

准二维金属铁磁体 LaCrSb_3 的类海森伯临界行为*毛乾辉^{1)†} 邓皓天¹⁾ 陈斌²⁾ 杨金虎²⁾

1) (河南工程学院理学院, 郑州 451191)

2) (杭州师范大学物理学院, 杭州 311121)

(2026年3月22日收到; 2026年4月13日收到修改稿)

金属间化合物 LaCrSb_3 具有层状的准二维结构, 由于强烈的磁性涨落和丰富的磁结构变化而呈现出新奇的物理性质并展示出潜在的自旋电子应用价值, 然而人们对其磁性相互作用的研究尚不充分. 本研究测试了单晶样品在临界点附近的等温磁化曲线, 采用 Arrott-Noakes 方程通过自洽迭代法确定了其居里温度 (T_C) 和临界指数 ($T_C = 126 \text{ K}$, $\beta = 0.376$, $\gamma = 1.417$, $\delta = 4.76$, 其中 β , γ 和 δ 分别是与自发磁化强度、起始磁化率和临界磁化强度相关的临界指数) 并通过了 Widom 标度律和磁性态方程的普适性验证. 基于重整化群理论得到磁性交换相互作用随距离呈 $J(r) \sim r^{-4.96}$ 衰减. 观测和分析表明 LaCrSb_3 体系中的磁性相互作用基本符合海森伯模型的预言, 意味着最近邻自旋自由度 $n = 3$ 的短程直接交换作用在这一体系中起主导作用.

关键词: LaCrSb_3 , 临界指数, 标度律, 海森伯模型

DOI: [10.7498/aps.75.20260404](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260404)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260404](https://cstr.net/urn:cnki:aps.75.20260404)

1 引言

低维磁性材料因强自旋涨落诱导的奇异物理特性, 以及在下一代高速信息器件中的潜在应用前景, 长期以来一直是凝聚态物理与材料科学领域的研究热点^[1-8]. 其中, 铜氧化物、镍氧化物及铁砷/硒化物在反铁磁不稳定性附近涌现的高温超导电性, 为非常规超导体的探索提供了关键思路^[5-8]; 除该宏观量子效应外, 低维性还对电荷/自旋密度波、巨磁电阻及非常规量子临界点的形成具有重要作用^[9-11]. 在应用研究方面, Fe_3GeTe_2 ^[1], CrI_3 ^[12], CrGeTe_3 ^[13] 等材料中可调二维磁性的发现及其优异的物理性能, 极大推动了自旋电子学与磁电子学领域的发展. 尽管低维磁性材料的研究已取得诸多进展, 但新型低维磁性体系的探索仍然是自旋相关物理效应研究与器件开发的核心方向.

金属间锑化物 LaCrSb_3 因具有独特的晶体与磁学性质, 近年来受到研究者的广泛关注^[14-28]. 该材料属正交晶系 (空间群 $Pbcm$, No.57), 其晶体结构中 CrSb_6 八面体沿 b 轴和 c 轴分别以共边和共面方式连接; 褶皱的 CrSb_6 八面体层被 La^{3+} 离子与接近正方形平面的 Sb 原子层分隔, 形成典型的层状结构^[29]. LaCrSb_3 从顺磁态到铁磁态的相变温度 T_C 具有良好的鲁棒性, 受掺杂与压力的调制作用较弱, 其相变温度范围为 $125\text{--}147 \text{ K}$, 饱和磁矩为 $0.8 \leq P_S \leq 1.7 \mu_B/\text{Cr}$. 中子衍射实验结果表明, 当温度低于 $T_C = 126 \text{ K}$ 时, 该体系中同时存在铁磁亚晶格与倾斜反铁磁亚晶格; 且在 95 K 时, 体系的自发磁矩会发生晶轴取向转变, 从晶体 b 轴重新取向至 c 轴^[20]. 这一独特的磁结构曾被认为是精细调控量子三临界点的理想平台, 然而其掺杂体系 $\text{LaCr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sb}_3$ 因发生一级倾斜磁相变, 并未出现预期的量子三临界点^[28]. 此外, 已有研究报道该材

* 河南省校企协同创新计划 (批准号: 26AXQXT009) 和河南省科技攻关计划 (批准号: 262102320217, 262102230089) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qhmao@haue.edu.cn

料在 2 K 时的反常霍尔电导率高达 $1250 \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$, 与拓扑外尔半金属 $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ 相当, 该现象可归因于费米能级附近拓扑非平庸的能带反转与平带打开效应^[26]. 最近, 我们对 LaCrSb_3 的磁化数据进行拟合分析, 提取了高桥庆纪 (Yoshinori Takahashi) 理论的自旋涨落参数, 发现其量子自旋涨落有很强的二维性, 而且在 Deguchi-Takahashi 图中, LaCrSb_3 的位置非常接近 Fe_3GeTe_2 , 意味着该材料可能具有自旋电子学应用的潜力^[29]. 对助溶剂法生长的块体 LaCrSb_3 单晶的临界行为分析揭示磁相互作用具有三维、长程的特征, 与理论模型的对比表明该体系的磁性哈密顿量不能被归为某一单一普适类^[27].

磁性系统的有效哈密顿量决定了自旋涨落的维度与强度, 从而影响磁有序的形成及自旋相关的输运行为. LaCrSb_3 展现出独特的低维结构, 与 Fe_3GeTe_2 类似自旋涨落、非平庸能带拓扑, 有望用于新一代自旋电子器件中. 因此, 如何理解其准二维自旋涨落与三维临界指数的冲突、主导该磁性系统的哈密顿量是否有利于二维极限磁有序的形成等问题自然凸显, 使得进一步确证该体系的本征磁性相互作用变得至关重要. 本文采用化学计量比的单质采用熔融降温法获得了高质量单晶, 通过细致的等温磁化强度测试和数据拟合分析, 自洽地得到了该系统铁磁相变点附近的临界指数, 并利用重整化群的结论推导出磁矩的耦合强度随距离衰减的关系. 结果显示 LaCrSb_3 的临界指数和海森伯模型的预测基本吻合, 同时磁性相互作用随距离衰减较快, 表明短程的直接交换相互作用在该体系中处于主导地位.

