

铁基超导体中的竞争序^{*}

王楠林[†]

(中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室 北京 100190)

摘 要 文章简要介绍铁基超导体中存在的一种竞争序,即超导与自旋密度波有序之间的竞争,它是理解铁基超导体物理性质与机理的基础.

关键词 费米面叠套,自旋密度波,超导电性

Competing orders in Fe-based superconducting systems

WANG Nan-Lin[†]

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract The intriguing interplay between superconductivity and spin-density-wave instability is of central interest in Fe-based superconducting systems. This article briefly describes the identification of a spin-density-wave order in the parent compound, then highlights recent progress in exploring the competing phenomena.

Keywords Fermi surface nesting, spin-density-wave, superconductivity

1 引言

高温超导电性是一个有巨大应用前景和重要科学意义的研究课题. 1986 年铜氧化物高温超导体的发现, 在世界范围内掀起了研究和探索高温超导电性的热潮, 时至今日依然是凝聚态物理领域内最受关注的问题之一. 在研究铜氧化物高温超导电性的同时, 人们也不断努力寻找新的高温超导材料. 2006 和 2007 年日本东京工业大学 Hosono 小组分别报道在 LaFePO 和 LaNiPO 材料中发现 $T_c = 2-7$ K 的超导电性^[1,2]. 2008 年 2 月下旬该小组报道对 Fe 基材料, 如果用 As 置换 P, 以及部分 F 替代 O, 即合成 LaFeAs(O_{1-x}F_x), 则超导转变温度可上升至 26 K^[3]. 这一突破性的进展立刻引发了人们对这一体系的强烈关注(图 1 是 LaFeAsO 的晶体结构). 中国科学家很快证实这一结果并率先开展物性研究工作, 并且通过稀土元素替代很快将超导转变温度提高到 50K 以上, 推动了这一领域的快速发展^[4].

本文将主要介绍铁基超导体的一个重要问题,

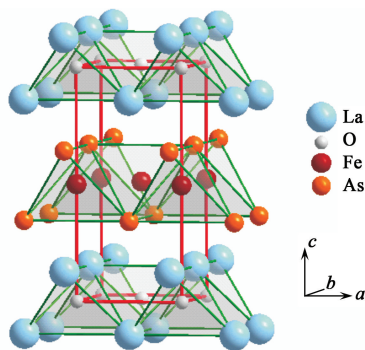


图 1 LaFeAsO 的晶体结构

即超导与一个称之为自旋密度波有序态的竞争与合作. 它在理解铁基超导体性质和机理方面处于基础地位. 为此我们先简要介绍一下密度波态的概念, 然后介绍铁基超导体母体自旋密度波有序态的指认和目前的研究现状.

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10834013)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB9213001)资助项目

2009-07-13 收到

[†] Email:nlwang@aphy. iphy. ac. cn

2 固体中的密度波有序

固体中的电荷或自旋密度波态是体系新的有序状态,它们破缺了原有的空间平移对称性.关于电荷或自旋密度波的起源已有成熟的理论^[5],即它们是由于费米面的拓扑结构对外界扰动的不稳定性引起的.在凝聚态物理中,费米面的这种不稳定性由体系对外势的密度响应函数体现出来.我们知道对于一个电子系统,如果出现一个外加扰动势场时,其电子密度会发生变化.简单地可以认为电子密度的变化是系统对外加势场的响应.在线性近似下,电子密度变化和扰动势场在动量空间中满足响应过程的普遍关系

$$\rho(\boldsymbol{q}) = -\chi(\boldsymbol{q})\phi(\boldsymbol{q}), \tag{1}$$

其中 $\chi(\boldsymbol{q})$ 称为 Lindhard 响应函数,对于能带电子系统,其一般形式为

$$\chi(\boldsymbol{q}) = \int \frac{d\boldsymbol{k}}{(2\pi)^d} \frac{f_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}} - f_{\boldsymbol{k}}}{E_{\boldsymbol{k}} - E_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}}, \tag{2}$$

