

磁畴壁手性和磁斯格明子的拓扑性表征及其调控

徐桂舟 徐展 丁贝 侯志鹏 王文洪 徐锋

Magnetic domain chirality and tuning of skyrmion topology

Xu Gui-Zhou Xu Zhan Ding Bei Hou Zhi-Peng Wang Wen-Hong Xu Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 137508 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180513

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180513>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[磁畴壁手性和磁斯格明子的拓扑性表征及其调控](#)

Magnetic domain chirality and tuning of skyrmion topology

物理学报.2018, 67(13): 137508 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.137508>

[强磁场下 Sm-Fe 薄膜不同晶态组织演化及磁性能调控](#)

Evolutions of different crystalline textures in Sm-Fe film fabricated under high magnetic field and subsequent tuning magnetic properties

物理学报.2018, 67(9): 097501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180212>

[耦合电磁场对石墨烯量子磁振荡的影响](#)

The coupled electromagnetic field effects on quantum magnetic oscillations of graphene

物理学报.2016, 65(2): 027502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.027502>

[基于交换作用的纳磁逻辑电路片上时钟结构研究](#)

On-chip clocking for exchange-interaction-based nanomagnetic logic circuits

物理学报.2014, 63(22): 227503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227503>

[Fe₃O₄ 纳米颗粒/聚二甲基硅氧烷复合材料磁电容效应的研究](#)

Effect of magnetic capacitance in the Fe₃O₄ nanoparticles and polydimethylsiloxane composite material

物理学报.2014, 63(5): 057501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.057501>

专题: 磁斯格明子

磁畴壁手性和磁斯格明子的拓扑性表征及其调控*

徐桂舟¹⁾ 徐展¹⁾ 丁贝²⁾ 侯志鹏²⁾ 王文洪²⁾ 徐锋^{1)†}

1)(南京理工大学材料科学与工程学院, 南京 210094)

2)(中国科学院物理研究所, 磁学国家重点实验室, 北京 100190)

(2018年3月22日收到; 2018年5月17日收到修改稿)

磁性斯格明子由于拓扑的保护性, 具有很高的稳定性和较小的临界驱动电流, 有望应用于未来的赛道存储器件中. 而在中心对称体系, 由于偶极作用各向同性, 磁泡的拓扑性和螺旋度都呈现出多样性的特征. 其中非平庸的磁泡即等同于磁性斯格明子. 我们通过近期实验结果, 结合微磁学模拟的方法, 发现在中心对称体系中磁斯格明子的拓扑性会受到体系垂直各向异性的调控. 另外在加磁场的演变过程中, 会很大程度上依赖于基态畴的畴壁特性. 磁场的倾斜或者一定的面内各向异性也会改变磁斯格明子的形态. 通过对材料的基态磁结构及磁各向异性的调节, 辅助以面内分量的控制, 可以对基态磁畴、进而对磁斯格明子的拓扑性实现调控. 这对磁斯格明子在电流驱动存储器件中的应用具有重要意义.

关键词: 磁斯格明子, 磁畴壁, 微磁学模拟

PACS: 75.75.-c, 75.75.Fk, 75.47.Np

DOI: 10.7498/aps.67.20180513

1 引言

随着现代电子信息技术的高速发展, 人们对磁信息存储器件的存储密度和能耗提出了越来越高的要求, 而器件的持续小型化也带来了诸如顺磁物理极限和大的焦耳热等一系列问题. 最近几年, 在螺旋磁体中发现了一类具有拓扑保护性的新型自旋结构——磁斯格明子(skyrmions)^[1]. 相比于传统的铁磁布洛赫畴壁, 斯格明子具有极低的临界磁畴翻转电流密度($\sim 10^6$ A/m²)、更快的移动速度, 有望应用于新一代磁性存储及自旋转移矩器件^[2-4]. 此外, 由于其特殊的拓扑自旋结构, 磁斯格明子还表现出非零Berry相、拓扑霍尔效应^[5,6]等丰富的物理现象.

目前研究发现的磁性斯格明子体系, 一大类是具有非中心对称结构的螺旋磁体, 如MnSi, FeGe^[7-9]等, 其形成机理是反对称的体Dzyaloshinskii-Moriya相互作用(DMI)与海森伯

