]

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{w + \bar{w}}{1 + w\bar{w}}, \\ m_y &= \frac{1}{i} \frac{w - \bar{w}}{1 + w\bar{w}}, \\ m_z &= \frac{1 - w\bar{w}}{1 + w\bar{w}}. \end{aligned} \quad (2)$$

复值函数 $w(\zeta, \bar{\zeta})$ 的具体形式为

$$w = \begin{cases} f(\zeta), & |f(\zeta)| < 1, \\ f(\zeta)/|f(\zeta)|, & |f(\zeta)| \geq 1. \end{cases} \quad (3)$$

关系式中 $f(\zeta)$ 是一解析函数, 其中 $\zeta = X - X_0$, $X = x + iy$ 与 $X_0 = x_0 + iy_0$ 对应于涡旋核的位置坐标. 对于涡旋结构 $V \uparrow$ 以及 $V \downarrow$ (箭头表示极化方向向上或向下): $f_{V\uparrow}(\zeta) = i \frac{c}{r} \zeta$, $f_{V\downarrow}(\bar{\zeta}) = i \frac{r}{c\bar{\zeta}}$; 对于反涡旋 $\bar{V} \uparrow$ 和 $\bar{V} \downarrow$: $\bar{f}_{\bar{V}\uparrow}(\zeta) = f_{V\uparrow}(\zeta)$, $\bar{f}_{\bar{V}\downarrow}(\zeta) = f_{V\downarrow}(\zeta)$, 式中 $c = \pm 1$ 表示涡旋的手征. 涡核半径 $r = 0.68l_{\text{ex}}(t/l_{\text{ex}})^{1/3} \approx 5.9$ nm, 其中 t 表示样品厚度, l_{ex} 表示交换长度 $l_{\text{ex}} = (2A/\mu M_s^2)^{1/2}$.

图 2(a) 展示了模拟中涡旋-反涡旋对形成初始的多涡旋态截图. 为了确定涡核的位置, 应用了等值面做图手法^[4], 黄色的带子表示 $m_x = 0$, 蓝色带子表示 $m_y = 0$, 两条带子的交叉点则表示涡核的位置. 图中左侧交叉点即为初始磁涡旋核心位置, 中间交叉点与右侧交叉点则分别表示新形成的反涡旋与涡旋的位置. 色标表示局部磁矩沿 z 轴方向的分量值. 对应于该时刻的多涡旋态, 图 2(b) 给出了平面直角坐标系中涡旋核的分布. 基于刚性磁涡旋模型, 涡旋极性翻转过程中出现的多涡旋态 $V \uparrow - \bar{V} \downarrow - V \downarrow$ 的矢量分布所满足的复值函数可简化为: $w = w_{V\uparrow} w_{\bar{V}\downarrow} w_{V\downarrow}$. 为了便于计算, 我们将坐标原点设在反涡旋核心位置处. 由于涡旋之间有重叠部分, 复值函数可表示为 $w = i \frac{X+d}{X(\bar{X}-f)} \cdot r$, 则局域交换能量密度为

$$W_{\text{ex}} = \frac{1}{2} A \sum_{j=x,y,z} (\nabla m_j)^2$$

$$= \frac{4Ar^2 \{ (x^2 + y^2 + dx)^2 + d^2 [(x-f)^2 + 2y^2] \}}{\{ r^2 [(x+d)^2 + y^2] + (x^2 + y^2) [(x-f)^2 + y^2] \}^2}. \quad (4)$$