其中 $f_{\boldsymbol{k}}$ 是电子的费米分布函数, $E_{\boldsymbol{k}}$ 是电子能带色散关系, d 是系统的维度.分析该式可知,响应函数的大小与分母 $E_{\boldsymbol{k}} - E_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}$ 有关.对 $|\boldsymbol{q}| \leq 2k_F$ 情形,如果存在某些 $\boldsymbol{k}$,使得 $\boldsymbol{k} + \boldsymbol{q}$ 和 $\boldsymbol{k}$ 都落在费米面附近,这时上式的分母小,对 $\chi(\boldsymbol{q})$ 贡献大.由此可以理解,如果费米面存在叠套(nesting),即一段费米面移动某个波矢后能够与另外一段费米面重合,则响应函数在该波矢相应的动量会显著增大.对于一维情形,费米面是在 $\pm k_F$ 的两个点.它们在移动 $|\boldsymbol{q}| = 2k_F$ 后完全重合,即存在完整的叠套,则相应的响应函数会在 $|\boldsymbol{q}| = 2k_F$ 处发散.这种发散反映出电子系统强烈的不稳定,即微弱的扰动(如通过电声子相互作用或电子-电子相互作用)可导致体系失稳,进入新的有序态.对于二维甚至三维电子系统,当费米面在较大范围存在叠套时也可能导致响应函数在连接相应叠套部分的波矢处显著增大,导致费米面有不稳定性倾向.当 $|\boldsymbol{q}| > 2k_F$ 后, $|\boldsymbol{q}|$ 已经超过费米面/球的直径,分母较大, $\chi(\boldsymbol{q})$ 快速下降.对自由电子气,不同维度的 Lindhard 响应函数计算结果示意于图 2 中.由于二维和三维的电子气其费米面分别是二维的圆和三维的球,没有叠套存在,因而响应函数没有增大倾向.上面已经提到对实际的材料,例如我们要讨论的铁基超导体,费米面叠套导致的电子密度响应函数增大则是显著的.

引发不稳定性的因素主要有两种,即晶格离子

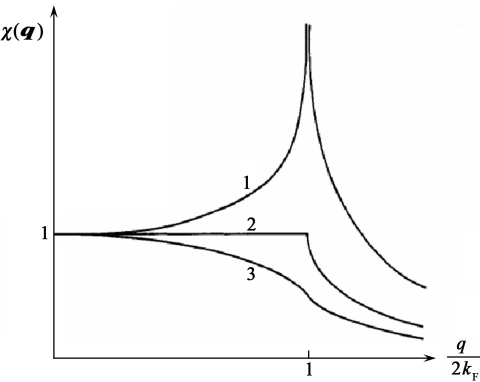


图 2 自由电子气的 Lindhard 响应函数. 1、2、3 三条曲线分别代表一维、二维和三维情况. 一维电子气的响应函数会在 $|\boldsymbol{q}| = 2k_F$ 处对数发散

的振动和电子-电子相互作用.固体中晶格离子振动相当于使电子受到一个扰动势场作用,电子对此扰动的响应反过来又会屏蔽离子势,使离子间有效相互作用减弱,导致晶格振动频率降低.理论计算表明,响应函数在 $\boldsymbol{q} = 2\boldsymbol{k}_F$ 的发散会导致波矢为 $\boldsymbol{q} = 2\boldsymbol{k}_F$ 的声子完全软化(被称为科恩(Kohn)反常),即发生结构相变,与此相应有相伴的电荷密度调制,这是电荷密度波.电子-电子相互作用也会对电子系统产生扰动,使得自旋方向相反的电子密度变化有所不同,因而引起磁场下的磁化响应.电子-电子相互作用与晶格并不耦合,所以不引起晶格离子的改变.电子密度响应函数(因而磁化率响应函数)在 $\boldsymbol{q} = 2\boldsymbol{k}_F$ 的发散与电子间在位(on-site)相互作用共同起作用的后果,导致电子系统总的自旋密度发生周期为 $\boldsymbol{q} = 2\boldsymbol{k}_F$ 的调制,即形成自旋密度波.理论研究表明,无论是发生电荷密度波还是自旋密度波相变,在费米面叠套区域会打开单粒子能隙,以降低体系的总能量.由于能隙的打开,体系的一系列物理性质,包括输运、比热、磁性、光学等都将会有所体现,使得实验上可以探测和指认.应当说明的是,对于自旋密度波相变,其低温下的磁结构与低能激发与局域自旋(磁矩)的反铁磁体是相似的,但由于其巡游性的本质,其有效磁矩一般说来会很小.另外重要的区别是局域自旋的反铁磁体一般是绝缘体,高温已经有局域磁矩形成,只是在某一温度发生从无序到有序的相变;而自旋密度波是在巡游性的金属上发生相变.虽然自旋密度波与局域自旋反铁磁体在磁结构上是相似的,但识别相变温度以下单粒子激发谱上是否有能隙打开是区别它们的主要途径之一.

3 铁基超导系统母体的自旋密度波不稳定性

笔者小组和方忠研究组在铁基超导体研究的初期对 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ 体系进行了系统研究,从实验和第一性原理计算指认铁基超导体母体具有自旋密度波基态,超导与自旋密度波竞争^[6]. 这为认识铁基超导电性的微观机制打下重要基础.

