



多铁材料 MnSb_2O_6 中自旋涨落的ESR研究

王哲 许劼敏 王文君 李何轩 邹优鸣 于璐 屈哲

Electron spin resonance study of spin fluctuation in multiferroic MnSb_2O_6

Wang Zhe Xu Jie-Min Wang Wen-Jun Li He-Xuan Zou You-Ming Yu Lu Qu Zhe

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 71, 017501 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211465

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211465>

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

多铁材料 MnSb_2O_6 中自旋涨落的 ESR 研究*王哲¹⁾²⁾ 许劭敏¹⁾²⁾ 王文君¹⁾²⁾ 李何轩¹⁾²⁾邹优鸣¹⁾ 于璐¹⁾ 屈哲^{1)3)†}

1) (中国科学院合肥物质科学研究院, 中国科学院强磁场科学中心, 安徽省极端条件凝聚态物理重点实验室, 合肥 230031)

2) (中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 合肥 230031)

3) (中国科学院合肥物质科学研究院, 中国科学院光伏与节能材料重点实验室, 合肥 230031)

(2021 年 8 月 10 日收到; 2021 年 9 月 7 日收到修改稿)

具有手性晶体结构的 MnSb_2O_6 其基态为螺旋磁序, 对外磁场有着响应丰富的铁电性. 本文通过助熔剂法制备了高质量 MnSb_2O_6 单晶. 电子自旋共振谱 (ESR) 的结果表明其共振场具有类似铁磁材料的各向异性温度依赖关系. 这一结果表明 MnSb_2O_6 基态的螺旋磁序在外磁场中形成了随磁场方向转动的圆锥磁序相 (conical phase). 对共振峰半高宽的进一步拟合得到一个意外小的临界指数, 这表明 MnSb_2O_6 中的磁矩具有二维特征并且存在着较强的竞争相互作用.

关键词: 手性晶体, 多铁, ESR, 圆锥磁序相

PACS: 75.25.-j, 75.50.-y, 76.30.-v, 77.55.Nv

DOI: 10.7498/aps.71.20211465

1 引言

手性晶体结构的材料既没有反演中心也没有镜像平面, 这将导致 DM 相互作用 (Dzyaloshinskii-Moriya interaction) 的出现, 产生各种奇异的物理现象, 如斯格明子 (skyrmion)^[1-7]、多铁性^[8-13]、手性磁孤子^[14-16]等. 三方晶系氧化物 MnSb_2O_6 是少有的一种同时具有手性晶体结构和手性磁结构的材料, 具有罕见的多铁性质, 外磁场轻微的倾斜即可导致铁畴电极化方向的翻转^[17-22], 这有望应用于磁存储等自旋器件中. 该化合物空间群为 $P321$, 畸变的 MnO_6 八面体和 SbO_6 八面体共边形成锰和锑交替堆叠的层状结构晶体. 正二价的锰 (Mn^{2+}) 是此结构中唯一的磁性离子, 由于轨道磁矩猝灭 ($L \approx 0$) Mn^{2+} 是处于 $S = 5/2$ 的高自旋态. 其基态是手性晶格螺旋磁序, 磁性测试表明

其在 12 K 以下是一个自旋螺旋平面偏离 (110) 平面 θ_1 的螺旋磁序, 并且短程自旋关联涨落持续到 200 K^[19,20].

电子自旋共振谱 (ESR) 是研究磁性化合物的途径之一, 它对于不均匀的磁性环境非常敏感, 这为探测局域自旋动力学提供了可能. 之前对多晶样品的 ESR 研究表明, MnSb_2O_6 基态具有小的易平面型 (easy plane) 各向异性, ESR 共振峰的展宽持续到 160 K, 共振场的移动也表明短程自旋关联涨落在远高于螺旋反铁磁基态相变温度 T_N 以上仍然存在^[12]. 为了阐明 MnSb_2O_6 高温下的自旋动力学, 对其基态在外磁场下的响应给出进一步的信息, 对 MnSb_2O_6 单晶开展了 ESR 测试. 有趣的是, T_N 以上 ESR 共振场表现出类似铁磁材料的各项异性的温度依赖关系. 结合之前工作对 MnSb_2O_6 的铁电性质和磁性的描述, 我们认为这一高温自旋涨落来自于基态螺旋磁结构在外场中形成的圆锥

* 国家自然科学基金 (批准号: U2032213) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhequ@hmf.ac.cn

磁序相, 并且由此预测 MnSb_2O_6 铁电极化强度在高磁场下的变化规律. 另外我们也发现共振线半高宽随温度变化的临界指数较传统二维和三维反铁磁体小很多, 这意味着 MnSb_2O_6 中磁矩间可能存在竞争相互作用和二维特性.

