

利用中子散射研究铁基超导体的磁结构*

李世亮[†]

(中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理实验室 北京 100190)

2014-07-04收到

[†] email: slli@iphy.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20140804

Neutron scattering studies on the magnetic structure of iron-based superconductors

LI Shi-Liang[†]

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

摘要 铁基超导材料的高温超导电性发生在反铁磁不稳定的区域, 因此其母体的磁结构获得了广泛而深入的研究。文章简要综述了中子散射对铁基超导体磁结构的研究结果, 主要按 FeAs 基和 FeSe 基两类材料进行介绍。另外, 文章还介绍了掺杂导致超导时对一些体系的反铁磁序的影响。

关键词 铁基超导体, 磁结构, 中子散射

Abstract High-temperature superconductivity in iron-based superconductors occurs near the instability of the antiferromagnetic order, so the magnetic structures in the parent compounds have been widely and deeply studied. This paper gives a brief review of the effects of neutron scattering on the magnetic structure in iron-based superconductors, in particular the FeAs-based and FeSe-based materials. In addition, the effects of doping on the antiferromagnetic order in some superconducting systems is also described.

Keywords iron-based superconductors, magnetic structure, neutron scattering

1 引言

2008年, 超导研究进入一个不平凡之年。尽管人们已经知道纯铁在极高压力下显示出不足 2 K 的超导^[1], 并在 2006 年 Hosono 研究组就发现了 LaO_{1-x}F_xFeP 中约 4 K 的超导电性^[2], 但是直到 2008 年, Hosono 研究组再次报道了 LaO_{1-x}F_xFeAs 中高达 26 K 的超导电性之后^[3], 超导界才开始被震惊, 发现在铜氧化物超导体之外, 真的出现了第二类高温超导体^[4-6]。由于铜氧化物的高温超导电性与其母体的长程反铁磁序被掺杂抑制后

直接相关^[7], 因此人们对铁基超导体中是否存在类似的现象非常重视。随后的实验证实, 至少在相当多的体系中, 其超导电性发生在反铁磁不稳定的区域^[8], 因此对于铁基超导体中磁结构的研究将会极大地促进我们对其高温超导电性和其他物性的理解。

本文将对铁基超导体中的磁结构给出一个简单的综述。通过本文的介绍, 希望能让读者初步了解铁基超导体中磁结构的普遍规律。需要指出的是, 本文只介绍铁位磁矩的磁结构, 而不涉及到在其他位置引入磁元素时导致的更复杂的变化。这是因为后者基本上无法反映铁基超导材料的普遍性质。在下面, 我们将分两类材料进行介

* 国家自然科学基金(批准号: 11374346)资助项目

绍：一类材料是以FeAs为基础；另一类材料是以FeSe为基础。而不在这些范围内的一些未表现出高温超导电性的体系不在本文的讨论范围之内。我们还将简单介绍一下掺杂至超导态时可能引起的磁结构的变化。

2 中子散射确定磁结构的原理和方法

正如人们通常利用X射线来确定晶格结构一样，我们可以通过中子与原子核的强相互作用散射来确定晶格结构。但是更重要的，还是它在确定磁结构时所起到的作用，这是由于其独特的性质所决定的。中子不带电，具有1/2的自旋。由于其内部夸克和胶子的结构，使得它带有 $-1.913 \mu_N$ 的磁矩。这里的负号是指它倾向于反向平行于磁场。 μ_N 为核磁子，大小约为 $5.051 \times 10^{-17} \text{ J/T}$ 。正是中子的磁矩使得它可以通过偶极-偶极相互作用而被原子的磁矩所散射，从而使得我们获得磁结构的相关信息。关于中子散射确定磁结构的相关详细知识请参阅文献[9]，这里作者仅给出一个简单的介绍。

首先，中子散射满足最基本的动量守恒和能量守恒定律。由于确定磁结构利用的是中子的弹性散射，因此这里只考虑动量守恒，设 Q 为晶格或磁晶格的动量， k_i 和 k_f 分别为入射中子和出射中子的动量，根据动量守恒定律，可得到

$$Q = k_f - k_i \quad (1)$$

由于 k_i 和 k_f 的绝对值相等，因此若定义其夹角为 θ ，我们有 $|Q| = 2|k_i| \sin \theta$ 。由于中子动量 k 和波长 λ 具有简单的关系 $k = 2\pi/\lambda$ ，因此我们就回归到著名的布拉格定律，即 $\lambda = 2d \sin \theta$ ，其中层间距 $d = 2\pi/|Q|$ 。在实际实验中，对于粉末样品，我们仅需要扫描 k_i 和 k_f 之间的夹角，就可以改变要测量的倒格矢 Q 的绝对值，从而获得相应的散射峰。对于单晶样品，我们还需要通过旋转样品来获得合适的 Q 。