实验上,我们合成了一系列样品,发现没有 F 掺杂的母体并不超导,而是在 150K 左右存在一个显著的反常,在此温度以下电阻快速下降(参见本期徐刚、戴希、方忠文章中图 8). 母体的这个反常在 Hosono 小组的文章中已经观察到^[3],但关于其起源并未研究. F 掺杂则把该反常特征移向低温. 当该反常消失之后,超导开始出现. 显然超导电性是与该反常相应的电子状态相竞争. 识别母体的反常特征对认识超导电性起源具有重要意义. 我们测量了母体的比热,发现在 150K 附近存在有限跳跃,说明这个反常对应于一个二级相变. 实验表明低温区域母体的比热可由电子和声子贡献很好描述. 但实验得到的电子比热系数很小, $\gamma=3.7 \text{ mJ/mol K}^2$, 仅为密度函数计算的一半左右. 通常情况下,实验得到的电子比热系数都是大于第一性原理计算给出的数值,其差别归结为相互作用导致的重整化效应,使得电子有效质量增加. 一个自然的解释是由于 150 K 附近相变的发生导致费米面有能隙打开,费米能附近态密度有较大损失,使得低温的电子比热系数大幅度减小.

为此我们测量了材料的红外反射谱,发现低温下低频区域的反射谱突然受到压制,相应的低频电导率谱存在压制,谱重转移到较高能量,从而确认费米面的确存在能隙打开(见图 3). 由于低温下很低能量的反射率比高温更快地趋于 1,表明低频依然有自由载流子响应,即费米面只能是存在部分能隙. 考虑到 150K 的反常是存在能隙打开的二级相变,基本可以认定此相变是密度波相变,即或者是电荷密度波,或者是自旋密度波. 在红外光谱中可以观察到几个显著的声子模式,但在相变前后没有观察到声子的劈裂或出现新的声子模式,因而可以相信如果相变伴随有晶格结构的改变,其变化应该十分微弱,该相变有较大可能是自旋密度波相变.

相变的本质由第一性原理计算得到进一步确认. 方忠等进行的能带计算立刻显示围绕布里渊区

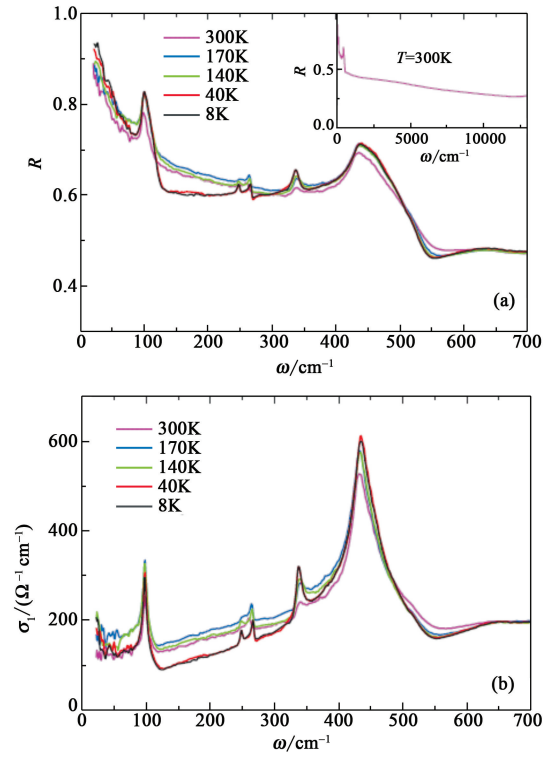


图 3 LaFeAsO 母体样品的红外反射率谱(上图)和电导率谱(下图). 引自文献^[6]

中心 Γ 点的空穴型费米面与围绕布里渊区边角 M 点的电子型费米面存在较好的叠套,导致 Lindhard 响应函数在 M 点显著增强(参见本期徐刚、戴希、方忠文章中图 9),即费米面存在失稳倾向. 由于叠套波矢是 $\mathbf{q}=(\pi, \pi)$, 如果发生失稳,实空间新的格子单胞是原晶格单胞的 $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ 倍,即原晶格单胞沿对角线方向增大一倍体积. 计算表明如果没有磁性发展出来,仅优化晶格原子的位置并没有体系总能量的降低. 但考虑到低温下发展出反铁磁结构(即自旋密度波情形),满足沿对角线方向增大的磁单胞周期性条件只能是图 4 所示的条纹反铁磁序(或者是相对此图案旋转 90 度的条纹反铁磁序),计算得到的体系总能量确有显著降低,同时相对于非磁相计算得到的态密度也大幅下降,从而与比热和光电导谱实验一致. 这样我们通过实验和理论计算指认费米面的叠套驱动体系发生了自旋密度波相变^[6]. 而 F 掺杂提供额外电子,升高体系的化学势,使得 Γ 点空穴型费米面与 M 点电子型费米面好的叠套效应变弱,使得自旋密度波有序受到压制. 由于超导出现在自旋密度波序的附近,自然期待超导与自旋涨落密切相关.

