



# 单轴压强技术在超导研究中的应用

李世亮<sup>1,2,3\*</sup>

1. 中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190;

2. 中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049;

3. 松山湖材料实验室, 东莞 523808

\*联系人, E-mail: slli@iphy.ac.cn

收稿日期: 2020-09-22; 接受日期: 2021-02-03; 网络出版日期: 2021-03-16

国家自然科学基金(编号: 11874401, 11674406, 11961160699)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2017YFA0302900, 2016YFA0300500)和中国科学院战略性先导科技专项(编号: XDB33000000)资助项目

**摘要** 近年来, 随着相关技术的快速发展, 单轴应变或单轴压强技术在研究非常规超导体中被广泛地应用. 在单轴压强或单轴应变研究中, 样品沿着某个晶轴的方向发生应变, 其物理性质也会发生相应的改变. 通过研究这种改变, 就可能获得超导或其他序的重要信息. 和静水压相比, 单轴压强对物理性质的改变主要和对称性有关, 这使得单轴压强和单轴应变的研究特别适用于与对称性相关联的物理性质, 例如, 与旋转对称性相关的电子向列相. 更重要的是, 单轴压强技术也能够用于超导电性性质的研究. 本文将介绍常用的单轴压强和单轴应变装置和技术, 并介绍其在铁基超导体和其他超导体中的一些典型应用. 表明单轴压强和单轴应变技术在研究电子向列相、超导序参量和其他一些竞争序方面具有独特的优势, 并将随着相关技术的发展在超导及其他强关联电子体系研究中发挥更重要的作用.

**关键词** 单轴压强, 铁基超导体, 非常规超导体

**PACS:** 07.10.Pz, 74.70.Xa, 74.25.-q, 71.27.+a

## 1 前言

在超导研究中, 静水压一直起到非常重要的作用. 在静水压下, 超导体的性质可以发生各种改变, 而通过对这些改变的研究, 可以帮助我们更深入地理解超导电性. 近年来, 越来越多的工作开始基于单轴压强的研究展开, 即压强及其相关的应变是沿着某一个晶轴的. 原则上来说, 沿着三个高对称晶轴的单轴压强的

效果等于静水压的效果, 因此似乎静水压就应该包括了单轴压强的信息. 当然, 单轴压强可以是正的(对应负应变), 也可以是负的(对应正应变), 而后者是静水压研究中无法达到的. 更重要的是, 单轴压强与体系的对称性息息相关, 而对称性正是超导研究中非常关键的因素. 这是因为, 非常规超导体的正常态往往和具有一定对称性破缺的其他序参量相关, 如反铁磁序、向列序、电荷密度波等. 而超导配对尽管原则上可以不

**引用格式:** 李世亮. 单轴压强技术在超导研究中的应用. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 047409

Li S L. Application of the uniaxial pressure technique in studying superconductors (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 047409, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0375

需要对称性, 但是描述超导态对称性的群一定是描述正常态对称性的群的子群. 由于通过单轴压强可以破坏某些对称性, 因此也使得其在超导研究中变得越来越重要.

本文将简单介绍单轴压强和单轴应变在超导研究中的应用. 由于篇幅所限, 本文不会对各类超导体进行介绍, 也不追求详细讲述相关例子的物理, 感兴趣的读者可以阅读一些相关的综述性文献<sup>[1-4]</sup>. 本文的主要目的是, 通过介绍单轴压强和单轴应变技术及其在超导体中的应用, 展示其在超导研究中的独特作用. 全文的结构如下. 在**第2节**, 我们将结合弹性电阻测量, 介绍如何将单轴压强和单轴应变与对称性联系起来. **第3节**介绍了各种单轴压强和单轴应变的装置. **第4节**介绍了利用单轴压强和单轴应变技术研究铁基超导体中向列相和向列涨落的一些结果. **第5节**则给出了在其他超导体体系应用的一些例子. 最后, 在**第6节**, 我们给出一个小结.

## 2 弹性电阻的张量表示与对称性分析

在了解具体的单轴压强或单轴应变的方法和实例之前, 首先从对称性的角度, 对一个体系的性质和单轴应变的对应关系给出简单的介绍. 而单轴压强则可以作为单轴应变的耦合外场进一步引入. 以弹性电阻率为例, 文献[5]指出, 其形式为四阶张量 $\mathbf{m}_{ij,kl}(\mathbf{H})$  ( $\mathbf{H}$ 为外加磁场), 如下式所示:

$$\mathbf{m}_{ij,kl} \equiv \left. \frac{\partial(\Delta\rho/\rho)_{ij}(\mathbf{H})}{\partial\epsilon_{kl}} \right|_{\epsilon=0}, \quad (1)$$

其中,  $\epsilon_{kl}$ 为应变, 而 $(\Delta\rho/\rho)_{ij}(\mathbf{H})$ 为应变导致的电阻变化. 二者均为九分量的向量, 即

$$\epsilon_{kl} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{zz} \\ \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} \\ \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} \\ \epsilon_{zy} \end{pmatrix}, \quad \left( \frac{\Delta\rho}{\rho} \right)_{ij}(\mathbf{H}) = \begin{pmatrix} (\Delta\rho/\rho)_{xx}(\mathbf{H}) \\ (\Delta\rho/\rho)_{yy}(\mathbf{H}) \\ (\Delta\rho/\rho)_{zz}(\mathbf{H}) \\ (\Delta\rho/\rho)_{xy}(\mathbf{H}) \\ (\Delta\rho/\rho)_{xz}(\mathbf{H}) \\ (\Delta\rho/\rho)_{yx}(\mathbf{H}) \\ (\Delta\rho/\rho)_{yz}(\mathbf{H}) \\ (\Delta\rho/\rho)_{zx}(\mathbf{H}) \\ (\Delta\rho/\rho)_{zy}(\mathbf{H}) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

因 $\mathbf{m}_{ij,kl}(\mathbf{H})$ 为 $9 \times 9$ 的矩阵. 通过对称性的考虑, 可以将上述公式简化. 例如, 由于应变张量的定义是对称的, 即 $\epsilon_{kl}=(1/2)(\partial\mathbf{u}_l/\partial\mathbf{x}_k+\partial\mathbf{u}_k/\partial\mathbf{x}_l)$ , 因此对称的非对角项是相同的, 即 $\epsilon_{kl}=\epsilon_{lk}$ . 再加上正负磁场下的电阻变化应该是相同的, 即 $(\Delta\rho/\rho)_{ij}(\mathbf{H})=(\Delta\rho/\rho)_{ij}(-\mathbf{H})$ , 最终可以将 $\mathbf{m}_{ij,kl}(\mathbf{H})$ 的独立项从81个减到54个. 如果进一步考虑到常见的铜基、铁基超导体等材料具有 $D_{4h}$ 的点群对称性, 独立项的值会大幅度降低到10个. 而如果再考虑磁场为零, 则会进一步降低到7个, 从而大大简化了相关分析.

在实际研究中(尤其是在向列相的研究中), 对于具有 $D_{4h}$ 对称性的体系, 主要关心的是 $B_{1g}$ 对称性的破缺, 此时应变为 $\epsilon_{B_{1g}}=(1/2)(\epsilon_{xx}-\epsilon_{yy})$ , 而对应的弹性电阻(或其他性质)的变化则为 $(1/2)[(\Delta\rho/\rho)_{xx}-(\Delta\rho/\rho)_{yy}]$ , 即在面内沿着 $a$ 轴和 $b$ 轴之间的电阻差. 此外, 还涉及与 $B_{1g}$ 呈 $45^\circ$ 方向的 $B_{2g}$ 通道, 即 $\epsilon_{B_{2g}}=\epsilon_{xy}$ , 以及 $(\Delta\rho/\rho)_{B_{2g}}=(\Delta\rho/\rho)_{xy}$ . 还有各向同性的面内 $A_{1g}$ 通道, 此时 $\epsilon_{A_{1g}}=(1/2)(\epsilon_{xx}+\epsilon_{yy})$ , 以及 $(\Delta\rho/\rho)_{A_{1g}}=(1/2)[(\Delta\rho/\rho)_{xx}+(\Delta\rho/\rho)_{yy}]$ . 在Voigt表示法下, 上述 $B_{1g}$ 和 $B_{2g}$ 的值也被称为 $2m_{66}$ 和 $m_{11}-m_{12}$ (其下标对应于 $\mathbf{m}_{ij,kl}(\mathbf{H})$ 张量矩阵中单元的序号). 为了便于直观地理解这些概念, 图1给出了上述几个通道定义的示意图.

需要指出的是, 在很多实验研究中, 我们往往仅关心退李晶条件下 $a$ 轴和 $b$ 轴性质的差, 或是在单轴压强或应变情况下某一性质的各向异性行为, 或是系统性质在大应变情况下的巨大改变等. 因此尽管原则上可以采用上述的分析, 但是通常会避免引入过于复杂的表示. 另外, 在上述推导中, 仅考虑了应变趋于零时弹性电阻的线性行为, 而没有考虑其非线性的行为, 这一点在某些情况下也是需要注意的. 当然, 由于信号强度和精度的问题, 目前探讨单轴应变非线性行为的还非常少.

