Fe掺杂对磁性拓扑材料MnAlGe中反常霍尔效应的调控

申建雷¹, 梁婷婷¹, 王婧¹, 张伸², 刘恩克^{2*}, 许小红^{1*}

1. 山西师范大学材料科学研究院, 太原 030000;

2. 中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室, 北京 100190

*联系人, 刘恩克, E-mail: ekliu@iphy.ac.cn; 许小红, E-mail: xuxh@sxnu.edu.cn

收稿日期: 2022-01-19; 接受日期: 2022-03-01; 网络出版日期: 2022-04-29

国家自然科学基金(编号: 12104280)和山西省基础研究计划(编号: 20210302124160)资助项目

摘要 本文采用缓慢冷却方法制备了磁性拓扑材料 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 系列单晶样品, 并系统研究了Fe掺杂对体系的结构、磁性以及反常霍尔效应的影响. 随着Fe含量的增加, 体系的晶胞收缩, 磁性逐渐降低. 在MnAlGe中观测到高达 $\sim 800 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ 的反常霍尔电导率(AHC), 并且随着Fe含量增加, 体系的AHC逐渐降低. 采用对数和TYJ模型对体系AHC的内外禀贡献进行定性和定量分离, 其结果显示所有样品中内外禀机制对总的AHC贡献相当, 并且两者均随着Fe含量的增加而降低.

关键词 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$, 反常霍尔效应, 内禀机制, 外禀机制

PACS: 75.70.-i, 75.30.Gw, 75.47.-m

1 引言

各种版本的霍尔效应作为自旋电子学中重要的横向电输运行为, 由于其在基础物理研究和技术应用方面具有重要的科学意义和研究价值而受到研究者的广泛关注^[1-5]. 其中反常霍尔效应(AHE)作为霍尔家族中重要的成员之一, 自1879年被发现以来, 对其背后的物理机制的研究经过了近百年. 现在人们普遍认为AHE有两种不同的微观机制: 一是与电子能带结构的贝利曲率相关的内禀机制; 另一种是与杂质散射相关的外禀机制, 其中包括斜散射机制和边跳机制^[1]. 对于AHE

的实际应用, 如霍尔传感器和自旋扭矩等^[6,7], 大的AHE尤为重要. 大量的理论和实验工作表明大的AHE往往是由内禀机制所主导^[8,9]. 因此, 人们期待在电子能带结构具有强贝利曲率的材料体系中获得较大的AHE.

在新兴的磁性拓扑材料中, 费米能级(E_F)附近的外尔节点及节线环等拓扑能带结构, 在自旋轨道耦合相互作用下, 可以诱发出拓扑增强的贝利曲率, 从而给体系带来拓扑增强的内禀反常霍尔电导率(AHC). 三元Shandite合金 $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ 作为首个在实验和理论上所证实的磁性外尔半金属^[10-16], 由于 E_F 附近存在外尔

引用格式: 申建雷, 梁婷婷, 王婧, 等. Fe掺杂对磁性拓扑材料MnAlGe中反常霍尔效应的调控. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 267512
Shen J L, Liang T T, Wang J, et al. Tuning of Fe doping on the anomalous Hall effect in the magnetic topological material MnAlGe (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 267512, doi: [10.1360/SSPMA-2022-0031](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0031)

点和带能隙的节线环而展现出巨大的内禀AHC ($\sim 1100 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$)和20%的反常霍尔角(AHA)^[10]. 除此之外, 在磁性拓扑材料 $\text{Co}_2\text{MnGa}/\text{Al}$ ^[17,18], Fe_3GeTe_2 ^[19], 反铁磁 $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{Ge}$ ^[20,21]中, 同样由于电子能带结构中的拓扑能带而展现出大的内禀AHC. 在这些磁性拓扑材料中如何进一步实现AHC的增强对该类材料的实际应用尤为重要. 根据Kubo公式可知^[22], 内禀的AHC与两个因素密切相关: 一是由 E_F 位置决定的电子占据态; 另一个是 E_F 附近拓扑能带结构特性. 众所周知, 对于材料性能优化和调控的最佳手段往往是采用化学掺杂. 微量的异类原子掺杂不但能够调节 E_F 的位置而且能够导致电子能带结构发生细微变化. 这些变化将不可避免地改变电子能带结构从而影响到内禀的AHC. 与此同时, 异类原子的引入将会增强对传导电子的散射作用, 从而给体系带来外禀的AHC. 比如在磁性外尔半金属 $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ 中, 研究者通过微量的电子和空穴掺杂在该体系中进一步实现了内禀和外禀双机制增强的AHC和AHA^[23,24]. 为利用化学掺杂调控磁性拓扑材料中横向输运特性提供了重要的研究思路.

