

磁斯格明子拓扑特性及其动力学微磁学模拟研究进展

孔令尧

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

Kong Ling-Yao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 137506 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20170235

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20170235>

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

[宽温域跨室温磁斯格明子材料的发现及器件研究](#)

Observation of new-type magnetic skyrmions with extremely high temperature stability and fabrication of skyrmion-based race-track memory device

物理学报.2018, 67(13): 137509 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180419>

[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>

[磁斯格明子的微磁学研究进展和应用](#)

Research progress of micromagnetic magnetic skyrmions and applications

物理学报.2018, 67(13): 137504 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180165>

[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

磁斯格明子拓扑特性及其动力学微磁学模拟研究进展*

孔令尧†

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

(2018年1月31日收到; 2018年3月18日收到修改稿)

具有非平庸拓扑性的新型磁结构斯格明子, 由于其拓扑稳定性、尺寸小、低电流驱动等方面的显著优势, 有望应用于自旋电子学储存器件. 拓扑和凝聚态物理学的结合, 使得斯格明子展现出很多有趣的拓扑物理现象, 吸引了众多的研究兴趣, 同时这些性质也是其电流驱动下动力学特点的重要影响因素. 本文从斯格明子的拓扑物理学基础及其自旋电子学器件应用相关动力学两个方面介绍了相关研究进展. 在拓扑物理基础方面, 介绍了斯格明子的拓扑霍尔效应、斯格明子霍尔效应以及自旋轨道转矩等拓扑性质, 由此讨论了斯格明子的动力学性质及其计算方法; 在动力学方面, 从非均匀电流驱动生成斯格明子、电流驱动下的稳定输运、产生湮灭过程的人工控制几个赛道存储应用关心的问题简要地介绍了相关微磁学模拟研究最新进展.

关键词: 磁斯格明子, 拓扑, 自旋电子器件

PACS: 75.70.Kw, 66.30.Lw, 75.10.Hk, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.67.20170235

1 引言

1962年, Skyrme^[1]提出一种受拓扑保护的“粒子”, 被称为斯格明子 (skyrmion). 1975年, Polyakov^[2]在理论上预测了一种二维Heisenberg自旋系统中的亚稳态, 其自旋结构与Skyrme提出的斯格明子一致, 首次在磁性系统中提出磁斯格明子概念. 直到2009年, Mühlbauer等^[3]在体手性B20材料MnSi单晶样品中成功地观测到磁性斯格明子在倒空间中形成的中子衍射点, 证实了磁性斯格明子的存在, 随后Yu等^[4]利用洛仑兹透射电子显微镜在Fe_{0.5}Co_{0.5}Si单晶样品中实现空间中的斯格明子磁成像. 随着研究的深入, 存在斯格明子的材料从体手性B20结构材料拓展至重金属/铁磁/绝缘体多层材料的界面手性材料中^[5-8], 界面手性材料中的斯格明子被称为奈尔(Néel)型斯格明子, 相对的体材料中的斯格明子称为布洛赫

(Bloch)型.

作为实空间存在的拓扑性的准粒子, 斯格明子展现了众多的拓扑物理性质, 如 emergent场^[9]、拓扑霍尔效应^[10-13]、斯格明子霍尔效应^[14,15]、自旋轨道转矩^[9,16]等, 激起了众多科技工作者的研究兴趣. 有着拓扑保护的斯格明子显示出特别的稳定性, 并且可以被小到 10^2 A/cm²的电流驱动^[17], 比磁畴的驱动电流小了4个数量级^[9]. 正是由于斯格明子的稳定性、小尺寸、低电流驱动等特性, 使之有潜力作为斯格明子赛道存储器件^[18,19]. 赛道存储器是一种新型非易失性存储器, 把斯格明子和铁磁态分别作为信息的“1”和“0”约束在赛道内, 可以实现三维信息存储, 并通过电流驱动来进行读取写入^[20,21].

本文分别介绍了斯格明子的拓扑物理基础及其动力学微磁学模拟相关研究进展. 在拓扑物理基础方面, 介绍了斯格明子的结构能量、拓扑荷、拓扑霍尔效应、斯格明子霍尔效应以及自旋轨道转矩等

* 国家自然科学基金(批准号: 11504351)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: LingyaoKong@163.com

性质, 由此讨论了斯格明子的动力学计算方法; 在动力学方面, 从非均匀电流驱动生成斯格明子、电流驱动下的稳定输运、产生湮灭过程的人工控制等几个赛道存储应用关心的问题, 简要介绍了相关微磁学模拟研究的进展.

2 斯格明子的拓扑物理基础

2.1 手性磁体中的斯格明子

一般的传统磁性材料都具有中心反演对称性, 因而呈现出铁磁性、反铁磁性等共线的磁结构. 但在一类如 MnSi [3], Fe_{1-x}Co_xSi [3,22], FeGe [23,24], MnGe [25-27], Cu₂OSeO₃ [28,29] 等中心反演对称破缺的立方结构 B20 型化合物中, 由于自旋、轨道、晶格等多种自由度的关联与耦合同时存在, 导致了非线性的 DM (Dzyaloshinskii-Moriya) 相互作用 [30-32],

$$E_{DM} = -\mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j), \quad (1)$$

$\mathbf{S}_i, \mathbf{S}_j$ 是相邻的自旋; \mathbf{D}_{ij} 是 DM 作用矢量. 在反演操作下 \mathbf{S}_i 和 \mathbf{S}_j 交换后, 能量的正负号发生变化, 体现了空间反演对称性的打破. (1) 式对应的能量最小值的构型是 \mathbf{S}_i 与 \mathbf{S}_j 在垂直于 \mathbf{D}_{ij} 的面内, 根据 \mathbf{D}_{ij} 的符号构成手性相互垂直, 这种构型就是典

型的非共线磁构型中的最近邻构型. 包含 DM 相互作用的体系在外磁场以及温度的作用下出现多种磁有序结构, 例如螺旋磁 (helical)、铁磁、圆锥螺磁 (conical)、斯格明子相 [4,10,28,33-35] 等. 特别地, 斯格明子是一种存在于一定温度、磁场窗口下的拓扑有序磁涡旋状结构, 图 1 (a) 和图 1 (c) 分别描述了布洛赫型和奈尔型斯格明子的二维结构. 包含最近邻海森伯相互作用、DM 相互作用以及外磁场作用的哈密顿量可以写为

$$H = \sum_{\langle i,j \rangle} -J\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j) - \sum_i g\mu_B \mathbf{B}\mathbf{S}_i, \quad (2)$$

其中 J 是相邻自旋海森伯交换相互作用系数, g 是 Lande 系数, μ_B 是玻尔磁矩.