## 3 常见单轴压强和单轴应变技术举例

随着单轴应变在超导体和其他体系的研究中变得越来越重要, 人们逐渐开发出各种方法来对样品施加单轴压强或应变. 目前, 已经可以结合单轴应变的研究手段包括电阻、磁化率、角分辨光电子谱、中子散射以及红外光谱等. 可以预见, 随着更多研究的需求, 人们也将发展出更先进的单轴压强手段, 以适应各类

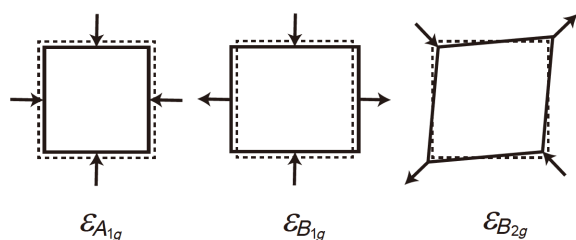


图 1  $D_{4h}$  对称性下, 面内受到应力的三种情况示意图, 分别对应  $\varepsilon_{A_{1g}}$ ,  $\varepsilon_{B_{1g}}$  和  $\varepsilon_{B_{2g}}$ . 其中虚线为应变前晶格, 实线为应变后晶格. 箭头为应变的方向

**Figure 1** The sketch for the in-plane strain in the  $D_{4h}$  symmetry for three different cases, i.e.,  $\varepsilon_{A_{1g}}$ ,  $\varepsilon_{B_{1g}}$  and  $\varepsilon_{B_{2g}}$ . The dashed and solid lines represent the lattice before and after the deformation, respectively. The arrows indicate the directions of the strains.

样品、探测手段和样品环境. 单轴压强或单轴应变的装置大致可以分成两类.

第一大类的方法是通过机械或热膨胀的方式施加单轴压强或应变. 在这种方法中, 通常无法或较难实现原位改变压强或应变. 图2(a)给出一种简单的设计, 可以对很大的样品施加单轴压强, 用于非弹性中子散射的测量<sup>[6]</sup>. 该装置的压力由已知倔强系数的弹簧提供, 并根据其长度变化可以计算出压力的具体大小. 将类似的设计并排排列, 可以实现对多个样品施加单轴压强, 从而能够对总质量几克的样品施加单轴压强, 并获得更大的非弹性中子散射信号<sup>[7]</sup>. 这一结构的关键设计在于, 将样品放置于两个平行的平面之间, 利用弹簧提供施加在样品上的力. 具体力的大小可以通过弹簧的倔强系数和被压缩的尺寸推导出, 而单轴压强则可以进一步根据样品的截面积获得. 通常, 这种方法可以达到约20 MPa的单轴压强, 足以将铁基超导体样品完全退孪晶. 这种方法的缺点主要在于无法原位连续调节压力, 压强值也不够精确, 因此通常只用于提供足够大的压强来完全退孪晶. 文献<sup>[8]</sup>给出了一个可以原位连续调节压强的机械调节装置, 不过仍然无法达到精确调控的目的. 另外, 在上述方法中, 样品本身必须被切割成具有较平平面的长方体, 且其厚度需要足够厚, 才能在加压时做到均匀受力, 不脱落或破碎.

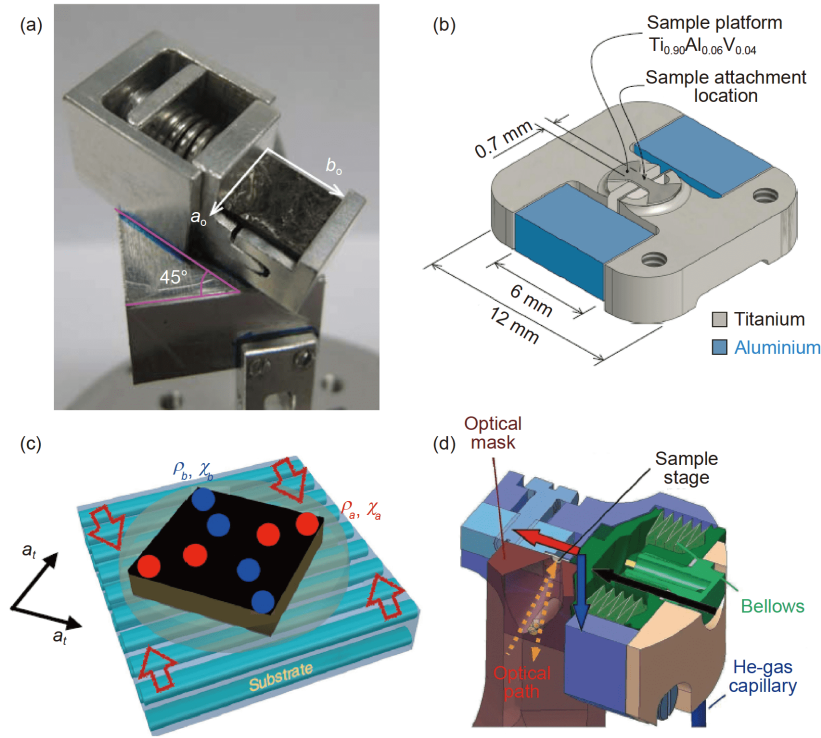
为了能够在较薄样品上施加单轴压强, 可以采用其他的机械加压方式. 例如, 文献<sup>[9]</sup>采用了一种马蹄形的结构, 样品通过银线粘在其两端, 而应力则通过调节连接两端的螺丝来简单地调节. 通过这一方法, 可以成功地将较薄的FeSe样品完全退孪晶并测量其电

阻各向异性. 文献<sup>[10]</sup>则设计出包含钛和铝两种材料构成的装置, 如图2(b)所示. 当从室温降低到很低温度下, 铝和钛分别收缩0.42%和0.15%, 从而可以将钛铝钒合金的样品台压缩. 而粘贴其上的样品也同样会被压缩, 在低温下可以获得高达0.8%的应变, 并可以同时角分辨光电子谱的测量. 文献<sup>[11]</sup>同样利用了热膨胀现象, 不过不是采用上述在样品两端加压的方式, 而是通过将样品紧紧黏附在基片上, 利用基片的热胀冷缩获得单轴应变, 如图2(c)所示. 通常, 这种基片的材质为玻璃钢, 即纤维强化塑料, 其沿着纤维和垂直纤维两个方向的热膨胀系数不同. 因此, 在降温时, 其附着的样品将产生很强的应变, 在低温下达到0.6%. 这一方法的优势之一在于非常简单, 其基片可以切割成与样品相似大小, 从而除了进行电阻测量外, 还能够进行磁化率的测量.

为了克服机械加压中无法连续调节压强的缺点, 文献<sup>[12]</sup>给出了利用氦气的机械加压装置, 如图2(d)所示. 该装置巧妙地通过在波纹管中充氦气或抽真空来施加或撤销压强. 在气压大于1个大气压时可以在样品上产生10–20 MPa的单轴压强, 并进行红外光谱的测量. 当然, 由于气压控制的精度和温度的影响, 最终对单轴压强的控制精度仍然不是很高.

第二大类的方法是采用压电陶瓷为基础. 利用压电陶瓷在电压下发生位移的特性施加单轴压强或单轴应变. 这类方法真正做到了在低温、强磁场等极端环境下对样品施加高精度的原位连续可调的单轴压强或应变. 图3(a)给出了一种简单的基于压电陶瓷堆提供应力的方法<sup>[13]</sup>. 这一方法之前在半导体研究中已经被采用<sup>[14]</sup>, 在铁基超导体研究中得到了更广泛的应用. 在这一方法中, 样品被强力胶粘贴在压电陶瓷堆的侧面. 当对压电陶瓷堆施加电压时, 其长度会增加. 可以看出, 沿着压电陶瓷堆的方向将被拉伸, 而垂直其方向则会被压缩. 相应的应变改变可以通过另外粘贴的应力计(即基于电阻变化测量应力的贴片)来测量. 这一方法可以直接获得电阻随应变的变化, 尤其是, 压电陶瓷堆的位移可以非常精确地随着电压的改变而变化, 最终测量的精度实际上受控于电阻和应变的测量, 而不是应变的控制.

在上一节中, 已经介绍了弹性电阻张量的概念. 利用压电陶瓷堆的装置, 将样品按不同方向切割并粘贴在压电陶瓷堆上, 如图3(b)上图所示, 就可以测量弹性



**图 2** (网络版彩图) (a) 一种基于弹簧的单轴压强装置照片<sup>[6]</sup>. 整个装置由铝制成, 并倾斜成特定的角度以满足中子散射中散射面的需求. (b) 一种基于两种材料热膨胀差的单轴压强装置示意图, 由钛和铝构成<sup>[10]</sup>. (c) 一种基于玻璃钢的单轴应变装置示意图<sup>[11]</sup>. (d) 一种基于氦气加压的单轴压强装置三维视图<sup>[12]</sup>. 光学掩板是用来进行光学测量的

**Figure 2** (Color online) (a) A photo for the uniaxial pressure device based on spring [6]. The whole device is made by aluminum and the angle is for adjusting the scattering plane in neutron scattering experiments. (b) A sketch for the uniaxial pressure device based on two materials with different thermal expansion coefficients, made by titanium and aluminum [10]. (c) A sketch for the uniaxial strain device based on glass-fiber-reinforced plastic substrate [11]. (d) A three-dimensional schematic view of the uniaxial pressure device based on helium gas [12]. The optical mask is for the optical measurements.

