

层状手性拓扑磁材料 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁学特性

王鹏程 曹亦 谢红光 殷焱 王伟 王泽莹 马欣辰 王琳 黄维

Magnetic properties of layered chiral topological magnetic material $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

Wang Peng-Cheng Cao Yi Xie Hong-Guang Yin Yao Wang Wei Wang Ze-Ying Ma Xin-Chen
Wang Lin Huang Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 117501 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200007

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200007>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

层状材料褶皱对几种地质活动机理研究的启示

Inspiration of wrinkles in layered material for the mechanism study of several geological activities

物理学报. 2020, 69(2): 026101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190122>

铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions

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

斯格明子电子学的研究进展

Overview and advances in skyrmionics

物理学报. 2018, 67(13): 131205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180554>

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 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180235>

电学方法调控磁化翻转和磁畴壁运动的研究进展

Progress of electrical control magnetization reversal and domain wall motion

物理学报. 2017, 66(2): 027501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.027501>

特邀综述

层状手性拓扑磁材料 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁学特性*王鹏程^{1) #} 曹亦^{1) #} 谢红光^{1) #} 殷垚¹⁾ 王伟^{1) †} 王泽莹¹⁾马欣辰¹⁾ 王琳^{1) ‡} 黄维^{1) 2)}

1) (南京工业大学先进材料研究院, 江苏省柔性电子重点实验室, 南京 211816)

2) (西北工业大学, 西安柔性电子研究院, 西安生物医学材料与工程研究院, 柔性电子前沿科学中心, 西安 710072)

(2020 年 1 月 2 日收到; 2020 年 3 月 6 日收到修改稿)

伴随着拓扑材料的出现, 拓扑物理学成为了当代凝聚态物理的前沿与热点之一. 拓扑特性是描述材料的物理量在连续变换下会保持不变的性质 (如陈数 Chern number), 种类包括拓扑绝缘体、外尔和狄拉克等拓扑半金属、拓扑磁材料等. 一维手性磁孤子 (chiral magnetic solitons), 类似于磁性斯格明子 (skyrmions), 是一类具有拓扑性和准粒子性的磁结构, 具有丰富的物理特性和潜在应用价值. 本文详细总结了一种具有一维手性磁孤子结构的晶体 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, 包括其晶体构型、磁相互作用、磁结构、维度调控以及相变物理等物理特性. 希望本综述能为研究拓扑磁材料的科研人员提供详实的参考, 为将拓扑和手性磁性引入到二维层状材料家族提供研究思路, 促进拓扑磁电子学的发展, 为相关器件提供更多的材料选择和理论基础.

关键词: 拓扑磁, 磁孤子, 层状材料, 自旋电子学**PACS:** 75.50.-y, 77.80.B-, 75.30.-m, 75.47.-m**DOI:** 10.7498/aps.69.20200007

1 引言

早在 18 世纪, 数学家欧拉在解决“哥尼斯堡七桥问题”和“多面体问题”时, 就探讨过几何图形或空间连续变换下仍保持不变的某些性质, 这形成了当今拓扑学这一概念的雏形. 而拓扑 (topology) 这一词汇最早是由德国数学家、物理学家 Johann Benedict Listing 在 1847 年提出的. 早期拓扑主要存在于数学领域, 而后物理学家们也开始尝试在物理研究中引入这一概念. 戴维·索利斯 (David Thouless)、邓肯·霍尔丹 (Duncan Haldane) 和迈克尔·科斯特利兹 (Michael Kosterlitz) 由于在拓扑物理学的开创性贡献获得了 2016 年诺贝尔物理学奖.

在磁学领域, 拓扑磁具有重要意义. 具有非平庸特性的拓扑磁结构在实空间中可以分别以一维、二维和三维形式存在^[1], 包括一维磁孤子 (magnetic solitons)、二维斯格明子 (skyrmions) 和三维斯格明子管 (skyrmion tube)、磁浮子 (magnetic bobber) 等, 如图 1 所示. 其中, 斯格明子最初由 Skyrme^[2] 于 1962 年首先提出, 并且被认为是一种受拓扑保护的“准粒子”. 1994 年, Bogdanov 和 Hubert^[3,4] 在理论上系统研究了磁性材料中斯格明子的磁结构. 此外, 理论物理学家们预言, 在二维电子气中也可能存在斯格明子^[5,6]. 直到 2006 年, Rößler 等^[7] 在理论上证实了自发稳定的斯格明子广泛存在于具有空间反演对称性破缺的磁性材料中. 在实验上, 通过中子衍射, 首先在

* 国家自然科学基金 (批准号: 61801210, 91833302)、江苏省自然科学基金 (批准号: BK20180686, BK20161008)、江苏省特聘教授、江苏省六大人才高峰基金、中央高校基本科研业务费和南京工业大学启动经费资助的课题.

共同第一作者.

† 通信作者. E-mail: iamlwang@njtech.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: iamwwang@njtech.edu.cn



王琳, 南京工业大学先进材料研究院教授、博士生导师. 2009 年在武汉大学获得学士学位, 2013 年在香港科技大学获得博士学位, 2014 年起在瑞士日内瓦大学从事博士后工作, 2017 年被南京工业大学聘请为教授和博士生导师. 主要研究新型低维纳米材料的生长制备、量子输运、光电特性和存储器件, 探讨和发现不同种类材料中的微观电子行为及器件性能. 已发表学术论文近 50 篇, 以第一作者/通讯作者身份在 *Nature Communications*, *Physical Review Letters*, *Advanced Materials*, *Nano Today* 等发表论文 20 余篇. 曾荣获国际先进材料学会 IAAM 奖章 (International Association of Advanced Materials)、欧洲材料学会青年科学家奖 (Young Scientist Award)、江苏特聘教授、江苏省“六大人才高峰”高层次人才 A 类、首届国家级江北新区“十大杰出青年”、中国青少年科技创新奖等荣誉, 担任国际先进材料协会会员、欧洲先进材料大会科学顾问委员、柔性电子材料与器件工信部重点实验室学术委员会委员、中国激光杂志社青年编委、江苏省青年联合会委员、江苏省青年科技工作者协会会员等社会兼职.



王伟, 南京工业大学先进材料研究院副研究员. 2006 年和 2009 年在哈尔滨工业大学获得学士和硕士学位, 2015 年在南京大学获得理学博士学位, 同年起在南京大学从事博士后研究工作, 并于 2017 年在南京大学电子科学与工程学院任职副研究员, 2019 年加入南京工业大学先进材料研究院, 任副研究员. 主要研究领域包括二维单晶材料生长、拓扑绝缘体及狄拉克半金属介观输运性质、二维磁性材料、角分辨光电子能谱等等, 在探索研究狄拉克材料量子输运、分数量子霍尔效应及自旋电子器件方面有着一定成果. 目前已在 *Physical Review B*, *Applied Physical Letters*, *Applied Surface Science* 等杂志发表文章 30 余篇, 其中第一作者和通信作者文章 16 篇.

MnSi 单晶体材料中发现了斯格明子晶格, 随后利用洛伦兹透射电镜在实空间中观测到了单个斯格明子 [8–10].

拓扑磁结构的拓扑数可用绕数 w (winding number) 来描述. 对于二维和三维拓扑磁结构 (例如斯格明子等) 来说, 其拓扑数计算方式即为 [11]

$$w = \frac{1}{4\pi} \iint dxdy \mathbf{m} \cdot (\partial_x \mathbf{m} \times \partial_y \mathbf{m}).$$

而对于一维磁孤子 [11]: $w = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx d\phi$, 对应着体系中磁孤子的数目 (soliton number). 其本质与磁性斯格明子类似, 都是一种自旋按螺旋方式排列而表现出准粒子性的磁学构型, 其形成是自旋、轨道、晶格等多种自由度之间竞争和耦合的结果. 一维磁孤子的

拓扑保护表现为该磁结构在连续变换下, 例如每一个自旋改变一个微小角度, 该系统的磁孤子数目是不变的, 即具有连续形变下的不变性.

$\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 是一种具有一维磁孤子结构的典型磁性材料 [12]. 在 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 中, 自旋磁矩在 ab 平面内平行排列, 沿着 c 轴方向形成螺旋磁结构, 是一种单轴手性磁性材料. 在材料居里温度 T_C 以下, 施加沿 ab 平面方向的磁场会促使自旋磁矩从沿 c 轴方向线性螺旋式排列 (相邻层间的磁矩会形成固定偏转角度) 转变为手性磁孤子结构. 根据螺旋绕向, 磁孤子分为左旋手性与右旋手性 [13], 如图 1(k) 和图 1(l) 所示. 当磁场强度较弱时, 螺旋手性磁周期保持不变, 如图 1(m) 和图 1(n) 所示; 只有当磁场增强到一定程度时, 磁孤子数目才会出现跳变 (类似磁性斯格明子). 磁孤子随着外加磁场的变化而发生产生、分离、湮灭的现象, 在尺寸受限的 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 晶体中尤为明显. 这种伴随着磁孤子数目的改变而引起的拓扑相变, 近年来也在实验上通过监测 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 薄片样品的磁电阻或者磁化强度的跳变行为而得以验证 [14] (对于 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 磁学构型和拓扑相变将在后文进行详细讨论). 因此, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 为研究一维手性磁孤子和层状拓扑磁结构提供了优异的研究平台.

本文系统总结了 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的研究成果. 第 2 节讨论了 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的晶体结构、合成方法、不同磁相及其形成原因. 第 3 节主要介绍了 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 在各个相变点处的磁学特性, 总结了利用不同表征手段研究这些相变的实验结果和物理机制. 第 4 节介绍了近年来人们分别利用晶界效应和厚度限制分离和读取 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 中单个磁孤子. 最后, 对该领域的未来发展进行了总结和展望. 希望本综述可以促使更多研究者们对 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 产生兴趣, 促进发现更多具有类似磁结构的材料类型及拓扑磁材料在自旋电子器件和磁性存储器等方面的应用潜力.

2 材料与结构

2.1 晶体结构与合成

$\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 晶体具有中心对称破缺的六方层状结构, 如图 2(a) 所示 [15,16]. 其空间群是 $P6_322$, Cr 原子插在两个 2H-NbS_2 六角层之间, 晶格常数 $a = b = 5.738 \text{ \AA}$, $c = 12.018 \text{ \AA}$. 材料中的磁性主

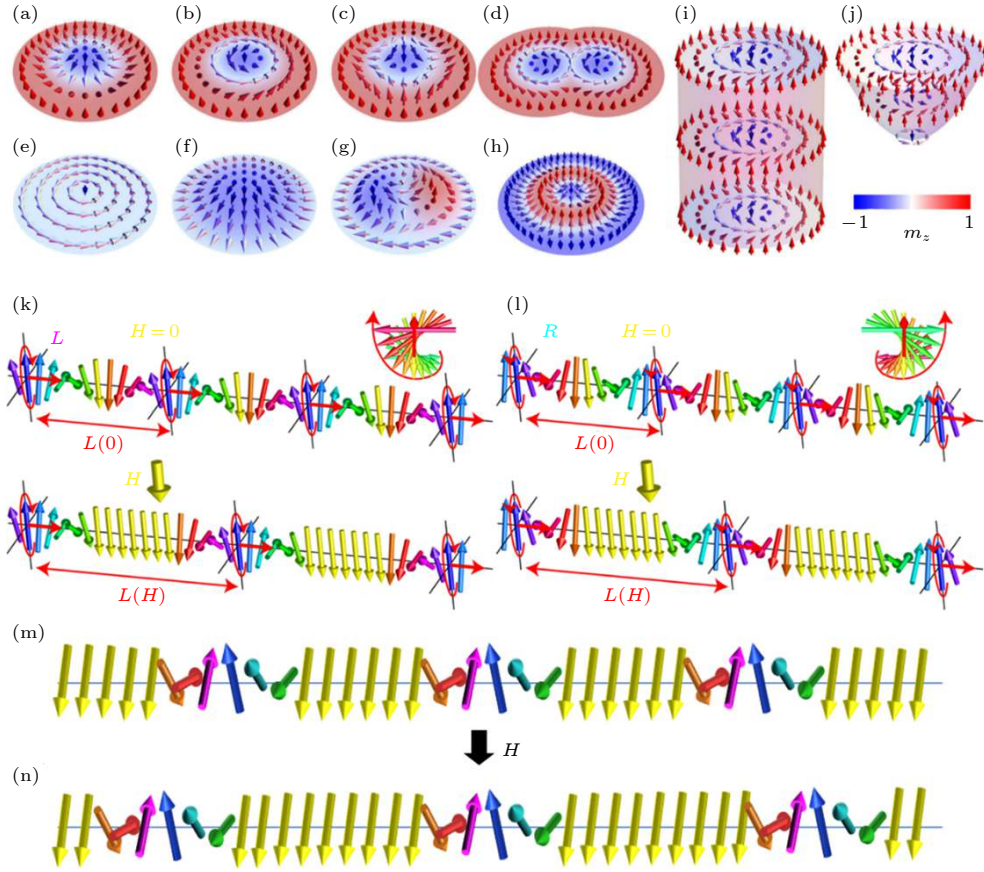


图 1 磁性材料中一维、二维及三维拓扑自旋织构示意图^[1,13] (a) 奈尔型 (Néel-type) 斯格明子 ($w = -1$); (b) 布洛赫型 (Bloch-type) 斯格明子 ($w = -1$); (c) 反斯格明子 (antiskyrmion) ($w = +1$); (d) 双斯格明子 (biskyrmion) ($w = -2$); (e) 涡旋态 (vortex) 斯格明子 ($w = -0.5$); (f) 半子 (meron) ($w = -0.5$); (g) 双半子 (bimeron) ($w = -1$); (h) 套嵌斯格明子 (skyrmionium) ($w = 0$); (i) 斯格明子管 (skyrmion tube); (j) 磁浮子 (magnetic bobber). 箭头表示自旋方向, 面外自旋分量 (m_z) 分别用三种颜色表示: 红色表示朝向面外, 白色表示在面上, 蓝色表示朝向面内; (k) 左旋螺旋磁相及磁孤子晶格示意图; (l) 右旋螺旋磁相及磁孤子晶格示意图, © (2016) The Physical Society of Japan; (m), (n) 对 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 施加沿着垂直于 c 轴的外加磁场, 当磁场强度较弱时, 螺旋手性周期变长, 磁孤子数目保持不变

Fig. 1. Illustrations of a series of 1D, 2D and 3D topological spin textures in magnetic materials^[1,13]: (a) Néel-type skyrmion ($w = -1$); (b) Bloch-type skyrmion ($w = -1$); (c) antiskyrmion ($w = +1$); (d) biskyrmion ($w = -2$); (e) vortex ($w = -0.5$); (f) meron ($w = -0.5$); (g) bimeron ($w = -1$); (h) skyrmionium ($w = 0$); (i) skyrmion tube, and (j) magnetic bobber. The arrow represents the spin direction and the out-of-plane spin component (m_z) is represented by the color: Red is out of the plane, white is in-plane, and blue is into the plane; (k) left-handed helimagnetic structures and soliton lattices; (l) right-handed helimagnetic structures and soliton lattices © (2016) The Physical Society of Japan; (m), (n) illustrations of soliton lattices under a small magnetic field perpendicular to c -axis: the solitons number remains unchanged, while the chiral period becomes longer.

