

薄膜异质结中磁性斯格明子的相关研究

李文静 光耀 于国强 万蔡华 丰家峰 韩秀峰

Skyrmions in magnetic thin film heterostructures

Li Wen-Jing Guang Yao Yu Guo-Qiang Wan Cai-Hua Feng Jia-Feng Han Xiu-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 131204 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180549

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180549>

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

[纳米结构中磁斯格明子的原位电子全息研究](#)

In situ electron holography of magnetic skyrmions in nanostructures

物理学报.2018, 67(13): 131203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180426>

[铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应](#)

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions

物理学报.2018, 67(13): 131202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180369>

[薄膜异质结中磁性斯格明子的相关研究](#)

Skyrmions in magnetic thin film heterostructures

物理学报.2018, 67(13): 131204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180549>

[基于信号子空间增强和端点检测的大地电磁噪声压制](#)

Noise suppression for magnetotelluric sounding data based on signal subspace enhancement and end-point detection

物理学报.2014, 63(1): 019101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.019101>

专题: 磁斯格明子

## 薄膜异质结中磁性斯格明子相关研究\*

李文静 光耀 于国强† 万蔡华 丰家峰 韩秀峰

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

(2018年3月27日收到; 2018年5月14日收到修改稿)

磁性斯格明子由于具有拓扑保护、尺寸小、驱动电流密度低等优异的属性, 有望作为未来超高密度磁存储和逻辑功能器件的信息载体. 为了满足器件中信息写入和读取的基本要求, 需要在室温下实现斯格明子的精确产生、操控和探测. 该综述简要介绍最近我们针对上述问题取得的一系列研究进展, 包括: 1) 证明可以通过控制磁性薄膜材料的垂直磁各向异性在室温下产生斯格明子, 并进一步在基于反铁磁的薄膜异质结中发现了室温、零磁场下稳定存在的斯格明子; 2) 证明能够利用电流产生的自旋轨道力矩操控斯格明子, 并进一步制备出一种基于斯格明子的原理型器件, 实现了利用电学方式产生和操控数量可控的斯格明子.

关键词: 磁性斯格明子, 薄膜异质结, 自旋轨道力矩, 室温

PACS: 12.39.Dc, 96.12.Hg, 91.60.Pn, 96.15.Gh

DOI: 10.7498/aps.67.20180549

## 1 引言

近年来, 凝聚态物理领域中有关磁性斯格明子的研究受到了人们的广泛关注, 主要原因是它具有拓扑保护、尺寸小、驱动电流密度低等优异的属性, 有望应用于高密度、低功耗的磁存储和逻辑器件<sup>[1-19]</sup>. 斯格明子是一种具有准粒子特性的螺旋状手性磁结构. 在如图 1 所示的斯格明子结构中, 沿径向排列的原子自旋按固定的手性逐渐改变方向, 从外部边缘的方向向上改变至中心的方向向下. 大多数情况下, 斯格明子的手性结构是由 Dzyaloshinskii-Moriya (DM) 相互作用导致的. 与海森伯交换相互作用不同, DM 相互作用趋向使相邻磁矩正交排列, 进而形成手性螺旋结构<sup>[20-22]</sup>. 常见的斯格明子主要有两种自旋结构<sup>[2]</sup>, 分别是 Bloch 型(图 1(a)) 和 Néel 型(图 1(b)). 两者的区别表现为自旋在空间中旋转方式的不同, 可以直接类

比于磁畴壁的两类型. 沿着一个斯格明子的径向切开, 如果自旋是垂直于切开面旋转, 则为 Bloch 型斯格明子; 如果自旋是沿着切开面旋转, 则为 Néel 型斯格明子.

目前, 关于斯格明子的研究主要集中在两类材料体系. 第一类是具有非中心对称结构的块体材料, 例如 MnSi<sup>[23-25]</sup>, FeCoSi<sup>[26,27]</sup>, FeGe<sup>[6,28-30]</sup>, Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub><sup>[31-33]</sup>, MnNiGa<sup>[34,35]</sup> 等. 在这类材料中, DM 相互作用起源于晶体结构的对称性破缺, 趋向形成 Bloch 型斯格明子. 这类斯格明子通常存在于低温或接近室温的环境. 第二类材料是重金属/铁磁金属薄膜异质结. 在这类材料中, DM 相互作用起源于界面反演对称性破缺, 趋向形成 Néel 型斯格明子. 这类斯格明子最早发现于 Ir(111)/Fe, Ir(111)/PdFe 等外延超薄膜异质结构<sup>[36,37]</sup>, 目前只能在低温下稳定存在. 随后, 人们在利用磁控溅射生长的垂直磁性多层膜体系中, 观察到了室温斯

\* 国家自然科学基金委员会与爱尔兰科学基金会合作研究项目(批准号:51861135104)、国家“千人计划”青年项目、科技部国家重点研发计划(纳米计划)(批准号:2017YFA0206200)、国家自然科学基金(批准号:11434014, 51620105004, 11174341, 51701203)、中国科学院战略先导项目(B类)(批准号:XDB07030200)、中国科学院前沿科学重点研究计划(批准号:QYZDJ-SSW-SLH016)和中国科学院国际合作局对外合作重点项目(批准号:112111KYSB20170090)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoqianguy@iphy.ac.cn

格明子<sup>[38–46]</sup>. 由于这类薄膜异质结材料与传统的半导体制造技术相兼容, 容易实现工业上的大规模制备, 因此受到了人们的广泛关注. 本文简要介绍我们近几年有关磁性多层膜材料中斯格明子的研

究成果, 并讨论相关器件应用的优势和尚待解决的问题. 鉴于本期专题其他文章将会全面介绍斯格明子研究的历史和最新进展, 为了避免重复, 该综述将主要介绍我们过去几年发表的研究成果.

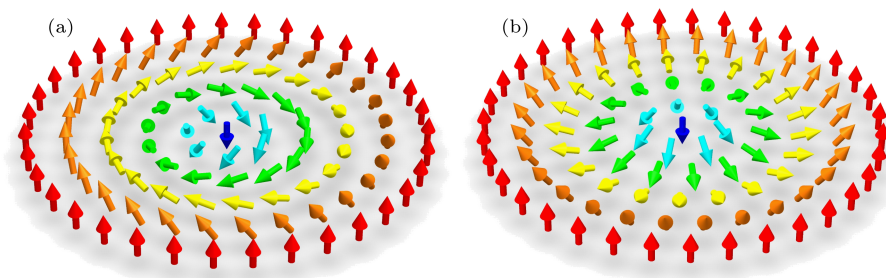


图1 (a) 是 Bloch 型斯格明子, 沿着斯格明子的径向切开, 其自旋从边缘处的向上 (红色箭头) 逐渐垂直于切面旋转至中心处的向下 (蓝色箭头); (b) 是 Néel 型斯格明子, 沿着斯格明子的径向切开, 其自旋从边缘处的向上逐渐沿着切面旋转至中心处的向下  
Fig. 1. (a) The Bloch-type skyrmion: cutting the skyrmion from its radial, the spins rotate from up direction at the edge (red arrow) to down direction at the center (blue arrow) in the tangential plane. (b) The Néel-type skyrmion: cutting skyrmion from its radial, the spins rotate from up direction at the edge (red arrow) to down direction at the center (blue arrow) in the cutting plane.

