

## 利用扫描透射X射线显微镜观测磁涡旋结构\*

孙璐<sup>1)</sup> 火炎<sup>1)</sup> 周超<sup>1)</sup> 梁建辉<sup>1)</sup> 张祥志<sup>2)</sup> 许子健<sup>2)</sup>  
王勇<sup>2)</sup> 吴义政<sup>1)†</sup>

1)(复旦大学物理系, 上海 200433)

2)(中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201204)

(2015年4月15日收到; 2015年6月5日收到修改稿)

利用上海光源软X射线谱学显微光束线站(STXM)并结合X射线的磁圆二色效应, 对方形、圆形和三角形的Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>薄膜微结构中的磁涡旋结构进行了定量实验观测, 并利用同步辐射光源的元素分辨特性, 分别在Fe和Ni的L<sub>3</sub>吸收边对涡旋磁结构进行了观测. 我们还对磁涡旋中磁矩的分布进行了定量分析, 发现实验结果与微磁学模拟结果完全符合.

**关键词:** 磁涡旋, 磁圆二色性, 同步辐射, 微磁学模拟

**PACS:** 75.70.Kw, 68.37.Yz, 75.40.Mg

**DOI:** 10.7498/aps.64.197502

## 1 引言

磁存储器件如硬盘的应用主要基于其磁畴结构, 而提高磁存储介质的密度和稳定性是当今信息存储技术面临的一个挑战. 随着磁存储介质的面密度不断提高, 介质中的磁性晶粒产生“超顺磁效应”<sup>[1,2]</sup>而变得不再稳定, 克服其影响的一种有效手段就是用图形化的磁存储介质来代替传统的连续膜介质<sup>[3,4]</sup>. 此外, 纳米磁性材料尺寸的减小会使其具有宏观尺度下所不具备的量子效应<sup>[5-7]</sup>, 从而呈现出丰富的物理现象.

使用软磁多晶材料(Co, Ni, Fe或Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>)制作的具有几何对称性的圆盘形<sup>[7]</sup>、正方形<sup>[8]</sup>、三角形<sup>[9]</sup>等亚微米磁性微结构中, 通常会形成一种特殊的磁畴结构——磁涡旋(magnetic vortex). 这种结构的形成源于体系中静磁能和交换相互作用能之间的竞争作用. 磁性微结构中, 磁化强度沿着膜面呈涡旋状闭合排列以降低体系的静磁能; 而在磁性微结构中心非常小的区域内, 交换相互作用能驱使磁化强度方向指向面外, 形成磁涡旋核(magnetic

vortex core). 磁涡旋结构通常可以用两个参量来描述——磁涡旋的手性和极化方向<sup>[10]</sup>, 两者排列组合会形成四种不同的剩磁态(图1). 如果用磁涡旋作为磁信息存储单元, 那么一个磁涡旋就可以同时存储两个比特的信息<sup>[11]</sup>, 因此它极有潜力成为下一代磁随机存储器(MRAM)的基本存储单元. 此外, 磁涡旋还具有丰富的动力学行为, 通过施加交流磁场可以驱使磁涡旋核发生环绕圆盘中心的进动<sup>[12]</sup>, 而当进动速度达到一定临界值时, 磁涡旋核会发生翻转<sup>[13]</sup>. 这种磁涡旋核的动力学翻转需要很小的交流磁场, 并且其翻转时间尺度在皮秒量级, 这为控制磁涡旋的翻转提供了一条新的途径. 另外, 磁涡旋的进动及其动力学翻转行为也可以利用自旋极化电流产生的自旋转移力矩<sup>[14]</sup>来进行定点调控<sup>[15-17]</sup>, 这非常适用于磁存储器件的读写操作. 近年来, 人们发现在具有强自旋轨道耦合的体系中, 存在由Dzyaloshinskii-Moriya相互作用引起的手性磁结构<sup>[18,19]</sup>. 通过在磁涡旋结构中引入DMI效应, 可以调控磁涡旋旋转的手性<sup>[20]</sup>、磁涡旋核<sup>[21]</sup>的大小以及磁涡旋动力学行为<sup>[22,23]</sup>, 为基于

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2015CB921401)和国家自然科学基金(批准号: 11474066)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wuyizheng@fudan.edu.cn

磁涡旋的存储器件提供了新的思路.