电阻张量的部分值<sup>[15]</sup>. 进一步, 如果采用测量横向电阻的方法, 可以直接获得 $B_{1g}$ 或 $B_{2g}$ 通道的值<sup>[16,17]</sup>. 为了排除其他通道的影响, 实际中的测量需要制作5个电极 (即2个电流极和3个电压极), 来更准确地获得横向电阻, 如图3(b)下图所示. 对于一个正交结构的样品, 当晶格的 $a$ 轴和 $b$ 轴与电流成 $45^\circ$ 夹角时, 可以获得此时的电阻张量为

$$\rho' = \begin{pmatrix} \rho_a + \rho_b & \rho_a - \rho_b & 0 \\ \rho_a - \rho_b & \rho_a + \rho_b & 0 \\ 0 & 0 & 2\rho_c \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中,  $\rho_a$ 和 $\rho_b$ 分别为沿着 $a$ 方向和 $b$ 方向的电阻率. 因此, 可以很容易获得

$$\begin{aligned} \rho_a &= \rho'_{x'x'} + \rho'_{x'y'}, \\ \rho_b &= \rho'_{x'x'} - \rho'_{x'y'}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\rho'_{x'x'}$ 和 $\rho'_{x'y'}$ 由图中 $V_x$ 和 $V_y$ 电压计算获得. 需要指出的, 这一方法从电极制作上和测量霍尔系数是一样的, 但是其测量的物理量具有本质的不同. 后者对于磁场是奇对称的, 因此在磁场为零时消失. 而横向电阻则来源于体系的对称性, 对应于磁弹电阻张量的不同项.

上述测量中采用的是直流测量的方式, 即通过直流电压改变压电陶瓷堆的应变, 通过获得电阻和应变的一一对应关系 (通常为线性), 来获得相关信息. 这导致每个温度点的测量时间较长, 从而需要很长时间稳定温度以获得足够的精度, 极大增加了测量难度. 文献[18]发展了交流方法来快速测量弹性电阻. 在这一方法中, 压电陶瓷堆的电压以 $\omega_s$ 的频率振荡, 而样品和应变计上则通过 $\omega_c \ll \omega_s$ 的交流电流, 此时样品和应变计电压极的电压振荡仍然具有 $\omega_c$ 的频率但是其振幅



具有 $\omega_s$ 的调制. 这种形式的振荡会出现频率为 $\omega_{\pm} = |\omega_c \pm \omega_s|$ 的谐波. 探测这些谐波就可以获得弹性电阻的信息. 文献[18]利用这种方式并结合横向电阻测量法, 成功实现了 $\omega_s$ 从10 Hz到3 kHz的交流测量.

基于压电陶瓷堆的测量还可以结合静水压, 测量在静水压下的单轴压强响应[19]. 在这种方法中, 压电陶瓷堆被放在活塞圆柱压力包中, 从而可以研究高至2 GPa下静水压的单轴应变弹性电阻. 另外, 这一方法也可以用来测量相变附近的弹热效应, 即样品温度随单轴应变的变化[20].

在上述基于压电陶瓷堆的测量中, 由于压电陶瓷堆的限制, 样品的应变只能向一个方向调节. 另外, 由于需要用强力胶水粘贴样品, 在低温下也容易导致样品各部分的应变不均匀. 同时, 压电陶瓷堆在低温下的应变仅有室温的约1/6, 也极大限制了其应用. 文献[21]巧妙给出了利用三个压电陶瓷堆的方法, 成功克

服了上述缺点. 在这个方法中, 三个压电陶瓷堆并排排列, 在外加电压下中间一个会和边上两个压电陶瓷堆反向移动, 如图3(c)所示. 通过调整三个压电陶瓷堆的电压, 既可以对样品施加压力, 也可以施加拉力, 从而可以连续从负到正地改变应变. 样品两端通过胶粘在相连的样品托上, 避免其悬空部分应变的不均匀. 由于压电陶瓷堆的长度要远大于样品长度, 因此也可以在低温下达到很大的应变. 在之后的设计中, 该研究组在装置中增加了应力传感器, 从而既可以测量样品在单轴应变下的响应, 也可以测量单轴压强下的响应[22]. 目前, 该设计已经有商业产品, 并成功应用到了极低温和强磁场的环境, 极大推广了单轴压强在物理研究中的应用.

文献[23]中给出了一种装置, 如图3(d)所示, 同样可以在薄样品上连续调节单轴压强, 而且既可以施加压力也可以施加拉力. 这一装置采用了压电陶瓷

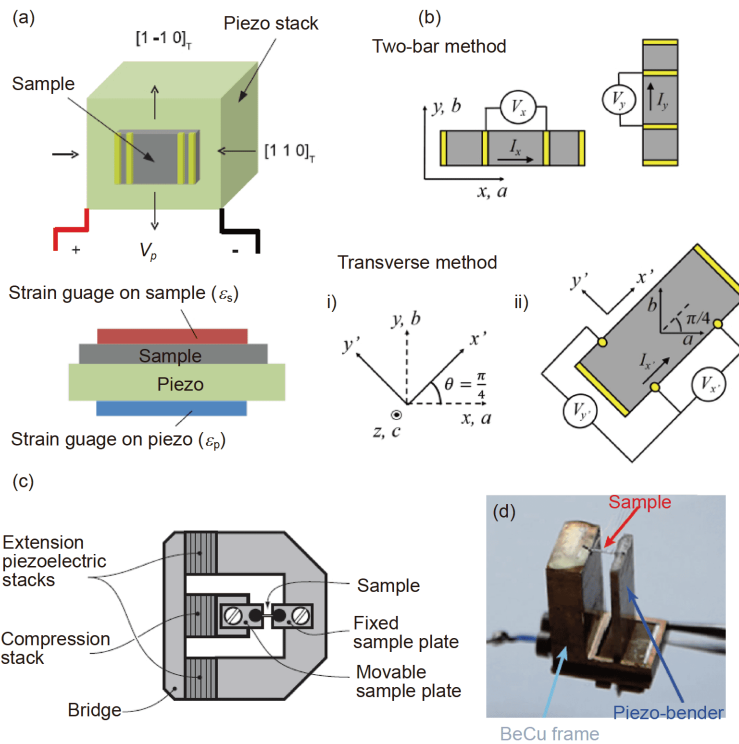


图 3 (网络版彩图) (a) 一种基于压电陶瓷堆的单轴应变装置示意图[13]. (b) 传统的利用两个不同方向的长条样品测量弹性电阻张量的示意图(上)和横向电阻法测量弹性电阻张量的示意图(下). 其中 $a$ 和 $b$ 为样品晶轴方向, 而 $x'$ 和 $y'$ 是样品旋转 $45^\circ$ 后新的坐标系[17]. (c) 一种基于三个压电陶瓷堆的单轴压强装置示意图[21]. (d) 一种基于压电陶瓷弯曲片的单轴压强装置照片[23]

Figure 3 (Color online) (a) A sketch for the uniaxial strain device based on piezo stack [13]. (b) The schematic diagram for the measurements of elasto-resistivity tensor based on the conventional two-bar method (top panel); the schematic diagram for the transverse method (bottom panel) [17].  $a$  and  $b$  are the directions of the lattice axes.  $x'$  and  $y'$  are the new basis after the sample is rotated  $45^\circ$ . (c) A sketch for the uniaxial pressure device based on three piezo stacks [21]. (d) A photo for the uniaxial pressure device based on the piezobender [23].

弯曲片, 其在底端固定时, 顶端可以在电压控制下自由移动. 如果将样品一端固定在弯曲片顶端, 另一端固定在支架上, 则可以实现对样品施加单轴压强. 由于样品中间悬空, 因此在测量电阻时, 样品的应变是均匀的. 这一装置的缺点是压力较小, 优点则是设计和控制都较为简单. 值得指出的是, 该装置在改变电路的情况下, 同样可以用来测量样品的热膨胀系数<sup>[24]</sup>.

#### 4 利用单轴压强技术研究铁基超导体中的向列相

单轴应变或单轴压强在铁基超导体向列相研究中具有非常广泛而重要的应用. 这是因为, 在朗道的二级相变理论下, 单轴应变可以看作是向列相序参量的外场, 二者之间具有线性的耦合关系. 在这里, 我们首先对铁基超导体中的向列相现象做一个简单的介绍. 向列相的概念来源于液晶的研究. 在棒状分子形成的液晶系统中, 如果棒状分子的位置和方向都随机分布, 此时体系保持了平移和旋转对称性, 称为液相. 当棒状分子有规则的排列, 且其方向也基本指向同一个方向时, 体系同时破坏了平移对称性和旋转对称性, 称为近晶相. 而当棒状分子仅仅是大致指向同一方向但是在位置上随机分布时, 只破坏了旋转对称性而没有破坏平移对称性, 称为向列相. 在研究铜基超导体中, 人们发现了空穴在1/8掺杂附近有序排成链状的条纹相, 表明在强相互作用下空穴存在着自组织的效应<sup>[25]</sup>. 条纹相既破坏了晶体的旋转对称性, 也破坏了其平移对称性, 因此可以类比于液晶的近晶相. 在此基础上, 则可能存在着电子向列相, 由条纹涨落形成, 从而仅破坏了旋转对称性<sup>[26]</sup>. 当然, 这是从强关联电子体系的角度出发, 我们也可以从弱关联电子角度出发, 通过Pomeranchuk不稳定导致费米面变形, 从而也破坏了旋转对称性而得到向列相<sup>[27]</sup>. 因此, 无论其来源是什么, 电子向列相的核心定义在于电子体系中旋转对称性的破缺.

