

三角晶格自旋液体候选材料 NaYbSe_2 在高压下的超导转变*

郭琳 杨小帆 程二建 泮炳霖 朱楚楚 李世燕†

(复旦大学物理系, 应用表面物理国家重点实验室, 上海 200438)

(2023 年 5 月 5 日收到; 2023 年 5 月 28 日收到修改稿)

量子自旋液体是一种由于自旋阻挫直到零温都不能形成磁有序的新奇量子态, 并且和高温超导密切相关, 因此, 能否通过压力或化学掺杂等方式在量子自旋液体材料中调控出超导态甚至高温超导是一个重要的物理问题. 二维三角晶格稀土硫属化合物 NaYbCh_2 ($\text{Ch} = \text{O}, \text{S}, \text{Se}$) 在比热、核磁共振、中子散射等实验中未出现长程磁有序, 被认为可能具有量子自旋液体基态. 本文研究了 NaYbCh_2 ($\text{Ch} = \text{Se}, \text{S}, \text{O}$) 在压力下的电输运行为. 对于 NaYbSe_2 , 当压力加到 26.9 GPa 时出现超导转变, 表现出零电阻行为, 其超导转变温度 (T_c) 约为 5.6 K, 并且直到 45 GPa 都保持基本不变, 得出了其超导转变温度对压力的相图; 对于 NaYbS_2 , 压力使其室温电阻从 10 GPa 下 $10^{11} \Omega$ 量级降低到 67 GPa 的 10Ω 量级, 然而其电阻随温度行为没有出现金属性, 也没有发生超导转变; 而对于 NaYbO_2 , 其从常压到 60 GPa 高压一直保持完全绝缘态, 没有可观测的电阻.

关键词: 量子自旋液体, 高压, 电输运

PACS: 74.25.F-, 74.62.Fj, 75.10.Kt

DOI: 10.7498/aps.72.20230730

1 引言

量子自旋液体 (quantum spin liquid, QSL) 这一全新的量子物态自 1973 年由 Anderson^[1] 提出后, 引起了非常大的关注, 尤其是 1987 年 Anderson 等^[2,3] 又提出可以通过对 QSL 进行掺杂实现高温超导. QSL 中由于存在非常强的量子涨落和纠缠, 因而在低温下不会产生磁有序, 并且其低能激发是分数化的自旋子并伴随着演生的规范场^[4,5]. QSL 一般产生于自旋阻挫结构中, 主要的阻挫体系有三角晶格、笼目 (kagome) 晶格、蜂窝晶格、烧绿石晶格等. 磁阻挫使系统基态具有高度简并, 从而为量子涨落和纠缠提供条件^[6]. 已发现的 QSL 候选材料包括无机三角晶格 YbMgGaO_4 等^[7], 有机三角晶格 κ -(BEDT-TTF)₂Cu₂(CN)₃ 等^[8]; 笼目晶格 $\text{ZnCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_2$ 等^[9]; 蜂窝晶格 α - RuCl_3 ^[10], BaCo_2

(AsO_4)₂^[11] 等. 尽管已有大量理论和实验方面的研究, 但是一直没有一个真正被公认的量子自旋液体实际材料^[4-6].

压力可以直接调控系统的晶体结构和电子结构, 是一种干净的调控方法, 无需改变系统的化学组分, 避免因为掺杂而产生的无序^[12], 因此高压是将 QSL 态与超导态相连接的一种重要调控手段. 一些 QSL 候选材料在高压条件下经历绝缘-金属相变和超导转变^[13,14], 比如三角晶格有机 QSL 候选材料 κ -(BEDT-TTF)₂Cu₂(CN)₃^[15] 和 κ -(BEDT-TTF)₂Ag₂(CN)₃^[16] 在压力下先经历绝缘-金属相变, 再经历超导转变; 蜂窝结构 QSL 候选材料 Cu_2IrO_3 在压力下出现绝缘-金属相变^[17]. 一些 QSL 候选材料在压力和掺杂条件下表现出非常稳固的绝缘态, 比如 kagome 晶格 QSL 候选材料 $\text{ZnCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_2$ 在压力下表现出自旋冻结, 从可能的量子自旋液体态转变为长程反铁磁有序态^[18],

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1402203) 和国家自然科学基金 (批准号: 12034004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shiyan_li@fudan.edu.cn

其掺杂相 $\text{ZnLi}_x\text{Cu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_2$ 在 $0 < x < 1.8$ 范围内保持绝缘态^[19]; Na_2IrO_3 在 80 GPa 压力范围内保持绝缘态^[20]; $\alpha\text{-Li}_2\text{IrO}_3$ 在 55 GPa 压力范围内保持绝缘态^[21]; $\alpha\text{-RuCl}_3$ 在 139.7 GPa 压力范围内保持绝缘态^[22].