最近, Guin等人^[25]报道了一种新型磁性拓扑节线

环材料 MnAlGe , 其居里温度高达503 K. 该材料的晶体结构为 Cu_2Sb 构型, 其空间群为 $P4/nmm$. 在 MnAlGe 中的Mn原子组成磁性层与非磁性层 Al/Ge 沿着 c 轴交替堆叠, 如图1(c)中插图所示. 理论计算显示, 在该材料中 E_F 附近具有拓扑节线环诱发的2D分布的贝利曲率, 并且在 E_F 之上存在一个约 $1000 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ 的内禀AHC峰^[25]. 然而 E_F 位置对应的AHC仅为 $300 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$, 但在实验上观测的AHC约为 $700 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$. 角分辨光电子谱实验(ARPES)表明, 由于实验中不确定因素将导致 E_F 发生改变^[25], 从而导致AHC的实验值高于理论值. 本工作在 MnAlGe 材料体系中采用多电子Fe取代少电子Mn, 并制备一系列 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 单晶样品来研究Fe掺杂对该材料体系中的结构、磁性以及反常霍尔效应的影响.

2 材料与方法

本文中磁性拓扑材料 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ ($x = 0.05, 0.1, 0.2$)系列单晶样品采用缓慢冷却方法制备. 按化学计量比 $(\text{Mn}+\text{Fe}):\text{Al}:\text{Ge} = 1:1:1$ 称量纯度为99.99%原料共

图 1 (网络版彩图) (a) Fe0.05样品的EDX图谱; (b) $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 系列单晶样品的名义和实际成分; (c) MnAlGe 单晶样品的室温XRD图谱, 插图分别为 MnAlGe 晶体结构和单晶样品照片; (d) 所有样品室温粉末XRD图谱, 插图为所有样品的晶格参数

Figure 1 (Color online) (a) EDX spectrum of Fe0.05. (b) Nominal x and actual concentration of $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ single crystals. (c) Room temperature XRD pattern of MnAlGe single crystal. Insets show the crystal structure and the photograph of MnAlGe single crystal, respectively. (d) Room temperature powder XRD patterns of all samples. Inset shows the lattice parameters of all samples.

计 10 g. 将原料放入清洗干净的氧化铝坩埚中, 在真空度 10^{-3} Pa 以下将其密封在石英管中并放置在马弗炉中. 首先将马弗炉经过 10 h 从室温加热至 1050°C 并保持 24 h, 然后再经历 10 h 降温至 600°C . 此后, 经过 3 h 升温至 1050°C 后再经 10 h 降至 600°C , 此温度振荡过程经历 3 次后经 7 d 时间降温至 600°C , 随后在此温度下保温 3 d, 之后关闭马弗炉使其自然冷却至室温. 最后得到块体样品, 并敲开块体样品, 其内部镶嵌大量单晶样品, 如图 1(c) 中插图所示. 利用 X 射线衍射 (XRD) 获取本文中单晶和多晶粉末样品的晶体结构信息. 通过能量色散 X 射线谱 (EDX) 获得样品的相关元素含量. 所有样品的磁性和电输运测量均采用综合物理性能测试系统 (PPMS, Quantum Design, Inc.) 来完成.

3 结果与讨论

为了确定 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 系列单晶样品成分的可靠性, 本文采用 EDX 对所有单晶样品成分进行表征, 其中