要由正三价的 Cr 离子贡献, 磁矩为 $3\mu_B$, 局域电子自旋 $S = 3/2$, 而传导电子则源自 Nb 原子的未填充带^[16–18]. 在中心对称性破缺的磁性晶体中, 其相邻自旋磁矩间存在着一种反对称的自旋轨道耦合相互作用, 即 Dzyaloshinskii-Moriya (DM) 相互作用^[16,19,20]. 反对称的 DM 相互作用倾向于使层与层之间的相邻自旋磁矩垂直排列, 而基于海森伯模型的对称性铁磁交换作用则倾向于使相邻自旋磁矩平行排列, 两种作用的相互竞争导致 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 沿 c 轴形成了稳定的螺旋手性磁基态^[13,21].

$\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 单晶通常采用化学气相传输方法制

备^[22], 如图 2(b) 所示. 将纯度 99.99% 以上的单质 Cr, Nb, S 按照化学计量比混合, 添加 I_2 作为传输剂, 真空密封于石英管中, 在高温区 950°C 和低温区 800°C 的条件下生长一至两周获得单晶, 所得晶体呈薄片状.

2.2 磁相互作用

在 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 中存在多种磁相互作用, 包括海森伯相互作用、DM 相互作用、磁晶各向异性和塞曼能. 它们的共同作用决定了 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的丰富磁学性质, 其哈密顿量可描述为^[17,23]:

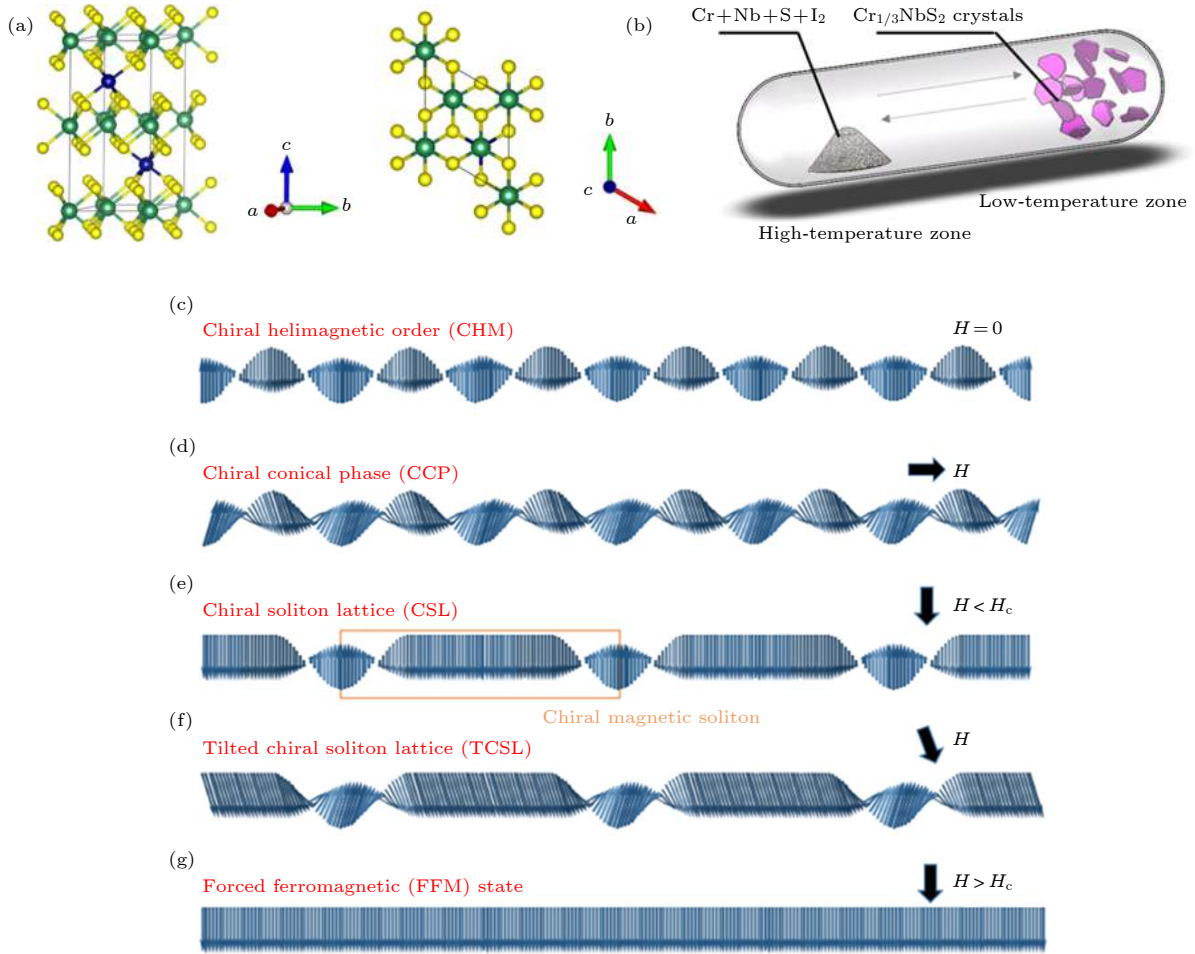


图2 (a) $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 晶体结构示意图, Cr, Nb 和 S 原子分别由蓝色、绿色和黄色球体表示; (b) $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 单晶生长方法的示意图^[22]; (c)–(g) $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 中不同磁相的示意图: (c) 手性螺旋磁序 (CHM), 黄框标示了一个完整的磁孤子周期; (d) 手性圆锥相 (CCP); (e) 手性孤子晶格 (CSL); (f) 倾斜手性孤子晶格 (TCSL); (g) 铁磁态 (FFM)

Fig. 2. (a) Crystal structure of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, Cr, Nb and S atoms are denoted by blue, green and yellow spheres, respectively; (b) schematic illustration of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ single crystal growth^[22]; (c)–(g) schematic diagrams illustrating different spin configurations of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$: (c) Chiral helimagnetic order (CHM), in which the yellow box denotes a complete period of a chiral soliton; (d) chiral conical phase (CCP); (e) chiral soliton lattice (CSL); (f) tilted chiral soliton lattice (TCSL); (g) forced ferromagnetic (FFM) state.

$$H = \sum_i [-J\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} - \mathbf{D} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1}) + A(\mathbf{z} \cdot \mathbf{S}_i)^2 - \mu_B \cdot \mathbf{S}_i], \quad (1)$$

其中 (1) 式右侧四个分量依次表示海森伯相互作用、DM 相互作用、磁晶各向异性和塞曼能; J 表示最近邻自旋磁矩之间的海森伯交换相互作用强度; $\mathbf{D}$ 表示沿 c 轴的单轴 DM 矢量; A 表示各向异性常数; $\mathbf{z}$ 表示沿 c 轴的单位矢量; μ_B 表示玻尔磁子; $\mathbf{B}$ 表示磁感应强度; $\mathbf{S}_i$ 和 $\mathbf{S}_{i+1}$ 则分别表示在 i 和 $i+1$ 位置上的自旋磁矩。

2.2.1 海森伯相互作用

海森伯相互作用源自电子非对称波函数的量子力学效应, 诱导自旋磁矩发生自发极化, 从而促使相邻自旋磁矩平行排列^[24–26]. 对于 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

而言, 海森伯相互作用包括层间相互作用 (interlayer coupling, 平行于 c 轴, $J_{\parallel} \sim 18$ K) 和层内相互作用 (intralayer coupling, 垂直于 c 轴, $J_{\perp} \sim 140$ K) 两部分, 两者共同决定了 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的居里温度^[21].

2.2.2 DM 相互作用

DM 相互作用是在空间反演对称性破缺的系统中, 由自旋轨道耦合引起的一种各向异性的交换相互作用^[19,20,27,28]. 在 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 中, DM 相互作用是由 Cr 原子构成的亚晶格中的中心反演对称性破缺引起的. DM 相互作用与海森伯相互作用共同决定了 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 手性螺旋磁结构. 一方面, DM 相互作用促使相邻自旋磁矩趋向于在正交于 DM 矢

量的平面内垂直排列, 而海森伯相互作用促使自旋磁矩趋向于平行排列; 另一方面, 相邻自旋磁矩的偏转角 α 由 DM 相互作用强度 ($D \sim 2.9$ K) 和层间海森伯相互作用强度 ($J_{\parallel} \sim 18$ K) 的比值决定, 即 $\alpha = \arctan(D/J_{\parallel})$ [29,30]. 矢量 $\mathbf{D}$ 的正负决定了自旋结构的手性, 负 (正) 号对应于左 (右) 手手性. 由于 DM 相互作用比海森伯相互作用弱 1—2 个数量级, 故该偏转角度数值较小 (约为 9°). 考虑到两种作用的影响, 自旋结构可表示为 [12]:

$$\mathbf{S}(z) = S(\cos \phi(z), \sin \phi(z), 0), \quad (2)$$

其中 z 表示自旋磁矩沿螺旋轴的坐标; $\phi(z)$ 表示方位角.

2.2.3 磁晶各向异性

晶体沿不同晶轴方向受磁化难易程度不同, 这种现象称为磁晶各向异性. 磁晶各向异性意味着磁性能沿着各个晶格方向上是不同的, 有利于材料磁化的晶轴方向称作易磁化轴 (easy-axis), 反之, 称作难磁化轴 (hard-axis) [25,31,32]. 从结构上看, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁晶各向异性源于单轴六角晶格结构的各向异性 [16]. $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 作为一种单轴手性螺旋磁材料, 其易磁化轴沿 ab 面方向, 难磁化轴沿 c 轴方向 [16,33,34]. 因此, 沿 c 轴方向的手性螺旋轴较为稳固, 不易受到缺陷、热波动等内在与外界因素影响 [13].

2.2.4 塞曼能

塞曼效应的本质是原本自旋方向不同但处于简并态的电子, 在磁场作用下退简并的过程. 塞曼能的大小与磁场强度成正比. 在 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 中, 塞曼能驱使自旋磁矩趋向于磁场方向排列, 当磁场强度超过临界磁场 H_C 时, 所有自旋磁矩都沿磁场方向完全平行排列 [35–37]. 与其他磁相互作用不同的是, 塞曼能会随着磁场的变化而变化, 是诱导 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 出现手性磁孤子和铁磁性等磁相的关键 [15].

2.3 磁相

当对 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 施加不同大小和方向的磁场时, 不同磁相互作用彼此耦合和相互竞争, 使其存在丰富多变的磁相 [17,38]. 在 T_C 以上, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 显顺磁性 (paramagnetism, PM), 而在 T_C 以下, 随着外加磁场和温度的改变, 会呈现包括手性螺旋磁序 (chiral helimagnetic order, CHM)、手性圆锥

相 (chiral conical phase, CCP)、手性孤子晶格 (chiral soliton lattice, CSL)、倾斜手性孤子晶格 (tilted chiral soliton lattice, TCSL) 和铁磁态 (forced ferromagnetic state, FFM) 多种不同的磁学相.

2.3.1 手性螺旋磁序 (CHM)

如图 2(c) 所示, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的手性螺旋轴沿 c 轴方向, 在海森伯相互作用与 DM 相互作用共同影响下, 相邻自旋磁矩间的偏转角约为 9° , 即需要 40 个单胞 (约 48 nm, 单胞系数 $c \sim 1.2$ nm) 完成 360° 的旋转 [12,33]. 通过洛伦兹透射电子显微镜 (Lorentz transmission electron microscope, Lorentz TEM) 和选区电子衍射 (selected area electron diffraction, SAED) 可以明显观察到手性螺旋周期结构, 证明了其周期约为 46 nm, 与理论接近; 同时也证明了手性周期的温度依赖特性, 该内容将在后文进行详细阐述 [12].