2 实验方法

实验使用的 LaCrSb_3 单晶通过直接熔融降温法得到. 将高纯度的 La, Cr, Sb 粉末在氩气手套箱内按化学计量比 $\text{La}:\text{Cr}:\text{Sb} = 1:1:3$ 充分混合, 然后把混合物装入置于石英管内的氧化铝坩埚并在真空环境下 ($<1.0 \times 10^{-2}$ Pa) 密封, 接着将密封好的石英管放在马弗炉中加热到 1373 K, 并在此温度下保持 6 h 以确保原料完全熔融反应, 随后以 5 K/h 的速率缓慢降温至 773 K, 之后关闭电源让反应物随炉冷却. 所得晶体典型尺寸约为 $a \times b \times c \approx 0.2 \times 0.8 \times 0.8 \text{ mm}^3$, 单晶结构通过 Bruker D8

Quest 衍射仪确定, 样品的形貌和元素比通过配备能量色散 X 射线光谱仪 (energy dispersive X-ray spectroscopy, EDXS) 的扫描电子显微镜 (scanning electron microscope, SEM) 确定 (仪器型号 Quanta 250). 直流等温磁化曲线是在杭州师范大学物理系的磁性测试系统 (Quantum Design MPMS-3) 上使用振动样品磁强计 (vibrating sample magnetometer, VSM) 完成的. 为保证数据分析的准确度, 临界点附近的温度区间设置为 115—140 K、步长 $\Delta T = 1 \text{ K}$; 磁场设置为等间距连续扫描模式, 0—2000 Oe 区间的步长 $\Delta H = 100 \text{ Oe}$, 2000—50000 Oe 的步长为 1000 Oe. 测试过程中, 为消除剩磁影响, 每条等温线都使用振荡降场的模式将磁场强度降到零.

3 测量结果与讨论

单晶结构及组分表征结果见图 1. 图中左插图倒空间 ($h0l$) 晶面衍射全谱, 可见衍射斑明亮、形状较规则, 无明显模糊和拖尾现象, 说明所得单晶品质优良. 解析得到的空间群为正交晶系 ($Pbcm$, No.57), 晶格常数 $a = 13.274 \text{ \AA}$, $b = 6.232 \text{ \AA}$, $c = 6.114 \text{ \AA}$, 结果与此前报道相当. 从右侧插图可见单晶特征长度为 1 mm, 而且解理面清晰可见, 与其准二维微观结构一致. 主图 EDXS 结果显示除零能附近少量 C 原子背景信号外, 其余均为 La, Cr, Sb 三种元素对应特征峰, 定量计算其原子比为 $\text{La}:\text{Cr}:\text{Sb} = 0.97:0.99:3.04$, 与名义组分符合得非常好.

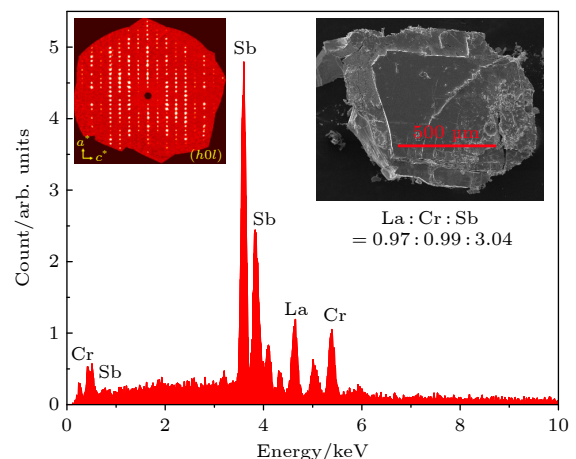


图 1 LaCrSb_3 的 EDXS (主图), 波矢空间单晶衍射斑 (左插图) 和形貌 (右插图)

Fig. 1. EDXS spectrum of LaCrSb_3 (main panel), single-crystal diffraction pattern in reciprocal space (left inset) and morphology (right inset).

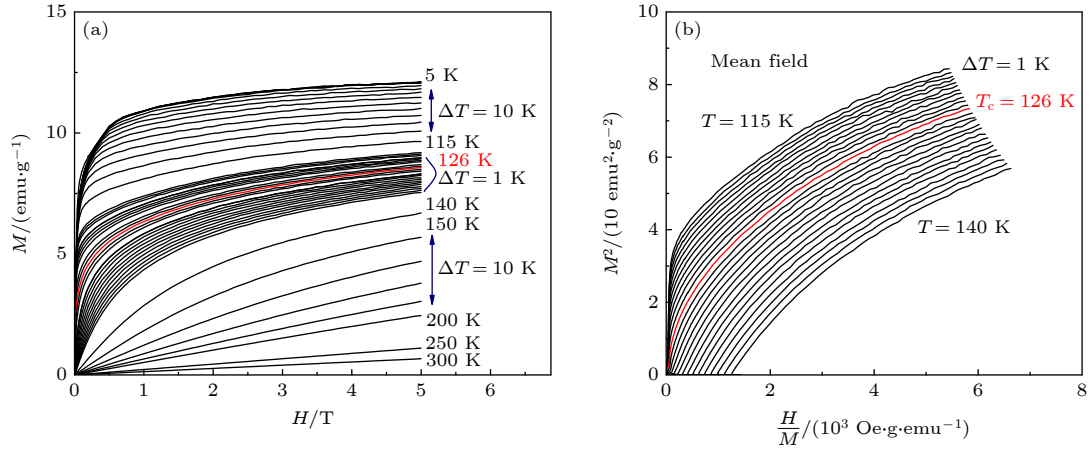


图 2 (a) 2—300 K 下的等温磁化曲线; (b) 图 (a) 在临界点附近的 Arrott 图

Fig. 2. (a) Isothermal magnetization curves at 2–300 K; (b) Arrott plot of panel (a) around critical point.