$x = 0.05$ 样品的 EDX 图谱作为代表被展示在图 1(a) 中. 图 1(b) 中表格展示了所有样品的各元素的实际含量, 基本与名义成分保持一致. 这表明本文所制备的单晶样品成分是可靠的. 图 1(c) 展示了 Fe0 单晶样品的室温 XRD 图谱. 从图中可以观察到 XRD 图谱仅仅展现出 (001) 衍射峰. 这表明衍射平面为 ab 面, 正如图 1(c) 中插图所示的单晶平面. 为进一步获得体系的晶格常数随 Fe 含量增加的演化, 将所有样品研磨成粉末进行粉末 XRD 测试, 其结果如图 1(d) 所示. 图 1(d) 中插图展示了体系的晶格参数 a 和 c 随着 Fe 掺杂量增加的演化. 随着 Fe 含量增加, 体系的 a 轴逐渐从 $3.918 \text{ \AA}$ 增加至 $3.928 \text{ \AA}$, 而 c 轴从 $5.945 \text{ \AA}$ 降低至 $5.875 \text{ \AA}$. 体系的晶胞体积随着 Fe 含量增加而收缩, 这主要是由于 Fe 的原子半径小于 Mn 所致.

图 2(a) 和 (b) 分别展示了 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 体系在 10 和 300 K 时磁场沿着 c 轴的等温 M - H 曲线. 从图中可以看出所有样品在 $\sim 4 \text{ kOe}$ 之上达到饱和. 此外, 随着 Fe 含量增加体系的饱和磁化强度 (M_s) 逐渐降低. 在 10 K 时,

图 2 (网络版彩图) (a), (b) $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 系列样品在 10 和 300 K 时磁场沿着 c 轴的等温磁化曲线 (M - H); (c) 所有样品在 20 kOe 磁场下沿着 c 轴的热磁曲线 (M - T); (d) 所有样品在电流沿着 ab 面的零场纵向电阻率随温度的变化曲线 (R - T), 其中插图显示所有样品在 2 K 时的剩余电阻率

Figure 2 (Color online) (a), (b) Field-dependent magnetization curves (M - H) of $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ single crystals for $H \parallel c$ at 10 and 300 K. (c) Temperature-dependent magnetization curves (M - T) at $H \parallel c$ and $H = 20 \text{ kOe}$ for all samples. (d) Temperature-dependent longitudinal resistivity (R - T) at zero field for $I \parallel ab$ -plane. Inset shows the residual resistivity at 2 K for all samples.

随着Fe含量增加, 体系的 M_S 从65 emu/g降至53.5 emu/g. 图2(c)展示了体系在20 kOe (大于饱和场)下磁场沿着 c 轴的 M - T 曲线, 其中所有样品的 M 随着温度的升高而降低. 这主要是由于温度升高导致体系的热扰动增强. 图2(d)展示了体系在电流沿着 ab 面时的零场 R - T 曲线. 从图中可以观察到所有样品的纵向电阻率随着温度的降低而逐渐降低, 表现出典型的金属行为. 值得注意的是在2 K时体系的剩余电阻率随着掺杂量的增加而单调增加, 从33.5 $\mu\Omega$ cm增加至87.4 $\mu\Omega$ cm. 剩余电阻率的增加也表明在MnAlGe体系中掺杂异类原子对传导电子的散射作用增强.

为了进一步探索在MnAlGe中掺杂Fe对体系的AHE的影响, 本研究测量了一系列不同温度下的霍尔曲线. 作为代表图3(a)仅展示了体系在2和300 K的霍尔电阻率随磁场 H 的变化曲线 $\rho_{yx}(H)$, 其中反常霍尔电阻率 ρ_{yx}^A 为高场外推至零场下的霍尔电阻率. 从图中可以看出, 不同掺杂样品在2和300 K的 ρ_{yx}^A 值基本保持在相同水平. 根据公式 $\sigma_{xy}^A = \rho_{yx}^A / \left((\rho_{yx}^A)^2 + \rho_{xx}^2 \right)$ 可得体系在不同温度下的AHC. 图3(b)展示了不同Fe含量样品在不同温度下的AHC. 在2 K时, Fe0的AHC高达 $\sim 800 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, 这要远远高于其他传统铁磁性材料, 并可以与新兴的磁性拓扑材料 $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ ^[10], Fe_3GeTe_2 ^[19]等相比拟. 此外, 该数值也比Guin等人^[25]所报道的数值要大. 根据Guin等人的报道, 在MnAlGe中巨大的AHC主要是由体系中 E_F 附近节线环在自旋轨道耦合作用下诱发的2D贝利曲率所贡献. 在 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 体系

中随着Fe含量增加AHC逐渐降低. 此外, 所有样品的AHC均随着温度的升高而降低. 作为霍尔输运特性中重要的参数之一, 反常霍尔角AHA ($\sigma_{xy}^A/\sigma_{xx}$)用来反映纵向电流转换为横向霍尔电流的转换效率. 这一参数对于研究霍尔效应对自旋电子学应用和器件开发的影响具有重要的意义. 正如图3(c)所示, 体系的AHA随温度增加而呈现增大趋势. 其中, 不同Fe含量样品对应的最大AHA分别为3.25%, 2.35%, 2.04%, 1.54%.

