

铁基铁磁超导体*

焦文鹤 许祝安 曹光早[†]
(浙江大学物理系 杭州 310027)

2011-11-17收到

[†] Email: ghcao@zju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20130201

Iron-based ferromagnetic superconductors

JIAO Wen-He XU Zhu-An CAO Guang-Han[†]
(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

摘要 超导电性与铁磁长程序是两个“敌对”的物质状态。长期以来，探索超导与铁磁共存是十分耐人寻味的课题。文章在回顾半个多世纪以来该课题主要进展的基础上，重点介绍了作者近年来对新型铁基铁磁超导体的发现和发展，最后对这类新材料的进一步研究进行了展望。

关键词 铁基超导体，铁磁超导体

Abstract Superconductivity and ferromagnetic long-range ordering are two antagonistic states of matter. It is a long-standing intriguing issue to explore the coexistence of the two phenomena. In this paper we will first overview the main progress in this field over the past half century. Then we report our recent achievements in the discovery and development of ferromagnetic superconductors in iron pnictides. Finally, we summarize by giving some prospects for future research on this new type of material.

Keywords iron-based superconductors, ferromagnetic superconductors

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2010CB923003)、国家自然科学基金 (批准号: 10934005) 资助项目

1 引言

一千多年以前，中国人发现磁体并随后发明指南针。但直到20世纪，物理学家对铁磁体才有比较清楚的认识：铁磁体中磁性原子的磁矩间因存在量子力学交换作用而自发地沿同一个方向排列。一百年以前，荷兰人Onnes领导的莱顿实验室发现第一个超导体^[1]。此后他们陆续发现，很多金属都在低温下发生超导转变，但磁性金属总是例外。1933年，Meissner和Ochsenfeld发现^[2]超导体具有“天然”的抗磁性：当在较弱的磁场下将超导体冷却到超导态时，样品中的磁通几乎都被排出。当外磁场达到一定值时，样品(第一类超导体细长样品)突然间失去超导。从热力学上说，当外磁场所给的磁化功超出超导体的“凝聚能”时，超导便消失。这些都是超导与磁性在宏观上对立的表现。1956年，Ginzburg首次提出超导与铁磁共存的可能性^[3]。他利用由他本人与Landau一起建立的基于一种新型宏观量子波函数为序参量的GL唯象超导理论^[4]，解释了磁场(磁矢势)会对超导序参量产生压制作用。1957年，超导微观理论，即所谓BCS理论横空出世^[5]。该理论认为，构造超导的基本单元是具有相反自旋和相反动量的电子对——库珀对，可以表示为 $(\mathbf{k}\uparrow, -\mathbf{k}\downarrow)$ 。由此，外磁场对超导的破坏作用便很清楚了：其一是外磁场产生的洛伦兹力总是要拆散库珀对，这就是Ginzburg提出的电磁作用机制(或称轨道机制)；其二是外场不能“极化”库珀对(因为自旋单态配对)，却能够降低正常电子(具有泡利顺磁特性)的

能量。所以，当外磁场超过一定值时，拆开库珀对对降低总能量有利，这就是所谓的顺磁拆对机制^[6]。总之，磁场(不管是外场还是铁磁体的内场)一般都不利于超导，因此很难见到既有铁磁性又有超导电性的“铁磁超导体”(ferromagnetic superconductor)。

事情还有另一方面，即如果体系存在超导，其中的磁性元素所携带的磁矩会形成铁磁排列吗？1959年，Anderson和Suhl^[7]指出，由于(常规超导体的)超导态存在超导能隙，即体系的静态自旋磁化率为零，因而低能传导电子不再可以作为媒介来耦合系统中的磁性原子的局域磁矩而产生可能的铁磁性。所以，即便超导很“强劲”，能够抵抗铁磁体的内场，铁磁排列也比较难以实现。

Anderson和Suhl进一步研究指出，超导与铁磁有一种共存方式：铁磁长程序被以正弦函数的方式调制。他们称之为隐铁磁性(cryptoferromagnetism)。这种调制的周期必须介于晶格间距和超导相干长度之间。因而对于超导库珀对来说，它感受到的平均磁场为零；同时，短程铁磁关联仍然保持。直到1977年以后，人们才在 EuRh_4B_4 ^[8]和 HoMo_6S_8 ^[9]这两种材料中，且在一定的温度和磁场下，观察到超导与铁磁共存的证据。而且，磁有序的调制亦被随后的中子衍射实验所证实^[10]。1994年发现的 $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (R 为稀土元素)体系，也有着复杂的超导与磁性的相互作用，超导与铁磁可以在比较狭窄的温度、磁场下共存^[11]。

那么在较强的磁场下，超导态有没有可能也产生调制？1964年，Fulde和Ferrell以及Larkin和Ovchinnikov^[12]从理论上提出存在这种可能性。当体