磁畴结构的定量测量, 对图形化磁存储器件的研究十分重要. 磁涡旋作为一种稳定的磁结构, 在理论上很早就被提出. 但是由于磁涡旋核的尺寸小于 20 nm, 直到 2001 年 Shinjo 等才利用磁力显微镜 (MFM) 观察到  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  纳米盘中的磁涡旋核结构 [7], 在实验上首次验证磁涡旋结构. 随后, Wachowiak 等利用分辨率更高的自旋极化扫描隧道显微镜 (SP-STM) 进一步观察到了磁涡旋核的内部结构 [10]. 然而, 这些测量都只能观察到样品不同磁畴的边界, 而无法对样品每一点的磁矩矢量分布进行定量研究. 近年来, 随着第三代同步辐射装置的发展, 同步辐射 X 射线显微技术得到了越来越广泛的应用, 其中包括扫描透射 X 射线显微镜 (scanning transmission X-ray microscopy, STXM) 和光电子激发显微镜 (photoemission electron microscopy, PEEM) 等 [24]. 这些测量手段不仅能够获得具有空间高分辨率的磁学显微图像, 而且具有元素分辨能力. 目前, 国际上利用 STXM 和 PEEM 对于磁涡旋的精细磁结构和自旋动力学行为展开了大量的研究, 但是对不同形状的磁涡旋中面内磁矩分布的定量研究则相对较少. 上海同步辐射装置 (SSRF) 是目前我国唯一的第三代同步辐射装置, 其软 X 射线谱学显微光束线站就是利用了 STXM 实验技术. 结合 X 射线的磁圆二色效应, 我们在国内首次利用 SSRF 的 STXM 在 Fe 和 Ni 的  $L_3$  吸收边分别观察到了不同形状、不同尺寸  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  亚微米磁性结构中的磁涡旋结构, 对测量到的涡旋磁畴结构进行了定量分析, 并与微磁学模拟计算进行比较, 结果表明, STXM 实验能够精确、定量地研究磁涡旋结构的磁矩分布特征.

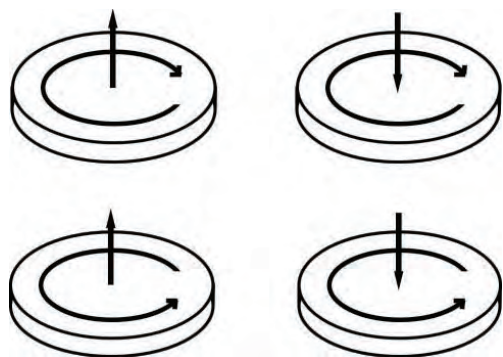


图 1 磁涡旋的四种稳定状态

Fig. 1. The four configurations of the vortex states in micromagnetic disks.

## 2 实验

### 2.1 样品制备

样品基底采用厚度为 100 nm 的低应力氮化硅视窗, 视窗周边有 200  $\mu\text{m}$  厚的硅载体. 首先在基底表面涂覆一层光刻胶, 用电子束曝光将不同尺寸的圆形、方形、三角形微结构转移到光刻胶上. 显影后, 这些微结构所在位置的光刻胶被洗掉, 露出基底. 然后利用电子束蒸发在低温下生长厚度为 50 nm 的  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  薄膜, 最后用有机溶剂去除电子束光刻胶. 由于光刻胶溶解于有机溶剂, 因此光刻胶上的  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  薄膜被剥离, 而生长在基底上的  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  薄膜则保留下来, 即为制成的磁性微结构. 我们分别制作了尺寸为 5  $\mu\text{m}$ , 2  $\mu\text{m}$  和 1  $\mu\text{m}$  的圆形、方形以及三角形磁性微结构. 每一种形状的磁性微结构以阵列的形式排列, 间距为图形尺寸的两倍, 因此它们之间的磁偶极相互作用可以忽略. 样品在测量之前经过旋转退磁使其达到能量最低态.

### 2.2 实验原理与装置

磁性材料在费米面附近自旋向上和向下的电子态密度不同, 受跃迁选择定则的限制, 对左旋和右旋偏振的 X 射线吸收强度不同, 即磁圆二色效应 [25]. 该效应的强弱与受测点磁矩在 X 射线传播方向的投影成正比. 因此, 对样品上的每一点, 分别探测它对左旋光和右旋光的吸收强度, 即可获得该点的磁矩  $M$ .

