

磁性斯格明子的多场调控研究

董博闻 张静言 彭丽聪 何敏 张颖 赵云驰 王超 孙阳 蔡建旺 王文洪 魏红祥 沈保根 姜勇 王守国

Multi-field control on magnetic skyrmions

Dong Bo-Wen Zhang Jing-Yan Peng Li-Cong He Min Zhang Ying Zhao Yun-Chi Wang Chao Sun Yang Cai Jian-Wang Wang Wen-Hong Wei Hong-Xiang Shen Bao-Gen Jiang Yong Wang Shou-Guo

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 137507 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180931

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180931>

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

[磁斯格明子拓扑特性及其动力学微磁学模拟研究进展](#)

Research progress on topological properties and micro-magnetic simulation study in dynamics of magnetic skyrmions

物理学报.2018, 67(13): 137506 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180235>

[Nd-Ce-Fe-B 纳米复合薄膜的磁性及交换耦合作用](#)

Magnetic properties and exchange coupling of Nd-Ce-Fe-B nanocomposite films

物理学报.2017, 66(15): 157502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.157502>

[磁性多层膜 CoFeB/Ni 的垂直磁各向异性研究](#)

Perpendicular magnetic anisotropy study of CoFeB/Ni multilayers by anomalous Hall effect

物理学报.2016, 65(24): 247502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.247502>

[三维介观超导环的涡旋结构](#)

Vortex pattern in three-dimensional mesoscopic superconducting rings

物理学报.2016, 65(4): 047501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.047501>

[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>

专题: 磁斯格明子

磁性斯格明子的多场调控研究*

董博闻¹⁾²⁾ 张静言¹⁾ 彭丽聪²⁾ 何敏²⁾ 张颖^{2)†} 赵云驰²⁾
 王超²⁾ 孙阳²⁾ 蔡建旺²⁾ 王文洪²⁾ 魏红祥²⁾ 沈保根²⁾
 姜勇¹⁾ 王守国^{1)‡}

1) (北京科技大学材料科学与工程学院材料物理与化学系, 北京 100083)

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5月9日收到; 2018年5月22日收到修改稿)

斯格明子 (skyrmion) 的概念最早是由英国的粒子物理学家 Tony Skyrme 提出, 它被用来描述粒子的一个状态, 是一种拓扑孤立子. 磁性斯格明子是一种具有拓扑行为的新型磁结构, 其空间尺寸为纳米量级, 空间距离从纳米到微米量级可调; 其存在温度涵盖从低温、室温到高温的宽温区; 其材料体系不仅包括早期发现的低温区 B20 型中心对称破缺的铁磁体和螺旋磁有序的弱铁磁材料, 也包括近期发现的室温及以上的中心对称六角结构磁性 MnNiGa 金属合金和磁性薄膜/多层膜体系. 利用磁性斯格明子的拓扑磁结构可以实现类似于自旋阀或者磁性隧道结中的自旋转移矩效应, 即外加电流可以驱动斯格明子, 其临界电流密度比传统翻转磁性多层膜体系中磁矩的电流密度 (一般为 10^7 A/cm²) 要低 5 个数量级, 约为 10^2 A/cm², 该临界值远低于硅基半导体技术中沟道电流密度的上限, 在未来的磁信息技术中具有广泛的应用前景. 本综述简单介绍了磁性斯格明子的发展历程, 归纳总结了磁性斯格明子的材料体系, 介绍了观察磁性斯格明子的实验手段, 重点介绍了多场 (磁场、电流、温度场) 调控作用下中心对称 MnNiGa 合金和 Pt/Co/Ta 磁性多层膜体系中磁性斯格明子的产生、消失以及外场调控演变等动态行为.

关键词: 斯格明子, 拓扑磁性, 磁畴结构, 磁成像

PACS: 75.70.Kw, 75.70.-i, 75.70.Cn, 68.37.-d

DOI: 10.7498/aps.67.20180931

1 引言

电子具有电荷和自旋两个本征属性, 以外加电场来调控电荷为基础的微电子学及其器件在 20 世纪中后期取得了迅猛的发展, 以硅基半导体为代表的微电子产业日新月异. 但是, 由于器件单位面积晶体管数量的指数增长伴随着晶体管之间的间距越来越小, 散热问题已经成为限制其进一步发展的技术瓶颈. 近 30 年来, 以外场 (磁场、电场、温度场、光场、自旋极化电流等) 调控电子自旋为核心的自

旋电子学逐步发展成熟, 其产品诸如计算机硬盘读头、高灵敏度磁性传感器、以及磁性随机存储器上获得了广泛应用. 与自旋电子学相关的物理机理如巨磁电阻效应、隧穿磁电阻效应、自旋转移矩效应也基本清晰. 但是, 在经过早期以应用为先导的高速发展后, 自旋电子学器件性能的进一步提升 (如存储密度 > Tbit/in²、存储速度 > Gbit/s 等) 相继遇到摩尔定律和超顺磁极限等技术和物理的挑战^[1-6].

为了突破磁信息存储技术的瓶颈, 科学家们

* 国家自然科学基金 (批准号: 51625101, 51431009, 51471183, 11674373)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2015CB921401, 2016YFB0700902)、中央高校基本科研业务费 (批准号: FRF-TP-16-001C2) 和中国科学院青年创新促进会 (批准号: 2015004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangy@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: sgwang@ustb.edu.cn

再次将目光聚焦到相关材料设计、制备和基础物理问题的探索上. 近期, 在自旋电子学领域被发现的新效应、新原理及新材料, 如自旋塞贝克效应 (spin Seebeck effect)、赛道存储器 (race track memory)、霍尔天平材料 (Hall balance) 和磁性斯格明子 (magnetic skyrmion) [7–10], 为突破上述瓶颈和挑战提供了可能的解决方案. 从材料和器件的空间尺寸上来看, 无论是应用自旋转移矩效应的自旋阀和磁性隧道结, 还是赛道存储器中的磁畴壁, 其尺寸均从微米、亚微米降低到纳米量级, 其材料对应的磁畴结构也从多畴变为单畴, 因此对纳米尺度的磁畴甚至畴壁结构及其动力学行为的研究是当前自旋电子学的热点和难点之一.

磁畴 (magnetic domain) 是指铁磁材料在自发磁化的过程中为了降低静磁能而分成多个方向各异的磁化区域, 它是磁性样品的基本组成部分. 在各个磁畴内部, 原子磁矩的排列具有相互平行的自发倾向, 磁矩的方向保持一致, 因此单个磁畴具有磁性. 铁磁材料在没有被磁化之前, 各磁畴之间的磁化方向是混乱的, 整体不表现出磁性. 磁化方向从一个磁畴到相邻磁畴, 会通过其交界区, 从而发生转变, 各磁畴之间的交界区则成为畴壁 (domain wall). 以面内各向异性铁磁薄膜为例, 沿面内易磁化轴方向的磁滞回线如图 1 所示, 磁滞回线上标注了 (a), (b), (c) 和 (d) 四个位置, 分别代表薄膜处于正向饱和磁化、退磁、反向饱和磁化和正向磁化四个状态. 图 1 中的四个插图分别表示上述状态时薄膜的磁畴结构, 例如插图 (a) 所示黑色的单畴状态, 其磁化方向从左向右 (如箭头所示), 此视野范围内没有出现畴壁. 当外磁场由正向负逐渐降低通过

零场后至矫顽力处 (即 (b) 点) 时, 体系宏观净磁矩为零, 磁畴结构为两个磁矩方向相反、大小相等的磁畴 (黑色和灰色), 其中黑色和灰色两个磁畴之间的交界区为畴壁 (如图中红色虚线框所示). 继续增加反向磁场, 从左向右的磁畴 (黑色) 逐渐减小, 同时从右向左的磁畴逐渐增大, 直到反向饱和磁化状态 (如 (c) 点所示). 当外磁场由反向饱和降低到零并外加一定的正向磁场 (小于矫顽力) 时, 体系宏观净磁矩仍然为负, 磁畴结构为两个磁矩方向相反、大小不等的磁畴 (灰色较大、黑色较小), 中间用红色虚线框所示的交界区依旧为畴壁.

磁性材料磁畴尺寸大到微米量级、小到纳米量级, 适合观察的实验手段相对较多, 主要包括磁力显微镜、光发射电子显微镜 (PEEM)、洛伦兹透射电子显微镜 (LTEM)、磁光克尔显微镜 (MOKE)、带极化分析的扫描电子显微镜 (SEMPA) 和自旋极化低能电子显微镜 (SP-LEEM) 等. 但畴壁宽度较窄, 一般仅从几纳米到几十纳米不等, 观察其内部微观磁结构相对困难, 实验上较多使用 LTEM 和 PEEM 来研究. 图 2 所示是使用 LTEM 所观察到的磁畴和畴壁照片, 样品为在单晶 MgO(001) 衬底上采用分子束外延方法生长的 Fe/Ir_{0.2}Mn_{0.8} 交换偏置双层膜. 图中白色较粗箭头表示外磁场方向, 图 2(a)–(c) 和图 2(d)–(f) 分别为沿着 Fe 薄膜的 [100] 和 [010] 易磁化轴方向观的图像 [11], 可以清楚地看到磁畴的磁化方向. 图中红色虚线框所表示的两个磁畴交界区即为畴壁, 畴壁清晰可见. 由于该型号 LTEM 的分辨率有限, 仅能区分出两种畴壁的位置 (如图 2(c) 中畴壁为白色, 而图 2(f) 中畴壁为灰色), 无法进一步观察到畴壁内部的精细磁结构.

如上所述, 在两个相邻的磁畴边界 (即畴壁内), 磁矩从一个方向连续地过渡到另一个方向, 这样的连续变化途径有多种, 每一种变化途径对应于一种畴壁类型. 按照畴壁中磁矩方向变化的方式来区分, 典型畴壁结构有布洛赫型畴壁 (Bloch) 和奈尔型畴壁 (Néel) 两种. 对于布洛赫型磁畴壁而言, 其结构如图 3(a) 所示, 假设畴壁左右两边磁畴的方向分别为垂直向上和垂直向下, 左边磁畴的磁矩从垂直向上自左向右开始逐渐转动, 直到垂直向下 (即右边磁畴的磁矩取向), 该过渡方式的主要特点是磁矩始终平行于畴壁平面, 其磁矩在纸面上的投影如图 3(a) 下方的箭头所示. 对于奈尔型畴壁而言, 其结构如图 3(b) 所示, 左边磁畴的磁矩从垂直

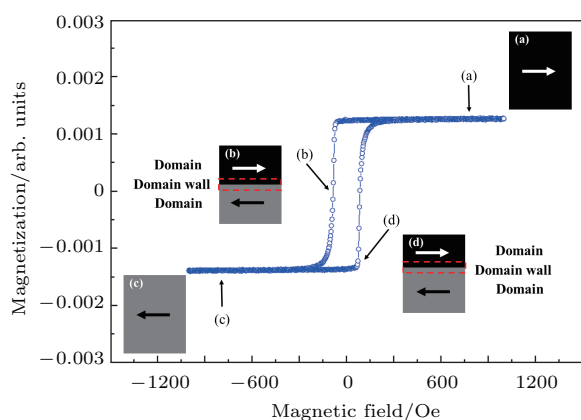


图 1 磁滞回线和磁畴及畴壁示意图

Fig. 1. Schematic of M - H loop, magnetic domain and domain wall.

向上沿着平行于纸面的平面自左向右逐渐转动,直至垂直向下(即右边磁畴磁矩取向),其磁矩在纸面上的投影见图3(b)下方的箭头所示.简言之,磁矩矢量沿着垂直径向连续旋转即为布洛赫型,而磁矩沿径向连续转动即为奈尔型.在磁性材料中,磁畴按照畴壁两侧磁矩的相对取向以及磁畴壁的结构的不同可以分为如 90° , 180° 磁畴和圆柱形磁泡等类型.