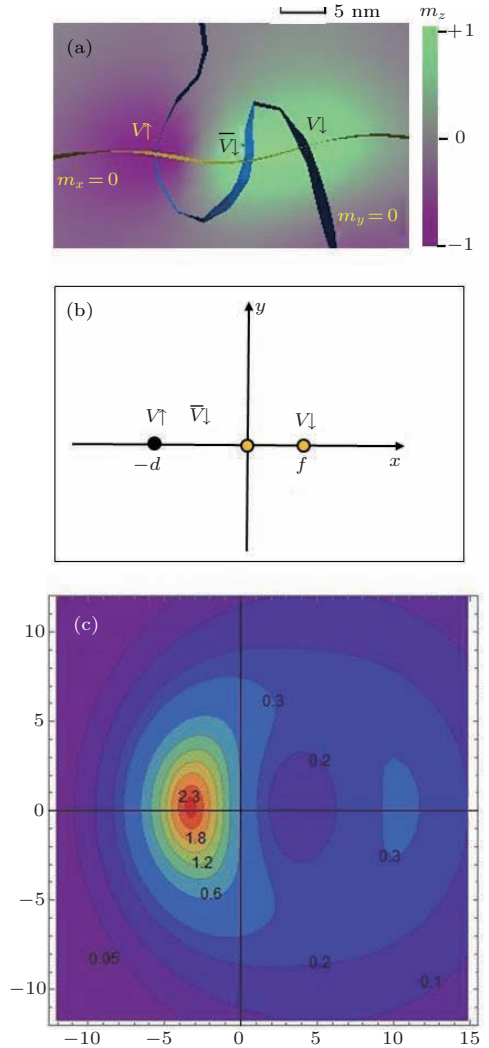


图 2 (网刊彩色) (a) 磁涡旋极性翻转过程中的三涡旋态暂态图; (b) 平面直角坐标系中三涡旋态的分布; (c) 局域交换能量密度等高图

Fig. 2. (color online) (a) Temporal state of current-induced vortex core reversal with the trivortex state; (b) the distribution of vortex cores in the orthogonal plane coordinate system; (c) the corresponding contour map of local exchange energy density in the interaction region of vortices.

翻转过程中能量的变化主要发生在涡核附近的区域. 依据图 2(a) 中涡核的位置分布, 将 $d \approx 11$ nm, $f \approx 7$ nm, $A = 13$ pJ/m, $r = 5.9$ nm 代入 (4) 式, 即可得出多涡旋态 $V \uparrow - \bar{V} \downarrow - V \downarrow$ 附近区域内局域交换能量密度的分布情况, 如图 2(c) 所示. 通过等高图(图 2(c)) 可以发现, 交换能量的分布主要集中在初始涡旋与反涡旋之间的区域内, 该结果与文献[19]中图 3(b) 所展示的模拟结果相

符合. 刚性涡旋理论中磁矩分布构图随涡旋位置的偏离保持不变, 因此能量分布关于 x 轴对称, 最大交换能量密度出现在 x 轴上初始涡旋与反涡旋之间的位置. 在微磁模拟研究中, 磁涡旋磁矩分布在面内电流脉冲的作用下会发生一定程度的形变, 这将导致交换能量密度的增加. 因此, 等高图中显示的局域最大交换能量密度值约为 $2.3 \times 10^6 \text{ J/m}^3$, 与微磁模拟中所取的临界值 $3.0 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 相比要小一些. 这表明, 解析结果与模拟结果是相符的, 在微磁模拟中选择涡核极性翻转的临界值为 $3.0 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 是比较合理的.

在磁涡旋极性翻转过程中, 新形成的反涡旋与初始涡旋之间由于相互作用, 反涡旋将会逐渐靠近初始涡旋 [24], 直到湮没. 模拟结果显示在磁涡旋极性翻转过程中, 新生磁涡旋与初始磁涡旋之间的相对距离变化很小. 若假定翻转过程中初始涡旋与新生涡旋的相对位置保持不变, 当反涡旋靠近初始涡旋时, 交换能量密度表达式 W_{ex} 中的 d 将减小, f 将增大. 通过对交换能量密度 W_{ex} 的理论计算发现, 局域交换能量密度的最大值随着 d 的减小迅速增加. 图 3 给出了 $d \approx 5 \text{ nm}$, $f \approx 13 \text{ nm}$ 时的局域交换能量密度等高图, 图中最大能量密度已达到 $15.6 \times 10^6 \text{ J/m}^3$. 因此, 在图 1 所展示的模拟结果中初始磁涡旋与反涡旋湮没后, $d = 0$, 此时 W_{ex} 表达式为 $\frac{4Ar^2}{[r^2 + (x - f)^2 + y^2]^2}$, 对应剩余磁涡旋局域交换能量密度的表达式 [21].