系的顺磁效应足够大时, 由于自旋相反的电子的费米波矢不再对称, 就会产生一种非零动量的新型库珀对: $(\mathbf{k}\uparrow, -\mathbf{k}+\mathbf{q}\downarrow)$ 。其超导序参量呈现出实空间调制: $\Delta(\mathbf{r})=\Delta_0\cos(\mathbf{qr})$, 其中 Δ_0 为超导序参量的最大值, \mathbf{r} 为空间位矢。这就是所谓的FFLO态。目前, 人们在一些重费米子材料以及有机超导态中观察到一些实验证据, 支持在磁场下存在这种新颖的FFLO态^[13]。

非常规超导体家族中有一类库珀对的自旋结构是三重态。这种自旋三重态超导体一般不存在顺磁效应。正因为如此, 有可能在铁磁的背景下产生超导相变(T_{curie} (铁磁相变临界温度) $> T_{\text{sc}}$ (超导转变温度)), 为区分 $T_{\text{sc}}>T_{\text{curie}}$ 的情况, 这类超导体被称为超导铁磁体^[14]。本世纪初发现, 金属间化合物 UGe_2 ^[15]和 UCoGe ^[16]是第一类真正意义上的铁磁和超导共存的材料。一般认为这个体系中超导和巡游铁磁性来源于同一组电子。假如没有巡游铁磁性, 超导电性也将不复存在。因为这种超导体的库珀对是由自旋平行的两个电子所组成的, 所以铁磁交换内场不但不会破坏三重态库珀对, 相反会稳定三重态库珀对。

这里还应该提及一类包含 RuO_2 层的高温铜氧化物超导体^[17,18]。 RuO_2 层在100—150K发生自旋倾斜的反铁磁有序化, 因而具有一定的铁磁分量。这个铁磁分量对较低温度(40K左右)下的超导转变会产生一定影响。

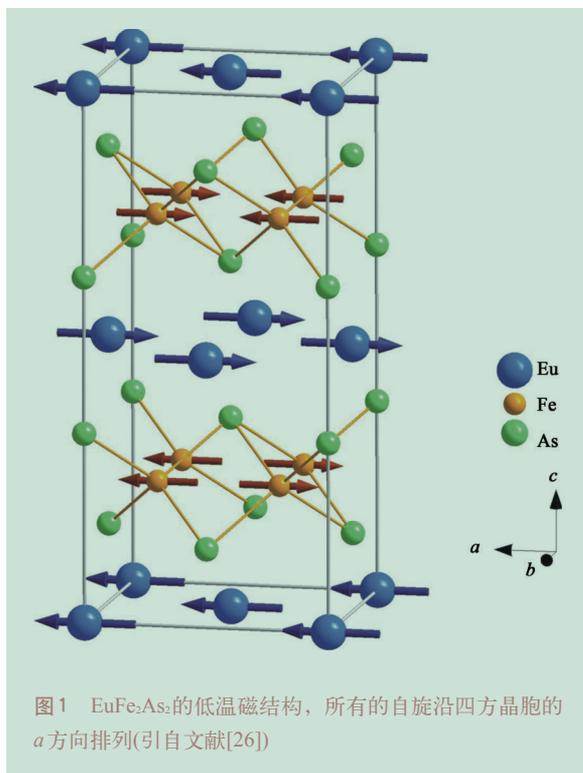
2008年, 铁基高温超导体的发现^[19,20]为研究超导与铁磁共存带来了新的机遇。下面将重点介绍浙江大学研究组发现铁基铁磁超导体的过程以及近期相关研究进展, 最后对这类新超导体体系的未来发展进行展望。

2 EuFe_2As_2 相关系统

2.1 EuFe_2As_2 母体

在铁基超导体家族中^[21], 具有 ThCr_2Si_2 结构的所谓122体系被研究得最多。该材料相对比较简单, 超导母体是由二价大阳离子层与 Fe_2As_2 层沿 c 方向堆砌而成。实际上, 二价大阳离子只限于 Ba^{2+} , Sr^{2+} , Ca^{2+} 和 Eu^{2+} , 其中仅有 Eu^{2+} 具有磁性($J=$

$S=7/2$)。这就决定了 EuFe_2As_2 在整个铁基超导体中的独特地位。 EuFe_2As_2 早在1978年就被化学家合成出来^[22]。后来通过穆斯堡尔谱等研究, 揭示出两个磁相变^[23]。我们在国际上率先报道了该化合物的物理性质, 指出200K下的磁相变是铁位的反铁磁自旋密度波(SDW)有序化, 从而正确地预言了该材料也是一个铁基超导体^[24]。通过对 EuFe_2As_2 单晶的各向异性磁性以及输运性质研究, 我们得出20K以下 Eu^{2+} 离子的磁有序结构: Eu^{2+} 离子的自旋垂直于 c 轴, 并呈A型反铁磁排列^[25]。这个结论被后来的中子衍射实验^[26]所证实, 如图1所示。值得注意的是, 每个 Eu^{2+} 面内是铁磁排列的, 表明 Eu^{2+} 自旋之间的交换内场是铁磁性的, 这为超导与铁磁共存提供了一个前提条件。