上述信息仅能告诉我们在某一个 Q 是否有散射峰，但是如果需要获得磁结构的详细信息，还需要考虑散射的强度。若一个原子的净自旋为

S ，那么其散射的强度可以写为 pS ，其中

$$p = \left(\frac{\gamma r_0}{2} \right) g f(Q), \quad (2)$$

式中 $\gamma r_0/2 = 0.2695 \times 10^{-12} \text{ cm}$ ，其中 $r_0 = e^2/mc^2$ 为经典电子半径(e 、 m 和 c 分别对应电子电荷、电子质量和光速)。 $f(Q)$ 为磁结构因子，是原子自旋密度的傅里叶变换，它对于已知价态的原子来说是已知的。

与任何散射过程类似，中子散射的强度可以由微分散射截面 $d\sigma/d\Omega$ 描述，即在 $d\Omega$ 的立体角中散射截面 $d\sigma$ 的大小。对于非极化的中子，其相干弹性的微分散射截面可以由下式描述：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_M \frac{(2\pi)^3}{v_M} \sum_{G_M} \delta(Q - G_M) |F_M(G_M)|^2, \quad (3)$$

其中 F_M 是静态磁结构因子， v_M 和 N_M 分别对应磁原胞的体积和样品中磁原胞的数量， G_M 是磁倒格矢。

$$F_M(G_M) = \sum_j p_j S_{\perp j} e^{iG_M \cdot d_j} e^{W_j}, \quad (4)$$

式中下标 j 对应于磁原胞内的磁矩的占位， W 是德拜-瓦勒因子。从这些式子来看，磁散射截面与晶格散射截面是很类似的，其最主要的区别在于(4)式中的 S_{\perp} 一项。这是由于仅有垂直于 Q 的自旋分量才会被中子散射所探知，即 $S_{\perp} = \hat{Q} \times (S \times \hat{Q})$ ，其中 \hat{Q} 为沿着 Q 方向的单位倒波矢。正是这一项，使得我们得以获得磁矩方向的信息。

利用这些公式，我们就可以根据测量到的磁布拉格峰数据，获得磁结构的信息。通常包含以下4个步骤：

- (1)找到磁结构的传播矢量(对应着磁单胞)。
- (2)确定磁矩之间是如何耦合的，例如，一个磁矩与其最近邻的磁矩是相反的关系(反铁磁)还是相同的关系(铁磁)。
- (3)确定磁矩的方向，该方向通常与晶轴相连。
- (4)确定磁矩的大小，该大小通常由玻尔磁子 μ_B 表示，约为 $9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}$ 。