本次实验在上海同步辐射装置 (SSRF) 软 X 射线谱学显微光束线站进行, 扫描透射 X 射线显微镜的空间分辨率受波带片的限制, 约为 30 nm [26]. 实验装置如图 2 所示, X 射线经由变包含角平面光栅单色器单色化后, 通过狭缝, 然后由波带片聚焦, 通过级选光阑后照射到样品上. 经样品透射后的 X 射线强度由探测器进行测量; 电机控制样品在焦平面上进行二维平移, 对样品进行逐点成像. 样品面 (红色平面) 与焦平面 (蓝色平面) 夹角为  $20^\circ$ , 样品上各点的磁矩  $M$  (橙色实线箭头) 在 X 射线传播方向的投影为  $M\sin 20^\circ$  (红色虚线箭头). 原则上, 夹角越大, 磁矩的面内分量信号更清晰, 但是由于实验条件限制, 能够达到的最大倾角只有  $20^\circ$ . 实验中, 通过改变 X 射线的偏振方向, 分别用右旋光和左旋光对样品进行扫描透射成像, 从两次得到的透射显

微图像中去除样品形貌信息, 得到样品的磁学显微图像.

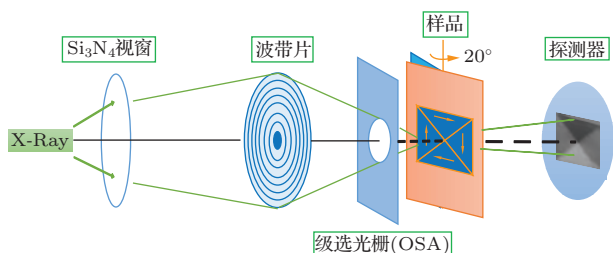


图2 (网刊彩色) STXM 实验示意图: X 射线经波带片聚焦后通过级选光栅, 将一级衍射光斑聚焦在样品上, 样品后方为探测器. 样品 (红色平面) 旋转  $20^\circ$  后, 各点的磁矩 (红色实心箭头) 在 X 射线传播方向的分量 (红色虚线箭头) 吸收 X 射线发生磁圆二色效应

Fig. 2. (color online) Schematic figure of the experimental setup. The income X-ray beam is focused on the specimen, and the transmitting X-ray intensity at each point is detected by CCD detector. The specimen is rotated by  $20^\circ$  in order to measure the in-plane magnetization components.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 微结构中磁涡旋结构的观测

图3给出了三种不同形状  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  磁性微结构在 Fe 元素  $L_3$  吸收边 ( $E = 700.2 \text{ eV}$ ) 的 STXM 成像结果, 可以看到三种颜色的磁畴, 分别对应着磁矩平行 (深灰色)、反平行 (白色) 或垂直 (浅灰色) 于入射 X 射线的三个方向. 由于入射的 X 射线为右旋偏振光, 因此面内水平向右的磁矩对 X 射线的吸收最强, 图像最暗; 反之水平向左的磁畴图像最亮.

从图3可以看出, 三种磁性微结构中的磁矩分布都呈现磁涡旋态. 圆盘的图像灰度值 (即磁矩) 沿着径向和环向光滑地变化 (图3(a)); 在正方形中可以清晰地观察到四个三角形磁畴, 磁畴之间的畴壁沿对角线方向 (图3(b)); 在三角形中可以观察到两个亮暗对比的磁畴, 磁畴之间的畴壁分别沿  $30^\circ$  和  $150^\circ$  方向 (图3(c)). 由于磁涡旋核的尺寸约为  $10\text{--}20 \text{ nm}$ , 而 STXM 的分辨率为  $30 \text{ nm}$ , 因此在实验中无法直接观测到磁涡旋核. 对于每一种形状的磁性微结构, 图中展示的两个相邻磁涡旋结构具有相反的手性. 而对大量磁涡旋的观测表明, 涡旋的手性是随机分布的, 这是因为在不考虑相邻磁涡旋之间的偶极相互作用时, 两种涡旋具有的能量相同.

由于 X 射线吸收谱具有元素分辨能力, 因此对于  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  的样品, 既可以对 Fe 元素成像, 也可以对 Ni 元素成像. 为比较两种元素的成像效果, 我们选定 X 射线能量分别位于 Ni 的  $L_3$  吸收边 ( $E = 842 \text{ eV}$ ) 和 Fe 的  $L_3$  吸收边 ( $E = 700.2 \text{ eV}$ ) 时, 对同一组正方形磁性微结构进行 STXM 成像 (图4). 结果表明: X 射线能量位于 Fe 的  $L_3$  吸收边时, 成像衬度更大.