## 2 界面 DM 相互作用

在一个缺少空间反演对称性的多层膜体系中, 材料的自旋轨道耦合会导致产生一个非对称的交换相互作用, 即 DM 相互作用 ( $H_{\text{DMI}}$ ). 其形式可以写成<sup>[3,47]</sup>

$$H_{\text{DMI}} = (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2) \cdot \mathbf{d}_{12},$$

其中,  $\mathbf{S}_1$  和  $\mathbf{S}_2$  是两个相邻的自旋;  $\mathbf{d}_{12}$  是相应的 DM 矢量, 其表达式为

$$\mathbf{d}_{12} = d_{12}(\mathbf{z} \times \mathbf{u}_{12}),$$

其中,  $\mathbf{z}$  是垂直于界面的单位矢量 (由重金属指向铁磁层),  $\mathbf{u}_{12}$  是连接两个自旋磁矩  $\mathbf{S}_1$  和  $\mathbf{S}_2$  的单位位移矢量. 如图 2 所示:  $d_{12}$  的正负与材料自身性质相关. 对于  $d_{12} > 0$ ,  $\mathbf{d}_{12}$  的方向与图中蓝色箭头反向, 故为了降低  $H_{\text{DMI}}$  能量, 从  $\mathbf{S}_1$  到  $\mathbf{S}_2$  自旋取向应当按逆时针旋转. 同理, 对于  $d_{12} < 0$ ,  $\mathbf{d}_{12}$  方向与图中蓝色箭头同向, 则  $\mathbf{S}_1$  到  $\mathbf{S}_2$  自旋取向应当按顺时针方向旋转. 可见, DM 相互作用是一种手性相互作用, 它倾向于使磁矩按一定方向 (顺时针或逆时针) 正交排列.

由于界面 DM 相互作用是薄膜材料中斯格明子存在的关键因素, 精确地测量、调控材料中的 DM 相互作用以及寻找新的 DM 相互作用材料对于斯格明子的研究至关重要. 目前, 人们已经开发出多种研究薄膜异质中 DM 相互作用的方法<sup>[48–58]</sup>.

在之前的工作中, 我们主要采用了三种方法研究薄膜异质结中的 DM 相互作用. 第一种方法是通过研究磁畴壁在电流驱动下的动力学过程, 间接地判断材料中 DM 相互作用的符号. 通过这种方法, 我们证明了 Ta/CoFeB/MgO 异质结中的磁畴壁具有 Néel 型手性结构<sup>[59]</sup>, 并且能够定性地分析出其具有右手手性 ( $d_{12} < 0$ ). 第二种方法是通过数值拟合薄膜中磁畴尺寸和外磁场的依赖关系提取出 DM 相互作用的绝对值. 利用这种方式, 能够定量地表征出 Ta/CoFeB/MgO 薄膜异质结中的 DM 相互作用, 其绝对值大小为  $0.25 \text{ mJ/m}^2$ <sup>[41]</sup>.

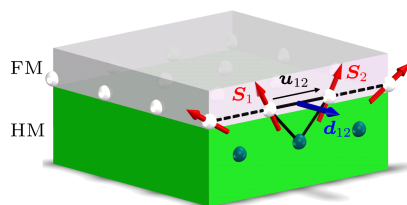


图2 铁磁金属 (FM)/重金属 (HM) 界面的 DM 相互作用示意图. 红色箭头  $\mathbf{S}_1$  和  $\mathbf{S}_2$  分别代表铁磁金属层中自旋的方向, 绿色圆球代表重金属原子,  $\mathbf{u}_{12}$  代表由自旋  $\mathbf{S}_1$  指向  $\mathbf{S}_2$  的单位位移矢量, 蓝色箭头为垂直于侧面朝外的单位矢量

Fig. 2. Sketch of the DM interaction at the ferromagnetic metal (FM)/heavy metal (HM) interface: The red arrows  $\mathbf{S}_1$  and  $\mathbf{S}_2$  represent the direction of spins in the ferromagnetic layer, the green ball represents heavy metal atoms, and  $\mathbf{u}_{12}$  represents the unit displacement vector from  $\mathbf{S}_1$  to  $\mathbf{S}_2$ , and the blue arrow is a unit vector that is perpendicular to the sidewall and pointing outward.

这种方法的优势在于不需要对薄膜样品进行器件加工, 因此不会破坏薄膜样品. 最近, 利用布里渊光散射方法, Ma 等<sup>[60]</sup>直接测量了多种薄膜异质结中的界面DM相互作用常数 $d_{12}$ . 在利用Pt插层调制垂直磁各向异性的薄膜异质结中, 他们从实验上直接测量得到材料中的DM相互作用大小和方向; 同时, 还证明Pt插层不仅可以调制界面垂直磁各向异性, 而且还会改变DM相互作用的大小. 这为调节DM相互作用提供了一种手段. 利用这种测量方法, 他们实验上还研究了基于反铁磁 $\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}$ (IrMn)薄膜异质结的DM相互作用, 发现该体系同样具有相当大的DM相互作用. 更有趣的是, 增加IrMn层厚度可以将DM相互作用大小提高七倍<sup>[61]</sup>, 这似乎意味着DM相互作用与反铁磁序有一定的相关性. 在反铁磁异质结中发现DM相互作用, 意味着斯格明子的研究不再局限于重金属异质结构, 为相关研究提供了更多的可能性. 更进一步, Ma 等<sup>[62]</sup>最近又通过研究5d过渡族金属材料异质结中的DM相互作用变化趋势, 揭示了DM相互作用与费米面附近3d-5d电子轨道杂化的重要性, 并发现了DM相互作用与自旋混合电导(spin-mixing conductance)的相关性. 通过该工作可进一步地理解DM相互作用的起源, 为设计材料中DM相互作用提供了指导. 目前, 有关DM相互作用的材料和测量方法的研究是自旋电子学领域的研究热点, 寻找具有更大的DM相互作用材料和更精确的测量方法仍然是人们努力的目标.

### 3 CoFeB多层膜体系中斯格明子的产生

#### 3.1 室温斯格明子的产生

对于一个实用化的器件而言, 首先需要满足室温工作的要求, 因此寻找一种室温下稳定存在的斯格明子材料成为近期的研究热点. 我们的工作证明, 通过调制具有DM相互作用的薄膜异质结中的垂直磁各向异性, 能够产生室温下的斯格明子<sup>[41]</sup>. 所研究的磁性多层膜的结构是Ta(5 nm)/Co<sub>20</sub>Fe<sub>60</sub>B<sub>20</sub> (CoFeB) (1 nm)/Ta( $t$ )/MgO(2 nm)/Ta(2 nm), 其中Ta( $t$ )插层为厚度连续变化的楔形膜. 通过改变Ta插层的厚度, 可以调控多层膜的界面垂直磁各向异性. 如图3所示, 随着Ta厚度的增加, 垂直磁各向异性场 $H_K$ 呈单

调下降. 图4展示了具有不同垂直磁各向异性的多层膜中的磁畴结构随外磁场的演化过程. 对垂直磁各向异性场 $H_K$ 较大的薄膜( $H_K = 1.5, 1.8$  kOe), 随着外磁场的增加, 多层膜磁畴结构逐渐从迷宫畴过渡到均匀磁化状态, 整个过程中并没有出现斯格明子相. 当薄膜的垂直磁各向异性场 $H_K$ 适中时( $H_K = 1.1$  kOe), 随着外磁场的增加, 迷宫畴逐渐转变成斯格明子相. 继续增加磁场, 斯格明子相最终转变成均匀磁化状态.

