

磁性材料的磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构

张志东

Magnetic structures, magnetic domains and topological magnetic textures of magnetic materials

Zhang Zhi-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 067503 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.067503

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.067503>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

FeMn 掺杂 AlN 薄膜的制备及其特性研究

Study on preparation and characteristics of Fe- and Mn-doped AlN thin films

物理学报.2013, 62(21): 217504 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.217504>

稀土元素 La 掺杂 BaFe₁₂O₁₉ 微结构和磁性能的研究

Study on the structural and magnetic properties of La-doped barium ferrites

物理学报.2012, 61(22): 227501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.227501>

铁磁/反铁磁双层膜系统中的磁畴动力学行为

Dynamic behaviors of domain wall in FM/AFM bilayers

物理学报.2012, 61(18): 187504 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.187504>

消磁场对纳米铁磁线磁畴壁动力学行为的影响

Influences of the demagnetizing field on dynamic behaviors of the magnetic domain wall in ferromagnetic nanowires

物理学报.2012, 61(10): 107502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.107502>

横向偏置场作用的非晶带巨磁阻抗效应理论

Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous ribbon with transverse bias magnetic field

物理学报.2011, 60(3): 037503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.037503>

综述

磁性材料的磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构*

张志东†

(中国科学院金属研究所, 沈阳材料科学国家(联合)实验室, 沈阳 110016)

(2015年1月26日收到; 2015年2月11日收到修改稿)

首先简要地介绍了磁性材料中磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构以及相互之间的关系. 一方面, 磁畴结构由材料的磁结构、内禀磁性和微结构因素决定; 另一方面, 磁畴结构决定了材料磁化和退磁化过程以及技术磁性. 拓扑学与材料物理、材料性能的联系越来越紧密. 最近的研究兴趣集中在一些拓扑磁性组态, 如涡旋、磁泡、麦纫、斯格米子等. 研究发现这些拓扑磁结构的拓扑性质与磁性能密切相关. 然后从尺寸效应、缺陷、晶界三个方面介绍国际学术界在磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构方面的进展. 最后介绍了在稀土永磁薄膜材料的微观结构、磁畴结构和磁性能关系、交换耦合纳米盘中的拓扑磁结构及其动力学行为方面的工作. 通过对文献的评述, 得到以下结论: 开展各向异性纳米复合稀土永磁材料的研究对更好地利用稀土资源具有重要的意义. 可以有目的地改变材料的微结构, 可控地进行磁性材料的磁畴工程, 最终获得优秀的磁性能. 拓扑学的概念正在应用于越来越多的学科领域, 在越来越多的材料中发现拓扑学的贡献. 研究磁畴结构、拓扑磁性基态或者激发态的形成规律以及动力学行为对理解量子拓扑相变以及其他与拓扑相关的物理效应是十分重要的. 也会帮助理解不同拓扑学态之间相互作用的物理机制及其与磁性能之间的关系, 同时拓展拓扑学在新型磁性材料中的应用.

关键词: 磁结构, 磁畴结构, 拓扑磁结构, 磁性能

PACS: 75.60.Ch, 75.70.-i, 75.70.Kw, 75.78.Fg

DOI: 10.7498/aps.64.067503

1 引言

磁性材料(包括永磁、软磁、磁致伸缩、磁记录等)在许多领域有广泛的应用. 提高各类磁性材料的性能一直是广大科技工作者努力的目标. 众所周知, 磁性材料的磁性分内禀磁性和技术磁性. 内禀磁性包括居里温度、饱和磁化强度、磁晶各向异性等, 分别对应于磁性相互作用、自旋磁矩、晶体场等内禀性质, 主要由材料的晶体结构、磁结构、成分等决定. 磁结构与材料的晶体结构密切相关, 其对称性可以与晶体结构相同, 但绝大多数情况下磁有序会附加新的磁对称性. 磁结构由晶体结构以及磁性相互作用、自旋磁矩共同决定. 铁磁性、反铁磁性、亚铁磁性、螺旋磁性、自旋玻璃、顺磁性等不同

的磁性与不同的晶体结构可以组合成丰富多彩的磁结构. 另一方面, 技术磁性能包括剩余磁化强度、矫顽力、最大磁能积、温度系数等. 这些技术磁性能不但由材料的内禀磁性控制, 还与材料的微观结构密切相关. 实际上, 材料的尺寸、形状, 晶粒大小、晶界、缺陷以及第二相等均会影响材料的磁性能.

20世纪一系列突破性的科学成果(特别是量子力学的创立)促进了人们对自然的认识, 也促进了人们对磁性起源的理解. 对自发磁化的量子力学理解和磁畴结构的发现被公认为20世纪磁学领域的两大重要进展. 量子力学的理论研究将人们对微观磁性(包括电子自旋、各类交换作用等)的认识提高到一个非常的高度. 但是, 磁畴结构非常复杂, 不但由材料的内禀磁性控制, 还受到微观结构和缺陷等因素的影响. 尽管人们对磁畴结构已经有许多

* 国家自然科学基金(批准号: 51331006)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zdzhang@imr.ac.cn

系统的研究,但远远没有达到深入理解的程度.对磁畴结构的理解基本上是在微磁学理论的层次开展工作.对磁结构、磁畴结构和磁性能三者之间的关系也缺少系统的认识.

磁畴结构是铁磁质的基本组成部分.在各磁畴中,原子磁矩的排列各有相互平行的自发倾向,磁矩方向保持一致.但是各磁畴的排列方向是混乱的,所以铁磁体在没有被磁化前不显磁性.磁畴结构多种多样,通常有以下几种类型:片形畴、封闭畴、旋转畴、棋盘畴、柱形畴、蜂窝畴、迷宫畴、楔形畴等.在磁畴的边界,磁矩从一个方向连续地过渡到另一个方向,从而有磁畴壁.典型的磁畴壁有布洛赫畴壁、奈尔畴壁等.在外磁场的作用下,不同方向的磁畴的大小发生变化,以致外磁场方向上的总磁矩随外磁场的增强而增加.所以,磁畴的结构影响磁化过程和退磁化过程,从而影响材料的磁性能.

另一方面,拓扑学与代数、几何一样,是一门基础性的学科.拓扑学是近代发展起来的一个研究连续性现象的数学分支,主要研究拓扑空间在拓扑变换下的不变性质和不变量.最近的研究显示,拓扑学与材料物理、材料性能的联系越来越紧密.可以说,拓扑学的概念正在应用于越来越多的学科领域.在越来越多的材料中发现拓扑学的贡献.特别是,量子力学中波函数的拓扑相因子与许多著名的物理现象相联系.例如: Aharonov-Bohm 效应^[1]、Berry 相效应^[2]、Josephson 效应^[3]、量子霍尔效应^[4-6]、de Haas-van Alphen 效应^[7]等均与拓扑学密切相关.所以,拓扑学也发展成为联系许多学科方向的纽带,促进了学科交叉和各学科的发展.最近,在磁性材料中的自旋拓扑结构(包括涡旋(vortex),斯格米子(Skyrmion),麦纫(meron)等组态),特别是斯格米子(Skyrmion)态近期引起学术界的广泛关注.通过对自旋组态以及(磁性或铁电)磁畴的观察分析自旋组态以及磁畴结构的拓扑学因素^[8].深入研究磁性材料的拓扑磁结构与磁性能的关系,不但可以深入理解拓扑结构对材料物理性质的贡献,还可以通过调控材料的拓扑结构来改进材料的磁性,并在深层次理解拓扑结构的贡献.

孤子是一个波包,在自然界广泛存在.当它通过一个非线性色散介质时,它的形状和速度不会发生改变.从数学上说,孤子是非线性偏微分方程的解,比如 Landau-Lifshitz 方程、Yang-Mills 方程等.拓扑孤子有晶体中的螺位错、铁磁体中的畴壁、磁

单极子等.在纳米磁性材料中常见的拓扑孤子有磁畴壁、涡旋(vortex)、麦纫(meron)、磁泡(bubble)和斯格米子(Skyrmion).这些拓扑孤子的出现对于磁存储以及自旋电子学的发展很重要.涡旋是一种在自然界广泛存在的拓扑现象,如台风、星云、螺位错等.它也可以是一种拓扑自旋组态,出现在二维易面铁磁体里.涡旋的自旋绕着一个特定点或者核呈涡旋态.图1为两种类型的涡旋态,分别为面内和面外涡旋.涡旋作为拓扑态的成员之一,它所携带的拓扑荷为 $1/2$.图2为一个典型的静态涡旋的拓扑密度分布图,可见其拓扑密度分布局限在涡旋中心附近.

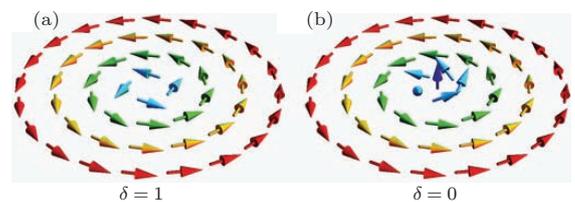


图1 两种类型的涡旋态 (a), (b) 分别为面内和面外涡旋^[9]

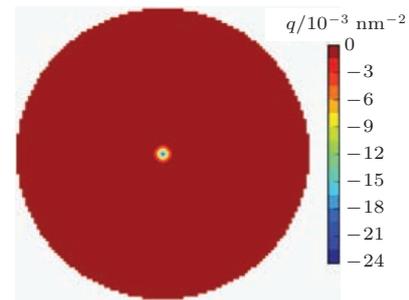


图2 静态涡旋的拓扑密度分布图^[9]

麦纫(meron)最初由 De Alfaro 等^[10]提出,作为 Yang-Mills 方程的一个经典解.麦纫在粒子物理中用来描述夸克禁闭,因此麦纫只能以配对形式存在,不能单独存在. Phatak 等^[11]在坡莫合金/Cr/坡莫合金的磁性纳米盘中观测到了麦纫对. Wintz 等^[12]也在 Co/Rh/NiFe 的纳米盘中观察到了麦纫态.麦纫是另一类拓扑保护态,与涡旋类似,麦纫也有核,其核中心自旋向上或者向下(z 方向);而远离核的位置,自旋在 xy 面内沿着径向方向分布(向外或向里);在中间的过渡区,自旋由 z 方向逐渐转向面内.麦纫的自旋分布图如图3所示.麦纫的拓扑荷为 $\pm 1/2$,正负与核的极性有关.图4为一个典型的静态麦纫的拓扑密度分布图,可见麦纫的拓扑密度分布也局域在其中心附近.