需要指出的是，尽管磁空间群有1651种，远大于晶格的空间群，但是由于通常磁结构受到

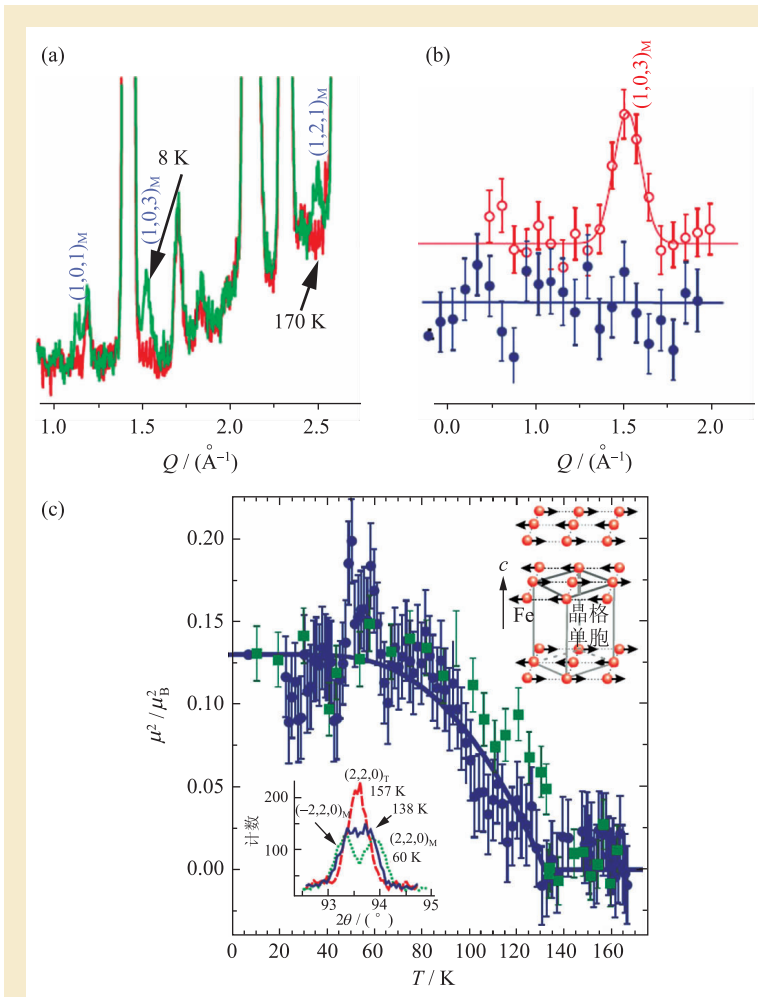


图1 LaOFeAs中磁有序的结果^[10] (a)低温(8 K)和高温(170 K)的粉末中子散射结果。可以观测到3个磁布拉格峰,并被条纹状共线型反铁磁结构标注(下标为M);(b)在LaOFeAs(红)和LaO_{0.92}F_{0.08}FeAs(蓝)中磁布拉格峰(1,0,3)_M位置低温减高温的数据,可以明显看出,在后者中,由于超导而不存在(1,0,3)_M磁布拉格峰;(c)(1,0,3)_M磁布拉格峰位置处的散射强度(已归一化为磁矩的平方,μ_B为玻尔磁子)随温度的变化,表明其反铁磁温度约为137 K。右上插图给出反铁磁结构。左下插图表明其高温四方相下的晶格布拉格峰(2,2,0)_T在138 K时仍为两个布拉格峰:(-2,2,0)_M和(2,2,0)_M,即处于单斜相(实际应为正交相)。

晶格结构约束,因此在实际处理中往往可以通过几个磁布拉格峰就可以确定磁结构。

3 FeAs 基材料的磁结构——“条纹”状反铁磁结构

在LaO_{1-x}F_xFeAs发现后不久,戴鹏程研究小组就率先报道了其母体LaOFeAs的磁结构^[10]。他们通过多晶样品的中子散射结果发现,该材料在室温

时为四方相(*P4/nmm*),随着温度的降低,在约155 K时转变为单斜相(*P112/n*)。在低温时,在晶格峰之外会出现一套新的峰,说明体系的磁矩开始形成反铁磁峰,如图1(a),(b)所示。通过精修,他们认为铁原子带有磁矩,方向沿正交相*a*轴,且其结构为共线型的条纹状反铁磁结构,即沿正交相*a*轴为反铁磁排列(相邻铁位磁矩方向相反),而沿正交相*b*轴为铁磁排列(相邻铁位磁矩方向相同),如图1(b)插图所示。通过测量(1,0,3)_M磁布拉格峰强度随温度的变化,他们确定出其反铁磁相变温度*T_N*为137 K,如图1(c)所示。之后的工作表明,尽管LaOFeAs的低温结构应该为具有更高对称性的正交相(*Cmma*),但是其他信息则被进一步确认^[11, 12]。很快,人们对一系列*ReOFeAs*(*Re*=Ce, Pr, Nd…)材料的磁结构进行了测量^[12-14],得到了和LaOFeAs面内磁结构一致的结果。而对于*c*方向的结构,可以分为铁磁排列(CeOFeAs和PrOFeAs)和反铁磁排列(其他材料)两类,不过由于铁基超导体的很多物理性质包括磁性性质主要是由FeAs或FeSe层内决定的,因此其*c*方向的磁结构并不重要。

上述材料被称为“1111”系列,这是因为其原子式由4个元素组成。人们还发现了所谓“122”和“111”系列的铁基超导体,分别对应着*AFe₂As₂*(*A*=Ca, Sr, Ba…,为碱土元素),以及LiFeAs和NaFeAs。实验表明,这种条纹状的磁结构同样在“122”体系中存在^[15-18]。而这种磁结构和四方—正交相(*I4/mmm—Fmmm*)的相变也紧密相连,例如,在高压下,当CaFe₂As₂被压缩成四方相时,其反铁磁序也同样消失了^[19, 20]。而对于“111”体系,尽管在NaFeAs中同样发现了条纹状反铁磁结构和四方到正交的结构相变^[21],但是在LiFeAs中却不存在上