图 2(a) 显示 2—300 K 温度范围内测得的等温磁化强度 M 对磁场强度 H 的依赖曲线 $M(H)$. 在低温区, M 随 H 快速上升并很快达到接近饱和的状态, 表明样品处于铁磁态; 随着温度上升, 饱和状态逐渐模糊并在居里点 $T_C = 126$ K 附近消失, 取而代之的是类布里渊函数的整体形貌; 继续升温, $M(H)$ 呈线性行为, 对应布里渊函数高温低场的顺磁区域. 整个温度区间内, 磁化强度随外加磁场连续平滑变化, 未观测到磁化突变或变磁相变等一阶相变特征. 对于存在长程铁磁相互作用的体系, 通常可采用朗道平均场理论近似描述顺磁-铁磁相变, 其特征可通过 Arrott 图 (M^2 与 H/M 关系图) 验证, 见图 2(b). 若平均场理论适用, 不同温度下的等温线应呈现近平行关系, 且临界温度 $T = T_C$ 处的等温线将通过原点. 基于此原理, 通过将高磁场区域的等温线分别向垂直轴与水平轴线性外推, 可分别获得自发磁化强度 $M_S(T, 0)$ 与初始磁化率倒数 $\chi_0^{-1}(T)$, 为后续临界指数提取与标度分析提供实验依据. Arrott 图还可以给出相变的类型, 即 Banerjee 判据: 如果存在负的斜率, 则体系中存在一级相变, 否则为连续相变. 从图中可以看到, M^2 vs H/M 的斜率均为正值, 表明该体系为连续相变, 印证了我们对于图 2(a) 的讨论. 此外, Arrott 图在所有温度和磁场范围都显示出了非零的曲率, 表明平均场理论对 LaCrSb_3 磁性的描述是较为粗糙的.

分析临界行为更具普适性和可靠性的方法是采用 Arrott-Noakes 方程^[30–32]:

$$(H/M)^{1/\gamma} = A\varepsilon + BM^{1/\beta}, \quad (1)$$

其中 $\varepsilon = (T - T_C)/T_C$ 为约化温度, β 和 γ 分别为描

述 $M_S(T, 0)$ 和 $\chi_0^{-1}(T)$ 的临界指数. 该方程可涵盖不同普适类, 平均场理论对应的 Arrott 图可视为 $\beta = 0.5$ 且 $\gamma = 1$ 的状态方程特例. 图 3 展示了基于 4 种不同理论模型构建的 Arrott-Noakes 图: 二维伊辛模型 ($\beta = 0.345$, $\gamma = 1.316$, 图 3(a))、三维伊辛模型 ($\beta = 0.325$, $\gamma = 1.24$, 图 3(b))、三维海森伯模型 ($\beta = 0.365$, $\gamma = 1.386$, 图 3(c)) 以及三重临界平均场模型 ($\beta = 0.25$, $\gamma = 1$, 图 3(d)). 尽管 LaCrSb_3 具有很强的二维自旋涨落^[29], 但从图 3(a) 所示的二维伊辛模型不能得到 T_C 以下的自发磁化强度, 却给出了负的非物理结果. 其余 3 个模型显示出较好的平行直线行为且 $T = 126$ K 的等温线向坐标轴外推均经过原点附近, 表明系统的居里温度 T_C 接近 126 K. 但仅凭等温线的平行性无法明确判断哪个模型最符合实验结果. 因此, 引入归一化斜率 (normalized slope, N_S) 作为定量标准^[33], 其定义为

$$N_S \equiv \frac{d(M^{1/\beta})}{d((H/M)^{1/\gamma})} \Big|_T \Big/ \frac{d(M^{1/\beta})}{d((H/M)^{1/\gamma})} \Big|_{T_C}. \quad (2)$$

该量反映了不同温度下与临界温度 T_C 下的等温线之间的相似性. 理想情况下, 若理论模型能准确描述系统的临界行为, 其对应的 N_S 值应在临界温度 T_C 附近趋近于 1, 并对温度变化不敏感.

图 4 清楚地表明, 在所比较的模型中, 三维海森伯模型的 N_S 值最接近 1, 表明该模型最适合用于确定 $M_S(T, 0)$, $\chi_0^{-1}(T)$ 和 T_C . 为了保证该方法的自洽性, 一旦得到一系列 $M_S(T, 0)$ 和 $\chi_0^{-1}(T)$, 就可以拟合出相应的 β 和 γ , 以检验它们是否与所用的指数相一致 (收敛性判断). 如果答案是否定

