

特约专栏

# 三角反铁磁材料 $\text{Mn}_3\text{Z}$ ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) 的磁性和输运性质

张强强<sup>1</sup>, 柳祝红<sup>1</sup>, 马星桥<sup>1</sup>, 刘恩克<sup>2</sup>

(1. 北京科技大学物理系, 北京 100083)

(2. 中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

**摘要:** 反铁磁材料具有零磁矩或非常小的磁矩, 不易受外磁场干扰。相对于铁磁材料, 反铁磁材料具有更低的能量损耗和更高的响应频率等优点, 因在自旋电子学领域的实际应用方面具有巨大潜力而备受关注。作为一种兼具 Kagome 晶格及三角反铁磁性的特殊自旋电子学材料, 六角  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) 合金展现出巨大的反常霍尔效应、拓扑霍尔效应、自旋霍尔效应以及反常能斯特 (Nernst) 效应等。这些物理效应涉及到当今凝聚态物理研究中最前沿的问题, 对它们的研究不仅可以深化对凝聚态磁性物理的理解, 而且也驱动了反铁磁自旋电子学的发展。首先介绍了  $\text{Mn}_3\text{Z}$  合金的晶格结构及特殊的磁结构, 简要分析了理论计算得到的电子结构对材料输运性能的影响。结合实验报道的  $\text{Mn}_3\text{Z}$  的磁性及输运性质等对 3 种六角结构合金的优异性能及研究进展进行了概述, 揭示了磁结构和电子结构对材料输运性质的物理机制, 并对  $\text{Mn}_3\text{Z}$  系列合金拓扑相关的输运性质进行了展望。

**关键词:**  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ); 反铁磁材料; 拓扑材料; 霍尔效应; 能斯特 (Nernst) 效应

**中图分类号:** O469 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2021)11-0861-10

## Magnetic and Transport Properties of Triangular Antiferromagnetic Materials $\text{Mn}_3\text{Z}$ ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ )

ZHANG Qiangqiang<sup>1</sup>, LIU Zhuhong<sup>1</sup>, MA Xingqiao<sup>1</sup>, LIU Enke<sup>2</sup>

(1. Department of Physics, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China)

(2. Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

**Abstract:** Antiferromagnetic materials exhibit zero or rather low moment, so it would not be affected by external magnetic field. Furthermore, they have advantages of lower power consumption and higher frequency response compared with ferromagnetic materials, which makes them have great potential applications in the field of spintronics. Hexagonal  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) alloys, with both Kagome lattice and triangular antiferromagnetism, exhibit large anomalous Hall effect, topological Hall effect, spin Hall effect and anomalous Nernst effect. These effects involve the most advanced problems in condensed matter physics. The study of them can not only deepen the understanding of condensed matter magnetic physics, but also drive the development of antiferromagnetic spintronics. In this paper, the research progress in magnetic and transport properties are reviewed. The crystal structure and the special magnetic structure of  $\text{Mn}_3\text{Z}$  alloys are introduced. The influence of the electronic structure on the transport properties is briefly analyzed. An overview of the excellent properties of the  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) alloys and their research progress is given in relation to the experimentally reported magnetic and transport properties. An outlook is given for the topologically relevant transport properties of the  $\text{Mn}_3\text{Z}$  alloys.

**Key words:**  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) alloys; antiferromagnetic materials; topological materials; Hall effect; Nernst effect

收稿日期: 2021-07-14 修回日期: 2021-08-31

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (51671024, 91427304)

第一作者: 张强强, 男, 1995 年生, 博士研究生

通讯作者: 柳祝红, 女, 1976 年生, 教授, 硕士生导师,

Email: zhliu@ustb.edu.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.202107017

## 1 前言

当前的自旋电子器件主要基于铁磁性材料。反铁磁材料由于具有零磁矩或者非常小的磁矩, 没有杂散场, 不受外磁场干扰, 故具有更高的稳定性。同时, 反铁磁

材料具有更快的响应速度(响应频率高)、更低的能耗以及更高的存储密度等特性,为发展下一代非易失性低功耗反铁磁存储器件提供了契机,可能对磁性随机存储器、人工神经网络、太赫兹存储器件和探测器等领域产生重大影响。

在众多的反铁磁材料中,非共线反铁磁材料  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}$  和  $\text{Sn}$ ) 中出现了许多引人关注的新颖物性,如反常霍尔效应(anomalous Hall effect, AHE)、自旋霍尔效应(spin Hall effect, SHE)、拓扑霍尔效应(topological Hall effect, THE)、反常能斯特效应(anomalous Nernst effect, ANE)等,已经成为当前凝聚态物理研究中的前沿与热点。

六角  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}$  和  $\text{Sn}$ ) 合金具有  $\text{DO}_{19}$  型结构,如图 1a 所示,空间群为  $P6_3/mmc$  (No. 194)。其中 Mn 原

子占据  $(1/6, 1/3, 1/4)$  位置, Z 原子占据  $(1/3, 2/3, 3/4)$  位置。在六角  $\text{Mn}_3\text{Z}$  结构中,两种镜面对称的  $\text{Mn}_3\text{Z}$  反铁磁平面沿着  $c$  轴方向叠加嵌套,每一层的 Mn 位形成一个由共享等边三角形组成的二维网格,即 Kagome 晶格<sup>[1]</sup>。在六角  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}$  和  $\text{Sn}$ ) 合金中,所有 Mn 原子的磁矩都位于  $ab$  平面,形成一个手性自旋结构,其矢量手性与通常的  $120^\circ$  结构相反。 $\text{Mn}_3\text{Z}$  合金已经被证明具有多种类型的非共线反铁磁结构<sup>[2-6]</sup>。早在 1990 年 Brown 等<sup>[7]</sup>发现  $\text{Mn}_3\text{Z}$  有两种最有可能的磁结构排列,分别如图 1b 和 1c 所示<sup>[2]</sup>,这两种磁结构具有相反的手性,且磁结构数据与实验测量值高度吻合。因此,当前对  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}$  和  $\text{Sn}$ ) 合金的研究既有采用图 1b 型磁结构的,也有采用图 1c 型磁结构的。

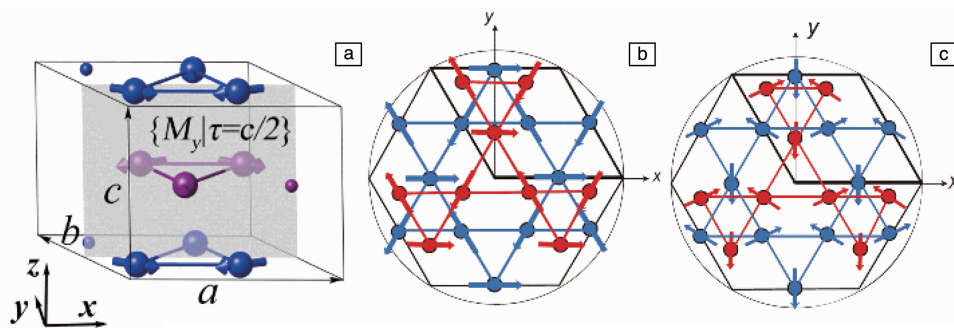


图 1 六角  $\text{Mn}_3\text{Z}$  的晶体结构(a)<sup>[1]</sup>;  $\text{Mn}_3\text{Z}$  合金的两种不同的磁矩构型(b, c)<sup>[2]</sup>

Fig. 1 Lattice structure of hexagonal  $\text{Mn}_3\text{Z}$ (a)<sup>[1]</sup>; the two different magnetic moment configurations of  $\text{Mn}_3\text{Z}$  alloy, respectively(b, c)<sup>[2]</sup>