2018 年发现了一系列新的三角晶格 QSL 候选材料 AReCh_2 (A 为碱金属, Re 为稀土元素, $\text{Ch} = \text{O}, \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$)^[23,24], 其结构为 Yb^{3+} 构成二维的三角晶格平面且与 Ch 形成八面体结构, 而 Yb^{3+} 层间只有一层碱金属元素. 对 NaYbCh_2 的热力学和中子散射等实验结果都支持其 QSL 基态的假设, 在最低温下都没有表现出长程磁有序^[24,25–28]. 2020 年, Jia 等^[29] 对 NaYbSe_2 进行高压研究, 在 103.4 GPa 时样品的电阻在 8 K 左右有轻微下降, 表现出超导电性. 同时 Zhang 等^[30] 在 20 GPa 时观察到 NaYbSe_2 的电阻在 5.8 K 时有下降, 进入超导态. 然而在这两个工作中样品的电阻都只是表现出略微下降, 没有零电阻行为, 并且超导电性出现的压力和温度都不相同, 因此 QSL 候选材料 NaYbCh_2 在高压下的物性值得进一步系统研究.

本文分别对 NaYbSe_2 和 NaYbS_2 进行加压调控, 表征了 0.3—300 K 范围内样品电阻在不同压力下随温度的依赖关系. 当压力加到 26.9 GPa 时 NaYbSe_2 样品出现超导转变并且观察到了显著的零电阻行为, 其超导转变温度 (T_c) 约为 5.6 K, 在加压的过程中没有观察到完全金属相的出现, 正常态电阻仍然是随温度降低而缓慢增加. 在 NaYbS_2 的实验中, 样品在 60 GPa 以内的压力范围始终表现出绝缘行为, 但是其在 300 K 时的电阻值随压力的增大有超过 10 个数量级的减小. 我们也对 NaYbO_2 样品进行了加压测量, 但是其从常压到 60 GPa 高压一直保持完全绝缘态, 没有可观测的电阻.

2 实验方法

实验所用的 NaYbSe_2 单晶根据 Schleid 和 Lissner^[31] 所报道的 NaCl 助熔剂法生长所得到, 而 NaYbS_2 和 NaYbO_2 多晶样品是由常规的固相烧结法合成. 实验中利用砷面直径为 300 μm 的金刚石对顶压砧 (DAC) 制造压力环境, 采用无磁的铍铜作为垫片, 立方氮化硼作为绝缘介质. 将多晶粉末样品 (对于 NaYbSe_2 , 多晶粉末是由小单晶在

金刚石压机中压碎得到) 填充于立方氮化硼中心用激光打出的直径为 120 μm 、深度 30 μm 左右的样品腔内, 通过加压螺丝推动金刚石为样品加压. 在实验升、降温前后, 利用室温下的红宝石荧光漂移法来进行压力标定. 电阻测量采用的是范德堡法, 其中电极由四条楔形铂片组成. 电阻测量分别在 Oxford Instruments 公司的 ^3He 制冷机 (温度测量范围最低可达 0.3 K) 和 Quantum Design 公司的综合物性测量系统 (PPMS) 中进行. 常温常压下 X 射线衍射实验在 Bruker 公司的 D8 Advance X 射线衍射仪中进行.

3 结果与讨论

图 1(a) 为 $\text{NaYbSe}_2/\text{NaYbS}_2$ 的晶体结构图, 其中 Yb^{3+} 层构成二维三角晶格平面^[32], 晶体结构对称性为 $R\bar{3}m$. 图 1(b) 为 NaYbSe_2 单晶的 X 射线衍射 (XRD) 图谱, 图谱结果只有 (00 l) 的衍射峰, 没有其他杂峰出现, 表明晶体的自然面为 (00 l) 面, 且晶体质量较高. 图 1(c) 为将 NaYbSe_2 单晶研磨成粉末后测到的 XRD 数据, 与 NaYbSe_2 标准 XRD 图谱 (结构数据参考文献 [32]) 对比并没有杂峰出现, 表明 NaYbSe_2 样品中没有杂相.