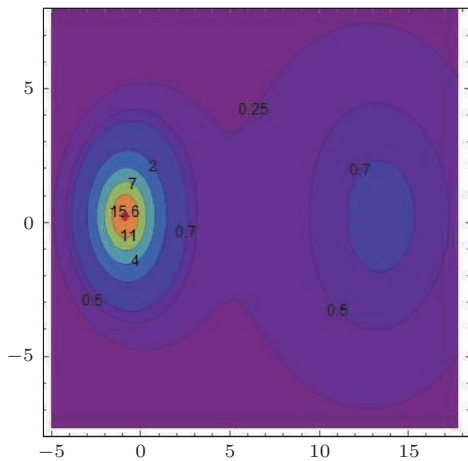


图 3 (网刊彩色) $d \approx 5 \text{ nm}$, $f \approx 13 \text{ nm}$ 时的局域交换能量密度等高图

Fig. 3. (color online) The contour map of local exchange energy density for $d \approx 5 \text{ nm}$, $f \approx 13 \text{ nm}$.

为了验证纳米盘尺寸对涡核极性翻转的局域临界交换能量值的影响, 在保持厚度不变 (20 nm)

的前提下, 通过改变纳米盘的直径, 进行了相关的微磁模拟研究. 图 4 展示了磁涡旋核极性翻转的临界电流密度与局域临界交换能量密度随纳米盘直径的变化. 模拟结果显示: 临界翻转电流密度 (实心圆) 随着样品直径的增加而增加, 而局域临界交换能量密度几乎不变 (实心方块) 且数值与解析结果符合得较好. 由此可见, 磁涡旋极性翻转的最大局域交换能量密度的临界值不受样品尺寸以及电流强度的影响. 此外, 该临界值也不受样品模型中磁涡旋数目的影响 [19].

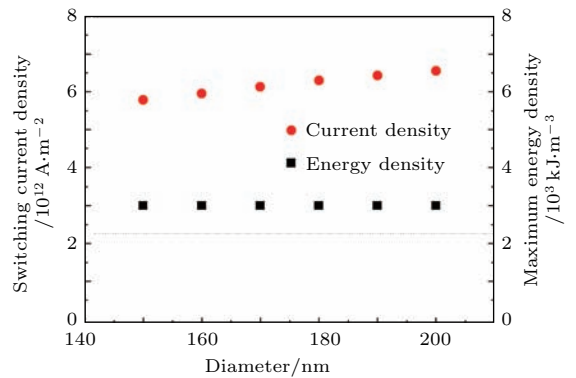


图 4 (网刊彩色) 涡旋核极性翻转的临界电流密度与临界交换能量密度随纳米盘直径的变化

Fig. 4. (color online) Critical current density (solid circles) and exchange energy density (solid squares) as a function of diameter of nanodisk.

4 结 论

通过微磁研究发现, 为实现涡核极性翻转, 局域交换能量密度的最大值必须达到一临界值. 该临界值与施加的电流强度、涡核极性、样品尺寸等无关. 基于磁涡旋极性翻转过程中出现的三涡旋态, 应用刚性磁涡旋模型可分析得出磁涡核附近区域内的局域交换能量密度分布, 所得到的局域交换能量密度的最大值与微磁模拟结果相符. 因此, 基于刚性磁涡旋这一简单的解析模型可以合理地计算出磁涡旋翻转过程中局域交换能量密度的分布, 有助于更好地理解磁涡旋极性翻转的能量起源.

参考文献

[1] Kikuchi N, Okamoto S, Kitakami O, Shimada Y, Kim S G, Otani Y, Fukamichi K 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 6548
 [2] Van-Waeyenberge B, Puzic A, Stoll H, Chou K W, Tylliszczak T, Hertel R, Fahnle M, Bruckl H, Rott K, Reiss G, Neudecker I, Weiss D, Back C H, Schutz G 2006 *Nature* **444** 461