根据Guin等人^[25]的报道, 在MnAlGe中 E_F 右侧存在一个高达 $\sim 1000 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ 的AHC峰. 刚带模型中^[26,27], 在MnAlGe中电子掺杂将导致 E_F 升高从而带来AHC升高, 然而在 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 体系中随着多电子Fe含量的增加, 体系的AHC始终降低. 为了阐明在 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 体系中AHC随Fe含量增加而降低行为背后的物理机制, 就要弄清楚体系中AHC的贡献来源. 首先, 采用纵横电阻率的对数拟合关系式 $\log \rho_{yx}^A = \alpha \log \rho_{xx}$ 来定性表明 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 中AHC的内禀和外禀贡献. 内禀机制的纵横电阻率满足: $\rho_H \propto \rho_{xx}^2$, 而外禀机制中的斜散射机制和边跳机制分别满足: $\rho_H \propto \rho_{xx}$ 和 $\rho_H \propto \rho_{xx}^2$. 由此可见, 内禀机制和边跳机制都具有平方关系, 这很难在输运测量上进行区分, 然而内禀机制贡献能够通过能带计算获得. 对于边跳贡献, 可以根据公式 $(e^2/h a)(\varepsilon_{SO}/E_F)$ 进行估算^[28,29], 以Fe0样品为例, 其晶格参数 $a \sim V^{1/3} = 4.5 \text{ \AA}$, 对于金属间化合物其 $\varepsilon_{SO}/E_F \approx 0.01$. 据此估算的边跳贡献仅 $\sim 10 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$. 因此, 在 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 体系中的边跳贡献可忽略不计. 图4(a)展示了不同Fe含量样品的

图 3 (网络版彩图) (a) $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 系列样品在2和300 K时磁场沿着 c 轴和电流沿着 ab 面的等温霍尔曲线; 所有样品在不同温度下的AHC (b)和AHA (c)

Figure 3 (Color online) (a) Field-dependent Hall resistivity of $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ system for $H // c$ axis and $I // ab$ -plane at 2 and 300 K, respectively. (b) Temperature-dependent anomalous Hall conductivity (AHC) of all samples. (c) Temperature-dependent anomalous Hall angle (AHA) of all samples.

纵横电阻率的对数拟合, 其中插图展示了拟合参数 α 值. 从图中可以清晰地看到 α 值始终保持在1.3左右, 这表明在体系中AHC既有内禀贡献又有外禀斜散射贡献. 为了进一步定量分析 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 中AHC内禀和外禀贡献的各自占比, 一种合适的分离模型是非常关键的. Tian等人^[30]首次提出TYJ模型: $\rho_{yx}^A = a\rho_{xx0} + b\rho_{xx}^2$, 其中 ρ_{xx0} 为剩余电阻率, 等式右边第一项为外禀贡献, 第二项为内禀贡献. 该分离模型已经被广泛用于分离AHE中的内禀和外禀贡献. 尤其是在拓扑材料中取得了巨大的成功^[23,24]. 根据纵横电阻率TYJ模型公式, ρ_{yx}^A 和 ρ_{xx}^2 应该为线性关系. 从图4(b)中可以清楚地看到每条曲线都展现出很好的线性关系. 此外, TYJ模型也可以用电导率表示: $\sigma_{xy}^A = -a\sigma_{xx}^{-1}\sigma_{xx}^2 - b$, 其中 $\sigma_{xx0} = 1/\rho_{xx0}$ 为剩余电导率, b 为纵轴的截距表示内禀的AHC. 图4(c)展示了不同Fe含量样品的 σ_{xy}^A 和 σ_{xx}^2 之间的关系, 从图中可以看出它们之间也表现出很好的线性关系, 并且

能够获得内禀和外禀机制对AHC的贡献. 图4(d)展示了体系在2 K下实验测得总的 σ_{xy}^A 和分离的内禀 $\sigma_{xy}^A(\text{int.})$ 和外禀 $\sigma_{xy}^A(\text{ext.})$. 从图中可以看到 $\sigma_{xy}^A(\text{int.})$ 和 $\sigma_{xy}^A(\text{ext.})$ 随着Fe含量的增加而展现出与实验测量的总AHC一致的变化趋势, 两者均随着Fe含量的增加而降低, 内外禀机制对总AHC的贡献几乎相当.