述现象，而是直接表现出超导电性^[22]。随后的非弹性中子散射测量表明，其自旋涨落仍然存在，并基本表现出反铁磁激发的形式^[23]。这一现象的原因还不清楚，可能与其较强的铁—铁直接相互作用有关^[24]，或者与空穴与电子费米口袋之间较差的嵌套有关^[25]。

此外，还存在着一些其他形式基于FeAs的材料，不过由于材料制备的困难，对其研究较少，因此这里只给出几个例子。在SrFeAsF中，人们发现其磁结构和晶格结构是与上述材料一致的^[26]。但是如果将FeAs层之间间距拉得很开，那将会发生一些其他的变化。比如在Sr₂VO₃FeAs中，其铁位并不存在磁有序，而是在V位存在着较弱的磁有序^[27]，这与其本身就是超导是一致的。而在Sr₂CrO₃FeAs中，尽管不存在超导，但是由于Cr与Fe存在互换，因此其铁位等效于被Cr掺杂而不存在磁有序，而Cr本身则在低温下存在着C类型(即棋盘格式)的长程反铁磁序^[28]。

综上所述，对于以FeAs层为基本结构的大多数材料来说，其铁位的长程反铁磁序都是“条纹”状的，并且与四方—正交的结构相变相关。综合比较，有两点重要的信息值得我们注意。首先，不同材料的磁矩大小表现出较大的差异，说明其磁有序并不是严格地来源于Fe局域磁矩，这也和这些母体都表现出一定的金属性质一致。另外，在一些体系中，其磁相变与结构相变发生在同一温度，而在另外一些体系中，磁相变的温度要比结构相变低。在后者体系中，往往存在着较明显的电子向列相，即电子态在结构相变以上不符合晶格面内的C₄(四重旋转)对称性，而是遵循更低的C₂(两重旋转)对称性。这一现象的具体来源还不清楚，但很可能与体系中的磁有序密切相关^[29]。

4 FeSe 基材料复杂的磁结构

对于铁基超导体材料，除了以FeAs层为基本构架的材料外，还有以FeSe层为基本构架的材料。这包括FeSe(“11”)及FeSe碱金属插层材料

(FeSe-“122”)。下面分别给出介绍。

FeSe材料本身即具有超导电性，并不存在反铁磁序。不过，通常人们认为FeTe应该是“11”体系的母体，因为通过系列掺杂，FeSe_xTe_{1-x}确实呈现出一般意义的掺杂相图，即体系从长程反铁磁态过渡到超导态。由于FeTe体系中并不存在严格的1:1配比，而是具有多余的Fe，即Fe_{1+y}Te，因此其磁结构随着Fe与Te配比的不同将会发生显著的变化。最早对该体系磁结构的研究可以追溯到1975年^[30]。而在铁基超导体发现之后，人们对其磁结构进行了更详细的研究^[31]。综合这些结果可以发现，与上节中提到的FeAs基材料不同，Fe_{1+y}Te中的结构相变为四方到单斜(不过其倾角几乎为垂直)，而其反铁磁相变表现出明显的一级相变特征。其反铁磁结构为双共线型的，即其磁结构可以分为两套子格子，每套子格子为共线型的条纹状反铁磁结构，而两套子格子之间的对应关系则无法确定。在Fe_{1+y}Te中，磁矩的方向在a, b, c三个方向都有分量，但是随着y逐渐减小，其磁矩逐渐转移到面内，并主要沿着四方相的b轴方向，与FeAs基的条纹状反铁磁磁矩方向相差45°。因此，可以做出这种假设，在y=0(即Fe与Te为1:1配比)时，其磁矩应当在面内，磁结构如图2(a)所示。而当y逐渐增大时，在超过0.13时，会出现非公度的螺旋反铁磁序，且其晶格结构变为正交相，而在0.11和0.13之间时，则存在着非公度和公度反铁磁序并存的现象，说明了其中存在着复杂的磁相互作用，如图2(b)所示^[32, 33]。