图 2(a) 给出了 NaYbSe_2 在不同压力下电阻随温度的依赖关系. 在 17.9 GPa 以下, 样品电阻较大. 在压力到达 17.9 GPa 时, 样品电阻在 2—300 K 范围内仍然随温度降低而增大, 但是电阻值只有 120 Ω 左右. 当压力增加到 26.9 GPa 时, 样品电阻在高温部分仍随温度降低而增加, 然而在低温下出现了明显的电阻下降且阻值很快达到 0, 表明在此压力下样品发生了超导转变. 图 2(b) 显示了 26.9—45.5 GPa 样品在低温下的 R - T 曲线, 可以看到在 26.9 GPa 时, 随着温度降低到 5.6 K 左右样品电阻突然开始减小, 直至 3.7 K 电阻降为 0, 是一个转变宽度较窄的超导转变. 图中标记的起始转变温度 $T_c^{\text{onset}} \approx 5.6\text{K}$, 零电阻温度 $T_c^{\text{zero}} \approx 3.7\text{K}$. 随着压力的增加一直到 45.5 GPa, 样品一直具有良好的超导转变, 并且 T_c 随压力的增加基本保持不变, 表明该超导态在高压下具有鲁棒性. 值得注意的是, 样品的正常态电阻一直是随温度降低而增加, 在超导态出现之前没有表现出完全的金属态, 而在其他 QSL 候选材料加压超导的报道中, 一般样品会先表现出绝缘-金属相变, 再出现超导转变^[15].

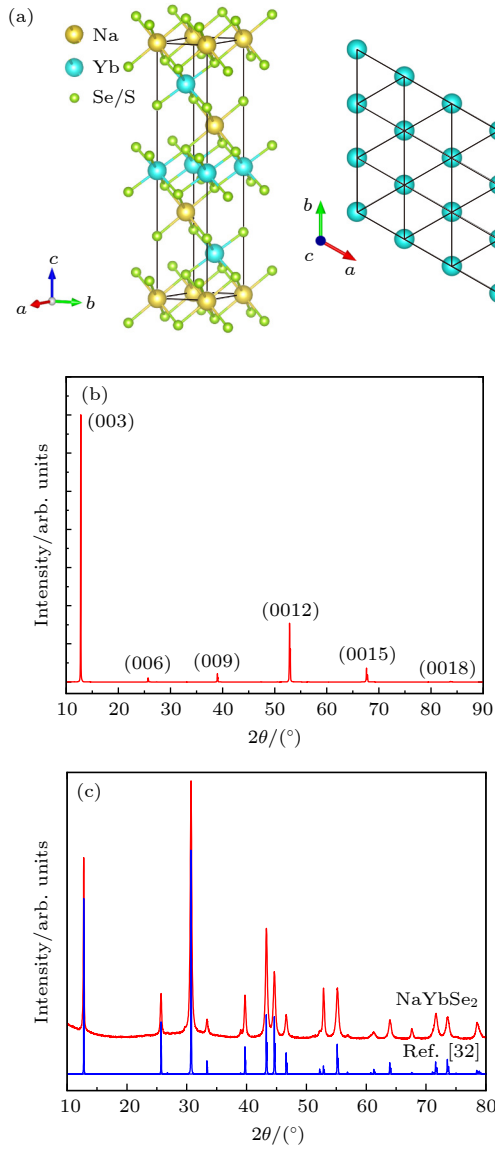


图 1 (a) NaYbSe₂/NaYbS₂ 的晶体结构图; (b) NaYbSe₂ 单晶的 XRD 谱; (c) NaYbSe₂ 粉末的 XRD 谱

Fig. 1. (a) Crystal structure of NaYbSe₂/NaYbS₂; (b) XRD pattern of NaYbSe₂ single crystal; (c) XRD pattern of NaYbSe₂ powder.