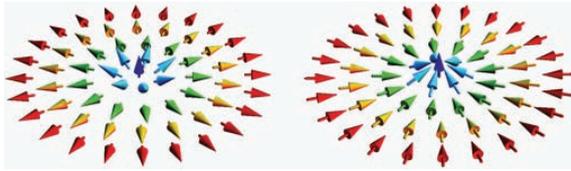


图3 麦纫的两种自旋组态 [11,12]

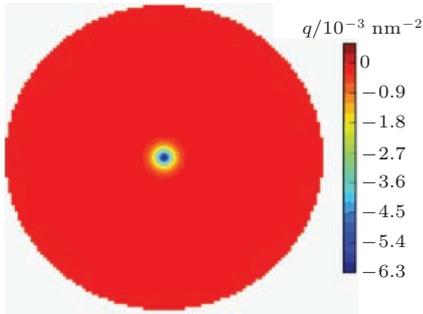


图4 静态麦纫的拓扑密度分布图 [9]

在20世纪60年代,人们在具有强的垂直各向异性的铁磁性薄膜中观察到了磁泡 (Bubble) 的存在 [13,14], 它的自旋分布如图5所示. 其中红色区域和蓝色区域的磁矩垂直于纸面, 并且反平行排列. 从红色到蓝色有一个很窄的过渡区域——畴壁, 在畴壁的中心部位, 磁矩是躺在面内的. 磁泡有两种形态, 一种是拓扑荷为1的磁泡, 如图5(a)所示, 它的畴壁形成一个闭合的圆环; 另一种是拓扑荷为0的磁泡, 如图5(b)所示, 它的畴壁不是一个闭合的圆环, 在圆环上存在一对布洛赫线. 图6为拓扑荷为1的磁泡的拓扑密度分布图, 可见其拓扑密度分布主要局域在畴壁处.

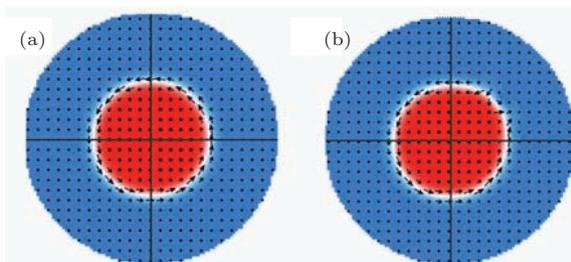


图5 磁泡的自旋分布图 [15] (a) 拓扑荷为1的磁泡; (b) 拓扑荷为0的磁泡

斯格米子由 Tony Skyrme 设想出来与重子 (baryons) 有关的粒子 [16], 包括重子与共振态的叠加. 这种称为斯格米子的准粒子是非线性 sigma 模型的一个非平庸经典解, 是一种拓扑孤立子. 人们发现在不同的领域 (包括在经典液体、液晶、玻色-爱因斯坦凝聚、量子霍尔磁体) 存在斯格米

子 [17]. 图7展示的是一个刺猬球投影成一个斯格米子组态. 从图8可见斯格米子组态拓扑密度分布是全局性的分布, 与其他组态的局域分布不同.

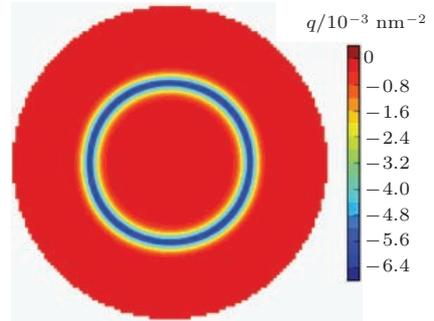


图6 拓扑荷为1的磁泡的拓扑密度分布图 [9]

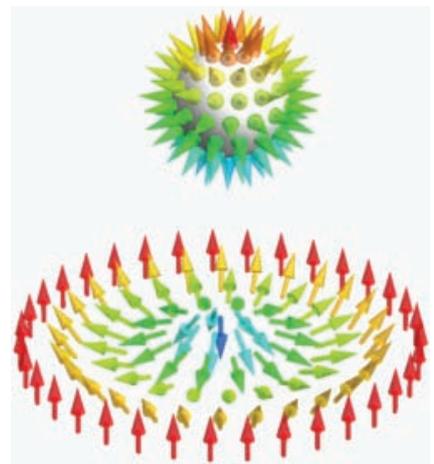


图7 从一个刺猬球到一个斯格米子组态 [17]

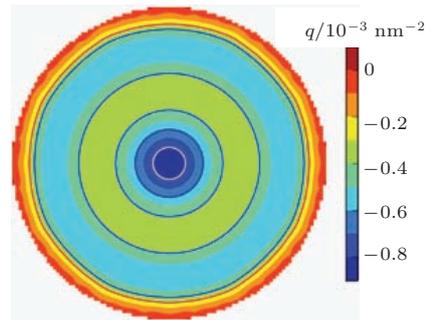


图8 静态斯格米子的拓扑密度分布 [9]

磁畴结构处于介观层次, 是沟通微观世界和宏观世界的桥梁. 而拓扑磁结构的研究将磁性材料的性能与物质的拓扑结构相关联. 一方面, 可以揭示物质的磁性的本质, 从数学、拓扑学的角度分析问题; 另一方面, 可以与其他物理系统出现的物理现象联系, 促进物理学不同学科之间的交叉, 甚至是与其他学科的交叉, 有助于从一个统一的角度获

得更为基础性的认识,从而促进磁性材料性能的提高. 本文第2章从尺寸效应、缺陷、晶界(和晶粒)三个方面介绍国际学术界在磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构方面的进展;第3部分简要介绍近年来在稀土永磁薄膜材料的磁畴结构和磁性能、多层膜纳米盘中拓扑磁性组态以及动力学和共振激发方面取得的进展.

2 磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构

2.1 尺寸效应

许多研究者研究了尺寸效应对磁畴结构、磁性能之间的关系. 研究的对象包括连续薄膜、反点阵列、纳米管/线、纳米盘以及多边形等, 调控的因素包括薄膜厚度、颗粒/晶粒大小、盘直径和形状等因素. 发现了一系列有趣的物理现象: 量子点尺寸影响反铁磁畴的尺寸以及削弱反铁磁钉扎铁磁相磁化反转的强度; 铁磁/反铁磁双层膜中反铁磁层的精细磁结构决定铁磁层的磁畴结构; 薄膜中畴的尺寸以及条状畴的宽度随薄膜厚度的平方根而变化; 反点阵膜的磁性能与相同组成的连续薄膜不同; 纳米线的磁畴结构和磁化反转与纳米线的宽度有关; 多边形单元的形状影响涡旋态的形成以及边缘缺陷通过涡旋机制促使磁化翻转; 点阵的形状调控涡旋态的共振激发的频率; 盘直径和形状影响涡旋、斯格米子等拓扑自旋组态的形成、手性和动力学行为; …… 下面做较为详细的介绍.

Baltz等^[18]发现, 相比一个具有相同成分连续薄膜, 在一个小于100 nm的铁磁-反铁磁复合物中变化反铁磁层的厚度会增强或减弱磁滞回线的移动. 同时还观察到矫顽力增加和冻结温度下降的现象. 这些现象主要归结于物理学上的限制作用, 包括量子点尺寸影响了反铁磁畴的尺寸以及削弱了铁磁相磁化反转时被反铁磁钉扎的强度.

Kawagoe等^[19]用磁力显微镜研究了Fe/FeRh(001)交换耦合铁磁/反铁磁双层膜中与矫顽力机制相关的畴壁结构随铁层厚度 t_{Fe} 的变化规律. 磁光磁强计结果显示, 在 $t_{Fe} = 5$ nm时矫顽场为250 Oe, 在 $t_{Fe} = 20$ nm时降到80 Oe. 在 $t_{Fe} > 20$ nm的未退火样品中, 磁力显微镜图像显示微米尺度的磁畴, 非常直的畴壁平行或垂直于铁层的[110]晶体学方向. $t_{Fe} < 20$ nm时, 可看到由200—300 nm的小单元构成的细小和混乱的磁图案. 在 $t_{Fe} < 4$ nm时, 这些小单元是分离的. 随

着 t_{Fe} 的增大, 它们开始聚集并形成复杂的拉长的岛状. 他们认为在Fe层上形成这种非常小的单元的机制是下层FeRh-Ir反铁磁层的精细磁结构决定的, 也就是说它的台阶边沿和螺形位错中过多的磁荷导致的.

Bolte等^[20]研究了多畴结构对各种厚度的矩形坡莫合金微结构的磁电阻的影响. 可逆和不可逆的磁化反转导致复杂的各向异性磁电阻信号. 通过比较各种厚度薄膜的磁输运测量、微磁学模拟和磁力显微镜结果, 可以正确地把磁组态间的相变和观察到的磁电阻改变联系起来.

Portmann等^[21]报道在磁化方向垂直铁薄膜表面的样品中存在低温时比高温时具有更高对称性相的逆相变效应. 这些薄膜的磁化方向不是均一的, 而是形成反向垂直磁化的条形畴. 从扫描电子显微镜成像上, Portmann等发现当温度升高, 低温下的条纹畴结构会转变为具有更高对称性的迷宫结构. 然而, 在更高温度但在磁有序消失前, 低对称的条纹畴结构会重新出现. 这是第一次报道这种相变顺序和驱动它的微观不稳定性. 图9显示铁薄膜表面的磁畴结构随厚度的变化与随温度变化的规律相似, 所以可以把铁薄膜的尺寸效应视为有效温度.

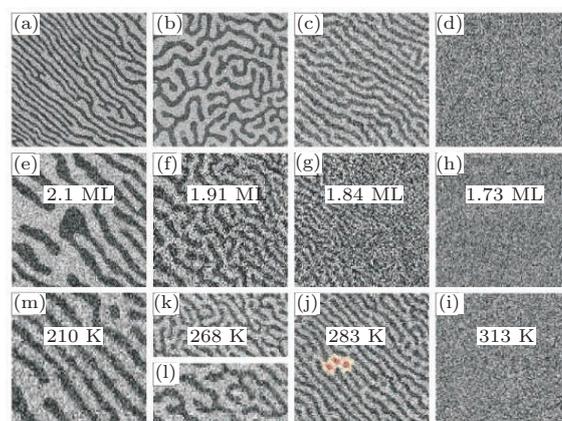


图9 铁薄膜表面的磁畴结构随厚度的变化与随温度变化的规律相似^[21]

Hsieh等^[22]用磁力显微镜研究了氩离子束溅射制备的镍和钴薄膜的畴壁. 在高衬底温度下沉积的镍薄膜具有布洛赫壁和奈尔壁. 在室温生长的薄膜上交替分布着具有帽开关的布洛赫线. 通过高温退火处理, 这些薄膜聚集结晶. 由大晶粒所组成的薄膜具有更好的成核, 从而趋向于形成闭合的磁畴, 然而由小晶粒组成的薄膜具有更多的缺陷, 从而有利于形成交替的布洛赫线. 他们也观察到了畴

壁位移以及帽开关, 它们的出现是由小晶粒薄膜中的析出粒子引起的. 在厚度大于 100 nm 的薄膜中有条状畴出现. 当在垂直于薄膜表面方向施加一个 1.5 T 的外场时, 条状畴变为锯齿状. 实验表明, 薄膜 (5—45 nm) 中畴的尺寸以及厚膜 (100—450 nm) 中条状畴的宽度都随薄膜厚度的平方根而变化.