母体发生的相变是否为自旋密度波相变,即相

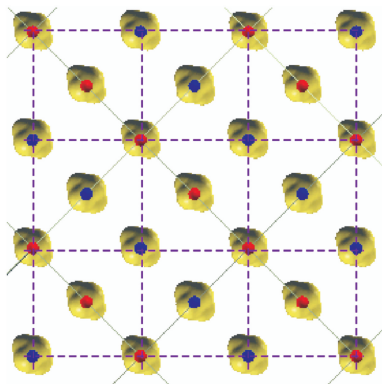


图 4 满足 $q=(\pi,\pi)$ 叠套波矢的自旋密度波有序磁结构——条纹反铁磁序. 引自文献[6]

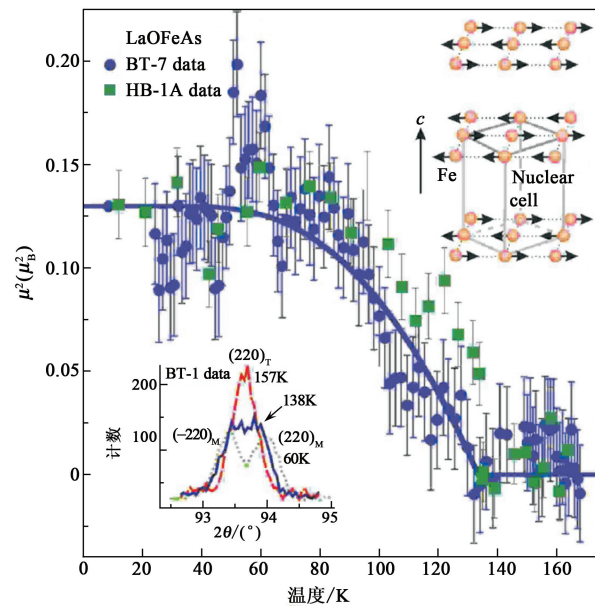


图 5 中子衍射实验揭示 LaFeAsO 母体在低温下出现反铁磁有序, 并且其磁结构与从费米面叠套预言的条纹反铁磁序完全一致. 引自文献[7]

变温度以下是否出现磁有序, 确凿的实验判断应该是由中子衍射来探测. 我们提供样品给美国田纳西大学戴鹏程小组合作进行中子实验^[7], 确认母体在低温下发展出反铁磁有序的磁结构(见图 5), 每个铁位的磁矩约为 $0.3\mu_B$, 从而证实了母体的自旋密度波基态, 并且其磁结构与上面介绍的费米面叠套驱动的磁结构完全一致. 另外中子实验表明电阻发生显著下降温度附近晶体结构具有微弱畸变, 而长程磁有序在稍低温度形成. 目前大多数理论都相信晶体结构的微弱改变是磁不稳定所驱动的.

其他稀土离子替代 La 的系统(例如 $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$), 显现出与 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ 几乎完全相同的超导与自旋密度波竞争现象^[8]. 图 6 清楚

表明没有掺杂的 CeFeAsO 母体并不超导, 也是在 150K 附近出现显著的反常, F 掺杂使得该反常消失, 超导电性随即出现. 因而可以相信母体的自旋密度波有序是该种结构 FeAs 超导系统的共性. 另外我们发现稀土离子 Ce 替代 La 可使超导转变温度超过 40K, 这也是早期独立用稀土离子完全替代 La 较大幅度提高 T_c 的两项工作之一^[8].