图 3(a) 展示了在 26.9 GPa 压力下, 施加磁场后样品电阻随温度的依赖关系. 由图 3(a) 可以清楚地看到, 随着磁场的增强, 样品的超导转变逐渐被压制, 其超导转变温度 (T_c) 逐渐减小 (将起始转变温度 T_c^{onset} 定为超导转变温度 T_c). 当所施加的磁场达到 8 T 时样品的超导转变基本消失, 进一步证实了温度 5.6 K 左右时电阻的下降确实是超导转变. 将不同温度下的临界磁场画在图 3(b) 中, 并利用 Ginzburg-Landau 公式 $H_{c2}(T)/H_{c2}(0) = 1 - [T/T_c(0)]^2$ 进行拟合, 得到样品在 26.9 GPa 时的上临界磁场 $H_{c2}(0) = 9.3$ T.

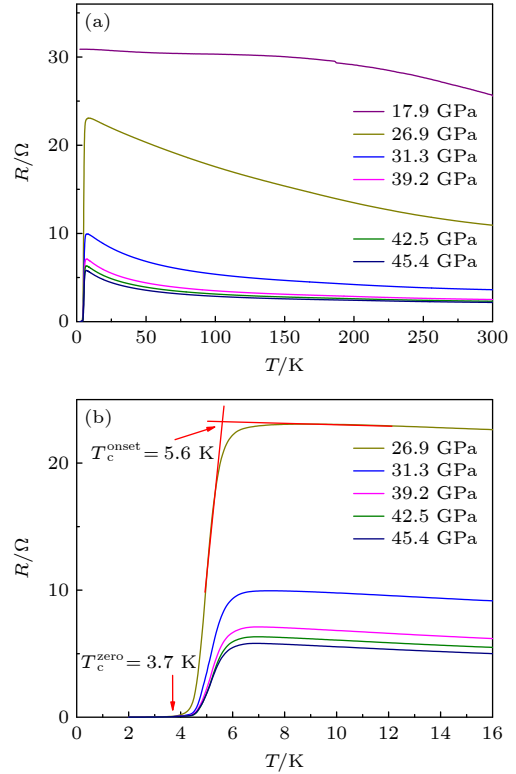


图 2 (a) 不同压力下 NaYbSe₂ 电阻随温度的依赖关系, 其中 17.9 GPa 的 $R(T)$ 曲线的值为 $R \times 1/4$; (b) 26.9—45.4 GPa 压力范围内, NaYbSe₂ 在低温下的超导转变及其 T_c^{onset} 和 T_c^{zero}

Fig. 2. (a) Temperature dependence of the resistance for NaYbSe₂ under various pressures. The resistance values at 17.9 GPa are $R \times 1/4$. (b) Superconducting transition of NaYbSe₂ at low temperature between 26.9 and 45.4 GPa. The arrows indicate the T_c^{onset} and T_c^{zero} .

图 4 为 NaYbSe₂ 的压力-温度相图. 其中蓝色区域表示绝缘相, 黄色区域表示超导相, NaYbSe₂ 样品在处于 17.9 GPa 压力以下时表现出绝缘行为, 当压力达到 26.9 GPa 时观察到具有显著零电阻的超导态, 其 T_c 为 5.6 K. 随着压力的增大, 直到 45 GPa 左右, 样品的超导转变温度几乎不变. 值得注意的是, 本实验中 NaYbSe₂ 的绝缘相和超导相直接相邻, 并未观察到中间金属相. 这一实验结果与已有的一些其他 QSL 候选材料的实验结果有所不同 [8,14], 比如有机 QSL 候选材料 κ -(ET)₂Cu₂(CN)₃ 材料在高压下先出现绝缘-金属相变, 再出现超导转变 [12]. 本实验结果和 Jia 等 [29] 在 103.4 GPa 时观察到样品电阻在 8 K 左右的轻微下降差别较大, 而和 Zhang 等 [30] 在 20 GPa 时观察到 NaYbSe₂ 的电阻在 5.8 K 时有下降的结果比较接近, 但是和前两个实验相比, 本文观察到了明显的零电阻现象, 表明样品应该具有体超导电性. 这些差别可能

来源于生长出的单晶样品有略微的不同. 同时图 4 还绘制了 Se 单质的压力-温度相图 [33]. 由于观察到 NaYbSe₂ 的 T_c 随压力的变化和 Se 的 T_c 随压力变化不同, 而且图 1(c) 的 XRD 图谱中没有 Se 的峰, 因此, 本文所观察到的超导转变应该是 NaYbSe₂ 的本征行为.