直接交换作用之间的竞争. 这类斯格明子尺寸一般较小, 在几纳米到百纳米之间. 界面的DMI也可以形成斯格明子(一般为奈尔型), 通常存在于具有强自旋轨道耦合的多层膜界面中, 如Ir(111)/Fe^[10], Ta/CoFeB^[11]与Pt/Co等^[12]. 另一大类的斯格明子存在于具有垂直各向异性的近二维体系, 来源于磁偶极相互作用与单轴各向异性的相互竞争^[13]. 实际上早在二十世纪六七十年代, 在垂直各向异性的中心对称体系就发现了类似于斯格明子的磁泡结构^[14]. 最早是在六角型Ba铁氧体中发现的, 随后在Co(0001)的单晶薄膜和单晶石榴石以及非晶合金薄膜中有大量研究^[15]. 传统磁泡的尺寸可以在较大范围内变化, 一般在几百纳米到数十微米量级^[15]. 最近新发现的材料体系有层状La-Sr-Mn-O^[16], 六角MnNiGa^[17], Fe₃Sn₂^[18]磁体等. 磁泡的尺寸在100—400 nm. 在具有较高居里温度的MnNiGa和Fe₃Sn₂中, 斯格明子稳定存在的温度区间宽广并跨越室温, 为器件的应用提供了有

* 国家自然科学基金(批准号: 11604148)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xufeng@njust.edu.cn

利条件. 其中将Fe₃Sn₂制备成纳米条带后, 边界的受限能进一步提高斯格明子的温区, 最高达到630 K^[19].

除了材料中天然存在的斯格明子, 也可以通过外部的激发产生并操控斯格明子. 例如通过施加面内或垂直电流的方式, 能够在纳米带中产生单个斯格明子^[3,20,21]. 另外反铁磁性的斯格明子由于在运动中可以避免霍尔效应引起的横向偏移, 也受到了研究者的关注^[22-24]. 本文所关注的是中心对称体系中由于磁偶极相互作用与垂直各向异性竞争形成的斯格明子磁泡体系.

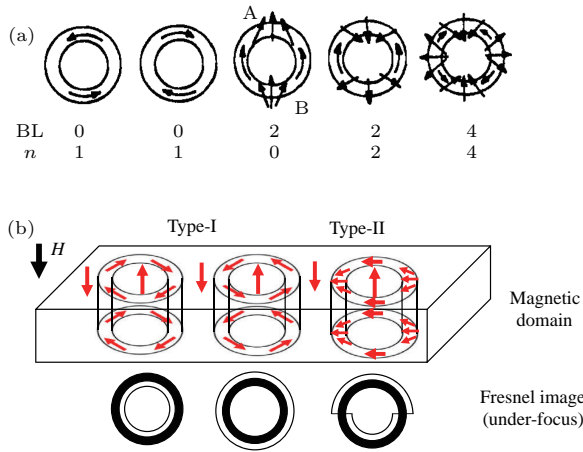


图1 (a) 具有不同数目BL的磁泡结构示意图及相应的卷绕数(拓扑数) n ^[15]; (b) type I型平庸磁泡和type II型非平庸磁泡的定义及相应的洛伦兹电镜示意图像^[27]

Fig. 1. (a) Magnetic bubble with different number of Bloch lines (BL), and their winding number (topological number) n ^[15]; (b) Definition of the nontrivial type I, trivial type II bubble and the sketch of their corresponding LTEM image^[27].

如果利用拓扑数 $n = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{m} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right) dx dy$ (\mathbf{m} 是单位磁矢量) 对磁泡进行分类, 我们发现布洛赫型斯格明子就等效于 $n = 1$ 或 -1 的磁泡. 这类磁泡被称作斯格明子磁泡^[25] 或者手性磁泡, 以区别于那些拓扑数为0的平庸磁泡^[26]. 磁泡的拓扑性实际上可以通过畴壁上布洛赫线 (Bloch line, BL) 的分布以及自旋回转的方式直观地进行判断. 布洛赫线是布洛赫壁中的微磁结构, 其中心点磁化矢量垂直于畴壁, 且贯穿整个畴壁厚度. 由于畴壁内磁化矢量必须保持连续性, 布洛赫线总是成对激发的. 如图1(a)所示, 当BL数为0时, 也就是自旋闭合一圈, 其拓扑数 $n = 1$ 或 -1 . 当BL不为0时, 其拓扑数可以为0或2, 视其

自旋回转方式而定. 在La-Sr-Mn-O^[16] 和六角Mn-NiGa^[17] 中报道了 $n = 2$ 的磁泡, 称为biskyrmion, 其磁矩排布如图1(a)中的右侧第二图所示. 对于 $n \gg 1$ 的磁泡, 由于比较难以被磁场驱动, 称之为硬磁泡. 而在没有面内磁场的情形下, 材料中通常形成的是 $n = 0$ 的平庸磁泡和 $n = 1 (-1)$ 的斯格明子磁泡. 下文将用type I型指代 $n = 1$ 或 -1 的磁泡, type II型指代 $n = 0$ 的平庸磁泡, 如图1(b)^[27].