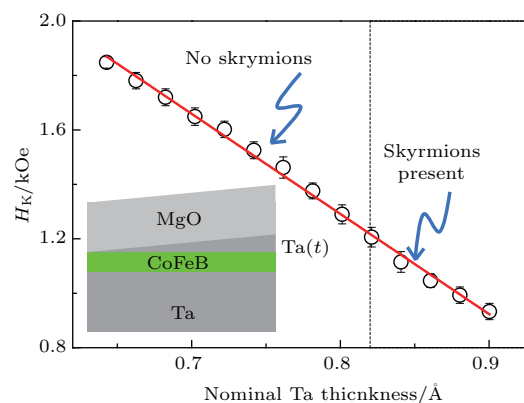


图3 垂直磁各向异性场 $H_K$ 随着Ta厚度的变化, 其中插图是CoFeB多层膜的结构示意图. 红色线是对实验数据的线性拟合, 黑色虚线(对应Ta的名义厚度 $t = 0.82$  Å)是斯格明子出现的分界线, 当各向异性场 $H_K$ 较大时, 不能观察到斯格明子; 当 $H_K$ 较小时, 在一定外场下可以产生斯格明子.

Fig. 3. The perpendicular magnetic anisotropy field  $H_K$  varies with the thickness of Ta, where the inset is a schematic diagram of the structure of CoFeB multi-layer film. The red line is a linear fit to the experimental data. The black dashed line (corresponding to the nominal thickness  $t = 0.82$  Å for Ta layer) is the dividing line of the appearance of skyrmion: no skyrmion was observed with large anisotropy field  $H_K$ . When the  $H_K$  is small, skyrmion can be created under certain field.

图5是实验统计的磁畴结构相图. 由图可以看出, 只有当垂直磁各向异性场 $H_K$ 和外加磁场位于合适的范围内时, 才能出现稳定的斯格明子相. 简言之, 薄膜材料中斯格明子相的出现是由海森伯交换相互作用、界面DM相互作用、静磁相互作用、垂直磁各向异性、塞曼能等相互作用能量项共同决定的. 通过有效地调制其中的垂直磁各向异性, 同时通过变化外磁场来改变塞曼能, 能够让各能量项之间的竞争关系达到一定的平衡, 进而使斯格明子相成为稳态或亚稳态. 该工作的重要意义在于提出了一种实现室温斯格明子的方法, 并且能够很容易地



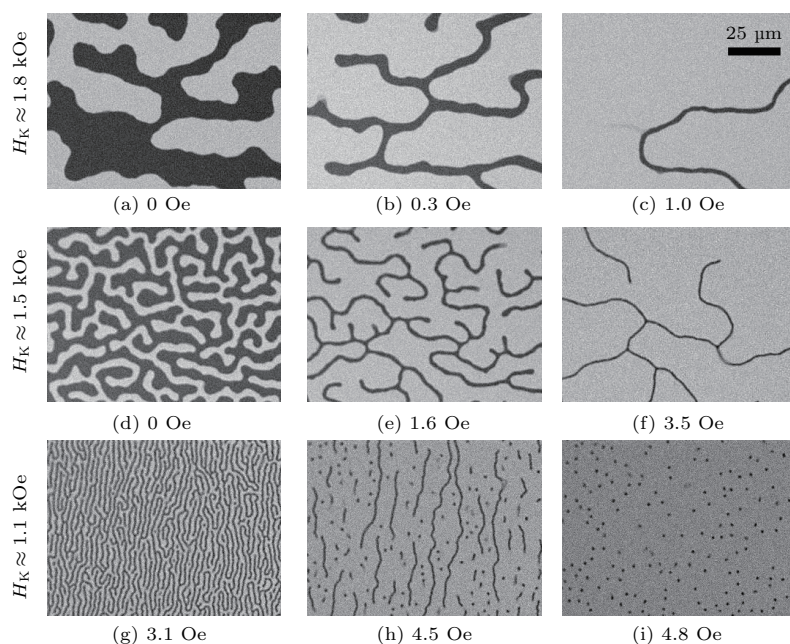


图4 不同垂直各向异性场  $H_K$  的多层膜的磁畴随外磁场的变化 (a)–(c)  $H_K \approx 1.8$  kOe; (d)–(f)  $H_K \approx 1.5$  kOe; (g)–(i)  $H_K \approx 1.1$  kOe; 磁畴图中亮(暗)区域分别代表  $M_z > 0$  ( $M_z < 0$ )

Fig. 4. Polar-magneto-optical Kerr microscope images of samples with perpendicular magnetic anisotropy fields of  $H_K \approx 1.8$  kOe (a)–(c), 1.5 kOe (d)–(f), and 1.1 kOe (g)–(i) varied with different out-of-plane external field. The bright (dark) areas represent  $M_z > 0$  ( $M_z < 0$ ).

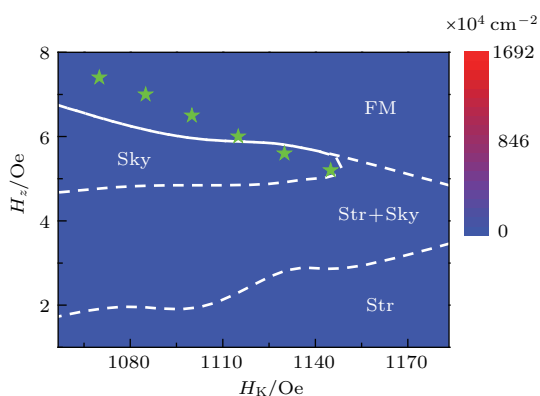


图5 斯格明子在外磁场  $H_z$  和各向异性场  $H_K$  平面内的相图 其中不同颜色代表斯格明子在一个  $233 \mu\text{m} \times 174 \mu\text{m}$  观测区域内出现的密度; FM, Str 和 Sky 分别代表铁磁相、条状畴相和斯格明子相; 白色虚线是相线; 绿星是数值模拟得到的斯格明子的湮没场, 和实验结果符合得很好

Fig. 5. Skyrmion phase diagram with respect to external magnetic field  $H_z$  and perpendicular magnetic anisotropy field  $H_K$ . The color scale represents the density of skyrmion in an observed area of  $233 \mu\text{m} \times 174 \mu\text{m}$ . FM, Str, and Sky represent ferromagnetic phase, stripe phase, and skyrmion phase, respectively. The white dotted line is phase boundary. The green star is the simulated annihilation field of skyrmion, in consistent with experimental results.

拓展到其他的薄膜材料体系. 事实上, 对垂直磁各向异性的调控并不仅仅局限于采用插层的方式, 利

用应力、电场等其他方式也可以达到同样效果. 例如, 我们之前的工作就详细地研究了利用电压诱导的应力调控垂直磁各向异性<sup>[63]</sup>. 在该实验中通过给底部的压电材料PMN-PT施加电压, 在CoFeB磁性层中产生的应力可以导致垂直磁各向异性产生很大的变化, 高达约  $7000 \text{ fJ}/(\text{V}\cdot\text{m})$ , 较其他的调控方法有一定的优势(见文献<sup>[64]</sup>中图45). 基于这种机理, 人们有希望通过电场调控产生斯格明子. 另外, 我们之前的理论研究指出, 利用电场还可以控制斯格明子的路径, 因此可以帮助实现相应的逻辑功能<sup>[65]</sup>. 可以预见, 研究电场调控下的斯格明子的产生和运动将是一个重要的研究方向.