2.3.2 手性圆锥相 (CCP)

CCP 与 CHM 结构类似, 主要的区别在于 CCP 中的自旋磁矩向 c 轴方向倾斜, 如图 2(d) 所示 [38]. 施加平行于 c 轴的磁场导致了磁矩不再局限于 ab 平面, 并且与 ab 平面的倾斜角度与磁场大小相关; 磁场强度越强, 倾斜角度则越大. 若磁场方向未完全平行于 c 轴, 则沿 ab 面的磁场分量会促使 CCP 向 TCSL 转化 [38,39].

2.3.3 手性孤子晶格 (CSL)

如图 2(e) 所示, 手性孤子晶格可以看作是由铁磁性磁畴和螺旋磁畴两部分组成 [12]. 其中, 铁磁性磁畴区域的所有自旋磁矩沿磁场方向平行排列; 螺旋磁畴区域自旋磁矩螺旋排列. 手性磁孤子因具有拓扑稳定性、单轴性和周期性, 故不易受外界扰动的影响, 并可通过调节晶体厚度来有效地操控磁孤子数目. 手性磁孤子结构为 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 新奇多样的性质特征提供了物理根源 [14,40,41].

2.3.4 倾斜手性孤子晶格 (TCSL)

TCSL 是一类特殊的 CSL 结构, 它仅在施加倾斜磁场时出现, 此时自旋磁矩趋向于磁场方向排列, 产生沿 c 轴方向的分量, 其结构如图 2(f) 所示. TCSL 同样具有手性磁孤子结构, 表现出与 CSL 相同的准粒子性与拓扑稳定性 [38].

2.3.5 铁磁态 (FFM)

$\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 受到磁场作用, 部分磁矩被强行沿磁场方向排列, 从而呈现铁磁畴的状态; 随着磁场增加, 该铁磁畴区域的范围不断扩大, 导致系统中磁孤子的数目发生跳变式的减少. 当磁场达到临界磁场 H_C 时, 系统里的最后一个磁孤子也会被“驱除”而进入完全 FFM 相^[15], 如图 2(g) 所示, 此时所有自旋磁矩都与磁场方向平行.

3 磁学性质

如图 3 所示, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 在不同磁场和温度下, 会展现出诸多有趣的磁相. 在 T_C 以下, 随着施加垂直于 c 轴的磁场, 并逐渐增大, CHM 相向 CSL 相转变, 随着磁场进一步增大, 最终转变为 FFM 相. 根据 Tsuruta 等^[42] 的研究成果和相关定义, CSL 相可细分为 CSL-1 和 CSL-2 两个状态. 接下来, 将对各相变处所发生的物理特性及实验现象进行详实讨论.

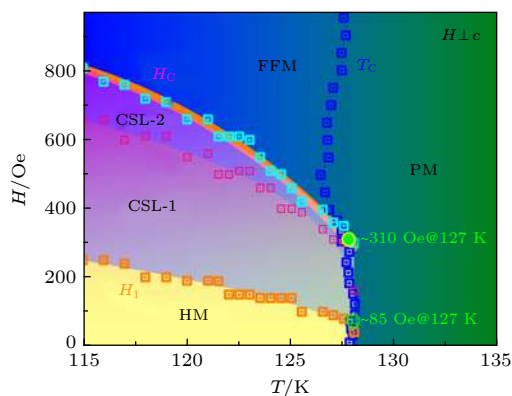


图 3 $H \perp c$ 时, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 在 T_C 附近的相图. 此处 HM 相当于文中所提及的 CHM^[15]

Fig. 3. Phase diagram of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ in presence of a magnetic field perpendicular to c -axis below curie temperature T_C . Here HM is equivalent to the CHM mentioned in this review^[15].

3.1 PM-CHM 相变

$\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 在无外加磁场的条件下, 顺磁到手性螺旋磁 (PM-CHM) 的过程中, 居里温度 T_C 是最为重要的参数之一, 而 T_C (~ 130 K) 的具体数值与晶体质量相关^[16,43]. 材料的面内电阻率在 T_C 附近出现拐点^[33], 如图 4(a) 所示. 对于 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 而言, T_C 并非等价于磁有序无序转变

温度 T^* . 通过对 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的熵变测量可知 (如图 4(b) 所示), 所测样品居里温度 T_C 在 130 K 附近, 而磁有序无序转变温度 T^* 在 132.5 K 附近. 这表明 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 在 T_C 与 T^* 之间, 总体自发磁化强度为零, 但仍存在局域螺旋磁有序状态; 当达到 T^* 以上时, 螺旋磁结构彻底消失, 转变成完全磁无序状态^[44]. 在薄片样品中, 这一特征更为明显, 如图 4(d) 和图 4(e) 所示. 此研究工作中所用的薄片样品 T^* 高达 140 K, 远高于薄片样品的 T_C (127 K)^[12,45].

洛伦兹透射电子显微镜 (Lorentz TEM) 是一种用于观察手性螺旋磁结构的有效手段^[12]. 作为一种功能强大的显微成像和结构分析工具, Lorentz TEM 的工作原理是将电子束进行加速聚焦, 电子束发射穿过超薄样品, 与样品晶格中的电子云相互作用, 进而形成明暗不同的图像, 经电场放大成像处理后可获得样品的晶体结构图像^[46–49]. 此外, 由于电子带有自旋, 可以利用电磁场将电子束进行偏转, 利用晶体样品中局域磁矩对电子散射不同的效应, 从而获得材料磁性结构信息^[47]. 如图 4(c) 所示, 图中的洛伦兹 TEM 图像数据清晰地展现了 CHM 的结构, 明暗条纹的周期性排布对应于螺旋磁结构的周期性变化. 条纹对比度的变化规律符合正弦函数曲线, 且周期约为 46 nm, 接近理论预测的 48 nm^[12].

此外, 扫描透射电子显微镜 (scanning transmission electron microscope, STEM) 中的微分相位差 (differential phase contrast, DPC) 作为一种高分辨率的磁成像技术也被广泛运用于材料磁结构的研究工作中. 通过结合洛伦兹 TEM, DPC 以及 SAED 数据, 证明了材料的手性周期长度与温度相关^[45]. 如图 4(d) 和图 4(e) 所示, 手性周期在低温区 (区域 I, 温度低于 90 K) 为恒定值 48 nm, 对应于恒定周期的 CHM 相区; 而当在中温区 (区域 II, 温度为 90 到 140 K) 时, 手性周期随温度线性降低, 对应于 CHM 周期收缩区; 而在 140 K 以上 (区域 III) 时, 手性周期将完全消失, 此时样品处于顺磁区.

3.2 CHM-CSL 相变

通过施加垂直于 c 轴的磁场, CHM 相逐渐向 CSL 相转变, 如图 2(c) 与 2(e) 所示. 手性周期长度随磁场的增强而增加, 这表明了 CSL 铁磁性磁

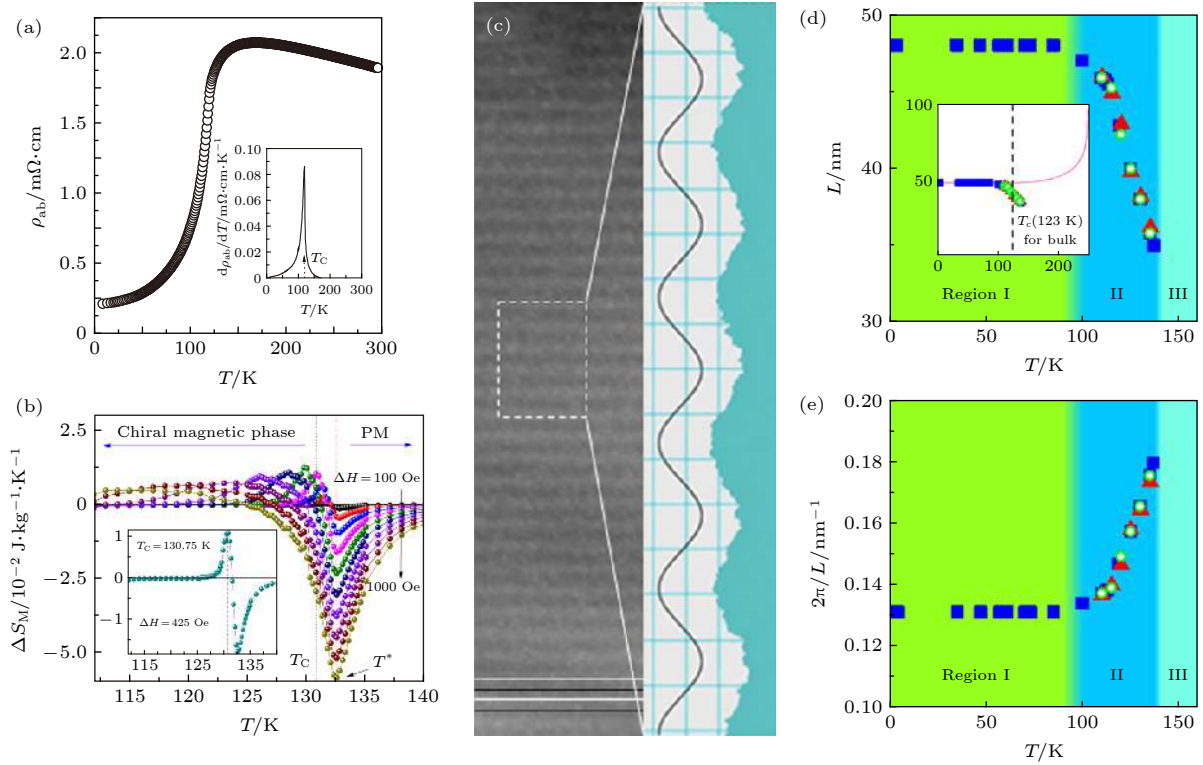


图 4 (a) $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 沿 ab 面电阻率随温度的变化关系, 内插图显示了电阻率关于温度的导数^[33]; (b) $\Delta H = 100\text{--}1000\text{ Oe}$ 时, 熵变随温度的变化关系 ($\Delta S_M(T)$), 居里温度 T_C 与手性有序无序转变温度 T^* 存在温差, 内插图为 T_C 附近的 $\Delta S_M(T)$ 图^[44]; (c) $T = 110\text{ K}$, 无外加磁场时的 CHM 的洛伦兹 TEM 图像, 虚线矩形区域对应的对比度强度线轮廓图中, 垂直网格间距约为 15 nm , 周期约为 46 nm ^[12]; CHM 周期 (d) 和波数 (e) 随温度的变化关系. 蓝色方格表示洛伦兹菲涅耳法和 DPC 法获得的数据, 绿圆形和红三角形分别对应于随温度增加和减小的 SAES 数据, (d) 中的内插图为三维平均场理论数据和实验数据^[45].

Fig. 4. (a) Temperature dependence of resistivity of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$. The inset shows the temperature derivative of resistivity^[33]; (b) ΔS_M - T curves for $\Delta H = 100\text{--}1000\text{ Oe}$, a temperature gap exists between T_C and order-disorder temperature T^* . The inset is the ΔS_M - T curves near the T_C ^[44]; (c) the Lorentz TEM micrographs of CHM in $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ at 0 T and 110 K , with a line profile of the contrast intensity integrated in a dotted square region. Vertical grid spacing corresponds to 15 nm . The period is estimated to be 46 nm ^[12]; temperature dependent period (d) and wave number (e) of CHM are divided into three regions. Blue squares represent the data obtained by the Lorentz Fresnel and DPC methods. Green circle and red triangles represent the SAES data with increasing and decreasing T , respectively. The inset in (d) shows the 3D mean-field theory and the measurement data^[45].

畴区域的形成和逐渐扩大, 洛伦兹 TEM 数据也验证了这一观点^[12]. 如图 5(a)—图 5(c) 所示, 随着磁场的增强, 暗条纹的间距增大, 这说明了部分自旋磁矩开始极化. 相较于图 4(c), 图 5(d) 中的对比度不再以正弦函数变化, 而展现出一种新的周期性变化模式, 这归因于 CSL 相的出现. 由图 5(e) 和图 5(f) 可知, 在接近临界磁场 H_C 时, 手性周期长度的改变量与无外加磁场下手性周期的比值即 $\Delta L(H)/L(0)$ 发生突变, 迅速增大; 而手性周期不断变长, $L(0)/L(H)$ 趋向于 0, 实验结果均与理论计算的结果相符. 此外, 洛伦兹 TEM 图像也可作为判断 CHM 与 CSL 中的手性方向的依据, 其原理是不同手性磁孤子的磁矩偏转电子束会得到不同对比度关系的洛伦兹 TEM 图像. 图 5(g) 显示了当 CSL 中为左手手性时, 所得到的洛伦兹 TEM

图像对比度关系, 因此, 根据图像对比度关系即可判断手性方向.

2013 年, Ghimire 等^[33] 通过磁化强度和电荷输运等测量方式展开了磁孤子数跳变及其相关性质的研究. 低温下的磁化数据曲线存在严重滞后现象, 如图 5(h) 所示, 此现象将在后文进行详细讨论. 低温下面内电阻随磁场的变化趋势如图 5(i) 所示, 与磁化曲线相对应, 同样表现出滞后现象, 并在 1 kOe 附近磁电阻值发生显著变化. 图 5(h) 和图 5(i) 反映了手性磁孤子产生和湮灭的过程, 当所施加的磁场与自旋磁矩方向接近甚至完全一致时, 自旋无序散射减小, 从而减小了电阻率.