在铁基超导体被发现之后, 人们很快探明其超导电性发生在反铁磁的不稳定区域, 表明超导与反铁磁系统紧密相关<sup>[2]</sup>. 不过, 在很多存在反铁磁序的体系中, 在反铁磁序转变温度或之上都发生了从四方到正交的结构相变, 对应了面内 $C_4$ 到 $C_2$ 旋转对称性的转变. 随后, 人们意识到这一对称性的改变来自于电子向列

相, 并逐渐对其展开了详细的研究.

在研究向列相的过程中, 单轴压强和单轴应变主要起到两个作用: 首先, 它们可以达到退孪晶的目的, 从而可以分辨在正交相下沿 $a$ 轴和 $b$ 轴物理性质的各向异性; 其次, 它们可以作为外场, 研究体系物理性质在单轴压强或单轴应变微小改变下的响应. 而在具体的物理内容方面, 单轴压强和单轴应变的应用主要集中在揭示向列相的存在和起源, 研究向列涨落和向列量子临界点, 以及探索向列涨落和超导之间的关系等. 下面我们对这些内容给出一些例子.

文献<sup>[28]</sup>率先发现, 铁基超导体的电阻在单轴应变下存在很强的各向异性, 从宏观测量上表明铁基超导体中存在着向列相. 在该实验中, 通过单轴压强将样品退孪晶后, 发现在 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ 的母体和欠掺杂样品中, 电阻率在正交结构的 $a$ 轴和 $b$ 轴之间存在着很强的各向异性, 如图4(a)所示, 其电阻率比值 $\rho_b/\rho_a$ 可以达到2. 更重要的是, 这一电阻各向异性在结构相变温度之上仍然存在. 随温度进一步上升, 该各向异性逐渐下降, 并在很高温度时才无法分辨. 这种电阻率的各向异性破坏了高温四方晶格的面内四重旋转对称性, 而且其值之大是很难用正交相中 $a$ 轴和 $b$ 轴的差别来理解的, 而是与量子霍尔效应和 $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ 中向列相导致的现象类似<sup>[27]</sup>, 因此被认为来源向列相.

尽管上述测量和其他很多结果给出了向列相明确存在的证据, 但是该相是否来源于电子系统在当时还存在争议. 这是因为, 这些各向异性原则上也可以来源于晶体结构从四方到正交的相变, 或者是杂质散射的各向异性. 为了进一步厘清这一问题, 文献<sup>[13]</sup>巧妙地通过向列极化率的测量表明铁基超导体中的向列来源于电子态. 在该测量中, 通过压电陶瓷堆来改变样品的应变, 发现电阻随单轴应变线性变化, 如图4(b)所示. 其斜率可以定义为 $d\eta/d\varepsilon$ , 其中 $\varepsilon$ 为应变, 而 $\eta = (\rho_b - \rho_a)/(\rho_b + \rho_a)$ 表示了电阻的各向异性. 如果在单轴应变情况下 $\rho_b$ 的增加和 $\rho_a$ 的下降是相等或成正比的话, 那么 $d\eta/d\varepsilon \propto d\psi/d\varepsilon$ , 其中 $\psi$ 为向列相的序参量. 根据朗道二级相变理论, 可以写出体系的自由能为

$$F = \frac{a}{2}\psi^2 + \frac{b}{4}\psi^4 + \frac{c}{2}\varepsilon^2 + \frac{d}{4}\varepsilon^4 - \lambda\psi\varepsilon - h\varepsilon, \quad (5)$$

其中,  $a, b, c, d$ 是系数,  $\lambda$ 是向列序参量和应变的耦合系数,  $h$ 是应变的耦合外场(即单轴压强). 那么通过教科

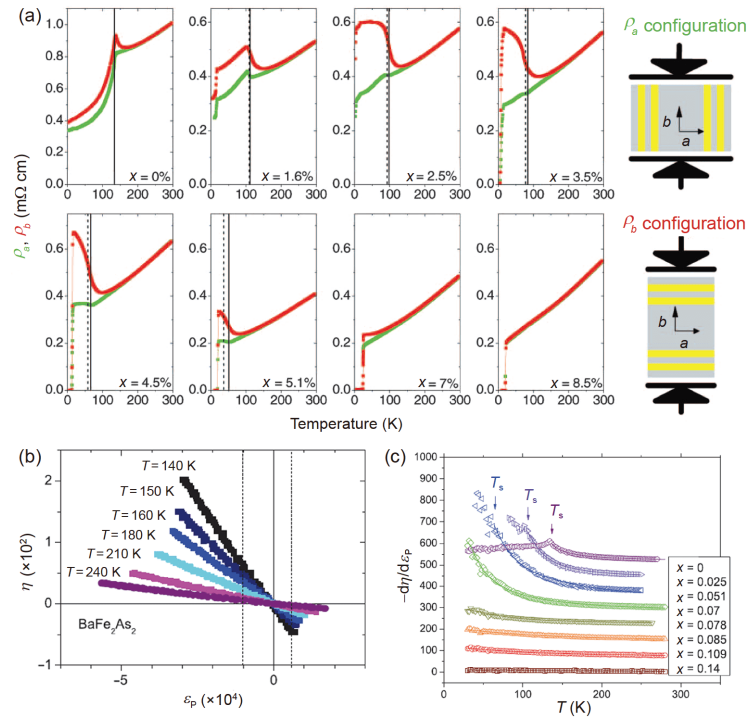


图 4 (网络版彩图) (a)  $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$  体系中退孪晶情况下正交结构  $a$  轴和  $b$  轴电阻率  $\rho_a$  和  $\rho_b$  随温度的变化<sup>[28]</sup>. 竖虚线和实线分别表示反铁磁转变温度  $T_N$  和结构相变温度  $T_S$ . 右侧给出了退孪晶情况下两个方向电阻率的测量示意图. (b)  $BaFe_2As_2$  样品在不同温度下其电阻各向异性  $\eta$  (定义见正文) 随应变的变化<sup>[13]</sup>. (c)  $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$  体系中向列极化率  $d\eta/d\epsilon$  随温度的变化. 实线为用类似居里-外斯公式拟合的结果<sup>[13]</sup>

**Figure 4** (Color online) (a) Temperature dependence of the resistivity  $\rho_a$  and  $\rho_b$  along the orthorhombic  $a$  and  $b$  axes respectively in detwinned  $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$  [28]. The vertical dashed and solid lines represent the antiferromagnetic transition temperature  $T_N$  and structural transition temperature  $T_S$ . The right panel gives the schematic diagram for measuring the resistivity in the detwinned samples. (b) The strain dependence of  $\eta$  for  $BaFe_2As_2$  at different temperatures [13]. (c) Temperature dependence of the nematic susceptibility  $d\eta/d\epsilon$  for  $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ . The solid lines are fitted results by the Curie-Weiss-like function [13].

书中的方法, 即可以获得

$$\frac{d\psi}{dh} = \frac{\lambda}{ac - \lambda^2}, \quad (6)$$

以及

$$\frac{d\psi}{d\epsilon} = \frac{\lambda}{a}. \quad (7)$$

可以看出,  $d\psi/d\epsilon$  只与向列序的系数  $a$  有关, 而与样品的弹性系数  $b$  和  $d$  无关. 因此, 如果电阻各向异性来源于结构相变而不是电子向列相, 那么  $d\psi/d\epsilon$  是不会反映出相变的信息的. 而在测量中, 在  $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$  的母体和欠掺杂样品中  $d\eta/d\epsilon$  在接近结构相变时出现明显的发散行为, 且可以用平均场的居里-外斯公式描述, 如图 4(c) 所示. 这说明电阻的各向异性不会来源于结构相变, 而是来源于向列序本身. 而此时  $d\eta/d\epsilon$  就对应了向列序的极化率. 另外, 文献[29]用同样方法研究了

Co 和 Ni 掺杂的  $BaFe_2As_2$  中的向列极化率, 发现其行为与杂质无关, 进一步说明电阻各向异性来源于电子结构的本征各向异性.

在确定了铁基超导体中电子向列相的存在后, 进一步需要研究的是该向列相的根本来源是什么. 目前, 主要有两类理论解释, 分别基于电子的自旋自由度和轨道自由度, 而不同的解释也直接意味着不同的超导配对机制, 因此对最终理解铁基超导电性非常重要<sup>[30]</sup>. 对于这两种来源都有很多的实验研究, 而单轴压强和单轴应变也起到很重要的作用.

我们首先看支持向列相起源于自旋自由度的一些证据. 文献[6]率先研究了单轴压强下的磁激发. 他们发现, 在退孪晶之后,  $BaFe_2As_2$  在  $Q = (1, 0, 1)$  处存在低能自旋激发而在  $(0, 1, 1)$  处则没有. 这是符合铁基超导体中共线型反铁磁序的自旋波激发的. 在升温至反

铁磁和结构相变温度之上后, 在这两处位置都观测到低能自旋激发, 但是其强度却并不一样, 如图5(a)所示. 这一强度各向异性随着温度逐渐上升而逐渐减小, 如图5(b)所示, 与电阻各向异性的行为非常相似. 在Ni掺杂的样品中, 反铁磁和结构相变温度下降, 但是上述现象仍然存在. 而在不存在反铁磁序和结构相变的过掺杂样品中, 则没有这一现象. 由于自旋激发的各向异性处于反铁磁转变 $T_N$ 之上, 因此自旋系统没有破坏晶格的平移对称性, 但是自旋激发的强度各向异性则清楚地表明自旋系统破坏了旋转对称性. 这表明, 向列序是与自旋系统紧密相关的. 文献[31]进一步研究了 $\text{BaFe}_{1.935}\text{Ni}_{0.065}\text{As}_2$ 中的低能自旋激发, 发现除了低能自旋激发的强度存在着各向异性, 其半高宽同样在 $T_N$ 之上存在各向异性, 如图5(c)所示. 由于半高宽对应关联长度的倒数, 因此这意味着关联长度的各向异性. 随着温度降低, 在 $(1, 0, 1)$ 处自旋激发的半高宽减小, 而 $(0, 1, 1)$ 处则先降低再增加. 尤其是, 后者的增加是发生在结构相变温度, 而不是反铁磁转变温度. 更进一步, 两处激发强度的倒数与其关联长度的平方差具有一致的随温度的变化关系. 这些结果和基于自旋系统的向列序理论非常一致, 强烈支持向列序的自旋起源

理论<sup>[32]</sup>.