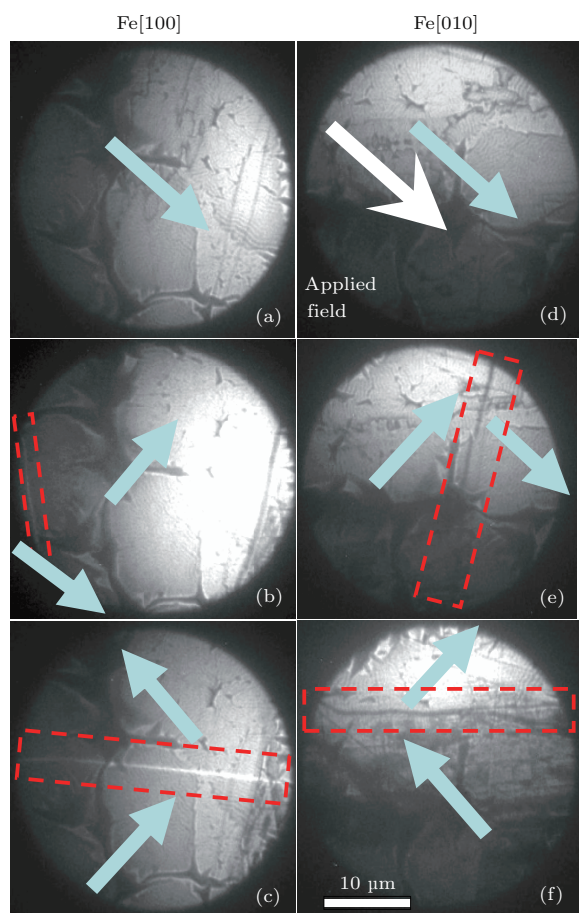


图2 单晶外延Fe/IrMn双层膜的LTEM照片^[11] (a)–(c)外磁场沿着Fe薄膜的[100]和(d)–(f) [010]易磁化轴方向,其中红色虚线框所示为畴壁

Fig. 2. LTEM Fresnel-contrast images of the Fe/IrMn bilayers, in which magnetic fields were applied along the Fe [100] easy axis (a)–(c) and the Fe [010] easy axis (d)–(f). The dashed red boxes highlight the position of domain walls^[11].

磁泡(magnetic bubbles)是一种典型的圆柱形磁畴结构,于20世纪60年代在具有强垂直各向异性的铁磁薄膜中率先被观察到.这种圆柱状磁畴在薄膜表面看似像一个个圆泡,圆泡的内部和外部磁矩方向均垂直于薄膜表面,但方向相反,其过渡区域形成一个闭合的环形畴壁.早期,科学家们尝试利用外磁场来控制磁泡的产生和消灭,以此作为二

进制信息中的“1”和“0”来研制磁泡存储器,但随着GMR的发现及自旋电子学的迅猛发展,磁泡存储器没有取得实质性应用.此外,磁性材料中的磁畴结构还包括涡旋(vortex)、麦纫(meron)等,有关内容可以参考中国科学院沈阳金属研究所张志东研究员^[12]的综述.

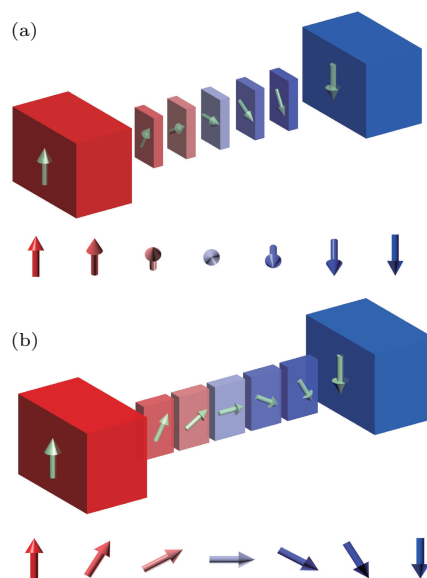


图3 畴壁结构示意图 (a) 布洛赫型和 (b) 奈尔型

Fig. 3. Schematic diagram of domain walls, (a) Bloch type and (b) Néel type.

2 磁性斯格明子的发现及其基本物性

斯格明子(skyrmion)是近期引起广泛关注的一种磁畴结构,其概念最早由英国原子能科学研究所(British Atomic Energy Research Establishment)的粒子物理学家Tony Skyrme于1962年提出^[13],它是非线性sigma模型的一个非平庸经典解,被用来描述粒子的一个状态,是一种拓扑孤子.斯格明子与凝聚态物理之间的渊源,可以追溯到20世纪80年代后期,以色列魏茨曼科学研究所的Kugler教授首次将当时在核物理中已经十分热门的概念斯格明子引入凝聚态物理,并从理论上预言了一种新的斯格明子晶体^[14].在该项工作中,他将凝聚态物理中的晶体及对称性等性质与斯格明子结合,并称“除了进行数值弛豫计算以外,我们还从凝聚态物理里改进了一种方法”.此前,美国普林斯顿大学的Klebanov教授已经将斯格明子整齐地排列到简单立方晶格位置上,发现了斯格明子可以旋转,从而被最近邻的六个斯格明子所吸引^[15].

1993年,美国加州大学洛杉矶分校的Kivelson教授等研究了量子霍尔铁磁体中的量子霍尔效应,并通过理论计算表明^[16]:当塞曼劈裂很小时,体系呈现非平庸的自旋有序,且是宏观的,这样的结构即为斯格明子,这是斯格明子首次在凝聚态物理和材料科学中正式被提出.他们的理论计算进一步指出:斯格明子与材料中的杂质会发生相互作用,当其与杂质之间的吸引力与库仑排斥力达到平衡时,斯格明子则表现出有限的尺寸,并且被材料中无序所局域.

本文中,磁性斯格明子特指凝聚态物理和材料科学中一种局域手性自旋结构单元,该结构是一种拓扑保护的稳定状态.斯格明子的拓扑性可以由拓扑数 Q 来描述:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{m}(\partial_x \mathbf{m} \times \partial_y \mathbf{m}) dx dy,$$

其中 $\mathbf{m}$ 是实空间 (x, y) 处自旋单位矢量, Q 描述自旋环绕单位球面的倍数.对于磁性斯格明子来说, Q 为非零的整数,例如当 $Q = \pm 1$ 时叫单斯格明子, $Q = \pm 2$ 时叫双斯格明子.

图4(a)和图4(d)是典型的三维斯格明子自旋结构示意图,其中图4(a)被称为类涡旋型(vortex-like)结构,图4(d)被称为类刺猬型(hedgehog-like)结构.斯格明子自旋结构的最大特点是三维空间任何取向上均有磁矩指向,具有拓扑保护性质.对应于上述两种三维斯格明子自旋结构,其二维自旋结构如图4(b)和图4(e)所示,分别被称为布洛赫型和奈尔型斯格明子.简言之,上述两种自旋结构的斯格明子,假设中心点磁矩垂直向下,最外侧磁矩垂直向上,自中心点开始向外,磁矩从垂直向下开始逐渐旋转,直至最外侧的垂直向上,其中间过渡区域类似于前面所述的畴壁.按上述分类,图4(b)所示结构对应于布洛赫型畴壁,图4(e)所示结构对应于奈尔型畴壁.如果沿着图4(b)和图4(e)直径观察其自旋结构(如虚线所示),其磁矩取向对应于图4(c)和图4(f)所示.

需要指出的是,如图4(a)和图4(d)所示的三维斯格明子,其球面上的所有自旋都指向球面外,可以类似认为球面内存在一个等效的“磁单极”.在材料中,当电场驱动的传导电子遇到磁性斯格明子时,这种等效磁场会对电子的运动轨迹产生影响,给传导电子的霍尔效应造成额外的贡献,被称之为拓扑霍尔效应(topological Hall effect)^[20].同时被

电流驱动的斯格明子由于其特殊的自旋结构也会产生额外的横向速度,这个效应叫做斯格明子霍尔效应(skyrmion Hall effect)^[21,22].这些效应表明可以采用输运测量的方式来间接研究磁性斯格明子,这是对利用LTEM和PEEM等直接观察磁结构手段的有效补充,同时也为采用电学方法驱动和读取斯格明子信号奠定了基础.图5为运动的电子与磁性斯格明子之间相互作用的示意图^[19,23].

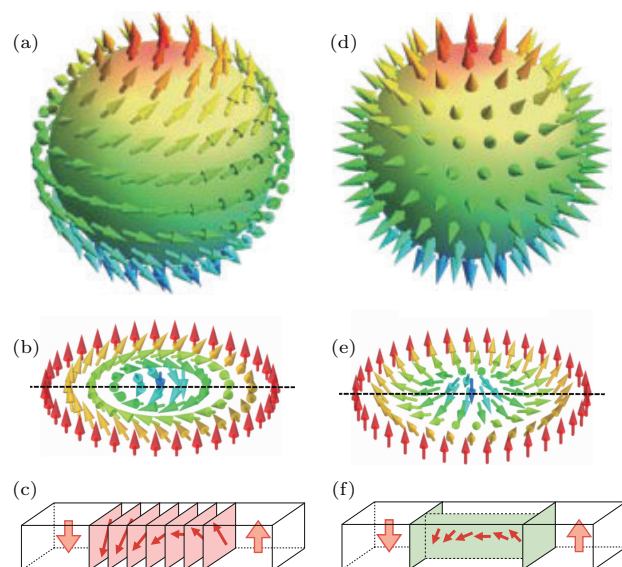


图4 两种自旋构型的斯格明子示意图^[17-19] 左边(a)-(c)为布洛赫型,右边(d)-(f)为奈尔型
Fig. 4. Spin structures of skyrmion, left (a)-(c) Bloch type and right (d)-(f) Néel type^[17-19].

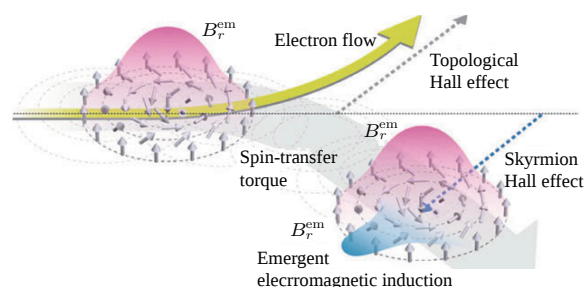


图5 斯格明子运动及其与电流相互作用下所产生的物理现象示意图^[19,23]

Fig. 5. Schematic of skyrmion motion and associated physical phenomena under the flow of electrons^[19,23].

德国德累斯顿固体与材料研究所的乌克兰籍理论物理学家Bogdanov教授长期从事固体材料中的磁性理论研究,2001年,他与Röbller在关于磁性薄膜和多层膜体系中手性对称性破缺研究的论文中^[24],首次将Dzyaloshinsky-Moriya相互作用(DMI)引入磁性薄膜/多层膜中,并预言了面内和垂直磁各向异性薄膜/多层膜中会出现可控、二维

局域图案(又称磁涡旋). 随后, 他们于2006年发表了关于磁性金属中自发斯格明子基态的研究论文^[25], 从理论上预言了立方B20结构非中心对称的MnSi磁体中可能存在斯格明子. 2009年, 德国慕尼黑大学Pfleiderer教授领导的科研团队首次利用中子散射技术在手性磁体MnSi中观察到了斯格明子^[26]. 关于MnSi体系的磁结构相图可以参见图6(a)和图6(b), 分别为理论预言结果和中子散射实验结果.