2.2 $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ 体系

我们在国际上首次通过P对As的部分替代, 在 $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3})_2$ 多晶材料中发现了26K的超导电性^[27]。不仅如此, 通过这种引入化学压力的掺杂方式, 同时实现了 Eu^{2+} 自旋的铁磁有序。样品的磁化

强度测量显示饱和磁矩达到 $7.0\mu_B/\text{Eu}$ ，表明 Eu^{2+} 自旋的确完全朝一个方向排列。低温比热数据不但支持磁测量结果，而且在超导转变点显示明显的比热跃变 ($\Delta C \sim 300\text{mJ}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}$)。因此可以说，超导与铁磁必须在微观尺度上共存。对样品进行 X 射线衍射分析显示，P 掺杂到 30% 时，相比于母体 EuFe_2As_2 ， a 轴被压缩 0.35%， c 轴被压缩 3.2%。我们认为， c 轴的明显降低可以有效地改变 Eu^{2+} 层间的、以传导电子为媒介的 Ruderman—Kittel—Kasuya—Yosida (RKKY) 相互作用。因此， Eu^{2+} 自旋的铁磁排列成为可能。

实际上， $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ 体系中的超导与铁磁共存有一段范围，如图 2 所示。但在多数情况下，电阻转变都出现“再入”现象(参阅图 2 的内插图)。这也显示出超导与铁磁之间的相互作用。从相图上看，对于铁的子晶格来说，和其他铁基超导体相似，铁的反铁磁随着 P 的掺杂而被逐渐压制，直到超导出现，反铁磁完全消失。不同的是，当所对应组分的超导转变温度低于来自于 Eu^{2+} 居里温度时，超导不再出现。根据对样品进行穆斯堡尔测量发现^[28]，随着 P 的掺杂，不但铁磁关联逐渐增强，局域磁矩的指向也逐渐向 c 方向偏转，从母体 $x = 0$ 的沿 a 轴排列到 $x = 0.2$ 时偏离 c 方向 20° 。最近的磁康普顿散射结果也证明了这一磁结构的演化^[29]。当 $x > 0.4$ 时，不再出现超导转变， Eu^{2+} 的铁磁转变温度随 P 的掺杂而进一步升高。

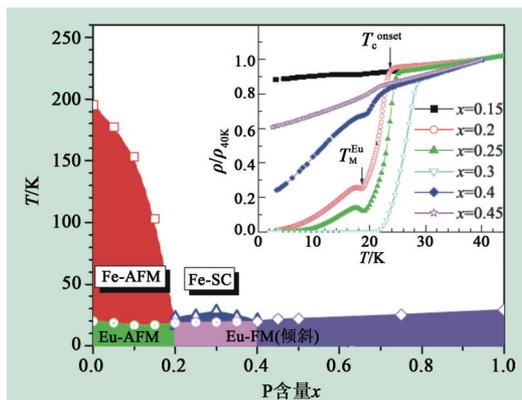


图 2 $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ 体系的超导与磁相图(Fe-AFM 与 Eu-AFM 分别代表铁与铕的子晶格的反铁磁态，SC 和 FM 分别指超导态和铁磁态。插图给出了超导区及其附近样品的电阻转变。插图中 T_c^{onset} 为超导转变起始温度， T_M^{Eu} 为 Eu 子晶格的磁相变温度)

2.3 $\text{Eu}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ 体系

我们在国际上首先报道了 Ni 掺杂引入的铁基超导电性^[30]。可是，在 $\text{Eu}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$ 体系^[31]中并没有观察到超导电性，尽管其 SDW 序被完全压制掉。一个有趣的现象是，我们看到 Eu 的磁序由反铁磁转变到铁磁^[31]。随后我们成功生长出 $\text{Eu}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ 单晶，并在 $\text{Eu}(\text{Fe}_{0.89}\text{Co}_{0.11})_2\text{As}_2$ 组分的样品上观察到 21K 的超导转变^[32]。同时，在 17 K 处，电阻又上升，呈现“再入”现象。通过分析样品的各向异性磁矩在不同温度下和不同外场下的变化

关系，并与 EuFe_2As_2 母体进行比较，我们提出螺旋型磁有序结构，即在 Eu 平面的铁磁排列的基础上，相邻 Eu 平面间的磁矩方向呈一个固定的角度。图 3 显示该样品的超导和磁结构相图。在相图中，有 5 个不同的区域：顺磁正常态在相图的上半部分；顺磁超导态只占有很小一部分区域；螺旋形的磁有序与超导共存的区域在相图的左下方；完全铁磁态在一