上述实验主要集中在低能的自旋激发, 而文献[7]则研究了退孪晶 $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ 中的完整自旋波, 发现在低温下其两个方向各向异性可以一致存在到约170 meV, 无法用基于局域磁矩的海森堡模型所描述, 如图5(d)所示. 而这一各向异性在 $T_N$ 之上依然存在, 只是其最高能量和强度差随着温度上升而逐渐下降, 表明了向列序及其涨落对自旋激发的强烈影响. 而在不存在长程反铁磁序的最佳掺杂 $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ 中, 文献[33]进一步研究了单轴压强下的高能自旋激发, 发现其各向异性可以一直存在到高达60 meV.

在研究铁基超导体的向列序中, FeSe是一个独特的系统, 因为其仅存在结构相变, 而没有反铁磁序相变. 这使得一直有研究认为自旋体系对于该系统中的向列序不重要, 因此后者应该起源于轨道自由度. 但是对FeSe的自旋激发研究表明, 其低能激发同样和结构相变关联在一起<sup>[34]</sup>. 由于FeSe单晶样品质量较小, 因此想要在退孪晶样品上进行非弹性中子散射实验是非常困难的. 文献[35]巧妙利用了文献[7]的装置, 在大块 $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ 单晶上贴附较小的多块FeSe单晶样品. 当 $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ 在单轴压强下退孪晶时, 其应变也会使FeSe

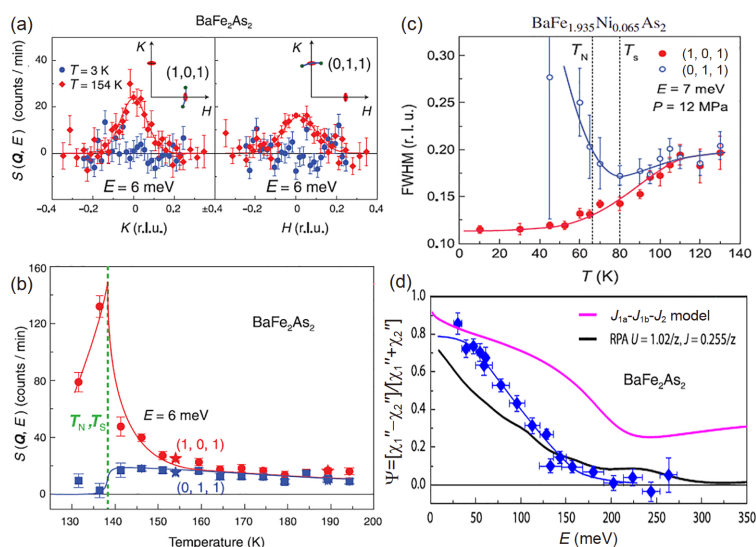


图5 (网络版彩图) (a) 退孪晶 $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ 在6 meV的自旋激发<sup>[6]</sup>. 插图给出了倒空间扫描的位置和方向. 在低温时其自旋激发存在约10 meV的能隙, 因此其6 meV处扫描的强度为零. (b) 退孪晶 $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ 在6 meV的自旋激发强度随温度的变化<sup>[6]</sup>. (c) 退孪晶 $\text{BaFe}_{1.935}\text{Ni}_{0.065}\text{As}_2$ 在7 meV的自旋激发半高宽随温度的变化<sup>[31]</sup>. (d) 退孪晶 $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ 高能自旋激发各向异性随能量的变化<sup>[7]</sup>

**Figure 5** (Color online) (a) Spin excitations of detwinned  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  at 6 meV [6]. The insets show the positions and directions of the scans in the reciprocal space. A spin gap of about 10 meV exists for the spin excitations at low temperatures, which results in zero intensity for the scans at 6 meV. (b) Temperature dependence of spin excitations of detwinned  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  at 6 meV [6]. (c) Temperature dependence of the full-width-at-half-maximum (FWHM) for the spin excitations of  $\text{BaFe}_{1.935}\text{Ni}_{0.065}\text{As}_2$  at 7 meV [31]. (d) The energy dependence of anisotropy for high-energy spin excitations in detwinned  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  [7].



单晶样品受到较大的应变, 达到部分退孪晶的目的. 这其中很重要的一点是, 尽管FeSe和BaFe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>的低能激发具有相近的倒波矢, 但是后者在反铁磁序时具有较大的自旋能隙, 因此不影响对FeSe低温下低能自旋激发的研究. 结果表明, FeSe的低能自旋激发和上述其他铁基超导体一样, 确实存在着较强的各向异性. 但是, 在较低能量, 这一各向异性减弱, 表明存在着有能隙的四重对称性模式. 但是在超导态内, 与超导直接相关的中子自旋共振峰仍然存在着很强的各向异性, 表明自旋涨落可能导致超导能隙的各向异性.

除了中子散射对自旋激发的研究外, 也有其他很多证据表明自旋自由度在理解向列相中的重要性. 例如, 文献[36]表明单轴压强可以提高 $T_N$ , 使得结构相变变得模糊, 而且在很高温度就可以诱导正交结构畸变, 且电阻的各向异性与磁相变的本质有关. 文献[37]通过Sr和Ba互掺, 在Sr<sub>1-x</sub>Ba<sub>x</sub>Fe<sub>1.97</sub>Ni<sub>0.03</sub>As<sub>2</sub>体系中实现了反铁磁和结构相变均为一级到均为二级的转变, 尤其是存在着反铁磁相变为二级而结构相变为一级的区域, 和向列相的自旋起源理论非常一致. 文献[11]研究了极大应变情况下BaFe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>中的磁化率和电阻, 发现磁化率的各向异性主要出现在 $T_N$ 以下, 表明晶格和轨道自由度的重要性较低. 文献[9]则通过比较直接的输运测量和弹性电阻测量, 发现FeSe中无应变的电阻各向异性在结构相变温度之下出现并很快到达最高点. 随着温度降低, 这一各向异性又开始下降并在低温时几乎到零, 表明电阻各向异性主要来源于各向异性自旋涨落的非弹性散射. 文献[38]研究了退孪晶FeSe的红外谱, 发现向列相内的低能激发谱被各向异性的Drude权重和散射率所影响. 但是在零频极限下, 各向异性散射率随温度的依赖关系起主要作用, 说明向列相的性质应当主要由各向异性的自旋涨落所决定.

上述测量表明了自旋自由度在理解向列相起源中的重要性, 同样有很多研究表明了轨道自由度的重要性. 例如, 文献[39]研究了退孪晶Ba(Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>)<sub>2</sub>As<sub>2</sub>的角分辨光电子谱. 图6(a)给出了倒空间沿 $\Gamma$ -X和 $\Gamma$ -Y方向的费米面. 可以看出, 其形状非常不同, 来源于空穴和电子能带的反交叉. 这一交叉在两个方向发生于不同的能量: 沿 $\Gamma$ -X方向, 靠近费米能量, 导致很小的费米口袋; 沿 $\Gamma$ -Y方向, 比费米能量低30 meV, 导致较大的电子费米口袋. 在孪晶样品中, 无法区分这两个方向, 会导致看起来像是 $d_{xz}$ 和 $d_{yz}$ 能带劈裂的现象. 如果将孪

晶样品中的能带劈裂和退孪晶中的能量画在一起, 可以看出前者截止于反铁磁或结构相变, 而后者则会一直存在到较高的温度, 和退孪晶样品的电阻测量较为相似, 如图6(b)所示, 表明其和向列相之间的紧密关系. 在NaFeAs和FeSe等其他材料中, 同样在退孪晶样品中发现很大的 $d_{xz}$ 和 $d_{yz}$ 轨道劈裂<sup>[40,41]</sup>.

随后铁基超导体中各轨道随动量的详细依赖关系同样表明了轨道序对理解向列相来源的重要性<sup>[42,43]</sup>. 图6(c)给出了在退孪晶FeSe中观测到的能带示意图. 这里为了简单, 没有考虑到各轨道的杂化. 可以看出, 除了 $d_{xz}$ 和 $d_{yz}$ 在理解向列相中很重要之外,  $d_{xy}$ 轨道也很关键. 尤其是 $d_{xy}$ 和 $d_{xz}$ 轨道会有交叉, 从而导致打开一个杂化能隙. 这些结果说明轨道自由度在理解向列序来源方面同样不可或缺.

尽管已经有如此多的工作, 目前对于向列序的来源实际上还没有一个统一的认识. 一方面, 理论上缺少决定性的预测, 从而能够让我们从实验上确定哪种理论是正确的; 另一方面, 也缺少一锤定音的实验手段来解决这一问题. 上述所介绍的各种实验结果实际上只是从某一自由度解释了向列序的特性, 而无法完全排除其他自由度的影响. 因此, 还需要更多的研究更深入理解向列相的来源. 可以预见的是, 单轴压强这一技术在其中仍将扮演重要的角色.