由于六角  $\text{Mn}_3\text{Z}$  合金在基态下会展现出极小的净磁矩,表现出弱铁磁性,实际上并不算严格的反铁磁材料。 $\text{Mn}_3\text{Z}$  中倒三角形磁矩排列具有正交对称性,每个 Mn 原子组成的三角形中只有一个 Mn 原子的磁矩平行于局域易磁化轴,因此另外两个自旋磁矩向局域易磁化轴的倾斜被认为是  $\text{Mn}_3\text{Z}$  弱铁磁性的来源<sup>[4, 8]</sup>。

在凝聚态物理中,材料所展现的许多物性都与其电子结构密切相关,而电子的行为反映在能带结构中。

$\text{Mn}_3\text{Ga}$ 、 $\text{Mn}_3\text{Ge}$  和  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的能带结构看起来非常相似,如图 2 所示<sup>[1]</sup>。由于 Ga 原子的价电子数相对于 Ge 和 Sn 原子少一个,因此  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  的费米能级( $E_F$ )相对于  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  和  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的向下移动约 0.34 eV。在  $\text{Mn}_3\text{Z}$  合金中,能带结构在  $E_F$  附近具有线性交叉,产生外尔(Weyl)点。Weyl 点是动量空间中的奇点,可以被理解为磁单极子。这些点成对出现,并且产生特有的表面性质,即所谓的费米弧。Weyl 点处具有极强的贝利(Berry)曲率磁通分布,这个 Berry 曲率可以看作是动量空间中的赝磁场。这 3 种合金的能带中价带和导带在  $E_F$  附近多次交叉,产生多对 Weyl 点,其中大部分为 II 型(II 型 Weyl 点与 I 型 Weyl 点的区别在于其能带中 Weyl 锥在某个动量

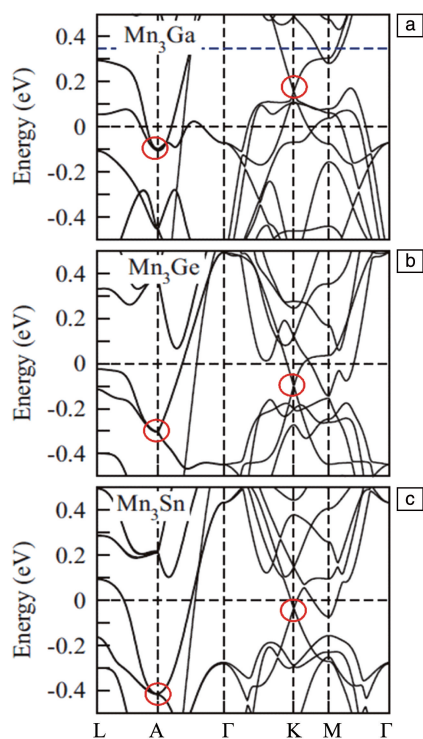
方向上发生倾斜)<sup>[9]</sup>。Weyl 点的位置和手性与磁晶格的对称性一致。其次,在高对称点 K 和 A 处可以发现看似相似的能带简并点,如图中红色圆圈所示。

有趣的是,部分  $\text{Mn}_3\text{Z}$  合金除了可以形成  $\text{DO}_{19}$  型六角结构之外,还可能形成  $\text{DO}_{22}$  型四方结构或  $\text{DO}_3$  型哈斯勒(Heusler)立方结构。例如,  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  在 623 K 的温度下退火会形成  $\text{DO}_{22}$  型四方结构,在 883 K 的温度下退火会形成  $\text{DO}_{19}$  型六角结构,在 1073 K 的温度下退火则会形成  $\text{DO}_3$  型 Heusler 立方结构<sup>[10]</sup>。 $\text{DO}_{22}$  型  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  在大约 800 K 的温度下会向  $\text{DO}_{19}$  型六角结构转变<sup>[11]</sup>。因此,为了确保合金可以以稳定的  $\text{DO}_{19}$  型六角结构结晶,合适的热处理是必要的。

## 2 六角 $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 合金的输运性质

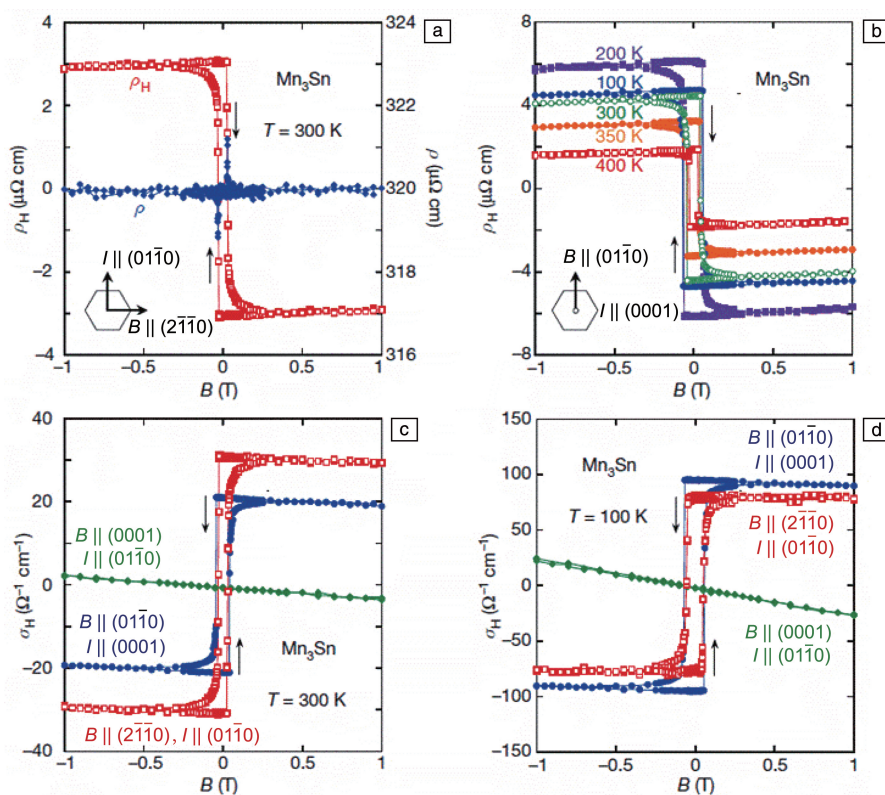
### 2.1 $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 中的 AHE

AHE 是磁性材料中比较常见的输运效应,由于其在自旋电子学器件材料方面具有潜在的应用前景,使其迅速成为材料科学等领域的研究热点之一。一般认为,铁磁性材料的 AHE 与其磁化强度成正比。由于反铁磁材料缺乏净剩磁矩,普遍认为反铁磁材料中不会出现 AHE。

图 2  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  (a)、 $\text{Mn}_3\text{Ge}$  (b) 和  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  (c) 的能带结构<sup>[1]</sup>Fig. 2 Electronic band structure for  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  (a),  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  (b) and  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  (c)<sup>[1]</sup>

后来的研究表明, AHE 起源于两种不同的机制: 一种是由杂质原子散射所引起的外禀散射机制, 包括边跳机制和螺旋散射机制; 另一种是晶体能带的 Berry 曲率所驱动的内禀机制, 与外部散射无关。Berry 曲率相当于布里渊区中的赝磁场, 可以使电子获得一个额外的群速度, 从而产生内禀反常霍尔电导 (anomalous Hall conductivity, AHC)。内禀 AHE 仅与材料的能带结构相关, 这为在反铁磁材料中发现 AHE 提供了条件。 $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在  $E_F$  附近的 Weyl 点处所具有的 Berry 曲率磁通分布是导致该材料出现大的反常霍尔电导的关键。