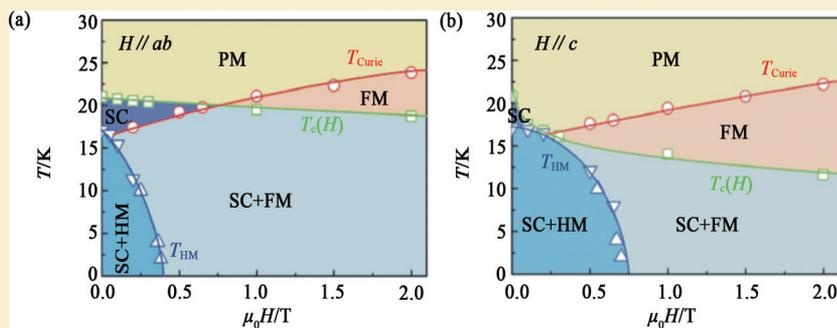


图 3 $\text{Eu}(\text{Fe}_{0.89}\text{Co}_{0.11})_2\text{As}_2$ 随外场变化的电子相图(PM、FM、SC 与 HM 分别对应于顺磁态、铁磁态、超导态和螺磁态。 T_{HM} 为螺磁序转变温度， $T_c(H)$ 为磁场下的超导转变温度， T_{Curie} 为铁磁居里温度) (a) $H // ab$; (b) $H // c$ (引自文献^[32])

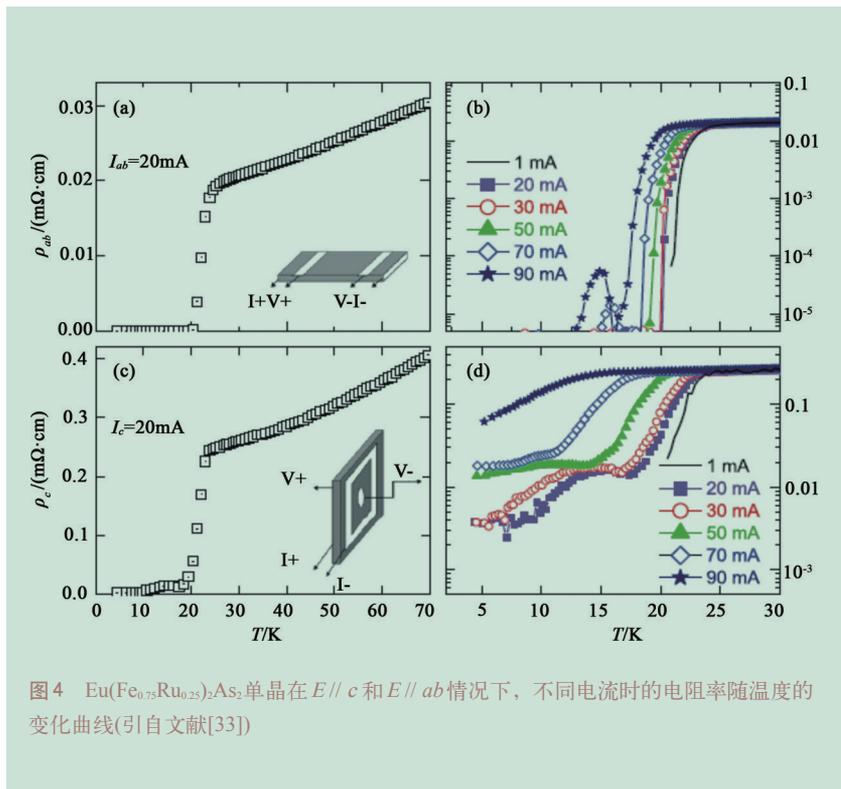


图4 Eu(Fe_{0.75}Ru_{0.25})₂As₂单晶在 $E // c$ 和 $E // ab$ 情况下, 不同电流时的电阻率随温度的变化曲线(引自文献[33])

定的外场下出现, 并随着场的增强逐渐稳定; 螺旋形的磁有序在一定的外场下被极化为磁矩沿外场排列的完全铁磁态, 造成铁磁和超导共存。

2.4 Eu(Fe_{1-x}Ru_x)₂As₂体系

Eu(Fe_{1-x}Ru_x)₂As₂ 也是一个铁磁超导体。我们在该体系中发现了由于铁磁和超导共存所导致的各向异性超导电性^[33]。电阻测量显示, Eu(Fe_{0.75}Ru_{0.25})₂As₂单晶的 ab 面和 c 方向电阻都在 23K 时发生超导转变, 所不同的是, c 方向电阻在超导态区域始终没有达到零, 如图 4 所示。这个现象在其他超导体中还鲜有报道。为了证明这一现象的确是材料的本征属性, 我们进行了磁测量。结果显示, 当外场沿 c 方向时, ab 面形成超导屏蔽电流, 有抗磁信号出现。而当外场平行于 ab 面时, 在最低温度点也没有出现抗磁信号, 因为此时的超导屏蔽环流不再导通($\rho_c \neq 0$)。