在 B20 化合物中由于空间反演对称性破缺而产生的 DM 相互作用矢量是从一个自旋指向另外一个自旋的, 这样的 DM 相互作用的结果是相邻自旋倾向于相互垂直排列. 而海森伯交换相互作用 (铁磁) 下相邻自旋是平行的. 在这两者的共同影响下相邻的自旋呈现出一定夹角的排列方式 (图 1 (b) 所示), 呈螺旋式 (helical) 旋转. 从一维来看由于相邻自旋的旋转角度是固定的, 在一维上自旋构成了

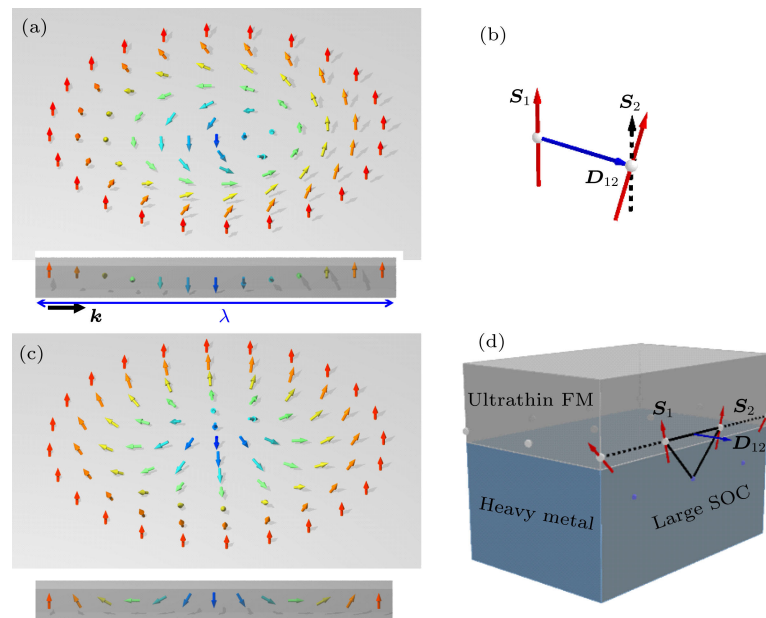


图 1 典型的斯格明子构型 [7] (a) 布洛赫型斯格明子示意图; (b) 海森伯相互作用与体手性 DM 相互作用共同作用下的最近邻自旋构型; (c) 奈尔类斯格明子示意图; (d) 自旋轨道耦合导致的界面 DM 相互作用

Fig. 1. Skyrmion configuration and DM interaction [7]: (a) Bloch type skyrmion; (b) neighbor spin configuration under Heisenberg interaction and bulk DM interaction; (c) Néel type skyrmion; (d) interfacial DM interaction induced by spin orbital coupling.

波状结构自旋链(图 1(a)). 二维中一定磁场存在时, 自旋的取向倾向与外磁场平行, 而相邻自旋又倾向一定夹角的排列方式, 此时在 DM 相互作用、铁磁相互作用、外磁场相互作用的共同影响下, 自旋形成了图 1(a) 中的斯格明子结构, 这种结构被称为布洛赫型斯格明子, 在一个斯格明子内部沿着直径各个方向都呈现出波状的结构. 根据 (2) 式, 不考虑外磁场时图 1(b) 中的相邻自旋的夹角的大小应当为 $\theta \approx D_0/2J$, 图 1(a) 中的波长也是斯格明子的直径, 为 $\lambda = 4\pi aJ/D_0$, D_0 是 DM 作用矢量的模.

多数体手性磁体中的斯格明子存在的温度窗口非常有限, 限制了其自旋电子学应用. 随着相关研究的深入, 另一类手性磁体中的斯格明子被发现, 在二维重金属-轻铁磁金属-绝缘体的异质结中, 重金属层中的自旋轨道耦合作用使得界面反演对称被打破, 斯格明子可以在这种界面手性磁体中存在, 并且其温度窗口可能拓宽至室温 [5-8]. 这种界面手性磁体中 DM 作用矢量 D_{ij} 垂直于连接相邻自旋的向量 r_{ij} (图 1(e)), 该作用矢量的符号决定了自旋结构是右手手性还是左手手性. 界面 DM 相互作用使得相邻自旋相互垂直, 类似的在海森伯铁磁作用的共同作用下, 相邻自旋形成如图 1(d) 中红色箭头显示的钟摆式旋转, 最终形成的一维自旋波的结构如图 1(c) 所示, 图 1(c) 中还显示了这些作用下的斯格明子的结构, 也就是奈尔型斯格明子. (2) 式决定了奈尔型斯格明子的直径、相邻自旋的夹角等参数都与布洛赫型的相同, 但是两者斯格明子中的相邻自旋的旋转方向是不同的.

2.2 斯格明子的拓扑荷

奈尔型的斯格明子与布洛赫型的斯格明子构型差异很大, 然而奈尔构型的斯格明子中每个自旋

旋转 90° 就得到了布洛赫构型, 两者可以通过连续变形相互转化, 因此这两种构型是拓扑相同的. 斯格明子的磁结构投影到一个球面上, 构成了一个由手性自旋构成的闭合球面, 球面上的自旋都指向球面外, 如图 2(a) 所示, 球面内的自旋构型类似于一个“磁单极”的效果 [36], 这样的球面体现了斯格明子的拓扑性质, 可以用拓扑荷 (topological charge)

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int d^2r \mathbf{m} \cdot (\partial_x \mathbf{m} \times \partial_y \mathbf{m}) \quad (3)$$

来表征其拓扑性质 [37,38], 其中 \mathbf{m} 是描述自旋取向的单位矢量, 其意义是从某一点出发遍历整个球面, 这些点上的自旋连续变化的周期数, 这里的周期对应的是球面立体角 4π . 可以看出, 对于每一个斯格明子, 其拓扑荷为 ± 1 , 拓扑荷不随着其构型的扰动而变化. 从斯格明子的构型来看, 其内部的三角形网格上的三个自旋构成了一个立体张角, 如图 2(b) 所示. 对应到到球面投影上可以发现, 所有的这些立体角的叠加就是这个球面的立体角 4π , 因此可以使用计算立体角的方式来计算斯格明子的拓扑荷 [39]:

$$\exp\left(\frac{i\Omega}{2}\right) = \rho^{-1} [1 + \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_2 \cdot \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_3 \cdot \mathbf{m}_1 + i\mathbf{m}_1 \cdot (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_3)], \quad (4)$$

其中 $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2, \mathbf{m}_3$ 为图中相邻的三个自旋方向的单位矢量; ρ 是归一化系数,

$$\rho = \left[2(1 + \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)(1 + \mathbf{m}_2 \cdot \mathbf{m}_3) \times (1 + \mathbf{m}_3 \cdot \mathbf{m}_1) \right]^{1/2}. \quad (5)$$

对斯格明子上所有的立体角求和 $Q = (1/4\pi) \sum \Omega$ 就得到了拓扑荷.

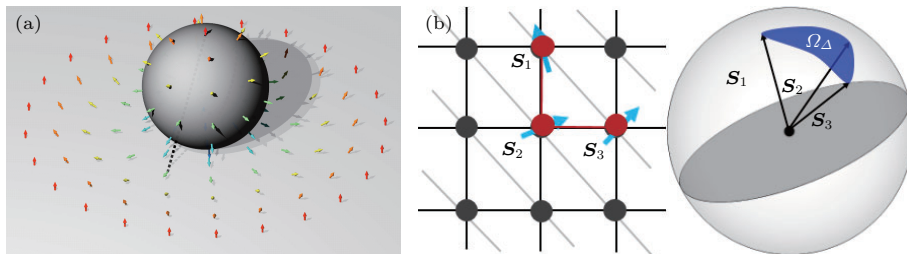


图 2 斯格明子的拓扑荷 [40,41] (a) 斯格明子的投影变换; (b) 拓扑荷的计算

Fig. 2. The topological charge of skyrmion [40,41]: (a) Stereographic projection of a skyrmion; (b) the caculation of topological charge.