2 实验

MnSb_2O_6 单晶是利用助熔剂方法制备^[11], 典型尺寸为 $2\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$. 相纯度通过 XRD (X-ray diffraction) 进行验证. 磁性测试是在量子超导干涉仪 (MPMS-3 SQUID) 上进行的. ESR 测试则是在一台装有连续氦气流低温恒温器的 Bruker EMXplus10/12 CW 谱仪 (X-band 频率) (Oxford Instruments) 上进行的. ESR 谱线收集于 1.8 到 300 K 之间, 磁场分别平行和垂直于晶体 c 轴.

3 结果与讨论

图 1 给出了 MnSb_2O_6 单晶样品的典型单晶 XRD 谱, 展示出一系列 $(0\ 0\ k)$ 峰, 与 PDF 卡片数据一致, 且具有非常尖锐的摇摆曲线 (半高宽约为 0.05°), 这验证了我们制备的单晶具有很高的质量. 图 2(a) 为 0.01 T 磁场分别平行和垂直于 MnSb_2O_6 单晶 c 轴时的磁化率随温度的依赖关系. 磁场平行和垂直于 c 轴时, 随着温度降低 $\chi(T)$ 在 12 K 处均表现出一个突然的下降, 表明在此 Néel 温度处开始形成长程反铁磁 (AFM) 序. 在此温度之上, 两个方向的磁化率均遵循居里-外斯定律 (Curie-Weiss law) $\chi = \chi_0 + (N_A p_{\text{eff}}^2)/[3k_B(T + \theta)]$, 其中 N_A 是阿伏伽德罗常数, p_{eff} 是有效磁矩, θ 是居里外斯温度. 通过分别拟合高温段数据得到当磁场垂直于 c 轴时, $p_{\text{eff}} = 5.84(1)\ \mu_B$, $\theta = -28.4(2)\text{ K}$, 当磁场平行于 c 轴时, $p_{\text{eff}} = 5.86(1)\ \mu_B$, $\theta = -28.(2)\text{ K}$. 得到的有效磁矩与 Mn^{2+} 的 $S = 5/2$ 高自旋态吻合, 证明 Mn 离子以 Mn^{2+} 的形式存在. 图 2(b) 为反铁磁基态的等温磁化强度随磁场的变化. 两方向的磁化强度在高场下表现相同的线性行为, 当磁场垂直于 c 轴时, 大约 0.2 T 处开始有一个台阶似的偏离线性行为, 而这一行为在磁场平行 c 轴时发生在 1 T 附近. 这些磁性行为与之前的报道一致, 分别对应磁畴和铁电畴的选择和 spin-flop 的转变^[19,22].

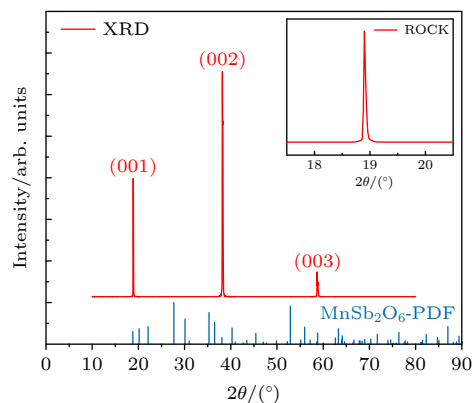


图 1 MnSb_2O_6 单晶 XRD 衍射峰

Fig. 1. XRD pattern for single crystalline MnSb_2O_6 .