不论向列序的来源是什么, 当其被掺杂等所抑制时, 就有可能存在着向列量子临界点和向列量子临界涨落. 如上所述, 在研究弹性电阻时, 人们已经发现其电阻各向异性随温度的依赖关系可以用居里-外斯公式来拟合<sup>[13]</sup>. 因此将存在着一个掺杂点, 其外斯温度为零, 从而原则上会有一个转变温度为零的向列相变, 即向列量子临界点. 文献[44]通过测量系列样品最佳掺杂的向列极化率, 表明在很多铁基超导体系统中均存在向列极化率零温发散的掺杂, 如图7(a)所示, 因而可能广泛存在向列量子临界点. 上述研究中向列极化率的测量是沿着向列序的方向, 即单轴应变沿着四方相的(1, 1, 0)方向. 这使得我们无法区分来源于有限温度向列相变的热临界涨落和零温向列相变的量子临界涨落. 为此, 文献[23]研究了BaFe<sub>2-x</sub>Ni<sub>x</sub>As<sub>2</sub>中沿(1, 1, 0)和(1, 0, 0)两个方向的“向列极化率”, 发现前者确实无法观测到向列量子临界涨落, 而后者则仅在最佳掺杂附近出现且在向列外斯温度为零时最强, 如图7(b)所示, 表明了向列量子临界涨落的存在. 上述研究的体

系中既存在着反铁磁序也存在着向列序, 因此文献[45]研究了 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ 体系, 即仅存在向列序的体系. 他们发现, 向列序随着S掺杂而逐渐被抑制, 最终出现向列量子临界点, 其向列极化率在零温发散. 有意思的是, 通过少量的Cr掺杂可以有效地抑制超导和向列涨落, 可以发现仅存在反铁磁量子临界点而不存在向列量子临界点的体系[46].

既然向列序和向列量子临界点广泛存在于铁基超导体中, 那么向列涨落和超导之间会有什么关系呢? 文献[47]研究了铁基超导体中有序磁矩大小和向列涨落之间的关系, 在多个体系中均发现前者是通过向列极化率获得的向列距离常数的倒数呈线性关系, 如图7(c)所示, 表明向列涨落的增强将减弱反铁磁序. 有意思的是, 超导是在向列涨落的强度达到一定程度时才会出现, 暗示二者之间的紧密关系. 文献[48]研究了铁基超导体中 $T_c$ 和单轴压强的关系, 发现基于向列序参量和超导序参量耦合的朗道二级相变理论可以解释 $T_c$ 和单轴压强的非线性行为. 然而这一直接的耦合强度并不随掺杂而显著变化, 说明向列涨落对超导的贡献, 如果有的话, 应当来源于其他耦合形式. 文献[49]

研究了退孪晶样品磁场面内旋转时的电阻, 表明向列相对于超导序参量各向异性的影响不大. 文献[50]用红外研究了最佳掺杂 $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ , 发现在超导相变温度之下存在着应力导致的光学各向异性. 这些初步的结果对理解向列涨落和超导之间的关系有一定的帮助, 但是由于测量手段的限制, 还需要进一步研究来揭示向列涨落和超导是如何直接相关的.

在铁基超导体中, 单轴压强或单轴应变除了作为向列相的耦合外场外, 还可以作为直接改变体系电子态的工具, 不过这往往也与向列相息息相关. 例如, 文献[51,52]研究了在 $c$ 方向加压下反铁磁和超导转变的变化. 他们发现, 轻微欠掺杂 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.72}\text{P}_{0.28})_2$ 的反铁磁序在 $c$ 方向加压下会逐渐降低并最终消失, 而 $T_c$ 则增加. 而在最佳掺杂 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3})_2$ 中, 加压会导致 $T_c$ 略微降低但诱导出反铁磁序. 当然, 这种 $c$ 方向单轴压强的效果最终可能还是来源于面内的磁弹耦合与向列序有关. 文献[53]在铁基超导体 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ 中施加很大的面内应变, 发现各向异性应变会导致 $T_c$ 降低. 在最佳掺杂样品中, 不到1%的应变即可导致 $T_c$ 降低到原来的1/5. 而在欠掺杂样品中, 甚至可以完全抑制超

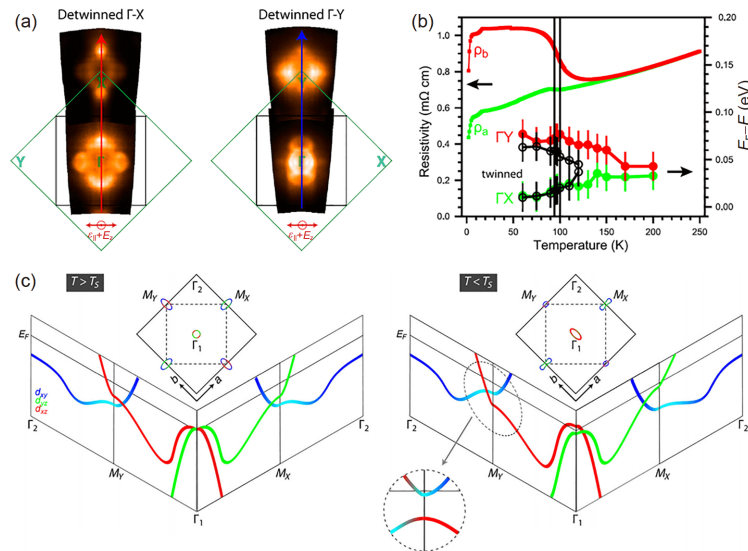


图 6 (网络版彩图) (a) 退孪晶 $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ 样品在低温下的费米面, 沿着 $\Gamma$ -X(左)和 $\Gamma$ -Y(右)两个方向[39]. (b) 在倒空间X和Y附近空穴色散相对于费米面的能量随温度的变化[39]. 作为对比, 也给出了电阻率的变化. (c) 向列相导致的FeSe能带重建的示意图. 左和右分别对应了四方和正交相的情况[42]. 为了简化, 没有考虑能带杂化和自旋轨道耦合效应. 放大图给出了在 $M_Y$ 附近由于 $d_{xz}$ 轨道下降和 $d_{xy}$ 轨道交叉所导致的杂化能隙

Figure 6 (Color online) (a) Fermi surfaces of detwinned  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  at low temperatures along the  $\Gamma$ -X (left) and  $\Gamma$ -Y (right) directions [39]. (b) Energy position of hole dispersions near X (green) and Y relative to the Fermi energy at the representative momentum plotted as a function of temperature [39]. The temperature dependence of the resistivity is also given for comparison. (c) Schematic of the nematic band reconstruction for the tetragonal (left) and orthorhombic (right) phases for FeSe [42]. Band hybridizations and the effect of spin-orbit coupling (SOC) are omitted for simplicity. At  $M_Y$  in the nematic phase, the downshifted  $d_{xz}$  band crosses the  $d_{xy}$  band, opening up a hybridization gap.

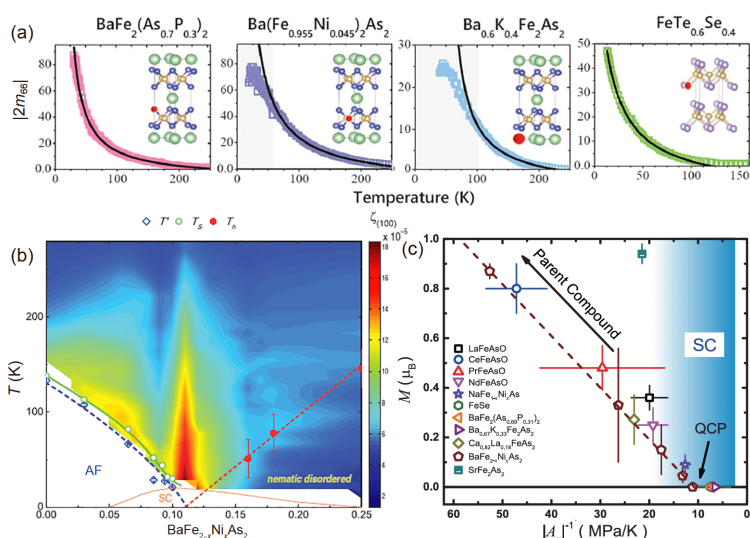


图7 (网络版彩图) (a) 几种最佳掺杂铁基超导体的向列极化率随温度的变化<sup>[44]</sup>. 实线是用类似居里-外斯公式拟合的结果. 插图给出了晶体结构. (b)  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ 体系中沿(100)方向的向列极化率随掺杂的变化<sup>[23]</sup>. AF和SC代表反铁磁序和超导态. (c) 多种铁基超导体中反铁磁有序磁矩和向列居里常数倒数之间的关系<sup>[47]</sup>

**Figure 7** (Color online) (a) Temperature dependence of nematic susceptibility in some optimally doped iron-based superconductors [44]. The solid lines are fitted results by a Curie-Weiss-like function. The insets show the crystal structures. (b) The doping dependence of nematic susceptibility along the (100) direction for  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  [23]. The labels “AF” and “SC” represent the antiferromagnetic order and superconductivity, respectively. (c) The relationship between the antiferromagnetic ordered moment and the inverse of nematic Curie constant for various iron-based superconductors [47].

导. 这一超导电性的消失和晶格对称性的改变直接相关, 说明向列涨落在形成铁基超导电性中的重要作用.