### 3.2 零磁场下斯格明子的产生

如前所述, 我们能够在基于重金属材料的异质结构中实现室温斯格明子, 但这需要施加一个垂直于薄膜平面的外磁场. 在器件应用中, 虽然能够通过集成一个施加磁场的装置来产生这个外磁场, 但这会增加器件的复杂性, 因而增加器件的制造成本. 为了解决这一问题, 我们研究了基于反铁磁材料的异质结构中的斯格明子, 证明可以利用反铁磁提供的交换偏置场代替外磁场实现室温零

外磁场的斯格明子<sup>[66]</sup>. 所研究的薄膜样品采用磁控溅射方法生长, 具体结构为Ta(2 nm)/IrMn(4 或 5 nm)/Co<sub>20</sub>Fe<sub>60</sub>B<sub>20</sub>(CoFeB)(*t*)/MgO(2 nm)/Ta (2 nm). 其中, CoFeB 厚度 *t* 为连续变化的楔形膜, 用来调节界面垂直各向异性, 进而产生斯格明子. 如图 6(a) 所示, 当反铁磁 IrMn 层厚度为 4 nm 时, 样品的磁化曲线中心位于零磁场, 样品中不存在交换偏置现象, 主要原因是它的反铁磁钉扎温度 (blocking temperature) 小于室温. 在这种情况下, 多层膜的磁畴随外磁场的演化过程与基于重金属 Ta 的异质结中的实验结果类似<sup>[41]</sup>, 都需要施加外磁场来稳定斯格明子相 (图 6(c)). 由于钉扎温度和反铁磁层的厚度直接相关, 当反铁磁 IrMn 厚度增加到 5 nm, 磁化曲线发生了位移, 样品中出现了交换偏置现象, 如图 6(b) 所示. 在这个

结构中, 实验发现在反铁磁材料提供的交换偏置场的作用下, 室温斯格明子可以在零外磁场下稳定存在 (图 6(d)). 该体系中零磁场斯格明子的尺寸是通过具有极高空间分辨率的金刚石氮-空位 (nitrogen vacancy, NV) 色心表征的, 其大小约为 600 nm. 实验还发现, 零磁场下斯格明子的密度与磁场扫描的历史路径密切相关, 利用这个特点可以有效地改变零磁下的斯格明子的密度. 此外, 实验还证明了一个面内电流可以驱动该材料体系中的斯格明子的移动. 这是由于电流在反铁磁 IrMn 中同样可以产生相当大的自旋轨道力矩<sup>[67,68]</sup>. 该部分实验结果在下面会进一步介绍. 这个实验将斯格明子材料从重金属体系拓展到反铁磁体系, 额外添加了反铁磁序这一可控参量, 为斯格明子的应用带来了更多的可能性.

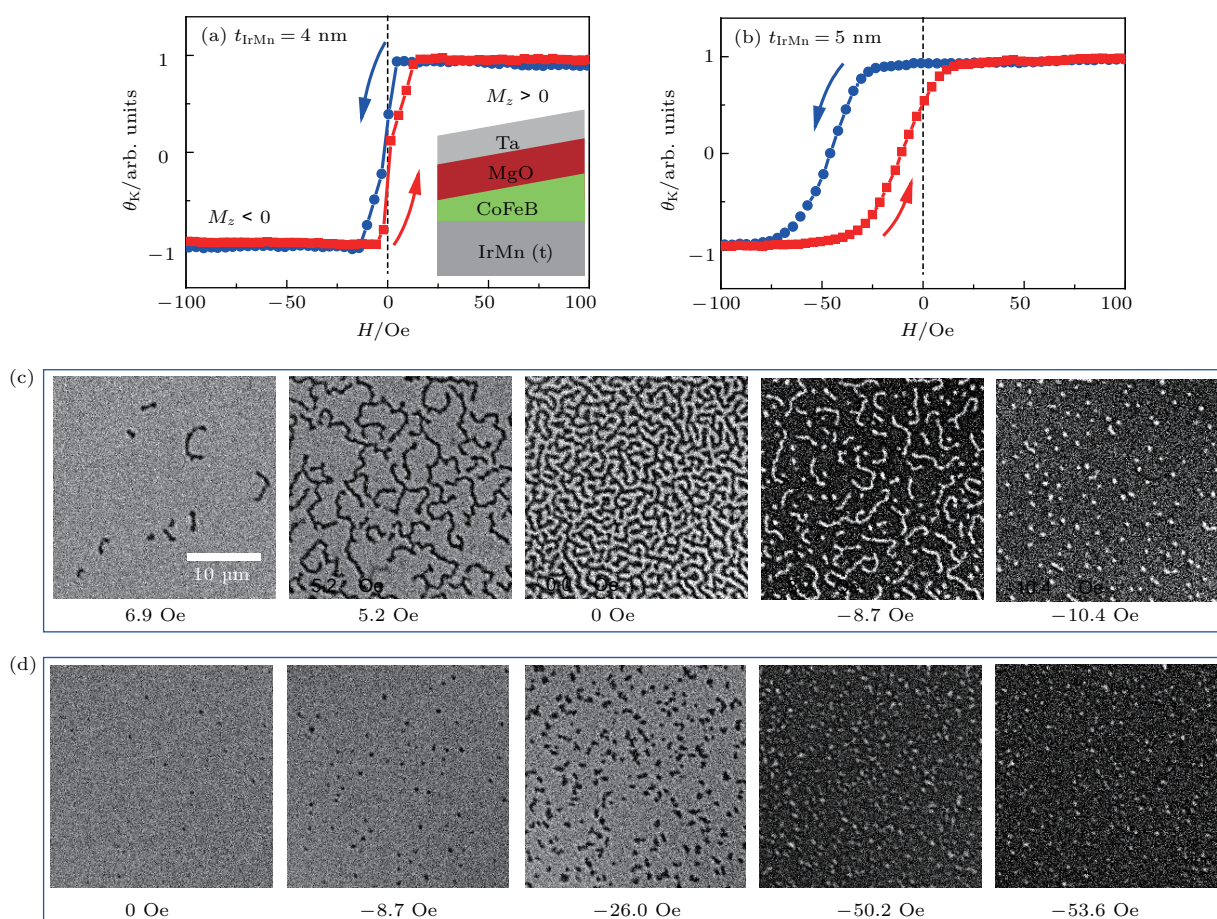


图 6 IrMn/CoFeB 薄膜异质结中的斯格明子 (a), (c)  $t_{\text{IrMn}} = 4 \text{ nm}$  无交换偏置的多层膜的磁化曲线和其在不同外加磁场下的磁畴结构; (b), (d)  $t_{\text{IrMn}} = 5 \text{ nm}$  有交换偏置的多层膜的磁化曲线和相应的磁畴结构; 其中, (a) 中插图 of 多层膜的结构示意图, 蓝色箭头代表从正到负扫描, 红色箭头代表从负到正扫描<sup>[66]</sup>

Fig. 6. Hysteresis loops of IrMn/CoFeB/MgO/Ta, (a) IrMn(4 nm), (b) IrMn(5 nm). The inset in (a) shows the structure of prepared sample. The red arrow stands for magnetic field scanning from negative saturation to positive saturation, whereas, the blue arrow represents magnetic field sweeping from opposite direction. (c) and (d) are the Polar-MOKE images of samples in (a) and (b) in different field.