在2010年，陈小龙研究组在K_{0.8}Fe₂Se₂中发现了超过30 K的超导电性，揭开了铁基超导研究新的一页^[34]。它的很多性质非常独特，对我们理解铁基超导电性可能有非常重要的意义，因此一被发现就受到广泛的关注^[35]。人们很快发现，在该体系中同样不存在理论配比，而是存在着很多铁空位。这些铁空位使得该材料中主要的相为“245”相，即K₂Fe₄Se₅，其中每4个铁区域存在一个铁空位，这使得其铁位磁矩具有 $\sqrt{5} \times \sqrt{5}$ 的反铁磁结构^[36, 37]，如图2(c)所示。让人吃惊的是，其c方向磁矩的大小达到每个铁位为3 μ_B。不过后续的研究

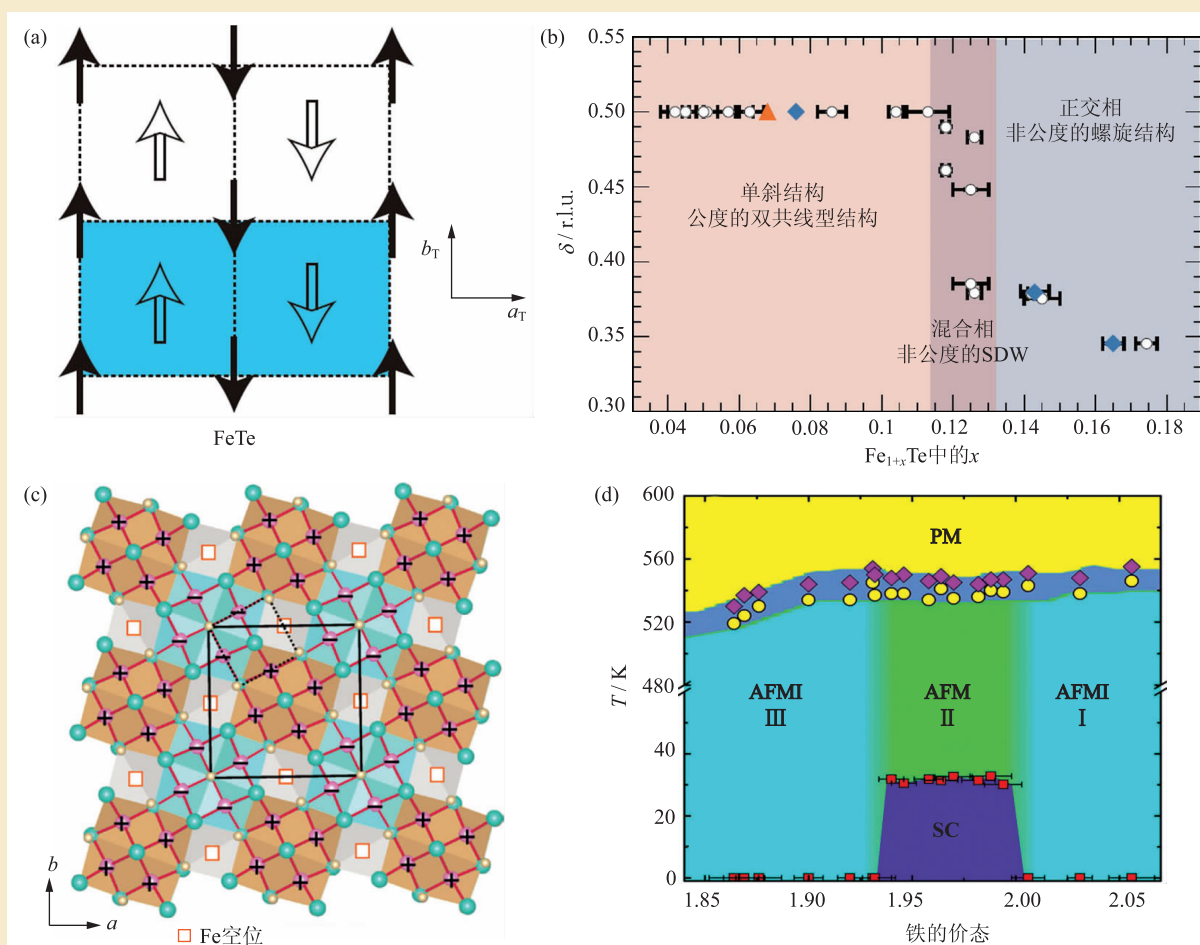


图2 (a)FeTe的双共线型磁结构^[31], 其中 a_T 和 b_T 对应四方相时晶格 a 轴和 b 轴的方向, 中空箭头表示该套子格子的方向无法决定, 可能相差 180° ; (b) Fe_{1+x}Te 磁结构和晶格结构相图^[33](r.l.u.为倒格单位), 其中在低掺杂下晶格为单斜结构, 磁结构为公度的双共线型, 在高掺杂下晶格为正交相, 磁结构为非公度的螺旋结构; (c) $\text{K}_2\text{Fe}_3\text{Se}_5$ 面内的晶格结构和磁结构^[36], 其中红色方块代表铁空位, 正负号代表该处铁位磁矩沿 c 方向向上或向下; (d)K—Fe—Se体系一种可能的相图^[38], 其中PM, AFM, AFMI和SC分别代表顺磁态、反铁磁态、反铁磁绝缘态和超导态, 横轴为铁的价态

表明, 该体系中存在着相分离, “245”相并不是其超导相, 超导相应该为存在于“245”相之间的无铁空位相^[38, 39]。另外, 用非弹性中子散射对超导样品进行研究也发现, 除了“245”相给出的自旋波之外, 还在其他位置存在着与超导紧密相关的自旋激发信息(自旋共振峰)^[40]。通过详细研究, 人们认为“245”并不是超导相的母体, 而可能是其他相^[41, 42], 其中一种猜想如图2(d)所示。