## 5 利用单轴压强技术研究其他超导体

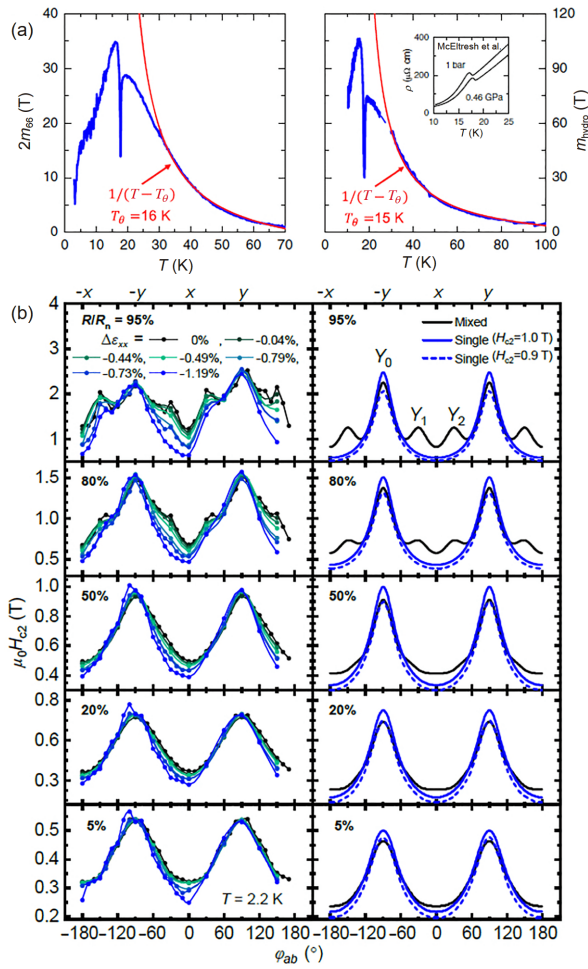
在上一节中, 我们主要介绍了单轴压强和单轴应变技术在铁基超导体中的应用. 这些技术在其他超导体中也逐渐有了较为重要的应用, 但是相对而言起的作用没有那么突出. 这一方面是因为在这些体系中, 向列相和向列涨落即便有也处于相对不重要的地位, 另一方面则是因为相关的测量技术还在发展中. 下面我们给出几个简单的例子.

在其他超导体中, 也有实验表明可能存在向列相, 因此单轴压强和单轴应变技术也可以应用到这些体系. 例如, 在铜基超导体中, 已经有中子散射、Nernst和磁扭矩等实验<sup>[54-56]</sup>, 表明在退孪晶样品中孪能隙区域的物性存在较大的各向异性, 破坏了四重旋转对称性, 可能存在向列相. 因此, 类似于铁基超导体, 可以期待其向列极化率可能也存在着发散的行为. 文献<sup>[57]</sup>通过类似于铁基超导体中测量弹性电阻的方法, 确实发现在(Bi,Pb)-2212体系中, 电阻对Cu-O-Cu方向

的单轴应变响应较大. 类似于上述研究铁基超导体向列极化率的方法, 他们发现同样可以定义铜基中的向列极化率. 该向列极化率在孪能隙温度 $T^*$ 出现转折, 表明体系可能进入了向列相. 而用居里-外斯公式拟合向列极化率获得的外斯温度则在0.2掺杂附近为零, 暗示了向列量子临界点的存在. 在 $\text{URu}_2\text{Si}_2$ 中, 同样可以通过弹性电阻的测量, 发现向列极化率在隐藏序处发散, 表明后者可能和向列序有关<sup>[58]</sup>. 但是文献<sup>[59]</sup>的测量表明, 该体系中的电阻随单轴应变的改变其实来源于体效应, 即电阻随静水压的改变, 和向列相无关. 图8(a)给出了利用单轴应变测量的 $m_{66}$ 随温度的变化关系, 在隐藏序相变之上存在着居里-外斯行为, 类似于铁基超导体中向列极化率的发散. 但是, 通过静水压测量电阻随温度的变化, 并计算电阻 $\rho$ 随体积 $V$ 的变化,  $m_{\text{hydro}} = (\Delta\rho/\rho)/(\Delta V/V)$ , 可以看出其同样可以用居里-外斯公式拟合且定量上是相似的, 说明该体系中并不存在向列相. 这一结果说明, 我们在利用单轴应变来探索向列相是否存在时, 还需要综合考虑其他的结果.

在 $A_2\text{Bi}_2\text{Se}_3$  ( $A = \text{Cu}, \text{Sr}, \text{Nb}$ )体系中, 多种测量手段已经发现, 其超导能隙具有面内的两种对称性, 破坏了晶格的三重对称性, 因此被称为向列超导电性<sup>[60-62]</sup>. 有





**图 8** (网络版彩图) (a) 在 $URu_2Si_2$ 体系中通过单轴应变测量的 $m_{66}$ 和静水压测量的 $m_{hydro}$ 随温度的变化<sup>[59]</sup>, 插图显示出在静水压下电阻率随温度的变化. 实线是用居里-外斯公式拟合的结果. (b)  $Sr_xBi_2Se_3$ 中通过单轴应变控制超导畴<sup>[63]</sup>. 左列为2.2 K时上临界场 $H_{c2}$ 随面内磁场角度 $\phi_{ab}$ 的变化. 右列是超导畴被单轴应变所调整的示意图

**Figure 8** (Color online) (a) Temperature dependence of  $m_{66}$  and  $m_{hydro}$  for  $URu_2Si_2$  obtained by the uniaxial strain and hydrostatic pressure measurements, respectively [59]. The inset shows the temperature dependence of the resistivity under hydrostatic pressure. The solid lines are fitted by Curie-Weiss function. (b) Control of the superconducting domains in  $Sr_xBi_2Se_3$  by uniaxial strain [63]. (Left) The in-plane field angular  $\phi_{ab}$  dependence of the upper critical field  $H_{c2}$ . (Right) The sketch for the change of the superconducting domains by the uniaxial strain.

意思的是, 与上述铁基和铜基超导体等很多非常规超导体不同的是, 该体系并不靠近任何磁有序或电荷有序态. 不过在上述研究中, 都是在无应变的样品中进行的, 无法控制其取向. 文献[63]在 $Sr_xBi_2Se_3$ 的 $a$ 方向施加了单轴应力并研究其超导电性. 他们发现, 压缩应变会使得面内上临界场的周期行为发生改变,

如图8(b)所示. 而这一行为可以用超导畴的改变很好地揭示, 即单轴应变抑制了较小的两个超导畴. 通过与相关理论对比, 他们认为该体系的超导是具有 $\Delta_{4y}$ 对称性的, 即超导能隙的最大值位于倒空间的 $a^*$ 方向.

在 $Sr_2RuO_4$ 体系中, 人们同样发现了单轴压强在研究超导电性中的重要作用. 文献[64]研究了 $Sr_2RuO_4$ 在单轴应变下 $T_c$ 的改变, 发现沿着(100)方向的应变会导致 $T_c$ 在压力和拉力下是对称的且剧烈升高的, 而(110)方向的变化则弱很多, 且是非对称的. 文献[65]进一步表明, 当沿着(100)方向的应变达到约0.6%时, 其 $T_c$ 从1.5 K升高到3.4 K. 而再增加压强时则会导致 $T_c$ 迅速下降, 如图9(a)所示. 理论计算表明最高的 $T_c$ 是和费米面经过一个Van Hove奇点导致的Lifshitz转变有关, 且其超导序参量可能具有偶对称性, 而不是奇对称性. 随后, 通过角分辨光电子谱的测量, 文献[10]确实发现 $Sr_2RuO_4$ 在很大的单轴应变下其费米面的 $\gamma$ 能带出现了Lifshitz转变. 文献[66]则研究了 $Sr_2RuO_4$ 在单轴压强下的比热, 发现超导转变处的比热跃变 $\Delta C/C$ 随着单轴压强的增加而平滑的上升, 而并没有证据表明存在压强诱导的序参量转变. 这一结果说明其超导序参量应该只有一个分量.

除了向列相和超导之外, 单轴压强还可能和其他的序相关联. 例如, 文献[67]发现, 在单轴应变下可以在 $YBa_2Cu_3O_{6.67}$ 中诱导出三维长程电荷密度波. 在铜基超导体中, 已经广泛发现电荷密度波的存在, 具体包括镧系超导体中的条纹相<sup>[25]</sup>、其他体系中观测到的准二维短程双轴电荷密度波<sup>[68-70]</sup>以及高磁场下的三维电荷密度波<sup>[71,72]</sup>. 文献[67]则在 $a$ 轴施加单轴压强, 通过观测不同倒空间位置的弹性X射线衍射区分单轴应变对二维和三维电荷密度波的影响. 他们发现, 应变的改变对于二维电荷密度波的强度和宽度有一定影响, 但是对其位置没有影响. 让人惊奇的是, 通过弹性测量可以发现, 单轴应变会使得体系中原本不存在的三维电荷密度波出现, 如图9(b)所示. 而非弹性X射线散射测量的一支光学声子谱则在相应的位置出现明显的软化, 与电荷密度波转变直接相关. 另外, 该电荷密度波的强度在样品进入超导态后下降, 表明二者之间是相互竞争的.