## 4 电流驱动斯格明子的运动和相关原理型器件的研究

### 4.1 电流驱动斯格明子的运动

前面介绍了如何在薄膜异质结中产生稳定的斯格明子, 下面探讨如何利用电流诱导的自旋轨道力矩驱动斯格明子运动. 这里, 仅讨论 IrMn/CoFeB 异质结中自旋轨道力矩驱动下斯格明子的动力学过程, 由于重金属材料中的实验结果与此类似, 不再赘述. 当在异质结中通入一个电流时, 由于自旋霍尔效应, 会产生一个具有面内自旋极化方向的自旋流, 并向上扩散注入到邻近的铁磁层, 进而对铁磁层磁矩产生类阻尼力矩, 其有效场可表达为  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = H_{\text{eff}}(\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma})$  (其中  $\mathbf{m}$  是磁化强度单位矢量,  $\boldsymbol{\sigma}$  是自旋流中电子自旋的方向, 即垂直于纸面朝外)<sup>[66]</sup>. 图 7(a) 中绿色箭头标记了单个斯格明子的左右两边磁畴壁中的磁矩 ( $M_z = 0$ ) 所经

受的类阻尼自旋轨道耦合力矩有效场  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  的方向. 很容易看出, 在该有效场的作用下, 斯格明子将沿着电流的方向运动. 需要指出的是, 在这个简单的分析中只考虑了斯格明子的纵向运动, 对于其横向运动, 这里不展开讨论. 图 7(b)–(e) 展示了在 IrMn/CoFeB 多层膜中施加一个脉冲电流后观察到的拓扑电荷数为  $N = -1$  的斯格明子位置随时间的变化情况. 实验结果表明, 斯格明子的纵向运动方向与外加电流的方向保持一致, 因此可以推断图中的斯格明子具有如图 7(a) 所示的自旋结构, 即具有左手手性. 这种通过斯格明子动力学研究间接得到的手性与通过布里渊区散射得到的结论是一致的<sup>[60]</sup>. 值得指出的是, 实验中发现图中一些斯格明子不易被电流驱动, 很可能是受到样品缺陷等因素的影响. 这种钉扎效应在反铁磁交换偏置存在的情况下更加明显, 我们推断这与反铁磁交换偏置场的空间不均匀性有关. 这些钉扎效应严重影响了电流驱动斯格明子运动的均一性, 增大了临界电流密度, 是今后实际应用过程中需要解决的问题.

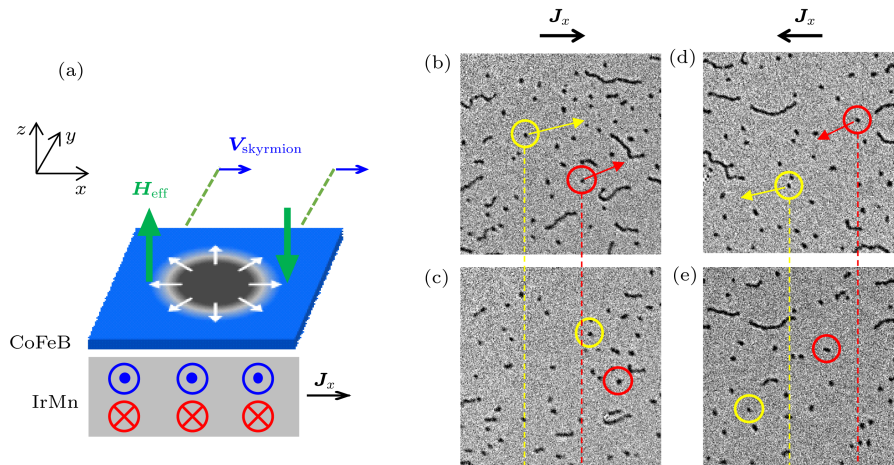


图 7 (a) 左手性的斯格明子在正向电流  $J_x$  驱动下的运动示意图. 其中蓝色和黑色区域分别代表  $M_z > 0$  和  $M_z < 0$ , 白色箭头代表磁畴壁中心处的磁矩取向, 绿色箭头代表作用在斯格明子的左右磁畴壁上的类阻尼力矩对应的有效场 ( $\mathbf{H}_{\text{eff}} = H_{\text{eff}}(\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma})$ ), 在侧壁上的蓝色  $\odot$  和红色  $\otimes$  代表自旋极化电子的方向; (b)–(e) 外磁场为 10.4 Oe 时,  $N = -1$  的斯格明子在脉冲电流的驱动下的运动, 其中, (b) 和 (c) 中电流  $J_x$  方向为正, (d) 和 (e) 中电流  $J_x$  方向为负, (b) 和 (d) 中红色和黄色圆圈代表追踪的斯格明子的初始位置, (c) 和 (e) 中红色和黄色圆圈代表施加脉冲电流后追踪的斯格明子的末态位置<sup>[66]</sup>.

Fig. 7. (a) Schematic diagrams of left-handed skyrmion driven by a positive current  $J_x$ : the blue (black) areas represent  $M_z > 0$  ( $M_z < 0$ ), the magnetizations in the domain wall center are indicated by the white arrows, the effective field of damping-like torque ( $\mathbf{H}_{\text{eff}} = H_{\text{eff}}(\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma})$ ) acting on the left and right magnetic domain walls is indicated by green arrow, and the blue  $\odot$  and red  $\otimes$  on the side wall are the directions of the polarized electrons (b)–(e) is the motion of  $N = -1$  skyrmion driven by pulse current under 10.4 Oe magnetic field: the current in (b) and (c) is positive, but in (d) and (e) it is negative, the red and yellow circles in (b) and (d) are the initial positions of the tracked skyrmion bubbles, and in (c) and (e) the red and yellow circles show the final position of the tracked skyrmion bubbles.

### 4.2 斯格明子原理型器件的研究

研究斯格明子的最终目标是实现相关的存储和逻辑器件. 要想制备一个可实用的斯格明子原理型器件, 需要能够同时实现斯格明子精确的产生、操控和检测, 进而实现对应信息存储单元数据的写入、传输/寻址和读取. 图8是之前理论提出的斯格明子“赛道”存储器的示意图. 在这个器件中, 一组二进制数据以斯格明子的有和无记录在“赛道”中.

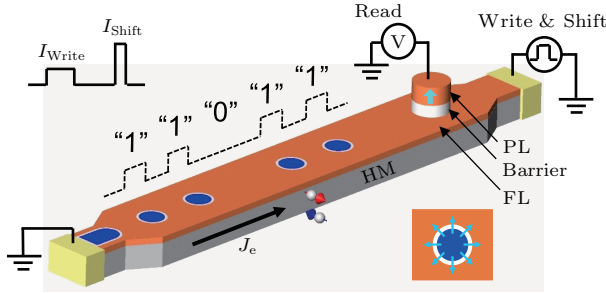


图8 斯格明子位移存储器的示意图 其中, 蓝色圆圈代表在 CoFeB 层中产生的斯格明子, 右下角展示了一个单独的斯格明子及其自旋结构; 寄存器通道的左边蓝色条带是电流诱导 SOT 产生的条状畴, 通道上的橘色 (蓝色) 区代表 CoFeB 磁矩  $M_z > 0$  ( $M_z < 0$ ); 通道侧壁上的  $J_e$  代表电流方向, 红色和蓝色箭头代表重金属中由于自旋霍尔效应产生的极化电子的自旋方向; 单独斯格明子的写入是通过施加一个给定宽度的低幅值脉冲电流 ( $I_{Write}$ ), 而操纵和移动一个斯格明子则是通过施加一个短时间高幅值的脉冲电流 ( $I_{Shift}$ ); 信息的读出可以通过一个具有垂直钉扎层的磁性隧道结来探测斯格明子的有 (代表“1”) 和无 (代表“0”), 磁性隧道结中 PL 和 FL 分别代表钉扎层和自由层

Fig. 8. Proposed SKS memory device. The blue circles represent skyrmions in the CoFeB layer. The spin textures of a skyrmion are shown in the lower right corner. The blue stripe at the left edge of the device channel represents a stripe domain generated by the current-induced SOT. The regions with orange (blue) colors represent  $M_z > 0$  ( $M_z < 0$ ) of the CoFeB layer.  $J_e$  on the side wall of the channel represents the direction of current, and the red and blue arrows show the spin directions of polarized electrons in the heavy metal due to the spin Hall effect. The writing of individual skyrmion is realized by applying a low amplitude current pulse ( $I_{Write}$ ) with a given duration, whereas the shifting and moving of existing skyrmions is realized by applying current pulses with a shorter duration and a higher magnitude ( $I_{Shift}$ ). The read-out of information can be realized by using a MTJ with an out-of-plane pinned layer as a reference to detect the presence (representing “1”) or absence (representing “0”) of a skyrmion from TMR. The PL and FL refer to the pinning layer and free layer in the MTJ, respectively.