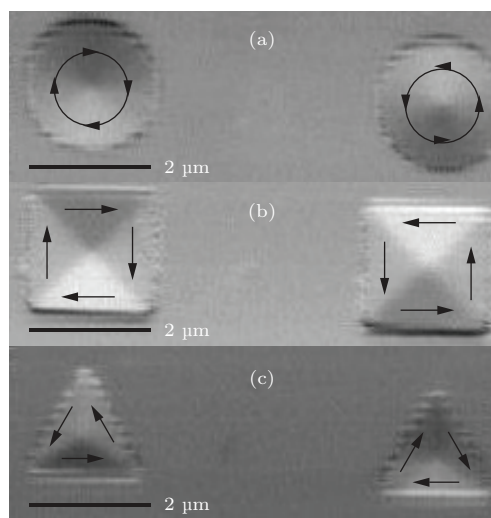


图3 (a)圆、(b)方、(c)三角磁性微结构的 STXM 磁学显微图像 (磁矩的分布均呈现磁涡旋态, 如黑色箭头所示). (图中展示的两个磁涡旋具有相反的手性)

Fig. 3. Magnetic vortex in Permalloy (a) disk, (b) square and (c) triangle elements. The black arrows indicate the direction of local magnetization. The neighbouring vortices in the figures show the opposite chirality (clockwise or anticlockwise).

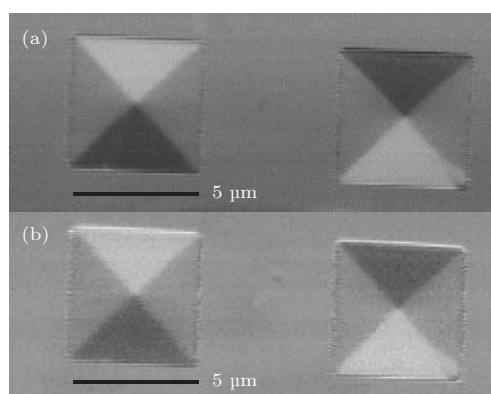


图4  $5 \mu\text{m}$  正方形结构在 (a) Fe, (b) Ni 的  $L_3$  吸收边的 STXM 磁学显微图像 (在 Fe 的  $L_3$  吸收边获得的图像衬度更大)

Fig. 4. Vortex domain pattern of two  $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  Permalloy squares taken at (a) Fe, (b) Ni  $L_3$  absorption edge. The contrast of STXM image is greater at Fe  $L_3$  edge.



### 3.2 定量讨论与分析

为精确定量研究磁涡旋结构内部的磁矩分布特性,我们对STXM图像做进一步分析.由于磁性微结构上各点对X射线的吸收强度正比于该点处磁矩  $M$  在面内水平方向上的投影  $M_x$ ,我们可以通过定量研究X射线吸收强度的分布来获得磁矩的分布.以三种磁性微结构的几何中心为原点建立极坐标系(图5(a)—(c)),选取半径为  $r = 0.3a$ (圆形、方形)或  $r = 0.15a$ (三角形)的圆周( $a$ 为磁性微结构的最大半径),绘制出圆周上每一点处X射线的吸收强度沿面内角  $\theta$  的变化情况(图5(g)—(i)的红色线).

从图5(g)中看出,在圆盘形磁性微结构中,  $\theta = 0^\circ$  时  $M_x$  几乎为零,磁矩指向面内垂直方向;随着  $\theta$  的增大,图像亮度逐渐降低,  $M_x$  从零值向负值逐渐减小,至  $\theta = 90^\circ$  时图像最暗,  $M_x$  达到最小值,此时磁矩方向水平向右;随后图像亮度逐渐增大,  $M_x$  的值从最小值逐渐增大,至  $\theta = 180^\circ$  时  $M_x$  再次达到零值,此时磁矩方向已经转动了  $180^\circ$  并指向与  $\theta = 0^\circ$  时相反的垂直方向.继续增大  $\theta$  角,  $M_x$  从零值变为正值,至  $\theta = 270^\circ$  时  $M_x$  达到最大值,此时磁矩方向水平向左;随后  $M_x$  的值再次逐渐减小,至  $\theta = 360^\circ$  时达到零值,磁矩重新回到与  $\theta = 0^\circ$  时相同的垂直方向.这表明磁矩方向呈涡旋状闭合排列分布,与磁涡旋态相符.