MnSi的晶体结构属于立方晶系, 晶格常数为4.56 Å, 空间点群为 $P2_13$, 是一种手性弱铁磁体, 具有一个螺旋对称性和一个沿 $\langle 111 \rangle$ 方向的重

旋转对称性, 构成了B20型空间结构. 此外, MnSi晶体中, 两个Mn-Si原子的连线之间存在一定的夹角, 体系的中心对称破缺导致DMI不为零, 这正是Bogdanov教授所预言的可能会出现磁性斯格明子的典型体系. 图6(b)给出了采用中子散射技术所得到的MnSi材料体系的温度与磁场相图, 可以看出: 在温度低于居里温度(T_C)的条件下, 当外加磁场小于极化磁场时, 系统呈现出手性磁有序. 该磁有序结构具体包括: 低磁场下的螺旋磁有序(helical order)、低温下的锥形磁有序(conical order)以及中等磁场并在居里温度附近的异常相(A-phase), 后来被称为磁性斯格明子相.

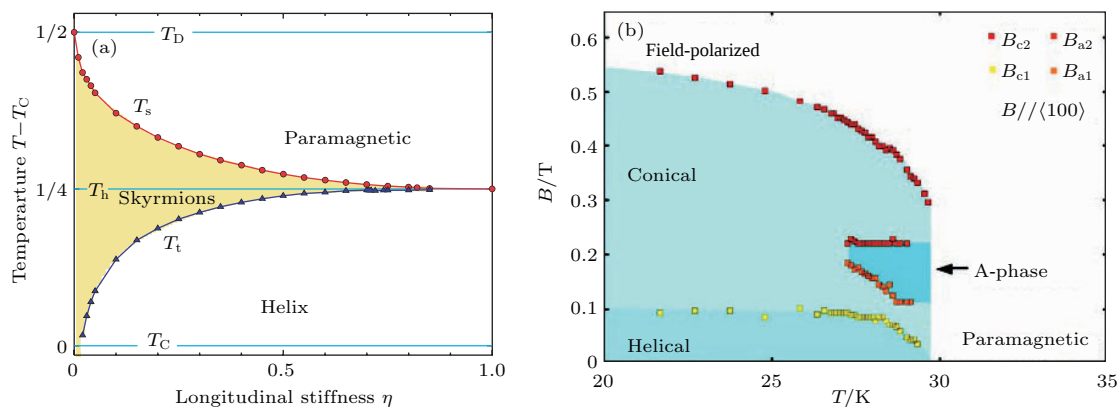


图6 MnSi手性磁体的相图 (a) 理论预言^[25]; (b) 中子散射的实验结果^[26]
Fig. 6. Magnetic phase diagram of MnSi: (a) Theoretical prediction^[25]; (b) experimental results by neutron scattering^[26].

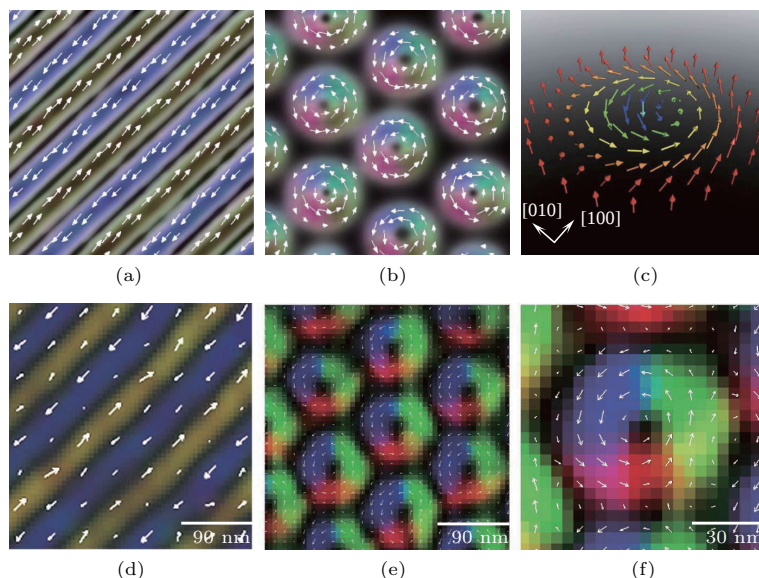


图7 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ 螺旋磁体的拓扑自旋结构^[10] (a)–(c) 螺旋磁有序和斯格明子磁结构的蒙特卡罗模拟结果, 其中(c)为斯格明子自旋结构示意图; (d)–(f) LTEM的二维实空间斯格明子自旋结构
Fig. 7. Topological spin textures in the helical magnet $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ ^[10]: Helical (a) and skyrmion (b) structures predicted by Monte Carlo simulation; (c) schematic of the spin configuration in a skyrmion; (d)–(f) LTEM data.

如何表征斯格明子的磁有序结构并进行实空间磁成像是开展该领域研究的重要方向, 磁性斯格明子研究在近期取得了快速发展, 得益于可以进行实空间磁成像的LTEM技术的巨大进步. 例如: 日本东京大学Tokura教授的团队长期从事凝聚态物理和材料科学的研究, 成功地将LTEM技术用于材料的实空间磁成像及其动力学研究. 2006年, 该团队应用LTEM技术研究了另一类B20型材料 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ 晶体中螺旋磁有序结构^[27]. 更加令人振奋的消息来自该研究团队Yu教授的研究结果. 2010年, Yu教授等^[10]利用LTEM技术对 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ 晶体展开研究, 成功地观察到实空间

二维磁性斯格明子结构, 其实验结果和蒙特卡罗模拟的结果如图7所示.

3 磁性斯格明子的材料体系

在短短不到十年的时间里, 磁性斯格明子的研究在材料的发现与合成、物理原理的探索、器件的原理研究等方面均取得了飞速的发展, 其主要的推动力在于: 1) 广泛的应用前景; 2) 丰富的物性; 3) 多样的材料体系等. 例如: 利用磁性斯格明子的特殊自旋结构可以实现类似于自旋阀结构或者磁性隧道结中的自旋转移矩效应, 即外加电流可以驱

表1 磁性斯格明子材料列表及其相关参数
Table1. A list of magnetic skyrmion materials and their related parameters.

类型	材料	磁转变温度/K	自旋调制周期/nm	文献
合金	MnSi 块体	30	18	[29]
	薄膜	45	8.5	[30]
	$\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$	$x = 0.06$	16.5	[31]
		$x = 0.08$	10.6	
		$x = 0.1$	6.8	
	FeGe 块体	278	70	[32]
	MnGe 块体	170	3	[33]
	$\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$	$x = 0.35$	150	[34]
		$x = 0.5$	185	
		$x = 0.7$	210	
		$x = 0.84$	220	
	$\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$	$x = 0.1$	11	[35]
		$x = 0.5$	36	
		$x = 0.6$	24	
		$x = 0.7$	7	
	GaV ₄ S ₈ 单晶	13	< 110	[36]
氧化物	CoMnZn 块体	> 300	> 115	[37]
	MnNiGa 块体	350	180	[38]
	Cu ₂ OSeO ₃ 块体	59	62	[39]
磁性多层膜	BaFe _{10.35} Sc _{1.6} Mg _{0.05} O ₁₉ 块体	> 300	200	[40]
	La _{1.37} Sr _{1.63} Mn ₂ O ₇ 块体	100	160	[41]
	Fe/Ir(111) 薄膜	> 300	1	[42, 19]
	FePd/Ir(111) 薄膜	>300	7	[43, 19]
	Co(disk)/Ni/Cu 薄膜	>300	2000	[44]
	[Pt/Co] _n /Pt 薄膜	>300	120	[45]
	Fe/Ni/Cu/Ni/Cu(001) 薄膜	>300	>200	[46]
	[Ir/Co/Pt] ₁₀ 薄膜	>300	>100	[47]
	Pt/Co/MgO 薄膜	>300	>300	[48]
	Ta/CoFeB/TaO _x 薄膜	>300	>700	[49]
	Ta/CoFeB/MgO 薄膜	>300	>700	[50]

动甚至翻转斯格明子的自旋结构. 从器件开发与应用的角度来说, 科学家们发现了更加令人振奋的现象: 驱动斯格明子运动的临界电流密度比翻转传统磁性多层膜体系中磁矩的值 (一般为 10^7 A/cm²) 低 5 个量级, 约为 10^2 A/cm², 该临界值远低于硅基半导体技术中沟道电流密度的上限, 预示着磁性斯格明子在未来的磁信息技术中具有广泛的应用前景^[28]. 值得指出的是, 如此小的临界电流密度驱动斯格明子翻转的物理机理还不十分清楚, 同时该效应的稳定性和可重复性也需要更加深入的研究.

斯格明子的研究从早期的高能物理, 过渡到当前的凝聚态物理和材料科学, 其本身就具有十分丰富的物理性质. 例如: 磁性斯格明子因其特殊的自旋结构和拓扑保护性质已经引起了科学家们的广泛关注, 并逐渐发展成为一门新兴的学科——拓扑磁学 (Topological Magnetism), 它是当前磁学与磁性材料的研究热点之一. 其丰富的研究内容主要包括拓扑磁结构的观察、拓扑霍尔效应、斯格明子霍尔效应、斯格明子动力学和斯格明子对单一外场及多场 (磁场、电场、光场、自旋极化电流、温度场、压力场等) 的响应等.

关于磁性斯格明子的材料体系, 目前已经发现和人工合成的材料多达几十种, 不仅包括合金、氧化物, 也包括磁性薄膜/多层膜; 实现稳定斯格明子结构的温度范围从早期的低温 (几十开尔文到 270 K 之间) 提高到跨室温的宽温区 (如 MnNiGa 双斯格明子材料). 同时, 也可以利用常用的磁性材料 (如 Fe, Co, Ni) 或磁性薄膜来构建新型斯格明子材料体系, 其主要制备手段为超高真空磁控溅射, 衬底大小可以从 2—8 in (1 in = 0.0254 m) 变化, 与半导体及微电子的工艺十分匹配, 为其器件化应用奠定了材料基础.

上述多样性的材料体系, 为磁性斯格明子的研究和器件开发提供了更多的选择和优化的可能性, 表 1 给出了到目前为止科学家们发现和人工合成的主要磁性斯格明子材料及其相关参数.

4 磁性斯格明子的实验观察技术

磁性斯格明子作为近期凝聚态物理和材料科学的研究热点之一, 其相关的拓扑自旋结构和拓扑霍尔效应等需要利用对应的实验、理论模拟计算等手段来研究. 磁性斯格明子的理论计算和模拟工

作, 为从实验上观察及调控斯格明子提供了指导和参考, 尤其在实验条件 (包括测试温度、仪器空间分辨率等方面) 不能满足需求的情况下更加重要. 例如: 美国 Kivelson 教授团队^[16] 早期理论计算即表明, 当体系的塞曼分裂很小时, 体系可以出现宏观的斯格明子磁有序; 德国 Bogdanov 教授团队^[25] 从理论上预言了立方结构非中心对称的 MnSi 磁体中可能存在斯格明子, 随后被德国 Pfeleiderer 教授团队^[26] 利用中子散射技术观察到. 中国科学院合肥强磁场科学中心张裕恒院士领导的团队 (田明亮、杜海峰研究员) 先利用蒙特卡罗方法模拟了不同尺寸螺旋磁性纳米薄盘中手性自旋结构及其在外场作用下的演化行为^[51], 随后与复旦大学车仁超教授合作利用 LTEM 在 FeGe 条带中实现了对单个斯格明子链的直接实验观察, 发现了斯格明子边缘形核与稳定的机理, 首次清晰地给出了斯格明子相的磁场-温度和温度-尺寸的关系相图^[52]. 中国科学院沈阳金属研究所张志东研究员团队利用微磁学模拟研究发现, Co/Ru/Co 纳米薄膜盘体系中磁晶各向异性能、交换作用能和退磁能之间的竞争可以在没有 DMI 的条件下形成室温磁性斯格明子, 同时该体系在单频微波场的作用下会发生共振激发行, 导致斯格明子出现花状动力学行为^[53,54]. 南京大学丁海峰教授团队^[55] 同样利用微磁学模拟, 在假设没有 DMI 的情况下, 磁性薄膜的形状效应可以导致面内涡旋磁结构, 进一步利用界面耦合效应, 在面内各向异性磁性薄膜中添加一层垂直磁晶各向异性的薄膜, 构成三明治结构, 从而形成人工磁性斯格明子. 这一预测随后被美国加州大学伯克利分校的邱子强教授团队^[44] 利用磁元二色-光发射电子显微镜 (XMCD-PEEM) 在 Co/Ni/Cu(001) 磁性多层膜体系中证实. 四川师范大学赵国平教授的理论计算表明^[56], 当磁性斯格明子作为信息载体在赛道存储结构中运动时, 斯格明子与斯格明子之间、斯格明子与赛道边缘之间存在相互作用, 并得到斯格明子之间的平衡距离. 香港中文大学 (深圳) Zhou 和 Ezawa^[57] 通过微磁学模拟方法研究了磁性斯格明子与磁畴壁之间关系, 发现斯格明子与畴壁对可以相互转换.