尽管还无法生长出不含铁空位的单晶材料, 但是通过插层方法, 人们可以得到无铁空位的 $A_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$ ($A=\text{Li}, \text{Na}, \text{Ba}, \text{Sr}, \text{Ca}, \text{Yb}, \text{Eu}$)纯相并获得超导性^[43], 从而充分证实了“245”相与超导相无关, 也自然不是超导相的母体。可惜的是,

由于无法通过该方法获得单晶, 因此很多测量无法进一步展开。

5 接近超导态的磁结构

从铁基超导材料的母体出发, 通过掺杂可以获得超导性。通常来说, 在这一过程中体系的反铁磁转变温度逐渐降低, 但是反铁磁结构本身并不会发生变化。然而在一些体系中, 却会发生反铁磁序本身发生剧烈变化的情况。这在很多时候都提出了新的物理, 使得我们更进一步加深了对铁基超导体复杂磁相互作用的了解。限于篇幅, 笔者将不介绍那些与高温超导性没有直接

关系的体系，例如在“122”体系中掺杂Mn、Cr等3d金属导致的复杂磁结构变化^[44, 45]。下面笔者给出两个例子。

首先，我们看 $\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}$ 体系。随着Se掺杂的引入，该体系的长程反铁磁序将会消失，而表现出自旋玻璃态，表现出短程的自旋关联^[46]。图3(a)是中子散射所给出的相图。可以看出，其自旋玻璃态存在于0.25和0.33之间。在这个区域，其磁化率与温度的依赖关系明显呈现出迟滞现象。

中子散射表明这种自旋玻璃的现象实际上与短程的非公度自旋密度波有关，如图3(b)所示。与此同时，其结构也表现出玻璃态的变形。

另外一个例子是 BaFe_2As_2 掺Co或掺Ni的体系。在 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ 中^[47]，人们发现当 $0.056 \leq x \leq 0.06$ 时，即在反铁磁即将消失处，其公度的反铁磁峰转化为沿着 K (正交相)方向的两个非公度的反铁磁峰，如图3(c)所示。这一现象在 $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ 中被确认^[48]，其发生的区域为 $0.085 \leq x \leq 1$ ，同样是