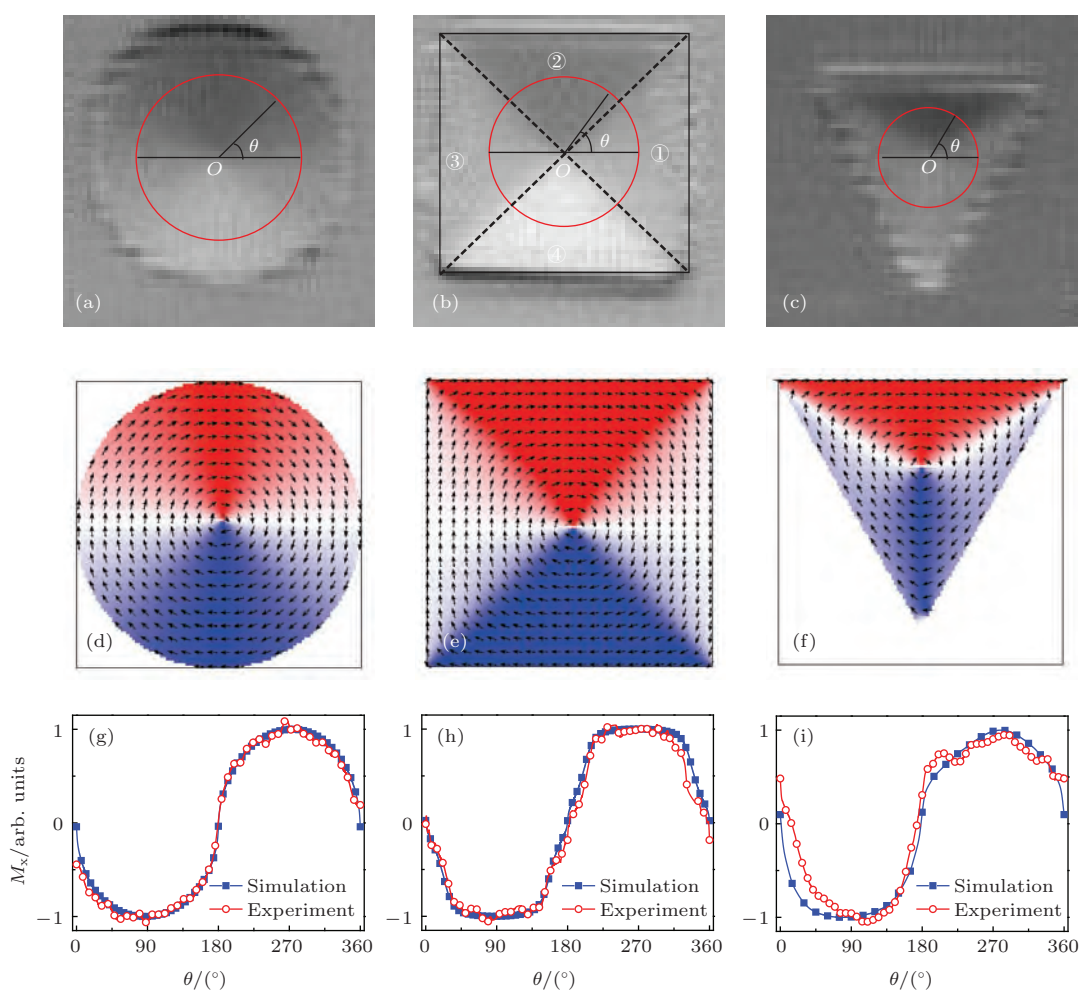


图5 (网刊彩色) 三种形状的磁性结构实验测量与模拟计算结果的定量分析 (a), (b), (c) 分别为在圆、方、三角磁性微结构中的STXM显微图像, 每种图形的尺度为  $2\ \mu\text{m}$ ; (d), (e), (f) 为微磁学模拟三种结构中的磁畴分布; (g), (h), (i) 中, 红点表示在(a), (b), (c) 中红色轮廓线上每一点的水平磁化强度; 蓝点表示在(d), (e), (f) 中相应位置轮廓线上每一点的水平磁化强度

Fig. 5. (color online) Comparison between experimental and simulated vortex magnetization: (a), (b), (c) STXM images of magnetic vortex state for permalloy circle, square and triangle geometries; (d), (e), (f) micromagnetic simulations of the magnetic vortex state for circular, square and triangle geometries. The color and the arrows in (d)–(f) indicate the direction of the in-plane magnetization component; (g), (h), (i) profiles along the red circular in (a), (b), (c) (red hollow circle) and (d), (e), (f) (blue solid square dots).