由于几何结构限制对自旋的约束, 使得它与磁体的特征尺度相当, 从而引起了对纳米尺度自旋磁点阵的广泛研究兴趣. Chuang 等^[23] 使用嵌段共聚物模板方法制备了具有 26 nm 或 40 nm 周期的 Co 和 Co/Cu/NiFe 反点阵膜 (具有周期性孔阵列). 反点阵膜的磁性能与相同组成的连续薄膜截然不同. 孔增加了单层 Co 薄膜的矫顽力, 在多层膜中孔导致剩磁处 Co 层和 NiFe 层磁矩的反平行排列, 这是层间强的静磁相互作用的结果. 微磁学模拟证实了这些结果, 可以通过薄膜中纳米孔和畴壁之间的相互作用来解释矫顽力趋势.

Heyderman 等^[24] 对方形格子 Co 反点阵的磁化翻转开展了详细的研究. 反点阵列周期为 2 μm 到 200 nm, 其中反点尺寸与反点间隔尺寸相同. 磁光克尔效应测量显示, 初始有少量反点阵行向的反点磁化翻转, 紧接着有大量的列向 (平行于外场方向) 反点磁化强度发生翻转. 利用 X 射线光电子能谱电子显微镜 (PEEM) 和透射 X 射线显微镜 (TXM), 对应于后一个不可逆过程, 观察到离散的磁畴链的形核和增殖. 通过磁性模拟, 展现了行向反点阵的垂直方向链通过多种机制阻止增殖链端.

由于实验上很难实现直接观测纳米结构体系的磁化反转, Leven 和 Dumpich^[25] 用间接手段磁阻测试来观测磁化反转. 为了避免纳米线阵列中偶极相互作用的影响, 他们通过电子束刻蚀在硅基底上制备单根纳米线. 通过特殊的两步法, 将非磁性的金点电极连接到钴纳米线上来排除点电极结构对磁化反转的影响. 为了辅助磁电阻的分析, 对钴纳米线的结构、形貌以及磁性也进行了表征. 通过调节磁场的方向, 可以得到三种不同的磁电阻测试结果. 基于各向异性磁电阻效应、横向磁电阻和极向磁电阻反映了纳米线中磁矩的一致旋转, 且与纳米线的宽度无关. 然而, 纳米线的纵向磁电阻结果表明其磁化反转与纳米线的宽度有关. 对于细的纳米线, 磁化反转时会出现成核现象; 对于宽的纳米线, 会形成多畴结构; 对于纳米线宽度介于两者之间时, 会出现“过渡性”的磁化反转现象.

Nielsch 等^[26] 采用磁强计和磁力显微镜表征

了镶嵌在高有序孔状氧化铝基体中的 100 nm 周期 Ni 纳米线阵列的磁性行为. 从 55 nm 到 30 nm, 降低纳米线的直径而保持纳米线间距为常数, 导致纳米线的矫顽力从 600 Oe 增加到 1200 Oe, 同时剩磁从 30% 增加到 100%. 阵列的畴壁结构显示出类迷宫式的退磁态. 这些结果显示单畴纳米线的杂散场相互作用完全依赖于纳米线的直径.

Escrig 等^[27] 通过理论计算研究了利用原子层沉积法生长的外径为 50 nm 的氧化铁纳米管点阵的磁化反转和畴壁厚度 d_w 之间的关系. 研究表明: $d_w < 13$ nm 时, 磁化反转是由涡流畴壁的运动引起的; $d_w > 13$ nm 时, 磁化反转是由横向的畴壁移动引起的. 纳米管间的静磁相互作用导致阵列的矫顽力的减小. 计算结果和近期的实验结果相一致. 他们认为, 在所研究的长度范围内, 磁化反转的涡流和横向模式之间的过渡是一个普遍的现象.

Kirk 等^[28] 采用透射电镜中的磁图像检验亚微米单元. 制备了大小为 100—500 nm 的方形、圆形、三角形、五角形的单元, 带有面内磁化强度 36 nm Co 或 8 nm $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (NiFe) 薄膜. 用透射电镜中高分辨率微分相衬图像模式观察这些单元的磁畴结构. 在这些图像中观察到了不均一的磁化结构. 在剩磁态, 降到 100 nm 大小, 36 nm 厚的所有形状的 Co 单元和降到 116 nm 直径的圆形 NiFe 单元中存在涡旋. 三角形的 NiFe 单元中没有涡旋态存在, 代之以圆形曲线的磁化强度, 但是没有达到复杂的磁通关闭. 通过模拟方形和圆形 NiFe 单元, 发现单元边缘的缺陷通过涡旋机制促使磁化翻转, 而没有缺陷的单元在更低的场下旋转翻转.

对于涡旋 (带有卷曲磁结构的铁磁点), 理论上预测了在涡旋中心存在一个垂直的磁化强度. Shinjo 等^[29] 使用磁力显微镜通过对 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 的坡莫合金环形点 (直径 0.3 μm 至 1 μm , 50 nm 厚) 分析提供了实验上的证明.

铁磁性纳米圆形点阵中的磁性涡旋中心具有共振频率, 该频率起源于涡旋中心的限制作用. 通过考虑自旋传输矩的微磁学模拟, Kasai 等^[30] 得到涡旋中心能够被通过点阵的交流自旋极化电流共振激发, 并且可以通过改变点阵的形状调控共振激发的频率. 通过测量自旋极化电流作用下的电阻成功地探测到了与模拟一致的共振频率.

Novosad 等^[31] 报道了被限制在盘型铁磁点阵中磁性涡旋的共振行为的高分辨实验探测. 通过在共面微波波导管用电子束光刻制成直径分别为

1.1 μm 和 2.2 μm , 厚度分别为 20 nm 和 40 nm 的软磁 Fe-Ni 盘. 由在反射模式下的矢量网络分析仪获得涡旋激发谱. 矢量网络分析仪记录了阻抗实部和虚部的导数随频率的变化. 在小于特征涡旋湮灭场下谱线展示了明显的共振峰. 分别在 162 MHz 和 272 MHz 发现直径为 2.2 μm 和 1.1 μm , 厚度 40 nm 的盘的共振现象. 在 83 MHz 发现直径为 2 μm , 厚度 20 nm 的盘的共振峰. 共振频率会随着场的变化而发生小的改变, 大小是点阵几何形状比率的函数. 测量的频率可以很好地用只依赖于点阵的已知性质 (如点的直径、厚度、饱和磁化强度、交换常数等而无其他可调参数) 的微磁学解析计算来描述. 发现观测到的共振源于磁涡旋核的平移运动.

Yakata 等 [32] 提出了一种具有奇数边的常规多边形纳米磁体中控制涡旋手性的方法. 从均匀的磁化态向涡旋态演化的不对称涡旋态形核能, 使得可以容易地通过外加面内磁场来控制涡旋的手性. 通过数值计算和实验, 分别在三角形、五边形、七边形和九边形的坡莫合金纳米磁体中验证了这种方法的可靠性, 也证实了边数目为偶数的体系中涡旋态的手性不可控.

Vaz 等 [33] 通过非破坏性图像技术 (也就是光发射电子显微镜) 开展关于 1.65 μm 直径、不同厚度 (5—38 nm) 的 Co 和 Ni₈₀Fe₂₀ 盘的剩余磁状态的系

列研究. 观察到不同材料和不同厚度的样品的磁性组态从涡旋态到其他多畴态, 即一个由两个涡旋核构成的态 (“钻石”态) 以及一个高剩磁 “三角”态. 在大多数情况下, 不止一个磁组态共存于同一个点阵具有相同磁场历程的不同盘中. 这些观察以及磁光克尔效应测量和微磁学模拟表明观测到的磁亚稳态是由缺陷稳定的或者通过去磁场的形核过程产生的.

Jamali 等 [34] 采取两种不同的实验方法 (分别为正弦共振激发和阻尼短脉冲激发) 研究了无限大形磁性纳米结构的动力学, 测量了畴壁的本征频率. 在频域分析测量中直接观察到了磁畴壁的形核. 在频域磁畴动力学的电性测量显示在大的激发振幅作用下存在多本征模. 时间分辨测量显示, 阻尼回转和频域分析的频率是类似的, 而这表明了样品中存在自旋波激发.

Phatak 等 [11] 直接观察非传统的拓扑自旋态以及其在室温下反铁磁性耦合的 NiFe 磁盘中的行为. 图 10 为 NiFe/Cr/NiFe 磁盘中麦切态的洛伦兹显微镜观察结合微磁学模拟研究. 所观察到的自旋结构与理论预测的麦切结构相似 (首次实验报道). 并且利用洛伦兹显微镜原位磁化实验结合微磁学模拟研究麦切态的稳定性和行为.

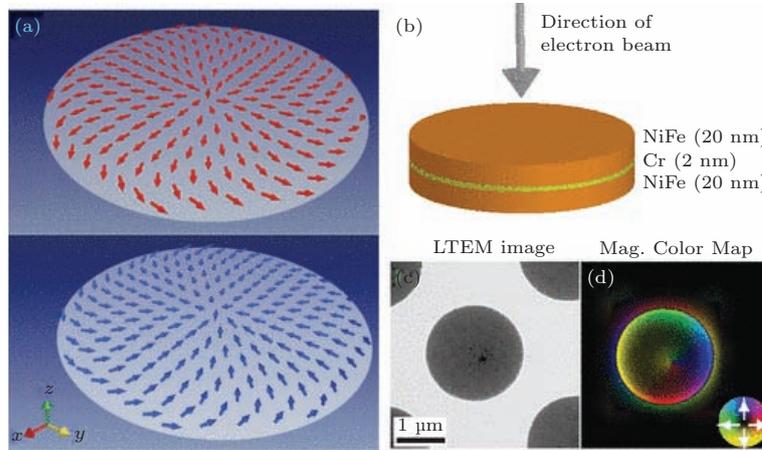


图 10 NiFe/Cr/NiFe 磁盘中麦切态的洛伦兹显微镜观察结合微磁学模拟研究 [11]

Wintz 等 [12] 报道了在 Co/Rh/NiFe 三层圆盘中的缩放自旋涡流对. 通过元素选择 X 射线显微镜表征了这些有效的自旋麦切的横向磁分布. 通过这个方法可以看到每一层的发散和循环状态都是反对称的. 反复测量与之相对应的连续膜样品表明, 四次幂的层间交换耦合是导致有效的自旋麦切对形成的原因. 此外用微磁学模拟来表征它们的三维

磁结构. 令人感兴趣的是, 磁感应沿着一个闭合的磁通圆环. 这个圆环面的拓扑产生了一个连接核心极化到发散组态的对称性破缺.

Moutafis 等 [35] 通过磁力显微镜观察证明了高质量的 FePt 纳米圆点中磁泡形态的存在. 着重研究不同尺寸的点, 其中这种基本的磁状态是自发产生的本征态. 同时, 也观察了由同心圆环组成的三

畴态. 利用数值模拟证实了这些磁性状态的稳定范围, 并在参数空间描绘了相图. 这些态在拓扑学上的差异暗示着不同的动力学性质, 为基本的动力学研究提供了研究基础.