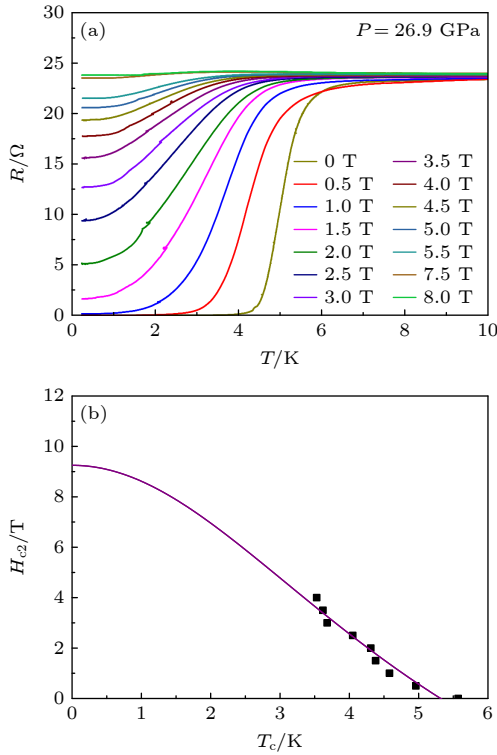


图 3 (a) 外加压力为 26.9 GPa 时 NaYbSe₂ 在不同磁场下的低温电阻随温度的依赖关系; (b) NaYbSe₂ 上临界磁场随温度的依赖关系

Fig. 3. (a) With the pressure of 26.9 GPa, the temperature dependence of the resistance for NaYbSe₂ at low temperature under different magnetic fields; (b) temperature dependence of the upper critical field for NaYbSe₂.

此外, 已有文献报道了关于 NaYbSe₂ 的高压 XRD 实验 [29,30], 实验结果表明, NaYbSe₂ 在常压下空间群为 $R\bar{3}mH$, 随着压力的增大, 在 11 GPa 左右进入空间群为 $P\bar{3}m1$ 的新相, 同时也排除了非晶化和压力下分解产生中间产物的可能. 另外, 其高温部分的绝缘体行为可能是由于其载流子浓度过低, 类似的现象也出现在 EuTe₂ 的报道中 [34], 后续我们将展开高压下霍尔系数的测量从而得到更多关于载流子的信息.

图 5(a) 为 NaYbS₂ 样品的电阻在不同压力下随温度的依赖关系. 在 20.7 GPa 压力以下, 由于样品阻值太大而无法通过范德堡四线法测得样品

电阻值随温度的依赖关系, 仅测得其在 10 GPa 时 300 K 的电阻值在 10¹¹ Ω 量级. 从图 5(a) 可以看到, 在本实验可达压力条件 67.31 GPa 范围以内, NaYbS₂ 样品一直表现出绝缘行为, 其电阻随温度的降低而升高且未出现超导的迹象. 此外随温度

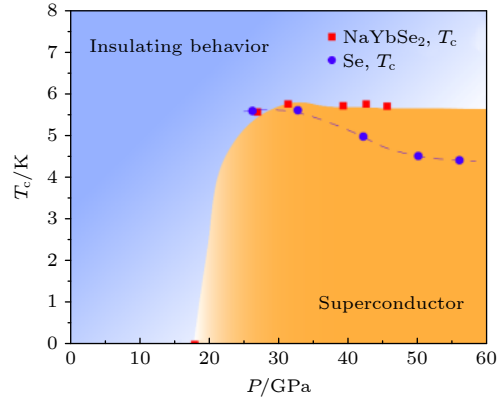


图 4 NaYbSe₂ 的压力-温度相图, 图中红色方点代表不同压力下 NaYbSe₂ 的 T_c , 蓝色圆点代表不同压力下 Se 的 T_c .
Fig. 4. Pressure-temperature phase diagram of NaYbSe₂. The red square dots denote T_c of NaYbSe₂ under different pressures. The blue circle dots denote T_c of Se under different pressures.