对于DMI形成的斯格明子, 其拓扑数是固定的, 为 $n = 1$ 或 -1 , 由DMI符号决定. 而对于磁偶极作用与磁各向异性竞争形成的磁泡, 其涡旋度 (vorticity) 和螺旋度 (helicity) 具有较大的自由度和多样性^[13]. 其中涡旋度是畴壁磁矩沿着圆周方向连续变化一周的角度积分, 其定义式为

$$m = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} d\phi(\varphi),$$

其中 φ 为面内极坐标的角度分量, ϕ 为磁化矢量在面内的方位角^[10]. 在磁泡中, 涡旋度与拓扑数相等, 也可以作为磁泡拓扑性的量度. 而螺旋度是面内磁化矢量沿着圆周旋转的方向 (顺时针或逆时针). 在中心对称体系的样品中能够同时观察到 $n = 0, 1, -1$ 的磁泡 (如图2^[28]), 并且旋度随机分布. 在有些体系中还观察到了多螺旋度的情况^[29].

利用磁泡作固态存储器曾经一度是国际磁学界的研究热点^[30]. 但是因为所谓的软磁泡, 也就是 $n = 1$ 的磁泡在外磁场梯度下运动时会产生很多对布洛赫线, 使得运动轨迹产生偏移, 造成了所谓的“硬磁泡危机”. 虽然随后也进行了利用布洛赫线存储的研究, 但是最后都无疾而终. 由于当时主要是利用面内磁场梯度进行磁泡的驱动, 所以会导致硬磁泡的形成. 而现阶段的研究主要是利用电流的自旋转移矩效应来对磁泡或斯格明子进行驱动, 使得这一问题得以避免.

斯格明子拓扑数 n 不等于0而产生的Magnus力可以加快磁畴的运动, 这是其在电流驱动器件中取得优势的根本原因^[31,32]. 所以对于磁泡的存储应用, 对拓扑数和旋度的调控尤为重要. 如前所述, 在磁各向异性的体系通常会存在type I型和type II型的两种布洛赫型磁泡, 并且旋度随机分布. 本文结合近期在MnNiGa^[14] 和Fe₃Sn₂^[15,16] 中的实验事实, 利用微磁学模拟, 研究了材料的交换作用和磁各向异性对这两类磁泡形成的影响. 进一步在基态为条纹畴的情形下, 分析了这两种磁泡

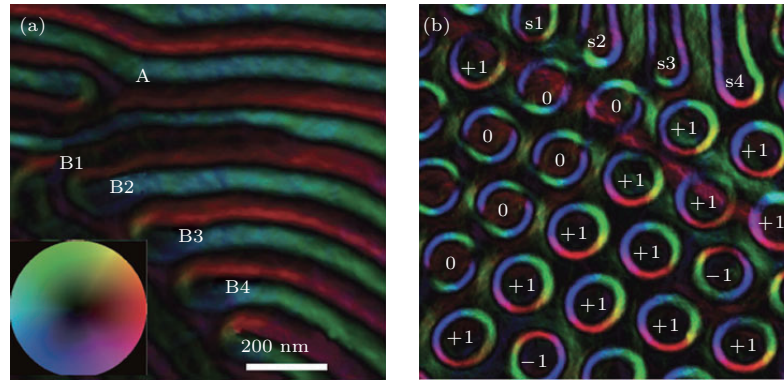


图2 TIE处理的Sc掺杂Ba铁氧体零场(a)和加场(b)情况下的电镜图, (b)中的磁泡具有不同的拓扑性, 并且旋度随机排列 [28]

Fig. 2. The TIE-treated LTEM image for Sc-doped barium ferrite under (a) zero field and (b) a finite magnetic field. In the latter, the bubble exhibit various topology and random helicity [28].

的形成与初始条纹畴壁分布的关联. 我们发现对于畴壁方向一致的条纹畴, 最后倾向于形成type II型的平庸磁泡, 而对于上下交替排列的“手性”畴壁, 在加场过程中形成的始终为type I斯格明子磁泡.

2 样品磁性参数对基态畴和磁斯格明子形成的影响

首先通过微磁学模拟软件OOMMF [33]对中心对称体系磁斯格明子的形成进行了系统的筛选. 磁性参数主要参考了近期发表的Fe₃Sn₂阻挫磁体 [18]. 在Fe₃Sn₂单晶体中, 随着温度的降低, 磁各向异性发生了较大变化: 易轴从面外逐渐转向面内, 与之相对应, 磁畴结构也发生

了较大的转变 [18]. 我们模拟采用的样品尺寸为2000 nm × 2000 nm × 100 nm, 为近二维平面. 初始态设置为随机分布. 其饱和磁矩M_s固定在Fe₃Sn₂的室温实验值5.66 × 10⁵ A/m, 然后通过改变磁晶各向异性常数K_u和交换作用A (其中K_u的方向垂直于样品平面), 考察其磁畴的变化. 考虑交换作用长度l_{ex} = √(2A/μ₀M_s²)在8.3—13 nm之间变化, 本文模拟所采用的网格均为5 nm.