图 5 是外场分别平行于 c 轴和 ab 面时 Eu(Fe_{0.75}Ru_{0.25})₂As₂ 单晶的等温磁化曲线。当 $H // c$ 时, 低于超导转变温度下的初始磁矩为负值, 且初始磁化曲线一开始就偏离线性, 表明其下临界场实际上为零。这是沿 c 方向具有自发磁化(铁磁性)的证据。如果取抗磁信号的极大值和所对应的温度做一坐标图(参见图 5(a)的内插图)。容易看到, 这个特征磁场在 Eu 的磁有序温度以下被压制。表明系统的超导抗磁的确是受 Eu 的铁磁内场影响。 $H // c$ 的磁滞回线明显不同于一般二类超导体的特征行

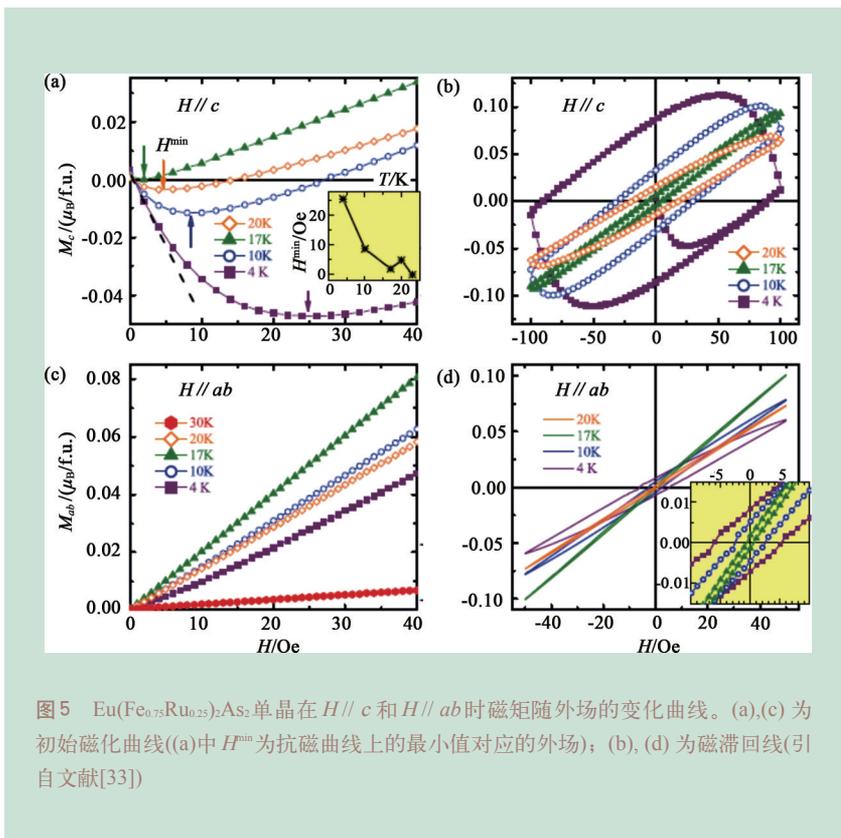


图5 Eu(Fe_{0.75}Ru_{0.25})₂As₂单晶在 $H // c$ 和 $H // ab$ 时磁矩随外场的变化曲线。(a),(c) 为初始磁化曲线((a)中 H^{\min} 为抗磁曲线上的最小值对应的外场); (b), (d) 为磁滞回线(引自文献[33])

为，低温下的回线类似于实现零电阻但无迈斯纳效应的理想导体的磁滞回线。当 $H//ab$ 时，磁滞回线表现出了很强的各向异性。超导转变温度下的初始磁化曲线无抗磁，即便在很弱的外场下也没有出现，进一步证实了 c 方向的非零电阻。其回线与一般的铁磁体相似(注意此处的外磁场很小，远没有达到磁矩饱和的磁场)。因此，铁磁与超导确实是共存着的。

上述各向异性超导的原因可能有两个。其一是由于自发磁通涡旋引起的。在外电流的驱动下，自发磁通涡旋受到洛伦兹力的作用，从而引起磁通流阻。一般情况下，超导态下的自发磁通涡旋可能在 ab 面内和沿 c 方向同时存在(因为 Eu 自旋与 c 轴成约 20° 的夹角)。当自发磁通涡旋沿 c 方向时，在 Eu 面上的磁通芯子很容易滑动，产生流阻。当磁通涡旋在 ab 面内时，由于磁通芯子垂直穿过 ab 面时的钉扎作用很强，较低电流下没有磁通运动，因此无流阻出现。第二种解释是铁磁内场导致出现 FFLO 态。这种 FFLO 态使得超导序参量沿 c 方向出现节点，即存在非超导区域，从而导致其非零电阻的出现。

3 其他铁基超导体系

3.1 $\text{CeFe}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)\text{O}_{0.95}\text{F}_{0.05}$ 体系