由于斯格明子拓扑荷的符号是由DM作用矢量的符号决定的, 而DM作用矢量由材料、结构决定, 因此在同一个材料中一般不会同时存在拓扑荷分别为1和-1的斯格明子. 考虑到对于平庸的自旋结构, 如铁磁、vortex等其拓扑荷为0, 数值模拟中可以用拓扑荷来表征体系的斯格明子数目, 并且在单个斯格明子的情况下, 可以通过积分 $\int d^2\mathbf{r} (Q_r \mathbf{r})$ 来计算该斯格明子的中心位置 [40-42]. 另外还要注意的, 在一定的温度范围内, 由于DM相互作用和温度扰动的共同作用, 温度扰动将引入局域非结构的拓扑荷 [40], 这些局域拓扑荷的总和不为零, 但不代表任何结构化的构型.

单纯地从实空间结构来理解斯格明子的拓扑性, 哈密顿量给出了最近邻相互作用, 确定了相邻的两个自旋构型, 是典型的短程有序, 在一维自旋链中形成了自旋波的形式(图1(a), 图1(c)); 然而到了二维时, 当自旋的构型以斯格明子为基态时, 整个体系通过斯格明子这种尺度上比最近邻自旋大得多的有序结构来实现能量最低, 可以说是一种中程有序. 在不同的态与这种中程有序的态相互转变中, 总要克服一定的势垒, 因此这种额外的中程有序为体系提供了额外的稳定性, 也是斯格明子稳定性的一种表现.

从拓扑的角度来分析, 在绝热近似和自旋连续转动的条件下, 非平庸拓扑自旋结构和平庸拓扑自旋结构无法相互转换 [43], 意味着无法在绝热近似下通过连续的自旋转动变化来完成磁性斯格明子的产生和湮灭过程, 因此斯格明子的拓扑自旋结构是受到拓扑保护的, 增加了其稳定性. 在MnSi等的B20结构磁体的实验中就发现可以长期存在的亚稳态斯格明子 [44,45], 证明了拓扑稳定性的存在. 然而斯格明子的拓扑稳定性也带来了一些问题, 比

如控制斯格明子产生湮灭的人工调控手段成为一个问题, 在数值模拟中, 亚稳态的存在也同样使得计算过程变得更为复杂.

2.3 拓扑霍尔效应与斯格明子霍尔效应

根据洪德定则, 载流子的自旋总是试图与所在位置的局域电子的自旋保持平行. 当一个自由电子穿过斯格明子时, 虽然根据斯格明子的构型, 自由电子离开时和入射时的自旋方向是平行的, 然而在通过的过程中其自旋的方向是不断翻转的. 将这样的翻转过程等效为一个磁场, 就是自由电子通过斯格明子时感受到的虚拟 emergent 磁场 \mathbf{b}_z [9],

$$\mathbf{b}_z = \frac{\hbar c}{2e} \mathbf{m} \cdot (\partial_x \mathbf{m} \times \partial_y \mathbf{m}). \quad (6)$$

对比(3)式中计算的拓扑荷可以发现, emergent 磁场强度是正比于拓扑荷的 $\mathbf{b}_z \propto Q$, 是与斯格明子的拓扑性相关的. 当斯格明子以一定速度运动时, 运动的 emergent 磁场还产生一个电场, 图3显示了载流子在这些场的共同作用下将产生一个偏转, 这就是拓扑霍尔效应 (topological Hall effect) [10-13,15].

当自由电子流经斯格明子时受到拓扑霍尔效应产生偏转, 而斯格明子也在自由电子的反作用下, 受到一个反向的作用力, 这个作用力是马格努斯力 [38], 磁结构向着另一侧偏转, 这个效应是斯格明子霍尔效应 (skyrmion Hall effect). 霍尔效应是带电粒子在磁场中运动引发的偏转现象, 电荷的正负性决定了该粒子向着相反的方向偏离. 相比之下, 拓扑荷为 ± 1 , 可以被视为准粒子的斯格明子, 在电流的自旋转移矩驱动下运动中产生的斯格明子霍尔效应也有类似的现象, 拓扑荷的符号决定了斯格明子拓扑霍尔效应的偏转方向 [14,15].

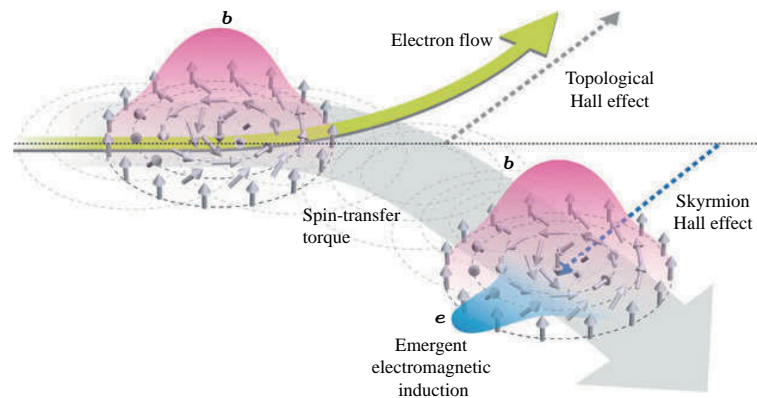


图3 拓扑霍尔效应斯格明子霍尔效应 [38]
Fig. 3. Topological Hall effect and skyrmion Hall effect [38].

Magnon 描述了自旋在有限温的激发下偏离其平衡位置的程度, 可以视为携带了与局域自旋反平行的自旋. 当自由电子流经斯格明子时产生了拓扑霍尔效应, 同样携带自旋方向信息的 magnon 流也就是热流流经绝缘体斯格明子时也会产生类似的现象, magnon 与 emergent 磁场相互作用使得 magnon 流偏移, 就是拓扑 magnon 霍尔效应. 当偏移的 magnon 在材料的边界处积累时, 就会产生一个可测量的温度差, 实验^[46]和数值模拟^[47,48]都证实了这一现象.

2.4 手性磁体中的拓扑磁结构与相图

前面讨论了手性磁体中相邻自旋构型的取向, 在DM作用和海森伯交换作用的共同竞争下, 斯格明子存在于一定的磁场窗口内, 注意到斯格明子之间区域的自旋构型是铁磁态, 也说明了相邻自旋铁磁排列与螺旋排列之间的能量差不是很大, 在外磁

场的调节下以及有限温的情况下将呈现出丰富的磁结构构型.

在二维体手性材料里主要有铁磁态、斯格明子态、螺旋态. 图4(a)显示了在二维体手性磁体中随着磁场温度变化体系磁结构的相图. 低磁场下是螺旋态, 结构如图4(b)所示, 随磁场的上升螺旋态逐渐变为斯格明子态. 在适当的磁场温度下斯格明子会排列成密堆积的结构, 如图4(c), 类似于晶体中的原子排列, 所以称为斯格明子晶体态^[4]. 在准一维纳米条带中, 类似的堆积结构也被称为 packed 斯格明子态^[49]. 随着纳米条带宽度的降低, 同样的堆积结构逐渐变成一维斯格明子链. 相图中介于铁磁态和斯格明子晶体态之间的斯格明子与铁磁的混合态, 也可以称之为斯格明子气体态; 当体系中只有一个斯格明子时可以称为单独斯格明子态. 在界面手性材料中, 螺旋态变成了一种类似的螺线 (spiral) 态, 如图4(d)所示, 螺线态与螺旋态结构的主要差异是相邻自旋旋转方向的不同.