2015 年, 日本研究人员首次报道了  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  单晶中产生的巨大的反常霍尔电导<sup>[12]</sup>。图 3a 为室温下磁场沿  $(2\bar{1}10)$  方向测得的  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  单晶的 AHE 曲线, 可以看到反常霍尔电阻率在低磁场区域展现出一个相当大的跳跃。当磁场沿  $(01\bar{1}0)$  方向时,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  单晶在 100~400 K 的温度范围内均表现出较大的 AHE, 如图 3b 所示。相应地, 在外加磁场沿  $(2\bar{1}10)$  和  $(01\bar{1}0)$  方向时的霍尔电导曲线也展现出较大的跃变和比较窄的滞后 (图 3c 和 3d)。例如, 当磁场  $B \parallel (01\bar{1}0)$  轴测量时, 反常霍尔电导率  $\sigma_H$  在零场时就具有比较大的值, 其中在室温下约为  $20 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , 在 100 K 的温度下接近  $100 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , 这对于反铁磁材料来说是非常大的。

图 3  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  单晶的 AHE 测量曲线<sup>[12]</sup>Fig. 3 Magnetic field dependence of the AHE in  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ <sup>[12]</sup>



$\text{Mn}_3\text{Sn}$  的可变磁结构会影响费米面附近的能带结构, 进而影响其 AHE。为了更好地对 AHE 进行调控, 北京科技大学陈骏团队对多晶  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  复杂的磁结构及其与 AHE 的相关性进行了研究<sup>[13]</sup>。

研究发现,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在不同的外部磁场下带场冷却(field-cooling, FC)的得到测量曲线在磁转变温度  $T_s = 190\text{ K}$  时存在明显的磁相变(图 4a)<sup>[13]</sup>。早期研究表明,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在奈尔温度  $T_N = 420\text{ K}$  以下是三角反铁磁结构<sup>[14]</sup>, 并且三角反铁磁结构在  $T_s$  温度下转变为非公度自旋结构<sup>[15]</sup>。在自旋玻璃转变温度  $T_g = 50\text{ K}$  的温度以下, 磁化强度随着温度的降低而升高, 这主要是由于低温下的自旋玻璃态引起的<sup>[16]</sup>。外加磁场的大小几乎不影响 FC 曲线的形状和磁转变温度的大小, 并且外加磁场强度的增加只导致  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  磁化强度的小幅增加, 表明  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中的磁结构非常稳定。图 4b 为  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在不同温度下的  $M-H$  曲线, 可以看到所有温度下的  $M-H$  曲线在 6000 Oe 的外场下都没有达到饱和。当温度高于 200 K 时  $M-H$  曲线展现出明显的磁滞, 表明非共线反铁磁  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  存在弱铁磁性。

为了明确其磁转变所产生的不同磁结构, 采用中子

衍射测量之后分析发现  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的磁相图可分为 4 个区域: ①  $10 < T < 190\text{ K}$ , ②  $190 < T < 250\text{ K}$ , ③  $250 < T < 430\text{ K}$ , ④  $T > 430\text{ K}$ 。其中,  $250 < T < 430\text{ K}$  下为反三角的反铁磁(antiferromagnetic, AFM)结构,  $10 < T < 190\text{ K}$  为余弦或摆线磁结构。宏观磁性测量结果表明,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在 50 K 温度以下存在自旋玻璃态; 然而中子衍射测量结果显示,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在 50 K 温度以下并没有任何异常, 因此可以认为  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在 50 K 温度下存在自旋玻璃态与长程螺旋磁结构的共存。

在不同温度下对  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的霍尔电阻率( $\rho_H$ )进行测量发现, 该曲线具有明显的磁滞(图 5a)。当  $T = 235\text{ K}$  时,  $|\rho_H|$  为  $2.5\text{ }\mu\Omega\cdot\text{cm}$ ; 当  $T = 190\text{ K}$  时,  $\rho_H$  接近于 0, 且  $|\rho_H|$  随着外加磁场磁感应强度  $B$  的增加而线性增加。从  $\rho_H-B$  曲线中提取了零场( $B = 0\text{ T}$ )下的  $\rho_H$  来揭示 AHE 自发分量的温度依赖性(图 5b), 发现  $|\rho_H|$  在 190 K 温度以下几乎保持为 0, 在大约 235 K 时增加到最大值, 然后随着温度的升高而降低。很明显,  $\rho_H$  的变化与温度导致的磁结构的变化密切相关。根据这一关系, 可以通过改变  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的磁性结构来调整其 AHE。

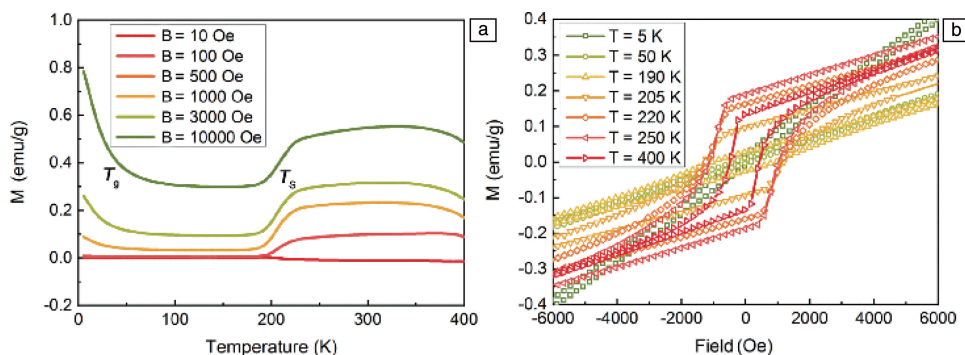


图 4  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在不同外加磁场下带场冷却得到的热磁曲线(a),  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在不同温度下的磁滞回线(b)<sup>[13]</sup>

Fig. 4 Magnetization as a function of the external magnetic field and temperature[ field-cooling (FC) modes ] (a), hysteresis loops of  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  at different temperatures (b)<sup>[13]</sup>

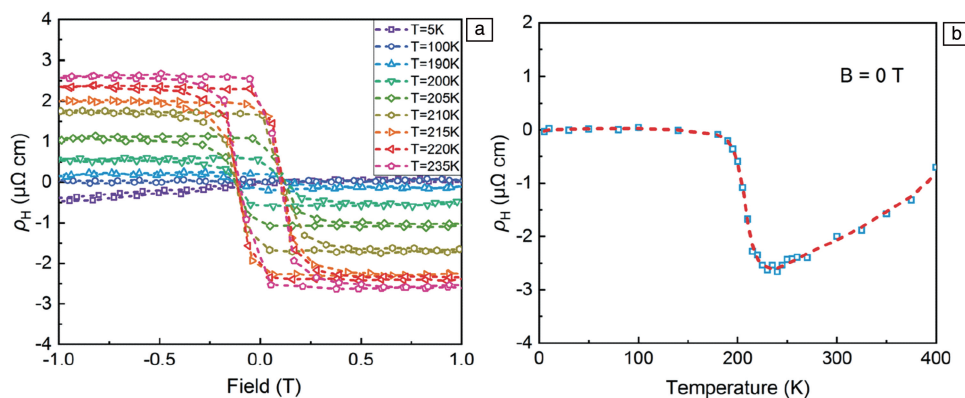


图 5  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  不同温度下的霍尔电阻率随磁场的变化曲线( $\rho_H-B$  曲线)(a), 零场下霍尔电阻率的温度依赖性(b)<sup>[13]</sup>

Fig. 5 Field dependence of Hall resistivity  $\rho_H$  at different temperatures(a), temperature dependence of Hall resistivity at zero field(b)<sup>[13]</sup>