从图3(a)可以看到, 当K_u较大时, 基态会形成布洛赫型的迷宫畴, 当K_u较小时, 磁偶极相互作用最终使其形成面内的涡旋磁畴. 这与Fe₃Sn₂在低温下垂直各向异性变低形成涡旋磁畴的实验现象是一致的 [18]. 另外随着K_u增大、A减小, 畴壁厚度D(= π√(A/K_u))趋于变窄.

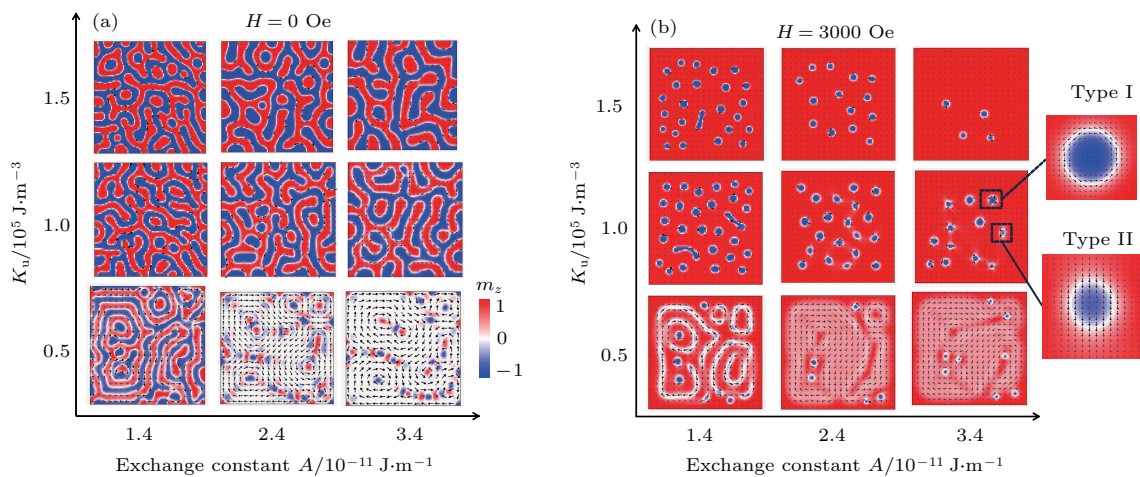


图3 固定磁化强度在5.66 × 10⁵ A/m, 通过改变K_u和A得到的零场(a)和加场(b)下的磁畴分布

Fig. 3. Simulated magnetic domains under different K_u and A values for (a) zero field and (b) a magnetic field of 3000 Oe. M_s is fixed at 5.66 × 10⁵ A/m.

我们考察了每个基态随磁场的变化,发现基态为涡旋的畴在加场后仍然为涡旋结构,只是面外分量有所增加.而对于迷宫畴的样品,在以上的参数条件下,加场后都能够形成磁泡.图3(b)显示的是3000 Oe磁场下的平衡畴结构.其磁泡密度随着参数的变化有所变化.值得注意的是,当 K_u 不太大时,如 $1.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$,会出现type I型和type II型磁泡的共存.而在较大 K_u ($1.5 \times 10^5 \text{ J/m}^3$)下,只有type I型,也即斯格明子磁泡的存在.另外,模拟及实验中都看到 $n = 0$ 的平庸磁泡其湮灭场要小于非平庸磁泡,所以在加更高场的情况下,这类磁泡首先消失,最后只剩下斯格明子磁泡[18].

综上所述可以得到,交换作用强度和磁晶各向异性能够调控磁泡的出现,并且磁泡的拓扑性对磁晶各向异性具有一定的依赖性.在实验上,磁各向异性在某些体系中会随着温度的变化而变化,如上面提到的 Fe_3Sn_2 [18];也可以通过同族非磁元素的替代来进行调节.而交换强度的调控可在保持晶体结构不变的情况下,利用磁性元素间的替代来实现.

最后,我们发现较大的 K_u 有利于拓扑斯格明子的出现,但是 K_u 过大也会导致局部布洛赫线对的出现[34],破坏其拓扑性.

3 条纹畴及其手性

实验中磁泡或斯格明子都是在条纹畴的基础上演化而来.这部分设置了不同条纹畴的初始态,通过迟豫得到不同类型的平衡条纹畴分布.如图4所示,样品尺寸取 $2000 \text{ nm} \times 400 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$,为近纳米带结构.计算网格为 5 nm . M_s 与上述相同,选取的 $K_u = 1.0 \times 10^5 \text{ J/m}^3$,交换作用常数 $A = 1.4 \times 10^{-11} \text{ J/m}$.设置了如下三种条纹畴的初始态:波矢沿 x 轴的螺旋型排列(A),磁矩沿 z 轴正反方向的交替排列(B),以及沿 y 轴正反方向的交替排列(C).其中C态的磁晶各向异性设置为与 z 轴 45° 方向,其余的平行于 z 轴.条纹的周期参考了实验数值[19],设为 400 nm .