μ 介子自旋/弛豫 (muon spin rotation/relaxation, μSR) 是一种对局部磁矩极为敏感的测试工具, 该技术具有对系统扰动小、不需要同位素、探

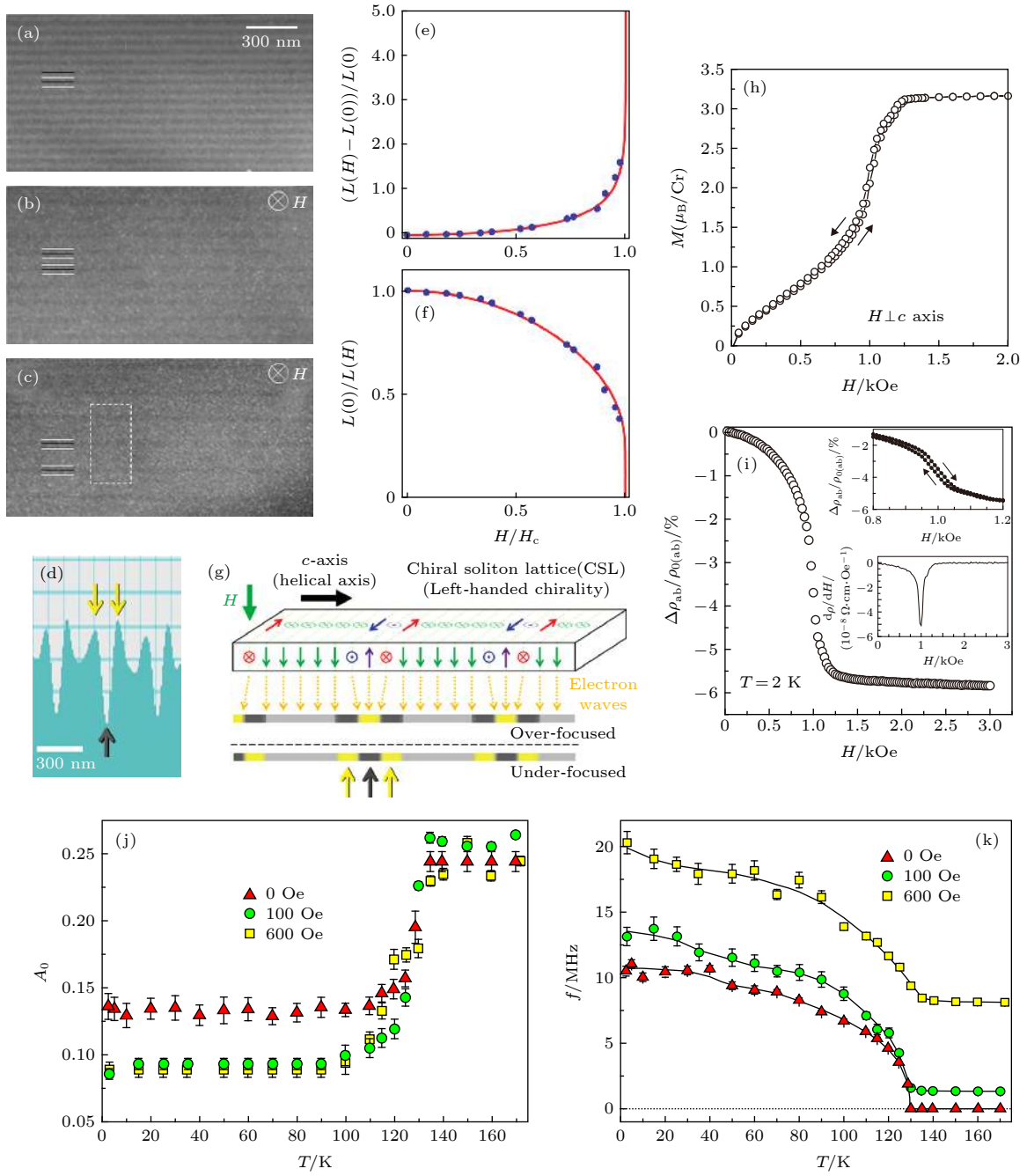


图 5 (a) 无外加磁场时, CHM 的过聚焦洛伦兹 TEM 图像^[12]; (b), (c) $H \perp c$ 时, $H = 0.208$ T (b) 和 $H = 0.224$ T (c) 的 CHM- CSL 过聚焦洛伦兹 TEM 图像^[12]; (d) 是 (c) 中的对比度强度线轮廓图^[12]; (e) $[L(H)-L(0)]/L(0)$ 的实验数据与理论计算结果^[12]; (f) $L(0)/L(H)$ 的实验数据与理论计算结果^[12]; (g) 手性磁结构决定 CSL 洛伦兹 TEM 图像对比度的原理示意图^[12]; (h) $T = 2$ K, $H \perp c$ 时的磁化曲线图^[33]; (i) $T = 2$ K, $H \perp c$ 时的面内磁电阻随磁场的变化关系, 上内插图为磁电阻斜率随磁场的变化关系, 下内插图为电阻率关于磁场的导数^[33]; (j) 总信号幅值 A_0 随温度的变化关系^[34]; (k) 不同磁场强度下 μ 子自旋进动频率 f 随温度的变化关系^[34]

Fig. 5. (a)–(c) The underfocused Lorentz micrographs in 0 T (a), magnetic fields are 0.208 T (b) and 0.224 T (c) which are perpendicular to the c -axis^[12]; (d) line profile of the contrast intensity integrated in the dotted area in (c)^[12]; (e) the measurement data and theoretical calculation results of $[L(H)-L(0)]/L(0)$ ^[12]; (f) experimental results and theoretical calculation results of $L(0)/L(H)$ ^[12]; (g) magnetic chirality determines the characteristic magnetic patterns in Lorentz micrographs of CSL^[12]; (h) M - H curves of vertical magnetic field at 2 K^[33]; (i) magnetoresistance with a vertical magnetic field at 2 K, The upper inset is the variation in the slope of the magnetoresistance, and the lower inset is the derivative of the resistivity with respect to the magnetic field^[33]; (j) temperature dependent total intensity of A_0 ^[34]; (k) temperature dependent the muon spin precession frequency f under different magnetic field^[34].

针完全极化、对电场免疫等优点^[34,50–52], 因此非常有利于研究 CHM-CSL 磁相转变过程. μ SR 通过向材料中注入自旋极化的 μ 介子, 利用自旋进动和弛豫现象, 从而推断出物质与磁性相关的性质. μ SR 光谱图中总信号幅值 A_0 表示磁体的磁体积分数, 它可以有效地反映相变^[34], 如图 5(j) 所示, 当对 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 施加垂直于 c 轴的磁场时, A_0 急剧下降, 这是 CHM 转变到 CSL 的结果. 此外, 如图 5(k) 所示, 自旋进动频率 f 在施加磁场后变大, 且在低温下表现得格外明显, 这一现象反映了自旋结构的改变, 预示着 CHM 向 CSL 转变.

3.3 CSL 内部相变

CSL 是 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 中最受关注的一种磁相, 通过测量 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁化率, 可以将其细分为两种

不同的磁学相^[42], 分别命名为 CSL-1 和 CSL-2. 如图 6(a) 所示, CSL-1 表示铁磁性磁畴范围较小的 CSL 相, 而 CSL-2 则表示铁磁性磁畴范围较大的 CSL 相. 图 6(b)—图 6(d) 为样品的交流磁化率结果, 三阶谐波分量 $M_{3\omega}$ 的异常反映了磁畴的形成^[42]. 与图 6(b) 相比, 图 6(c) 和 6(d) 中的 $M_{3\omega}$ 信号比较强, 这是由于, 当施加较小直流磁场时, 原始的螺旋磁畴和相干螺旋度被 CSL-1 相中逐渐极化的自旋破坏, 导致 $M_{3\omega}$ 信号消失; 当增大磁场时, 被极化的铁磁畴逐渐增多, CSL-2 相占主导, 自旋相干性增强, 信号逐渐出现; 当磁场进一步增大时, 自旋相干性也不断增大, 信号愈强.

2019 年, Yoshizawa 等^[53] 采用了 X 波段电子自旋共振 (X-band electron spin resonance, X-band ESR) 手段对 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 进行了研究. ESR 是一种

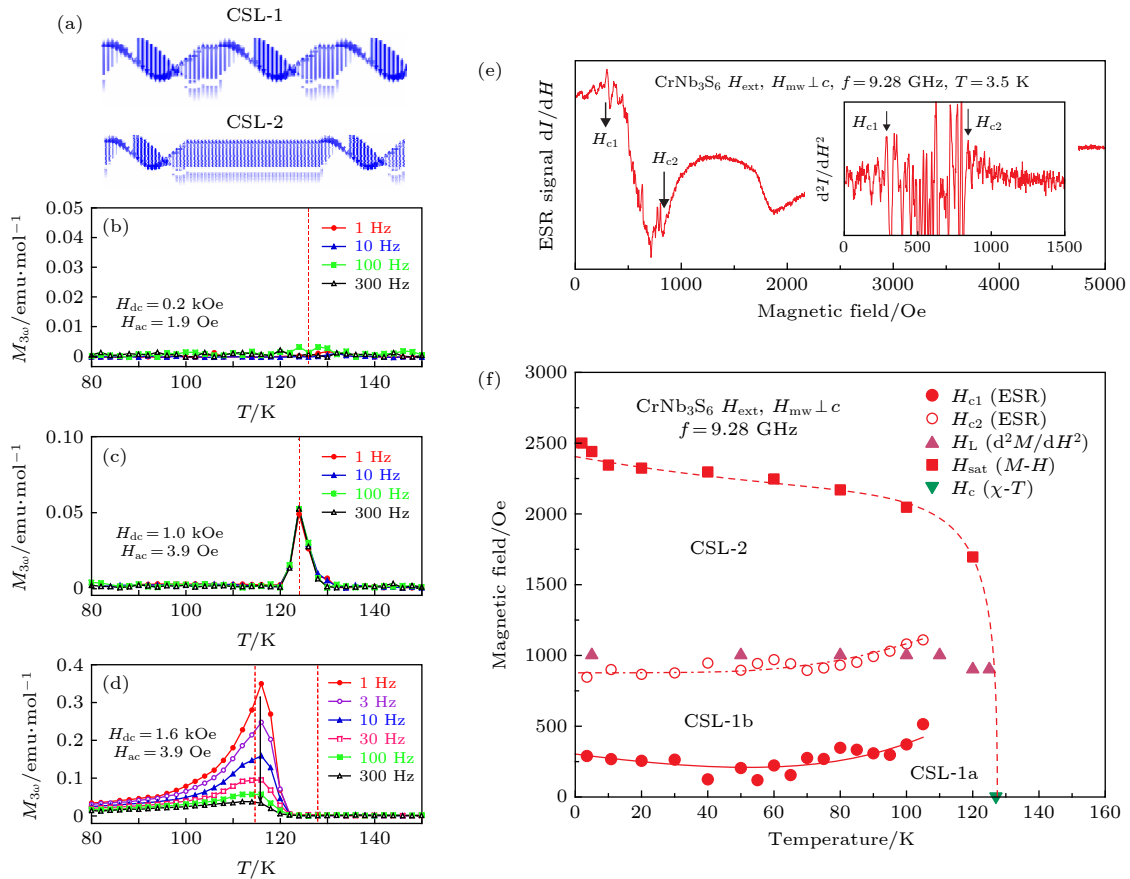


图 6 (a) CSL-1 与 CSL-2 的结构示意图^[42]; (b)—(d) 交流磁响应随温度的变化关系, 在 $H_{ac} = 3.9$ Oe 和 $H_{dc} = 0.2$ kOe (e), $H_{dc} = 1.0$ kOe (f) 和 $H_{dc} = 1.6$ kOe (g) 下的 $M_{3\omega}$, 交流磁场的频率范围为 1—300 Hz^[42]; (e) $T = 3.5$ K, $H \perp c$ 时的 ESR 信号, H_{c1} 和 H_{c2} 分别表示 ESR 尖峰异常信号开始出现和消失时的磁场强度^[53]; (f) $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁场与温度的相图, 实心红圈和空心红圈分别表示 H_{c1} 和 H_{c2} ^[53]

Fig. 6. (a) Schematics of CSL-1 and CSL-2^[42]; (b)–(d) temperature dependence of the AC magnetic response $M_{3\omega}$ under $H_{ac} = 3.9$ Oe and $H_{dc} = 0.2$ kOe (b), $H_{dc} = 1.0$ kOe (c) and $H_{dc} = 1.6$ kOe (d). The frequency of all the AC magnetic field in the range of 1 to 300 Hz^[42]; (e) ESR signal at $T = 3.5$ K for $H \perp c$. The H_{c1} and H_{c2} indicate the appearing and disappearing fields of the anomalous signal^[53]; (f) H - T phase diagram of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$. The red solid and open circles indicate the H_{c1} and H_{c2} , respectively^[53].