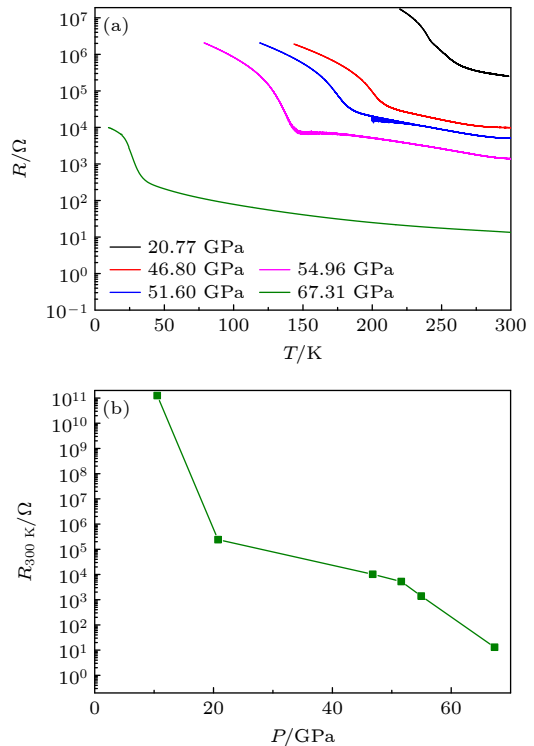


图 5 (a) 不同压力下 NaYbS₂ 样品电阻随温度的依赖关系; (b) 300 K 时 NaYbS₂ 样品的电阻随压力的依赖关系
Fig. 5. (a) Temperature dependence of the resistance for NaYbS₂ under various pressure; (b) pressure dependence of the resistance for NaYbS₂ at 300 K.

下降, NaYbS₂ 样品电阻异常增加, 表现为 $R-T$ 曲线出现明显拐点, 并且拐点随压力增加呈明显下降趋势. 这种压力诱导的规律性变化应该归属于样品本征行为, 可能归因于相变的产生, 并且相变温度被压力抑制. 然而目前具体成因仍不清楚, 需要进一步实验去验证. 图 5(b) 为 NaYbS₂ 样品在 300 K 时电阻随压力的依赖关系, 可以看出, NaYbS₂ 样品的电阻值随压力增大而显著减小. 在 NaYbS₂ 样品中未观察到绝缘-金属相变或者超导转变可能是因为其能隙过大, 约为 2.7 eV, 而 NaYbSe₂ 在常压下的能隙约为 1.9 eV^[23]. 我们还尝试对 NaYbO₂ 进行电阻测量, 由于其阻值过大, 无法通过上述测量手段测得电阻值, 这可能与其常压下更大的能隙 (约为 4.5 eV) 有关^[23]. 因此可以看出, 对于 QSL 候选材料, 其能隙越小越容易通过压力来进行调控^[30], 出现金属相甚至超导态.

4 结 论

本文对量子自旋液体候选材料 NaYbSe₂, NaYbS₂ 和 NaYbO₂ 样品进行了直到 67 GPa 压力下的电输运测量. 在 NaYbSe₂ 中观察到 26.9 GPa 压力下在 5.6 K 发生超导转变并且电阻在 3.7 K 完全掉到 0, 在 NaYbS₂ 中没有观察到压致绝缘-金属相变或超导转变, 但是室温电阻从 10 GPa 时的 10¹¹ Ω 量级降低到 67 GPa 时的 10 Ω 量级, 而 NaYbO₂ 中则保持完全绝缘态, 没有可观测电阻. 本文揭示了 NaYbSe₂ 的压力-温度相图, 其超导转变温度从 27 GPa 直到 45 GPa 基本保持不变. 这些结果为理论研究压力下 NaYbSe₂ 体系的电子态演变提供了新的实验依据, 为压力调控量子自旋液体候选材料成为超导体提供了新的实例.