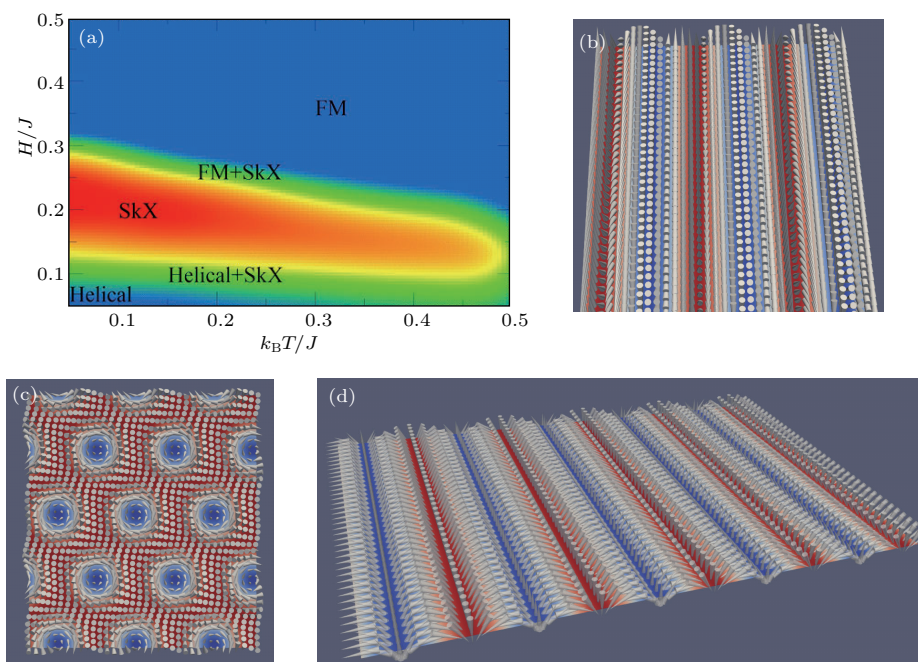


图4 二维手性磁体中的磁结构 (a) 二维体手性材料中的相图^[42]; (b) 螺旋态结构; (c) 斯格明子晶体态; (d) 螺线态
 Fig. 4. Magnetic structure in 2D chiral magnets: (a) Phase diagram in 2D bulk chiral magnetism^[42]; (b) structure of helical state; (c) structure of skyrmion crystal; (d) structure of spiral state in interfacial chiral magnetism.

数值模拟中可以用蒙特卡罗方法模拟退火过程^[50]来计算不同磁场、温度下的基态, 一般经典的Metropolis^[51]算法就可满足要求, over-relaxation算法、非线性共轭梯度法等可以用来加速计算^[40,52,53]. 计算基态时可以在高温(几倍 J 的温度)下使用随机态作为初始态, 逐步降低温度

至零温, 一般每个温度计算 5×10^4 个循环就能很好地收敛^[54]. 此外在计算基态时要特别注意体系的格点数目, 前文中已经讨论了在零磁场时, 螺旋态、螺线态的周期都是确定的, 网格数量应当是周期的整数倍, 因此在蒙特卡罗计算中网格数量应当与 J, D 等参数相匹配.

2.5 斯格明子的动力学

斯格明子的自旋拓扑性质使之成为一个独特的研究实空间拓扑输运现象的平台^[3,4,9,11,38,43,55]. 特别地, 在金属斯格明子材料中外加电流导致自旋转移矩效应^[56,57], 由此驱动斯格明子的运动, 并且电流对斯格明子的驱动非常有效率, 临界电流密度在 10^2 A/cm²左右, 比一般的铁磁畴壁的驱动电流小了4个数量级^[20], 同时对材料中的缺陷有强的抗干扰能力^[17]. 正是由于斯格明子较小的尺寸、较低

的电流操作性能, 使之有潜力成为斯格明子赛道存储器件.

在界面斯格明子材料中, 当电流流经重金属层时, 由于强的自旋轨道耦合产生自旋霍尔效应, 如图5所示. 向上和向下的自旋分离, 从而向上层注入自旋极化电流^[6,58], 被称为自旋轨道转矩效应^[9,16]. 自旋轨道转矩效应的作用下, 金属层中的自旋角动量注入上层轻铁磁层中, 最终推动了斯格明子的运动^[16,59–62], 也是一种有效地控制斯格明子动力学的手段.

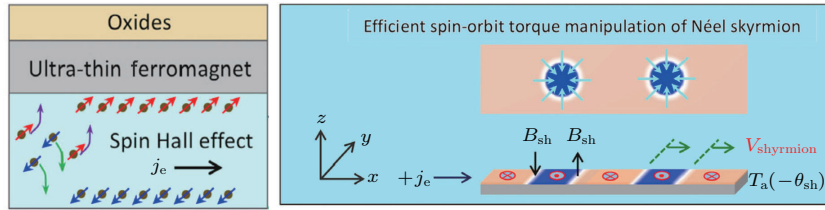


图5 界面手性磁材料中的自旋轨道转矩^[63,64]

Fig. 5. Spin Orbit Torque in interfacial chiral magnets^[63,64].

自旋转移矩效应和自旋轨道转矩效应都有利于斯格明子被电流驱动, 根据 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程可以给出斯格明子在电流输运下的动力学方程的形式^[64]:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{m}} = & -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} \\ & + \frac{g\mu_B}{2eM_s} \left[(\mathbf{j}_1 \cdot \nabla) \mathbf{m} \right. \\ & \left. + \frac{\theta_{\text{SH}}}{t_f} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times (\hat{z} \times \mathbf{j}_e)) \right], \end{aligned} \quad (7)$$

其中 γ 是磁回转率 (gyromagnetic ratio), α 是磁阻尼系数, M_s 是饱和磁化率. 方括号中的第一项是电流 \mathbf{j}_1 对应的自旋转移矩项; 第二项是自旋轨道转矩项, θ_{SH} 是霍尔效应系数, t_f 是薄膜厚度, \mathbf{j}_e 是流经重金属层的电流, 这一项是针对多层膜结构中的奈尔型斯格明子计算其在电流驱动下的动力学过程. (7)式中, 等效场 $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\partial F / \partial (\mathbf{m})$ 包含了自旋间的相互作用以及外磁场的作用, F 是磁自由能. (2)式中给出了格点模型中的哈密顿量, 在微磁学模拟中一般采用连续模型, 相应的自由能的形式可以写为

$$F = \int d^3r \left[-\frac{J}{2} (\nabla \mathbf{m})^2 + \mathcal{E}_{\text{DM}} - \mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{m} \right], \quad (8)$$

方括号中的三项分别为海森伯交换相互作用、DM相互作用和外磁场的作用所对应的能量

密度. 其中DM相互作用密度, 在体相互作用的情况下可以写为 $\mathcal{E}_{\text{DMbulk}} = D_0 \mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m})$; 而界面相互作用时, 其能量密度为 $\mathcal{E}_{\text{DMinter}} = D_0 (m_z (\nabla \cdot \mathbf{m}) - (\mathbf{m} \cdot \nabla) m_z)$, 这里的 D_0 为相应的DM作用矢量的模. 求导后可以给出有效场的形式:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{exch}} + \mathbf{H}_{\text{DM}} + \mathbf{H}_{\text{ext}}, \quad (9)$$

右端的三项分别为海森伯交换相互作用、DM相互作用以及外磁场作用对有效场的贡献, 分别为

$$\mathbf{H}_{\text{ext}} = \mu_B \mathbf{B}, \quad (10)$$

$$\mathbf{H}_{\text{exch}} = \frac{J}{2} \Delta \mathbf{m}, \quad (11)$$

$$\mathbf{H}_{\text{DMbulk}} = -D_0 (\nabla \times \mathbf{m}), \quad (12)$$

$$\mathbf{H}_{\text{DMinter}} = -D_0 \left(\frac{\partial m_z}{\partial x}, \frac{\partial m_z}{\partial y}, -\frac{\partial m_x}{\partial x} - \frac{\partial m_y}{\partial y} \right). \quad (13)$$

有效场的形式中采用了归一化的磁矩 \mathbf{m} 以及相应的参数, 实际计算中需要注意参数的量纲以及正负号的选取等问题.