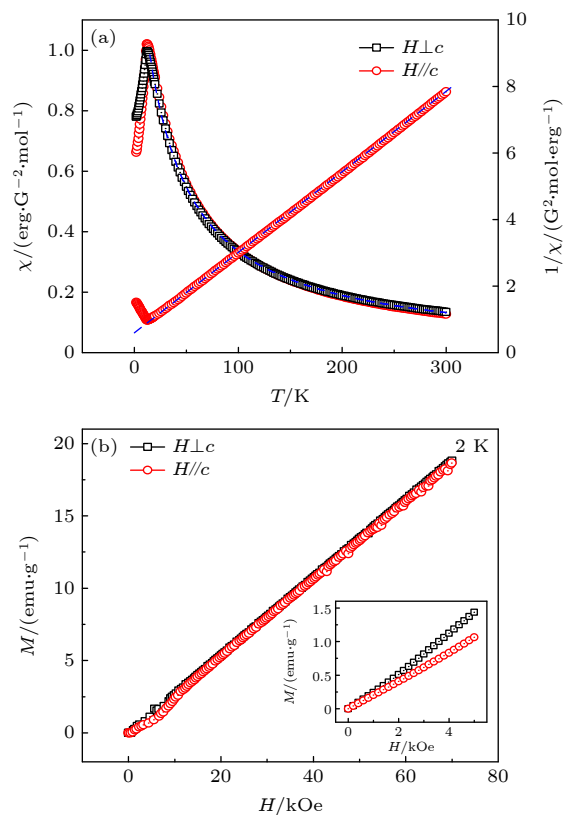


图 2 MnSb_2O_6 单晶的磁性数据 (a) 0.01 T 磁场垂直和平行于 c 轴的磁化率及其倒数的温度依赖关系, 虚线代表高温段的居里外斯拟合; (b) 2 K 下磁场垂直和平行于 c 轴的等温磁化强度 $M(H)$, 插图表示低场部分的放大图像

Fig. 2. The magnetism data of MnSb_2O_6 single crystal: (a) The temperature dependence of magnetic susceptibility χ and its reciprocal under a magnetic field of $\mu_0 H = 0.01\text{ T}$ for $H \perp c$ and $H // c$, respectively. The dashed lines represent a Curie-Weiss fitting to the high-temperature regime. (b) Static magnetization $M(H)$ as a function of applied magnetic field H of MnSb_2O_6 for $H \perp c$ and $H // c$ axis at 2 K. The inset shows the enlarged low-magnetic field regime.

采用 ESR 谱来探索单晶 MnSb_2O_6 中的自旋动力学行为, 图 3 为几个典型的 ESR 谱线. 所有温

度的这些谱线都是能完美地用单个洛伦兹线型描述的交换变窄共振线, 表明了 Mn^{2+} 的绝缘体环境. 通过洛伦兹线的拟合, 还得到了共振场、 g 因子, 线宽 ΔH 等参数.

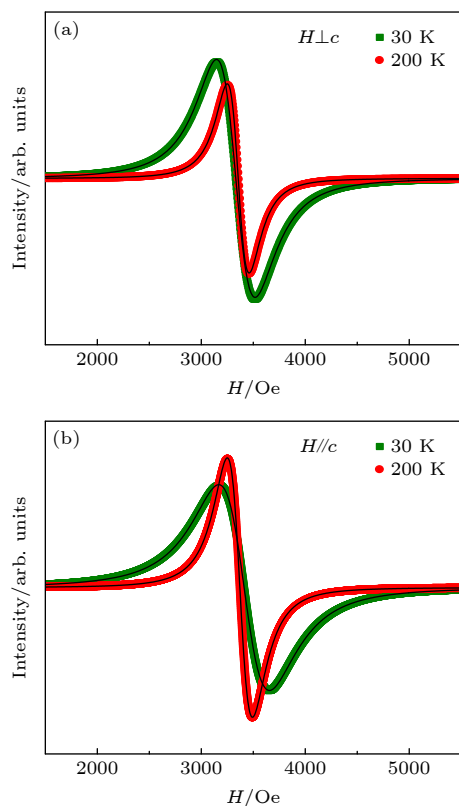


图 3 MnSb_2O_6 在 X-band 几个典型 ESR 谱线. 红、绿数据点是原始数据, 黑色实线是拟合的洛伦兹线型
Fig. 3. Typical X-band electron spin resonance (ESR) spectra of MnSb_2O_6 . Red dots and green squares represent the data and the solid black lines show the fitting results to a Lorentzian lineshape.