在正方形磁性微结构中(图5(b))可以清晰地观察到四个磁畴. 磁矩的定量变化如图5(h)红色线所示. 在磁畴1区域,  $M_x$  从  $\theta = 0^\circ$  时的零值向负值逐渐减小, 经  $\theta = 45^\circ$  后进入磁畴2区域, 此时  $M_x$  接近或达到最小值, 磁矩方向水平向右, 直至  $\theta = 135^\circ$ ; 当  $135^\circ < \theta < 225^\circ$  时, 磁畴3区域中  $M_x$  从负值连续变化到正值, 表明磁矩水平方向的分量转过  $180^\circ$ ; 在  $\theta = 225^\circ$  之后进入磁畴4区域,  $M_x$  接近或达到最大值, 磁矩方向水平向左.

在三角形磁性微结构中(图5(i)),  $M$  从  $\theta = 0^\circ$  开始逐渐减小, 经  $\theta = 30^\circ$  后进入磁畴2区域, 此时  $M_x$  接近或达到最小值, 磁矩方向水平向右; 当  $\theta > 225^\circ$  后进入磁畴3区域, 此时磁矩连续变化至反方向, 在  $\theta = 270^\circ$  时到达反方向最大值, 磁矩水平向左, 之后又回到磁畴1区域,  $M_x$  逐渐减小. 在  $180^\circ < \theta < 360^\circ$  之间, 磁矩的分布关于  $\theta = 270^\circ$  对称. 表明在磁性微结构中存在三个顶角为  $120^\circ$  的等边三角形磁畴, 畴壁分别沿着  $30^\circ$ ,  $150^\circ$  和  $270^\circ$  方向.

为进一步定量分析三种图形的磁结构, 我们用微磁学方法<sup>[27]</sup>在OOMMF软件中对三种磁性微结构中的磁矩分布进行模拟计算, 并与实验测量结果进行比较. 微磁学模拟基于在有效场作用下的Laudau-Lifshitz-Gilbert<sup>[28]</sup>方程:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma(M \times H_{\text{eff}}) + \alpha \left( M \times \frac{dM}{dt} \right),$$

其中  $t$  为时间、 $\gamma$  为旋磁比、 $\alpha$  为阻尼系数、 $H_{\text{eff}}$  为有效场: 包含退磁场和交换相互作用场; 由于多晶  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  是软磁材料, 因此模拟过程中可以忽略磁晶各向异性场的影响. 基于磁性材料中磁矩连续变化的特点, 在材料的交换长度之内可以认为原子磁矩一致排列, 且在有效场的作用下发生一致转动.  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  的交换长度由下式给出:

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{2A/(\mu_0 M_s^2)} \approx 5 \text{ nm},$$

其中交换相互作用常数  $A = 1.3 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ , 饱和磁化强度  $M_s = 8 \times 10^5 \text{ kA/m}$ ,  $\mu_0$  为真空磁导率. 因此我们在微磁学模拟中将磁性微结构划分成  $5 \text{ nm}$  的单元, 用这些小单元来代替原子磁矩. 通过求解Laudau-Lifshitz-Gilbert方程在每个单元磁矩上的稳定解, 可以得到稳态下的磁矩分布. 图5(d)–(f)显示了模拟计算得到的三种形状的磁性微结构中稳定态的磁矩分布, 皆为涡旋闭合的形式, 与实验结果相符合.

对于模拟计算得出的圆、方、三角形磁性微结构, 同样选取半径为  $r = 0.3a$ (圆形、正方形)或

$r = 0.15a$ (三角形)的圆周, 将圆周上计算得到的磁矩分布(图5(h), (i)蓝色线)与实验结果进行对比, 可以看到, 测量结果与模拟结果几乎重合, 这表明我们通过STXM定量测出了三种形状磁涡旋中的磁矩分布特性. 在测量数据中, 可以看到轮廓线上一些点数值与模拟数据相比出现了小幅度的振荡, 该测量噪音主要来源于扫描电机移动时产生的误差, 导致靠近磁性微结构边缘时存在较大的振荡噪音, 尤其体现在三角形微结构的测量中. 这是因为在测量过程中步进电机是沿着  $X$  方向进行扫描, 因而导致三角形的左右两边出现锯齿状, 增大了边缘的噪音. 图5(i)中三角形结构中磁矩分布实验曲线和理论曲线的差距, 可能就是来源于这一边缘的测量噪音.