值得注意的是自旋转移矩项中的 \mathbf{j}_1 并非只针对电流, 也可以是热流或者 magnon 流^[42,65]. 前文中已经讨论了 magnon 可以被视为与局域自旋反平行的自旋, 热的传播可以被视为 magnon 流的输运. 因此当 magnon 流经斯格明子时, 类似于自由电子

为载流子时的自旋转移矩效应, 也将产生移矩效应, 可以在绝缘体材料中驱动斯格明子的移动^[66]. 理论上 magnon 很好地解释了热流下的斯格明子动力学, 而数值模拟上 magnon 并不是一个容易描述的物理量, 可以采用随机场 \mathbf{L} 来描述不同温度下自旋的热扰动, 含随机力的 LLG 方程^[67,68] 为

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{L}) + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}}. \quad (14)$$

对于随机场 \mathbf{L} 有

$$\begin{aligned} & \langle L_\mu(\mathbf{r}, t), L_\nu(\mathbf{r}', t') \rangle \\ &= \frac{\alpha a^2 k_B T}{\gamma} \delta_{\mu\nu} \delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \delta(t, t'), \end{aligned} \quad (15)$$

这里的 a 是计算网格的边长. 这里要注意含随机力的 LLG 方程 (14) 需要采用 Heun 算法来计算^[67].

微磁学模拟中对动力学方程 (7) 的计算, 在时间离散上一般采用四阶龙格-库塔算法, 空间离散多数采用有限差分处理, 也可以使用有限元方法, 相比之下有限元方法在空间离散上更为精确, 但是计算开销非常大. 常用的计算软件有 MuMax3^[69], OOMMF^[70] 等, MuMax 提供了基于 CUDA 的 GPU 并行计算能力, 比 OOMMF 计算更快但是更难增加自定义模块.

3 斯格明子自旋电子器件应用相关动力学研究进展

3.1 作为赛道存储应用的斯格明子

赛道存储器是一种新型非易失性存储器^[20], 传统的磁存储如硬盘等是考虑移动存储介质从而在固定位置读取存储介质中的磁信息, 而赛道存储则考虑在一个准一维条带上用磁畴来存储信息, 使用电流驱动磁畴运动到相应的写入读取位置来实现. 经过几代的发展, 目前已经使用了自旋轨道转矩来辅助电流驱动磁畴运动、相互之间反铁磁的两条赛道来加速磁畴运动^[21]. 赛道存储器的一个赛道单元上可以存储很多个数据, 并且可以实现三维记录, 所以赛道存储器有望实现超高密度的存储.

影响赛道存储器性能最重要的三个问题包括: 一是提高畴壁的移动速度, 可以加快数据的读取速度; 二是过高的临界电流密度会产生大的焦耳热以及功耗, 需要进一步降低电流密度; 三是提高赛道存储器的存储密度, 也就是单根纳米带单元中能有更多的磁畴壁、两根纳米带之间能有更小的间距.

具有稳定拓扑结构的斯格明子的尺寸非常小, 界面手性磁体中斯格明子的大小是 5 nm^[71], 满足了赛道存储器件的密度要求; 驱动斯格明子运动的临界电流只有 10² A/cm²^[17], 比驱动磁畴所需的电流密度小了 4 个数量级^[9], 解决了焦耳热问题. 此外斯格明子在纳米条带中的输运过程有跨越障碍^[7] 等特点. 这些特性使得斯格明子是制作超高密度赛道存储器非常好的选择^[18,19].

作为赛道存储器件应用就要求斯格明子在室温具有稳定的电流操作性、可控的产生湮灭过程以及方便的可探测性. 目前室温下存在的斯格明子已经被观测到^[14], 产生湮灭过程的人工控制也有很多相应的手段^[41,72-77]. 然而综合来看, 室温下产生湮灭控制仍然是一个挑战^[37], 此外, 方便可集成的探测手段相关研究仍在起步阶段^[78].

3.2 非均匀电流下斯格明子的生成

赛道存储器性能的优化要求尽可能快地驱动斯格明子以加快数据的读取速度, 意味着要使用较强的电流密度. 斯格明子虽然也能通过几何限制区域, 然而界面手性材料中, 几何受限导致的电流密度不均匀时, 微磁学模拟发现电流驱动奈尔磁畴条带通过几何限制区域时会动态地生成斯格明子^[79,80], 实验上也成功地观察到这一现象^[63], 在手性材料中微磁学模拟也预测了类似现象^[81]. 这里主要讨论界面手性材料中电流驱动下动态生成斯格明子的原因^[64].

前文已经讨论了在奈尔型斯格明子的界面手性材料的重金属-轻铁磁金属-绝缘体的异质结的多层膜中, 电流通过重金属层时, 由于强的自旋轨道耦合而产生自旋霍尔效应, 使得重金属层中的自旋角动量注入上层铁磁金属中, 从而产生自旋轨道转矩. 自旋轨道转矩对上层金属中磁畴壁的作用如图 6 (a) 所示, 其对应的有效霍尔场 \mathbf{B}_{sh}

$$\mathbf{B}_{\text{sh}} = B_{\text{sh}}^0 \left(\hat{\mathbf{m}} \times \left(\hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{j}}_e \right) \right), \quad (16)$$

其中 $\hat{\mathbf{m}}$ 是自旋矢量; $\hat{\mathbf{z}}$ 薄膜的模量单位矢量; $\hat{\mathbf{j}}_e$ 是驱动电流方向; $B_{\text{sh}}^0 = (\hbar/2e) \cdot (\theta_{\text{sh}} J_c / t_f M_s)$, t_f 是铁磁层的厚度, M_s 是饱和磁化强度, 自旋霍尔系数 $\theta_{\text{sh}} = J_s / J_c$ 是重金属层中自旋流密度 J_s 与电流密度 J_c 的比值. 图 6 (a) 中显示了手性磁畴中对应 \mathbf{B}_{sh} 的强度与自旋矢量 $\hat{\mathbf{m}}$ 和驱动电流 $\hat{\mathbf{j}}_e$ 的方向有关. 因此在包含条带状磁畴的纳米线中, 图 6 (b) 区域②, ③中, 自旋矢量的取向平行于 $\hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{j}}_e$, $\mathbf{B}_{\text{sh}} = 0$,

所以自旋轨道转矩对这两个区域的磁畴壁没有驱动作用. 而区域①中的 B_{sh} 最大, 所以这里自旋转矩效应对磁结构的驱动效果最大.

如图 6 (c) 所示, 在引入几何受限结构后, 电流分布不再均匀, 在左右两边分别是发散、汇聚的构

型. 在左侧入口处电流的 y 方向分量如图 6 (d) 所示, 其结果是产生了图 6 (e) 中的等效力, 在这个等效力的作用下, 整个磁畴条带向右移动的同时, 在右侧出口处逐渐收紧, 最终生成了图 6 (e) 中的斯格明子结构.