图 4 表示共振场的温度依赖关系. 在 300 K 时, 磁场垂直和平行于 c 轴的 g 因子分别为 2.000 和 1.993, 十分接近过渡金属离子中自由电子的 g 因子^[23], 这一数值在高于 100 K 几乎没有变化. 有趣的是, 共振场在进一步降温过程中表现出明显的各向异性温度依赖关系; 当磁场垂直于 c 轴时, 共振场向低场方向移动, 而当磁场平行于 c 轴时, 共振场向高场方向移动, 两个方向共振场变化振幅大约有 60 高斯 (Oe). 这一行为类似于通常在各向异性铁磁体中发现的 ESR 共振场随温度的依赖关系^[24,25]. 我们知道, 共振场是由共振条件 $h\nu = g_{\text{eff}} \mu_B H_r$ 决定的, 其中 $h\nu$ 是微波能量, g_{eff} 是有效 g 因子, μ_B 是玻尔磁子, H_r 是共振场. g_{eff} 受形状各向异性和磁晶各向异性影响, H_r 则与内场相关.

在铁磁体中, 共振信号从顺磁位置移动到 $H_r = (h/g\mu_B)\nu$ 是由形状各向异性和磁晶各向异性决定的^[25].

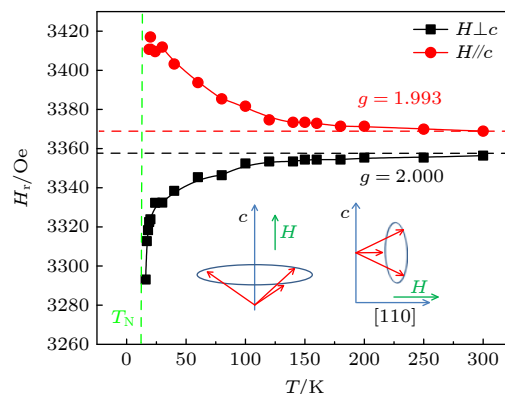


图 4 共振场 H_r 随温度变化趋势. 插图表示磁场下圆锥相简图
Fig. 4. Temperature dependence of the resonance field H_r . The solid lines are guide to the eyes. The illustration shows the conical spiral phase under magnetic fields.

几种可能造成共振场的这种各向异性温度依赖关系的机制在 MnSb_2O_6 中可以被逐个排除. 首先从以前文献对磁性的研究可以发现 $M(H)$ 在除了低场下的差异行为后随着磁场增强 M 线性增大至饱和, 因此基态的螺旋磁序相在磁场下并未像其他螺旋磁体如 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 那样形成磁孤子相或者摆线相^[26]. 然后, MnSb_2O_6 的基态是螺旋反铁磁态, 不存在单轴对称性的磁偶极相互作用, 同时也没有铁磁体的形状各向异性^[27]. 在 MnSb_2O_6 中 Mn^{2+} 由于轨道猝灭, 轨道磁矩约等于零, 因此也没有强的单粒子各向异性; 而且假设 Mn^{2+} 具有沿着磁性链方向 c 方向 (螺旋轴沿 c) 的单粒子各向异性, 其共振场随温度移动的方向刚好与包含沿 a 轴磁性链材料 $\text{CsMnCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (具有单粒子各向异性) 的共振场随温度移动方向相反^[28]. 因此磁场下 MnSb_2O_6 中出现了某种铁磁成分成了这个材料中共振场具有类似铁磁体的各向异性温度依赖关系的唯一可能理由.

MnSb_2O_6 在外磁场下出现了铁磁成分不仅可从 ESR 实验中看出端倪, 还可以从它独特的磁基态和磁电耦合性质中得到启发. MnSb_2O_6 的基态是一个螺旋轴倾斜于 c 轴的螺旋反铁磁态, 它的螺旋平面是趋向于垂直于外磁场方向的^[20]. 一种可能的情形就是当螺旋平面随外磁场偏转的同时, 所有自旋如图 4 插图所示均向磁场方向偏转而形成

圆锥面随磁场转动的圆锥磁结构. 事实上, 相似的圆锥螺旋相也在其他一些材料中被证实^[29,30]. 圆锥序可以被看作是一个平面内的反铁磁成分加上一个平面外的铁磁成分. 而磁晶各向异性决定了这个铁磁成分的易磁化轴在 ab 面内, c 方向为难磁化轴. 因此我们观察到了类似铁磁体共振场随温度的各向异性依赖关系, 同时较小的铁磁成分也导致两方向共振场振幅相对于本征铁磁体要小很多 (在铁磁体 $\text{Bi}_{2-x}\text{Mn}_x\text{Te}_3$ 中共振场振幅大约为 3 kOe)^[25].