斯格明子的产生和操控均是由电学方式完成的. 斯格明子的检测则是利用条带右端的磁性隧道结 (magnetic tunnel junction) 来实现的. 为了能够实现这样的器件, 首先需要找一种方法, 能够利用电流精确产生单个的斯格明子. 为了解决这个问题, 我们研究了如图9(a)所示的器件中电流驱动斯格明子的产生和运动规律. 实验发现, 通过在条带两端施加一个宽度大、幅值小的脉冲电流, 可以在器件负电极一端产生一个斯格明子<sup>[40]</sup>. 因此, 通过脉冲电流可以实现数据的写入. 这种写入方式还具有一个特点, 就是斯格明子产生的位置和电流方向是相关的, 其总是在器件负电极一端产生. 因此, 利用这个特点, 可以通过控制电流方向来控制数据写入的端口.

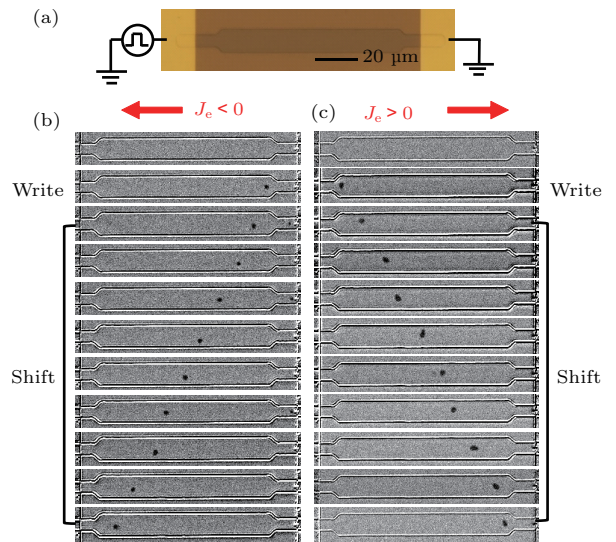


图9 (a) 实验装置的光学显微镜图; (b), (c) 分别为负向和正向的脉冲电流驱动单个斯格明子的产生和移动; 斯格明子的产生和移动过程: 首先施加一个足够大的磁场将多层膜沿着 +z 方向饱和磁化, 接着将磁场减小到  $H_{\perp} = 2.7$  Oe, 之后施加一个大小为 2 V 的脉冲电流持续 5 ms 可以产生单个斯格明子; 斯格明子的运动可以通过施加一系列大小为 8 V, 宽度为 10  $\mu$ s 的脉冲电流来驱动

Fig. 9. (a) Optical microscope image of a SKS memory device; (b), (c) the generation and motion of a single skyrmion by a negative (b) and positive (c) current pulses, respectively. The generation and movement process of a skyrmion: a large enough magnetic field was first applied to saturate the magnetization along the +z-direction, then reducing the field to  $H_{\perp} = 2.7$  Oe. Later, a single skyrmion was generated by a current pulse with a magnitude of 2 V and duration of 5 ms. The movement of skyrmions can be realized by a series of pulses with a magnitude of 8 V and duration of 10  $\mu$ s.



下面,分析电流驱动产生单个斯格明子的物理机理.斯格明子的产生主要分为两个步骤.首先,电流在器件负电极一端的收缩区域产生一个条形磁畴.我们认为,条形磁畴的产生与DM相互作用造成的“赛道”边端磁矩倾斜是直接相关的,如图10所示.由于“赛道”负电极边端的磁矩发生顺时针倾斜,导致了自旋轨道力矩容易在此处造成磁矩反转,进而形成条形畴.而DM相互作用在“赛道”的正电极一端造成的磁矩倾斜是逆时针方向的,这增大了自旋轨道力矩翻转磁矩的势垒,因此导致条形畴的产生总是沿着电流方向首先在器件负电极一端产生,具有单向选择性.在条形畴产生之后,电流会驱动条形畴的边端继续运动,并进入空间发散电流区域.最后,由于磁畴壁的张力,条形畴在电流发散区断开,进而形成一个斯格明子[38].继续施加电流会导致持续不断地产生斯格明子.因此,利用合适宽度的脉冲电流,在产生一个斯格明子之后马上停止施加电流,是恰好产生一个斯格明子的关键.我们深入研究了单个斯格明子产生的概率和驱动电流的脉冲宽度的依赖关系,如图11所示,对于具有特定幅值和脉宽的脉冲电流(1 V, 100 ms),斯格明子的产生概率达到最大,因此可以用于产生单个斯格明子.

在产生单个斯格明子之后,施加一个宽度窄、幅值大(8 V, 10 μs)的脉冲电流能够驱动斯格明子的移动.这个脉冲的宽度短于一个斯格明子产生所需要的时间,因此几乎不能产生新的斯格明子,如图11所示.这能够保证在驱动已有斯格明子运动的同时,没有产生新的斯格明子.由于用于产生和移动斯格明子的脉冲在幅值和脉冲宽度上均具有

相对较大的差别,因此两种操作具有相当好的稳定性.通过这种脉冲组合的方式,单个斯格明子产生和操控得以实现,如图9所示.在此基础上,利用相同原理还能够进一步实现多个斯格明子的产生和操控[40],如图12所示.实验中,通过施加一组电流脉冲,我们能够在同一器件中产生和操控七个斯格明子,实现了“赛道”存储器的原理性数据写入.理论上来说,这种方法可以很自然地拓展到产生和操控更多的斯格明子.

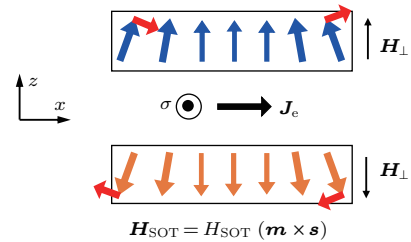


图10 类阻尼自旋轨道力矩驱动产生条形磁畴的原理.蓝色和橙色箭头表示磁矩方向;由于DM相互作用,边缘处的磁矩发生倾斜,形成手性微磁结构,类阻尼自旋轨道力矩产生的有效场是  $H_{SOT} = H_{SOT}(\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma})$ ;红色箭头表示作用于边缘倾斜磁矩的有效场,  $\boldsymbol{\sigma}$  是电流通过自旋霍尔效应产生的自旋电子的自旋极化方向,其形式为  $\boldsymbol{\sigma} \parallel -\mathbf{z} \times \mathbf{J}_e$ ,  $\mathbf{J}_e$  是电子电流方向.

Fig. 10. The generation of stripe domains driven by a current-induced damping-like SOT. The blue and orange arrows represent the magnetization directions. Due to DMI, the magnetic moments at the edges tilt and form a chiral micromagnetic structure. The effective field due to the SOT is  $H_{SOT} = H_{SOT}(\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma})$ . The red arrows represent the effective fields on the tilted magnetic moments at the edges.  $\boldsymbol{\sigma}$  is the electron spin direction induced by spin Hall effect in the presence of a current, which is in the form of  $\boldsymbol{\sigma} \parallel -\mathbf{z} \times \mathbf{J}_e$ , and  $\mathbf{J}_e$  is along the electron current flow direction.