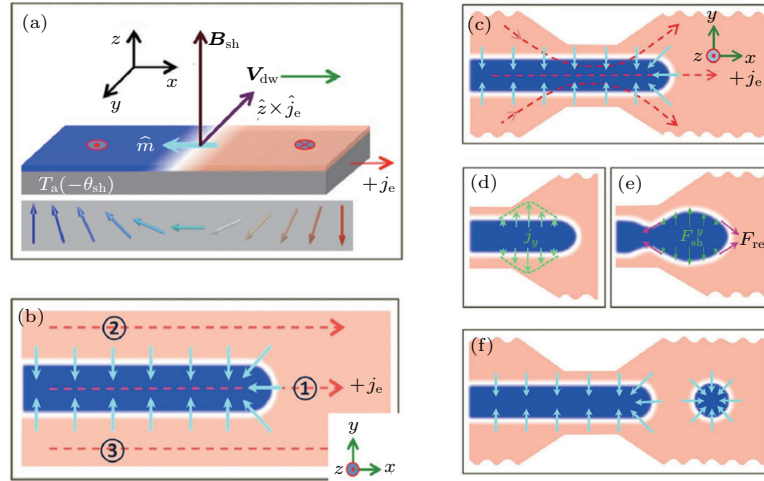


图 6 电流驱动下几何限制结构动态生成斯格明子 [63,64] (a) 自旋轨道转矩对左半边中的有效霍尔场; (b) 条带中奈尔磁畴对应的不同区域; (c) 通过几何限制位置时的电流分布; (d), (e) 电流 y 分量的分布以及对应的等效作用力; (f) 斯格明子的形成

Fig. 6. Skyrmion creation in geometrical constriction [63,64]: (a) The effective spin Hall field act on left side domain wall by spin orbital torque; (b) the three region of Néel domain wall in the stripe; (c) the distribution of electrical current in the geometrical constriction region; (d),(e) the inhomogeneous current and effective field around the neck region; (f) the generation of skyrmion.

3.3 电流驱动下斯格明子的稳定输运

前面讨论了拓扑霍尔效应和斯格明子霍尔效应作为斯格明子在电流驱动下的拓扑性的体现, 带来了丰富的斯格明子动力学性质. 然而, 作为信息载体的斯格明子在赛道中电流驱动之下会出现一个垂直于电流方向的速度, 最终结果是偏离到赛道边缘被钉扎或者在大的电流驱动下在边缘处湮灭 [82–86]. 这两种情况都是在赛道存储应用中不希望遇到的, 相关的理论以及数值模拟工作研

究了怎样减小或者避免斯格明子拓扑效应. 例如, 通过增强垂直于赛道边缘的磁各向异性来更好地限制斯格明子在赛道内运动 [84]; 类斯格明子构型 skyrmionium 因为拓扑荷为 0, 电流驱动时没有斯格明子霍尔效应 [84,87,88]; 反铁磁斯格明子 [84,86]、反铁磁作用的斯格明子双层膜结构 [82,86] 在电流驱动下因为两个正好相反的斯格明子霍尔效应相互抵消而呈现出垂直于电流方向的速度为零的运动特性.

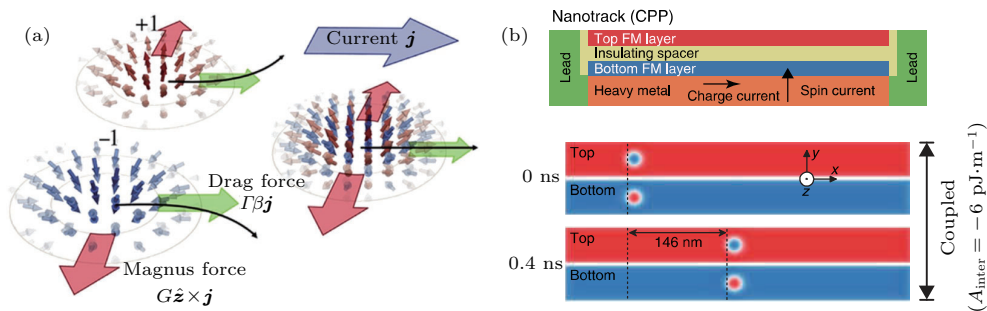


图 7 斯格明子霍尔效应的消除 (a) 反铁磁斯格明子 [83]; (b) 反铁磁耦合的双层斯格明子 [82]

Fig. 7. Elimination of skyrmion Hall effect: (a) Antiferromagnetic skyrmion [83]; (b) antiferromagnetic coupled Skyrmion bilayer [82].

反铁磁斯格明子中可以分解出拓扑荷分别为 1, -1 的两个子斯格明子, 如图 7(a) 所示, 这两个子斯格明子受到的马格努斯力正好相反, 最终反铁磁斯格明子在电流驱动下不显现出霍尔效应. 反铁磁的斯格明子在实验上难以实现, 然而反铁磁耦合的斯格明子双层结构在 Co/Ru/Co 异质结上实现了 [89]. 类似于反铁磁斯格明子, 这种结构也由于马格努斯合力为零而不显现斯格明子霍尔效应, 不同点在于将拓扑荷为 1, -1 的两个斯格明子拆成两层以反铁磁作用耦合在一起, 如图 7(b) 所示. 反铁磁带来了净磁矩为零从而使得探测这样的斯格明子结构成为难题, 理论上预测了随着自旋结构重排, 反铁磁斯格明子也可以显示出拓扑霍尔效应 [90], 从而可能被探测到.

3.4 斯格明子产生湮灭过程中的人工控制

赛道存储应用要求作为信息载体的斯格明子的产生湮灭过程完全可控. 受到拓扑保护的斯格明子在较低的温度下的产生湮灭过程有一个很大的势垒 [91], 而较高的温度下斯格明子本身就有着很强的随机性 [78]. 因此, 斯格明子的产生湮灭过程的人工控制手段就成为了一个热门话题.

从图 4(a) 的相图来看, 产生湮灭斯格明子的过程可以分为两类: 一类是从螺旋态或者螺线态到斯格明子之间的相变, 另一类是从铁磁态到斯格明子态之间的相变. 螺旋态或者螺线态的构型比较接近斯格明子, 所以它们之间的相变相对容易, 静态下合适的磁场温度中, helical 态的每个条带在有边界的参与时成为两端封闭、拓扑荷为 1 的条带状磁畴构型, 在磁场提高时会逐渐收缩或者从中间打断生成斯格明子 [92], 在没有边界参与时磁畴将逐渐演化直至打断成斯格明子; 动态下前文已经讨论的非均匀电流生成斯格明子就是典型的生成方法.

然而赛道存储器材中用有无斯格明子来代表储存的数据是“1”和“0”, 因此从铁磁态到斯格明子之间的产生湮灭过程是最为重要的. 不幸的是, 受到拓扑保护的斯格明子与铁磁态之间的相互转变过程是非连续的 [43], 除了 (2) 式中适当的磁场窗口外还需要有外部的扰动来辅助拓扑成核, 这些扰动有垂直方向的电流/极化电流脉冲 [41, 72, 73]、激光脉冲 [74, 75]、磁场脉冲 [76]、局部加热 [77] 等.

对于布洛赫型斯格明子, 垂直电流辅助产生湮灭的作用分为三类 [41]: 电流的感生磁场、自旋极化电流的自旋转矩效应、电流带来的焦耳热. 其中

热效应对应着随机扰动, 在不同温度扰动下有相应的概率完成拓扑成核过程从而辅助斯格明子的转变. 而感生磁场是漩涡状的, 对比布洛赫型的斯格明子可以发现漩涡状的磁场会使得自旋的构型从铁磁态向着接近斯格明子构型的方向转变, 因此有助于斯格明子的形成. 而极化电流辅助斯格明子成核时, 极化方向如图 8(a) 所示, 和垂直方向有一定夹角, 极化电流的作用是使得一部分区域的自旋沿着面内排布从而使整个自旋构型更接近斯格明子. 图 8(b) 中显示了奈尔型斯格明子在 STM 针尖极化电流辅助下的产生湮灭过程示意图 [71], 注意到图中显示的极化电流的极化方向是垂直于平面的, 与布洛赫型的有着显著差异.