磁性斯格明子和运动的电子之间会发生相互作用, 造成拓扑霍尔效应和斯格明子霍尔效应, 利用这些效应可以采用输运测量的方法间接研究磁性斯格明子的相关性质^[19,20,23]. 众所周知, 磁场

中导体的传导电子在运动过程中由于受到洛伦兹力的作用发生横向偏转,在侧面产生电荷累积,即为霍尔效应.磁性斯格明子可以被看作一个准粒子,不带电荷但具有拓扑数.近期,清华大学 Jiang 等^[21]的研究发现:对于拓扑数为1的基态磁性斯格明子,利用自旋霍尔效应产生的自旋力矩可以驱动斯格明子在磁性薄膜中运动,并由于其拓扑结构在电流驱动下受 Magnus 力的作用,其运动方式可以从蠕动状态逐渐转变到稳直状态,同时在横向累积,由此斯格明子表现出了类似电子运动的霍尔效应.在室温下,密度小于 10^7 A/cm² 的驱动电流下测得斯格明子的霍尔角达到 15° .

近年来,随着斯格明子研究工作的发展,多种实验技术已经被应用到斯格明子材料的拓扑磁性研究中来.除了前述的利用电子与斯格明子的拓扑霍尔效应测量体系的输运性质来间接研究其相关物性之外,多数实验手段集中在拓扑磁结构的实验观察上.中子散射技术是利用中子散射方法来研究物质静态结构和微观动力学行为的一种先进手段,由于中子不带电、具有磁矩、穿透力强等特点,是研究物质磁性和磁结构的强有力手段.西方发达国家很早就建立了反应堆和散裂中子源来开展中子散射的相关研究工作,其中散裂中子源主要包括:英国散裂中子源 (ISIS)、美国散裂中子源 (SNS)、日本散裂中子源 (J-PARC).国内的中子散射技术近年来取得了巨大的进展,建立了包括中国工程物理研究院的中国绵阳反应堆 (CMRR)、中国原子能科学研究院的中国先进研究堆 (CARR) 和近期刚刚投入使用的中国散裂中子源 (CSNS).揭开了斯格明子研究的序幕的早期工作就包括德国 Pfleiderer 教授团队首次利用中子散射技术在 MnSi 中观察到了斯格明子并给出其磁结构相图^[26]以及随后在 GaV₄S₈ 单晶材料中采用小角中子散射技术也观察到了磁性斯格明子结构^[36].

LTEM 是一种研究磁性斯格明子自旋结构的强有力技术,具有两种工作模式,一种是在普通透射电子显微镜上加上 LTEM,另一种是专门设计的 LTEM.普通透射电镜工作模式下,物镜会在样品附近产生高达 2—3 个特斯拉的磁场,从而直接饱和磁化一般的磁性样品,而采用一个远离样品的 LTEM 代替物镜的成像功能,从而使得样品区域的磁场强度大幅度降低 (通常 200—300 Oe).后者是对透射电镜的极靴及物镜进行了特殊设计和加工,

使得样品处磁场可以降到 10 Oe 以下,十分有利于磁性样品的本征磁结构的观察.近年来,国内多所大学和科研机构相继改造或者购买了 LTEM,开展相关磁学和磁性材料的研究工作.例如:中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室采用 LTEM 率先开展了 Heusler 合金 MnNiGa 材料中的拓扑磁结构研究,观测到了跨室温、宽温区稳定存在的斯格明子,图 8 为利用 LTEM 所观察到的 MnNiGa 材料中的双斯格明子结构^[38,58].

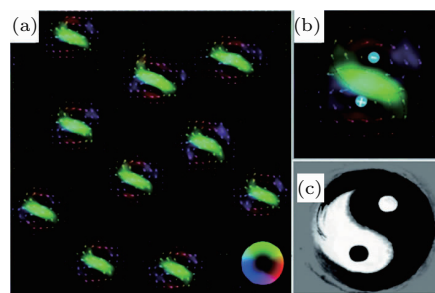


图 8 利用 LTEM 观察到的 MnNiGa 材料中的磁性双斯格明子结构^[38,58]

Fig. 8. Biskyrmions in MnNiGa materials by LTEM^[38,58].

可以利用 LTEM 观察磁畴结构的样品种类丰富,包括各种磁性金属、合金、氧化物的单晶、多晶块体和薄膜.但是,制备 LTEM 样品的程序相对比较复杂,传统方法一般包括切片、打磨和离子减薄等步骤,也可以采用聚焦离子束 (FIB) 来直接制备电镜样品.利用 LTEM 配合不同外场功能的样品杆,也可以开展相关磁畴的外场调控研究工作,关于利用 LTEM 开展磁性斯格明子的研究可以参考相关文献^[10, 27, 38, 52, 59].

20 世纪 80 年代,科学家们基于量子力学隧穿效应发明了扫描隧道显微镜 (STM),首次实现了实空间的原子分辨,从而可以进行单原子/分子的人工操控,给凝聚态物理、表面科学、材料科学、生命科学以及微电子学等众多领域带来了一场技术革命^[60].随后,针对磁性薄膜样品的磁畴结构特点,发展出了自旋极化扫描隧道显微镜 (SP-STM),其工作原理为:磁性材料费米面附近,自旋方向不同的电子的局域态密度具有不对称性,该不对称性会导致 STM 中针尖与样品表面之间的隧穿电流同时包括极化和非极化两部分,通过分离技术可以从极化电流中得到样品表面与自旋相关的磁信息,从非极化电流中得到样品表面的形貌信息^[61].

得益于原子级别实空间分辨率的优势, 早期的SP-STM主要被用来研究超高真空分子束外延技术生长的超薄(几个原子层厚)铁磁/反铁磁薄膜体系中的磁畴及畴壁结构, 例如: 利用SP-STM在Fe(001)/Mn 双层膜体系中观察到的拓扑增强阻挫现象^[61]. 磁性斯格明子材料被发现后, SP-STM的发明者、德国汉堡大学的Wiesendanger教授带领其团队随即开展了相关的研究工作, 例如: 他们在Ir(111) 单晶衬底上分别外延生长了超薄Fe和FePd磁性薄膜, 利用SP-STM的超高空间分辨率和自旋分辨的优点, 观察到了清晰的磁性斯格明子结构^[42,43], 其主要结果如图9和图10所示.

低能电子显微镜/光发射电子显微镜(LEEM/PEEM)是另一种可以进行磁畴结构观察的重要实验手段, 其中LEEM技术是利用被激发出来的低能电子(小于30 eV)的弹性背散射对样品表面进行成像; PEEM的工作原理是基于爱因斯坦光电效应, 利用被激发出来的二次电子对样品表面进行成像. LEEM与PEEM通常为同一台电镜中的两种成像模式, 成像方式便于切换, 给表面成像带来了极大的便利, 其中LEEM/PEEM均可以对样品表面形貌进行成像, 如果LEEM技术与自旋极化光源相结合, 则可以用来对磁性样品进行磁成像; 而PEEM技术如果配备偏振可调的激发光源, 则可以用于磁性薄膜的磁结构成像.

具体而言, 对于磁性薄膜样品, 采用自旋极化

低能电子显微镜(SP-LEEM)可以对其进行磁结构表征^[46,62,63]. 例如, 采用SP-LEEM可以对生长在Cu(001)/Ni/Cu衬底上Ni/Fe磁性双层膜进行微观磁结构表征, 并观察到了奈尔型的磁性斯格明子, 典型的结果如图11所示.

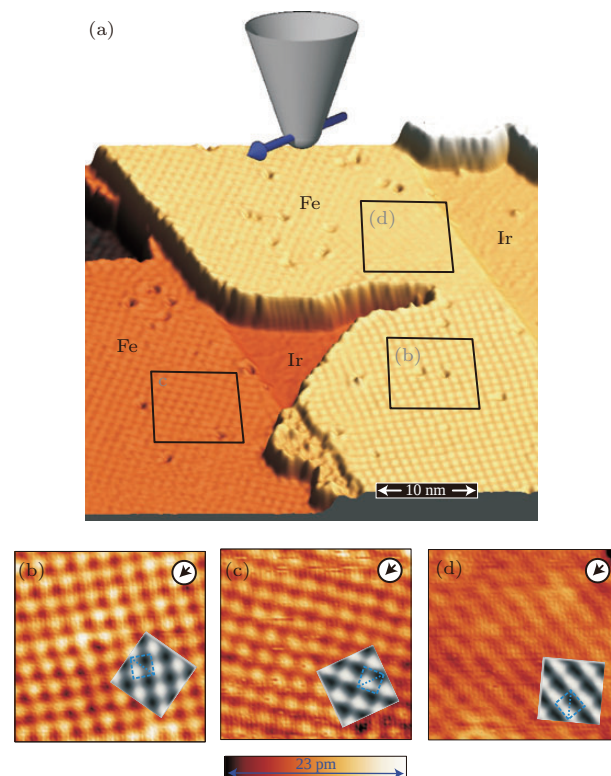


图9 Ir(111) 衬底上外延Fe分子层的SP-STM测试结果^[42]
Fig. 9. SP-STM measurements on the Fe ML on Ir (111)^[42].

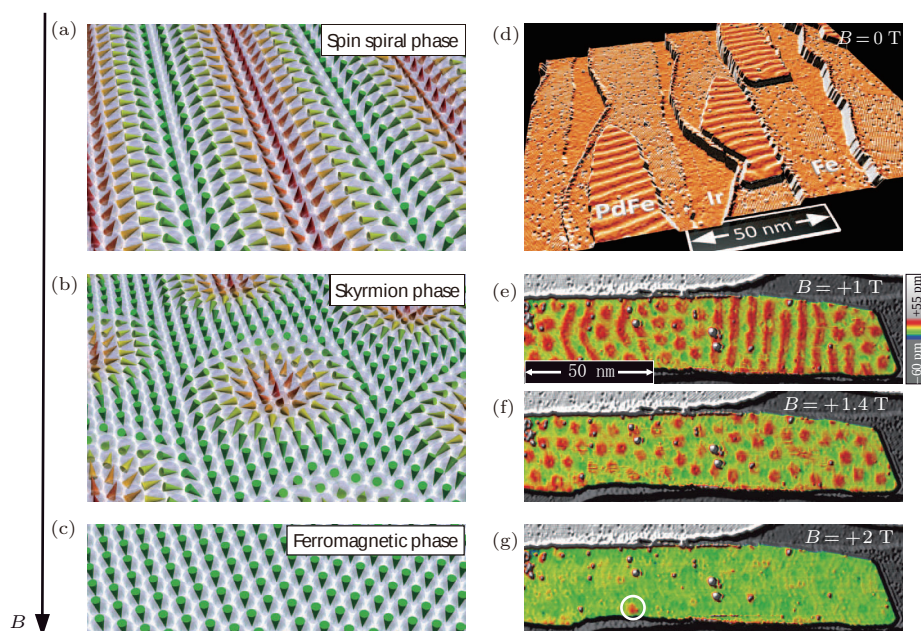


图10 Ir (111) 衬底上外延FePd双层膜在8 K时的磁场依赖关系^[43]
Fig. 10. Magnetic field dependence of FePd bilayer on the Ir (111) surface at $T = 8$ K^[43].