## 2.2 $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 中的 THE

将拓扑学的概念引入到物理学中来描述随参数连续变化而保持不变的物理量时, 能够解释很多关于磁输运方面的问题和现象<sup>[17, 18]</sup>。拓扑非平庸自旋结构的局部磁矩在几何阻挫或 Dzyalshinsky-Moriya 相互作用 (DMI) 的驱动下发生空间变化, 产生了一种不同类型的霍尔效应, 即 THE<sup>[19]</sup>。THE 的起源可归因于非零的标量手性自旋  $X_{ijk} = \mathbf{S}_i \cdot (\mathbf{S}_j \times \mathbf{S}_k)$ , 其中  $\mathbf{S}_i \cdot (\mathbf{S}_j \times \mathbf{S}_k)$  代表 3 个自旋矢量形成的立体角, 打破了时间对称性, 称为实空间的 Berry 曲率。由于同样具有  $120^\circ$  非共线反铁磁结构的  $\text{Fe}_{1.3}\text{Sb}$  已经被报道具有 THE<sup>[20]</sup>, Nayak 等对  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  合金中的 THE 进行了研究<sup>[21]</sup>。

霍尔效应总的贡献可以表示为  $\rho_{xy} = \rho_N + \rho_{\text{AH}}^M + \rho_{xy}^T$ , 其中  $\rho_N$  和  $\rho_{xy}^T$  分别是正常和拓扑霍尔电阻率<sup>[17]</sup>。 $\rho_{\text{AH}}^M$  是与  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的磁化强度成正比的反常霍尔电阻率。正常霍尔电阻率与外加磁场强度成正比。通过从测得的霍尔数据  $\rho_{xy}$  中扣除正常和反常霍尔电阻率, 可以得到拓扑霍尔电阻率  $\rho_{xy}^T$ 。图 6a 为在不同测试温度下得到的  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的拓扑霍尔电阻率曲线, 可以看到在低温下  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中存在大的 THE, 这是由于低温下施加磁场会导致  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中非共面的三角反铁磁转变为受拓扑保护的平庸自旋结构 (类似 Skyrmions), 导致实空间的 Berry 曲率出现<sup>[21]</sup>。

同时, 他们还发现  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中存在 3 种不同的霍尔效应, 包括在相对高温下的由共面三角 AFM 结构演化出的自发 AHE ( $\rho_{xy}^S$ )、低温下的 THE ( $\rho_{xy}^T$ ) 以及中间温区域中两种霍尔效应的共存, 如图 6b 所示。

## 2.3 $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 中的 ANE

ANE 是由热电流引起的自发横向电压降, 与磁化强度成正比<sup>[22]</sup>。AHE 由所有占据态能带的 Berry 曲率决定, 而 ANE 是由  $E_F$  处的 Berry 曲率决定的<sup>[23]</sup>。因此, 能观察到大的 AHE 并不能保证观察到大的 ANE。ANE 的测量对于明确  $E_F$  附近的 Berry 曲率和验证最近提出的  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中 Weyl 点存在的可能性具有重要价值<sup>[9]</sup>。

Ikhlal 等对单晶  $\text{Mn}_{3.06}\text{Sn}_{0.94}$  和  $\text{Mn}_{3.09}\text{Sn}_{0.91}$  的 Nernst 效应进行了研究<sup>[24]</sup>。结果表明, 零磁场下  $\text{Mn}_{3.06}\text{Sn}_{0.94}$  的 Nernst 信号 (横向热电势)  $-S_{xx}$  在室温下为  $\sim 0.35 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$  (图 7a), 与室温下的  $\text{FePd}$  ( $0.468 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ )、 $\text{Li}_0\text{-MnGa}$  ( $-0.358 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ ) 等铁磁体的报道值相当<sup>[25]</sup>; 在 200 K 的温度下达到了  $\sim 0.60 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$  (图 7b)。面内的 Nernst 信号表现出几乎没有各向异性的滞后现象, 零场下展现的 Nernst 信号值与高场下的饱和 Nernst 信号几乎相同, 表明单晶  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中具有大的自发 Nernst 信号。但面外  $c$  轴分量在实验精度范围内测量值为 0, 表明在这个方向上没有自发 Nernst 效应。通过 ANE 与磁化强度  $M$  的对比

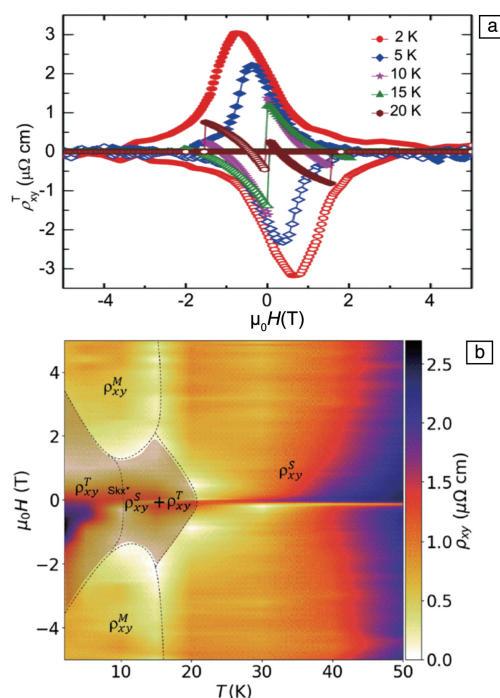


图 6  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  在不同温度下拓扑霍尔电阻率  $\rho_{xy}^T$  的磁场依赖性 (a), 不同霍尔效应贡献的相图 (b)<sup>[21]</sup>

Fig. 6 Field dependence of topological Hall resistivity  $\rho_{xy}^T$  at different temperatures (a), phase diagram showing contribution from different Hall effects (b)<sup>[21]</sup>

发现 (图 7a), 低场下  $-S_{xx}$  和  $M$  的滞后几乎相互重叠。另外, 在大于  $\sim 100$  G 的磁场区域, ANE 效应几乎保持不变, 而  $M$  随着磁场的增加呈线性增加, 表明正常的 Nernst 效应和传统的 ANE 的贡献可以忽略不计。在  $\text{Mn}_{3.09}\text{Sn}_{0.91}$  中也可以观察到类似的行为 (图 7b)。

## 3 六角 $\text{Mn}_3\text{Ge}$ 合金的输运性质

### 3.1 $\text{Mn}_3\text{Ge}$ 单晶中的 AHE

与  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  相比,  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  在磁性和 AHE 方面有所不同, 在  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  中测量得到的反常霍尔电导值比  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中的高将近 3 倍。此外,  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  并不会展现出类似于  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中的任何磁转变, 为其 AHE 的稳定性提供了保障。

Nayak 等采用如图 8a 所示的磁结构通过第一性原理计算预测了  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  合金中的反常霍尔电导<sup>[26]</sup>。结果表明,  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  在  $xy$  ( $\sigma_{xy}^x$ ) 和  $yz$  ( $\sigma_{yz}^x$ ) 部分的反常霍尔电导接近于零, 只有在  $xz$  ( $\sigma_{xz}^y$ ) 部分发现了反常霍尔电导的存在 (图 8b)。其中,  $\sigma_{ij}^k$  表示电流沿着  $j$  方向的反常霍尔电导, 产生的霍尔电压沿  $i$  方向。 $\text{Mn}_3\text{Ge}$  反铁磁结构的两个原始单元具有两个磁性层面, 相互之间可以通过相对于  $xz$  平面的镜面反射加上沿  $c$  轴平移  $c/2$  转换。由于镜像对称,  $\text{Mn}_2\text{Ge}$  合金的  $\sigma_{ij}^k$  平行于镜面的话就会消失, 从