斯格明子的产生湮灭过程在拓扑上对应了拓扑成核过程, 既然体系无法自发的完成转变过程, 外界扰动提供了拓扑成核点来辅助转变过程. 布洛赫型的斯格明子的结构特征显示出中心点周围自旋的面内分量呈现漩涡状排列, 而拓扑成核点也应当有类似的构型, 因此其对应的外加扰动更多的呈现出漩涡状的特点; 同时奈尔型的斯格明子的构型特征是中心点附近区域的自旋在 z 方向的分量反平行于周围自旋, 因此对应的外界扰动更多地呈现出垂直于其所在平面的特点.

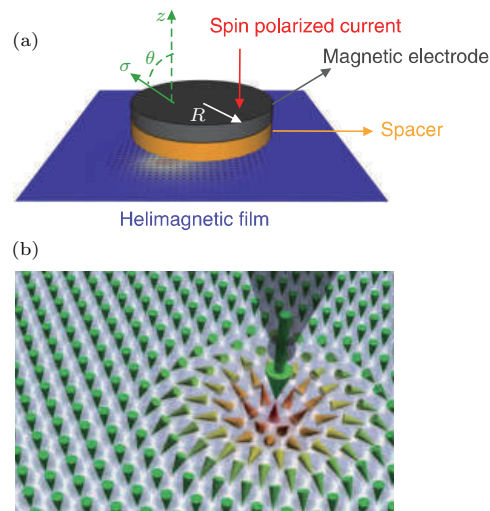


图 8 自旋极化电流产生斯格明子示意图 (a) 布洛赫型 [41]; (b) 奈尔型 [71]

Fig. 8. Generation of skyrmion by spin polarized current: (a) Bloch type [41]; (b) Néel type [71].

4 结论与展望

斯格明子相关研究是一个迅速发展的领域, 本文从赛道存储方面简要介绍了一些电流驱动斯格

明子、产生湮灭人工控制手段及其相关的拓扑物理性质。在这一领域仍然有很多应用与基础问题需要继续探索,例如可集成的便捷探测手段、电流驱动下霍尔效应的消除、低磁场室温下斯格明子的控制、拓扑成核过程的拓扑保护性等,这些问题的解决可以使斯格明子的赛道存储应用推向实际。

参考文献

- [1] Skyrme T 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
- [2] Polyakov A M, Belavin A A 1975 *Jetp Lett.* **22** 503
- [3] Muhlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boni P 2009 *Science* **323** 915
- [4] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901
- [5] Thiaville A, Rohart S, Jué É, Cros V, Fert A 2012 *Europhys. Lett.* **100** 57002
- [6] Hoffmann A 2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 5172
- [7] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 152
- [8] Hellman F, Hoffmann A, Tserkovnyak Y, Beach G S, Fullerton E E, Leighton C, MacDonald A H, Ralph D C, Arena D A, Dürr H A, Fischer P, Grollier J, Heremans J P, Jungwirth T, Kimel A V, Koopmans B, Krivorotov I N, May S J, Petford L A K, Rondinelli J M, Samarth N, Schuller I K, Slavin A N, Stiles M D, Tchernyshyov O, Thiaville A, Zink B L 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 025006
- [9] Schulz T, Ritz R, Bauer A, Halder M, Wagner M, Franz C, Pfleiderer C, Everschor K, Garst M, Rosch A 2012 *Nat. Phys.* **8** 301
- [10] Yi S D, Onoda S, Nagaosa N, Han J H 2009 *Phys. Rev. B* **80** 054416
- [11] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Böni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
- [12] Zang J, Mostovoy M, Han J H, Nagaosa N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 136804
- [13] 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
- [14] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M Y, Caretta L, Richter K, Mann M, Krone A, Reeve R M, Weigand M, Agrawal P, Lemesh I, Mawass M A, Fischer P, Kläui M, Beach G S D 2016 *Nat. Mater.* **15** 501
- [15] Jiang W, Zhang X, Yu G, Zhang W, Wang X, Jungfleisch M B, Pearson J E, Cheng X, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2016 *Nat. Phys.* **13** 162
- [16] Liu L, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
- [17] Lin S Z, Reichhardt C, Batista C D, Saxena A 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214419
- [18] Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040
- [19] Kang W, Zheng C, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Lv W, Zhao W 2016 *IEEE Electron Dev. Lett.* **37** 924
- [20] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [21] Parkin S, Yang S H 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 195
- [22] Pfleiderer C, Rosch A 2010 *Nature* **465** 880
- [23] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2010 *Nat. Mater.* **10** 106
- [24] Huang S X, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201
- [25] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603
- [26] Kanazawa N, Kim J H, Inosov D S, White J S, Egetenmeyer N, Gavilano J L, Ishiwata S, Onose Y, Arima T, Keimer B, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134425
- [27] Makarova O L, Tsvyashchenko A V, Andre G, Porcher F, Fomicheva L N, Rey N, Mirebeau I 2012 *Phys. Rev. B* **85** 205205
- [28] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
- [29] Adams T, Chacon A, Wagner M, Bauer A, Brandl G, Pedersen B, Berger H, Lemmens P, Pfleiderer C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204
- [30] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [31] Landau L D, Lifshitz E M, Sykes J B, Bell J S, Dill E H 1961 *Electrodynamics of Continuous Media* (2nd Ed.) (Oxford: Pergamon) pp178–179
- [32] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
- [33] Han J H, Zang J, Yang Z, Park J H, Nagaosa N 2010 *Phys. Rev. B* **82** 094429
- [34] Rößler U K, Leonov A A, Bogdanov A N 2011 *J. Phys. Conf. Ser.* **303** 012105
- [35] Yu X, Mostovoy M, Tokunaga Y, Zhang W, Kimoto K, Matsui Y, Kaneko Y, Nagaosa N, Tokura Y 2012 *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **109** 8856
- [36] Everschor S K, Sitte M 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 172602
- [37] Rajaraman R 1987 *Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory* (Oxford: Elsevier Science & Technology) pp31–32
- [38] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 899
- [39] Berg B, Lüscher M 1981 *Nucl. Phys. B* **190** 412
- [40] Hou W T, Yu J X, Daly M, Zang J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 140403
- [41] Yin G, Li Y, Kong L, Lake R K, Chien C L, Zang J 2016 *Phys. Rev. B* **93** 174403
- [42] Kong L, Zang J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 067203
- [43] Milde P, Kohler D, Seidel J, Eng L M, Bauer A, Chacon A, Kindervater J, Muhlbauer S, Pfleiderer C, Buhbrandt S, Schutte C, Rosch A 2013 *Science* **340** 1076
- [44] Tokunaga Y, Yu X Z, White J S, Rønnow H M, Morikawa D, Taguchi Y, Tokura Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 7638
- [45] Oike H, Kikkawa A, Kanazawa N, Taguchi Y, Kawasaki M, Tokura Y, Kagawa F 2015 *Nat. Phys.* **12** 62
- [46] Onose Y, Ideue T, Katsura H, Shiomi Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Science* **329** 297
- [47] Ding J, Yang X, Zhu T 2015 *IEEE Trans. Magn.* **51** 1