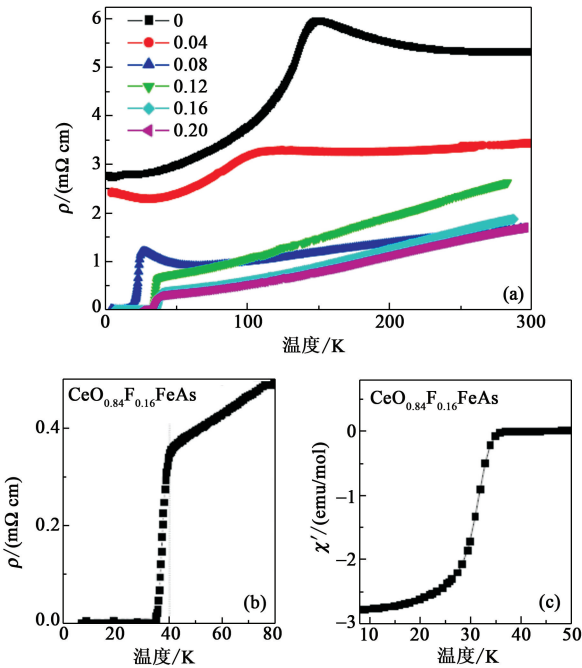


图 6 稀土离子 Ce 替代 La 的 $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ 系统电阻率—温度关系, 显现出与 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ 几乎完全相同的超导与自旋密度波竞争现象, 该体系最高超导转变温度已经超过 40K. 引自文献[8]

4 巡游反铁磁性和局域自旋反铁磁性之争

虽然上面从巡游电子图象即费米面叠套指认了铁基超导体母体的自旋密度波基态, 但基态的磁结构也可从局域自旋(磁矩)的超交换相互作用得到. 很快理论学家指出, 依照局域自旋的 Heisenberg 模型, 只要 Fe—Fe 之间通过 As 为桥梁发生的次近邻超交换相互作用大于最近邻之间超交换相互作用的一半时, 就应该形成条纹状反铁磁序^[9-12]. 这样母体的反铁磁自旋结构可由两种完全不同的出发点得到. 判断到底是巡游电子图象还是局域电子图象更为恰当, 成为目前铁基系统重要的物理问题之一.

随着实验合成材料的进展, 人们发现了多种其他结构的铁基超导体, 除了上面讨论的 ReFeAsO

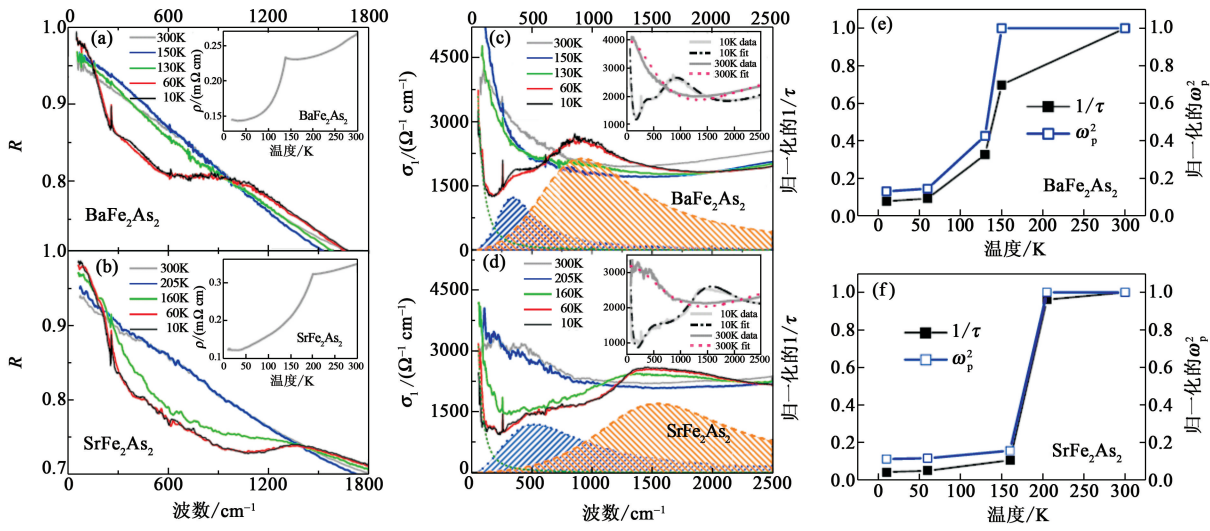


图7 FeAs 超导体系母体单晶样品 $A\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($A=\text{Ba}, \text{Sr}$) 的红外光学响应. 数据揭示了母体发生的 SDW 相变使得费米面的大部分区域打开能隙, 同时伴随着载流子浓度和散射率的快速下降. 引自文献[15]