圆锥磁结构的形成及变化也会影响 MnSb_2O_6 中的铁电性质, MnSb_2O_6 中的电极化强度为 $P_m = q \times S_i \times S_j$, 其中 S_i 和 S_j 是沿着 c 轴的相邻自旋, q 是磁调制矢量. 当外磁场增大时, 圆锥磁结构会被压缩, 文献报导 MnSb_2O_6 的磁化强度在高场下是随磁场线性增大直到 25 T 饱和^[21]. 因此我们可以定量地估计电极化强度随磁场的变化, 设定磁矩和磁场的夹角为 $\cos(H/25)$, 那么当磁场平行于 $[110]$ 面转动时, 电极化强度应该正比于

$$\sin \left\{ 2 \arcsin \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{H}{25} \right)^2} \right] \right\} \\ \times \sin \left\{ \arctan \left[25 \sqrt{1 - \left(\frac{H}{25} \right)^2} \right] / 2H \right\},$$

表明电极化强度随磁场增大而减弱直到 25 T 完全消失. 由于 MnSb_2O_6 单晶在磁场下除了磁结构的变化还有磁畴 (铁电畴) 的偏转, 不同方向的铁电畴从某个小场 H_{C1} 开始随磁场增大而逐渐趋于按同一个方向排列, 这个过程中电极化强度从零增大到饱和值. 而逐渐增大的磁场从零开始就使得自旋与圆锥中轴线的夹角逐渐减小, 导致电极化强度逐渐变小. 因此 MnSb_2O_6 在外磁场不断增大的过程中, 其电极化强度是在能使铁电畴翻转的临界场 H_{C1} 开始从无到有, 然后增大至铁电畴全部同向排列之前的某个磁场 H_{C2} 时出现极大值, 随后随磁场增大逐渐减小至零.

最后, 用经典的临界幂次定律 $\Delta H = A \cdot (T - T_N)^{-p}$ (p 是反映相变温度附近自旋涨落维度的临界指数) 来拟合磁场平行和垂直于 c 轴 ESR 半高宽随温度的变化数据. 如图 5 所示, 拟合得到磁场垂直和平行于 c 轴的临界指数分别为 $p = 0.49$ 和 $p = 0.54$, 这相对传统二维和三维反铁磁体的临界指数要小很多. 例如理论预期三维海森堡反铁

磁体 $p = 1.7$, 三维 Ising 反铁磁体 $p = 1.8$, 二维 Ising 反铁磁体 $p = 3.3$ ^[31]. 然而我们得到的临界指数与二维量子反铁磁体 $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ ($p = 0.51$)^[32]、二维 Ising 反铁磁体 MnTiO_3 ($p = 0.49$)^[33] 很接近. 考虑到 MnO_6 八面体平面是被非磁性的 SbO_6 八面体平面分隔开的, 结合较小的临界指数 p , 我们认为 MnSb_2O_6 中的磁性具有二维特征且磁矩间存在竞争相互作用.

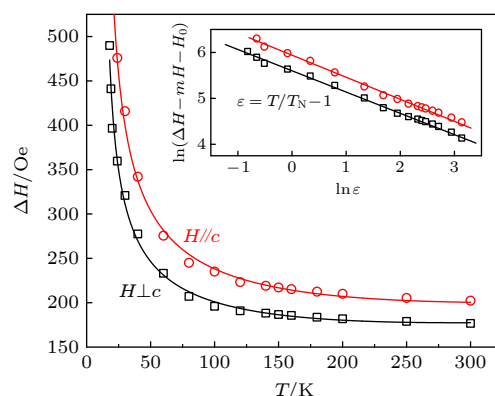


图 5 磁场垂直和平行于 c 轴 ESR 线宽随温度的变化. 实线为临界拟合; 插图为双 log 轴模式

Fig. 5. Temperature dependence of the ESR linewidth ΔH with $H//c$ and $H \perp c$. The solid lines represent the fitting to ΔH in terms of critical behavior (see text).