Yu 等^[36]报道了 MnSi 纳米线中斯格米子和螺旋磁畴结构的洛伦兹透射电子显微镜的实空间观测. 通过聚焦离子束将 MnSi 纳米线铣削成矩形断面以降低阻塞性菲涅耳条纹. 观测到的螺旋磁畴是 6 K 下的自发磁基态, 它以 18 nm 为一个周期明暗间隔的条纹成像. 而当外加 210 mT 垂直磁场, 可以观测到畴直径为 18 nm 的六角斯格米子晶格. 温度依赖测量显示六角斯格米子晶格在纳米线体系 (6—35 K) 比 MnSi 块体 (26—30 K) 和 MnSi 薄膜 (5—23 K) 在更大温度区间内能稳定存在.

Du 等^[37]使用蒙特卡罗方法研究了多种尺寸的螺旋磁体纳米薄盘中手性自旋织构在外场驱动下的演化. 在这里复杂的自旋织构可被简化地视为边界态和块体态的叠加: 边界态的自旋具有面内取向, 垂直或平行于边界; 块体态则具有类似于二维手性磁性薄膜的性质. 随着外场的增大, 边界态平行自旋的比例上升, 而自旋织构最终演化为有边的磁性涡旋. 斯格米子的排布强烈依赖于盘的尺寸. 图 11 为不同尺寸螺旋磁体纳米薄盘中手性自旋织构在外场驱动下的演化. 此外, 在纳米盘尺寸和螺旋态的波长相近时, 一定范围内的单轴各向异性 and 偶极相互作用可以稳定具有斯格米子核心的特殊磁性涡旋结构.

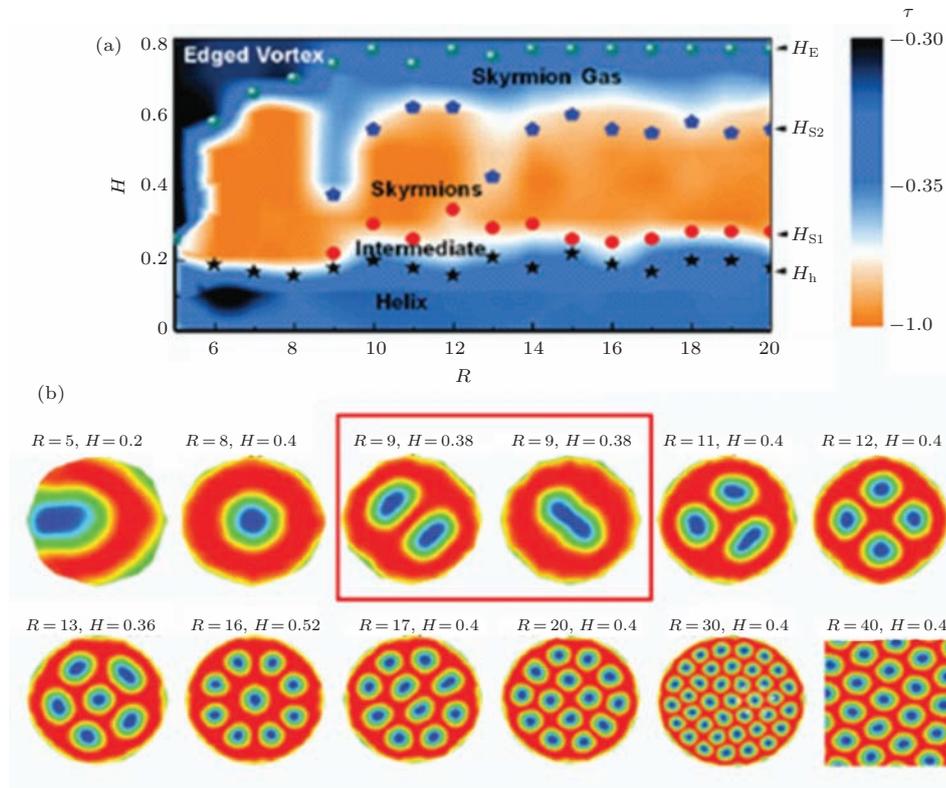


图 11 (a) 斯格米子随磁场和盘尺寸变化的相图; (b) 斯格米子随盘尺寸变化的依赖关系^[37]

2.2 缺陷

研究人员还从缺陷的角度来研究表面粗糙度、表面划痕、原子空位、线缺陷、孔洞等对磁畴结构、磁化过程、磁性能等的影响. 也发现了一系列有意义的效应: 薄膜外延生长过程中交叉位错导致的表面粗糙度影响磁性畴壁蠕变行为; Co/CoO 体系中交换偏置起源于反铁磁体内部的由缺陷稳定的磁

畴态; 在实空间中观察到金属硅化物中的螺旋自旋序结构及其动态特征; 孔洞的大小可以决定孔洞附近的磁畴结构和畴壁的钉扎强度; 一些重要的研究进展介绍如下.

通过测量生长在 (In, Al)As 准台阶过渡层和 (In, Ga)As 过渡层上的 (Ga, Mn)As 层磁场导致的畴壁速度, Kanda 等^[38]比较了两者磁性畴壁蠕变标度公式中的标度指数. 两者不同的临界指数说

明实验发现的蠕变运动属于不同的普适类, 它们受控于外延生长过程中交叉位错导致的表面粗糙度. 生长于 (In, Al)As 过渡层上具有平坦表面的 (Ga, Mn)As, 其畴壁蠕变运动属于随机场无序, 而在 (In, Ga)As 上的则属于键无规无序.

Song 和 Hua^[39] 研究了通过低频交变磁场处理减小低合金钢中的残余应力及其机制. 结果表明, 焊接样品中的平均应力减少了 20%—24%. 并且与较低初始应力的区域相比, 更明显的应力减少发生在应力集中区. 他们用扫描电子显微镜和原子力显微镜观察了其微观结构和磁畴. 基于对微结构和磁畴变化的分析, 得出关于通过磁场处理减少应力机制的结论如下: 1) 由于位错更均匀的重新分布导致磁塑形变是应力弛豫的基本原因; 2) 证明表面形貌在某种程度上通过影响磁畴而影响磁处理结果.

Philip 等^[40] 研究了导致铁磁性产生的磁性相互作用对载流子浓度明显的依赖关系. 测量出了与载流子浓度相关的高达 850—930 K 的居里温度, 同时观察到了薄膜样品中清晰的磁畴结构.

Keller 等^[41] 发现, 可以通过稀释反铁磁 CoO 层而增强和控制外延生长的 Co/CoO 双层膜在铁磁/反铁磁界面上出现的交换偏置耦合. 具体有两种稀释反铁磁 CoO 层的方式: 1) 用非磁性替代 $\text{Co}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$; 2) 引入 Co 空位, 得到 Co_{1-y}O 薄膜. 这些非磁性离子或者缺陷会远离界面而遍及反铁磁层的内部, 保持 Co/CoO 界面的粗糙度基本一致. 对于这两种缺陷情况, 交换偏置场会增大 3—4 倍. 因此, 交换偏置大小主要由反铁磁层内部的缺陷调控, 而与界面的粗糙度无关. 他们系统地研究了各种交换偏置现象与缺陷的关系. 这些现象有: 磁滞回线上磁矩的垂直偏移量, 交换偏置场随温度的变化关系, 锻炼效应, 冷却场大小以及反铁磁层厚度对交换偏置的影响. 所有这些现象直接与蒙特卡罗模拟结果相对比, 发现这些现象可以用交换偏置的磁畴态模型来描述. 实验结果与理论结果表明, Co/CoO 体系中交换偏置起源于反铁磁体内部的由缺陷稳定的磁畴态.

磁性超高密度存储媒质中纳米尺度的磁畴在热扰动下其自旋会发生反转, 这会导致存储于磁性媒质中的数据比特因失稳而丢失. 研究表明, 磁化方向垂直于薄膜表面的磁性媒质, 诸如超薄钴薄膜或多层膜结构, 具有比普通磁性存储媒质强的抗热扰动丢失存储信息的能力. 磁畴的粗糙度和迁移率会阻碍磁性数据比特的更紧密的压缩存

储, 这是实现更高密度数据存储所面对的巨大挑战. Krusin-Elbaum 等^[42] 发现磁性薄膜的线缺陷产生的应变不仅使几百微米范围内粗糙的磁畴变平滑, 而且还有效地抑制了磁畴壁的移动. 运用无序调控弹性线理论, 对上述发现的物理机制进行了标度分析研究, 进而提出了一种可以实现 1 T/平方英尺的超高磁性媒质存储的实验方案.

一直以来, 人们只在倒易空间中观测到磁性材料中的螺旋自旋序结构. Uchida 等^[43] 利用洛伦兹电子显微镜成像技术在实空间中观察到金属硅化物中的螺旋自旋序结构及其动态特征. 实空间中的螺旋自旋序结构比平均结构理论预测更丰富, 它表现出一系列类似于晶格中原子位错的磁缺陷. 在磁场作用下, 直接观测到螺旋自旋序结构的变形过程, 并且伴随着磁缺陷的产生、运动和湮灭.

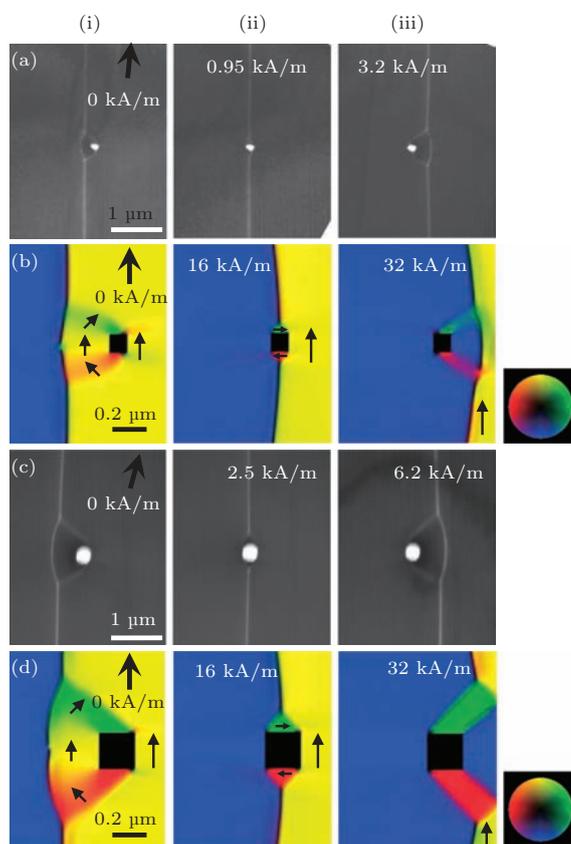


图 12 电工硅钢片中空洞缺陷对磁畴壁的钉扎作用^[44]

为了用透射电子显微镜研究电工硅钢片中磁畴壁和缺陷之间的相互作用, 用聚焦离子束在样品中人工引入了尺寸大小可控的孔洞^[44]. 在透射电子显微镜中外加磁场, 可以通过洛伦兹显微术动态地观察孔洞附近的磁畴结构. 图 12 显示电工硅钢片中空洞缺陷对磁畴壁的钉扎作用. 虽然孔洞附近

的磁畴结构相同,但是畴壁的钉扎强度取决于孔洞的大小.孔洞越大,对畴壁的钉扎越强.通过微磁分析,确定了孔洞附近的磁畴结构以及在畴壁钉扎过程中磁能的变化.