我们还利用磁力显微镜(MFM)对圆、方、三角磁性微结构进行了测量, 如图6所示. 显然, MFM图像和图5中磁矩的矢量分布完全不同, 因此不能对磁结构的磁矩分布进行定量测量. 众所周知, MFM测量中, 面外磁化的磁性针尖只能响应到磁畴边界处的漏磁场产生的偶极相互作用力, 而对面内磁矩本身并没有响应. 圆形磁性微结构中面内磁矩沿圆弧方向连续变化, 不存在磁畴的边界, 因此MFM图像中不存在对比度. 方形和三角形结构中, MFM图像存在明显的信号, 并在畴壁两边存在相反的信号, 这是由于磁畴边界附近的漏磁场在畴壁两边方向相反. 受到MFM分辨率的限制, 我们在三种磁结构中都没有观测到磁涡旋核.

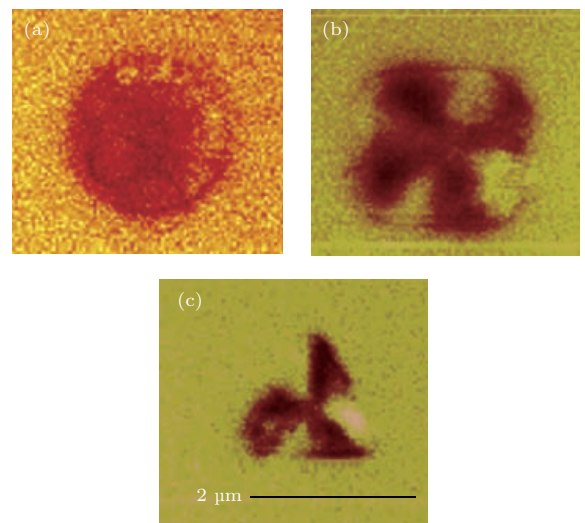


图6 (网刊彩色) (a) 圆形、(b) 方形、(c) 三角形磁性微结构中的MFM图像

Fig. 6. (color online) MFM images in Permalloy (a) disk, (b) square and (c) triangle elements.

## 4 结 论

本文利用扫描透射X射线显微成像,在Fe和Ni的 $L_3$ 吸收边分别定量观测了不同尺寸和形状的磁性微结构中存在的磁涡旋结构,发现在Fe的 $L_3$ 吸收边的磁性显微图像衬度更高.对实验结果和模拟结果的分析对比表明,该实验对方形、圆形和三角形微结构中的磁涡旋结构进行了定量的磁学显微成像.我们的测量结果表明,利用STXM进行磁畴成像是进行微磁学研究的一个十分有效的手段.同时我们的实验结果也表明,上海同步辐射装置的软X射线谱学显微光束线站可以用于定量测量磁性微结构中的磁畴结构.

## 参考文献

- [1] Eisenmenger J Schuller I K 2003 *Nat. Mater.* **2** 437
- [2] Skumryev V, Stoyanoc S, Zhang Y, Hadjipanayis G, Givord D, Moguez J 2003 *Nature* **423** 850
- [3] Weller D, Doerner M F 2000 *Annu. Rev. Mater. Sci.* **30** 611
- [4] Terris B D, Thomson T 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** R199
- [5] Castano F J, Hao Y, Hwang M, Ross C A, Vogeli B, Smith H I, Haratani S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 1504
- [6] Demokritov S O, Hillebrands B, Slavin A N 2001 *Phys. Rep.* **348** 441
- [7] Shinjo T, Okuno T, Hassdorf R, Shigeto K, One T 2000 *Science* **289** 930
- [8] Chou S Y 1997 *Proc IEEE* **85** 652
- [9] Onomura A 1987 *Rev Mod Phys* **59** 639
- [10] Wachowiak A, Wiebe J, Bode M, Pietzsch O, Morgenstern M, Wiesendanger R 2002 *Science* **298** 577
- [11] Pulwey R, Rahm M, Biberger J, Weiss D 2001 *IEEE Trans. Magn* **37** 2076
- [12] Choe S B 2004 *Science* **304** 420
- [13] Guslienko K Y, Lee K S, Kim S K 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 027203
- [14] Shibata J, Nakatani Y, Tatara G, Kohno H, Otani Y 2006 *Phys. Rev. B* **73** 020403
- [15] Yamada K, Kasai S, Nakatani Y, Kobayashi K, Kohno H, Thiaville A, Ono T 2007 *Nat. Mater.* **6** 269
- [16] Bolte M, Meier G, Kruger B, Drews A, Elsel R, Bocklage L, Bohlens S Tylliszczak T, Vansteenkiste A, Van Waeyenberge B Chou K W, Puzic A, Stoll H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 176601
- [17] Yamada K, Kasai S, Nakatani Y, Kobayashi K, Ono T 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 152502
- [18] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [19] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603
- [20] Im M Y, Fischer P, Yamada K, Sato T, Kasai S, Nakatani Y, Ono T 2012 *Nat. Commun.* **3** 983
- [21] Butenko A B, Leonov A A, Bogdanov A N, Rössler U K 2009 *Phys. Rev. B* **80** 134410
- [22] Rohart S, Thiaville A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184422
- [23] Luo Y M, Zhou C, Won C, Wu Y Z 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 163916
- [24] Wu Y Z 2010 *Physics* **39** 406 (in Chinese) [吴义政 2010 物理 **39** 406]
- [25] Smith N V, Chen C T, Sette F, Mattheiss L F 1992 *Phys. Rev. B* **46** 1023
- [26] Zhang X Z, Xu Z J, Zhen X J, Wang Y, Guo Z, Yan R, Chang R, Zhou R R, Tai R Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4535 (in Chinese) [张祥志, 许子健, 甄香君, 王勇, 郭智, 严睿, 常睿, 周冉冉, 邵仁忠 2010 物理学报 **59** 4535]
- [27] Brown J, William Fuller 1963 *Micromagnetics* (New York Interscience Publishers)
- [28] Landau L D, Lifshitz E M 1935 *Phys. Z. Sowjetunion* **8** 153