4 结 论

MnSb_2O_6 作为一种少有的具有手性磁结构与多铁电性的材料, 有望应用于磁存储等自旋器件中. 之前文献对 MnSb_2O_6 铁电性的研究只考虑到了低磁场下 (小于 1.5 T) 铁电畴的偏转, 解释了磁场偏转一个小角度就使得电极化强度发生反向. 本工作更进一步地通过 ESR 谱对单晶 MnSb_2O_6 进行研究, 推断出外加磁场除了翻转铁电畴外还将使螺旋磁结构转变为圆锥磁结构, 并预测了磁场从零增大的过程中电极化强度从无到有最后消失的整个过程. 本工作对于螺旋磁序或者圆锥磁序导致的铁电性这一类材料 ($P_m = q \times S_i \times S_j$) 也有一定的启发, 例如这类铁电性通常是被磁场抑制的; 知道电极化强度随磁场的变化趋势也就可以判断一个晶体的螺旋磁结构在磁场中是否变化为圆锥磁结构. 此外, 我们对 MnSb_2O_6 的 ESR 线宽的临界拟合得到异常小的临界指数, 暗示着其中的磁性具有二维特征和竞争相互作用.

参考文献

- [1] Mthlbauer B, Binz F, Jonietz C, Pfeleiderer A, Rosch A, Neubauer R, Georgii, Böni P 2009 *Science* **323** 915
- [2] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
- [3] Adams T, Chacon A, Wagner M, Bauer A, Brandl G, Pederson B, Berger H, Lemmens P, Pfeleiderer C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 237204
- [4] Du H F, Liang D, Jin C M, Kong L Y, Matthew J S, Ning W, Yang J Y, Xing Y, Wang J, Che R C, Zang J D, Jin S, Zhang Y H, Tian M L 2015 *Nat. Commun.* **6** 7637
- [5] Zhang L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 137501 (in Chinese) [张蕾 2018 物理学报 **67** 137501]
- [6] Wang P C, Cao Y, Xie H G, Yin Y, Wang W, Wang Z Y, Ma X C, Wang L, Huang W 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 117501 (in Chinese) [王鹏程, 曹亦, 谢红光, 殷垚, 王伟, 王泽莹, 马欣辰, 王琳, 黄维 2020 物理学报 **69** 117501]
- [7] Liu Y H, Li Y Q 2015 *Chin. Phys. B* **24** 017506
- [8] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
- [9] Kimura T 2007 *Annu. Rev. Mater. Res.* **37** 387
- [10] Tokura Y, Seki S, Nagaosa N 2014 *Rep. Prog. Phys.* **77** 076501
- [11] Hu T, Kan E J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 157701 (in Chinese) [胡婷, 阚二军 2018 物理学报 **67** 157701]
- [12] Tan C B, Zhong X L, Wang J B 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 127702 (in Chinese) [谭丛兵, 钟向丽, 王金斌 2020 物理学报 **69** 127702]
- [13] Yu B, Hu Z Q, Cheng Y X, Peng B, Zhou Z Y, Liu M 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 157507 (in Chinese) [俞斌, 胡忠强, 程宇心, 彭斌, 周子尧, 刘明 2018 物理学报 **67** 157507]
- [14] Togawa Y, Kousaka Y, Nishihara S, Inoue K, Akimitsu J, Ovchinnikov A S, Kishine J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 197204
- [15] Wang L, Chepiga N, Ki D K, Li F, Zhu W, Kato Y, Ovchinnikova O S, Mila F, Martin I, Mandrus D, Morpurgo A F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 257203
- [16] Li Q Y, Zhao D, Li ZD 2021 *Chin. Phys. B* **30** 017504
- [17] Srinivasan G, Rasmussen E T, Gallegos J, Srinivasan R, Bokhan Y I, Laletin V M 2001 *Phys. Rev. B* **64** 214408
- [18] Srinivasan G, Rasmussen E T, Levin B J, Hayes R 2002 *Phys. Rev. B* **65** 134402
- [19] Reimers J N, Greedan J E, Subramanian M A 1989 *J. Solid State Chem.* **79** 26
- [20] Johnson R D, Cao K, Chapon L C, Fabrizi F, Perks N, Manuel P, Yang J J, Oh Y S, Cheong S W, Radaelli P G 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 017202
- [21] Werner J, Koo C, Klingeler R, Vasiliev A N, Ovchennikov Y A, Polovkova A S, Raganyan G V, Zvereva E A 2016 *Phys. Rev. B* **94** 104408
- [22] Kinoshita M, Seki S, Sato T J, Nambu Y, Hong T, Matsuda M, Cao H B, Ishiwata S, Tokura Y 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 047201
- [23] Abragam A, Bleaney B 1970 *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions* (Oxford: Clarendon Press)
- [24] Turov E A (translated by Tybulewicz A, Chomet S) 1965 *Physical Properties of Magnetically Ordered Crystals* (New York: Academic Press)
- [25] Zimmermann S, Steckel F, Hess C, Ji H W, Hor Y S, Cava R J, Buchner B 2016 *Phys. Rev. B* **94** 125205
- [26] Chapman B J, Bornstein A C, Ghimire N J, Mandrus D, Lee M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 072405
- [27] Kittel C 1948 *Phys. Rev.* **73** 155
- [28] Nagata K, Tazuke Y, Tsushima K 1972 *J. Phys. Soc. Jpn.* **32** 6
- [29] Yamasaki Y, Miyasaka S, Kaneko Y, He J P, Arima T, Tokura Y 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 207204
- [30] Honda T, White J S, Harris A B, Chapon L C, Fennell A, Roessli B, Zaharko O, Murakami Y, Kenzelmann M, Kimura T 2017 *Nat. Commun.* **8** 15457
- [31] Mertens F G, Bishop A R, Wysin G M, Kawabata C 1989 *Phys. Rev. B* **39** 591
- [32] Zorko A, Arcon D, Lappas A, Giapintzakis J 2001 *Phys. Rev. B* **65** 024417
- [33] Akimitsu J, Ishikawa Y 1977 *J. Phys. Soc. Jpn.* **42** 462