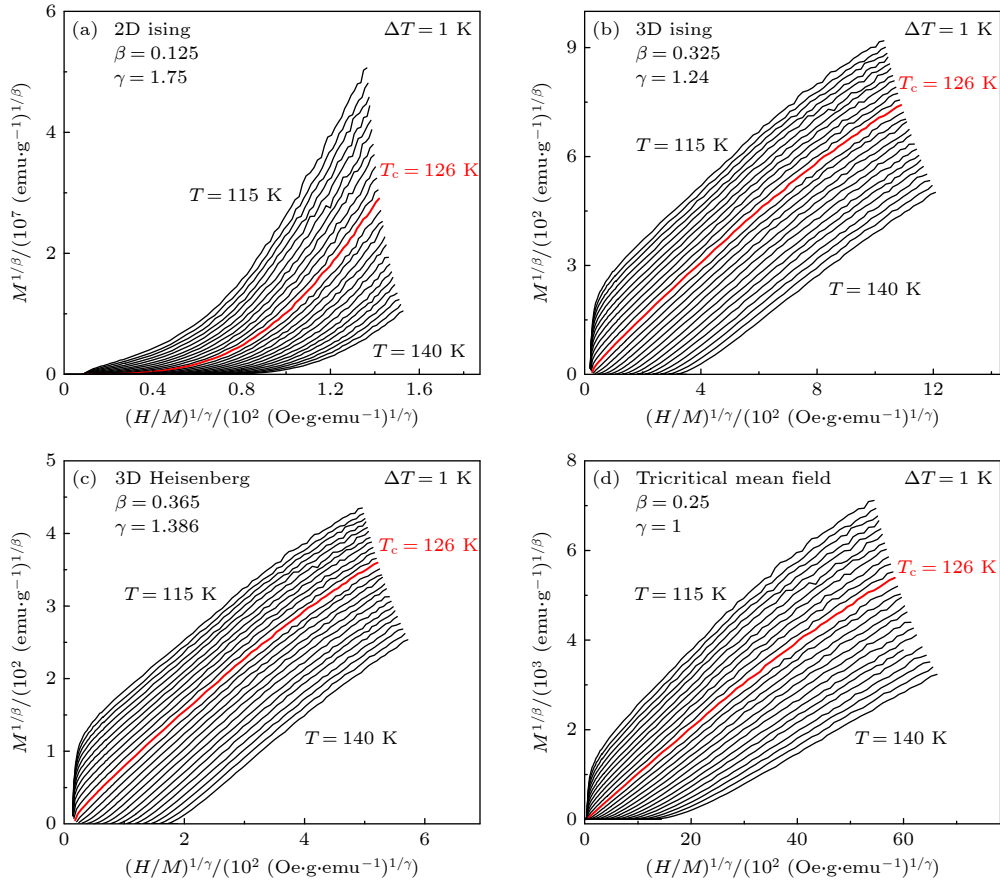


图3 根据不同模型绘制的等温线 ($M^{1/\beta}$ vs $(H/M)^{1/\gamma}$) (a) 二维伊辛模型; (b) 三维伊辛模型; (c) 三维海森伯模型; (d) 三临界平均场模型

Fig. 3. The isotherms plotted as $M^{1/\beta}$ versus $(H/M)^{1/\gamma}$ with different models: (a) 2D Ising model; (b) 3D Ising model; (c) 3D Heisenberg model; (d) tricritical mean-field model.

的, 需要使用新的 β 和 γ 代入 Arrott-Noakes 方程并重复该过程, 直到得到肯定的判断结果. 需要指出的是, 只要通过收敛性判断就可以保证自洽性, 并不需要最优模型, 但初始时选择最佳模型是保证快速收敛的关键.

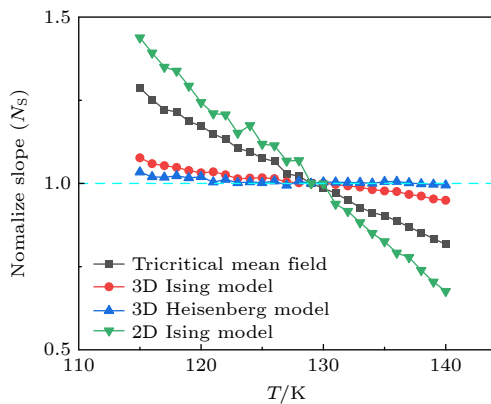


图4 不同理论模型在温度函数下的归一化斜率

Fig. 4. The normalized slope of different theoretical models as a function of temperature.

图5(a) 展示了迭代收敛的 $M_S(T, 0)$ 和 $\chi_0^{-1}(T)$, 可进一步利用它们的温度依赖关系获得系统临界指数. 根据临界现象理论, 在临界区域内, $M_S(T, 0)$, $\chi_0^{-1}(T)$ 和临界磁化强度 $M(T_C)$ 分别满足以下指数关系:

$$M_S(T, 0) = M_0(-\varepsilon)^\beta, \quad \varepsilon < 0, \quad T < T_C, \quad (3)$$

$$\chi_0^{-1}(T, 0) = \frac{h_0}{M_0} \varepsilon^\gamma, \quad \varepsilon > 0, \quad T > T_C, \quad (4)$$

$$M = DH^{1/\delta}, \quad \varepsilon = 0, \quad T = T_C, \quad (5)$$

其中 ε , β 和 γ 的定义与 (1) 式一致, 而 M_0 , (h_0/M_0) 和 D 分别表示相应的临界振幅. 指数 δ 是另一个独立的临界指数, 其描述了磁化强度在临界温度 T_C 下随外加磁场变化的行为. 利用方程 (3) 和 (4) 对 $M_S(T, 0)$ 和 $\chi_0^{-1}(T)$ 进行拟合, 拟合过程中将临界指数、临界振幅和 T_C 作为自由参数, 得到临界指数 $\beta = 0.376$ (对应 $T_C = 126.05$ K) 和 $\gamma = 1.417$ (对应 $T_C = 125.80$ K). 值得注意的是, 通过