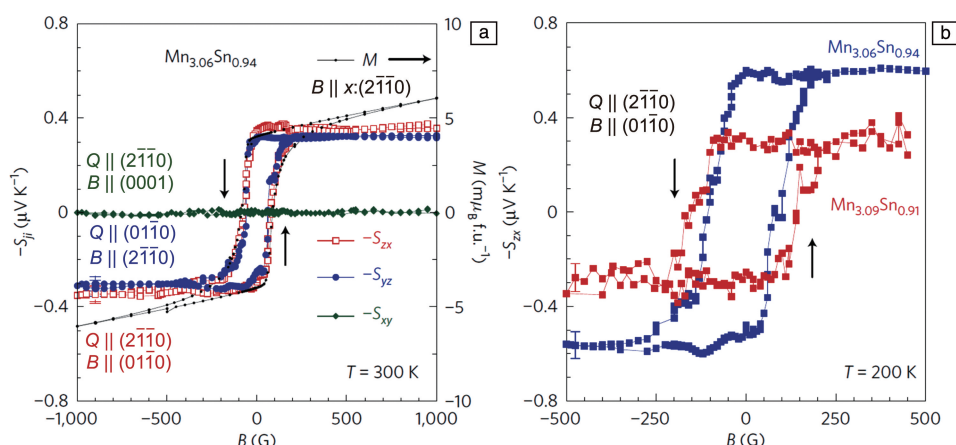


图 7 300 K 的温度下  $\text{Mn}_{3.06}\text{Sn}_{0.94}$  的 Nernst 信号  $-S_{ji}$  在不同测量方向下的磁场依赖性 (a); 200 K 的温度下  $\text{Mn}_{3.06}\text{Sn}_{0.94}$  和  $\text{Mn}_{3.09}\text{Sn}_{0.91}$  的  $-S_{zx}$  的磁场依赖性 (b) [24]

Fig. 7 Anisotropic field dependence of the Nernst signal  $-S_{ji}$  of  $\text{Mn}_{3.06}\text{Sn}_{0.94}$  at 300 K for comparison, the field dependence of the magnetization  $M$  (right axis) is shown (a);  $-S_{zx}$  of  $\text{Mn}_{3.06}\text{Sn}_{0.94}$  and  $\text{Mn}_{3.09}\text{Sn}_{0.91}$  measured at 200 K (b) [24]

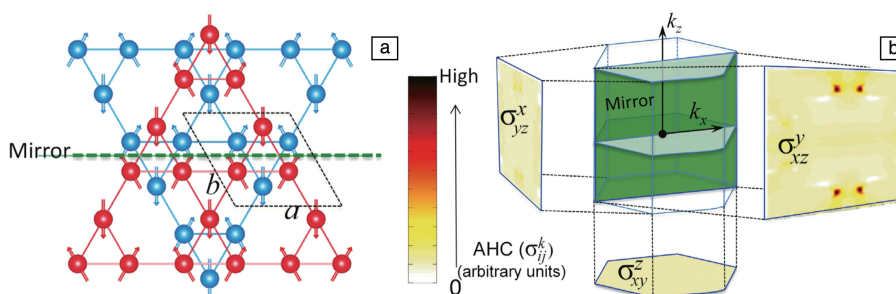


图 8 计算中所采用的  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  的磁结构 (a), 第一布里渊区和动量依赖的反常霍尔电导 (b) [26]

Fig. 8 The magnetic structure of  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  used in the calculation (a), first Brillouin zone and momentum-dependent AHC (b) [26]

而导致  $\sigma_{xy}^z$  和  $\sigma_{yz}^x$  的值为零。但是因为平面内残存的净磁矩作为镜面对称的扰动, 导致  $\sigma_{xy}^z$  和  $\sigma_{yz}^x$  可以获得非零但是很小的值。相比之下,  $\sigma_{ij}^k$  垂直于镜面的分量 ( $\sigma_{xz}^y$ ) 是非零的。

接着, 他们在实验上对预测的 AHE 进行了实验验证。当电流沿 (0001) 方向、磁场平行于 (01-10) (这种测量方式称为构型 1) 时 (图 9a),  $\rho_H$  在 2 K 的温度下达到  $5.1 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  的大饱和值, 即使在室温下也展现出了  $1.8 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  的饱和值。在霍尔电导率曲线  $\sigma_{xz}-\mu_0 H$  中可以看到 (图 9b), 反常霍尔电导在 2 K 的温度下具有  $\sim 500 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  的较大的值, 在室温下则为  $50 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。为了进一步研究实验中的 AHE 是否具有理论预测的各向异性, 测量了电流沿 (01-10) 方向、磁场平行于 (2-1-10) 方向 (构型 2) 时的霍尔电阻率, 如图 9c 所示。在这种测量方向下,  $\rho_H$  在 2 K 的温度下约为  $4.8 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ , 在室温下约为  $1.6 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ , 略小于构型 1 得到的值。图 9d 为构型 2 下的反常霍尔电导曲线, 可以看到尽管在 2 K 的温度下构型 2 的  $\sigma_H(\sigma_{yz})$  (约为  $150 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) 要小于构型 1

的  $\sigma_H(\sigma_{xz})$ , 但在室温下具有与构型 1 相似的值。在这两种情况下, 对于正 (负) 场,  $\rho_H$  为负 (正)。第 3 种测量方式为电流沿着 (2-1-10) 方向、磁场平行于 (0001) 方向 (图 9e 和 9f), 被称为构型 3。在这种构型下, 所有温度下的  $\rho_H$  和  $\sigma_H$  都具有比较小的值。此外, AHE 的符号和前两种构型的符号相反, 即相对于正 (负) 场,  $\rho_H$  为正 (负)。

虽然在正常条件下  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  并不会展现出类似  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  中的磁转变, 但是如果对  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  施加外部压力的话其磁结构会发生显著变化。研究表明, 随着压力的增大,  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  的非共线三角磁结构逐渐变为均匀倾斜的非共线三角磁结构, 当压力增大到 5 GPa 以上时变为共线铁磁结构 [27]。由于  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  合金中磁结构的变化在很大程度上会影响其输运性能, 因此可以通过施加不同的压力来改变  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  合金中的磁结构, 从而进一步研究  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  的磁结构与 AHE 的关系。

Nicklas 等测量了静水压力与 AHE 之间的关系 [28], 测量装置如图 10a 所示, 电流平行于 (0001) 轴, 磁场平行于 (2-1-10) 轴。研究发现, 随着压力的增大, 霍尔电导

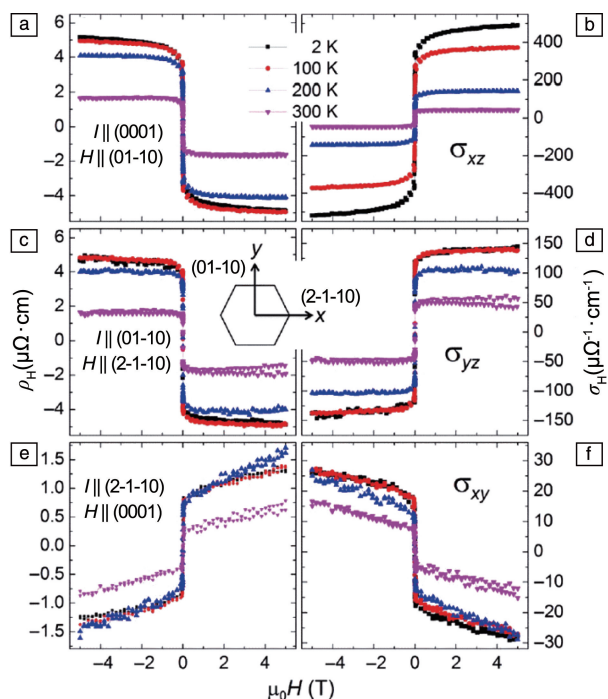


图9 电流和磁场沿不同方向(3种构型)下的霍尔电阻率( $\rho_H$ ) (a, c 和 e) 和霍尔电导率( $\sigma_H$ ) (b, d 和 f) 的磁场依赖性<sup>[26]</sup>

Fig. 9 Hall resistivity ( $\rho_H$ ) (a, c and e) and Hall conductivity ( $\sigma_H$ ) (b, d and f) as a function of magnetic field ( $H$ ), for three different current and magnetic field configurations<sup>[26]</sup>