通过足够长时间(10 ns)的迟豫,获得了这三种初始状态下的平衡态,如图4(c)所示.可以看到,对于螺旋排列的A种初始态,最终会形成沿 $+y, -y$ 方向交替排列的畴壁;而对于初始态B,最

终的畴壁都会呈现平行排列.对于C种情况,由于较大的面内各向异性,最终形成 180° 交错的近面内畴壁.

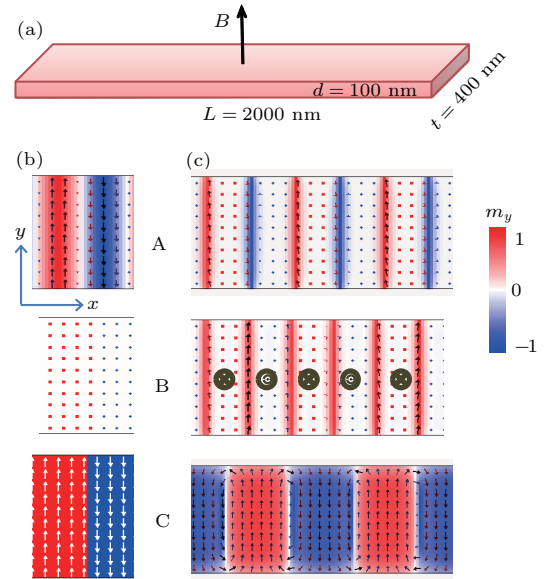


图4 (a)模型尺寸和(b)不同初始条纹畴的设置以及(c)迟豫后的条纹畴基态;对于A型和B型畴,所加 K_u 均为垂直方向;C型的 K_u 加在[011]方向

Fig. 4. (a) Model size, (b) set of initial stripe states and (c) their corresponding equilibrium ground state after relaxation. In case of A and B type initial state, K_u is set in the vertical direction, while it is of [011] direction for C type.

其中A型畴壁的基态,与具有手性DMI的磁性斯格明子体系是类似的[35],称之为有手性的畴壁.而B类的畴壁通常出现在中心对称体系[29].但是由于实际材料中会受到缺陷、位错等的影响,使得畴壁闭合或翻转[27],因此中心对称材料中正反向畴壁可能呈无序分布.而当各向异性处于面内,还有可能形成类似于C中的面内条纹畴.图5为六角 MnNiGa 合金基态条纹畴的洛伦兹电镜像,分别沿两个晶向,其中[001]为材料易轴方向.在图5(a)中沿[001]方向的畴壁呈亮暗/暗亮变化,对应面外畴壁,而图5(c)中沿[201]方向观察的畴壁只有亮暗变化,为 180° 面内大畴[15,36].从这两者的磁矩排列示意图(b)和(d)可以看到,它们分别对应于模拟中的A型和C型.可见随着磁场角度与易轴方向夹角的改变,其畴壁类型可以从图4中的A型向C型转变.对于不同的材料体系,其基态磁畴都会存在差别,而这些不同的条纹畴是否都能形成斯格明子磁泡,这一问题将在下节中阐明.

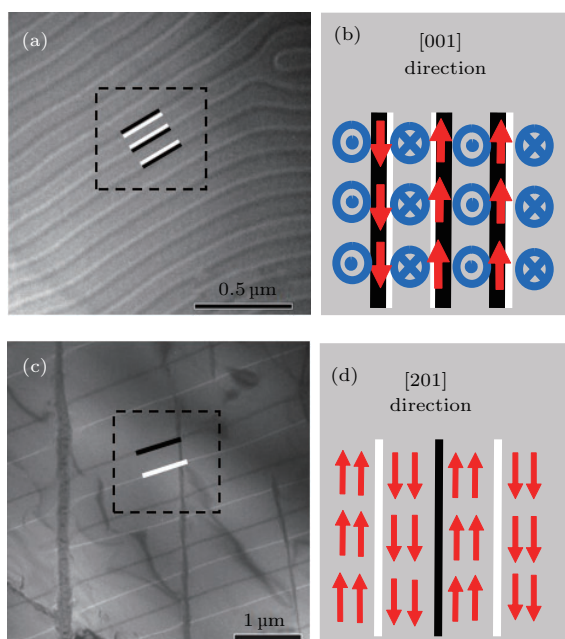


图5 洛伦兹电镜下 MnNiGa 不同晶轴方向上形成的不同类型条纹畴及其对应的畴内和畴壁处的磁矩排列示意图, 晶体易轴为 [001] 方向

Fig. 5. LTEM image of the magnetic stripes formed in different crystal directions of MnNiGa alloy, and the corresponding schematic of their spin arrangements.