在二维磁性纳米线中,两个畴壁在外磁场驱动下运动,并有可能产生碰撞.Kunz^[45]给出,当纳米线细到一定程度,在碰撞过程中,可以通过控制决定畴壁的拓扑缺陷控制碰撞过程中畴壁的消失和维持.这个畴壁维持过程可以用来施加小磁场从凹位释放钉扎畴壁.

Compton等^[46]测量了直径为600 nm到2 μm 的单个软铁磁圆盘中形成的一个磁性涡旋回旋模的频率 f_G .对于低激发振幅,观察结果表明频率 f_G 的涨落是外磁场的函数.外磁场与涡旋核偏离圆盘中心的位移之间的关系表明,涨落源于钉扎直径约为10 nm涡旋核的纳米级缺陷的分布.在 $f_G = f_{\text{ideal}}$ 极限下,其中 f_{ideal} 是分析模型和微磁学模拟预测的理想涡旋行为的频率.在实验和微磁学模拟中,他们均发现平均频率漂移 $\langle f \rangle = \langle f_{\text{max}} - f_{\text{ideal}} \rangle$ 与圆盘直径无关.从这些观察到的结果,他们认为对于某一特定的涨落 $\langle \Delta f \rangle$ 和涡旋核与单个纳米缺陷之间的相互作用能 W_p 成正比.

Garcia-Sanchez等^[47]用微磁学研究了包含晶体缺陷的垂直磁化体系中磁场和/或极化电流对磁畴壁动力学的影响.通过研究两种不同系统的动力学表明:一个系统表明在电流区域存在缺陷的影响;另一个系统则表明存在热激活松动单一缺陷的钉扎.在后一种情况,可以通过单能垒分析脱钉.在这种情况下,电流密度的作用可以类比于外磁场的作用.还发现能垒的大小与外场和输入电流呈线性关系.

2.3 晶界和晶粒

研究人员还系统地研究了晶界和晶粒大小,退火改变应力和微结构等,也获得一些有价值的研究成果.例如:晶界的几何结构对于磁畴壁在磁化过程中穿透晶界的能力有显著的影响;交换偏置体系中界面效应影响交换偏置;磁畴尺寸、形貌和关联长度的变化源自样品中结构和化学变化,例如化学偏析和晶粒形成以及表面和界面粗糙度;……一些重要进展介绍如下.

Shin等^[48]研究了晶粒取向化的电工钢(或者说硅钢)中晶界特征对于晶界附近磁畴构型和行为

的影响.使用背散射电子衍射和透射电子显微镜评估了晶界错排以及微观结构.使用磁光克尔显微镜研究了在不同外磁场强度下晶界处的磁畴结构和磁畴壁运动.发现晶界的几何结构对于磁畴壁在磁化过程中穿透晶界的能力有显著的影响.研究结果表明,对于取向钢中有不同特征晶界的区域,需要有不同的外磁场强度才能磁化饱和.一个倾斜的晶界(晶界平面一般与轧制方向呈小于 10° 的夹角)会更有利于在磁化过程中柳叶刀磁畴穿透晶界,表明这种晶界对取向电工钢的性能产生更小的负面影响.

小角度中子散射实验揭示了纳米尺寸Fe, Co, Ni颗粒中跨越晶界的磁性关联与晶粒尺寸的关系^[49].对于Fe颗粒,具有与块体畴壁宽度尺度相当的晶粒尺寸时发现最小的磁关联长度,并且其矫顽力有最大值.用随机各向异性推广模型解释了这些结果,在这个模型中考虑了在晶粒内部形成畴壁,且界面耦合作用被削弱.

O'Grady等^[50]阐述了关于晶粒为5—15 nm的多晶薄膜交换偏置的进展.他们研究了交换偏置体系中反铁磁层的单个晶粒包含单个反铁磁畴和克服与晶粒体积相关的能垒的翻转.反铁磁晶粒间彼此独立没有相互耦合.通过对整个过程的认识和测量方案的设计,他们确定了反铁磁晶粒冻结温度的分布、反铁磁的各向异性常数,理解反铁磁晶粒形成过程和预测它的磁粘滞,可以解释和预测交换偏置场 H_{ex} 与晶粒大小和薄膜厚度的依赖关系.他们也研究了界面效应,并且发现这种效应是在界面处存在,独立于反铁磁晶粒的大小.通过三层膜的研究和不影响冻结温度的磁场变化观察到了这种效应.在不同的实验中观察到了在界面处存在类似自旋玻璃的无序自旋团簇.这些团簇能够在低温下自发有序或通过外加磁场达到有序.他们认为这是可以在交换偏置体系中产生矫顽力的界面自旋有序度.基于对反铁磁体中晶粒行为和界面自旋行为的新理解,他们得到了关于磁控溅射制备的多晶薄膜中交换偏置现象的新的范例.

Anglada-Rivera等^[51]研究了1005商用钢中拉应力和晶粒大小对磁巴克豪森噪声和磁滞回线的影响.随着应力增大,巴克豪森电压峰值增大,达到一个最大值后在更高的应力下,随着应力增大而下降.这种行为可用由畴壁动力学即磁场和应力对畴壁运动的综合效应来解释.研究还揭示了样品的晶粒大小能够影响磁巴克豪森噪声电压和磁滞

回线与拉应力的关系. 这些研究结果表明磁巴克豪森噪声能够用来评估商用碳钢中的显微和机械性质变化.

Thvenard 等^[52]通过几种技术得到了具有垂直易各向异性轴的稀磁半导体 $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ 层的磁性和磁畴结构的数据. 利用限制螺位错密度的过程, 在拉应力下将该磁性层生长于 $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$ 缓冲层上. 磁强计、磁性输运和极化磁光克尔效应测量显示了薄膜的高品质, 尤其是它的高居里温度 (130 K) 和明确的磁各向异性. 他们展示了磁化翻转是由有限的形核中心处开始, 通过容易运动的畴壁蔓延扩展. 此外, 磁光克尔显微镜允许在细节上描绘畴壁结构. 特别地, 他们展示了磁畴形状和畴壁运动对缺陷很敏感, 这阻止了磁畴的周期排列. 把这些缺陷归咎于生长于过渡层上的磁性层的生长模式导致的固有螺位错.

Seo 等^[53]从实验上研究了在 W(110) 表面生长的 Fe 双层膜中应力释放对磁性基态的影响. 从自旋极化扫描隧道显微镜/谱的成像结果可以看出, 随着位错线密度的改变, 出现了垂直和面内磁化强度间的自旋重取向转变 (如图 13 所示). 出现了预料之外的沿着 W[001] 晶向的磁畴壁和非周期性的磁畴图案, 这意味着, 应力释放引发了磁畴沿 W[001] 而非 W[1 $\bar{1}$ 0] 的易磁化轴 (后者与 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用有关). 他们还进一步确认了通过降低退火温度来减小位错线密度可以抑制自旋重取向转变.

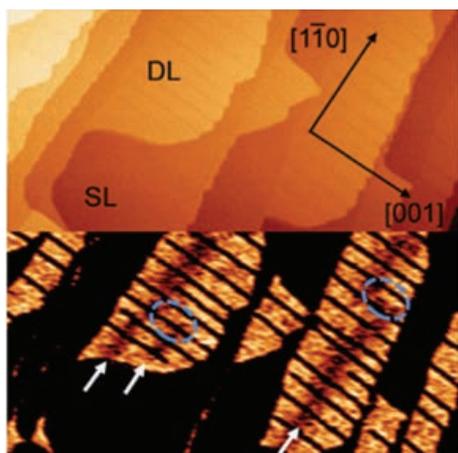


图 13 通过退火改变位错线密度可以改变铁薄膜磁畴的方向^[53]

综合利用软 X 射线共振散射、磁强计、X 射线反射和显微镜技术, Pierce 等^[54]研究了一系列垂直各向异性 Co/Pt 多层膜的磁性质和微结构, 涉及

通过改变磁控溅射沉积压强来调控结构无序. 观察表明磁畴尺寸, 形貌和关联长度的变化源自样品中结构和化学变化, 例如化学偏析和晶粒形成以及表面和界面粗糙度, 所有这些都受到沉积压强的影响. 所有样品在主磁滞回线的重要部分展现出短程“类液体”位置有序, 而仅仅最低的无序样品在成核之后和饱和之前显示了一类随机“类气体”磁畴分布的特征. 更高的沉积压强引起结构和化学无序首先导致磁性点缺陷的增加, 这会限制自由畴壁的传播. 其次, 随着溅射压强进一步增加, 由于形成磁矩降低的局域区域, 畴壁能量密度会降低, 最终出现无磁性区域, 类似于偏析的颗粒磁记录介质, 这限制了磁畴和团簇.

为了澄清低矫顽力原因, 研究了甩带法制备的 $(\text{Fe}_{0.75}\text{B}_{0.15}\text{Si}_{0.10})_{100-x}\text{Nb}_x$ ($x = 1-4$) 玻璃合金的密度和磁化过程^[55]. 随着铌含量增加, 矫顽力和结晶相与玻璃相之间的密度差别 (相当于玻璃相中的自由体积) 都降低了. 基于铁磁饱和趋近理论的磁化过程分析, 指出准位错偶极子类型缺陷是弹性应力的主要来源. 结果也表明由一个准位错偶极子型缺陷产生的磁畴壁钉扎力与 Nb 含量无关, 但是准位错偶极子的数目密度随 Nb 含量增加而降低. 因此, 可以得出这样的结论: 玻璃态合金的低矫顽力原因是准位错偶极子的低数目密度, 这与畴壁钉扎位的低数目密度相符合.

3 稀土永磁薄膜材料的磁畴结构、多层膜纳米盘拓扑磁性组态

下面简要介绍近年来在稀土永磁薄膜材料的磁畴结构和磁性能、多层膜纳米盘中拓扑磁性组态以及动力学和共振激发方面取得的进展.

3.1 稀土永磁薄膜材料的微结构、磁畴结构和磁性能

理论预言纳米复合永磁材料具有磁性能高、稀土含量少的优点, 有望成为新一代永磁材料. 但是, 纳米复合永磁材料的实验结果与理论预言之间一直存在差距, 以至学术界长期以来对能否实现纳米耦合磁性增强持怀疑态度. 我们分析纳米复合永磁材料磁性能低的主要原因是: 用机械合金化、快淬等工艺制备的材料中的晶粒大小和分布、两相分隔的状态等微观结构与理论计算中理想模型相距甚

远. 通常很难同时得到分布非常均匀的纳米晶粒的软磁相和硬磁相的理想结构. 我们通过总结前期工作的结果, 明确突破相关技术瓶颈的发展方向: 运用可控制备技术, 严格控制工艺条件, 在纳米尺度进行材料设计, 制备结构完整、均匀与理想模型接近的纳米复合永磁体, 从而实现在纳米尺度的最佳磁性耦合. 我们开展纳米复合稀土永磁薄膜材料的制备与研究, 为进一步提高纳米复合稀土永磁材料的磁性能开拓了新的途径, 也为深入理解其中关键性的磁性交换耦合问题提供了一个可控制条件的研究思路.