在 1111 铁基超导家族中， Ce 基化合物比较独特。因为 Ce 元素具有变价特性，经常是重费米子体系中的关键组成元素。研究表明， CeFePO 是一个具有铁磁关联的重费米子金属^[34]。我们系统地研究了 $\text{CeFe}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)\text{O}$ 体系的物理性质演化^[35]。发现了两个量子临界点：其一是在 $x=0.37$ 处，伴随 Fe 位反铁磁序的消失；其二是在 $x=0.92$ 处，对应 Ce 磁矩的铁磁长程序的消失。特别是在第一个临界点处，并没有观察到预期的超导电性^[36]，而是看到 Ce 的磁序由反铁磁转变为铁磁。由此猜测，预期的超导电性是被 Ce 铁磁所压制。

可是，在 $\text{CeFe}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)\text{O}_{0.95}\text{F}_{0.05}$ 体系中，我们观察到 Ce 铁磁与 FeAs 层超导的共存^[37]。图 6 给出该体系的超导和磁相图。在很宽的低掺杂区，显示超

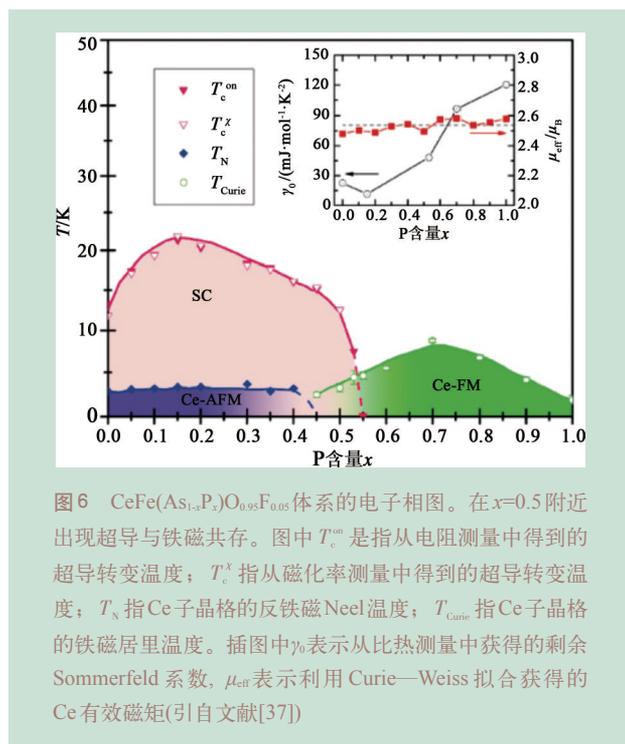


图6 $\text{CeFe}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)\text{O}_{0.95}\text{F}_{0.05}$ 体系的电子相图。在 $x=0.5$ 附近出现超导与铁磁共存。图中 T_c^{on} 是指从电阻测量中得到的超导转变温度； T_c^x 指从磁化率测量中得到的超导转变温度； T_N 指 Ce 子晶格的反铁磁 Neel 温度； T_c^{Curie} 指 Ce 子晶格的铁磁居里温度。插图中 γ_0 表示从比热测量中获得的剩余 Sommerfeld 系数， μ_{eff} 表示利用 Curie—Weiss 拟合获得的 Ce 有效磁矩(引自文献^[37])

导与 Ce 反铁磁共存。当 $x=0.45$ 时， Ce 的磁序转变为铁磁排列。当 $x>0.55$ 时，超导消失。在 $x=0.5$ 的样品上，我们同时看到超导转变以及 Ce 子晶格的铁磁有序。

3.2 $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_3$ 体系

$\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_3$ 是由闻海虎研究组首先报道的超导体^[38]。它可以看成是由 $\text{Sr}_2\text{V}_2\text{O}_6$ 双层钙钛矿结构与 SrFe_2As_2 结构的互生(intergrowth)结构，常压下最高超导转变温度 T_c 达到 37.2K 。与其他铁基超导体不同的是，它本身即显示超导电性，无需通过外界掺杂。我们通过软 X 射线吸收谱测量分析得出，该体系中 V 处于混合价态(+3.2)。因此，有部分 V 的 3d 电子转移至 Fe 的 3d 带上，正因为这种“自掺杂”机制，引发了超导电性^[38]。

实验中观察到 150K 和 55K 分别发生两个磁转变^[39]。当采用 Mg 替代 V 时(10%)，这两个转变消失，表明它们与 V 的子格子直接相关。其中 55K 以下系统呈现弱铁磁性，且一直保持在超导转变温度 (24K) 以下(即超导转变温度以下超导与弱铁磁共

存)。图7显示出低场下的磁测量结果。从 $4\pi\chi-T$ 和 $M-H$ 数据可以看出, 55K以下的铁磁行为很明显, 但是其剩余磁化强度仅为 $\sim 10^{-3}\mu_B/V$ 。超导转变并没有受到明显的影响, 可能是因为系统的铁磁内场很弱。我们通过分析V混合价的电子自旋、轨道组态的可能跃迁情况, 提出该弱铁磁很可能来源于V的反铁磁序自旋倾斜转变。

4 结束语

综上所述, 与其他超导体相比, 在铁基超导体中容易实现超导与铁磁性的共存。而且, 对于Eu122系统, 这种共存具有一些显著特点: (1)铁磁性的饱和磁化强度非常大, 达到 $7.0\mu_B/\text{Eu}$; (2)磁有序温度与超导转变温度接近, 而且比较高($\sim 20\text{K}$); (3)超导与铁磁在很宽的温区和磁场范围内共存。那么, 其内在原因是什么?