($Re=\text{La}$ 和稀土元素) (简称为 1111 体系), 典型的体系还包括 $A\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($A=\text{Sr}, \text{Ba}, \text{Ca}$) (122 体系)、 LiFeAs 和 NaFeAs (111 体系)、 $\text{Fe}(\text{Te}, \text{Se})$ (11 体系). 后面这几个结构体系的好处是较容易生长较大尺寸的晶体. 这样人们可在单晶样品针对上述问题进行深入研究. 中子散射实验表明 122 结构的母体 $A\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($A=\text{Sr}, \text{Ba}, \text{Ca}$) ab 平面内具有与 1111 体系相同的条纹状反铁磁有序^[13,14]. 笔者课题组仔细测量了母体 BaFe_2As_2 和 SrFe_2As_2 单晶样品的光反射谱(见图 7)^[15], 发现它们在自旋密度波相变发生前后均是好的金属, 在相变前的等离子体频率大于 1.5 eV, 但载流子所受的散射较强. 磁长程序建立后, 光电导谱上非常显著地观察到能隙打开, 并且具有两个不同的能量尺度, 这自然与多能带特征联系在一起. SrFe_2As_2 相变温度 (200 K) 比 BaFe_2As_2 高一些 (140 K), 我们看到其打开的能隙大小也高一些. 重要的是低频区域仍然有剩余自由电子的 Drude 响应, 即体系依然是金属, 但其谱重有很大下降, 说明绝大部分自由载流子由于能隙打开而丢失. 与此同时, 费米面面积的丢失使得载流子的散射通道很快减少, 剩余导电载流子所受的散射率下降更快. 这也是直流电阻观察到更好金属性的原因. 另外, Sebastian 等人关于 SrFe_2As_2 的量子振荡实验揭示低温下有三个费米面^[16], 但其面积远小于能带计算关于非磁态费米面的面积, 只占整个布里渊区的 2%. 该结果与上述光谱实验相一致, 同样揭示相变导致能带结构有很大变化, 非磁态费米面的大部分区域在磁有序态丢失.

对于 111 结构的 NaFeAs 单晶, 最近的实验揭示其在 52 K 和 41 K 分别发生结构和磁相变, 并且面内的磁结构也是条纹状反铁磁序^[17,18]. 红外光谱实验表明, 磁有序态以下, 电导率谱上打开部分能隙, 导致剩余载流子的快速减小和散射率的下降. 由于其磁有序相变温度远低于上述 122 体系, 光电导谱观察到能隙打开的能量尺度也小得多^[19]. 但对不同的体系, 能隙大小与相变温度并没有严格的标度关系.

总结上面在以 FeAs 为基的 1111 多晶样品和 122 与 111 单晶样品得到的实验结果, 我们看到: (1) 在磁相变前后, 体系均具有较好金属性; (2) 相变导致电荷激发谱上打开部分能隙. 能隙大小与相变温度相关联, 相变温度高, 能隙较大; (3) 由于能隙打开导致大部分导电的自由载流子丢失, 同时伴随散射率的快速下降. 所有这些实验结果均与建立在巡游电子图像下费米面叠套驱动的自旋密度波相变一致. 而局域自旋的 Heisenberg 模型主要是短程的超交换相互作用, 相变只是建立起长程序, 并不含有费米面打开能隙的概念. 因而这些实验结果进一步支持巡游电子图像的反铁磁性.

上面讨论的主要是电荷动力学, 对于自旋动力学, 自旋密度波(或巡游)反铁磁体和局域自旋反铁磁体的区别也是与前者的单粒子能隙有关, 导致较高能量区域的自旋激发不同. 对于局域自旋反铁磁体, 其基本的磁性元激发是 Heisenberg 模型描述的自旋波; 而对巡游反铁磁体, 由于准粒子激发有能隙, 只是在能隙以内才有较好定义的自旋波激发, 而

高于单粒子能隙时磁激发谱是所谓的 Stoner 连续带. 实验上, Diallo 等人用中子散射测量了 CaFe_2As_2 母体的磁激发^[20], 发现自旋波激发在 100 meV 倾向于消失, 他们认为这可能是自旋波色散进入 Stoner 连续带所导致, 因而指认母体是巡游的反铁磁体. 最近戴鹏程小组用更多质量的 CaFe_2As_2 样品进行中子散射实验^[21], 发现自旋波激发在接近 200 meV 依然保持, 其色散几乎到了布里渊区边缘. 虽然这一结果更像局域磁矩反铁磁体的自旋波激发, 但他们指出测量的激发谱并不能用简单的近邻和次近邻的 Heisenberg 模型描述. 近邻的磁耦合一个方向是铁磁的, 另一方向是反铁磁的. 他们认为铁基超导体的母体既非完全局域的, 也非完全巡游的.