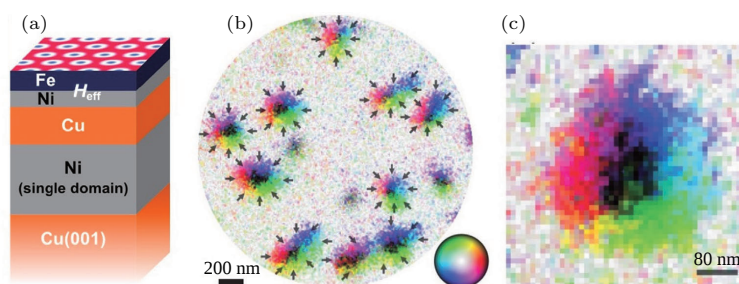


图 11 Cu(001)/Ni/Cu 衬底上 Ni/Fe 双层膜中 SP-LEEM 磁成像^[46,63] (a) 多层膜结构示意图, (b) SP-LEEM 照片, (c) 单个斯格明子的放大图

Fig. 11. SP-LEEM image for a Ni/Fe bilayer grown onto Cu(001)/Ni/Cu substrate^[46,63]: (a) Structure of multilayers, (b) SP-LEEM image, and (c) magnified image of a single skyrmion.

对于 PEEM 来说, 早期被用于薄膜磁成像研究时, 通常是在同步辐射光源上采用偏振可调(左旋/右旋的圆偏振及线偏振)的 X 射线作为激发源, 利用被激发的二次电子进行成像, 常常被称为磁圆/线二色光发射电子显微镜(XMCD/XMLD-PEEM). 由于同步辐射的 X 光源能量可调, XMCD/XMLD-PEEM 系统可以实现元素分辨的磁成像功能. 简言之, 当入射 X 射线的能量被调到某一磁性元素的不同吸收边附近时(如 Fe 的 $2p_{3/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 能量分别为 706 和 719 eV, Co 的 $2p_{3/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 能量分别为 778 和 793 eV, Ni 的 $2p_{3/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 能量分别为 852 和 869 eV), 可以获得该样品中特定磁性元素的磁结构图像, 从而可以研究不同磁性元素之间的相互作用(如铁磁和反铁磁有序排列).

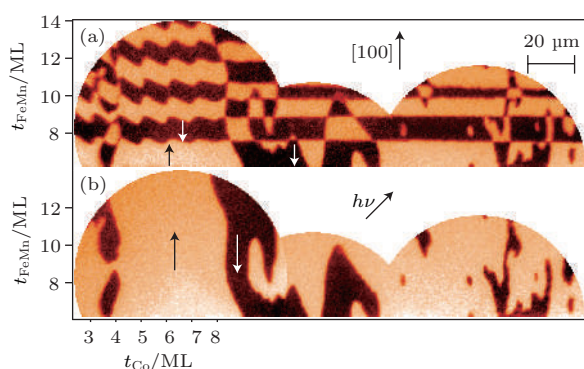


图 12 Cu(001) 衬底上双楔形 FeNi/FeMn/Co 单晶外延三层膜中磁耦合方向的总体观察^[64]

Fig. 12. Overview of the direction of the magnetic interlayer coupling in an FeNi/FeMn/Co single-crystalline trilayer on Cu(001)^[64].

科学家们利用 XMCD-PEEM 技术的元素分辨特点来研究合金材料(如 NiFe, CoFe, FeMn)中磁性原子之间的相互耦合作用, 也可以利用上述特点

来研究磁性多层膜体系中不同磁性层之间的相互作用. 例如, 德国马普微结构物理研究所 Kirschner 教授领导的团队, 利用 XMCD-PEEM 技术研究了双楔形 FeNi/FeMn/Co 三层膜体系中的磁相互作用, 正是由于其元素分辨能力, 才可以将多种磁性元素(如 Fe, Co, Ni 和 Mn)之间的磁有序和相互作用表征出来^[64].

由于 XMCD-PEEM 设备依赖于大型同步辐射光源, 难以满足广泛需求, 近年来, 各国科学家纷纷开始寻求不同光源作为激发源来开展光发射电子显微术的研究. 中国科学院理化技术研究所的科学家们在自行生长非线性光学 KBBF 晶体的基础上, 发明了棱镜耦合技术(PCT), 最终研制出一种新型深紫外全固态激光光源(DUV-DPL 光源), 将该光源与 PEEM 相结合, 即深紫外激光光发射电子显微镜(DUV-PEEM), 利用像差矫正器, 其空间分辨率高达 3.9 nm、能量分辨率高达 0.1 eV, 是目前国际上报道的最高水平. 该设备已经被广泛用于开展表面催化反应及其动力学研究^[65]. 深紫外激光的能量为 6.99 eV, 高于绝大多数固体材料的表面功函数(例如: Fe, Co, Ni 和 Pt 的功函数分别为 4.5, 5.0, 4.6 和 5.7 eV), 如果还能够改变深紫外激光光源的偏振, 则可以利用 DUV-PEEM 来开展磁性样品的磁畴结构研究. 近期, 中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室所负责的国际首台利用深紫外激光作为光源用于磁成像的 PEEM 系统已经通过验收, 成功获得了垂直磁各向异性 FePt 薄膜样品的磁畴结构. 该套 PEEM 系统通过超高真空与分子束外延薄膜制备系统相连接, 可以实现高质量单晶磁性薄膜/多层膜的生长、超高真空原位传输和原位高分辨磁成像, 相关工作正在进行中.

5 磁性斯格明子的多场调控研究

磁性斯格明子方面的研究自其被发现以来取得了令人鼓舞的进展,其根源一是它具有丰富的物性,二是它具有十分广泛的应用前景.例如:磁信息存储器件的核心单元为磁性隧道结/自旋阀材料,利用自旋转移力矩效应可以翻转其中的一个铁磁层,在没有外磁场的辅助下,翻转的临界电流密度高达 10^7 A/cm² 量级,远远高于硅基半导体技术中沟道电流密度的上限,无法与硅基半导体技术相结合.但是,利用磁性斯格明子的拓扑磁结构可以实现类似于隧道结/自旋阀中的自旋转移矩效应,即外加电流可以驱动甚至翻转斯格明子,其临界电流密度约为 10^2 A/cm²,比传统磁性隧道结/自旋阀的临界值要低5个数量级,该值远低于硅基半导体技术中沟道电流密度的上限,在未来的磁信息技术中具有广泛的应用前景.

进一步来说,要实现磁性斯格明子在信息存储技术中的应用,首要目标是要实现对斯格明子磁结构的外场/多场调控,即在外场作用下,斯格明子可以发生一定的响应.磁性斯格明子在信息存储技术上的应用,还需要突破工作温区的限制.在表1中所列出的磁性斯格明子材料中,早期的 MnSi, FeSi, FeGe 及氧化物的斯格明子磁有序转变温度均低于室温.

寻找室温区磁性斯格明子材料是近期科学家的工作重点,六角 MnNiGa 金属合金是首先被发现的跨室温、宽温区磁性斯格明子材料[38]. 计算研究表明: MnNiGa 具有中心对称结构,体系中的磁晶各向异性、交换作用能和静磁能(磁偶极相互作用)产生相互竞争,从而可以产生拓扑数为2的双斯格明子构型.中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室基于化学键调控和电子结构进行材料设计和制备,首次在具有中心对称六角结构 MnNiGa 金属间化合物体系中发现了宽温域室温磁斯格明子拓扑磁畴结构,成功克服了目前磁性斯格明子材料工作温度偏低和形成温区较窄的不足,并且表现出双磁性斯格明子大的拓扑霍尔效应等拓扑输运性能,图13给出了 MnNiGa 材料在不同外磁场下的斯格明子演变过程.

如上所述,中心对称六角结构 MnNiGa 合金虽然在跨室温的宽温区具有稳定的双斯格明子结构,

但是该材料在温度远低于居里温度时,体系的斯格明子密度较低[38],如图14所示. 由于磁性斯格明子的密度较低,难以满足其在未来器件中的应用,需要通过特定的手段来调控,从而增加其密度.近期的研究发现[66],对于 MnNiGa 体系,可以利用外加电流与材料非线性自旋之间的相互作用对斯格明子磁有序转变(铁磁态向条纹畴态的转变)进行有效的干预. 研究表明:在适当的电流作用下可以终止磁有序转变的发生,使得体系处于斯格明子起主要作用的剩余磁畴图案状态,该状态可以在零磁场和一定的电流作用下稳定存在;在外加电流的作用下,上述状态可以在 100 K 到 330 K 的宽温区内直接演化为高密度双斯格明子态,因此外加电流可以大幅度提 MnNiGa 材料中的高斯格明子

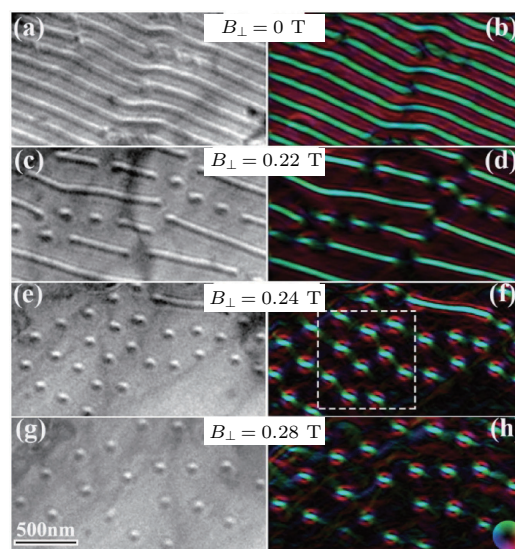


图13 室温下 MnNiGa 材料在不同磁场下的 LTEM 照片 [38]

Fig. 13. Magnetic field dependence of biskyrmions in real-space LTEM images at room temperature [38].

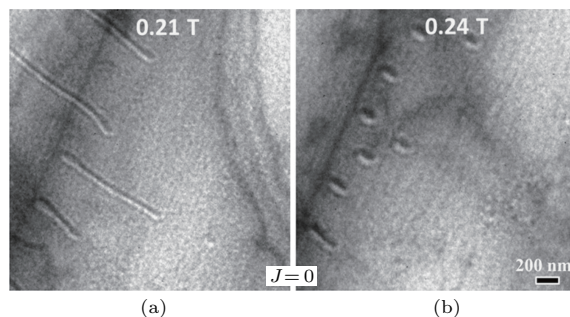


图14 无外加电流、不同磁场作用下 MnNiGa 材料的 LTEM 照片 [66]

Fig. 14. LTEM images of MnNiGa biskyrmions under magnetic fields of 0.21 T and f 0.24 T, without electric current [66].

密度, 并进行有效的调控. 图 15 给出了电流密度为 $5.0 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ 时 (对应于 $5.0 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$), 不同大小外磁场时体系中的斯格明子状态, 可以清楚地看出: 当外磁场为 0.19 T 时, 视野范围内的条纹畴全部转变为斯格明子, 其密度大幅度增加.