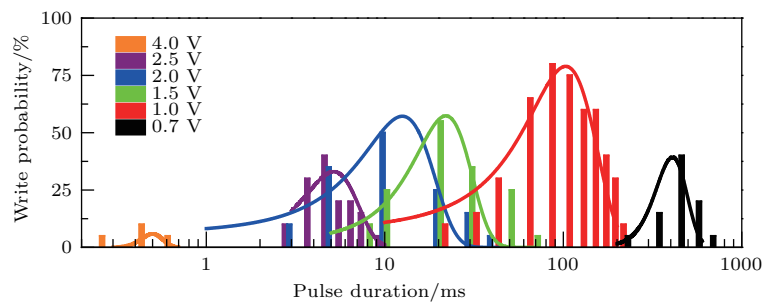


图11 产生单个斯格明子的概率与驱动电流脉冲宽度的依赖关系.实线是利用高斯函数对实验数据的拟合,器件电阻是  $R = 1.414 \text{ k}\Omega$ ;对于1 V的电压脉冲,器件收缩区域中相应的电流密度为  $2.3 \text{ MA/cm}^2$ .

Fig. 11. The probability of generating a single skyrmion as a function of applied current pulse duration for different pulse magnitudes. The solid lines are the fitting of Gaussian functions. The resistance of the device is  $R = 1.414 \text{ k}\Omega$ . For 1 V pulse, the corresponding current density in the constriction region is  $2.3 \text{ MA/cm}^2$ .

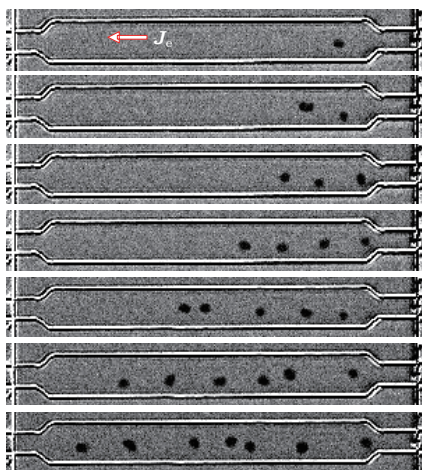


图 12 通过施加一系列负方向脉冲电流 (包括大小为 2 V, 宽度 5 ms 的写入脉冲电流和大小为 8 V, 宽度 10  $\mu$ s 的驱动脉冲电流) 在位移存储器中产生和移动多达七个斯格明子

Fig. 12. The generation of up to seven skyrmions in the SKS memory device by using a series of negative write pulses (with a magnitude of 2 V and a duration of 5 ms) and negative shift pulses (with a magnitude of 8 V and a duration of 10  $\mu$ s).

## 5 总结与展望

本文简要介绍了我们最近几年有关薄膜中斯格明子的研究进展. 这些研究为人们提供了产生斯格明子的方法, 拓展了斯格明子材料, 理解了电流驱动的动力学过程以及制备了相关的原理型器件. 虽然我们解决了一些材料、物理和器件应用原理的问题, 但仍有很多问题需要人们来进一步解决. 首先, 目前薄膜体系中观察到的斯格明子尺寸都比较大 (百纳米到几微米), 而真正意义上的高密度存储要求斯格明子的尺寸要小于 10 nm, 因此如果减小薄膜异质结中斯格明子的尺寸变得极为关键. 其次, 由于薄膜样品制备的不均匀和缺陷钉扎等因素的影响, 很多实验中观察到斯格明子的驱动电流都比较高, 并不满足低能耗的要求. 因此, 在不断减小斯格明子尺寸的同时降低其驱动电流密度也是人们努力的方向. 再次, 在这个器件中, 斯格明子的探测还是利用光学手段, 如何利用磁性隧道结实现电学探测也是需要解决的问题. 显然, 将斯格明子真正应用于产品依然面临着很多的问题. 但是, 我们已经看到, 在斯格明子发现以来的短短几年时间里, 人们在相关方面的研究已经取得了诸多突破性的进展. 相信在不久的将来, 随着更多的科学家投入到斯格明子的研究中来, 一定能够加速推动实现斯格明子的应用.

## 参考文献

- [1] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899
- [2] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 152
- [3] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031
- [4] Jiang W, Chen G, Liu K, Zang J, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2017 *Sci. Rep.* **7** 04 1
- [5] Upadhyaya P, Yu G, Amiri P K, Wang K L 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134411
- [6] 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
- [7] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 839
- [8] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784
- [9] Sun L, Cao R, Miao B, Feng Z, You B, Wu D, Zhang W, Hu A, Ding H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 167201
- [10] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4652
- [11] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 742
- [12] Zhang X, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643
- [13] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 9400
- [14] Huang Y Q, Kang W, Zhang X C, Zhou Y, Zhao W S 2017 *Nanotechnology* **28** 08LT02
- [15] Luo S, Song M, Li X, Zhang Y, Hong J, Yang X, Zou X, Xu N, You L 2018 *Nano Lett.* **18** 1180
- [16] Wang C J, Xiao D, Chen X, Zhou Y, Liu Y W 2017 *New J. Phys.* **19** 083008
- [17] Zhang S F, Wang J B, Zheng Q, Zhu Q Y, Liu X Y, Chen S J, Jin C D, Liu Q F, Jia C L, Xue D S 2015 *New J. Phys.* **17** 023061
- [18] Dai Y Y, Wang H, Tao P, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054403
- [19] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
- [20] Emori S, Bauer U, Ahn S M, Martinez E, Beach G S D 2013 *Nat. Mater.* **12** 611
- [21] Ryu K S, Thomas L, Yang S H, Parkin S 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 527
- [22] Chen G, Zhu J, Quesada A, Li J, N'Diaye A, Huo Y, Ma T, Chen Y, Kwon H, Won C, Qiu Z, Schmid A, Wu Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 77204
- [23] Pappas C, Lelièvre-Berna E, Falus P, Bentley P M, Moskvina E, Grigoriev S, Fouquet P, Farago B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 197202
- [24] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
- [25] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
- [26] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [27] 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
- [28] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2010 *Nature Mater.* **10** 106