我们对此提出如下定性讨论。首先, 铁基超导体的上临界场普遍很高, 例如, Ba122系统的上临界场达到 $60\text{T}^{[40]}$ 。如果铁磁交换场小于超导上临界场, 则即使出现宏观铁磁性, 也不至于破坏超导

电性。其次, 由于铁基超导的多带特性, 在超导态下仍然有一些传导电子作为RKKY作用的媒介, 使得有效铁磁交换作用成为可能。一般认为, d_{yz} 和 d_{xz} 轨道对超导配对起主要作用, 而 d_{xy} 轨道则主要贡献Eu离子层间RKKY作用。因此, 同时满足超导与铁磁的形成条件。由此可以看出, 铁基超导体的多轨道特征对超导与铁磁共存起着关键作用。

铁基铁磁超导体中超导与铁磁的共存方式是有待解决的重要课题。我们根据已有的实验数据初步判断两种可能性。其一是自发磁通涡旋态; 其二是FFLO态。特别是后者, 铁基超导体的以下几个因素都有利于其形成: (1)铁基超导体的上临界场多数为Pauli极限型, 其Maki参数都比较大; (2)铁基超导体有多个费米口袋, 且在费米能级附近存在扁平能带, 因此费米能可以被调节到一个很低的值; (3)铁基超导体具有二维特性, 超导态序参量可能具有 s^* 对称性, 这些因素一般对FFLO态的形成也比较有利。我们希望未来通过进一步测量高质量样品的输运、磁、热性质以及采用扫描隧道显微镜(STM)等手段来进行研究, 以寻找超导与铁磁共存中的新现象, 揭示其中的新规律。

致谢 任之, 罗永康, 蒋帅对本文有重要贡献, 特致谢。

参考文献

- [1] Onnes H K. Commun. Phys. Lab., 1911, 12:120
- [2] Meissner W, Ochsenfeld R. Naturwissenschaften, 1933, 21: 787
- [3] Ginzburg V L. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1956, 31: 202
- [4] Ginzburg V L, Landau L D. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1950, 20: 1064
- [5] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. Phys. Rev., 1957, 108: 1175
- [6] Clogston A M. Phys. Rev. Lett., 1962, 9: 266; Chandrasekhar S. Appl. Phys. Lett., 1962, 1: 7
- [7] Anderson P W, Suhl H. Phys. Rev., 1959, 116: 898