率 $\sigma_{yz}$ 的饱和值先降低, 当压力为 1.53 GPa 时完全消失; 继续增大压力,  $\sigma_{yz}$  的饱和值反向并逐渐增大, 如图 10b 所示。在 2.85 GPa 的压力下,  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  合金中 Mn 原子的磁矩会由图 10c 顶部的磁结构变化为底部的磁结构。可以看到压力会导致磁矩向面外倾斜, 进而影响电子能带结构, 从而导致 Berry 曲率的变化。

除了反常霍尔电导之外, 理论预测在  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  中还可以获得高达  $1100 (\hbar/e) \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  的自旋霍尔电导率<sup>[26]</sup>。在对  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  薄膜样品的研究中, 在 Permalloy/ $\text{Mn}_3\text{Ge}$  表面发现了高达  $90.5 \text{ nm}^{-2}$  的自旋混合电导系数, 并且  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  的自旋霍尔角是 Pt 的 8 倍左右<sup>[29]</sup>。

### 3.2 $\text{Mn}_3\text{Ge}$ 中的 ANE

由于  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  的磁结构在  $T=50 \text{ K}$  以下缺乏磁有序性, 并且形成了玻璃态的磁基态, 从而导致 ANE 消失<sup>[15]</sup>。而  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  的磁有序和反常输运性质通常持续到最低温度, 与  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  形成鲜明对比。

Wuttke 等对  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  单晶的 Nernst 效应进行了测量, 如图 11 所示<sup>[30]</sup>。结果表明, Nernst 信号  $S_{xz}$  不依赖于磁场, 表现出反常的行为, 在非常低的磁场下即表现出步进特征, 并且在  $B>0.02 \text{ T}$  时就已经达到了饱和值。 $S_{yz}$  也表现出非常弱的场依赖性, 如图 11b 所示。两种方向都显示出高达室温的特殊饱和行为, 随着温度的逐渐降低, Nernst 信号从  $0.4$  逐渐升高到  $1.5 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ 。 $S_{xy}$  则显

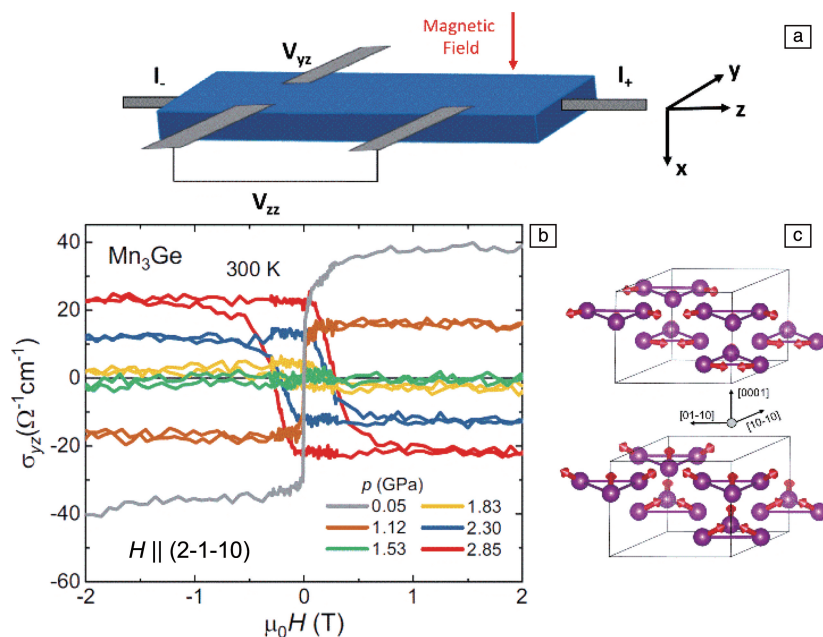
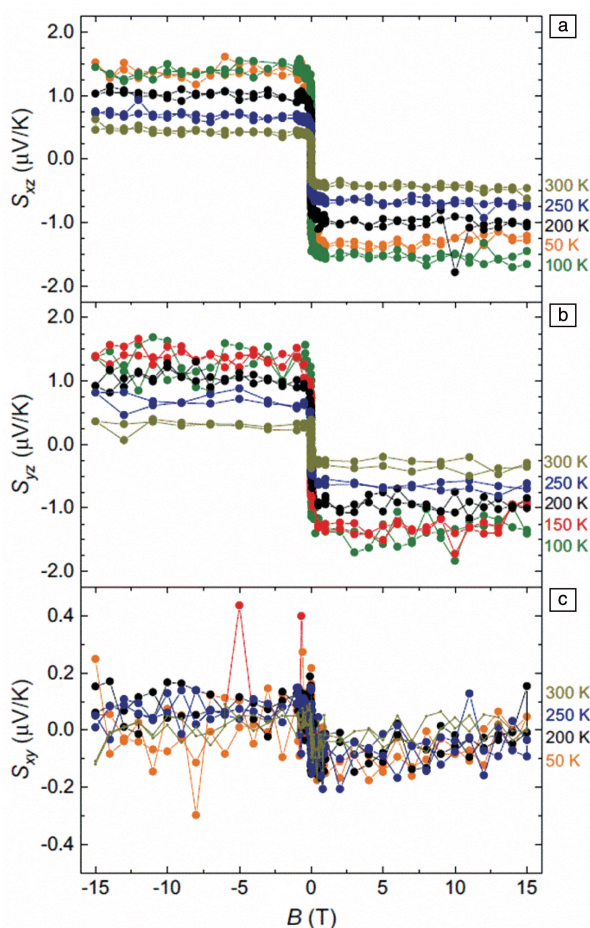


图 10 压力元件内使用的电传输测量样品装置示意图(a), 室温下施加不同压力的  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  的霍尔电导率(b), 在环境压力(顶部)和压力为 2.85 GPa(底部)下的  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  的反三角自旋结构(c)<sup>[28]</sup>

Fig. 10 Schematic drawing of the sample device for the electrical-transport measurements used inside the pressure cell(a), field dependence Hall conductivity for  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  at room temperature for selected pressures(b), the inverse triangular magnetic structure of  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  at ambient pressure(top) and  $P=2.85 \text{ GPa}$ (bottom)(c)<sup>[28]</sup>



图 11  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  单晶的 Nernst 信号测量曲线<sup>[30]</sup>Fig. 11 Nernst signal of the  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  single crystals<sup>[30]</sup>

示出不同的行为,如图 11c 所示。在这种配置中, Nernst 信号非常小,阶梯状的行为只是略微可见,并且显示出非常弱的温度依赖性。

除了单晶  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  之外,  $\text{Mn}_3\text{Ge}$  薄膜在室温下也展现出  $0.1 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$  的反常 Nernst 信号,与铁磁性 Fe 薄膜的反常 Nernst 信号( $0.4 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ )相当<sup>[29]</sup>。

## 4 六角 $\text{Mn}_3\text{Ga}$ 合金的输运性质

### 4.1 $\text{Mn}_3\text{Ga}$ 中的 AHE 到 THE 的转变

在同样具有手性的非共线三角反铁磁  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  中依然存在大的 AHE。不同的是  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  存在六角到正交的晶格畸变,原来的共面磁结构会向  $c$  轴转变,使得非共面磁结构产生,这就导致  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  中 THE 的出现<sup>[31]</sup>。

$\text{Mn}_3\text{Ga}$  在 100 Oe 磁场下的磁化强度会随温度的降低先增加(图 12)<sup>[31]</sup>,到 140 K 左右出现一个磁转变,并且升降温曲线在此处展现出很明显的热滞,此处即为六角结构到正交结构的轻微畸变<sup>[32]</sup>。变频交流磁化率的测量表明这个转变没有频率依赖(图 12 插图),和结构变化相对应。