类似于核磁共振的光谱技术,可用于探测原子上未配对电子^[54].晶体未配对轨道中的电子受外界磁场作用会依据自旋轨道进行退简并,当其暴露在高频率微波辐射时,轨道的两种自旋态之间会产生共振,并释放出不同的辐射模式.在早期Yoshizawa等^[55]已利用ESR测量了 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 在平行于 c 轴磁场下的铁磁交换作用常数和DM相互作用常数,并确定了手性螺旋结构.近期,他们发现在 T_C 以上的ESR信号可由单一的Dysonian函数解释,而在 T_C 以下却观察到不止一个ESR信号,并伴有异常峰位情况.图6(e)证明了异常的尖峰信号并非由噪声等环境或测量系统因素引起的,图6(f)反映了尖峰消失的位置与CSL-1与CSL-2的分界处位置相一致,并与磁熵曲线和磁化曲线确定的边界保持一致^[42,44].但是对于ESR尖峰信号异常消失的原因仍未找到合理的解释,需要进一步加以探究.

3.4 CSL-FFM 相变

随着磁场的增强,CSL中的螺旋磁结构不断弱化,铁磁畴的范围不断扩大,最终全部转化为FFM相.如图7(a)所示,当 $H \perp c$ 时,CSL相在低磁场下形成,而在较高的磁场作用下,CSL相会被破坏^[15],并发生CSL-FFM的突变.图7(b)展示了在不同温度下,面内电阻率随磁场的变化关系.当 $T > 120\text{ K}$ 时,电阻率随磁场强度变化不大;当 $T < 120\text{ K}$ 时,其行为与 2 K 下的变化规律类似(如图5(i)所示),在 1 kOe (临界磁场)附近电阻出现跳变;当 $T = 120\text{ K}$ 时,电阻未出现跳变行为,并且随着磁场的增加,电阻持续减少,在可测量的范围均未出现电阻饱和迹象.这种在 T_C 附近异常行为的原因尚不清楚,目前仍缺乏对该复杂行为的深入研究^[33].结合图7(a)与图7(b),可以看出CSL-FFM转变处的临界磁场存在差异,其原因很可能是由于 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 样品质量会大大影响其临界磁场的具体数值大小^[43,56].此外,根据前文图5(h)中显示的磁滞现象推断,在CSL-FFM的过程中,实际上并非所有的磁孤子都最终消失或被“赶出”晶体,而是可以被保存为自由磁孤子气或者仍旧留在晶体缺陷中的某一处^[33].因此,在由磁场导致的磁相转变过程中,可能会出现磁滞现象.当磁场减小时,剩余的磁孤子有可能回到晶体中,并再次加入磁孤子晶格.另外,除了面内电阻,

Togawa等^[57]对低温下的层间电阻也进行了测量.如图7(c)所示,在所研究的温度范围内未观察到磁滞现象,但CSL-FFM转变点(黑色箭头表示) H_C 会随温度的升高而降低.

近期,Paterson等^[43]发现 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 系统在CSL-FFM的相互转换过程中,在样品的某些区域会出现一些磁结构位错(magnetic lattice dislocation),如图7(d)和图7(e)所示.虽然这些位错是亚稳定的,但它们的存在会极大地影响 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁学性质.比如,一个磁结构位错会促使周围几十到上百纳米范围内的磁结构发生相应的畸变;磁结构位错的产生和移动也会促进CSL-FFM相互转变,而转换方向取决于外加磁场的扫描方向.这些观点可结合铁磁共振(ferromagnetic resonance, FMR)和洛伦兹TEM加以论证.FMR是一种用于探测铁磁材料磁化的谱学技术,可用于自旋波和自旋动力方面的研究^[58,59].如图7(f)和图7(g)所示为 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 样品的FMR谱图,随着磁场的减小,在由FFM相过渡到CSL相的过程中,局部区域的磁结构位错成为了有效的中间过渡态.如图7(f)所示,在较低磁场处具有不对称的CSL相位共振,谐振分支的数量因相转变的出现而显著变化.而位错可由磁场驱动,如图7(h)—图7(j)所示.当磁场减小时,位错沿着黑色箭头向上移动,扩大了CSL相区域.通过控制位错的空间位置和动态行为来改变CSL相的区域范围,这启示可以通过改变磁场来调控材料对微波的吸收频率,并利用该原理去设计一些基于 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁场调制的微波衰减器.

3.5 倾斜磁场下的变化

当对样品施加不同角度的磁场时(定义磁场与 c 轴夹角为 θ_H ,如图8(a)所示), $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的自旋织构首先演变成TCSL(tilted chiral soliton lattice)相.随着磁场的增大,当达到临界磁场时,材料完成自旋磁矩的极化过程,最终实现向FFM相的转变^[60].其中,任意角度临界磁场 $H_p^{\theta_H}$ 与垂直于 ab 面的临界磁场 H_p^{ab} 存在如下关系, $H_p^{\theta_H} \approx H_p^{ab} / \sin \theta_H$.由于到达临界磁场后,磁化强度与磁阻的数值仍在持续增加,因此推断极化的自旋磁矩方向并不是平行于磁场方向,而是倾向于平行 ab 面.随着磁场的进一步增加,塞曼能逐渐占据主导,所有自旋磁矩最终都朝向磁场方向排列.通

过磁电阻数据可知, θ_H 的值与磁电阻曲线的变化幅度和减小趋势相关。当 $\theta_H = 90^\circ$ 时, 由于自旋散射的减少, 磁电阻在到达临界磁场之前急剧下降;

当 $\theta_H = 0^\circ$ 时, 磁电阻下降速率缓慢, 但是整体下降幅度较大, 大约是 $\theta_H = 90^\circ$ 时的 3 倍; 当 $\theta_H = 8^\circ$ 和 $\theta_H = 12^\circ$ 时, 图 8(a) 中磁电阻曲线中出现了额外

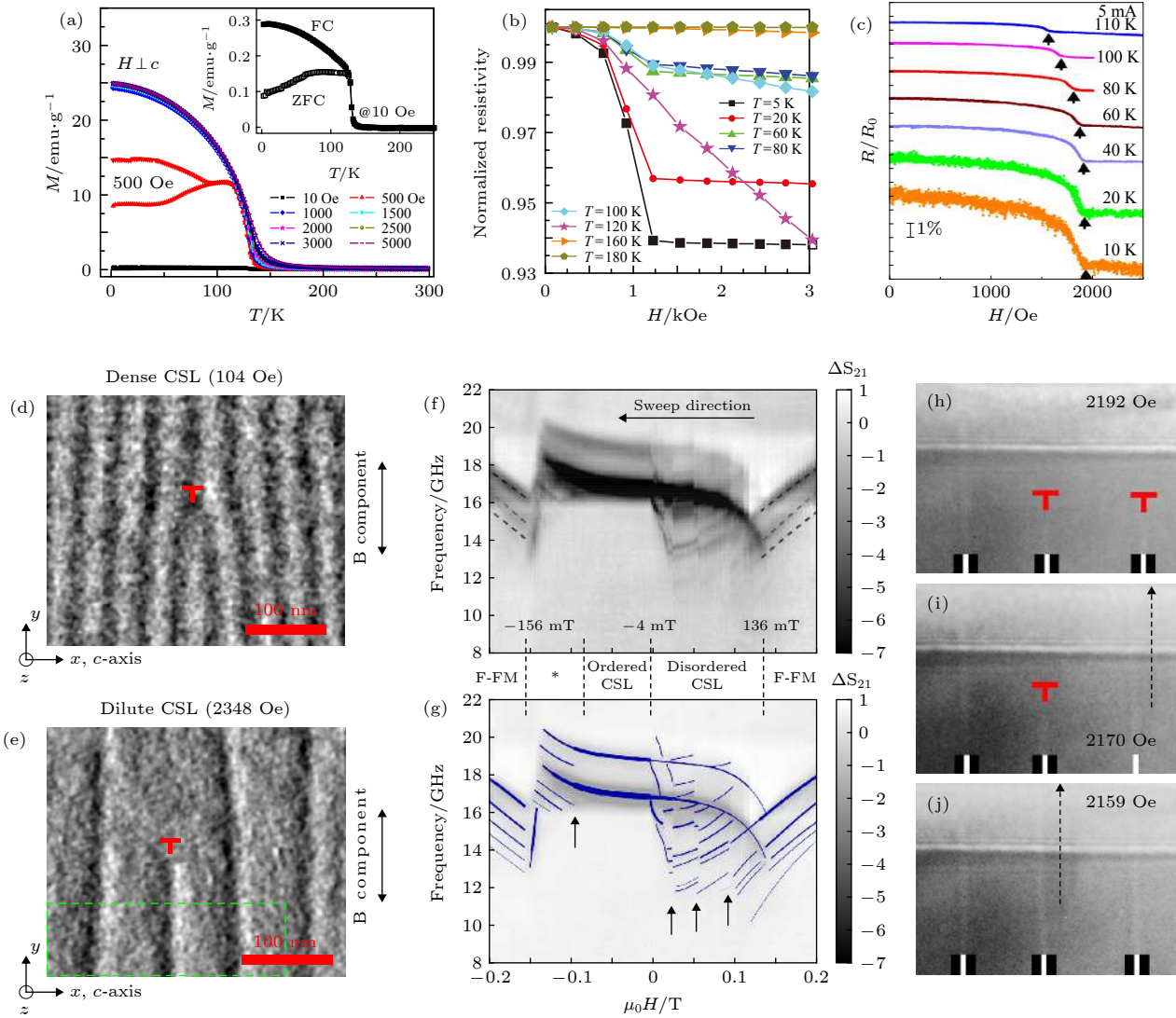


图 7 (a) $H \perp c$ 时, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 在不同磁场强度下对应的 $M(T)$ 图, 内插图显示了 10 Oe 对应的零场冷 (zero-field-cooling, ZFC) 和场冷 (field-cooling, FC) 曲线 [15]; (b) $H \perp c$ 时, 不同温度下的归一化面内电阻率随磁场的变化关系 [33]; (c) $T = 10\text{--}110\text{ K}$ 时, 电流 $I = 5\text{ mA}$ 的归一化层间磁电阻随磁场的变化关系 [57]; (d), (e) $T = 102\text{ K}$ 且 $H \perp c$ 时, 磁结构位错 (红色“ $\perp$ ”符号旋转) 的 DPC-STEM 图像, 磁场大小分别为 104 Oe (d) 与 2348 Oe (e) [43]; (f) $T = 50\text{ K}$, 在 $50\text{ }\mu\text{m}$ 长的手性轴上以 1 mT 的步长所测量样品的铁磁共振谱图 [43]; (g) 是 (f) 的简化图, 用“*”标记的区域具有混合特性 [43]; (h)–(j) 在薄片样品中垂直运动的孤子的洛伦兹 TEM 图像, 显示了在 FFM 到 CSL 相变过程中, 随着施加磁场的减小, 孤子位错 (旋转的红色“ $\perp$ ”符号) 进行的单向引导运动 [43]

Fig. 7. (a) M - T curves under different fields for $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ with $H \perp c$, the inset shows the zero-field-cooling (ZFC) and field-cooling (FC) curves under 10 Oe with $H \perp c$; (b) the relationship between normalized resistivity and magnetic field with $H \perp c$ at various temperatures [33]; (c) the normalized interlayer magnetoresistance (MR) curves which is applied 5 mA in a temperature range from 10 to 110 K [57]; (d)–(e) DPC-STEM images of dislocations (rotated red “ $\perp$ ” symbols) at low (left column, 104 Oe) and high (right column, 2348 Oe) fields at 102 K in presence of a magnetic field perpendicular to c axis [43]; (f) ferromagnetic resonance measurements on a sample with a $50\text{-}\mu\text{m}$ -long chiral axis at 50 K in the range of $+0.2$ to -0.2 T with 1 mT steps, showing the effect of magnetic properties with magnetic phase transitions [43]; (g) a simplified sketch of (f), the field region has mixed characteristics which marked as “*” [43]; (h)–(j) the Lorentz Fresnel images of solitons running vertically in a flake sample, showing the unidirectional guided movement of soliton dislocations (rotated red “ $\perp$ ” symbols) as the applied (h)–(j) magnetic field decreases during the FFM to CSL phase transition [43].