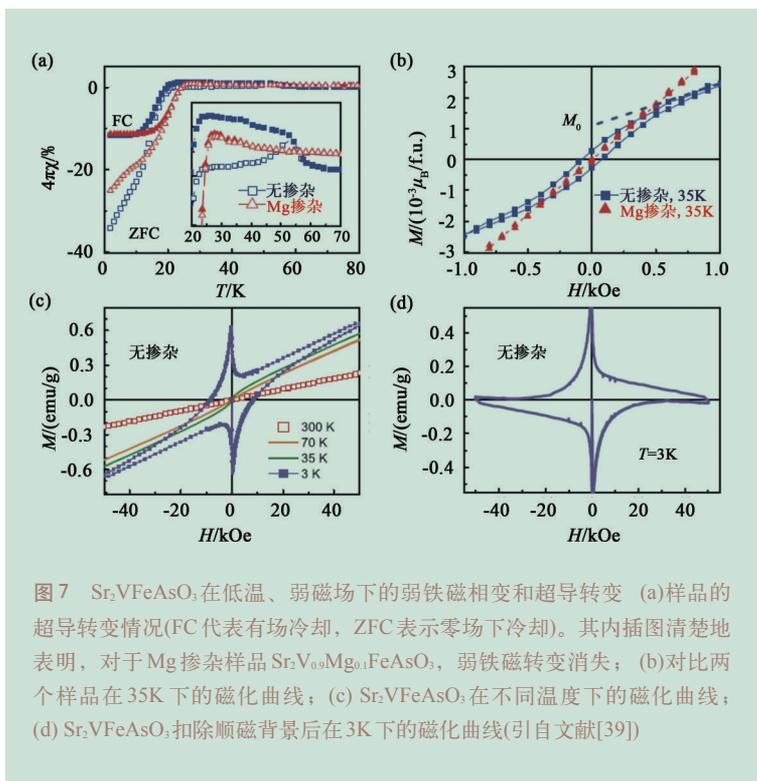


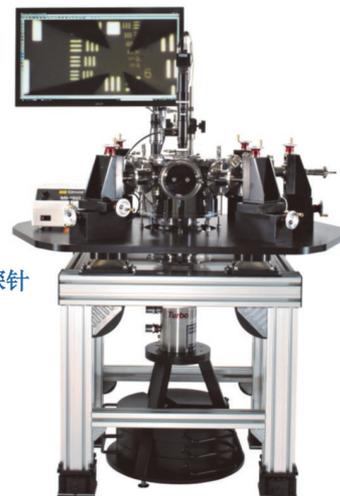
图7 $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_3$ 在低温、弱磁场下的弱铁磁相变和超导转变 (a)样品的超导转变情况(FC代表有场冷却, ZFC表示零场下冷却)。其内插图清楚地表明, 对于Mg掺杂样品 $\text{Sr}_2\text{V}_{0.9}\text{Mg}_{0.1}\text{FeAsO}_3$, 弱铁磁转变消失; (b)对比两个样品在35K下的磁化曲线; (c) $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_3$ 在不同温度下的磁化曲线; (d) $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_3$ 扣除顺磁背景后在3K下的磁化曲线(引自文献[39])

- [8] Fertig W A, Johnston D C, DeLong L E *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1977, 38: 987
- [9] Ishikawa M, Fischer O. Solid State Commun., 1977, 23: 37
- [10] Maple M B, Fisher O. Topics in Current Physics. Springer, Berlin, 1982, Vol.32
- [11] Gupta L C. Adv. Phys., 2006, 55: 691
- [12] Fulde P, Ferrell R A. Phys. Rev., 1964, 135: A550; Larkin A I, Ovchinnikov Y N. Sov. Phys. JETP, 1965, 20:762
- [13] Matsuda Y, Shimahara H. J. Phys. Soc. Jpn., 2007, 76:051005
- [14] Lorenz B, Chu C W. Nature Materials ,2005, 4: 516
- [15] Saxena S S, Agarwal P, Ahilan K *et al.* Nature, 2000, 406: 587
- [16] Aoki D, Huxley A, Ressouche E *et al.* Nature, 2000, 413: 613
- [17] Felner I, Asaf U, Levi Y *et al.* Phys. Rev. B, 1997, 55: R3374
- [18] Bernhard C, Tallon J L, Niedermayer Ch *et al.* Phys. Rev. B, 1999, 59: 14099
- [19] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M *et al.* J. Am. Chem. Soc. , 2008, 130: 3296
- [20] Chen X H, Wu T, Wu G *et al.* Nature, 2008, 453:761
- [21] Ren Z A, Zhao Z X. Advanced Materials , 2009, 21:4584
- [22] Marchand R, Jeitschko W. J. Solid State Chem. ,1978, 24: 351
- [23] Raffius H, Morsen E, Mosel B D *et al.* J. Phys. Chem. Solids, 1993, 54: 135
- [24] Ren Z, Zhu Z W, Jiang S *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 052501
- [25] Jiang S, Luo Y K, Ren Z *et al.* New J. Phys., 2009, 11: 025007
- [26] Xiao Y, Su Y , Meven M *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 80: 174424
- [27] Ren Z, Tao Q, Jiang S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 137002
- [28] Nowik I, Felner I, Ren Z *et al.* J. Phys. Condens. Matter, 2011, 23: 065701
- [29] Ahmed A, Itou M, Xu S G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010,105: 207003
- [30] Li L J, Luo Y K, Wang Q B *et al.* New J. Phys., 2009, 11: 025008
- [31] Ren Z, Lin X, Tao Q *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 094426
- [32] Jiang S, Xing H, Xuan G F *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 80: 184514
- [33] Jiao W H, Tao Q, Bao J K *et al.* Europhys. Letts., 2011, 95: 67007
- [34] Bruning E M, Krellner C, Baenitz M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 117206
- [35] Luo Y K, Li Y K, Jiang S *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 81: 134422
- [36] Wang C, Jiang S, Tao Q *et al.* Europhys. Lett., 2009, 86: 47002
- [37] Luo Y K, Han H, Jiang S *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 83: 054501
- [38] Zhu X Y, Han F, Mu G *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 220512(R)
- [39] Cao G H, Ma Z F, Wang C *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 82: 104518
- [40] Yuan H Q, Singleton J, Balakirev F F *et al.* Nature, 2009, 457: 565

超低温真空探针台

Visit ARS at booth #600 at the March APS Conference

- 无需制冷剂
- 4K-800K
- 多达8个探针臂
- 模块化设计
- 直流, 微波或光纤探针
- 可增加磁铁
- 客户定制



实验室低温制冷系统



超低振动
显微应用



样品在气体中
可快速更换



Advanced Research Systems

Email: ars@arscryo.com

www.arscryo.com