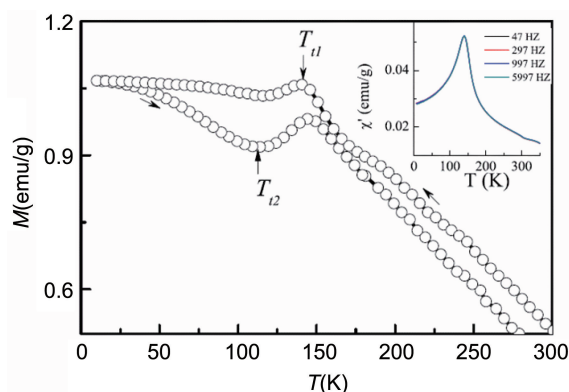
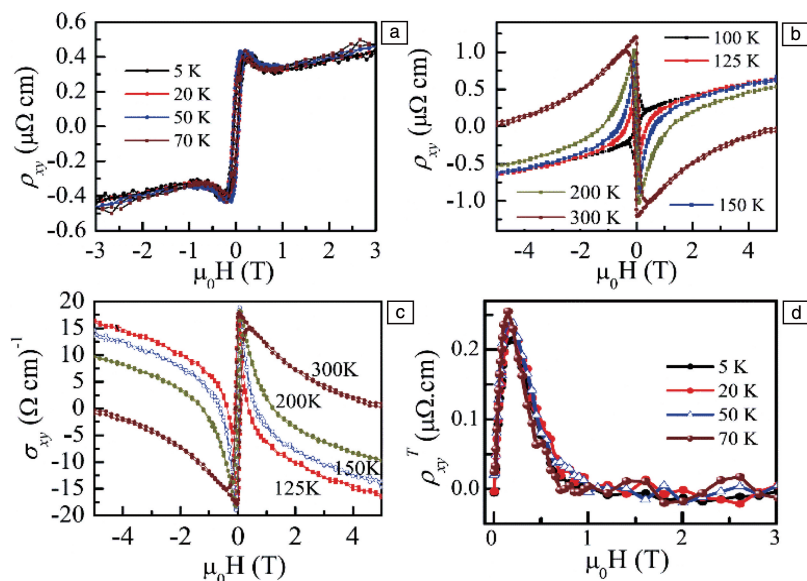
图 12  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  在 100 Oe 磁场下的热磁曲线,插图为不同频率的交流磁化率实部随温度的变化关系<sup>[31]</sup>Fig. 12  $M$ - $T$  curves measured at 100 Oe field for  $\text{Mn}_3\text{Ga}$ , the inset is temperature dependence of the real part of AC susceptibility measured at different frequencies<sup>[31]</sup>

图 13a 和 13b 为不同温度下多晶  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  的霍尔电阻率测量图<sup>[31]</sup>。在较低的磁场范围内,  $\rho_{xy}$  随着磁场的增大迅速增大,并且展现出比较小的磁滞。在低于 100 K 的温度范围内,曲线的形状及  $\rho_{xy}$  的值并不随温度明显变化(图 13a)。当温度高于 100 K 时,曲线的形状类似,随着磁场的增加,  $\rho_{xy}$  先迅速增大后趋于平缓。自发霍尔效应的符号在高于 100 K 时发生改变,这个温度临界点对应于  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  的六角结构到正交结构的转变温度。随着磁场的增大,霍尔电导率  $\sigma_{xy}$  先迅速增加,当磁场高于 0.03 T 之后,又逐渐减小(图 13c)。图 13d 为  $\rho_{xy}$  中提取到的  $\rho_{xy}^T$ , 可以看到  $\rho_{xy}^T$  几乎不随温度的变化而变化。同时,  $\rho_{xy}^T$  随着磁场增加先迅速增大继而减小,表现出一个极值。 $\rho_{xy}^T$  的极值大小也几乎与温度无关,最大值约为  $0.255 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ , 比块体  $\text{MnNiGa}$  ( $\sim 0.15 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ ) 和  $\text{MnGe}$  ( $\sim 0.16 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ ) 的值都大<sup>[33, 34]</sup>。THE 的出现是由于在  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  中伴随着六角结构到正交结构的转变,磁矩排列由非共线向非共面转变导致的。

### 4.2 $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{PMN-PT}$ 中的 AHE

室温反铁磁自旋电子器件的主要瓶颈之一是反铁磁材料中有限的各向异性磁电阻导致的小信号读出。这可以通过在非共线反铁磁物质中利用 Berry 曲率诱导的反常霍尔电阻或者基于反铁磁自旋的有效操纵建立磁隧道结器件来克服。因此,刘知琪团队在 300 °C 的溅射温度下在 (100) 取向的铁电  $0.7\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ - $0.3\text{PbTiO}_3$  (PMN-PT) 单晶衬底上生长了 50 nm 厚的  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  薄膜,并通过压电应变调制对反常霍尔电阻进行了研究<sup>[35]</sup>。

研究结果表明,在 50~300 K 的温度范围内,随着温度的降低,零磁场下的霍尔电阻从  $\sim 0.112 \Omega$  增加到  $\sim 0.364 \Omega$ ,用于切换反常霍尔电阻的矫顽场从 93 mT 显

图 13 不同温度下六角  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  的 AHE(a~c) 和 THE(d) [31]Fig. 13 Anomalous Hall effect (a~c) and topological Hall effect (d) of hexagonal  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  at different temperatures [31]

著增加到 667.6 mT(图 14a~14c)。由于静电调制机制对 50 nm 厚的  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  金属薄膜几乎不起作用, 因此通过在 PMN-PT 衬底上垂直施加  $4 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  的栅极电场  $E_G$ , 分析了压电应变对 AHE 的影响, 如图 14d~14f 所示。可以看到  $E_G = 4 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  的 AHE 在所有温度下都表现出巨大的变化。例如在 50 K 的温度下, 零场的霍尔电阻从  $E_G = 0 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  时的  $\sim 0.364 \Omega$  变化到了  $E_G = 4 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  时的  $\sim 0.010 \Omega$ 。由于非共线反铁磁体中的 AHE 是其自旋结构的敏感探针, 压电应变下 AHE 的巨大变化表明其自旋结构在应变调控下发生了巨大的变化。

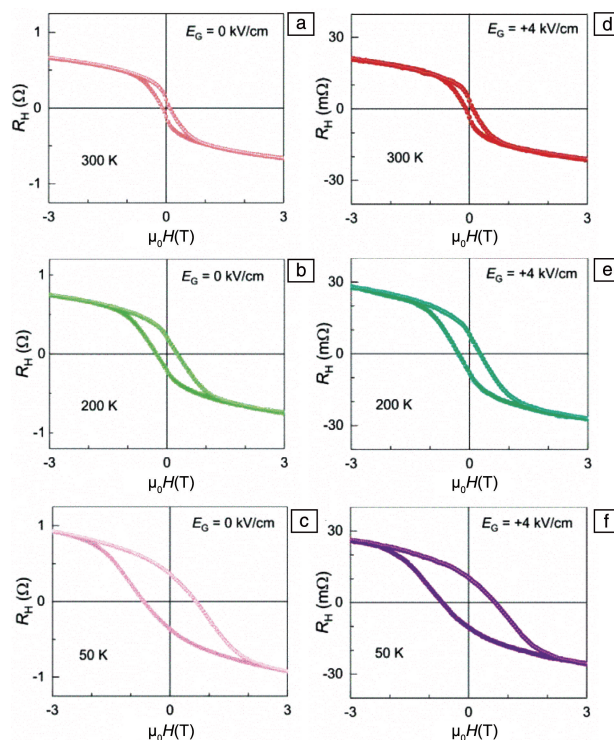
#### 4.3 $\text{Mn}_3\text{Ga}$ 薄膜中的逆自旋霍尔效应和自旋泵浦