2002年, 刘伟等^[56]制备出具有磁性增强效应、矫顽力 8 kOe、磁能积 25.6 MGOe 的各向同性纳米

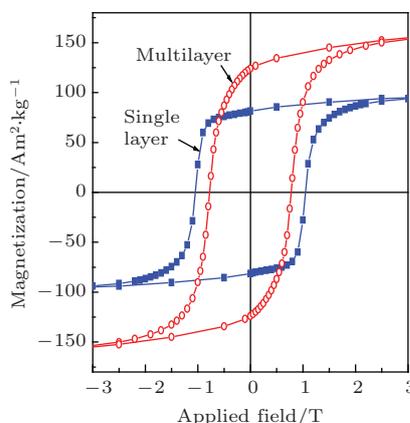
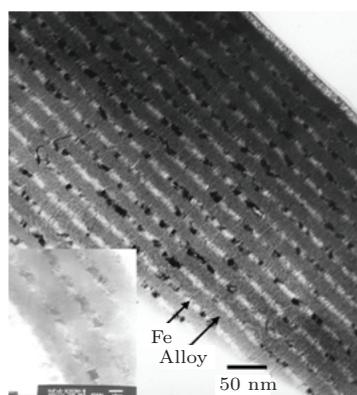


图 14 Nd-Fe-B/Fe 各向同性纳米复合稀土永磁薄膜截面的透射电镜照片以及单层薄膜和复合薄膜的室温磁滞回线^[56]

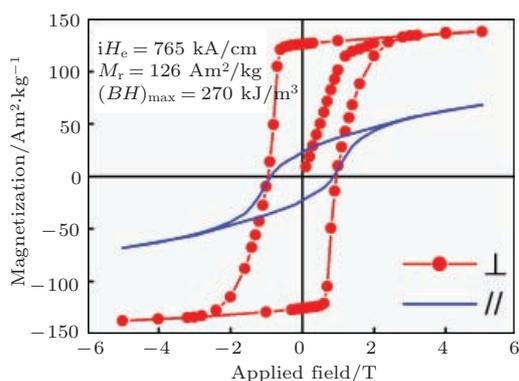


图 15 Nd-Fe-B 各向异性稀土永磁薄膜的室温磁滞回线^[59]

图 16 为 550°C 溅射和 600°C 退火后 Nd-Fe-B 各向异性永磁薄膜磁畴结构. 相关的工作系统地研究了稀土永磁薄膜材料的磁性交换耦合机制, 发展纳米复合磁性交换耦合理论及模型; 系统地研究了纳米复合稀土永磁薄膜材料的结构与磁性能, 及其相组成、相结构、相转变与磁性的关系, 以及纳

复合稀土永磁薄膜材料. 图 14 给出纳米复合永磁薄膜的微结构的结果. 进一步地, 研究目标集中于制备各向异性稀土永磁薄膜、各向异性纳米复合稀土永磁薄膜材料. 陈圣林等^[57-59]制备成功高磁能积的各向异性稀土永磁薄膜材料, 磁能积达 33.9 MGOe (见图 15). 研究了各工艺参数对各向异性 Nd-Fe-B 薄膜磁体的显微结构与磁性的影响. 系统研究稀土永磁薄膜的厚度、晶粒尺寸、相结构、界面结构等与磁性的关系. 研究薄膜生长工艺、衬底材料、退火条件、防护层等对稀土永磁薄膜结构和磁性的影响. 特别是研究了磁畴结构与磁性能的关系, 发现磁畴结构的无序度与磁性能之间有直接的关联^[60].

米复合机制和矫顽力机制等, 促进人们深入理解物质在介观尺度的结构特点和基本磁性^[61].

崔伟斌等^[62]和姚琪等^[63]进一步在纳米尺度进行各向异性纳米复合稀土永磁薄膜材料的设计, 发展设计、制备、表征各向异性纳米复合稀土永磁薄膜材料的技术, 用磁控溅射制备 Nd₂Fe₁₄B/ α -Fe 各向异性纳米复合稀土永磁薄膜材料. 图 17 为 Nd-Fe-B/Fe 各向异性纳米复合稀土永磁薄膜截面的透射电镜照片, 可见形成了各向异性生长和两相复合的薄膜结构, 两相之间的界面清晰. 崔伟斌等^[62]和姚琪等^[63]研究了影响各向异性纳米复合稀土永磁薄膜的磁性能的主要因素, 掌握影响各向异性纳米复合稀土永磁薄膜结构和性能的关键性工艺条件^[61-63], 如: 最佳硬磁相成分、多层膜厚度和周期、衬底温度、退火温度和时间等. 发现多层薄膜交换耦合为间接和长程的相互作用. 研究了非磁性间隔层和硬磁层厚度、硬磁相和非磁性层材料、

硬磁层结构对有效临界关联长度以及软磁层和硬磁层间的交换耦合的影响. 观察到了有效临界关联长度与非磁性层厚度的非线性依赖关系 (见图 18). 静磁相互作用的存在可能对非线性关系有贡献 [61]. 特别是, 发明了用隔离层制备各向异性纳米复合稀土永磁薄膜材料的技术 (见图 17), 克服了相关材料制备的技术瓶颈, 实现硬磁相和软磁相的磁性耦合和剩磁增强效应 [61, 62]. 发展的制备各向异性纳米

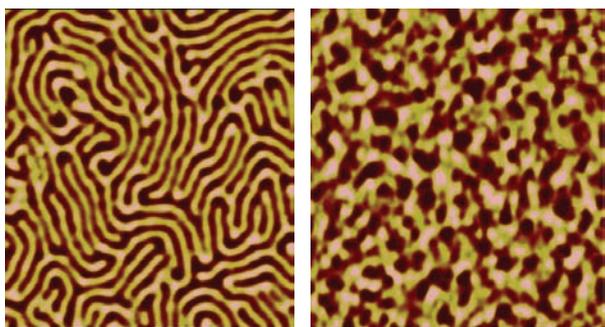


图 16 550°C 溅射和 600°C 退火后 Nd-Fe-B 各向异性永磁薄膜磁畴结构 [60]

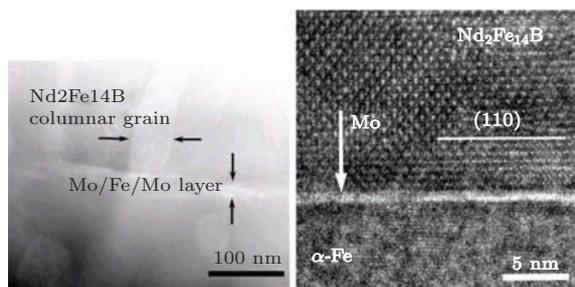


图 17 Nd-Fe-B/Fe 各向异性纳米复合稀土永磁薄膜截面的透射电镜照片 [62]

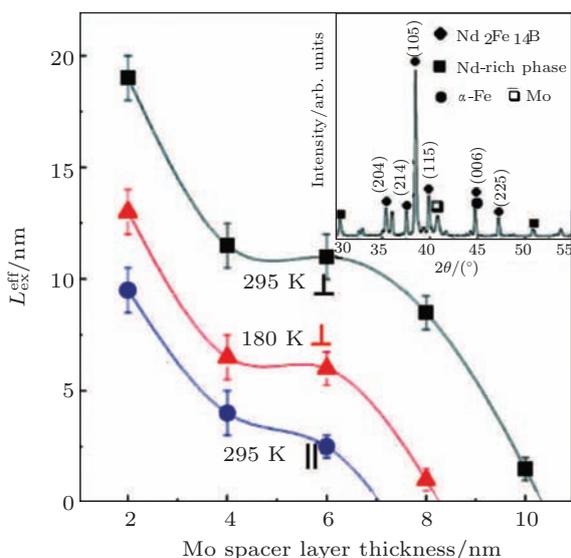


图 18 NdFeB/Fe 多层膜有效临界关联长度随 Mo 间隔层的厚度变化关系 [61] 插图为多层膜的 XRD 谱

复合稀土永磁薄膜材料的技术是本领域的重要技术进步, 促进了纳米复合永磁材料的磁性能的提高. 运用上述技术以及进行一些技术的改进, 日本 Hono 课题组崔伟斌等 [64] 最近将各向异性纳米复合稀土永磁薄膜的磁能积提升到 60 MGOe.

3.2 多层膜纳米盘中拓扑磁性组态、动力学和共振激发

最近, 在磁性材料中的自旋拓扑结构, 特别是斯格米子态引起了学术界的广泛关注. 存在于螺旋磁体中的斯格米子自旋组态总是与手性 (Dzyaloshinsky-Moriya, DM) 磁性相互作用相联系. DM 相互作用倾向于使自旋形成锥角结构以及非常规的磁性结构, 如螺旋或斯格米子. 没有在室温及高于室温的自发斯格米子磁性基态的报道, 也没有发现在不具有 DM 相互作用的磁体中出现斯格米子的报道. 代莹莹等 [65] 注意到静磁能也倾向于自旋倾斜来减少系统的总能量, 例如, 磁性薄膜材料可以展示不同的拓扑自旋结构 (如涡旋态和麦切态). 代莹莹等利用微磁学研究发现 [65], 交换能、磁晶各向异性能和退磁能的竞争可以在没有 DM 相互作用 Co/Ru/Co 纳米薄膜盘中在室温产生自发斯格米子 (见图 19), 并且在沿 +z 方向外加

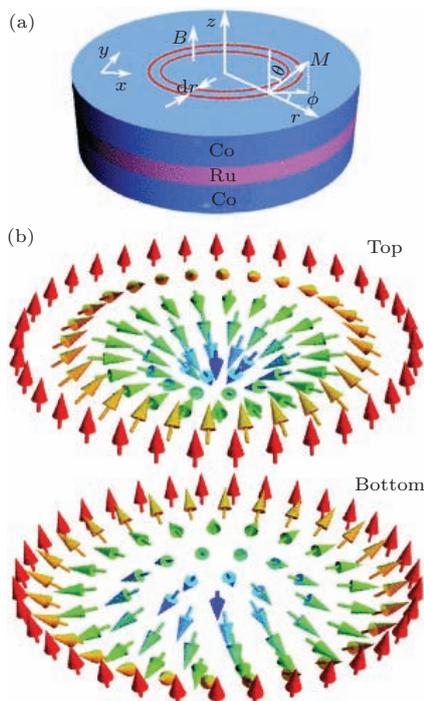


图 19 (a) Co/Ru/Co 纳米薄膜盘的示意图; (b) Co (20 nm)/Ru (2 nm)/Co (20 nm) 纳米薄膜盘中斯格米子的微磁学模拟结果 [65]

0.44 T 的磁场下斯格米子仍然稳定. 图 20 为 Co/Ru/Co 纳米薄膜盘中的自旋组态的相图. 随 Co 层和 Ru 层的厚度变化, 出现斯格米子、涡旋、多畴和混合态等不同的自旋拓扑组态. 代莹莹等 [65] 还发现纳米薄膜盘中的斯格米子具有新奇的动力学行为. 用拓扑态密度的矩定义斯格米子的引导中心 (R_x, R_y) 在加一个脉冲磁场后表现一个星状动力学轨迹, 去除磁场后表现为一个六角的动力学轨迹 (见图 21). 斯格米子的动力学行为与涡旋和磁泡的不同. 由于存在上下纳米盘的斯格米子之间的耦合, 其中一个斯格米子可以不用外加磁场即可运动. 由于强的层间静磁相互作用, 它由另外一个耦合着的斯格米子的运动而引导着运动.