# Scanning transmission X-ray microscope observation and quantitative study of magnetic vortex structure\*

Sun Lu<sup>1)</sup> Huo Yan<sup>1)</sup> Zhou Chao<sup>1)</sup> Liang Jian-Hui<sup>1)</sup> Zhang Xiang-Zhi<sup>2)</sup>  
 Xu Zi-Jian<sup>2)</sup> Wang Yong<sup>2)</sup> Wu Yi-Zheng<sup>1)†</sup>

1) (Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

2) (Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201204, China)

( Received 15 April 2015; revised manuscript received 5 June 2015 )

## Abstract

Magnetic recording has now played an important role in the development of non-volatile information storage technologies, so it becomes essential to quantitatively understand the magnetization distribution in magnetic microstructures. In ferromagnetic disks, squares and triangles with submicron sizes, it is energetically favorable for the magnetization to form a closed in-plane vortex and a perpendicular vortex core at the center. This vortex magnetic structure is a new candidate for future magnetic memory device because both the vortex chirality and the core polarity can be manipulated by applying an external magnetic field or a spin-polarized current. Further development of vortex-based memory devices requires quantitative measurement of vortex domain structures, which is still lacking.

In this paper, magnetization configuration in a vortex structure has been quantitatively studied by scanning transmission X-ray microscope (STXM) utilizing X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) effect in Shanghai Synchrotron Radiation Facility. Samples have been fabricated on the 100 nm silicon-nitride membranes. The patterns are first transferred to PMMA photoresist using e-beam lithography, then a 50 nm thick Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> film is deposited by e-beam evaporation. Magnetic vortex configurations are characterized with the X-ray energy at Fe L<sub>3</sub> absorption edge and Ni L<sub>3</sub> absorption edge, respectively. The image taken at Fe edge shows greater contrast than that at Ni edge. Experimental results indicate that the magnetic vortex state remains stable in permalloy circle, square and triangle structures with diameters from 2 to 5 μm. The STXM images indicate that the magnetization in circular geometry changes continuously along the concentric circles without clear domain boundaries. In contrast, magnetization in square geometry consists of four distinct domains with clear diagonal domain boundaries. Similarly, three domains can be observed in triangle geometry. In order to quantify the in-plane magnetization configuration in magnetic vortices, we also use micromagnetic simulation to calculate the magnetization distributions of these three geometries. By extracting  $M_x$  along the circular profiles in both experimental and simulated vortex images, we find that the experimental magnetic profiles in the STXM images are consistent with the simulation data quantitatively. These magnetic structures are also studied by magnetic force microscopy (MFM). Since MFM is only sensitive to the dipolar magnetic field around the domain boundary, the MFM images show different configurations from the STXM images.

**Keywords:** magnetic vortex, X-ray magnetic circular dichroism, synchrotron radiation, micromagnetic simulation

**PACS:** 75.70.Kw, 68.37.Yz, 75.40.Mg

**DOI:** 10.7498/aps.64.197502

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2015CB921401) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11474066).

† Corresponding author. E-mail: [wuyizheng@fudan.edu.cn](mailto:wuyizheng@fudan.edu.cn)