Electron spin resonance study of spin fluctuation in multiferroic MnSb_2O_6 *

Wang Zhe¹⁾²⁾ Xu Jie-Min¹⁾²⁾ Wang Wen-Jun¹⁾²⁾ Li He-Xuan¹⁾²⁾
 Zou You-Ming¹⁾ Yu Lu¹⁾ Qu Zhe^{1)3)†}

1) (*Anhui Key Laboratory of Condensed Matter Physics at Extreme Conditions, High Magnetic Field Laboratory, Hefei Institutes of Physical Sciences, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

2) (*Science Island Branch of Graduate School, University of Science and Technology of China, Hefei 230031, China*)

3) (*CAS Key Lab of Photovoltaic and Energy Conservation Materials, Hefei Institutes of Physical Sciences, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

(Received 10 August 2021; revised manuscript received 7 September 2021)

Abstract

The magnetic materials with a chiral crystallographic lattice have hold neither inversion center nor mirror plane, leading to the emergence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction and exotic physical phenomena like skyrmion, multiferroicity, and chiral soliton lattice. The trigonal oxide MnSb_2O_6 is recognized as a novel chiral-lattice helimagnet with unusual multiferroic properties, where magnetic field enables the selecting of a single ferroelectric domain and a slight tilting of field direction can trigger the reversal of electric polarization. Single crystal of MnSb_2O_6 is prepared by the flux method. The magnetic susceptibility at 2 K shows a linear field dependent behavior except in the low field region. The magnetization shows a deviation from linearity at around 0.2 T for $H \perp c$, while a step-like anomaly is observed at about 1 T for $H // c$, suggesting the domain selection and spin-flop transition, respectively. The electron spin resonance parameters, such as the resonance field, the g-factor and the linewidth ΔH , are obtained by performing single Lorentzian line. Interestingly, the resonance field shows a distinct, anisotropic temperature dependent behavior when further cooling, the resonance field shifts towards the lower field direction for $H \perp c$, while it shifts towards higher field direction for $H // c$. Excluding several mechanisms for this FM-like temperature dependent behavior of the resonance field, combining the ground state of spiral phase and its unique multiferroic properties, we suggest that the spiral magnetic structure of the ground state of MnSb_2O_6 forms a conical magnetic structure under external magnetic field. Based on this, we can speculate the variation of ferroelectric polarization intensity with moderate and higher magnetic field. Moreover, the critical fitting of the ESR linewidth gives an unusual small critical index, $p = 0.49$ for $H \perp c$ and $p = 0.54$ for $H // c$, implying that the magnetism possesses a two-dimensional characteristic and competitive interaction.

Keywords: chiral crystallographic lattice, multiferroic, ESR, conical spiral phase.

PACS: 75.25.-j, 75.50.-y, 76.30.-v, 77.55.Nv

DOI: 10.7498/aps.71.20211465

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U2032213).

† Corresponding author. E-mail: zhequ@hmfl.ac.cn