4 磁斯格明子的拓扑性及其调控

对图 4 中的基态条纹畴施加磁场, 其形成磁泡的过程如图 6 所示. 对于 A 型的条纹畴, 由于畴壁是正反交替排列的, 在加磁场过程中, 一对正反畴壁正好闭合形成拓扑数为 1 的磁性斯格明子, 并且其手性也与条纹“手性”一致, 都朝向一个方向. 随着磁场增大, 斯格明子尺寸变小, 直至消失.

而对于 B 型的条纹畴, 一对畴壁朝向同一方向, 在闭合过程中就容易产生 type II 型的磁泡. 但是在边界处, 仍会形成 type I 型的拓扑磁泡. 当增加磁场, 发现磁泡都会转变为拓扑型, 但是其手性为随机排列. 这与中心对称体系中磁泡手性随机排列是一致的 [28,29]. 在有些情况下, type II 型的磁泡并不能转化为拓扑型磁泡, 而是直接消失. 转化的发生依赖于体系的具体性质, 例如边界, 各向异性大小等. 对于 C 型的面内条纹畴, 加磁场不能形成磁泡, 只有条纹畴宽窄发生变化, 直至均匀磁化, 这与我们实验中的结果是一致的.

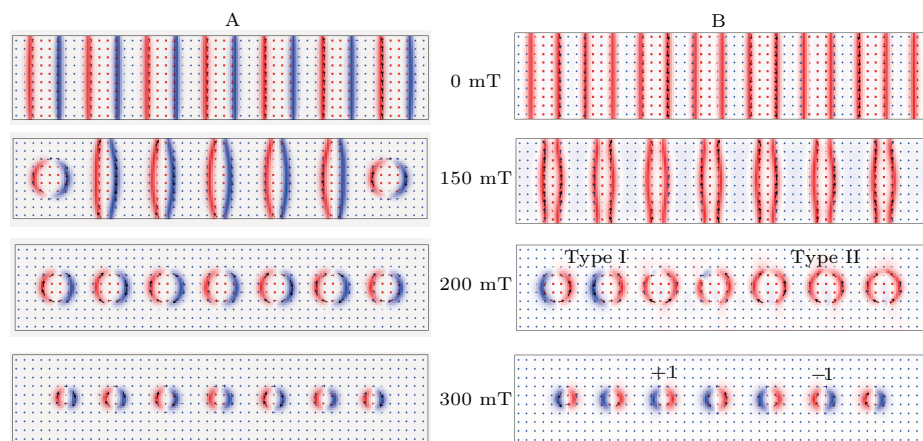


图 6 A 型和 B 型条纹畴在加磁场下生成磁斯格明子的过程

Fig. 6. Evolution of the magnetic skyrmion under magnetic field for A and B type initial state.

另一方面我们还发现, 磁场的倾斜或者一定分量的面内各向异性也会影响斯格明子的拓扑性. 图 7 中模型的尺寸为 $2000 \text{ nm} \times 600 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$, 交换作用常数 $A = 2.4 \times 10^{-11} \text{ J/m}$, 其余与上相同. 可以看到, 面内磁场或各向异性的引入会引起磁泡的形状畸变以及不闭合性. 这在 Fe_3Sn_2 的转角实验中得到了观察和证实 (图 8). 以上磁场或 K_u 的倾斜是朝向垂直于畴壁磁矩排列的方向. 若倾斜方向平行于畴壁磁矩排列方向 (此处均指倾斜量较小的情况), 一般仅会引起磁泡的畸变. 并且面

内分量的引入有时反而会促使图 6 (b) 中的 type II 型磁泡向 type I 型转变, 这在我们的实验中也有验证.

由上述结果可以看出, 基态条纹畴的畴壁性质、磁场或磁各向异性的面内分量会直接影响斯格明子的拓扑性. 有些情况下, 例如样品为纳米带或纳米点时, 边界也会对磁泡形成的动态过程产生影响. 例如在宽的 Fe_3Sn_2 样品中, 往往形成 type II 型的斯格明子. 但是在上面模拟的单链样品中, 由于边界的闭合作用, 最后产生了拓扑态斯格明子 [19].