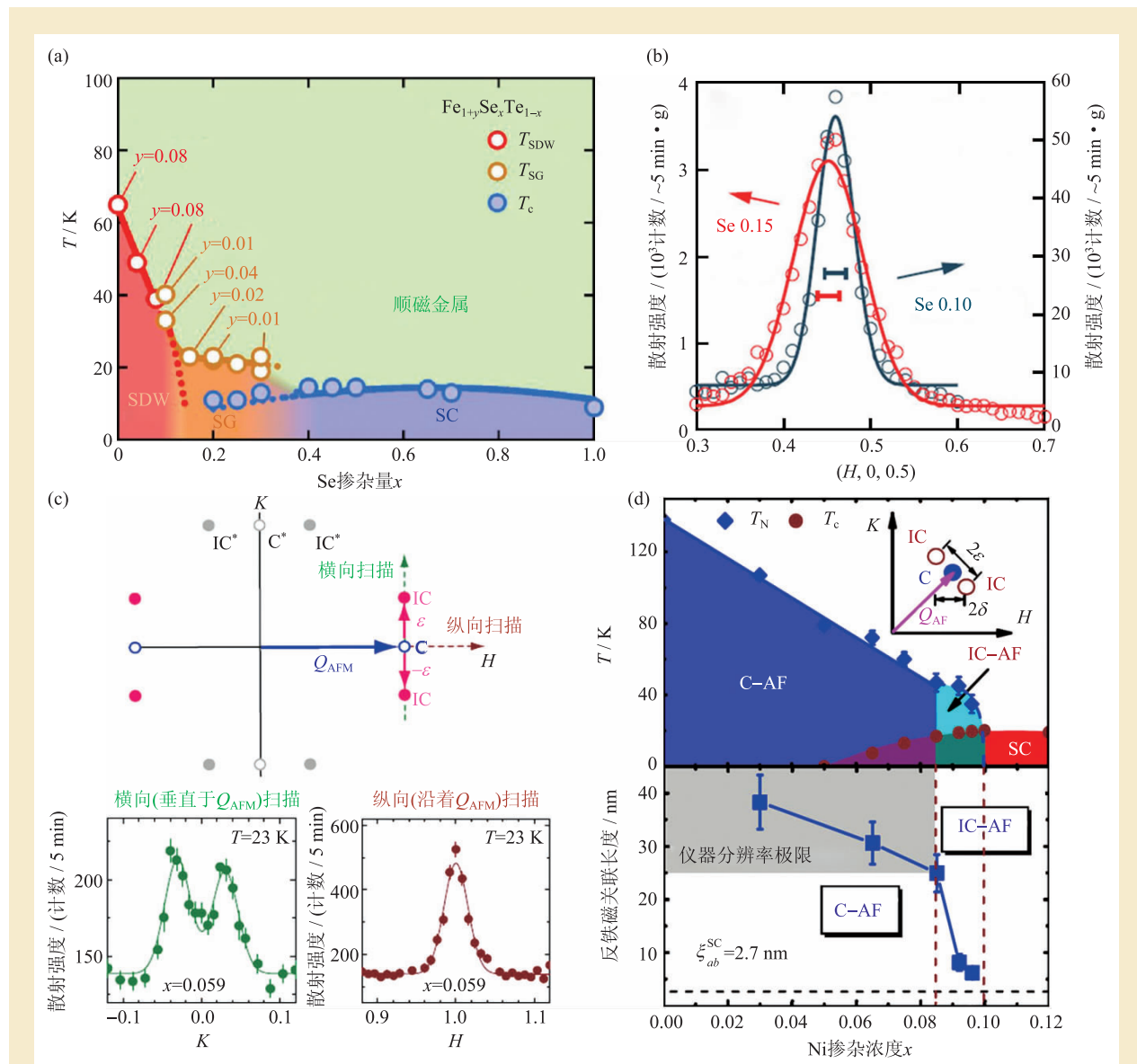


图3 (a) $\text{Fe}_{1-y}\text{Se}_y\text{Te}_{1-x}$ 相图^[46]，其中SDW, SG和SC分别指自旋密度波、自旋玻璃和超导；(b)中子散射在 $\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}$ 中沿 $(H, 0, 0.5)$ 方向测量到的弹性非公度峰^[46]；(c) $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ 中弹性非公度峰位置的示意图和实际测量数据^[47]，其中C和IC分别指公度和弹性非公度峰，数据图中的横轴分别为沿着 $(1, K, 3)$ 方向的 K 和沿着 $(H, 0, 3)$ 中的 H ，可以清楚地看到，沿着 K 方向是两个峰(即弹性非公度峰)，而沿着 H 方向则仅能看到一个；(d) $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ 的相图及反铁磁关联长度随Ni掺杂的变化^[48]

反铁磁将要消失的区域。于此同时，其反铁磁关联长度从公度反铁磁序中的长程的突然转变为非公度反铁磁序中短程的，如图3(d)所示。在施加外磁场部分压制超导的情况下，非公度反铁磁的强度会增强，表明其与超导在微观上共存并直接竞争。目前对于这种非公度峰的来源还有争议，可能的选项包括自旋密度波、自旋玻璃乃至自旋的条纹相等。由于在K掺杂(替代Ba位)和P掺杂(替代As位)的样品中未发现短程非公度磁有序，因此后者还可能与Fe位的替换有关。而不论哪种情况，都会促进我们对于这一体系中磁性与超导关系的理解。