自旋泵浦效应是产生自旋流的重要方法, 进一步利用逆自旋霍尔效应 (ISHE), 可以将自旋流转化为可探测的电荷信号, 从而实现自旋泵浦的电测量。因此, 自旋泵浦效应结合 ISHE 成为研究各种材料中自旋-电荷转换的经典手段。

Singh 等对室温下多晶  $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{CoFeB}$  异质结中的 ISHE 和自旋泵浦效应进行了系统的研究 [36]。实验中通过对 ISHE 进行不同角度的测量来分解各种自旋整流效应。最终得到的自旋混合电导系数、自旋霍尔角和自旋霍尔电导率的值分别为  $(5.0 \pm 1.8) \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$ 、 $0.31 \pm 0.01$  和  $7.5 \times 10^5 (\hbar/2e) \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 。如此高的自旋霍尔角和自旋霍尔电导率使得  $\text{Mn}_3\text{Ga}$  在未来的自旋电子器件中具有很好的应用前景。

## 5 结 语

本文对具有非共线反铁磁的  $\text{DO}_{19}$  型六角  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z} =$

图 14 在 300 K(a)、200 K(b) 和 50 K(c) 的温度下,  $E_G = 0 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  时  $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{PMN-PT}$  异质结构的反常霍尔电阻; 在 300 K(d)、200 K(e) 和 50 K(f) 的温度下,  $E_G = 4 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  时  $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{PMN-PT}$  异质结构的反常霍尔电阻 [35]Fig. 14 Magnetic-field-dependent anomalous Hall resistance of the  $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{PMN-PT}$  heterostructure at  $E_G = 0 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  at 300 K(a), 200 K(b) and 50 K(c); magnetic-field-dependent anomalous Hall resistance of the  $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{PMN-PT}$  heterostructure at  $E_G = 4 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  at 300 K(d), 200 K(e) and 50 K(f) [35]

Ga, Ge, Sn) 合金的磁性和输运性质进行了综述。发现通过理论计算对  $\text{Mn}_3\text{Z}$  合金的输运性质进行预测之后, 在实验上都得到了验证, 并观察到了非常优异的物理性能。这表明通过理论计算能带结构, 调控和发现  $E_F$  附近具有 Weyl 点的材料, 从而寻找输运性能优异的材料是可行的。当前对  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) 合金的报道已经提供了明确的经验框架, 为后期及进一步制作具备优良性能的非共线反铁磁材料打下了坚实的基础。因此, 还需要大量的理论计算及实验以进一步指导六角反铁磁材料输运性能的有效调控。另外, 通过对其他材料体系的研究发现, 适当的无序掺杂会明显提高材料拓扑能带引起的 Berry 曲率, 进而提升其输运性能, 这为将来进一步提升六角反铁磁  $\text{Mn}_3\text{Z}$  ( $\text{Z}=\text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) 合金的性能提供了重要思路。

### 参考文献 References

- [1] ZHANG Y, SUN Y, YANG H, *et al.* Physical Review B[J], 2017, 95(7): 075128.
- [2] KÜBLER J, FELSER C. EPL (Europhysics Letters)[J], 2018, 120(4): 47002.
- [3] NAGAMIYA T. Journal of the Physical Society of Japan[J], 1979, 46(3): 787–792.
- [4] TOMIYOSHI S, YAMAGUCHI Y. Journal of the Physical Society of Japan[J], 1982, 51(8): 2478–2486.
- [5] SANDRATSKII L M, KÜBLER J. Physical Review Letters[J], 1996, 76(26): 4963.
- [6] ZHANG D, YAN B, WU S C, *et al.* Journal of Physics: Condensed Matter[J], 2013, 25(20): 206006.
- [7] BROWN P J, NUNEZ V, TASSET F, *et al.* Journal of Physics: Condensed Matter[J], 1990, 2(47): 9409.
- [8] NYÁRI B, DEÁK A, SZUNYOGH L. Physical Review B[J], 2019, 100(14): 144412.
- [9] YANG H, SUN Y, ZHANG Y, *et al.* New Journal of Physics[J], 2017, 19(1): 015008.
- [10] LIU Z H, TANG Z J, TAN J G, *et al.* IUCr[J], 2018, 5(6): 794–800.
- [11] KALACHE A, KREINER G, OUARDI S, *et al.* APL Materials[J], 2016, 4(8): 086113.
- [12] NAKATSUJI S, KIYOHARA N, HIGO T. Nature[J], 2015, 527(7577): 212–215.
- [13] SONG Y, HAO Y, WANG S, *et al.* Physical Review B[J], 2020, 101(14): 144422.
- [14] OHMORI H, TOMIYOSHI S, YAMAUCHI H, *et al.* Journal of Magnetism and Magnetic Materials[J], 1987, 70(1–3): 249–251.
- [15] LI X, XU L, DING L, *et al.* Physical Review Letters[J], 2017, 119(5): 056601.
- [16] FENG W J, LI D, REN W J, *et al.* Physical Review B[J], 2006, 73(20): 205105.
- [17] GALLAGHER J C, MENG K Y, BRANGHAM J T, *et al.* Physical Review Letters[J], 2017, 118(2): 027201.
- [18] KANAZAWA N, KUBOTA M, TSUKAZAKI A, *et al.* Physical Review B[J], 2015, 91(4): 041122.
- [19] BRUNO P, DUGAEV V K, TAILLEFUMIER M. Physical Review Letters[J], 2004, 93(9): 096806.
- [20] SHIOMI Y, MOCHIZUKI M, KANEKO Y, *et al.* Physical Review Letters[J], 2012, 108(5): 056601.
- [21] ROUT P K, MADDURI P V P, MANNA S K, *et al.* Physical Review B[J], 2019, 99(9): 094430.
- [22] HUANG S Y, WANG W G, LEE S F, *et al.* Physical Review Letters[J], 2011, 107(21): 216604.
- [23] XIAO D, YAO Y, FANG Z, *et al.* Physical Review Letters[J], 2006, 97(2): 026603.
- [24] IKHLAS M, TOMITA T, KORETSUNE T, *et al.* Nature Physics[J], 2017, 13(11): 1085–1090.
- [25] HASEGAWA K, MIZUGUCHI M, SAKURABA Y, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2015, 106(25): 252405.
- [26] NAYAK A K, FISCHER J E, SUN Y, *et al.* Science Advances[J], 2016, 2(4): e1501870.
- [27] SUKHANOV A S, SINGH S, CARON L, *et al.* Physical Review B[J], 2018, 97(21): 214402.
- [28] DOS REIS R D, ZAVAREH M G, AJEESH M O, *et al.* Physical Review Materials[J], 2020, 4(5): 051401.
- [29] HONG D, ANAND N, LIU C, *et al.* Physical Review Materials[J], 2020, 4(9): 094201.
- [30] WUTTIKE C, CAGLIERIS F, SYKORA S, *et al.* Physical Review B[J], 2019, 100(8): 085111.
- [31] LIU Z H, ZHANG Y J, LIU G D, *et al.* Scientific Reports[J], 2017, 7(1): 1–7.
- [32] NIIDA H, HORI T, NAKAGAWA Y. Journal of the Physical Society of Japan[J], 1983, 52(5): 1512–1514.
- [33] WANG W, ZHANG Y, XU G, *et al.* Advanced Materials[J], 2016, 28(32): 6887–6893.
- [34] KANAZAWA N, ONOSE Y, ARIMA T, *et al.* Physical Review Letters[J], 2011, 106(15): 156603.
- [35] GUO H, FENG Z, YAN H, *et al.* Advanced Materials[J], 2020, 32(26): 2002300.
- [36] SINGH B B, ROY K, CHELVANE J A, *et al.* Physical Review B[J], 2020, 102(17): 174444.

(编辑 吴 锐)