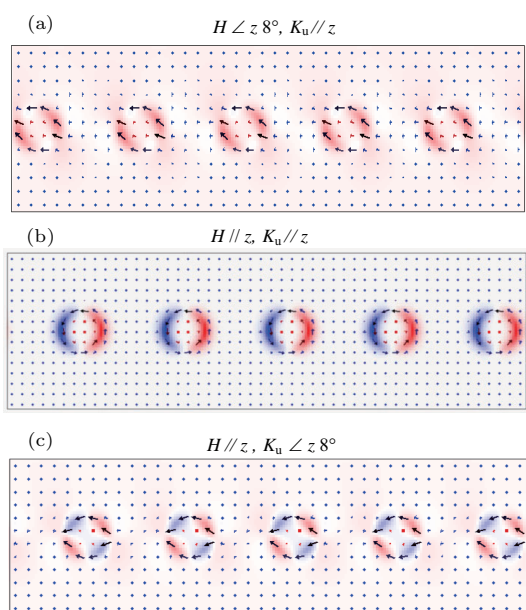


图7 引入面内磁场 (a) 和面内各向异性 (c) 后磁泡相对于垂直各向异性和垂直磁场下 (b) 形态的变化

Fig. 7. Comparison of magnetic bubble morphology in (b) perpendicular magnetic field and anisotropy and in the presence of (a) in-plane magnetic field and (c) in-plane anisotropy.

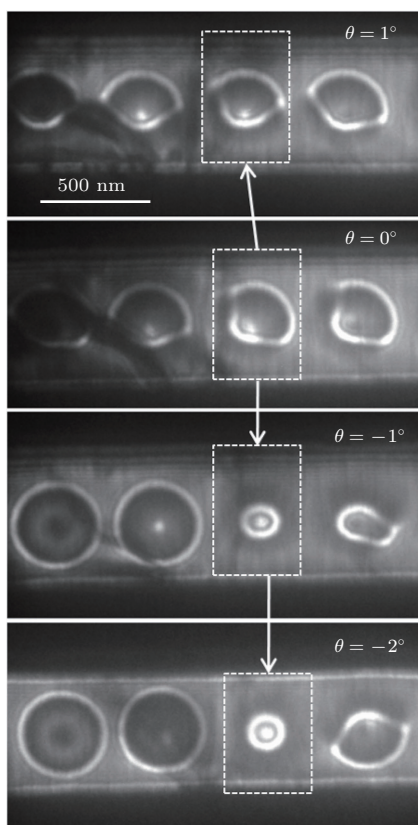


图8 Fe_3Sn_2 纳米带样品中磁斯格明子随角度的变化
Fig. 8. Morphology of magnetic skyrmions under different tilt angle in a Fe_3Sn_2 nanostripe.

5 总 结

利用微磁模拟并结合目前的一些实验结果, 对具有垂直各向异性的中心对称体系中磁泡的形成及其拓扑性进行了系统考察. 首先, 适合的磁各向异性是形成磁泡的必要条件; 其次, 在条纹畴情形下, 加垂直磁场时磁泡的拓扑性很大程度上依赖于基态畴的畴壁特性. 在纳米结构中, 材料的边界也会对磁泡的形成产生影响. 另外磁场的倾斜或者一定的面内各向异性也会改变磁泡的形态. 因此可通过控制磁各向异性、基态磁结构(磁畴)、磁场角度以及样品边界等对磁泡的拓扑性进行有效调控, 以满足不同实用条件下对斯格明子性能的要求.

参考文献

- [1] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
- [2] Yu X Z, Kanazawa N, Zhang W Z, Nagai T, Hara T, Kimoto K, Matsui Y, Onose Y, Tokura Y 2012 *Nat. Commun.* **3** 988
- [3] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 839
- [4] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152
- [5] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
- [6] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201
- [7] Münzer W, Neubauer A, Adams T, Mühlbauer S, Franz C, Jonietz F, Georgii R, Böni P, Pedersen B, Schmidt M, Rosch A, Pfleiderer C 2010 *Phys. Rev. B* **81** 041203
- [8] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
- [9] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
- [10] Heinze S, Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
- [11] Jiang W J, Upadhyaya P, Zhang W, Yu G Q, Jungfleisch M B, Fradin F Y, Pearson J E, Tserkovnyak Y, Wang K L, Heinonen O, Velthuis S G, Hoffmann A 2015 *Science* **349** 283
- [12] Boulle O, Vogel J, Yang H X, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Montes T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmeguenai M, Roussigné Y, Stashkevich A, Chérif S M, Avalle L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, Gaudin G 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 449
- [13] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899
- [14] Malozemoff A P, Slonczewski J C 1979 *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic Press) p1