基于上述对数和TYJ模型拟合结果, 在体系 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 中, AHC随着Fe含量增加而降低源自于Fe掺杂导致体系中内禀和外禀贡献均降低所导致. 目前, 在不同体系中影响内禀AHC的因素有很多. 先前的实验和理论工作指出在磁性体系中内禀的AHC正比于体系的 M ^[31–33], 然而在一些磁性拓扑材料($\text{Co}_{3-x}\text{Ni}_x\text{Sn}_2\text{S}_2$ ^[23], $\text{Mn}_3\text{Sn/Ge}$ ^[20,21])中, 内禀的AHC与 M 却展现出相反的依赖关系, 这表明在磁性拓扑体系中 M 并不适用于标度内禀的AHC. 此外, He等人^[34]指出体系的内禀AHC强烈依赖于自旋轨道耦合强度. 然而在 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 中,

图 4 (网络版彩图) (a) 基于 $\log \rho_{yx}^A = \alpha \log \rho_{xx}$ 公式, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 系列样品的纵横电阻率的对数拟合, 插图为对数拟合参数 α 值; (b) 基于TYJ模型的2–100 K的纵横电阻率拟合; (c) 基于TYJ模型的2–100 K的纵横电导率拟合; (d) 2 K下体系的内禀和外禀AHC的分离结果

Figure 4 (Color online) (a) Logarithmic fitting of longitudinal and transverse resistivity of $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ samples based on $\log \rho_{yx}^A = \alpha \log \rho_{xx}$. Inset shows the value of α . (b) Fitting of longitudinal and transverse resistivity of 2–100 K based on TYJ model. (c) Fitting of longitudinal and transverse conductivity of 2–100 K based on TYJ model. (d) Separation results of the intrinsic and extrinsic AHC at 2 K.

由于Mn和Fe为近邻关系, 其原子序数仅相差1, 且取代量较低. 因此, 在 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 中自旋轨道耦合强度随着Fe含量增加变化不大. Guin等人^[25]的理论计算结果表明在 MnAlGe 中 E_F 右侧存在一个强的AHC峰值. 在刚带模型下, 电子掺杂将导致 E_F 抬升至更大的AHC位置. 然而在本工作中随着Fe含量增加体系的AHC不升反降, 这也表明在 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 中并不能单纯地采用刚带模型来理解体系的AHC演化. 在磁性拓扑材料中内禀AHC与体系的 E_F 位置以及其附近的拓扑能带结构密切相关. 在 MnAlGe 中掺杂微量的Fe原子, 一方面会使体系的 E_F 抬升, 另一方面由于无序掺杂将破坏体系局部的晶格平移对称性. 这种局部对称性破缺势必将影响体系的拓扑能带的精细结构, 从而影响内禀的AHC. 因此在体系 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 中内禀AHC随着Fe含量增加的演化行为应源于 E_F 移动和拓扑能带演化竞争所致. 此外, 外禀机制对AHC的贡献非常复杂, 与体系

中杂质类型、含量、磁性以及在晶体中分布情况密切相关, 其相关的物理机制问题仍需要深入研究.

4 总结

本文系统研究了多电子Fe掺杂对 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 系列单晶样品的结构、磁性和反常霍尔效应的影响. 实验结果显示随着Fe含量增加体系的晶胞收缩, 磁性逐渐降低. 在 $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ 体系中观测到高达 $\sim 800 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ 的AHC和3.25%的AHA. 随着Fe含量和温度的增加体系的AHC逐渐降低. 进一步采用对数和TYJ模型对体系AHC内外禀贡献进行定性和定量分离, 结果显示所有样品中的内外禀机制对总的AHC贡献相当, 但两者均随着Fe含量增加而降低. 本工作为该磁性拓扑体系中横向输运性质的调控提供了必要信息.