受限体系中的共振激发引起了人们越来越多的关注, 因为它们微波器件和自旋电子学方面的有着潜在的应用价值. 处于共振激发态时, 拓扑态的运动轨迹有圆形、椭圆形以及跑道型轨迹. 但是更复杂的非线性共振激发行为却很少报道, 与之相关的物理机制目前也不清楚. 代莹莹等 [66] 研究 Co/Ru/Co 纳米圆盘体系中耦合斯格米子在单频率微波场下的共振激发行为, 发现斯格米子有着花状动力学行为, 如图 22 所示. 通过调节微波场的幅值和频率, 能够实现对斯格米子运动的可控调节, 使其运动轨迹从圆形转变为多种花状轨迹. 这种花状动力学与斯格米子运动时所形成的非局域的拓

扑密度分布形变有关 (如图 23 所示), 从而激发出 1.15 GHz 附近的本征频率, 导致两种共振模式 (顺时针旋转模式和逆时针旋转模式) 同时出现, 形成花状运动轨迹. 王瀚等 [67] 还研究了双频率磁场调控下斯格米子的共振激发行为. 这些结果将斯格米子与其他拓扑态的动力学区别开来, 并且有利于实际应用中实现对斯格米子的操控.

上述工作揭示斯格米子可以出现在具有竞争能量的 (不限于磁性) 体系, 揭示了在磁性纳米盘中的自旋组态之间的耦合效应, 并极大地丰富拓扑结构的动力学行为, 加深了磁性交换耦合对拓扑态密度的影响的理解.

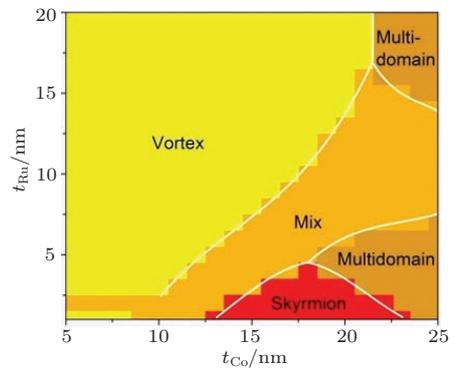


图 20 微磁学模拟的 Co/Ru/Co 纳米薄膜盘中自旋组态的相图 随 Co 层和 Ru 层的厚度变化, 出现斯格米子、涡旋、多畴和混合态等不同的自旋拓扑组态 [65]

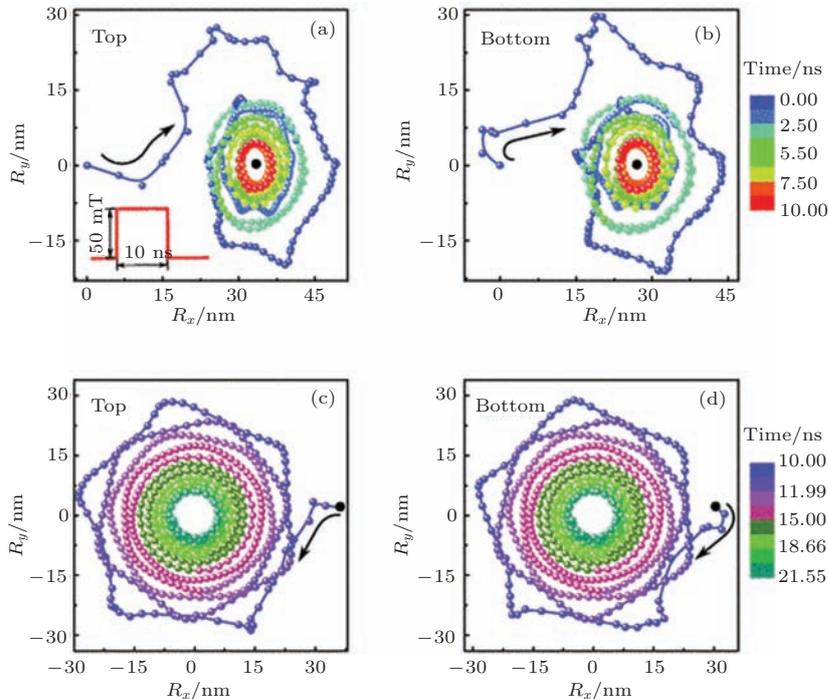


图 21 (a), (b) Co/Ru/Co 纳米薄膜盘对上盘加一个脉冲磁场后, 上盘和下盘的斯格米子引导中心的轨迹 [65]; (c), (d) 去场后斯格米子引导中心的回旋运动

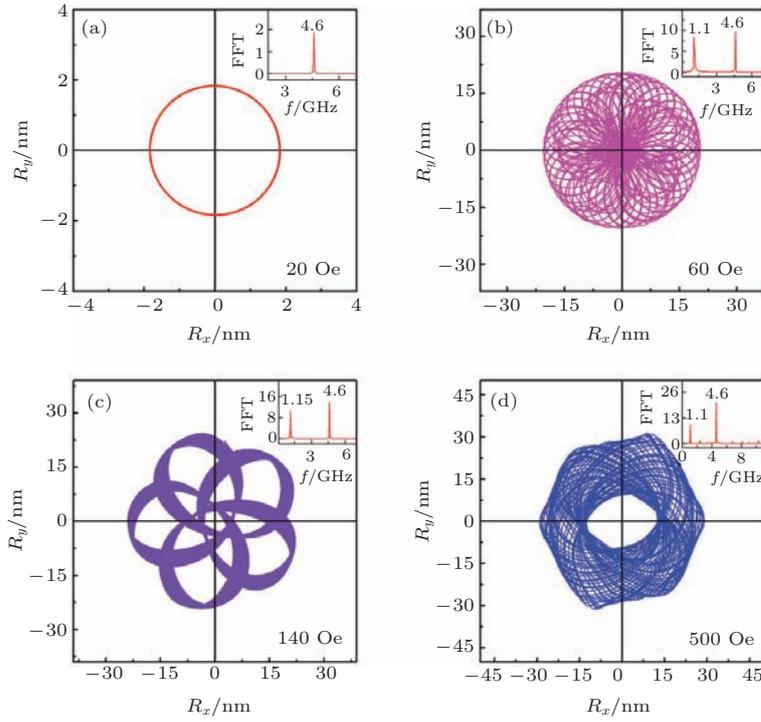


图22 4.60 GHz 单频率微波场幅值对斯格米子引导中心运动轨迹的影响 [66] (a)–(d) 为被幅值分别为 20, 60, 140, 500 Oe 的微波场激发后 30–50 ns 引导中心的轨迹; 插图为轨迹相应的 FFT 图

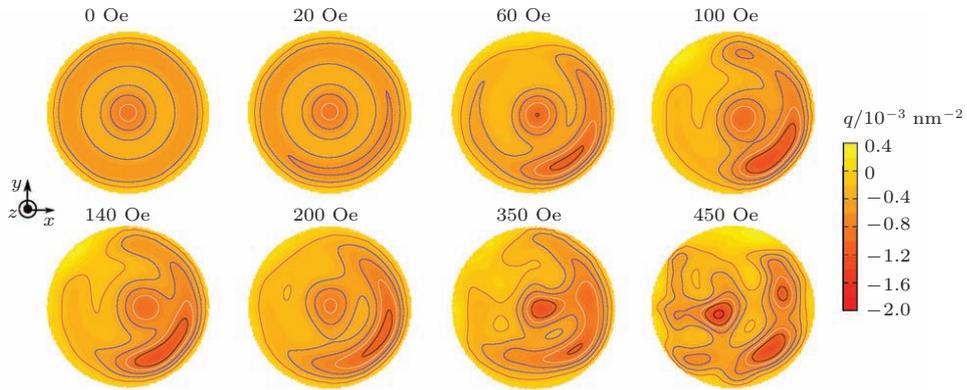


图23 4.60 GHz 单频率微波场的幅值 (0–450 Oe.) 对斯格米子的拓扑密度 q 分布的影响 [66]

4 结 论

本文有以下三点结论.

1) 为了有效利用稀土资源, 研究和开发纳米复合稀土永磁材料具有重要的意义. 理论预言纳米复合永磁材料具有磁性能高、稀土含量少的优点. 前期的工作揭示磁性交换耦合效应的本质, 确认存在耦合增强磁性能的现象. 突破了制约纳米复合稀土永磁材料磁性能的技术瓶颈. 进一步加强对各向异性纳米复合稀土永磁材料的研究对更好地利用稀土资源具有重要的意义.

2) 改变材料的尺寸包括厚度、直径、颗粒尺寸以及材料的形状, 改变交换能、退磁能、各向异性能的竞争, 影响材料的磁畴结构, 从而决定材料的磁性能. 材料的缺陷包括表面粗糙度、孔洞、原子空位也会影响材料的磁畴结构. 材料的晶体结构、晶粒的大小、晶界的大小、晶体内部的应力也能影响材料的磁畴结构. 可以有目的地改变材料的微结构, 可控地进行磁性材料的磁畴工程, 最终获得优秀的磁性能.

3) 在磁性结构、磁畴结构和拓扑磁结构之间存在一些紧密的关联, 其中蕴含着丰富的物理内涵以

及数学基础. 在磁性材料以及一些受限磁性体系能够展现出丰富的拓扑自旋态, 例如, 斯格米子、涡旋、麦纫等. 目前人们对这些拓扑组态和磁性能的关系的认识还非常浅显. 研究这些拓扑基态或者激发态的形成规律以及动力学行为对我们理解量子拓扑相变以及其他与拓扑相关的物理效应也是十分重要的. 开展对磁畴结构、磁性拓扑结构的研究也会帮助理解不同拓扑学态之间相互作用的物理机制以及其与磁性能之间的关系, 同时拓展拓扑学在新型磁性材料中的应用^[65–74].

感谢中国科学院金属研究所博士生代莹莹的讨论以及部分图的制作.