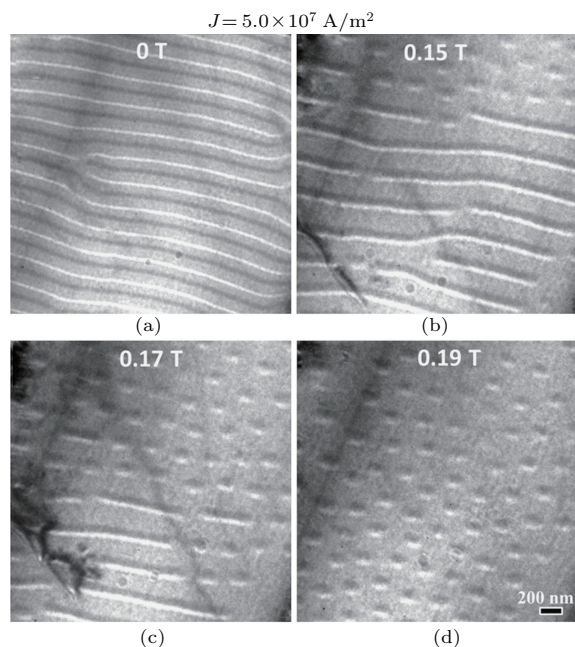


图 15 电流调控高密度双斯格明子, 在密度为 $5.0 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ 电流作用下, 不同外磁场下双斯格明子转变的 LTEM 照片, 沿着条纹线上高密度双斯格明子的断开起源于电流诱导的自旋转移力矩效应 [66]

Fig. 15. High-density biskymions by electric current manipulation. Lorentz TEM images of biskymions transition at a magnetic field of (a) 0 T, (b) 0.15 T, (c) 0.17 T, (d) 0.19 T with a fixed electric current of $5.0 \times 10^7 \text{ A/m}^2$. High-density biskymions pinched off along stripe lines, attributing to the spin transfer torque effects induced by electric current [66].

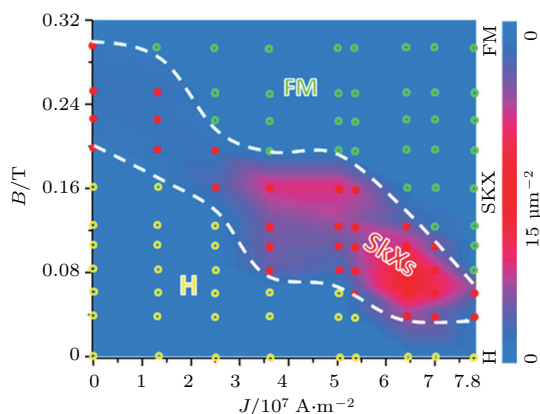


图 16 MnNiGa 材料在室温下双斯格明子密度对外磁场和外加电流密度条件下的等高线图 [66]

Fig. 16. The contour mapping of biskymions as a function of external magnetic field (B) and current density (J) based on *in-situ* LTEM observations [66].

如前所述, 要想在 MnNiGa 材料中获得稳定的高密度磁性斯格明子, 需要详细研究该材料在多场调控作用下的相图, 例如温度、外磁场、外加电流密度等重要参数 [66]. 图 16 给出了 MnNiGa 材料在室温下双斯格明子密度对外磁场和外加电流密度条件下的等高线图, 其中 H, FM 和 SKXs 分别代表螺旋条状畴状态、铁磁态和斯格明子态.

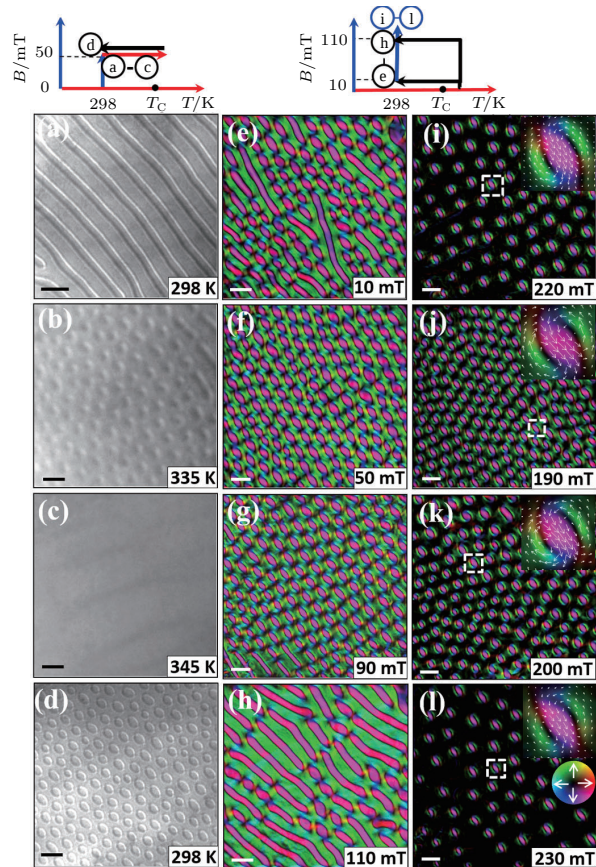


图 17 适当场冷调控 MnNiGa 磁性双斯格明子产生和保持的 LTEM 图 [67] (a)–(d) 50 mT 磁场不同温度下的 LTEM 图, 对应温度为 298 K, 335 K, 345 K 以及恢复到 298 K; (e)–(h) 在不同外磁场下从 360 K 场冷退火到 298 K 时的 LTEM 图; (i)–(l) 分别对应于图 (e)–(h) 并且把外磁场升高到完全的斯格明子态下的 LTEM 图; (i)–(l) 中的插图对应于所选单个斯格明子的放大图; 图中标尺为 200 nm

Fig. 17. LTEM images demonstrating the biskymion generation and sustainability via appropriate field cooling (FC) manipulation in MnNiGa. LTEM images acquired under a magnetic field of 50 mT at (a) 298 K, (b) 335 K, (c) 345 K, and (d) back to 298 K. (e)–(h) LTEM images of the magnetic domain distribution at 298 K after FC manipulation from 360 K under different magnetic fields. (i)–(l) Biskymion distribution after increasing the magnetic fields to complete skyrmion state based on the corresponding residual magnetic domains shown in (e)–(h). Insets in panels (i)–(l): in-plane magnetization of the selected single biskymion. The experimental procedures are shown on top of the column. The scale bars are 200 nm [67].

对比图 6 中的 MnSi 斯格明子区域和图 16 中 MnNiGa 中的斯格明子状态, 可以清楚看出: MnNiGa 材料中存在斯格明子的状态要比 MnSi 材料的状态无论是磁场还是外加电流的范围要宽很多, 有利于其实际应用. 此外: 在高温区通过施加不同大小的磁场可以调控 MnNiGa 材料中铁磁团簇的取向和大小, 使其在最佳条件下优先形成高密度斯格明子相, 更加有利于该材料在未来磁信息存储器件中的应用.

多场调控的另外一种方法是利用透射电镜原位温度样品杆对样品实施变温并进行原位磁成像观察研究. 具体的操作过程如下^[67]: 在 LTEM 中利用原位温度样品杆中的加热系统将样品加热至居里温度以上, 通过施加不同的小磁场调控铁磁团簇的取向和大小, 优化外场条件, 在最佳的条件下优先形成高密度斯格明子相; 在降温过程中, 利用斯格明子的拓扑保护特性以及升高的斯格明子能量势垒, 使得高密度斯格明子点阵延伸至居里温度以下的任意温度, 并且可以在没有任何外场的情况下稳定存在, 如图 17 所示. 不需要外加磁场即可稳定存在的非易失性的斯格明子点阵有利于降低能耗, 将进一步加速磁性斯格明子材料在磁信息存储器件中的应用. 为了全面研究不同初始状态下斯格明子在外磁场和不同温度下的演化行为, 需要根据不同状态下斯格明子演化的原位 LTEM 结果进行分析和总结, 来获得斯格明子密度与外磁场及温度

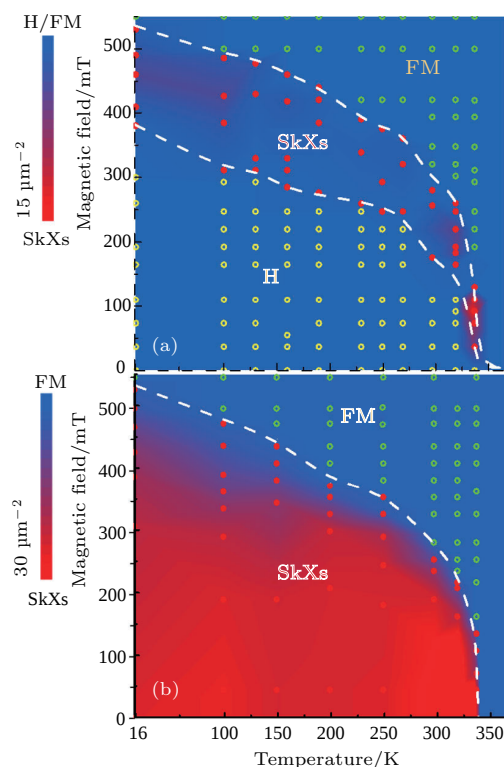


图 18 根据不同状态下斯格明子演化的原位 LTEM 结果所获得的双斯格明子密度与外磁场及温度的整体相图, 其中 (a) 为不同温度下基态条状畴, (b) 为在 50 mT 磁场下场冷后的剩余磁畴状态^[67]

Fig. 18. Overall phase diagrams obtained by contour mapping biskyrmion density as a function of external magnetic field (B) and temperature (T) based on in situ LTEM observation of skyrmion evolution from (a) ground stripe domains at different temperatures and (b) residual domains after the optimized 50 mT field cooling manipulation^[67].

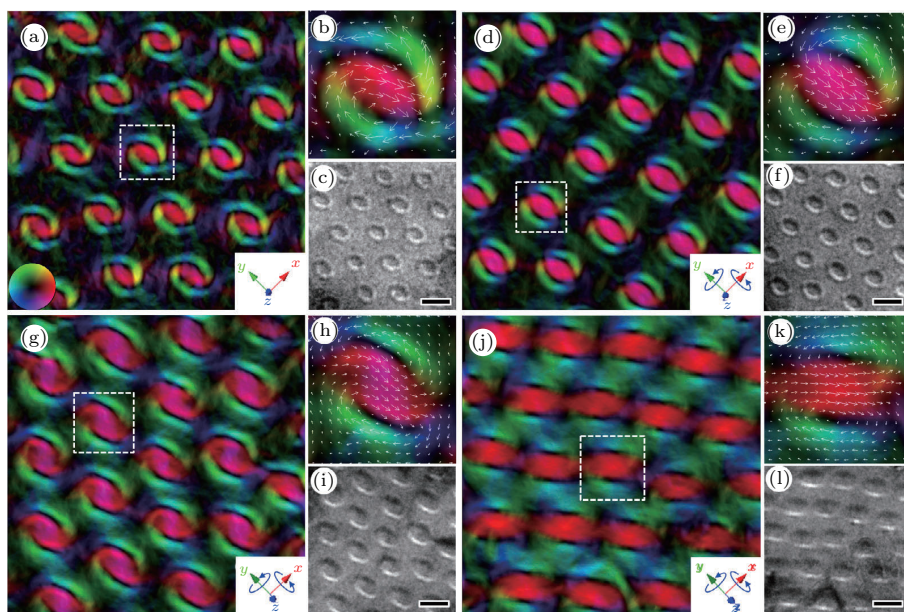


图 19 样品倾角对磁性斯格明子形貌的影响^[68]

Fig. 19. Magnetic biskyrmion morphology dependence of sample tilting^[68].

的整体相图^[67]. 图 18 给出了原位 LTEM 研究双斯格明子密度与外磁场及温度的对比相图, 可以利用斯格明子的拓扑保护以及降温过程中明显升高的斯格明子能量势垒, 使得高密度斯格明子点阵向下延伸到居里温度以下的任何温区, 且在没有任何外场的情况下仍然可以稳定存在, 从而突破了斯格明子自旋结构需要高磁场来维持的技术瓶颈.