参考文献

- 1 Nagaosa N, Sinova J, Onoda S, et al. Anomalous Hall effect. *Rev Mod Phys*, 2010, 82: 1539–1592, arXiv: 0904.4154
- 2 Vilanova Vidal E, Stryganyuk G, Schneider H, et al. Exploring Co_2MnAl Heusler compound for anomalous Hall effect sensors. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 132509
- 3 Chang C Z, Zhang J, Liu M, et al. Thin films of magnetically doped topological insulator with carrier-independent long-range ferromagnetic order. *Adv Mater*, 2013, 25: 1065–1070
- 4 An N, Tang M, Hu S, et al. Structure and strain tunings of topological anomalous Hall effect in cubic noncollinear antiferromagnet Mn_3Pt epitaxial films. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 297511
- 5 Xiao Z Y, Quan Z Y, Zhang W, et al. Experimental observation of topological Hall effects in compensated ferrimagnet-heavy metal layered structures. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 64: 287511
- 6 Zhang Y, Hao Q, Xiao G. Low-frequency noise of magnetic sensors based on the anomalous Hall effect in Fe-Pt alloys. *Sensors*, 2019, 19: 3537
- 7 Moritz J, Rodmacq B, Auffret S, et al. Extraordinary Hall effect in thin magnetic films and its potential for sensors, memories and magnetic logic applications. *J Phys D-Appl Phys*, 2008, 41: 135001
- 8 Fang Z, Nagaosa N, Takahashi K S, et al. The anomalous Hall effect and magnetic monopoles in momentum space. *Science*, 2003, 302: 92–95, arXiv: cond-mat/0310232
- 9 Yao Y, Kleinman L, MacDonald A H, et al. First principles calculation of anomalous hall conductivity in ferromagnetic bcc Fe. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 037204, arXiv: cond-mat/0307337
- 10 Liu E, Sun Y, Kumar N, et al. Giant anomalous Hall effect in a ferromagnetic kagome-lattice semimetal. *Nat Phys*, 2018, 14: 1125–1131, arXiv: 1712.06722
- 11 Wang Q, Xu Y, Lou R, et al. Large intrinsic anomalous Hall effect in half-metallic ferromagnet $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ with magnetic Weyl fermions. *Nat Commun*, 2018, 9: 3681, arXiv: 1712.09947
- 12 Liu D F, Liang A J, Liu E K, et al. Magnetic Weyl semimetal phase in a Kagomé crystal. *Science*, 2019, 365: 1282–1285, arXiv: 1909.09580
- 13 Morali N, Batabyal R, Nag P K, et al. Fermi-arc diversity on surface terminations of the magnetic Weyl semimetal $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. *Science*, 2019, 365: 1286–1289, arXiv: 1903.00509
- 14 Zeng Q Q, Gu G X, Shi G, et al. On the anomalous low-resistance state and exceptional Hall component in hard-magnetic Weyl nanoflakes. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 64: 287512, arXiv: 2106.02906