实际上铁基超导体还具有额外的复杂性, 上面讨论的 FeAs 为基的不同体系显示出共性, 但不含 As 的 11 结构 FeTe 体系则十分特别. 虽然第一性原理计算表明其 FeTe 能带结构与 FeAs 为基的其他体系完全类似, 但中子散射实验^[22,23] 却发现其低温磁有序相的反铁磁波矢是在 $(\pi, 0)$, 而不是连接电子和空穴费米面的波矢 (π, π) , 而且铁离子的磁矩约为 $2\mu_B$, 与考虑了洪特规则耦合能之后电子结构计算预期的局域磁矩大小接近. 这使得费米面叠套驱动的 SDW 图像对该体系很难适用. 的确红外光谱^[24] 和角分辨光电子能谱^[25] 均没有在低温的磁有序态观察到能隙打开, 角分辨光电子能谱还揭示不存在与反铁磁波矢 $(\pi, 0)$ 相对应的明显费米面叠套效应(图 8). 这些研究表明 11 体系 FeTe 的反铁磁有序与 FeAs 体系有较大不同, 局域磁矩的交换作用对其量子磁性似乎扮演了更重要角色^[26].

最近, 为了解释包括 FeTe 在内的所有体系母体具有的反铁磁性, Mazin 等提出无论是巡游电子图像还是局域磁矩图像都不完全正确^[27]. 铁基超导体是处于中等关联区域的多轨道系统, 洪特规则在其中起重要作用. 磁矩主要是洪特规则所决定, 所以是局域的, 但磁矩之间的相互作用是长程的. 磁有序既不是反铁磁交换作用所诱导, 也不是费米面叠套所驱动, 而是由所有轨道的单电子能量总体的下降所驱动.

显然这是一个正在不断发展和深入的领域, 我们遇到的是一个既体现出电子巡游性又同时具有局域磁矩相互作用的关联电子系统, 并且在铁基超导家族不同体系中, 巡游性和局域磁矩相互作用所表现的强弱还不相同. 对铁基超导体的研究不但对认

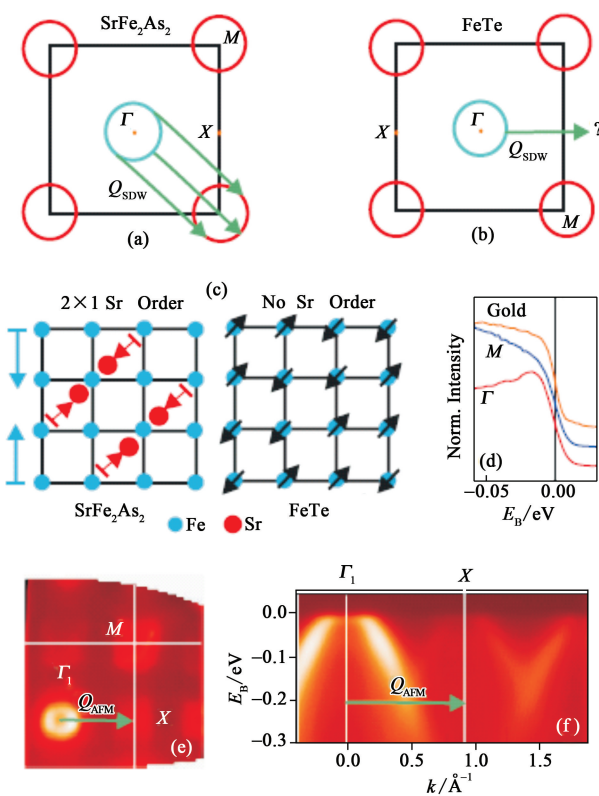


图 8 SrFe_2As_2 体系和 FeTe 体系的布里渊区、费米面与磁结构. SrFe_2As_2 体系的磁结构可以用 Γ 到 M 的费米面叠套来理解, 而 FeTe 体系则不存在与其反铁磁波矢相联系的费米面叠套波矢. 引自文献^[25]

识磁性和超导电性关系有重要意义, 同时还会对巡游电子磁性和局域电子磁性各自的起源有更深刻理解.

5 结束语

超导电性作为一种宏观量子现象是凝聚态物理的重要研究课题. 探索具有较高超导转变温度的新型超导材料以及理解超导产生的机理一直是超导研究相互依存的两条主线. 铁基超导体一方面为寻找新的超导体系提供了新的思路、开辟了新的领地, 另一方面为研究超导电性和磁性之间关系提供了新的模型系统. 我们看到铁基超导体与铜氧化物高温超导体存在显著差别. 铜氧化物超导体的母体是强电子关联的反铁磁 Mott 绝缘体, 掺杂引进额外电子或空穴, 在费米能附近形成新的隙间态, 使得体系逐渐变成导电的金属以及在低温下超导. 而铁基超导体的母体是金属, 基于巡游电子图像的费米面叠套驱动的自旋密度波不稳定性为我们理解该系统提供了基本的出发点, 但局域磁矩的反铁磁交换作用显

然也存在其中. 掺杂电子或空穴只是升高或降低体系的化学势, 使得电子和空穴型费米面之间叠套或其他相互作用效应减弱, 当长程自旋密度波有序不能建立起来时, 超导的电子配对则得以实现.