- [15] Grundy P J 1977 *Contem. Phys.* **18** 47
- [16] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nat. Commun.* **5** 3198
- [17] Wang W H, Zhang Y, Xu G Z, Peng L C, Ding B, Wang Y, Hou Z P, Zhang X M, Li X Y, Liu E K, Wang S G, Cai J W, Wang F W, Li J, Hu F, Wu G H, Shen B G, Zhang X X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887
- [18] Hou Z P, Ren W J, Ding B, Xu G Z, Wang Y, Yang B C, Zhang Q, Zhang Y, Liu E K, Xu F, Wang W H, Wu G H, Zhang X X, Shen B G, Zhang Z D 2017 *Adv. Mater.* **29** 1701144
- [19] Hou Z P, Zhang Q, Xu G Z, Gong C, Ding B, Wang Y, Li H, Liu E K, Xu F, Zhang H, Yao Y, Wu G H, Zhang X X, Wang W H 2018 *Nano. Lett.* **18** 1274
- [20] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 742
- [21] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643
- [22] Zhang X C, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795
- [23] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
- [24] Jin C D, Song C K, Wang J B, Liu Q F 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 182404
- [25] Yu X, Tokunaga Y, Taguchi Y, Tokura Y 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603958
- [26] Jiang W J, Chen G, Liu K, Zang J D, Velthuis S, Hoffmann A 2017 *Phys. Rep.* **704** 1
- [27] Nakajima H, Kotani A, Harada K, Ishii Y, Mori S 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224427
- [28] Nagaosa N, Yu X Z, Tokura Y 2012 *Phil. Trans. R. Soc. A* **370** 5806
- [29] Yu X, Mostovoy M, Tokunaga Y, Zhang W, Kimoto K, Matsui Y, Kaneko Y, Nagaosa N, Tokura Y 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 8856
- [30] Han B S 2017 *Physics* **46** 352 (in Chinese) [韩宝善 2017 物理 **46** 352]
- [31] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1463
- [32] Li J 2017 *Physics* **46** 281 (in Chinese) [栗佳 2017 物理 **46** 281]
- [33] Donahue M J, Porter D G 1999 *OMMFF User's Guide Version 10* (Gaithersburg, MD: NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology)
- [34] Zhang Z D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 67503 (in Chinese) [张志东 2015 物理学报 **64** 67503]
- [35] Du H F, Che R C, Kong L Y, Zhao X B, Jin C M, Wang C, Yang J Y, Ning W, Li R W, Jin C Q, Chen X H, Zang J D, Zhang Y H, Tian M L 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504
- [36] Kotani A, Nakajima H, Harada K, Ishii Y, Mori S 2016 *Phys. Rev. B* **94** 024407

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Magnetic domain chirality and tuning of skyrmion topology*

Xu Gui-Zhou¹⁾ Xu Zhan¹⁾ Ding Bei²⁾ Hou Zhi-Peng²⁾
Wang Wen-Hong²⁾ Xu Feng^{1)†}

1) (School of Materials Science and Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

2) (State Key Laboratory of Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 22 March 2018; revised manuscript received 17 May 2018)

Abstract

Owing to the topologically protected properties, magnetic skyrmions possess high stability and small critical driving current, thus making them potentially applied to future racetrack memory devices. Skyrmions have been identified in several material systems. One large class contains the centrosymmetric materials, where skyrmions emerge as the competition between perpendicular magnetic anisotropy and magnetic dipolar interactions. The recently reported skyrmion host includes La-Sr-Mn-O, hexagonal MnNiGa, Fe₃Sn₂, etc. In these systems, due to the isotropic characteristic of the dipolar interaction, magnetic bubble can exhibit various topologies and helicities. The common types of bubbles existing in the materials are the trivial one with $n = 0$ (n is the topological charge) and the non-trivial one with $n = 1$, and the latter is taken to be equivalent to magnetic skyrmion. In this article, we investigate the formation of skyrmions under various magnetic parameters and the role of stripe domain chirality in tuning the bubble topology. The main method we use here is micromagnetic simulation with the Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) code. Also some recent experimental results on MnNiGa and Fe₃Sn₂ are exhibited and compared with the simulation prediction. Under a fixed magnetization (M_s), by tuning the exchange constant A and magnetic anisotropy K_u , we find that the domains can evolve into a bubble state under a moderate anisotropy value, and to some extent, large anisotropy favors the formation of $n = 1$ topological skyrmion. In the case of the stripe domains, it is found that different initial configuration can lead to different domain wall chirality and further change the process of skyrmion formation. When the magnetization in the domain wall orients in the same direction, $n = 0$ bubble will form upon applying magnetic field. While the magnetization in the wall orients alternatively up and down, a topological skyrmion is directly formed. In the stripe domains with inversed 180° Bloch wall, in-plane magnetization dominates and no bubble or skyrmion can form. In addition, the tilt of the magnetic field and uniaxial anisotropy can also change the morphology and topology of the skyrmions, which has been verified in our experiments. According to the above results, we propose to tune the topology of skyrmions in centrosymmetric material through adjusting the ground magnetic state, magnetic anisotropy and in-plane components, which can be realized by element doping at different sites and appropriately designing the sample.

Keywords: magnetic skyrmions, domain wall, micromagnetic

PACS: 75.75.-c, 75.75.Fk, 75.47.Np

DOI: 10.7498/aps.67.20180513

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11604148).

† Corresponding author. E-mail: xufeng@njust.edu.cn