参考文献

- [1] Aharonov Y, Bohm D 1959 *Phys. Rev.* **115** 485
- [2] Berry M V 1984 *Proc. Roy. Soc. A* **392** 45
- [3] Josephson B D 1962 *Phys. Lett.* **1** 251
- [4] von Klitzing K, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494.
- [5] Tsui D C, Stormer H L, Gossard A C 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1559
- [6] Laughlin R B 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395
- [7] de Haas W J, van Alphen P M 1930 *Koninklijke Akademie Wetenschappen Amsterdam* **33** 1106
- [8] Choi T, Horibe Y, Yi H T, Choi Y J, Wu W D, Cheong S W 2010 *Nature Mater.* **9** 253
- [9] Dai Y Y 2015 *Ph. D. Dissertation* (Shenyang: University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [代莹莹 2015 博士学位论文 (沈阳: 中国科学院大学)]
- [10] de Alfaro V, Fubini S, Furlan G 1976 *Phys. Lett. B* **65** 163
- [11] Phatak C, Petford-Long A K, Heinonen O 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 067205
- [12] Wintz S, Bunce C, Neudert A, Körner M, Strache T, Buhl M, Erbe A, Gemming S, Raabe J, Quitmann C, Fassbender J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177201
- [13] Malozemoff A P, Slonczewski J C 1979 *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic)
- [14] O'dell T H 1981 *Ferromagnetodynamics: The Dynamics of Magnetic Bubbles, Domains, and Domain Walls* (New York: Wiley)
- [15] Moutafis C, Komineas S, Bland J A C 2009 *Phys. Rev. B* **79** 224429
- [16] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
- [17] Everschor K 2012 *Ph. D. Dissertation* (Köln: Köln University)
- [18] Baltz V, Sort J, Landis S, Rodmacq B, Dieny B 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 117201
- [19] Kawagoe T, Suzuki Y, Nývlt M, Franta J, Hosoito N 2001 *Surface Science* **493** 721
- [20] Bolte M, Steiner M, Pels C, Barthelmeß M, Kruse J, Merkt U, Meier G, Holz M, Pfannkuche D 2005 *Phys. Rev. B* **72** 224436
- [21] Portmann O, Vaterlaus A, Pescia D 2003 *Nature* **422** 701
- [22] Hsieh C T, Liu J Q, Lue J T 2005 *Appl. Surface Sci.* **252** 1899
- [23] Chuang V P, Jung W, Ross C A, Cheng J Y, Park O H, Kim H C 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 074307
- [24] Heyderman L J, Nolting F, Backes D, Czekaj S, Lopez-Diaz L, Kläui M, Rüdiger U, Vaz C A F, Bland J A C, Matelon R J, Volkmann U G, Fischer P 2006 *Phys. Rev. B* **73** 214429
- [25] Leven B, Dumpich G 2005 *Phys. Rev. B* **71** 064411
- [26] Nielsch K, Wehrspohn R B, Barthel J, Kirschner J, Gösele U, Fischer S F, Kronmüller H 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 1360
- [27] Escrib J, Bachmann J, Jing J, Daub M, Altbir D, Nielsch K 2008 *Phys. Rev. B* **77** 214421
- [28] Kirk K J, McVitie S, Chapman J N, Wilkinson C D W 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 7174
- [29] Shinjo T, Okuno T, Hassdorf R, Shigeto K, Ono T 2000 *Science* **289** 930
- [30] Kasai S, Nakatani Y, Kobayashi K, Kohno H, Ono T 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 107204
- [31] Novosad V, Fradin F Y, Roy P E, Buchanan K S, Guslienko K Y, Bader S D 2005 *Phys. Rev. B* **72** 024455
- [32] Yakata S, Miyata M, Nonoguchi S, Wada H, Kimura T 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 222503
- [33] Vaz C A, Kläui F M, Heyderman L J, David C, Nolting F, Bland J A C 2005 *Phys. Rev. B* **72** 224426
- [34] Jamali M, Narayanapillai K, Kwon J H, Yang H S 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 062401
- [35] Moutafis C, Komineas S, Vaz C A F, Bland J A C, Shima T, Seki T, Takanashi K 2007 *Phys. Rev. B* **76** 104426
- [36] Yu X Z, DeGrave J P, Hara Y, Hara T, Jin S, Tokura Y 2013 *Nano Lett.* **13** 3755
- [37] Du H F, Ning W, Tian M L, Zhang Y H 2013 *Phys. Rev. B* **87** 014401
- [38] Kanda A, Suzuki A, Matsukura F, Ohno H 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 032504
- [39] Song Y L, Hua L 2012 *J. Mater. Sci. Technol.* **28** 803
- [40] Philip J, Punnoose A, Kim B I, Reddy K M, Layne S, Holmes J O, Satpati B, Leclair P R, Santos T S, Moodera J S 2006 *Nat. Mater.* **5** 298
- [41] Keller J, Miltényi P, Beschoten B, Güntherodt G, Nowak U, Usadel K D 2002 *Phys. Rev. B* **66** 014431
- [42] Krusin-Elbaum L, Shibauchi T, Argyle B, Gignac L, Weller D 2001 *Nature* **410** 444
- [43] Uchida M, Onose Y, Matsui Y, Tokura Y 2006 *Science* **311** 359
- [44] Inada Y, Akase Z, Shindo D, Taniyama A 2012 *Mater. Trans.* **53** 1330
- [45] Kunz A 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 132502
- [46] Compton R L, Chen T Y, Crowell P A 2010 *Phys. Rev. B* **81** 144412

- [47] Garcia-Sanchez F, Szambolics H, Mihai A P, Vila L, Marty A, Attané J P, Toussaint J C, Buda-Prejbeanu L D 2010 *Phys. Rev. B* **81** 134408
- [48] Shin S, Schäfer R, de Cooman B C 2010 *IEEE Trans. Mag.* **46** 3574.
- [49] Löffler J F, Braun H B, Wagner W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1990
- [50] O' Grady K, Fernandez-Outon L E, Vallejo-Fernandez G 2010 *J. Magn. Magn. Mater.* **322** 883
- [51] Anglada-Rivera J, Padovese L R, Capó-Sánchez J 2001 *J. Magn. Magn. Mater.* **231** 299
- [52] Thevenard L, Largeau L, Manguin O, Patriarche G, Lemaître A, Vernier N, Ferré J 2006 *Phys. Rev. B* **73** 195331
- [53] Seo J, Oh Y, Kim T H, Kuk Y 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 182501
- [54] Pierce M S, Davies J E, Turner J J, Chesnel K, Fullerton E E, Nam J, Hailstone R, Kevan S D, Kortright J B, Liu K, Sorensen L B, York B R, Willwig O 2013 *Phys. Rev. B* **87** 184428
- [55] Bitoh T, Makino A, Inoue A 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 08F102
- [56] Liu W, Zhang Z D, Liu J P, Chen L J, He L L, Liu Y, Sun X K, Sellmyer D J 2002 *Adv. Mater.* **14** 1832
- [57] Chen S L, Liu W, Chen C L, Zhang Z D 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 033907
- [58] Chen S L, Liu W, Zhang Z D 2005 *Phys. Rev. B* **72** 224419
- [59] Chen S L, Zheng J G, Liu W, Zhang Z D 2007 *J. Phys. D* **40** 1816
- [60] Chen S L, Liu W, Zhang Z D, Gunaratne G H 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 023922
- [61] Liu W, Liu X H, Cui W B, Gong W J, Zhang Z D 2013 *Chin. Phys. B* **22** 027104
- [62] Cui W B, Zheng S J, Liu W, Ma X L, Fang Y, Yao Q, Zhao X G, Zhang Z D 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 053903
- [63] Yao Q, Liu W, Cui W B, Yang F, Zhao X G, Zhang Z D 2009 *J. Phys. D.: Appl. Phys.* **42** 035007
- [64] Cui W B, Takahashi Y K, Hono K 2012 *Adv. Mater.* **24** 6530; Correction 2013 *Adv. Mater.* **25** 1966
- [65] Dai Y Y, Wang H, Tao P, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054403
- [66] Dai Y Y, Wang H, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2014 *Scientific Report* **4** 6153
- [67] Wang H, Dai Y Y, Yang T, Ren W J, Zhang Z D 2014 *RSC Adv.* **4** 62179
- [68] 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
- [69] Xia J, Zhang X C, Zhao G P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 227502 (in Chinese) [夏静, 张溪超, 赵国平 2013 物理学报 **62** 227502]
- [70] Kim J V, Carcia-Sanchez F, Sampaio J, Moreau-Luchaire C, Cros V, Fert A 2014 *Phys. Rev. B* **90** 064410
- [71] Peng Y, Zhao G P, Wu S Q, Si W J, Wan X L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 167505 (in Chinese) [彭懿, 赵国平, 吴绍全, 斯文静, 万秀琳 2014 物理学报 **63** 167505]
- [72] Moon K W, Chun B S, Kim W, Qiu Z Q, Huang C 2014 *Phys. Rev. B* **89** 064413
- [73] Li Z H, Li X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 178503 (in Chinese) [李正华, 李翔 2014 物理学报 **63** 178503]
- [74] Wang R, Zheng F, Luo F L, Lou Y F, Wang Y, Cao J W, Bai J M, Wei F L, Kamzin A S 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 217503 (in Chinese) [王锐, 郑富, 罗飞龙, 娄元付, 王颖, 曹江伟, 白建民, 魏福林, 阿谢卡姆津 2013 物理学报 **62** 217503]

REVIEW

Magnetic structures, magnetic domains and topological magnetic textures of magnetic materials*

Zhang Zhi-Dong[†]

(Shenyang National Laboratory for Materials Science, Institute of Metal Research, Chinese Academy of Sciences,
Shenyang 110016, China)

(Received 26 January 2015; revised manuscript received 11 February 2015)

Abstract

This article first gives a brief review of magnetic structures, magnetic domains and topological magnetic textures and their relations. On the one hand, the magnetic domains are determined by the magnetic structures, the intrinsic magnetic properties and the micro-structural factors of a material. On the other hand, the magnetic domains could control the magnetization and demagnetization processes and also the technical magnetic properties of a material. Topology is found to have a close relation with physical properties of material. Recent interest has focused on topological magnetic textures, such as vortex, bubble, meron, skyrmion, and it has been found that the topological behaviors of these topological textures are closely related with magnetic properties of a material. Then this article introduces recent advances in magnetic structures, magnetic domains and topological magnetic textures, from views of the size effect, defects and interfaces. Finally, this article reviews briefly some results of investigation on the relations between microstructures, magnetic domains and magnetic properties of rare-earth permanent magnetic thin films, the topological magnetic textures and their dynamic behaviors of exchange coupled nanodisks. It has been concluded from the reviews on the literature that the investigation on anisotropic exchange-coupled rare-earth permanent magnets with high performance benefits the high efficient utilization of rare-earth resources. One could achieve optimal magnetic properties through magnetic domain engineering by adjusting the microstructures of magnetic materials. The concepts of topology is applied to various research fields, while the contributions from topological behaviors to physical properties are discovered in different materials. The researches on magnetic domains, topological magnetic ground state and excitation states and their dynamic behaviors are very important for a better understanding of quantum topological phase transitions and other topological relevant phenomena. It can be quite helpful for understanding the correlation between different topological states and their relationship with magnetic properties of a material, and also it will definitely contribute to the applications in various fields of magnetic materials.

Keywords: magnetic structure, magnetic domains, topological magnetic textures, magnetic properties

PACS: 75.60.Ch, 75.70.-i, 75.70.Kw, 75.78.Fg

DOI: [10.7498/aps.64.067503](https://doi.org/10.7498/aps.64.067503)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51331006).

[†] Corresponding author. E-mail: zdzhang@imr.ac.cn