- [29] Wang C, Du H, Zhao X, Jin C, Tian M, Zhang Y, Che R 2017 *Nano Lett.* **17** 2921
- [30] Du H, Che R, Kong L, Zhao X, Jin C, Wang C, Yang J, Ning W, Li R, Jin C, Chen X, Zang J, Zhang Y, Tian M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8504
- [31] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
- [32] Adams T, Chacon A, Wagner M, Bauer A, Brandl G, Pedersen B, Berger H, Lemmens P, Pfeleiderer C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204
- [33] Seki S, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 06403
- [34] 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 Q, Hu F X, Wu G H, Shen B G, Zhang X X 2016 *Adv. Mater.* **28** 6887
- [35] Peng L C, Zhang Y, Wang W H, He M, Li L L, Ding B, Li J Q, Sun Y, Zhang X G, Cai J W, Wang S G, Wu G H, Shen B G 2017 *Nano Lett.* **17** 7075
- [36] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
- [37] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636
- [38] Jiang W, Upadhyaya P, Zhang W, Yu G, Jungfleisch M B, Fradin F Y, Pearson J E, Tserkovnyak Y, Wang K L, Heinonen O, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2015 *Science* **349** 283
- [39] Jiang W, Zhang X, Yu G, Zhang W, Wang X, Benjamin Jungfleisch M, Pearson John E, Cheng X, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis Suzanne G E 2016 *Nat. Phys.* **13** 162
- [40] Yu G, Upadhyaya P, Shao Q, Wu H, Yin G, Li X, He C, Jiang W, Han X, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **17** 261
- [41] Yu G, Upadhyaya P, Li X, Li W, Kim S K, Fan Y, Wong K L, Tserkovnyak Y, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **16** 1981
- [42] Legrand W, Maccariello D, Reyren N, Garcia K, Moutafis C, Moreau-Luchaire C, Collin S, Bouzouane K, Cros V, Fert A 2017 *Nano Lett.* **17** 2703
- [43] Pulecio J F, Hrabec A, Zeissler K, Zhu Y, Marrows C H 2016 arXiv preprint arXiv:1611.00209
- [44] Pulecio J F, Hrabec A, Zeissler K, White R M, Zhu Y, Marrows C H 2016 arXiv preprint arXiv:1611.06869
- [45] Soumyanarayanan A, Raju M, Gonzalez Oyarce A L, Tan A K C, Im M Y, Petrović A P, Ho P, Khoo K H, Tran M, Gan C K, Ernult F, Panagopoulos C 2017 *Nature Mater.* **16** 898
- [46] He M, Peng L C, Zhu Z Z, Li G, Cai J W, Li J Q, Wei H X, Gu L, Wang S G, Zhao T Y, Shen B G, Zhang Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 202403
- [47] Yang H, Thiaville A, Rohart S, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 267210
- [48] Hrabec A, Porter N, Wells A, Benitez M, Burnell G, McVitie S, McGrouther D, Moore T, Marrows C 2014 *Phys. Rev. B* **90** 020402
- [49] Nembach H, Shaw J, Weiler M, Jue E, Silva T 2015 *Nat. Phys.* **11** 825
- [50] Di K, Zhang V, Lim H, Ng S, Kuok M, Yu J, Yoon J, Qiu X, Yang H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 047201
- [51] Heide M, Bihlmayer G, Blugel S 2008 *Phys. Rev. B* **78** 140403
- [52] Chauleau J Y, Legrand W, Reyren N, Maccariello D, Collin S, Popescu H, Bouzouane K, Cros V, Jaouen N, Fert A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 037202
- [53] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blugel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
- [54] Tetienne J P, Hingant T, Martinez L J, Rohart S, Thiaville A, Diez L H, Garcia K, Adam J P, Kim J V, Roch J F, Miron I M, Gaudin G, Vila L, Ocker B, Ravelosona D, Jacques V 2015 *Nat. Commun.* **6** 6733
- [55] Chen G, Kang S P, Ophus C, N'Diaye A, Diaye A T, Kwon H Y, Qiu R T, Won C, Liu K, Wu Y Z, Schmid A K 2017 *Nat. Commun.* **8** 15302
- [56] Pollard S, Garlow J, Yu J, Wang Z, Zhu Y, Yang H 2017 *Nat. Commun.* **8** 14761
- [57] Korner H S, Stigloher J, Bauer H G, Hata H, Taniguchi T, Moriyama T, Ono T, Back C H 2015 *Phys. Rev. B* **92** 220413
- [58] Belmuguenai M, Adam J P, Roussigne Y, Eimer S, Devolder T, Kim J V, Cherif S M, Stashkevich A, Thiaville A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 180405
- [59] Yu G, Upadhyaya P, Wong K L, Jiang W, Alzate J G, Tang J, Amiri P K, Wang K L 2014 *Phys. Rev. B* **89** 104421
- [60] Ma X, Yu G, Li X, Wang T, Wu D, Olsson K S, Chu Z, An K, Xiao J Q, Wang K L, Li X 2016 *Phys. Rev. B* **94** 180408
- [61] Ma X, Yu G, Razavi S A, Sasaki S S, Li X, Hao K, Tolbert S H, Wang K L, Li X 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 027202
- [62] Ma X, Yu G, Tang C, Li X, He C, Shi J, Wang K L, Li X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 157204
- [63] Yu G, Wang Z, Abolfath-Beygi M, He C, Li X, Wong K L, Nordeen P, Wu H, Carman G P, Han X, Alhomoudi I A, Amiri P K, Wang K L 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 072402
- [64] Diény B, Chshiev M 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 025008
- [65] Upadhyaya P, Yu G, Amiri P, Wang K 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134411
- [66] Yu G, Jenkins A, Ma X, Razavi S A, He C, Yin G, Shao Q, He Q I, Wu H, Li W, Jiang W, Han X, Li X E, Bleszynski Jayich A C, Amiri P K, Wang K L 2017 *Nano Lett.* **18** 980
- [67] Wu D, Yu G, Chen C, Razavi S, Shao Q, Li X, Zhao B, Wong K, He C, Zhang Z, Amiri P, Wang K 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 222401
- [68] Zhang W, Jungfleisch M, Jiang W, Pearson J, Hoffmann A, Freimuth F, Mokrousov Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 196602



## SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

## Skyrmions in magnetic thin film heterostructures\*

Li Wen-Jing Guang Yao Yu Guo-Qiang<sup>†</sup> Wan Cai-Hua Feng Jia-Feng Han Xiu-Feng*(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)*

( Received 27 March 2018; revised manuscript received 14 May 2018 )

**Abstract**

Magnetic skyrmion is expected to function as an ideal information carrier for ultra-high density magnetic storage and logic functional device in the future due to its superior properties, such as topological protection, small size, and low driving current density for motion. In order to meet the basic requirements for writing and reading information in devices, one needs to be able to accurately generate, manipulate, and probe skyrmion at room temperature. Given that the history and latest developments of the skyrmion research will be reviewed comprehensively in other articles, in order to avoid repetition, in this article we briefly review a series of recent research advances we have made in magnetic multilayer materials in recent years, and discuss the advantages of relevant device applications and problems that need to be solved. They are included in three aspects as follows. 1) The room temperature skyrmion was observed in a wedge film Ta (5 nm)/Co<sub>20</sub>Fe<sub>60</sub>B<sub>20</sub> (CoFeB) (1 nm)/Ta (*t*)/MgO (2 nm)/Ta (2 nm) by a polar magneto-optical Kerr microscope. Results showed that skyrmion can be created at room temperature by controlling the perpendicular magnetic anisotropy of magnetic thin film. In the following, we designed a thin film heterojunction containing an antiferromagnetic layer IrMn. The introduction of antiferromagnetic material can produce an exchange bias field in the magnetic layer, which can play the same role as an external magnetic field, making it possible to realize zero-field skyrmion. In this study, we have successfully observed a stable skyrmion at room temperature and zero magnetic field. 2) The spin-orbit torque generated by the current proved to be able to be used to manipulate the created skyrmion. In the fourth part of this review, we discuss the dynamic process of skyrmion driven by spin-orbit torque in IrMn/CoFeB heterojunctions, and the chirality of skyrmion can be deduced by the direction of its longitudinal motion driven by an applied current. Finally, a principle device based on the skyrmion is further fabricated. In this device, a set of binary data was recorded in the “track” in the presence and absence of skyrmion. Generating and manipulating numbers of skyrmions were realized by using a series of pulse currents with different amplitudes and widths. The detection of a skyrmion can be achieved by using a magnetic tunnel junction at the right end of the device. 3) The advantages of skyrmion as a storage device and the problems that need to be solved for practical applications were discussed

**Keywords:** magnetic skyrmion, thin film heterojunction, spin-orbit torque, room temperature**PACS:** 12.39.Dc, 96.12.Hg, 91.60.Pn, 96.15.Gh**DOI:** 10.7498/aps.67.20180549

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China and Science Foundation Ireland International Partnership Program (Grant No. 51861135104), Youth 1000 Plan, the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0206200), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11434014, 51620105004, 11174341, 51701203), the Strategic Priority Research Program (B) of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB07030200), the Key Research Program of Frontier Sciences of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDJ-SSW-SLH016), and the International Partnership Program of the Chinese Academy of Sciences (CAS) (Grant No. 112111KYSB20170090).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [guoqiangyu@iphy.ac.cn](mailto:guoqiangyu@iphy.ac.cn)