参考文献

- [1] Anderson P W 1973 *Mater. Res. Bull.* **8** 153
- [2] Anderson P W 1987 *Science* **235** 1196
- [3] Anderson P W, Baskaran G, Zou Z, Hsu T 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2790
- [4] Savary L, Balents L 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 016502
- [5] Zhou Y, Kanoda K, Ng T K 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 025003
- [6] Balents L 2010 *Nature* **464** 199
- [7] Li Y, Liao H, Zhang Z, Li S, Jin F, Liang L, Zhang L, Zou Y, Pi L, Yang Z, Wang J, Wu Z, Zhang Q 2015 *Sci. Rep.* **5** 16419
- [8] Shimizu Y, Miyagawa K, Kanoda K, Maesato M, Saito G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 107001
- [9] Norman M R 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 041002
- [10] Banerjee A, Briges C A, Yan J Q, et al. 2016 *Nat. Mater.* **15** 733
- [11] Zhong R, Gao T, Ong N P, Cava R J 2020 *Sci. Adv.* **6** eaay6953
- [12] Guo J, Sun L L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 217406 (in Chinese) [郭静, 孙力玲 2015 物理学报 **64** 217406]
- [13] Qi Y, Sachdev S 2008 *Phys. Rev. B* **77** 165112
- [14] Powell B J, McKenzie R H 2011 *Rep. Prog. Phys.* **74** 056501
- [15] Kurosaki Y, Shimizu Y, Miyagawa K, Kanoda K, Saito G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 177001
- [16] Shimizu Y, Hiramatsu T, Maesato M, Otsuka A, Yamochi H, Ono A, Itoh M, Yoshida M, Takigawa M, Yoshida Y, Saito G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 107203
- [17] Jin C, Wang Y, Jin M, Jiang Z, Jiang D, Li J, Nakamoto Y, Shimizu K, Zhu J 2022 *Phys. Rev. B* **105** 144402
- [18] Kozlenko D P, Kusmartseva A F, Lukin E V, Keen D A, Marshall W G, de Vries M A, Kamenev K V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 187207
- [19] Kelly Z A, Gallagher M J, McQueen T M 2016 *Phys. Rev. X* **6** 041007
- [20] Xi X, Bo X, Xu X S, Kong P P, Liu Z, Hong X G, Jin C Q, Cao G, Wan X, Carr G L 2018 *Phys. Rev. B* **98** 125117
- [21] Layek S, Mehlatat K, Levy D, Greenberg E, Pasternak M P, Itié J P, Singh Y, Rozenberg G K 2020 *Phys. Rev. B* **102** 085156
- [22] Wang Z, Guo J, Tafti F F, et al. 2018 *Phys. Rev. B* **97** 245149
- [23] Liu W, Zhang Z, Ji J, Liu Y, Li J, Wang X, Lei H, Chen G, Zhang Q 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 117501
- [24] Baenitz M, Schlender Ph, Sichelshmidt J, Onykiienko Y A, Zangeneh Z, Ranjith K M, Sarkar R, Hozoi L, Walker H C, Orain J C, Yasuoka H, van den Brink J, Klauss H H, Inosov D S, Doert Th 2018 *Phys. Rev. B* **98** 220409
- [25] Dai P L, Zhang G, Xie Y, Duan C, Gao Y, Zhu Z, Feng E, Tao Z, Huang C L, Cao H, Podlesnyak A, Granroth G E, Everett M S, Neufeind J C, Voneshen D, Wang S, Tan G, Morosan E, Wang X, Lin H Q, Shu L, Chen G, Guo Y, Lu X, Dai P 2021 *Phys. Rev. X* **11** 021044
- [26] Zhang Z, Ma X, Li J, Wang G, Adroja D T, Perring T P, Liu W, Jin F, Ji J, Wang Y, Kamiya Y, Wang X, Ma J, Zhang Q 2021 *Phys. Rev. B* **103** 035144
- [27] Bordelon M, Liu C, Posthuma L, Sarte P M, Butch N P, Pajerowski D M, Banerjee A, Balents L, Wilson S D 2020 *Phys. Rev. B* **101** 224427
- [28] Bordelon M M, Kenney E, Liu C, Hogan T, Posthuma L, Kavand M, Lyu Y, Sherwin M, Butch N P, Brown C, Graf M J, Balents L, Wilson S D 2019 *Nat. Phys.* **15** 1058
- [29] Jia Y T, Gong C S, Liu Y X, Zhao J F, Dong C, Dai G Y, Li X D, Lei H C, Yu R Z, Zhang G M, Jin C Q 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 097404
- [30] Zhang Z, Yin Y, Ma X, Liu W, Li J, Jin F, Ji J, Wang Y, Wang X, Yu X, Zhang Q 2020 arXiv: 2003.11479v1
- [31] Schleid T, Lissner F 1993 *Eur. J. Sol. State Inorg. Chem.* **30** 829
- [32] Gray A K, Martin B R, Dorhout P K 2003 *Z. Kristallor.-New Cryst. Struct.* **218** 19
- [33] Akahama Y, Kobayashi M, Kawamura H 1992 *Solid State Commun.* **84** 803
- [34] Yang P T, Liu Z Y, Chen K Y, Liu X L, Zhang X, Yu Z H, Zhang H, Sun J P, Uwatoko Y, Dong X L, Jiang K, Hu J P, Guo Y F, Wang B S, Cheng J G 2022 *Nat. Commun.* **13** 2975