致谢 感谢作者课题组的雒建林、陈根富、胡婉铮、李岗、董靖、郑萍、谌志国等全体同事和学生的辛勤工作. 感谢方忠、戴希、戴鹏程、丁洪、向涛、卢仲毅和他们领导的研究组的合作和讨论. 没有他们的努力和合作则不会有上面介绍的工作.

参考文献

- [1] Kamihara Y, Hiramatsu H, Hirano M *et al.* J. Am. Chem. Soc., 2006, 128: 10012
- [2] Watanabe T, Yanagi H, Kamiya T *et al.* Inorg. Chem., 2007, 46: 7719
- [3] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M *et al.* J. Am. Chem. Soc., 2008, 130: 3296
- [4] 马廷灿, 万勇, 姜山. 科学通报, 2009, 54: 557 [Ma T C, Wan Y, Jiang S. Chinese Science Bulletin, 2009, 54: 557 (in Chinese)]
- [5] Gruner G. Density waves in solids, Addison-Wssley Publishing Company, 1994
- [6] Dong J, Zhang H J, Xu G *et al.* Europhys. Lett., 2008, 83: 27006
- [7] de la Cruz C, Huang Q, Lynn J W *et al.* Nature, 2008, 453: 899
- [8] Chen G F, Li Z, Wu D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 247002
- [9] Yildirim T. Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 057010
- [10] Ma F J, Lu Z Y, Xiang T. Phys. Rev. B, 2008, 78: 224517

- [11] Dai J H, Si Q, Zhu J X *et al.* Proc. Natl Acad. Sci. USA, 2009, 106: 4118
- [12] Fang C, Yao H, Tsai W F *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 77: 224509
- [13] Huang Q, Qiu Y, Bao W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 257003
- [14] Zhao J, Ratcliff II W, Lynn J W *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 140504 (R)
- [15] Hu W Z, Dong J, Li G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 257005
- [16] Sebastian S E, Gillett J, Harrison N *et al.* J. Phys.: Condens. Matter, 2008, 20: 422203
- [17] Chen G F, Hu W Z, Luo J L, Wang N L. Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 227004
- [18] Li S L, de la Cruz C, Huang Q *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 80: 020504(R)
- [19] Hu W Z, Li G, Zheng P *et al.* arXiv, 2009, 0907: 0186
- [20] Diallo S O, Antropov V P, Perring T G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 187206
- [21] Zhao J, Adroja D T, Yao D X *et al.* Nature Physics, 2009, 5: 555
- [22] Bao W, Qiu Y, Huang Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 247001
- [23] Li S L, de la Cruz C, Huang Q *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 054503
- [24] Chen G F, Chen Z G, Dong J *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 140509(R)
- [25] Xia Y, Qian D, Wray L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103: 037002
- [26] Ma F J, Ji W, Hu J P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 177003
- [27] Johannes M D, Mazin I. Phys. Rev. B, 2009, 79, 220510

• 封面故事 •

铁基超导材料超导能隙在不同费米面上分布的三维示意图

最近发现的高达 55K 铁基高温超导体结束了铜氧化物在超导转变温度高于 40K 的领域一统天下的局面. 与铜氧化物高温超导体一样, 超导配对对称性对于理解这一新的体系有着重要的作用. 配对对称性包含超导能隙在动量空间的大小和相位信息, 也就是打开超导电子对(库珀对)破坏超导在各个方向上所需要的能量, 即电子对的结合能有多大, 结合方向是什么, 这些重要信息都能够从超导体的配对对称性中反映出来. 了解超导配对对称性对于推动超导体的机理研究具有重要的意义. 在对铜氧化物高温超导体的研究过程中, 确定其 d 波配对对称性被认为是过去 23 年中最重要的发现. 中科院物理所丁洪研究小组利用角分辨光电子能谱实验手段, 全面地研究了铁基材料的能带结构和费米面以及它们随载流子掺杂浓度变化的演化, 给出了铁基超导材料配对对称性的第一个直接的实验证据, 指出它为 s 波配对对称性, 最佳掺杂样品的超导能隙是依赖费米面的无节点能隙. 封面图片示意画出了 $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ 单晶样品(最佳掺杂样品)的电子结构和能隙大小; 首先, 这是一个多能带系统; 其次, 当温度降低到低于体材料超导转变温度时, 不同费米面上同时打开了大小不等但各向同性的超导能隙($\alpha, \gamma \sim 12\text{meV}$; $\beta \sim 6\text{meV}$).

(中国科学院物理研究所 董靖)