6 结束语

本文简要介绍了利用中子散射对铁基超导体中磁结构的研究结果。与铜基超导体相比，铁基超导体的磁结构要丰富得多。在铜基超导体中，

所有的母体都具有近邻磁矩方向相反的简单反铁磁结构，这与其母体都可以采用单带的莫特绝缘体来描述是一致的。然而在铁基超导体母体中，即存在着条纹状的共线型反铁磁结构，也存在着双共线型、非公度等复杂的反铁磁结构，甚至一些体系至今还未发现所谓“母体”，也就谈不上研究其反铁磁结构。这充分反映了铁基材料中多带关联的复杂现象。已有的自旋波测量表明，我们必须同时考虑局域和巡游特性才能解释铁基材料中的磁激发现象^[49]。这也和其母体中磁矩较小的特性是一致的。由于铁基超导体母体的磁结构已经基本确定，就当前的研究热点来说，人们更多地关注在磁有序是如何随着掺杂、压力等量子参量变化而变化的，因为这往往反映了反铁磁态是如何与其他有序态，如超导态、电子向列相等相互竞争的，从而帮助我们更好地了解铁基超导体中复杂的物理现象。

参考文献

- [1] Shimizu K *et al.* Nature, 2001, 412: 316
- [2] Kamihara Y *et al.* J. Am. Chem. Soc., 2006, 128: 10012
- [3] Kamihara Y *et al.* J. Am. Chem. Soc., 2008, 130: 3296
- [4] Chen X H *et al.* Nature (London), 2008, 453: 716
- [5] Chen G F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 247002
- [6] Ren Z A *et al.* Europhys. Lett., 2008, 83: 17002
- [7] 戴鹏程, 李世亮. 物理, 2006, 35: 837
- [8] Lumsden M D, Christianson A D. J. Phys.: Condens. Matter, 2010, 22: 203203
- [9] Shirane G *et al.* Neutron Scattering with a Triple-Axis Spectrometer. Cambridge: Cambridge University Press, 2004
- [10] de la Cruz C *et al.* Nature (London), 2008, 453: 899
- [11] Nomura T *et al.* Supercond. Sci. Technol., 2008, 21: 125028
- [12] Zhao J *et al.* Nat. Mater., 2008, 7: 953
- [13] Chen Y *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 064515
- [14] Kimber S A J *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 140503
- [15] Huang Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 257003
- [16] Zhao J *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 140504
- [17] Kaneko K *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 212502
- [18] Goldman A I *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 100506
- [19] Goldman A I *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 024513
- [20] Pratt D K *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 060510
- [21] Li S *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 80: 020504
- [22] Pitcher M J *et al.* Chem. Commun., 2008, 5918
- [23] Wang M *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 83: 220515
- [24] Pratt F L *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 052508
- [25] Borisenko S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 067002
- [26] Xiao Y *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 81: 094523
- [27] Hummel F *et al.* Phys. Rev. B, 2013, 88: 144517
- [28] Tegel M *et al.* Europhys. Lett., 2010, 89: 37006
- [29] Fernandes R M *et al.* Nat. Phys., 2014, 10: 97
- [30] Fruchart D *et al.* Mater. Res. Bull., 1975, 10: 169
- [31] Li S *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 79: 054503
- [32] Bao W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 247001
- [33] Rodriguez *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 84: 064403
- [34] Guo J *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 82: 180520
- [35] Dagotto E. Rev. Mod. Phys., 2013, 85: 849
- [36] Bao W *et al.* Chin. Phys. Lett., 2011, 28: 086104
- [37] Ye F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 137003
- [38] Yan Y J *et al.* Sci. Rep., 2012, 2: 212
- [39] Ding X *et al.* Nat. Commun., 2013, 4: 1897
- [40] Park J T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 177005
- [41] Li W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 057003
- [42] Wang M *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 84: 094504
- [43] Ying T P *et al.* Sci. Rep., 2012, 2: 426
- [44] Kim M G *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 82: 220503
- [45] Marty K *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 83: 060509
- [46] Katayama N *et al.* J. Phys. Soc. Jpn., 2010, 79: 113702
- [47] Pratt D K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106: 257001
- [48] Luo H Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 247002
- [49] Dai P *et al.* Nat. Phys., 2012, 8: 709