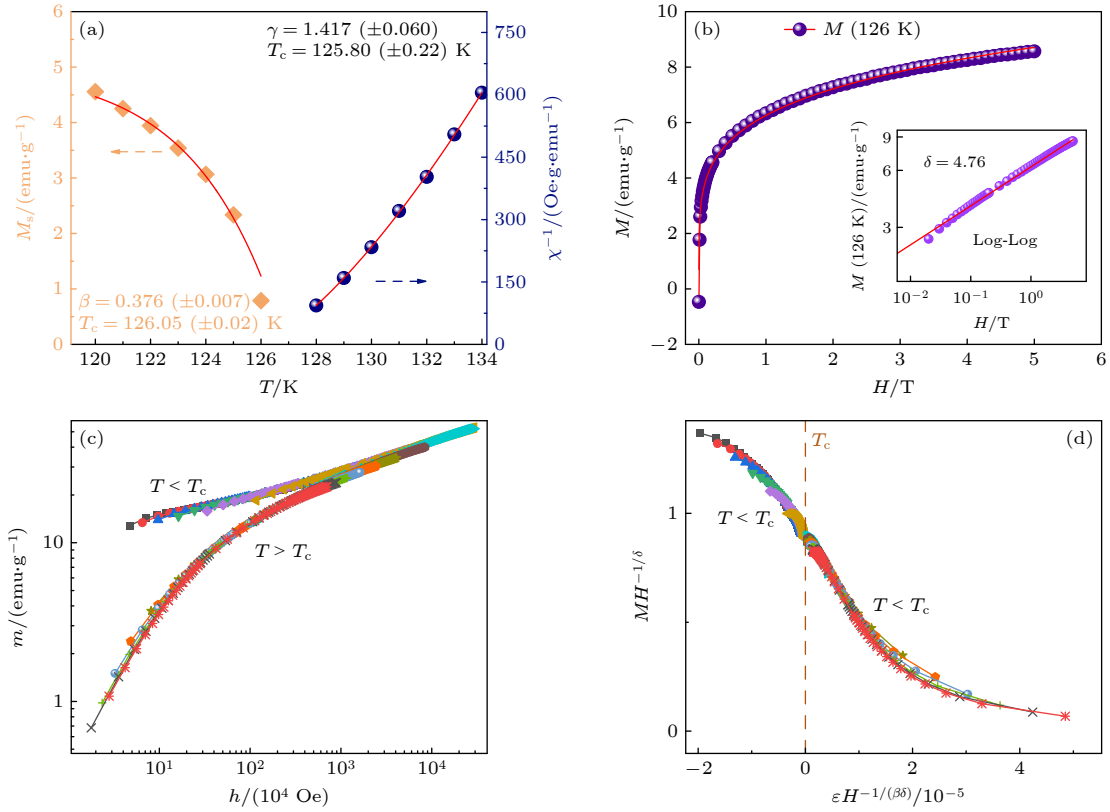


图 5 (a) $M_S(T, 0)$ 和 $\chi_0^{-1}(T)$ 的温度依赖性及其根据方程 (3) 和方程 (4) 拟合的曲线; (b) 126 K 等温磁化曲线; 插图为主图的对数-对数坐标图及其线性拟合; (c), (d) 根据方程 (6) 和方程 (7) 计算的归一化磁化等温线, 证实了其普适行为

Fig. 5. (a) Temperature dependence of $M_S(T, 0)$ and $\chi_0^{-1}(T)$, and their curves fitted using Eqs. (3) and (4); (b) isothermal magnetization curve at 126 K, insets shows log-log plots of the main figure and their linear fits; (c), (d) renormalized isothermal magnetization curves calculated using Eqs. (6) and (7), confirming their universal behavior.

不同的物理量拟合获得的 T_C 值彼此高度一致, 并与通过 Arrott-Noakes 图分析获得的临界温度也吻合良好, 表明提取的临界指数和 T_C 具有很高的可靠性. 因此, 综合上述结果, 该系统的居里温度可确定为 $T_C = 126$ K.

图 5(b) 和插图分别显示了磁化曲线 $M(H, T_C)$ 及其相应的双对数坐标表示. 根据方程 (5), 通过对数-对数曲线进行线性拟合, 可以直接提取临界指数 δ , 其值为 $\delta = 4.76$. 根据标度假设, 磁性系统的吉布斯势是 H 和 ε 的齐次函数, 仅有两个临界指数是独立的, 其中, β , γ 和 δ 之间通过 Widom 标度律关联: $\delta = 1 + \beta/\gamma$. 使用 Arrott-Noakes 方程拟合得到的 β 和 γ 值, 代入 Widom 标度关系可得 $\delta = 4.77$, 与临界磁化强度曲线 $M(H, T_C)$ 分析结果 $\delta = 4.76$ 非常接近.

此外, 临界指数的可靠性还可以通过标度分析进一步验证^[34]. 基于热力学函数均匀性的假设, 方程 (3)–(5) 中的临界指数可以统一并重构为描述 T_C 附近磁行为的磁性态标度方程, 其中两种常用

的形式为

$$M(H, \varepsilon) = \varepsilon^\beta f_{\pm} \left(\frac{H}{\varepsilon^{\beta+\gamma}} \right), \quad (6)$$

$$H = M^\delta f \left(\varepsilon M^{-1/\beta} \right), \quad (7)$$

其中 f_+ 和 f_- 分别表示 $T > T_C$ 和 $T < T_C$ 时的标度函数, 若引入无量纲变量 $m \equiv \varepsilon^{-\beta} M(H, \varepsilon)$ 和 $h \equiv H \varepsilon^{-(\beta+\gamma)}$, 则 (6) 式给出的标度关系预测 m 应是 h 的双支函数. 根据 (7) 式, 当实验数据按 $MH^{-1/\delta}$ 与 $\varepsilon H^{-1/(\beta\delta)}$ 的关系进行重标度时, 所有数据应聚合到一条普适曲线上, 并在 $T = T_C$ 处收敛于横轴原点. 如图 5(c), (d) 所示, 归一化磁化数据很好地坍缩到上下支线和单一条曲线上, 进一步验证了所获得临界指数的自洽性和可靠性.