- [48] Zhang X, Müller J, Xia J, Garst M, Liu X, Zhou Y 2017 *New J. Phys.* **19** 065001
- [49] Jin C, Li Z A, Kovács A, Caron J, Zheng F, Rybakov F N, Kiselev N S, Du H, Blügel S, Tian M, Zhang Y, Farle M, Dunin B R E 2017 *Nat. Commun.* **8** 15569
- [50] Laarhoven P J M, Aarts E H L 1987 *Simulated Annealing: Theory and Applications* (Dordrecht: Reidel) pp7–15
- [51] Metropolis N, Ulam S 1949 *J. Am. Stat. Assoc.* **44** 335
- [52] Creutz M 1987 *Phys. Rev. D* **36** 515
- [53] Rybakov F N, Borisov A B, Blügel S, Kiselev N S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 117201
- [54] Han J H 2017 *Skyrmions in Condensed Matter* (Charm: Springer) pp67–68
- [55] Jonietz F, Muhlbauer 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
- [56] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
- [57] Tataru G, Kohno H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 086601
- [58] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, Back C, Jungwirth T 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213
- [59] Emori S, Bauer U, Ahn S M, Martinez E, Beach G S D 2013 *Nat. Mater.* **12** 611
- [60] Gambardella P, Miron I M 2011 *Philosoph. Trans. Roy. Soc. A: Math. Phys. Engin. Sci.* **369** 3175
- [61] Ryu K S, Thomas L, Yang S H, Parkin S 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 527
- [62] 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
- [63] 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
- [64] Jiang W, Chen G, Liu K, Zang J, te Velthuis S G, Hoffmann A 2017 *Phys. Reports* **704** 1
- [65] Mochizuki M, Yu X Z, Seki S, Kanazawa N, Koshibae W, Zang J, Mostovoy M, Tokura Y, Nagaosa N 2014 *Nat. Mater.* **13** 241
- [66] Tserkovnyak Y, Mecklenburg M 2008 *Phys. Rev. B* **77** 134407
- [67] García P J L, Lázaro F J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 14937
- [68] Hinzke D, Nowak U 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 027205
- [69] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Helsen M, Garcia Sanchez F, Waeyenberge B V 2014 *AIP Adv.* **4** 107133
- [70] Donahue M J, Porter D P 1999 *OOMMF User's Guide* (Version 1.0) (Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology) pp1–83
- [71] Romming N, Hanneken C, Menzel M, Bickel J E, Wolter B, von Bergmann K, Kubetzka A, Wiesendanger R 2013 *Science* **341** 636
- [72] Hsu P J, Kubetzka A, Finco A, Romming N, von Bergmann K, Wiesendanger R 2016 *Nat. Nanotechnol.* **12** 123
- [73] Yuan H Y, Wang X R 2016 *Sci. Rep.* **6** 22638
- [74] Finazzi M, Savoini M, Khorsand A R, Tsukamoto A, Itoh A, Duò L, Kirilyuk A, Rasing T, Ezawa M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177205
- [75] Fujita H, Sato M 2017 *Phys. Rev. B* **95** 054421
- [76] Flovik V, Qaiumzadeh A, Nandy A K, Heo C, Rasing T 2017 *Phys. Rev. B* **96** 140411
- [77] Koshibae W, Nagaosa N 2014 *Nat. Commun.* **5** 5148
- [78] Tomasello R, Ricci M, Burrascano P, Puliafito V, Carpentieri M, Finocchio G 2017 *AIP Adv.* **7** 056022
- [79] Di K, Zhang V L, Lim H S, Ng S C, Kuok M H, Yu J, Yoon J, Qiu X, Yang H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 047201
- [80] Liu Y, Yan H, Jia M, Du H, Du A 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 102402
- [81] Lin S Z 2016 *Phys. Rev. B* **94** 205205
- [82] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10293
- [83] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
- [84] Purnama I, Gan W L, Wong D W, Lew W S 2015 *Sci. Reports* **5** 10620
- [85] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Reports* **6** 24795
- [86] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 064406
- [87] Reichhardt C, Ray D, Reichhardt C J O 2015 *New J. Phys.* **17** 073034
- [88] Zhang X, Xia J, Zhou Y, Wang D, Liu X, Zhao W, Ezawa M 2016 *Phys. Rev. B* **94** 094420
- [89] Reichhardt C, Ray D, Reichhardt C O 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 217202
- [90] Wu J, Carlton D, Park J S, Meng Y, Arenholz E, Doran A, Young A T, Scholl A, Hwang C, Zhao H W, Bokor J, Qiu Z Q 2011 *Nat. Phys.* **7** 303
- [91] Rohart S, Miltat J, Thiaville A 2016 *Phys. Rev. B* **93** 214412
- [92] 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

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

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

Kong Ling-Yao[†]*(Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)*

(Received 31 January 2018; revised manuscript received 18 March 2018)

Abstract

Skyrmions, as a nontrivial topological magnetic structure, have the advantages of topological stability, small size and low driving electrical current, showing potential applications in spintronic memory device. There are several mechanisms for skyrmion formation in magnets. One major mechanism is, in chiral-lattice ferromagnets, the competition between the Dzyaloshinskii-Moriya and ferromagnetic exchange interactions, due to the lack of spatial inversion symmetry. The combination of topology and condensed physics demonstrates various new topological phenomena of skyrmions, which also determine their dynamics. In this review, recent progress on the topological physics foundation of Skyrmions, as well as their dynamics of application in spintronics devices, is reviewed.

The topological physics foundations of skyrmions is introduced. Firstly, the structure of skyrmions, which shows a special nontrivial topology in the real space, is presented accompanied with the formation of skyrmions caused by Dzyaloshinskii Moriya interactions in chiral magnets. Secondly, due to the importance of the describable method of the topology of a skyrmion, the topological charge, that characterize the topology, as well as the calculation method are introduced. Also, the arising topological stability is discussed here. Then, the typical topological effects arising from the topology of a skyrmion, including topological Hall effect and the skyrmion Hall effect are reviewed. The next is the introduction of the helical and the spiral spin configuration, the alternatives for Bloch and Néel type skyrmions respectively, which show up under lower external magnetic field with the same interaction. Also the phase transition of the helical/spiral state to skyrmions and the Monte Carlo method to simulate the spin configuration of a chiral magnet are introduced. At last, the spin orbital torque and the spin transfer torque, that describe the driven effect of a skyrmion by an electrical current or a thermal field, are reviewed. The consequence dynamics of skyrmions, the Landau-Lifshitz-Gilbert equation, are also introduced.

The recent progress of typical dynamics of skyrmions on several concerned problems in practical applications are reviewed. The applications in spintronics memory require skyrmions have steady transportation driven by electrical current and controllable creation and annihilation process. Firstly, skyrmion can be generated by the spatial non-uniform electric current with a certain geometry constrain. Especially for the Néel type skyrmion, nonuniformity of the spin orbital torque, come from the non-uniform electric current, play an important role in the skyrmion generation process. Secondly, skyrmion moves with a perpendicular velocity under an electrical current, because of the skyrmion Hall effect. So the elimination of skyrmion Hall effect is practically concerned to make the transportation steady. The anti-ferromagnetic skyrmion and antiferromagnetic coupled skyrmion bilayer are found with no skyrmion Hall effect by have two opposite component cancel out. Finally, with topological stability, skyrmions are hard to convert from and to a nontrivial topological spin configuration at low temperature. So the manipulation of skyrmion creation and annihilation are discussed accompanied with their difference of Bloch and Néel type skyrmion.

Keywords: magnetic skyrmion, topology, spintronics**PACS:** 75.70.Kw, 66.30.Lw, 75.10.Hk, 75.40.Mg**DOI:** 10.7498/aps.67.20170235

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11504351).

† Corresponding author. E-mail: LingyaoKong@163.com