- [3] Liu Y W, Gliga S, Hertel R, Schneider C M 2007 *Appl Phys. Lett.* **91** 112501
- [4] Hertel R, Gliga S, Fahnle M, Schneider C M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 117201
- [5] Weigand M, Van-Waeyenberge B, Vansteenkiste A, Curcic M, Sackmann V, Stoll H, Tyliczszak T, Kaznatcheev K, Bertwistle D, Woltersdorf G, Back C H, Schutz G 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 077201
- [6] Vansteenkiste A, Chou K W, Weigand M, Curcic M, Sackmann V, Stoll H, Tyliczszak T, Woltersdorf G, Back C H, Schutz G, Van-Waeyenberge B 2009 *Nat. Phys.* **5** 332
- [7] Yamada K, Kasai S, Nakatani Y, Kobayashi K, Kohno H, Thiaville A, Ono T 2007 *Nat. Mater.* **6** 270
- [8] Sheka D D, Gaididei Y, Mertens F G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 082509
- [9] Liu Y W, He H, Zhang Z Z 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 242501
- [10] Guslienko K Y, Lee K S, Kim S K 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 027203
- [11] Noske M, Stoll H, Fahnle M, Gangwar A, Woltersdorf G, Slavin A, Weigand M, Dieterle G, Förster J, Back H C, Schütz G 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 173901
- [12] Agramunt-Puig S, Del-Valle N, Navau C, Sanchez A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 012407
- [13] 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
- [14] 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]
- [15] Xiao Q F, Rudge J, Choi B C, Hong Y K, Donohoe G 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 262507
- [16] Lee K S, Guslienko K Y, Lee J Y, Kim S K 2007 *Phys. Rev. B* **76** 174410
- [17] Kim S K, Choi Y S, Lee K S, Guslienko K Y, Jeong D E 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 082506
- [18] Hertel R, Schneider C M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 177202
- [19] Zhang H, Liu Y W 2012 *J. Nanosci. Nanotechnol.* **12** 1063
- [20] Lü G, Cao X C, Qin Y F, Wang L H, Li G H, Gao F, Sun F W, Zhang H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 217501 (in Chinese) [吕刚, 曹学成, 秦羽丰, 王林辉, 厉桂华, 高峰, 孙丰伟, 张红 2015 物理学报 **64** 217501]
- [21] Papanicolaou N, Zakrzewski W J 1995 *Physica D* **80** 225
- [22] Guslienko K Y, Novosad V, Otani Y, Shima Y, Fukamichi K 2001 *Phys. Rev. B* **65** 024414
- [23] Jubert P O, Allenspach R 2004 *Phys. Rev. B* **70** 144402
- [24] Lee K S, Choi Y S, Kim S K 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 192502

Local energy of magnetic vortex core reversal*

Lü Gang Cao Xue-Cheng Zhang Hong[†] Qin Yu-Feng Wang Lin-Hui
Li Gui-Hua Gao Feng Sun Feng-Wei

(Information Science and Engineering School, Shandong Agricultural University, Tai'an 271018, China)

(Received 14 June 2016; revised manuscript received 31 July 2016)

Abstract

The polarity of magnetic vortex core can be switched by current or magnetic field through a vortex-antivortex pair creation and annihilation process, in which the significant change of the exchange energy during the switching takes an important role. To further unveil the energetic origin of magnetic vortex switching, we investigate the evolution of the maximum exchange energy density of the sample by using micromagnetic finite-element simulations based on the Landau-Lifshitz-Gilbert equation including the adiabatic and the nonadiabatic spin torque terms. Our micromagnetic calculations indicate that maximum exchange energy density for the considered sample must exceed a critical value of $\sim 3.0 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ in order to achieve the magnetic vortex switching. The threshold value corresponds to the maximum exchange energy density at the time of creation of new vortex-antivortex pair. Following the nucleation of antivortex, the maximum exchange energy density increases rapidly with the antivortex approaching the original vortex. The maximum exchange energy density can become large at the time of annihilation of two vortices. To explain well the critical value of the local maximum exchange energy density, we use the rigid vortex model (in which the spin distribution is unchangeable while vortex is displaced) to develop an analytical model. For a magnetic vortex confined in a thin ferromagnetic nanodisk, the magnetization distribution is unchanged along the thickness and can be seen as a two-dimensional model when the thickness is less than or on the order of the exchange length. The components of vortex magnetization vector in a ferromagnetic dot can be expressed by using a complex function $w(\zeta, \bar{\zeta})$. Corresponding to the trivortex state appearing in vortex core reversal process, the local exchange energy density W_{ex} around the vortices cores is obtained. Simultaneously, we obtain the maximum exchange energy density: $W_{\text{ex}} \approx 2.3 \times 10^6 \text{ J/m}^3$. In a realistic system, the shape of vortices will deform during the vortex core reversal, which leads to the analytical result lower than the simulation value. Based on this reason, the analytical result matches well with our simulation value.

Keywords: micromagnetic simulation, magnetic vortex, spin-transfer torque

PACS: 75.78.Cd, 75.70.Kw, 85.75.-d

DOI: 10.7498/aps.65.217503

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51302157).

† Corresponding author. E-mail: zhanghong@sdau.edu.cn