表 1 将本研究得到的临界指数和不同理论模型的预测以及之前的报道进行比较. 可以看出, 这些临界指数基本可归于三维海森伯模型普适类, 表明直接交换在 LaCrSb_3 的磁性相互作用中起主导作用.

表 1 本文临界指数与理论模型及先前报道结果比较

Table 1. Comparison of the critical exponents with theoretical models and literature results.

实验结果或理论模型	参考文献	β	γ	δ
LaCrSb ₃	本文	0.376	1.417	4.76
海森伯模型	[35]	0.365	1.386	4.8
三维伊辛模型	[35]	0.325	1.24	4.82
三维XY模型	[35]	0.345	1.316	4.81
二维伊辛模型	[36]	0.125	1.75	15
平均场理论	[35]	0.5	1	3
三重临界平均场理论	[37]	0.25	1	5
LaCrSb ₃	[27]	0.298	1.277	5.29

通过估算磁交换作用的距离依赖关系 $J(r)$ 可进一步阐明该问题. 对于均匀磁体, 重整化群理论表明 $J(r)$ 随 r 的衰减关系:

$$J(r) \sim 1/r^{(d+\sigma)}, \quad (8)$$

其中 d 为空间维数, σ 为正的常数, 其与 γ 的关系如下 [38,39]:

$$\gamma = 1 + \frac{4n+2}{dn+8}\Delta\sigma + \frac{8(n+2)(n-4)}{d^2(n+8)^2} \times \left[1 + \frac{2G(d/2)(7n+20)}{(n-4)(n+8)} \right] \Delta\sigma^2, \quad (9)$$

式中, $\Delta\sigma = \sigma - d/2$, $G(d/2) = 3 - (d/2)^2/4$, n 为自旋自由度. 对于 $d = 3$ 的磁性系统, 当 $\sigma = 2$ 时, 交换相互作用 $J(r)$ 随距离 r 的衰减较快 (r^{-5}), 适用于三维各向同性海森伯模型磁体; 当 $\sigma = 3/2$ 时, 此时 $J(r)$ 随距离 r 的衰减速度较慢 ($r^{-4.5}$), 表明平均场模型成立. 通过求解方程 (9), 得到 $\sigma = 3/2$, 因而 $J(r) \sim r^{-4.96}$, 逼近海森伯模型的预测结果, 进一步证实临界指数的准确性和可靠性.

尽管实验测得的临界指数与理想化理论模型的预测之间存在一定程度的偏差, 但 Arrott-Noakes 分析、归一化斜率在临界点附近变化规律、Widom 标度律验证、磁性态方程标度坍塌以及磁交换衰减行为共同表明, 本文所得临界指数在不同的分析方法中展现出高度的一致性和自洽性, 说明 LaCrSb₃ 在居里温度附近的磁临界行为可归于三维海森伯型普适类. 文献 [27, 29] 通过高温顺磁态下的居里外斯定律拟合, 分别得到每个 Cr 原子的有效磁矩为 $(3.64 \pm 0.07)\mu_B$ 和 $3.76\mu_B$, 该数值与 Cr³⁺ 离子高自旋态 ($S = 3/2$) 的理论预测值高度吻合, 进一步佐证了海森伯模型中自旋量子数

$S = 3/2$ 的合理性. 在临界指数对应的晶格维度方面, 本文结果与文献 [27] 一致, 均通过 $\beta > 0.25$ 的特征明确了三维体系的属性.

然而, 在普适类的具体归属与磁性相互作用机制上, 本文与文献 [27] 存在差异: 本文明确 LaCrSb₃ 属于三维海森伯普适类, 且其临界区及顺磁态的磁性相互作用以近程作用为主; 而文献 [27] 未能确定主导普适类, 并提出其磁性相互作用以长程作用为主. 本文认为造成这一差异的关键可能在于晶体生长方式的不同: 助溶剂法生长的晶体通常易引入无意掺杂与额外无序结构, 导致磁交换耦合系数的均匀性下降, 进而引发临界指数偏离固定普适类的特征. 此外, 本文所获得的磁交换作用衰减规律 $J(r) \sim r^{-4.96}$ (慢于 r^{-5}) 表明, 非最近邻相互作用和/或 RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) 相互作用等长程作用对三维海森伯模型存在微弱的微扰修正效应, 这一结果也为相互作用机制的复杂性及临界指数异同产生的原因提供了补充解释.

值得注意的是, 无限大平面各向同性海森伯模型通常不存在有限温度下的磁有序, 但近年来针对 MPS₃ ($M = \text{Mn, Fe, Ni}$), CrXTe₃ ($X = \text{Si, Ge, Te}$) 及 Fe₃GeTe₂ 等范德瓦耳斯键合准二维磁性系统的研究证实: 随着温度降低, 这类体系的磁性相互作用会发生从三维到二维的维度渡跃 [40]. 对于 LaCrSb₃ 而言, 其层间键合并非传统分子键, 且在 Deguchi-Takahashi 图中呈现出与 Fe₃GeTe₂ 等典型准二维磁性材料相近的特征; 结合各向异性演变与长程相互作用的协同效应, 使得 LaCrSb₃ 在二维极限下实现磁有序成为可能, 其二维极限下的磁性行为也因此具备了重要的理论研究价值与应用前景.