- 15 Liu C, Shen J L, Gao J C, et al. Spin excitations and spin wave gap in the ferromagnetic Weyl semimetal $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 64: 217062, arXiv: [2006.07339](#)
- 16 Liu C, Yi C J, Wang X Y, et al. Anisotropic magnetoelastic response in the magnetic Weyl semimetal $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 64: 257511
- 17 Belopolski I, Manna K, Sanchez D S, et al. Discovery of topological Weyl fermion lines and drumhead surface states in a room temperature magnet. *Science*, 2019, 365: 1278–1281, arXiv: [2004.00004](#)
- 18 Li P, Koo J, Ning W, et al. Giant room temperature anomalous Hall effect and tunable topology in a ferromagnetic topological semimetal Co_2MnAl . *Nat Commun*, 2020, 11: 3476, arXiv: [1910.10378](#)
- 19 Kim K, Seo J, Lee E, et al. Large anomalous Hall current induced by topological nodal lines in a ferromagnetic van der Waals semimetal. *Nat Mater*, 2018, 17: 794–799
- 20 Nakatsuji S, Kiyohara N, Higo T. Large anomalous Hall effect in a non-collinear antiferromagnet at room temperature. *Nature*, 2015, 527: 212–215
- 21 Nayak A K, Fischer J E, Sun Y, et al. Large anomalous Hall effect driven by a nonvanishing Berry curvature in the noncollinear antiferromagnet Mn_3Ge . *Sci Adv*, 2016, 2: e1501870, arXiv: [1511.03128](#)
- 22 Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P, et al. Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential. *Phys Rev Lett*, 1982, 49: 405–408
- 23 Shen J, Yao Q, Zeng Q, et al. Local disorder-induced elevation of intrinsic anomalous Hall conductance in an electron-doped magnetic Weyl semimetal. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 086602, arXiv: [2002.03917](#)
- 24 Shen J, Zeng Q, Zhang S, et al. 33% giant anomalous hall current driven by both intrinsic and extrinsic contributions in magnetic Weyl semimetal $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. *Adv Funct Mater*, 2020, 30: 2000830
- 25 Guin S N, Xu Q, Kumar N, et al. 2D-Berry-Curvature-driven large anomalous Hall effect in layered topological nodal-line MnAlGe . *Adv Mater*, 2021, 33: 2006301
- 26 Stern E A. Rigid-band model of alloys. *Phys Rev*, 1967, 157: 544–551
- 27 Thiel S, Hammerl G, Schmehl A, et al. Tunable quasi-two-dimensional electron gases in oxide heterostructures. *Science*, 2006, 313: 1942–1945
- 28 Wang X, Vanderbilt D, Yates J R, et al. Fermi-surface calculation of the anomalous Hall conductivity. *Phys Rev B*, 2007, 76: 195109, arXiv: [0708.0858](#)
- 29 Nozières P, Lewiner C. A simple theory of the anomalous Hall effect in semiconductors. *J Phys France*, 1973, 34: 901–915
- 30 Tian Y, Ye L, Jin X. Proper scaling of the anomalous Hall effect. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 087206, arXiv: [0903.5360](#)
- 31 Zeng C, Yao Y, Niu Q, et al. Linear magnetization dependence of the intrinsic anomalous Hall effect. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 037204, arXiv: [cond-mat/0606354](#)
- 32 Sales B C, Jin R, Mandrus D, et al. Anomalous Hall effect in three ferromagnetic compounds: $\text{EuFe}_4\text{Sb}_{12}$, $\text{Yb}_{14}\text{MnSb}_{11}$, and $\text{Eu}_8\text{Ga}_{16}\text{Ge}_{30}$. *Phys Rev B*, 2006, 73: 224435, arXiv: [cond-mat/0603410](#)
- 33 Husmann A, Singh L J. Temperature dependence of the anomalous Hall conductivity in the Heusler alloy Co_2CrAl . *Phys Rev B*, 2006, 73: 172417
- 34 He P, Ma L, Shi Z, et al. Chemical composition tuning of the anomalous Hall effect in isoelectronic $\text{Li}_0\text{FePd}_{1-x}\text{Pt}_x$ alloy films. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 066402, arXiv: [1112.0834](#)

Tuning of Fe doping on the anomalous Hall effect in the magnetic topological material MnAlGe

SHEN JianLei¹, LIANG TingTing¹, WANG Jing¹, ZHANG Shen²,
LIU EnKe^{2*} & XU XiaoHong^{1*}

¹ *Research Institute of Materials Science, Shanxi Normal University, Taiyuan 030000, China;*

² *State Key Laboratory for Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

In this paper, a series of magnetic topological material $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$ single crystal samples were prepared using the slow-cooling method and the effects of Fe doping on the structure, magnetism, and anomalous Hall effect of the system were studied. The unit cell volume of the system shrinks, and the magnetism decreases gradually as the Fe content increases. A giant anomalous Hall conductivity (AHC), approximately as high as $800 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$, was observed in MnAlGe, and the AHC gradually decreased with the increase of the Fe content. Logarithmic and TYJ models were used to qualitatively and quantitatively separate the intrinsic and the extrinsic contributions of the AHC of the system, respectively. The results showed that the contributions of the intrinsic and extrinsic mechanisms to the total AHC were comparable in all samples and both decreased with increased Fe content.

$\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{AlGe}$, anomalous Hall effect, intrinsic mechanism, extrinsic mechanism

PACS: 75.70.-i, 75.30.Gw, 75.47.-m

doi: [10.1360/SSPMA-2022-0031](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0031)