除了上述外场(磁场、温度场、电流等)对于斯格明子的自旋结构及其演化行为产生重要的影响

之外, 样品的厚度、材料的晶粒大小、倾转角度等多种因素也会对 MnNiGa 体系中的斯格明子结构产生一定的影响^[68]. 图 19 给出了不同样品倾角下磁性斯格明子形貌的变化.

近期, 在磁性薄膜/多层膜体系中发现的斯格明子更加令人鼓舞, 主要的原因有: 1) 该类材料的磁有序温度均在室温以上, 适合于器件的最终使用; 2) 该类材料多数可以采用磁控溅射方法来制备, 其样品尺寸可达 4, 6, 甚至 8 in, 可以与硅基半导体

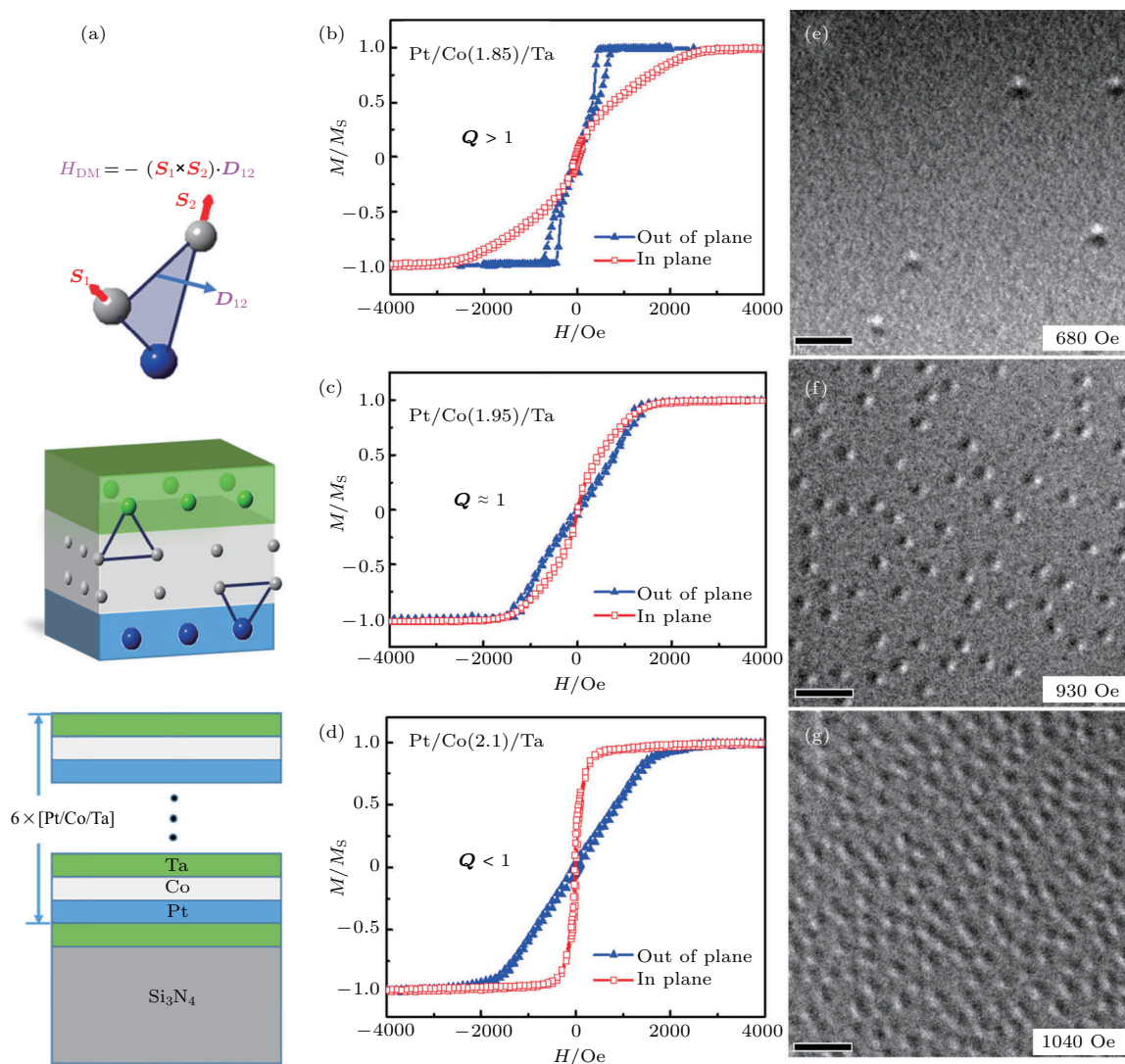


图 20 不同厚度 Co 层样品的磁滞回线和对应的 skyrmion 分布图^[69] (a) 上方为两个金属原子 (灰色小球) 与一个邻近的具有强自旋-轨道相互作用的原子 (蓝色小球) 之间 DMI, 下方是由 6 个 Pt/Co/Ta 重复周期构成的多层膜样品示意图; (b)–(d) 不同厚度 Co 层样品室温测量的磁滞回线, 曲线均已归一化; (e)–(g) 对应的不同厚度 Co 层样品从条纹畴完全转变成 skyrmion 的 LTEM 图, 外加的垂直磁场分别为 680, 930 和 1040 Oe, 图中标尺为 200 nm

Fig. 20. The magnetic anisotropy together with the corresponding skyrmion distribution in Pt/Co/Ta multilayers. (a) Top: the DMI for two magnetic atoms (grey spheres) close to an atom (blue sphere) with a large spin-orbit coupling. Bottom: schematic multilayers made of six repetitions of the Pt/Co/Ta trilayer. (b)–(d) Room-temperature magnetic hysteresis loops measured along the in-plane and out-of-plane directions respectively. Each loop is normalized to saturate magnetization. (e)–(g) Magnetic skyrmion distribution while completely evolved from stripe domain at the magnetic fields of 680, 930 and 1040 Oe, respectively. The skyrmion density gets higher with thicker Co layer. The scale bar in (e)–(g) is 200 nm^[69].

技术和微电子技术完美匹配. 鉴于上述情况, 最后一部分关于磁性斯格明子的多场调控介绍主要集中于磁性金属多层膜体系.

磁性多层膜体系具有界面对称破缺的特点, 其斯格明子结构可以在室温附近稳定存在. 此外, 这类材料具有实验参数易调(采用磁控溅射镀膜技术来制备)、与器件兼容性良好以及外场可调控其行为等优势, 更适用于实际器件的应用. 目前所发现的室温斯格明子薄膜材料主要集中在垂直各向异性的磁性多层膜体系中, 但斯格明子的生成与垂直各向异性之间的关联机理尚不清楚, 有待深入的研究. 近期我们发现通过改变铁磁 Co 层厚度可以调控体系的垂直磁各向异性, 在自旋取向由垂直各向异性转向面内各向异性的过渡区间, 观察到斯格明子密度的逐渐升高, 如图 20 所示, 系统的拓扑霍尔电阻证实了其非平庸特性并且在宽温区 (12—300 K) 具有温度稳定性^[69]. 值得指出的是: 通常在 Ta/CoFeB/TaO, Ta/CoFeB/MgO 和 Pt/Co/Ta 等磁性多层膜中观察到的磁性斯格明子^[49,50,69], 其铁磁层 CoFeB 和 Co 薄膜的厚度均为 1 nm 左右, 具有垂直各向异性, 外磁场作用下生成的斯格明子密度较小, 随机分散分布, 并且需要外场来维持其存在. 因此, 如何获得室温下稳定存在且易于调控的斯格明子多层膜体系是当前研究的难点和挑战.

利用 LTEM 结合多种磁电性能测量技术, 系统地研究了外场(电、磁场)调控作用下垂直磁各向异性与斯格明子生成及其密度之间的关系. 图 21 给出了电流和磁场作用下 Pt/Co(1.85 nm)/Ta 垂直磁性多层膜体系的斯格明子变化过程, 可以看出: 通过电磁协同作用可以有效地调控 Pt/Co/Ta 体系的斯格明子密度, 并在最佳的调控条件下获得了零场稳定存在的高密度斯格明子^[70].

关于多场调控作用下磁性斯格明子自旋结构及其拓扑磁性的变化是当前该领域的研究热点, 其材料体系也正从传统的垂直各向异性磁性多层膜向面内各向异性磁性多层膜、甚至是磁矩倾斜的磁性多层膜体系发展. 由于磁信息存储技术的需求, 通过电学方法进行拓扑斯格明子的探测、调控以及识别是实现信息读写的关键, 大量的理论和实验工作也在不断推进磁性斯格明子的进一步应用^[71–74]. 多场调控研究的材料体系必然向磁性隧道结、自旋阀及霍尔天平平等自旋电子学核心器件方

向发展, 为该类材料在磁信息存储领域的应用奠定材料、物理和器件工作原理等方面的基础.

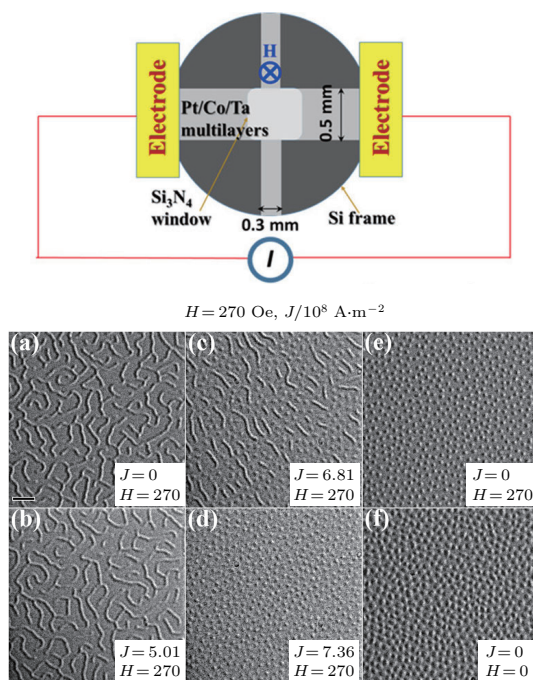


图 21 垂直磁性多层膜体系 Pt/Co(1.85 nm)/Ta 在电磁调控作用下 LTEM 照片^[70] (a)–(d) 固定磁场 270 Oe 条件下, 通过增加电流密度进行电磁调控的斯格明子演化过程; (e) 关掉电流后, 调控得到的高密度斯格明子仍然存在; (f) 电流和磁场都关掉后, 调控得到的高密度斯格明子的分布图; 图 (a) 的标尺为 200 nm

Fig. 21. LTEM images for the electromagnetic manipulation by tuning the electric current at a fixed magnetic field of 270 Oe. Magnetic skyrmion evolution at current densities of (a) 0, (b) 5.01, (c) 6.81, and (d) 7.36 ($\times 10^{-8} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$) is shown. (e) High-density skyrmions after switching off the electric current. (f) Nonvolatile high-density skyrmions after removal of both the electric current and external magnetic field. The scale bar in (a) corresponds to 200 nm^[70].

6 结论与展望

磁性斯格明子从概念的提出到被实验验证、再发展到多种类型的材料体系, 前后仅十几年的时间, 相关研究迅速发展成为一门新兴学科—拓扑磁学, 其背后主要推动力一是丰富的物理机理, 二是巨大的应用前景. 最初的材料体系中磁性斯格明子仅在远低于室温的条件下才能够被观察或者稳定存在, 但随后这一瓶颈就被科学家们所突破, 不仅在合金材料、甚至在磁性多层膜体系中均可以实现稳定的斯格明子. 特别是磁性多层膜体系, 与当前的硅基半导体工艺兼容, 可以由磁控溅射技术来制备, 且一次性制备薄膜尺寸可达 2—8 in, 这有望进

一步加速磁性斯格明子在磁信息存储领域的实际应用.