4 结 论

本研究以兼具准二维自旋涨落与三维磁相互作用特性的 LaCrSb₃ 为研究对象, 通过单晶样品的等温磁化曲线测试与临界行为分析, 明确了其铁磁相变的临界特性与本征磁性相互作用机制. 通过临界点附近 (115—140 K) 高精度等温磁化测试数据, 采用 Arrott-Noakes 方程自洽迭代法, 确定了熔融法制备的 LaCrSb₃ 单晶的铁磁-顺磁相变居里温度 $T_C = 126$ K, 临界指数 $\beta = 0.376$, $\gamma = 1.417$, $\delta = 4.76$. 通过 Widom 标度律、磁性态标度方程等

验证了这些临界指数的可靠性. 与理论模型的对比表明该体系磁性相变的临界行为可归于三维海森伯模型普适类, 并进一步通过交换相互作用 $J(r)$ 随距离 r 的衰减关系确证了该判断, 揭示了各向同性的直接交换作用在这一系统中的主导地位. 最后, 借鉴其他准二维磁性材料的研究结果, 本文认为 LaCrSb_3 在二维极限下可能产生非零温磁有序, 因此具备了重要的理论研究价值与实际应用前景.

感谢河南工程学院分析测试中心沈扬林、李修和徐巍巍博士提供晶体结构和组分表征便利; 感谢杭州师范大学鲍金科教授和浙江大学史晨飞博士对于单晶衍射数据的分析.

参考文献

- [1] Deng Y J, Yu Y J, Song Y C, Zhang J Z, Wang N Z, Sun Z Y, Yi Y F, Wu Y Z, Wu S W, Zhu J Y, Wang J, Chen X H, Zhang Y B 2018 *Nature* **563** 94
- [2] Wang X, Tang J, Xia X X, He C L, Zhang J W, Liu Y Z, Wan C H, Fang C, Guo C Y, Yang W L, Guang Y, Zhang X M, Xu H J, Wei J W, Liao M Z, Lu X B, Feng J F, Li X X, Peng Y, Wei H X, Yang R, Shi D X, Zhang X X, Han Z, Zhang Z D, Zhang G Y, Yu G Q, Han X F 2019 *Sci. Adv.* **5** eaaw8904
- [3] Fei Z Y, Huang B, Malinowski P, Wang W B, Song T C, Sanchez J, Yao W, Xiao D, Zhu X Y, May A F, Wu W D, Cobden D H, Chu J H, Xu X D 2018 *Nat. Mater.* **17** 778
- [4] Xie T, Liang J R, Bhattacharya D, Arachchige H S, Yakovenko V M, Mandrus D G, Qiu Z Q, Liu K, Gong C 2025 *Nat. Phys.* **21** 1479
- [5] Bednorz J G, Muller K A 1986 *Z. Phys. B* **64** 189
- [6] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, Hosono H 2008 *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3290
- [7] Fang M H, Wang H D, Dong C H, Li Z J, Feng C M, Chen J, Yuan H Q 2011 *Europhys. Lett.* **94** 27009
- [8] Lu H, Rossi M, Nag A, Osada M, Li D F, Lee K, Wang B Y, Garcia-Fernandez M, Agrestini S, Shen Z X, Been E M, Moritz B, Devereaux T P, Zaanen J, Wang H Y, Zhou K J, Lee W S 2021 *Science* **373** 213
- [9] Rotter M, Tegel M, Johrendt D, Schellenberg I, Hermes W, Pottgen R 2008 *Phys. Rev. B* **78** 020503
- [10] CastroNeto A H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4382
- [11] Urushibara A, Moritomo Y, Arima T, Asamitsu A, Kido G, Tokura Y 1995 *Phys. Rev. B* **51** 14103
- [12] Huang B, Clark G, Navarro-Moratalla E, Klein D R, Cheng R, Seyler K L, Zhong D, Schmidgall E, McGuire M A, Cobden D H, Yao W, Xiao D, Jarillo-Herrero P, Xu X D 2017 *Nature* **546** 270
- [13] Gong C, Li L, Li Z L, Ji H W, Stern A, Xia Y, Cao T, Bao W, Wang C Z, Wang Y, Qiu Z Q, Cava R J, Louie S G, Xia J, Zhang X 2017 *Nature* **546** 265
- [14] Ferguson M J, Hushagen R W, Mar A 1997 *J. Alloys Compd.* **249** 191
- [15] Hartjes K, Jeitschko W, Brylak M 1997 *J. Magn. Magn. Mater.* **173** 109
- [16] Raju N P, Greedan J E, Ferguson M J, Mar A 1998 *Chem. Mater.* **10** 3630
- [17] Leonard M L, Dubenko I S, Ali N 2000 *J. Alloys Compd.* **303** 265
- [18] Dubenko I S, Hill P, Ali N 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 7326
- [19] Jackson D D, Torelli M, Fisk Z 2001 *Phys. Rev. B* **65** 014421
- [20] Granado E, Martinho H, Sercheli M S, Pagliuso P G, Jackson D D, Torelli M, Lynn J W, Rettori C, Fisk Z, Oseroff S B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 107204
- [21] Richter M, Ruzs J, Rosner H, Koepfner K, Opahle I, Nitzsche U, Eschrig H 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272** e251
- [22] Jackson D D, Fisk Z 2006 *Phys. Rev. B* **73** 024421
- [23] Chen H J, Narayan A, Fang L, Calta N P, Shi F Y, Chung D Y, Wagner L K, Kwok W K, Kanatzidis M G 2016 *Phys. Rev. B* **94** 134411
- [24] Nguyen M C, Taufour V, Budko S L, Canfield P C, Antropov V P, Wang C Z, Ho K M 2018 *Phys. Rev. B* **97** 184401
- [25] Brubaker Z E, Harvey J S, Badger J R, Ullah R R, Campbell D J, Xiao Y, Chow P, Kenney-Benson C, Smith J S, Reynolds C, Paglione J, Zieve R J, Jeffries J R, Taufour V 2020 *Phys. Rev. B* **101** 214408
- [26] Kumar N, Lamba N, Gayles J, Le C, Vir P, Guin S N, Sun Y, Felser C, Shekhar C 2021 *Adv. Quantum Technol.* **4** 2100023
- [27] Yang X J, Pan J X, Gai W Z, Tao Y P, Jia H, Cao L M, Cao Y 2022 *Phys. Rev. B* **105** 024419
- [28] Ullah R R, Harvey J S, Jin H, Wu Y, Cao H B, Badger J R, Klavins P, Taufour V 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 096701
- [29] Mao Q H, Ding J, Yan Z H, Jia X B, Zhang B S, Wang Y, Liu Y, Li X, Xue L S, Ye J Q, Chen B, Yang J H, Zhao X M 2026 *J. Alloys Compd.* **1054** 186375
- [30] Arrott A, Noakes J E 1967 *Phys. Rev. Lett.* **19** 786
- [31] Fisher M E 1974 *Rev. Mod. Phys.* **46** 597
- [32] Mao Q H, Chen B, Yang J H, Zhang Y N, Wang H D, Fang M H 2018 *J. Phys. : Condens. Matter* **30** 345802
- [33] Kumar N, Sandberg R, Graf D, Mandrus D G, Zhang Y H 2021 *Phys. Rev. B* **104** 184411
- [34] Liu R S, Klavins P 1995 *J. Solid State Chem.* **118** 113
- [35] Arrott A 1957 *Phys. Rev.* **108** 1394
- [36] LeGuillou J C, Zinn-Justin J 1980 *Phys. Rev. B* **21** 3976
- [37] Banerjee S K 1964 *Phys. Lett.* **12** 16
- [38] Fischer S F, Kaul S N, Kronmuller H 2002 *Phys. Rev. B* **65** 064443
- [39] Fisher M E, Ma S, Nickel B G 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 917
- [40] Liu B J, Zou Y M, Zhou S M, Zhang L, Wang Z, Li H X, Qu Z, Zhang Y H 2017 *Sci. Rep.* **7** 6184