Pressure-induced superconductivity in triangular lattice spin liquid candidate NaYbSe₂^{*}

Guo Lin Yang Xiao-Fan Cheng Er-Jian Pan Bing-Lin
 Zhu Chu-Chu Li Shi-Yan[†]

(State Key Laboratory of Surface Physics, Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200438, China)

(Received 5 May 2023; revised manuscript received 28 May 2023)

Abstract

Quantum spin liquid is an exotic state without magnetic order down to zero-temperature due to spin frustration, which is closely related to high temperature superconductivity. Therefore, an important issue arises whether the quantum spin liquid can be adjusted into a superconductor, even high- T_c superconductor, by using pressure or chemical doping. Rear-earth chalcogenides NaYbCh₂ (Ch = O, S, Se), consisting of planar triangular lattice, exhibit no long-range magnetic order down to the lowest measured temperatures in specific heat, nuclear magnetic resonance, and neutron scattering, and are considered as a quantum spin liquid candidate. Here we investigate the electrical transport properties of NaYbCh₂ (Ch = O, S, Se) under high pressures. For NaYbSe₂, zero-resistance behavior is observed at 26.9 GPa, showing that the superconductivity comes into being. The superconducting transition temperature (T_c) is around 5.6 K at 26.9 GPa and robust against pressure till 45 GPa. The phase diagram of T_c versus pressure for NaYbSe₂ is constructed. For NaYbS₂, the room temperature resistance decreases from the order of 10^{11} Ω at 10 GPa to 10 Ω at 67 GPa. However, neither superconductivity nor insulator-metal transition is observed. Additionally, the NaYbO₂ keeps insulating and the resistance is too large to be detected in a pressure range of 0–60 GPa.

Keywords: quantum spin liquid, high pressure, electrical transport

PACS: 74.25.F-, 74.62.Fj, 75.10.Kt

DOI: 10.7498/aps.72.20230730

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1402203) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12034004).

[†] Corresponding author. E-mail: shiyang_li@fudan.edu.cn

三角晶格自旋液体候选材料 NaYbSe_2 在高压下的超导转变

郭琳 杨小帆 程二建 泮炳霖 朱楚楚 李世燕

Pressure-induced superconductivity in triangular lattice spin liquid candidate NaYbSe_2

Guo Lin Yang Xiao-Fan Cheng Er-Jian Pan Bing-Lin Zhu Chu-Chu Li Shi-Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 157401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230730

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230730>

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

高压下 TiO_2 纳米线晶粒和晶界性质及电输运行为

Grain and grain boundary behaviors and electrical transport properties of TiO_2 nanowires under high pressure

物理学报. 2022, 71(9): 096101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212276>

单根 SnO_2 纳米线器件的电输运性能及其机理研究

Electrical transport properties and related mechanism of single SnO_2 nanowire device

物理学报. 2018, 67(24): 246801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181402>

高压下的铁基超导体:现象与物理

Pressure-induced phenomena and physics in iron-based superconductors

物理学报. 2018, 67(20): 207409 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181651>

二维原子晶体的转移堆叠方法及其高质量电子器件的研究进展

Recent progress of transfer methods of two-dimensional atomic crystals and high-quality electronic devices

物理学报. 2021, 70(13): 138202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210929>

高压下金红石相 TiO_2 的晶界电学性质

Grain boundary electrical characteristics for rutile TiO_2 under pressure

物理学报. 2019, 68(20): 206401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190630>

高压下非铅双钙钛矿 Cs_2TeCl_6 的结构和光学性质

Evolutions of structural and optical properties of lead-free double perovskite Cs_2TeCl_6 under high pressure

物理学报. 2020, 69(21): 218801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200988>