磁性斯格明子早期的研究主要集中在德国、日本、美国和法国等发达国家的大学及科研院所, 并注重实验观察与理论计算相结合, 而国内仅有少数课题组参与其中, 且多以理论计算和微磁学模拟为主. 近五年来, 随着国内实验条件的大幅度提升(如洛伦兹透射电镜、光发射透射电子显微镜、磁光克尔显微镜、磁力显微镜等)以及大型实验装置的相继建成(合肥强磁场中心、中国散裂中子源), 国内多个研究组相继展开了磁性斯格明子的实验研究, 研究的重点也过渡到理论与实验相结合, 并逐渐转向新材料探索和器件应用开发, 取得了突出的研究成果.

参考文献

- [1] Moore G E 1965 *Electronics* **38** 114
- [2] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen van Dau F, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [3] Binasch G, Grünberg P, Saurenbach F, Zinn W 1989 *Phys. Rev. B* **39** 4828
- [4] Miyazaki T, Tezuka N 1995 *J. Magn. Magn. Mater.* **139** L231
- [5] Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, Meservey R 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3273
- [6] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [7] Uchida K, Takahashi S, Harii K, Ieda J, Koshibae W, Ando K, Maekawa S, Saitoh E 2008 *Nature* **455** 778
- [8] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [9] Zhang S L, Liu Y, Collins-McIntyre L J, Hesjedal T, Zhang J Y, Wang S G, Yu G H 2013 *Sci. Rep.* **3** 2087
- [10] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [11] Wang S G, Kohn A, Wang C, Petford-Long A K, Lee S, Fan R, Goff J P, Singh L J, Barber Z H, Ward R C C 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 225001
- [12] Zhang Z D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 067503 (in Chinese)
[张志东 2015 物理学报 **64** 067503]
- [13] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
- [14] Kugler M, Shtrikman S 1988 *Phys. Lett. B* **208** 491
- [15] Klebanov I 1985 *Nucl. Phys. B* **262** 133
- [16] Sondhi S L, Karlhede A, Kivelson S A, Rezayi E H 1993 *Phys. Rev. B* **47** 16419
- [17] Schütte C 2014 *Ph. D. Dissertation* (Köln: Univ. of Köln)
- [18] Everschor K 2012 *Ph. D. Dissertation* (Köln: Univ. of Köln)
- [19] Seki S, Mochizuki M 2016 *Skyrmions in Magnetic Materials* (Cham: Springer International Publishing)
- [20] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201
- [21] Jiang W J, Zhang X C, Yu G Q, Zhang W, Wang X, Benjamin Jungfleisch M, Pearson John E, Cheng X M, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2016 *Nat. Phys.* **13** 162
- [22] Litzius K, Lemesh I, Krüger B, Bassirian P, Caretta L, Richter K, Büttner F, Sato K, Tretiakov O A, Förster J, Reeve R M, Weigand M, Bykova I, Stoll H, Schütz G, Beach G S D, Kläui M 2016 *Nat. Phys.* **13** 170
- [23] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 899
- [24] Bogdanov A N, Rößler U K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037203
- [25] Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
- [26] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boni P 2009 *Science* **323** 915
- [27] Uchida M, Onose Y, Matsui Y, Tokura Y 2006 *Science* **311** 359
- [28] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Munzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Boni P, Duine R A, Everschor K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648
- [29] Ishikawa Y, Tajima K, Bloch D, Roth M 1976 *Solid State Commun.* **19** 525
- [30] Li Y, Kanazawa N, Yu X, Tsukazaki A, Kawasaki M, Ichikawa M, Jin X, Kagawa F, Tokura Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 117202
- [31] Grigoriev S V, Dyadkin V A, Moskvina E V, Lamago D, Wolf T, Eckerlebe H, Maleyev S V 2009 *Phys. Rev. B* **79** 144417
- [32] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
- [33] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603
- [34] Shibata K, Yu X Z, Hara T, Morikawa D, Kanazawa N, Kimoto K, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 723
- [35] 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
- [36] Kézsmárki I, Bordács S, Milde P, Neuber E, Eng L M, White J S, Rønnow H M, Dewhurst C D, Mochizuki M, Yanai K, Nakamura H, Ehlers D, Tsurkan V, Loidl A 2015 *Nat. Mater.* **14** 1116
- [37] Tokunaga Y, Yu X Z, White J S, Rønnow H M, Morikawa D, Taguchi Y, Tokura Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 7638
- [38] 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
- [39] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
- [40] Yu X Z, Mostovoy M, Tokunaga Y, Zhang W, Kimoto K, Matsui Y, Kaneko Y, Nagaosa N, Tokura Y 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 8856

- [41] Yu X Z, Tokunaga Y, Kaneko Y, Zhang W Z, Kimoto K, Matsui Y, Taguchi Y, Tokura Y 2014 *Nat. Commun.* **5** 3198
- [42] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M, Brede J, Kubetzka A, Wiesendanger R, Bihlmayer G, Blügel S 2011 *Nat. Phys.* **7** 713
- [43] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636
- [44] Li J, Tan A, Moon K W, Doran A, Marcus M A, Young A T, Arenholz E, Ma S, Yang R F, Hwang C, Qiu Z Q 2014 *Nat. Commun.* **5** 4704
- [45] Miao B F, Sun L, Wu Y W, Tao X D, Xiong X, Wen Y, Cao R X, Wang P, Wu D, Zhan Q F, You B, Du J, Li R W, Ding H F 2014 *Phys. Rev. B* **90** 174411
- [46] Chen G, Mascaraque A, N'Diaye A T, Schmid A K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 242404
- [47] Moreau Luchaire C, Moutafis C, Reyren N, Sampaio J, Vaz C A F, van Horne N, Bouzehouane K, Garcia K, Deranlot C, Warnicke P, Wohlhüter P, George J M, Weigand M, Raabe J, Cros V, Fert A 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 444
- [48] Boulle O, Vogel J, Yang H, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Montes T O, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmeguenai M, Roussigne Y, Stashkevich A, Cherif S M, Aballe L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, Gaudin G 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 449
- [49] 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, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2015 *Science* **349** 283
- [50] Yu G Q, Upadhyaya P, Li X, Li W Y, Kim S K, Fan Y B, Wong K L, Tserkovnyak Y, Amiri P K, Wang K L 2016 *Nano Lett.* **16** 1981
- [51] Du H F, Ning W, Tian M L, Zhang Y H 2013 *Phys. Rev. B* **87** 014401
- [52] 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
- [53] Dai Y Y, Wang H, Tao P, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054403
- [54] Dai Y Y, Wang H, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2014 *Sci. Rep.* **4** 06153
- [55] Sun L, Cao R X, Miao B F, Feng Z, You B, Wu D, Zhang W, Hu A, Ding H F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 167201
- [56] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643
- [57] Zhou Y, Ezawa M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4652
- [58] Ding B, Wang W H 2017 *Physics* **47** 15 (in Chinese) [丁贝, 王文洪 2017 物理 **47** 15]
- [59] Peng L C, Zhang Y, Zuo S L, He M, Cai J W, Wang S G, Wei H X, Li J Q, Zhao T Y, Shen B G 2018 *Chin. Phys. B* **27** 056801
- [60] Binnig G, Rohrer H 1987 *Rev. Mod. Phys.* **59** 615
- [61] Wiesendanger R, Güntherodt H J, Güntherodt G, Gambino R J, Ruf R 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 247
- [62] Chen G, Zhu J, Quesada A, Li J, N'Diaye A T, Huo Y, Ma T P, Chen Y, Kwon H Y, Won C, Qiu Z Q, Schmid A K, Wu Y Z 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177204
- [63] Jiang W J, Chen G, Liu K, Zang J D, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2017 *Phys. Rep.* **704** 1
- [64] Kuch W, Chelaru L I, Offi F, Wang J, Kotsugi M, Kirschner J 2006 *Nat. Mater.* **5** 128
- [65] Cao N, Fu Q, Bao X H 2012 *Bull. Chin. Acad. Sci.* **27** 103 (in Chinese) [曹凝, 傅强, 包信和 2012 中国科学院院刊 **27** 103]
- [66] Peng L C, Zhang Y, He M, Ding B, Wang W H, Tian H F, Li J, Wang S G, Cai J W, Wu G H, Liu J P, Kramer M J, Shen B G 2017 *npj Quantum Mater.* **2** 30
- [67] 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
- [68] Peng L C, Zhang Y, He M, Ding B, Wang W H, Li J Q, Cai J W, Wang S G, Wu G H, Shen B G 2018 *J. Phys.: Condens. Matter* **30** 065803
- [69] He M, Li G, Zhu Z Z, Zhang Y, Peng L C, Li R, Li J Q, Wei H X, Zhao T Y, Zhang X G, Wang S G, Lin S Z, Gu L, Yu G Q, Cai J W, Shen B G 2018 *Phys. Rev. B* **97** 174419
- [70] 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
- [71] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031
- [72] Wiesendanger R 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16044
- [73] Kang W, Huang Y Q, Zhang X C, Zhou Y, Zhao W S 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040
- [74] Finocchio G, Büttner F, Tomasello R, Carpentieri M, Kläui M 2016 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 423001

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Multi-field control on magnetic skyrmions*

Dong Bo-Wen¹⁾²⁾ Zhang Jing-Yan¹⁾ Peng Li-Cong²⁾ He Min²⁾ Zhang Ying^{2)†}
 Zhao Yun-Chi²⁾ Wang Chao²⁾ Sun Yang²⁾ Cai Jian-Wang²⁾ Wang Wen-Hong²⁾
 Wei Hong-Xiang²⁾ Shen Bao-Gen²⁾ Jiang Yong¹⁾ Wang Shou-Guo^{1)‡}

1) (Department of Materials Physics and Chemistry, School of Materials Science and Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China)

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

(Received 9 May 2018; revised manuscript received 22 May 2018)

Abstract

The concept of skyrmion is proposed by Tony Skyrme, a British particle physicist, to describe a state of particles as a topological soliton. Magnetic skyrmion is a novel spin structure with topological behavior, whose size is on a nanometer scale. The space between skyrmions is tunable from a few nanometers to micrometer. Magnetic skyrmion can be stable in a large temperature range, from lower temperatures, to room temperature, and even to higher temperature. The materials with magnetic skyrmions include not only low temperature B20-type ferromagnets with centrosymmetry breaking and weak ferromagnets with helical magnetic ordering, but also the hexagonal MnNiGa alloy and ferromagnetic multilayers over room temperature. By using topological spin structure of skyrmions, an electrical current can be applied to driving or flipping the skyrmions, similar to the spin transfer torque effect in spin-valves and magnetic tunnel junctions. The critical current density is on the order of 10^2 A/cm², which is five orders lower than that in magnetic multilayered structures such as 10^7 A/cm². This critical value is much lower than the channel current density in Si-based semiconductor technology, thus leading to great potential applications in the future magnetic information devices. In this review paper, we first introduce the discovery, a brief development history of magnetic skyrmions. Then, we summarize the materials with skyrmion spin structures, focusing on the key physical properties. Finally, we mention the recent progress of the multi-field (such as magnetic field, electrical current, and temperature) control on magnetic skyrmions in hexagonal MnNiGa alloy and Pt/Co/Ta magnetic multilayers, together with the creation, annihilation, and dynamic behavior of skyrmions.

Keywords: skyrmions, topological magnetism, magnetic domains, magnetic imaging

PACS: 75.70.Kw, 75.70.-i, 75.70.Cn, 68.37.-d

DOI: 10.7498/aps.67.20180931

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51625101, 51431009, 51471183, 11674373), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant Nos. 2015CB921401, 2016YFB0700902), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. FRF-TP-16-001C2), and Youth Innovation Promotion Association of Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2015004).

† Corresponding author. E-mail: zhangy@iphy.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: sgwang@ustb.edu.cn