Heisenberg-like critical behavior in the quasi-two-dimensional metallic ferromagnet LaCrSb_3 *

MAO Qianhui^{1)†} DENG Haotian¹⁾ CHEN Bin²⁾ YANG Jinhu²⁾

1) (*College of Science, Henan University of Engineering, Zhengzhou 451191, China*)

2) (*Department of Physics, Hangzhou Normal University, Hangzhou 311121, China*)

(Received 22 March 2026; revised manuscript received 13 April 2026)

Abstract

LaCrSb_3 is a material exhibiting both quasi-two-dimensional spin fluctuations and three-dimensional magnetic interaction characteristics. By measuring the isothermal magnetization of single-crystals and conducting a systematic critical behavior analysis, we clarify the critical properties of its ferromagnetic phase transition and the intrinsic magnetic interaction mechanism. Based on high-precision isothermal magnetization data measured in the vicinity of the critical point, the Curie temperature for the ferromagnetic-paramagnetic phase transition is determined to be $T_C = 126$ K, with the critical exponents obtained as $\beta = 0.376$, $\gamma = 1.417$ and $\delta = 4.76$ via the self-consistent iterative method based on the Arrott-Noakes equation. The reliability of these critical exponents is verified by the Widom scaling law, the magnetic state scaling equation and other analyses. A comparison with theoretical models demonstrates that the critical behavior of the magnetic phase transition in this system basically belongs to the universality class of the three-dimensional Heisenberg model. This conclusion is further confirmed by the distance-dependent decay behavior of the exchange interaction $J(r)$, revealing the dominant role of isotropic direct exchange interactions in this system. Finally, drawing on research findings of other quasi-two-dimensional magnetic materials, this work proposes that LaCrSb_3 may exhibit non-zero temperature magnetic order in the two-dimensional limit, thereby possessing important theoretical research significance and promising practical application prospects.

Keywords: LaCrSb_3 , critical exponents, scaling law, Heisenberg model

DOI: [10.7498/aps.75.20260404](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260404)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260404](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260404)

* Project supported by the University-Enterprise Collaborative Innovation Program (Grant No. 26AXQXT009) and the Science and Technology Research Program of Henan Province, China (Grant Nos. 262102320217, 262102230089).

† Corresponding author. E-mail: qhmao@haue.edu.cn



准二维金属铁磁体 LaCrSb_3 的类海森伯临界行为

毛乾辉 邓皓天 陈斌 杨金虎

Heisenberg-like critical behavior in the quasi-two-dimensional metallic ferromagnet LaCrSb_3

MAO Qianhui DENG Haotian CHEN Bin YANG Jinhu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 100706 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260404

CSTR: 32037.14.aps.75.20260404

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260404>

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

双层蜂窝状海森伯铁磁体中层间交换耦合相互作用对拓扑相的影响

Effect of interlayer exchange coupling interaction on topological phase of a bilayer honeycomb Heisenberg ferromagnet

物理学报. 2024, 73(13): 137501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240437>

分形格点中伊辛模型的临界行为

Critical behaviors of Ising model in a fractal lattice

物理学报. 2023, 72(8): 080503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222432>

自旋-1/2量子罗盘链的量子相与相变

Quantum phases and transitions of spin-1/2 quantum compass chain

物理学报. 2022, 71(3): 030302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211433>

CrO_2 单层: 一种兼具高居里温度和半金属特性的二维铁磁体

CrO_2 monolayer: a two-dimensional ferromagnet with high Curie temperature and half-metallicity

物理学报. 2024, 73(10): 106102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240246>

准二维范德瓦耳斯本征铁磁半导体 CrGeTe_3 的THz光谱

Quasi-two-dimensional van der Waals ferromagnetic semiconductor CrGeTe_3 studied by THz spectroscopy

物理学报. 2022, 71(23): 237303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221586>

基于膨胀效应的超临界 CO_2 类沸腾临界点模型

An expansion effect based pseudo-boiling critical point model for supercritical CO_2

物理学报. 2024, 73(18): 184402 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240293>