的结点, 此结点仅在磁场方向与 c 轴夹角较小时出现, 这是 CSL-FFM 转变过程出现多种相态过渡的结果。

霍尔效应也是表征 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 电学和磁学性质的有效手段之一. $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 在 T_C 以下的霍尔效应分为正常霍尔效应 (ordinary Hall effect, OHE) 和反常霍尔效应 (anomalous Hall effect, AHE) 两个部分 (如图 8(b) 和图 8(c) 所示). OHE 指的是在半导体中电流垂直于外加磁场时载

流子发生偏转, 从而在半导体两端产生电势差^[61]; AHE 则出现在一些具有破坏反演对称性的磁性材料中, 它不需要施加磁场也可以产生, 其直接取决于材料的磁化强度^[62]. 霍尔电阻率计算公式如下所示^[60]:

$$\rho_{xy} = R_H H + R_S M, \quad (3)$$

其中 R_H 表示正常霍尔系数; R_S 表示反常霍尔系数; H 表示磁场强度; M 表示磁化强度。

图 8(d) 显示了当 $H \parallel c$ 时, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 霍尔电

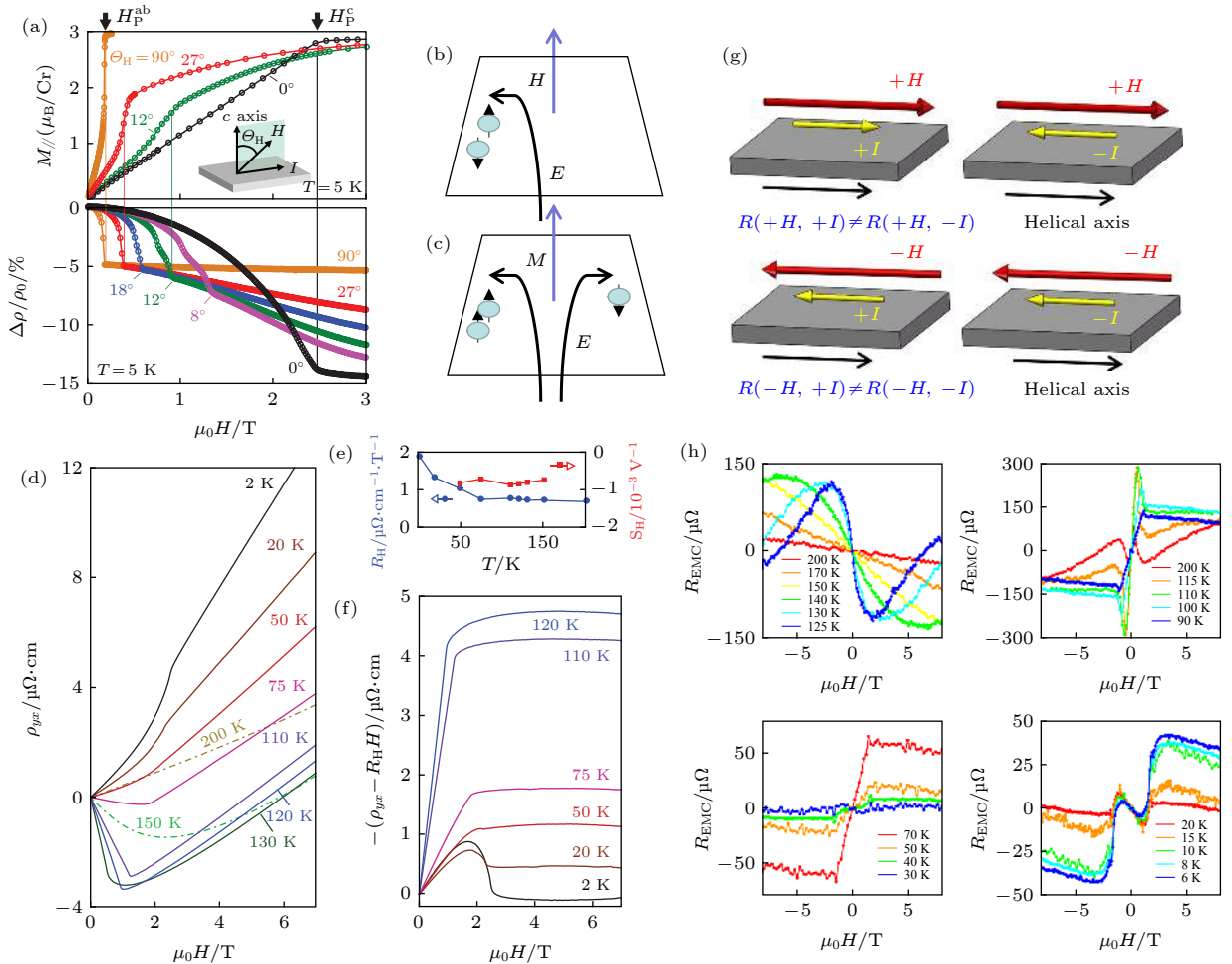


图 8 (a) 上图为 $T = 5 \text{ K}$ 时, 不同角度下平行于磁场的磁化强度分量 $M_{\parallel}$ 与磁场强度 H 关系, 内插图为器件测试结构, 下图表示相应磁场下测得的面内磁电阻, 垂直线表示不同角度磁场下的极化磁场 $H_{\text{P}}^{\theta_{\text{H}}}$ ^[60]; (b) 霍尔效应示意图; (c) 反常霍尔效应示意图; (d) $H \parallel c$ 时, 不同温度下霍尔电阻率 ρ_{xy} 随磁场的变化关系^[60]; (e) 由 ρ_{xy} 决定的正常霍尔系数 (R_H) 和反常霍尔系数 (S_H) 随温度的变化关系^[60]; (f) $T = 2 - 120 \text{ K}$ 时, 去除正常霍尔效应贡献的电阻率随磁场的变化关系^[60]; (g) 电磁手性效应 (EMC) 原理图; (h) 在不同温度下 R_{EMC} 随磁场的变化关系^[63]

Fig. 8. (a) The upper diagram shows the magnetization component ($M_{\parallel}$) parallel to magnetic fields as a function of H with different angles at 5 K . The inset is the measuring configuration. The lower diagram shows the in-plane magnetoresistance measured under corresponding magnetic fields. Vertical lines indicate the polarization field $H_{\text{P}}^{\theta_{\text{H}}}$ with different direction^[60]; (b)–(c) scheme of Hall effect (b), anomalous Hall effect (c); (d) the relationship between magnetic field and ρ_{xy} at various temperature with $H \parallel c$ ^[60]; (e) the relationship between ordinary Hall coefficient (R_H), anomalous Hall coefficient (S_H) and temperature, which are determined from ρ_{xy} ^[60]; (f) the relationship between magnetic field and ρ_{xy} besides ordinary Hall effect measured at temperature in the range of 2 to 120 K ^[60]; (g) scheme of the electrical magnetochiral (EMC) effect; (h) magnetic field dependent R_{EMC} measured under a large range of temperature^[63].

阻率 ρ_{xy} 在不同温度所反映的磁场依赖性. 当 $T \geq 50$ K 时, R_S 满足公式: $R_S = S_H \rho^2(T, H)$; 而 $T < 50$ K 时, R_S 值不再满足该公式规律 (如图 8(e) 所示), 说明反常霍尔效应在 50 K 以上和以下范围内具有不同的物理机制. 当 $T < 50$ K 时, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的霍尔效应在低磁场范围内 (尤其小于临界磁场 H_C) 出现了特殊的磁场依赖关系 (如图 8(f) 所示), 其具体因素目前尚不清楚, 可能与存在其他未知的自旋结构相关, 仍需进一步探究^[60].

此外, Aoki 等^[63] 在 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 中, 系统地研究了导电电子的非互易性传输. 经研究发现, 由电迁移引起的定向二色性现象会发生在 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 样品中, 并在较大的磁场和温度范围内皆有体现. 这种电迁移现象称为电磁手性 (electrical magnetochiral, EMC) 效应, 反映了传导电子传输的非互易性^[64–67], 其示意图如图 8(g) 所示, 表达式为

$$R(H, I) = R_0(1 + \gamma \mu_0 H \cdot I), \quad (4)$$

(4) 式右侧的第二项对应于 EMC 下的电阻 R_{EMC} , 其大小与方向取决于外部磁场强度 H 和电流 I ; μ_0 表示真空磁导率; γ 表示 R_{EMC} 系数, 其正负值与材料结构手性相关^[63].

手性磁结构可引起 EMC 响应的剧烈变化, 当处于 CCP 相时, EMC 信号会明显增加. 对样品施加一个频率在 13 Hz 的交流电流, 会产生一个非线性的 EMC 电压, 不同温度和磁场可得到不同的二次谐波电阻 $R^{2\omega}$, 以此通过 (5) 式计算 R_{EMC} :

$$R_{\text{EMC}} = [R^{2\omega}(H, I) - R^{2\omega}(-H, I)]/2. \quad (5)$$

图 8(h) 展现了 R_{EMC} 与温度和磁场的依赖关系, R_{EMC} 信号在 PM 和 FFM 相位之间发生了突变. 在 200 K 附近, R_{EMC} 与 H 呈线性关系变化, 这与手性非磁性材料的 R_{EMC} 行为一致; 随着温度的降低, R_{EMC} 信号开始增强, 当接近 T_C 时, 曲线变成非线性且出现震荡; 当 $T < T_C$ 时, 特征峰强度随温度降低而降低, 峰位最终在 20 K 以下时趋于恒定.

4 拓扑相变换

手性磁孤子结构给了人们观察和研究拓扑磁结构的机会, 成为研究者们近年来热切关注的研究课题之一^[40,41,68,69]. 相比于磁性斯格明子, 一维磁孤子具有特殊的单轴螺旋磁结构, 因此可以通过改

变沿螺旋轴方向的晶界方向或改变材料厚度来有效调控磁孤子数目. 将从晶界限制和厚度调控两个方向讨论一维手性磁孤子的拓扑相变换^[14,41,69].

4.1 晶界限制

2015 年, Togawa 等^[69] 利用磁输运测量和洛伦兹 TEM 表征手段, 证明了可通过晶界效应来限制磁孤子的区域范围来调控磁孤子数目. 当样品沿 c 轴方向的尺寸减小到 10 μm 左右量级时, 磁孤子的离散化效应会更容易显现出来. 图 9(a) 中所显示的 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 样品尺寸约为 10 $\mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$, 图 9(b) 和图 9(c) 显示了该样品在低温下电阻随磁场的变化关系, 曲线中出现的磁滞现象很可能是具有不同数目的磁孤子拓扑相变换所产生的能量差引起的. 从图中可以看到台阶式的信号, 并且正向和反向磁场对应的平台高度几乎完全相同, 充分显示了磁孤子的拓扑性质. Togawa 等^[69] 在含有右手性螺旋磁性的晶粒样品观察磁孤子的限制和分离. 如图 9(d)—图 9(f) 所示, 对右手手性的磁孤子边界加以限制, 改变磁场大小可引起该限制区域的磁孤子数目的改变, 单个磁孤子在边缘处逃逸或者注入. 磁孤子周期及磁孤子密度与磁场关系如图 9(g)—图 9(i) 所示, 图中明显的台阶特征与逐步跳跃, 证实了磁孤子是受限的. 晶界限制效应离散了磁孤子密度, 使分离的磁孤子清晰可见而可被计数, 而此离散化特性在数据存储器件具有一定的应用潜力.

4.2 厚度调控

为了精确地控制磁孤子的数目, Wang 等^[14] 将 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 晶体厚度大幅度减小, 所研究的介观样品横向尺寸均大于磁畴尺寸 (1 μm), 从而排除了晶界的干扰. 通过机械剥离法获得厚度范围在 20—300 nm 的 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 超薄晶体, 其光学图片如图 10(a) 所示. 如图 10(b) 所示的不同厚度晶体的磁电阻曲线, 除磁滞现象和台阶跳跃现象外, 其跳跃次数正好与晶体在无外加磁场下所具有的磁孤子数目相等, 即晶体厚度 t 与无外加磁场下螺旋周期 L_0 (48 nm) 的比值取整. 而在 $t < 48$ nm 的晶体中不存在任何跳跃或磁滞现象, 这是由于这样的晶体厚度已经不足以容纳一个完整的磁孤子, 即磁孤子在单位周期厚度以下会完全消灭. 上述实验现象均可用已知的理论模型来解释, 其方式是将

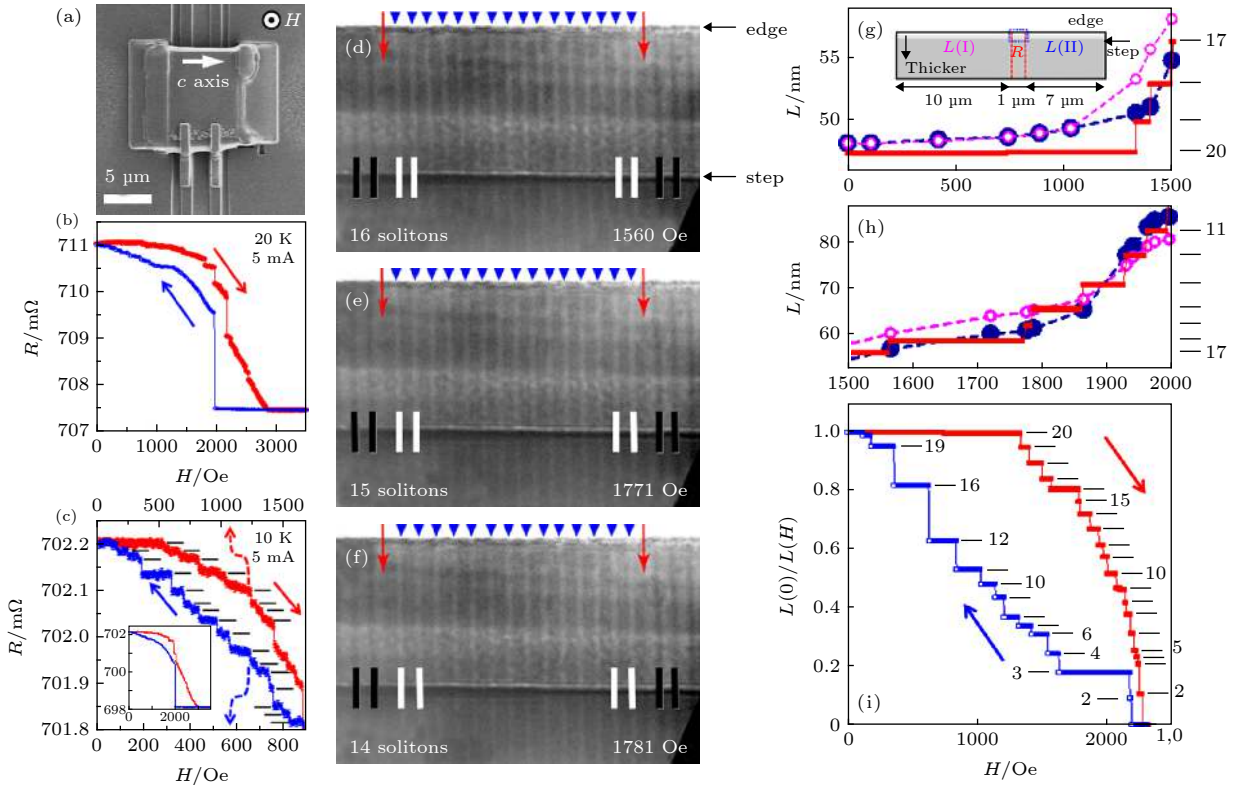


图 9 (a) $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 晶体所制成器件的扫描离子显微照片^[69]; $T = 20\text{ K}$ (b) 和 $T = 10\text{ K}$ (c) 时的磁电阻随磁场的变化关系, 内插图 (c) 中高磁场区域磁电阻随磁场的变化关系^[69]; (d)–(f) $T = 100\text{ K}$, CSL 的洛伦兹 TEM 图像, 分别处在 1560 Oe (d), 1771 Oe (e) 和 1781 Oe (f) 的磁场下, 红色箭头表示手性边界, 蓝色箭头表示右手手性磁孤子^[69]; (g), (h) 手性磁孤子结构的周期长度随磁场的变化关系, 内插图 (g) 为样品尺寸示意图^[69]; (i) 手性磁孤子数目随磁场变化关系, 初始局域磁孤子数目为 20 ^[69]

Fig. 9. (a) Scanning ion micrograph of the device based on $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ crystals, the size of the flake is $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m}$ ^[69]; (b), (c) the MR curves at 20 K (b) and 10 K (c), the inset is the MR curves under a higher magnetic field in (c)^[69]; (d)–(f) Lorentz Fresnel images of CSL taken under the underfocused condition around the crystal grain of right-handed chirality at 1560 Oe (d), 1771 Oe (e) and 1781 Oe (f) at 100 K . Red arrows represent chiral boundary and blue arrows represent right-handed chiral boundary^[69]; (g), (h) the relationship between soliton period and magnetic field. The inset shows the sample dimensions^[69]; (i) it shows the corresponding soliton density, The initial number of confined solitons is 20 ^[69].

$\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 简化成准一维自旋链, 通过局部磁化系统能量最小化来确定自旋构型. 图 10(c)—图 10(e) 反映了厚度分别为 $1.5L_0$, $2.5L_0$ 和 $5.5L_0$ 下的最低能量自旋构型. 图 10(f)—图 10(h) 则显示了当施加垂直于 c 轴磁场且 $t = 2.5L_0$ 时对应的理论计算结果, 由此可知磁场增强会促使自旋趋向于平行磁场方向, 磁孤子数目单调减少, 与实验现象一致. 因此, 对 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 晶体厚度的调控为控制磁孤子数目提供了有效方式, 并可通过电输运测量手段判断磁孤子数目. 基于该原理, 我们可以将磁孤子用于设计量子磁存储器件.

5 总结和展望

自 20 世纪中期以来, 在电子技术革命的推动下, 信息技术得到了迅猛发展. 但随着传统工艺的

技术到达瓶颈, 当今集成电路的集成度和工作效率逐渐无法满足摩尔定律的要求, 电子产业进入了所谓“后摩尔时代”. 拓扑材料的兴起, 例如受拓扑保护的能带结构、准粒子、磁结构等的相继发现, 为人们提供了新的思路, 开辟了新的研究方向^[7,10,70]. 拓扑材料普遍具有稳定、自旋保护、对缺陷不敏感等特点, 是实现高稳定、高效率、低功耗的自旋电子器件的理想选择. 层状手性磁性材料 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, 由于海森伯相互作用、DM 相互作用、磁晶各向异性和塞曼能等磁相互作用共同影响, 形成了诸如 CHM, CCP, CSL, TCSL 和 FFM 等复杂磁相. 通过洛伦兹 TEM 直接观察了材料的磁相及相变过程; 借助 μSR 间接观察了 CHM-CSL 磁相转变; 利用 ESR 或 FMR 观察了 FFM 相过渡到 CSL 相的精细过程. 多种表征手段的结合成功地揭示了 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 复杂的磁学结构, 以及拓扑磁孤子特殊

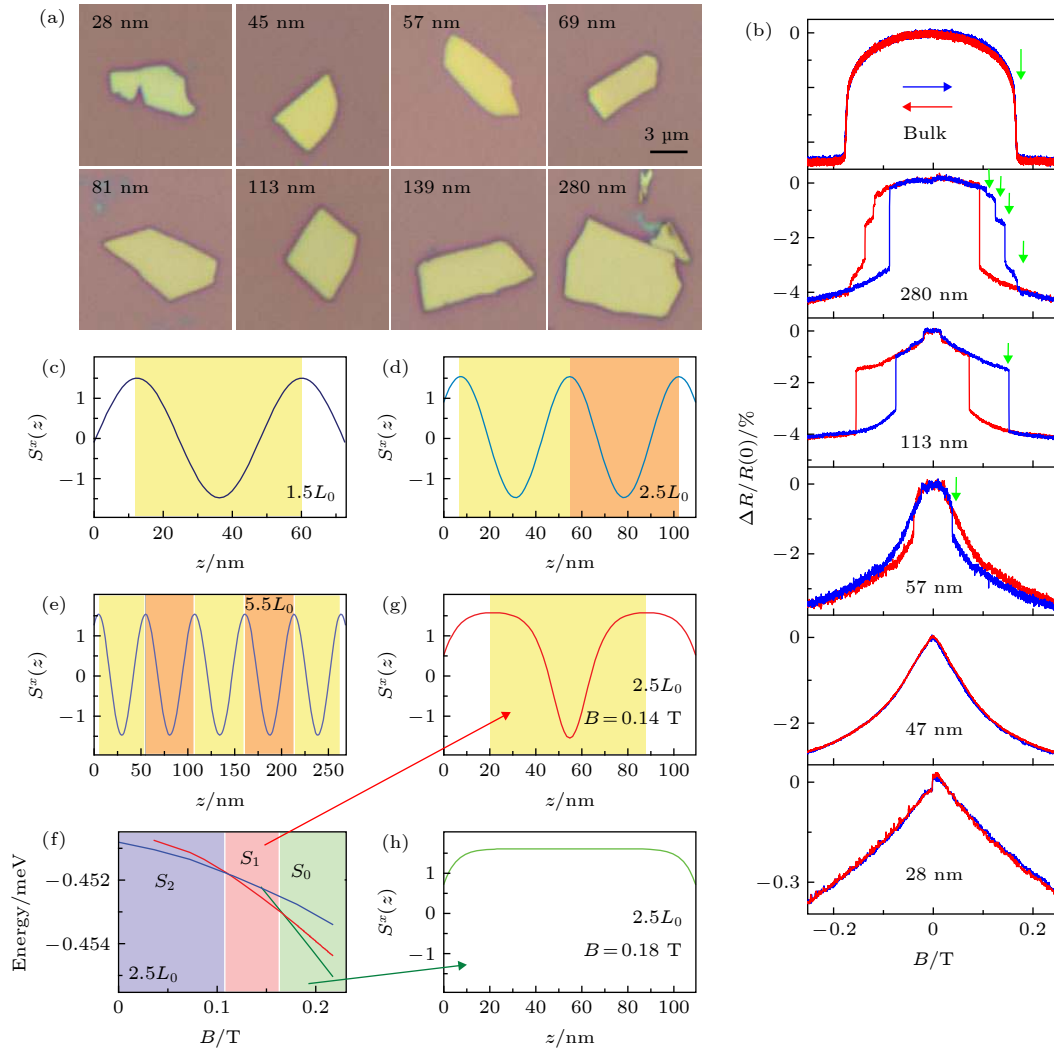


图 10 (a) 不同厚度 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 晶体的光学显微照片^[14]; (b) $T = 250$ mK 时, 不同厚度 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 晶体的磁电阻随磁场的变化关系^[14]; (c)–(e) 无外加磁场下的 Cr 原子的自旋 x 分量 (S_x) 随样品厚度的变化关系, 通过理论计算厚度分别为 $1.5L_0$ (c), $2.5L_0$ (d), $5.5L_0$ (e) 时的情况, 其中 $L_0 = 48$ nm 为无外加磁场下磁孤子周期长度^[14]; (f) $t = 2.5L_0$ 时, 不同磁场下最低能量分布关系^[14]; (g), (h) 反映了不同磁场下对应出现的单个磁孤子 (g) 和无磁孤子 (h) 最低能量构型^[14].

Fig. 10. (a) Optical microscope images of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ crystals with various thickness^[14]; (b) the magnetoresistance of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ with different thicknesses measured at 250 mK^[14]; (c)–(e) the relationship between the x component of spins on the Cr atoms (S_x) and the thickness at zero magnetic field. Calculating results using the model to with $t = 1.5L_0$ (c), $2.5L_0$ (d), and $5.5L_0$ (e) ($L_0 = 48$ nm)^[14]; (f) the lowest energy distribution under different magnetic fields when $t = 2.5L_0$ ^[14]; (g) and (h) show the corresponding lowest energy configurations for single and zero soliton states, respectively^[14].

的物理性质. 一维磁孤子作为一类特殊的磁结构, 可通过磁输运、晶界限制和晶体厚度的方式进行调控. 希望我们的工作可以促使研究者们了解和发掘磁孤子广阔的应用潜力. 例如, 利用磁孤子受拓扑保护的优点, 可将不同数量的磁孤子进行编码, 以此设计多级存储器; 利用其准粒子的特性, 将其应用到更多精准的量子信息传输和磁性存储器件中; 而基于拓扑磁材料的自旋电子器件将为未来信息存储领域提供了新思路和新平台^[71–73].

针对 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 研究的意义不应局限于其自

身, 通过对它的了解和熟知可拓展到更丰富的材料种类. 近年来, 类似于 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的新型材料不断地被提出和发现. 例如, 受 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的研究启发, Karna 等^[74] 通过 X 射线与中子衍射、磁化强度、比热、磁电阻和霍尔效应测量, 对 $\text{Mn}_{1/3}\text{NbS}_2$ 单晶的结构、磁性、热力学和电学输运特性对 $\text{Mn}_{1/3}\text{NbS}_2$ 进行了系统的研究, 证实了 $\text{Mn}_{1/3}\text{NbS}_2$ 同样具有手性螺旋磁和拓扑性磁孤子结构, 并且发现了 $\text{Mn}_{1/3}\text{NbS}_2$ 还具有众多有别于 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的新奇物理特性. 此外, 具有类似晶体结构的一系列化合

物, $M_{1/3}\text{TaS}_2$ ($M = \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}$), $M_{1/3}\text{NbS}_2$ ($M = \text{V}, \text{Ti}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}$) 和 $M_{1/3}\text{TaSe}_2$ ($M = \text{Cr}, \text{V}$), $\text{Mn}_{1/4}\text{TaS}_2$, $\text{Fe}_{1/4}\text{NbSe}_2$ ^[75–80] 也很值得人们继续深入研究. 上述材料由于自旋轨道和磁性强弱的不同, 或许会出现与 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 不同的物理性质, 从而丰富拓扑磁材料的功能性. 但至今这方面的研究还很缺乏, 期待将来会涌现更多相关工作.

同时, 以石墨烯为代表的二维材料也彰显了丰富的物理性质, 吸引着研究者们去探索以维度和厚度为变量的物理变化规律. 二维材料因对称性破缺和量子限域效应, 出现了许多与三维母体材料截然不同的物理性质^[81–84]. 而且, 由于其特殊的层状结构, 可以将数种二维材料以“搭积木”的方式构建出丰富多样的超薄型器件, 提高电子器件的集成密度. 因此, 寄希望于将手性磁和拓扑磁结构也引入至二维材料家族. 除此之外, 将现有的层状拓扑磁材料与其它二维材料结合也是一种可行的研究思路. 比如, 利用二维异质结中近邻电子的相互作用, 磁孤子可隧穿到过渡金属硫族化合物 (transition metal dichalcogenides, TMDs) 中, 并结合 TMDs 优异的光学性质和开关特性, 来调控磁孤子的运动行为, 进而设计出新型自旋电子存储器件; 或使其与石墨烯等其它拓扑材料相结合, 获得更加丰富的拓扑量子态; 或实现室温下对拓扑态的低能耗调控. 总之, 通过对类 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 材料的扩展研究, 可以加深对拓扑磁和手性磁的物理特性了解, 从而实现多种量子态掌控, 这对未来实现量子计算有着重要意义.

参考文献

- [1] Zhang X C, Zhou Y, Song K M, Park T E, Xia J, Ezawa M, Liu X X, Zhao W S, Zhao G P, Woo S 2020 *J. Phys. Condens. Matter* **32** 143001
- [2] Skyrme T H R 1962 *Nucl. Phys.* **31** 556
- [3] Bogdanov A, Hubert A 1994 *J. Magn. Magn. Mater.* **138** 255
- [4] Bogdanov A, Hubert A 1994 *Phys. Status Solidi B* **186** 527
- [5] Sondhi S L, Karlhede A, Kivelson S A, Rezayi E H 1993 *Phys. Rev. B* **47** 16419
- [6] Yang K, Moon K, Zheng L, MacDonald A H, Girvin S M, Yoshioka D, Zhang S C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 732
- [7] Rössler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C 2006 *Nature* **442** 797
- [8] Neubauer A, Pfleiderer C, Binz B, Rosch A, Ritz R, Niklowitz P G, Boni P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602
- [9] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Münzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Boni P, Duine R A, Everschor K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648
- [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] Braun H B 2012 *Adv. Phys.* **61** 1
- [12] Togawa Y, Koyama T, Takayanagi K, Mori S, Kousaka Y, Akimitsu J, Nishihara S, Inoue K, Ovchinnikov A S, Kishine J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 107202
- [13] Togawa Y, Kousaka Y, Inoue K, Kishine J 2016 *J. Phys. Soc. Jpn.* **85** 112001
- [14] Wang L, Chepiga N, Ki D K, Li L, Li F, Zhu W, Kato Y, Ovchinnikova O S, Mila F, Martin I, Mandrus D, Morpurgo A F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 257203
- [15] Han H, Zhang L, Sapkota D, Hao N N, Ling L S, Du H F, Pi L, Zhang C J, Mandrus D G, Zhang Y H 2017 *Phys. Rev. B* **96** 094439
- [16] Miyadai T, Kikuchi K, Kondo H, Sakka S, Arai M, Ishikawa Y 1983 *J. Phys. Soc. Jpn.* **52** 1394
- [17] Volkova L M, Marinin D V 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 133901
- [18] Dyadkin V, Mushenok F, Bosak A, Menzel D, Grigoriev S, Pattison P, Chernyshov D 2015 *Phys. Rev. B* **91** 184205
- [19] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [20] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
- [21] Shinozaki M, Hoshino S, Masaki Y, Kishine J, Kato Y 2016 *J. Phys. Soc. Jpn.* **85** 074710
- [22] Kousaka Y, Nakao Y, Kishine J, Akita M, Inoue K, Akimitsu J 2009 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **600** 250
- [23] Kishine J, Bostrem I G, Ovchinnikov A S, Sinitsyn V E 2012 *Phys. Rev. B* **86** 214426
- [24] Heisenberg W 1926 *Z. Phys.* **38** 411
- [25] Gong C, Zhang X 2019 *Science* **363** eaav4450
- [26] Dirac P A M 1926 *Proc. R. Soc. A* **112** 661
- [27] Soumyanarayanan A, Reyren N, Fert A, Panagopoulos C 2016 *Nature* **539** 509
- [28] Wiesendanger R 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16044
- [29] Kishine J, Inoue K, Kikuchi K 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **310** 1386
- [30] Aczel A A, DeBeer-Schmitt L M, Williams T J, McGuire M A, Ghimire N J, Li L, Mandrus D 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 032404
- [31] Bruno P 1989 *Phys. Rev. B* **39** 865
- [32] Bruno P 1991 *MRS Online Proc. Libr.* **231** 299
- [33] Ghimire N J, McGuire M A, Parker D S, Sipos B, Tang S, Yan J Q, Sales B C, Mandrus D 2013 *Phys. Rev. B* **87** 104403
- [34] Braam D, Gomez C, Tezok S, de Mello E V L, Li L, Mandrus D, Kee H Y, Sonier J E 2015 *Phys. Rev. B* **91** 144407
- [35] Camley R E, Tilley D R 1988 *Phys. Rev. B* **37** 3413
- [36] Kubetzka A, Pietzsch O, Bode M, Wiesendanger R 2003 *Phys. Rev. B* **67** 020401(R)
- [37] Tanaka M, Saitoh E, Miyajima H, Yamaoka T, Iye Y 2006 *Phys. Rev. B* **73** 052411
- [38] Yonemura J, Shimamoto Y, Kida T, Yoshizawa D, Kousaka Y, Nishihara S, Goncalves F J T, Akimitsu J, Inoue K, Hagiwara M, Togawa Y 2017 *Phys. Rev. B* **96** 184423
- [39] Masaki Y, Stamps R L 2017 *Phys. Rev. B* **95** 024418
- [40] Tsuruta K, Mito M, Kousaka Y, Akimitsu J, Kishine J, Togawa Y, Inoue K 2016 *J. Appl. Phys.* **120** 143901
- [41] Tsuruta K, Mito M, Kousaka Y, Akimitsu J, Kishine J, Togawa Y, Ohsumi H, Inoue K 2016 *J. Phys. Soc. Jpn.* **85** 013707
- [42] Tsuruta K, Mito M, Deguchi H, Kishine J, Kousaka Y, Akimitsu J, Inoue K 2016 *Phys. Rev. B* **93** 104402
- [43] Paterson G W, Koyama T, Shinozaki M, Masaki Y, Goncalves F J T, Shimamoto Y, Sogo T, Nord M, Kousaka

- Y, Kato Y, McVitie S, Togawa Y 2019 *Phys. Rev. B* **99** 224429
- [44] Clements E M, Das R, Li L, Lampen-Kelley P J, Phan M H, Keppens V, Mandrus D, Srikanth H 2017 *Sci. Rep.* **7** 6545
- [45] Togawa Y, Kishine J, Nosov P A, Koyama T, Paterson G W, McVitie S, Kousaka Y, Akimitsu J, Ogata M, Ovchinnikov A S 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 017204
- [46] Grundy P J, Tebble R S 1968 *Adv. Phys.* **17** 153
- [47] Ngo D T, Kuhn L T 2016 *Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotechnol.* **7** 045001
- [48] 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** 066802
- [49] Pollard S D, Garlow J A, Yu J W, Wang Z, Zhu Y M, Yang H 2017 *Nat. Commun.* **8** 14761
- [50] de Réotier P D, Yaouanc A 1997 *J. Phys. Condens. Matter* **9** 9113
- [51] Blundell S J 1999 *Contemp. Phys.* **40** 175
- [52] Morenzoni E, Prokscha T, Suter A, Luetkens H, Khasanov R 2004 *J. Phys.: Condens. Matter* **16** S4583
- [53] Yoshizawa D, Sawada Y, Kousaka Y, Kishine J, Togawa Y, Mito M, Inoue K, Akimitsu J, Nakano T, Nozue Y, Hagiwara M 2019 *Phys. Rev. B* **100** 104413
- [54] Baumann S, Paul W, Choi T, Lutz C P, Ardavan A, Heinrich A J 2015 *Science* **350** 417
- [55] Yoshizawa D, Kishine J, Kousaka Y, Togawa Y, Mito M, Akimitsu J, Inoue K, Hagiwara M 2015 *Physics Procedia* **75** 926
- [56] Moriya T, Miyadai T 1982 *Solid State Commun.* **42** 209
- [57] Togawa Y, Kousaka Y, Nishihara S, Inoue K, Akimitsu J, Ovchinnikov A S, Kishine J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 197204
- [58] Mushenok F B 2013 *Phys. Solid State* **55** 2482
- [59] Mushenok F B 2013 *Eur. Phys. J. B* **86** 342
- [60] Bornstein A C, Chapman B J, Ghimire N J, Mandrus D G, Parker D S, Lee M 2015 *Phys. Rev. B* **91** 184401
- [61] Hall E H 1879 *Am. J. Sci.* **19** 200
- [62] Nagaosa N, Sinova J, Onoda S, MacDonald A H, Ong N P 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1539
- [63] Aoki R, Kousaka Y, Togawa Y 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 057206
- [64] Yokouchi T, Kanazawa N, Kikkawa A, Morikawa D, Shibata K, Arima T, Taguchi Y, Kagawa F, Tokura Y 2017 *Nat. Commun.* **8** 866
- [65] Pop F, Auban-Senzier P, Canadell E, Rikken G L J A, Avarvari N 2014 *Nat. Commun.* **5** 3757
- [66] Ideue T, Hamamoto K, Koshikawa S, Ezawa M, Shimizu S, Kaneko Y, Tokura Y, Nagaosa N, Iwasa Y 2017 *Nat. Phys.* **13** 578
- [67] Qin F, Shi W, Ideue T, Yoshida M, Zak A, Tenne R, Kikitsu T, Inoue D, Hashizume D, Iwasa Y 2017 *Nat. Commun.* **8** 14465
- [68] Kishine J, Bostrem I G, Ovchinnikov A S, Sinitsyn V E 2014 *Phys. Rev. B* **89** 014419
- [69] Togawa Y, Koyama T, Nishimori Y, Matsumoto Y, McVitie S, McGrouther D, Stamps R L, Kousaka Y, Akimitsu J, Nishihara S, Inoue K, Bostrem I G, Sinitsyn V E, Ovchinnikov A S, Kishine J 2015 *Phys. Rev. B* **92** 220412
- [70] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
- [71] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 152
- [72] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784
- [73] Zhang X C, Zhao G P, Fangohr H, Liu J P, Xia W X, Xia J, Morvan F J 2015 *Sci. Rep.* **5** 7643
- [74] Karna S K, Womack F N, Chapai R, Young D P, Marshall M, Xie W W, Graf D, Wu Y, Cao H B, DeBeer-Schmitt L, Adams P W, Jin R, DiTusa J F 2019 *Phys. Rev. B* **100** 184413
- [75] Parkin S S P, Friend R H 1980 *Physica B & C* **99** 219
- [76] Friend R H, Beal A R, Yoffe A D 1977 *Philos. Mag.* **35** 1269
- [77] Dijkstra J, Zijlema P J, Vanbruggen C F, Haas C, Degroot R A 1989 *J. Phys. Condens. Matter* **1** 6363
- [78] Gubkin A F, Proskurina E P, Kousaka Y, Sherokalova E M, Selezneva N V, Miao P, Lee S, Zhang J, Ishikawa Y, Torii S, Kamiyama T, Campo J, Akimitsu J, Baranov N V 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 013903
- [79] Zhang H W, Wei W S, Zheng G L, Lu J W, Wu M, Zhu X D, Tang J, Ning W, Han Y Y, Ling L S, Yang J Y, Gao W S, Qin Y L, Tian M L 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 072402
- [80] Hu W Z, Wang G T, Hu R W, Petrovic C, Morosan E, Cava R J, Fang Z, Wang N L 2008 *Phys. Rev. B* **78** 085120
- [81] Novoselov K S, Jiang D, Schedin F, Booth T J, Khotkevich V V, Morozov S V, Geim A K 2005 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **102** 10451
- [82] Wang Q H, Kalantar-Zadeh K, Kis A, Coleman J N, Strano M S 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 699
- [83] Xu M S, Liang T, Shi M M, Chen H Z 2013 *Chem. Rev.* **113** 3766
- [84] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666

INVITED REVIEW

Magnetic properties of layered chiral topological magnetic material $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ *

Wang Peng-Cheng^{1)‡} Cao Yi^{1)‡} Xie Hong-Guang^{1)‡} Yin Yao¹⁾
 Wang Wei^{1)‡} Wang Ze-Ying¹⁾ Ma Xin-Chen¹⁾ Wang Lin^{1)†} Huang Wei¹⁾²⁾

1) (*Key Laboratory of Flexible Electronics, Jiangsu (KLOFE), Institute of Advanced Materials (IAM), Nanjing Tech University, Nanjing 211816, China*)

2) (*Frontiers Science Center for Flexible Electronics (FSCFE), Shaanxi Institute of Biomedical Materials and Engineering (SIBME), Shaanxi Institute of Flexible Electronics (SIFE) & Northwestern Polytechnical University (NPU), Xi'an 710072, China*)
 (Received 2 January 2020; revised manuscript received 6 March 2020)

Abstract

With the discovery and development of topological materials, topological physics has attracted enormous research interest in the fields of contemporary condensed matter physics. Topological property, which describes such a property that physical quantity remains invariant under continuous transformation (such as Chern number), has been revealed in a variety of materials, including topological insulators, topological semimetals (such as Weyl or Dirac semimetals), topological magnetic materials, etc. One-dimensional chiral magnetic soliton, similar to magnetic skyrmion, is a type of magnetic configuration with topological origin and quasi-particle property, which has shown tremendous physical properties and device functionalities. In this review, we mainly focus on a chiral helimagnet, called $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, which possesses chiral magnetic soliton lattice and other more spin configurations under different conditions. We systematically summarize the work on $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, discussing its crystal symmetry, band structure, magnetic interactions, rich magnetic phases, and the physics of associated phase transitions. In particular, the layered crystal structure of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ enables us to control the soliton number through tuning the layer number or crystal thickness. Our review provides a comprehensive summary of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ in order to draw more attention to this interesting material. Moreover, we envision that our work could offer useful guidance to the researchers working on topological and chiral magnetic materials, and thus introducing topological or chiral magnetism into two-dimensional layered materials and promoting the development of modern magnetism and spintronics. Therefore, this review mainly focuses on a magnet, called $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$. We systematically summarize the work on $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, discussing its crystal symmetry, band structure, magnetic interaction, rich magnetic phases and the interesting physical phenomena occurring at each phase transition. In addition, the layered crystal structure of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ also enables us to use the layer number or crystal thickness to modulate and control its rich magnetic phases. We believe that our review provides a comprehensive summary of $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, which can make people have a better understanding of a typical topological magnetic material, thereby enriching the material types of magnets and low-dimensional material family and promoting the development of magnetism and spintronics applications, such as in magnetic memory devices, spintronic devices, and quantum information devices.

Keywords: topological magnetism, chiral magnetic soliton, layered material, spintronics

PACS: 75.50.-y, 77.80.B-, 75.30.-m, 75.47.-m

DOI: 10.7498/aps.69.20200007

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61801210, 91833302), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant Nos. BK20180686, BK20161008), the Foundation for “Distinguished Professors” and “High-level Talents in Six Industries” of Jiangsu Province, China, the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China, and the Start-up Foundation of Nanjing Tech University, China.

‡ These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: iamlwang@njtech.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: iamwwang@njtech.edu.cn