最后, 我们简单介绍一下单轴压强和单轴应变在有机超导体研究中的几个例子. 文献[73]研究了 $\beta$ -(BDA-TTP) $_2X$  ( $X = SbF_6, AsF_6$ )中超导对单轴压强的响应, 发现不同方向的单轴压强对 $T_c$ 有不同的影响, 且和载流



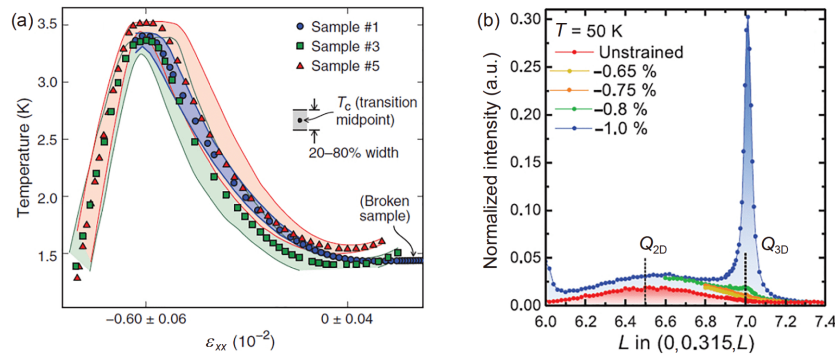


图 9 (网络版彩图) (a)  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  的  $T_c$  随 (100) 方向单轴应变的变化<sup>[65]</sup>. (b)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$  中沿着  $(0, 0.315, L)$  方向准弹性信号随着  $a$  轴应变的变化<sup>[67]</sup>

Figure 9 (Color online) (a) The change of  $T_c$  with the uniaxial strain along (100) for  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [65]. (b) Quasi-elastic intensity along the  $(0, 0.315, L)$  direction as function of  $a$  axis uniaxial strain for  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$  [67].

子层  $X$  有一定的关系, 可以用反铁磁自旋涨落的增强和三角晶格的阻挫效应理解. 文献[74]研究了  $\beta$ -(BDA-TTP) $_2\text{I}_3$ , 发现不同方向单轴压强对超导转变温度的影响可以用压强的角度和有效电子关联的贡献理解. 文献[75]则研究了量子自旋液体  $\kappa$ -(ET) $_2\text{Ag}_2(\text{CN})_3$  在单轴压强下的物理性质的变化, 发现沿着面内  $b$  和  $c$  方向的压缩应变抑制了半导体行为并导致莫特相变, 最终导致低温的超导转变, 可能和三角晶格的畸变有关.

## 6 总结

本文较为系统地介绍了主要应用于超导领域中的

单轴压强和单轴应变装置, 并以铁基超导体的向列相研究为主要内容介绍了单轴压强技术在超导研究中的应用. 在这些研究中, 单轴压强可以和某一方向的对称性相联系, 从而获得与该对称性相关的物理性质. 另外, 极大的单轴应变也可能直接改变系统的基态, 使其成为一种强有力的量子调控手段. 值得指出的是, 单轴压强和单轴应变技术是近些年在研究铁基超导体中逐渐发展并丰富起来, 并逐渐应用到其他非常规超导体体系以及强关联电子体系的. 可以预计, 这一技术将随着物理研究内容的丰富而进一步发展, 并和越来越多的测量手段相结合, 从而在超导和强关联电子体系的研究中起到更大的作用.

## 参考文献

- Keimer B, Kivelson S A, Norman M R, et al. From quantum matter to high-temperature superconductivity in copper oxides. *Nature*, 2015, 518: 179–186
- Dai P. Antiferromagnetic order and spin dynamics in iron-based superconductors. *Rev Mod Phys*, 2015, 87: 855–896, arXiv: 1503.02340
- Pfleiderer C. Superconducting phases of  $f$ -electron compounds. *Rev Mod Phys*, 2009, 81: 1551–1624, arXiv: 0905.2625
- MacKenzie A P, Maeno Y. The superconductivity of  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  and the physics of spin-triplet pairing. *Rev Mod Phys*, 2003, 75: 657–712
- Shapiro M C, Hlobil P, Hristov A T, et al. Symmetry constraints on the elastoresistivity tensor. *Phys Rev B*, 2015, 92: 235147, arXiv: 1509.05462
- Lu X, Park J T, Zhang R, et al. Nematic spin correlations in the tetragonal state of uniaxial-strained  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ . *Science*, 2014, 345: 657–660, arXiv: 1408.2756
- Lu X, Scherer D D, Tam D W, et al. Spin waves in detwinned  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ . *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 067002, arXiv: 1807.01471
- Man H, Lu X, Chen J S, et al. Electronic nematic correlations in the stress-free tetragonal state of  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ . *Phys Rev B*, 2015, 92: 134521, arXiv: 1507.05423
- Tanatar M A, Böhmer A E, Timmons E I, et al. Origin of the resistivity anisotropy in the nematic phase of FeSe. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 127001, arXiv: 1511.04757
- Sunko V, Abarca Morales E, Marković I, et al. Direct observation of a uniaxial stress-driven Lifshitz transition in  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ . *npj Quant Mater*,

- 2019, 4: 46, arXiv: [1903.09581](#)
- 11 He M, Wang L, Ahn F, et al. Dichotomy between in-plane magnetic susceptibility and resistivity anisotropies in extremely strained  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ . *Nat Commun*, 2017, 8: 504, arXiv: [1610.05575](#)
  - 12 Mirri C, Dusza A, Bastelberger S, et al. Nematic-driven anisotropic electronic properties of underdoped detwinned  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  revealed by optical spectroscopy. *Phys Rev B*, 2014, 90: 155125
  - 13 Chu J H, Kuo H H, Analytis J G, et al. Divergent nematic susceptibility in an iron arsenide superconductor. *Science*, 2012, 337: 710–712, arXiv: [1203.3239](#)
  - 14 Shayegan M, Karrai K, Shkolnikov Y P, et al. Low-temperature, *in situ* tunable, uniaxial stress measurements in semiconductors using a piezoelectric actuator. *Appl Phys Lett*, 2003, 83: 5235–5237, arXiv: [cond-mat/0411740](#)
  - 15 Kuo H H, Shapiro M C, Riggs S C, et al. Measurement of the elastoresistivity coefficients of the underdoped iron arsenide  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.975}\text{Co}_{0.025})_2\text{As}_2$ . *Phys Rev B*, 2013, 88: 085113, arXiv: [1306.4377](#)
  - 16 Shapiro M C, Hristov A T, Palmstrom J C, et al. Measurement of the  $B_{1g}$  and  $B_{2g}$  components of the elastoresistivity tensor for tetragonal materials via transverse resistivity configurations. *Rev Sci Instrum*, 2016, 87: 063902, arXiv: [1603.03537](#)
  - 17 Walmsley P, Fisher I R. Determination of the resistivity anisotropy of orthorhombic materials via transverse resistivity measurements. *Rev Sci Instrum*, 2017, 88: 043901, arXiv: [1610.03122](#)
  - 18 Hristov A T, Palmstrom J C, Straquadine J A W, et al. Measurement of elastoresistivity at finite frequency by amplitude demodulation. *Rev Sci Instrum*, 2018, 89: 103901, arXiv: [1803.01909](#)
  - 19 Gati E, Xiang L, Bud'ko S L, et al. Measurements of elastoresistance under pressure by combining *in-situ* tunable quasi-uniaxial stress with hydrostatic pressure. *Rev Sci Instrum*, 2020, 91: 023904, arXiv: [1911.08599](#)
  - 20 Hristov A T, Ikeda M S, Palmstrom J C, et al. Elastoresistive and elastocaloric anomalies at magnetic and electronic-nematic critical points. *Phys Rev B*, 2019, 99: 100101, arXiv: [1809.04582](#)
  - 21 Hicks C W, Barber M E, Edkins S D, et al. Piezoelectric-based apparatus for strain tuning. *Rev Sci Instrum*, 2014, 85: 065003, arXiv: [1403.4368](#)
  - 22 Barber M E, Steppke A, Mackenzie A P, et al. Piezoelectric-based uniaxial pressure cell with integrated force and displacement sensors. *Rev Sci Instrum*, 2019, 90: 023904
  - 23 Liu Z, Gu Y, Zhang W, et al. Nematic quantum critical fluctuations in  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ . *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 157002, arXiv: [1511.05784](#)
  - 24 Gu Y, Liu B, Hong W, et al. A temperature-modulated dilatometer by using a piezobender-based device. *Rev Sci Instrum*, 2020, 91: 123901, arXiv: [2001.09450](#)
  - 25 Tranquada J M, Sternlieb B J, Axe J D, et al. Evidence for stripe correlations of spins and holes in copper oxide superconductors. *Nature*, 1995, 375: 561–563
  - 26 Kivelson S A, Fradkin E, Emery V J. Electronic liquid-crystal phases of a doped Mott insulator. *Nature*, 1998, 393: 550–553, arXiv: [cond-mat/9707327](#)
  - 27 Fradkin E, Kivelson S A, Lawler M J, et al. Nematic Fermi fluids in condensed matter physics. *Annu Rev Condens Matter Phys*, 2010, 1: 153–178, arXiv: [0910.4166](#)
  - 28 Chu J H, Analytis J G, De Greve K, et al. In-plane resistivity anisotropy in an underdoped iron arsenide superconductor. *Science*, 2010, 329: 824–826
  - 29 Kuo H H, Fisher I R. Effect of disorder on the resistivity anisotropy near the electronic nematic phase transition in pure and electron-doped  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ . *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 227001, arXiv: [1311.0933](#)
  - 30 Fernandes R M, Chubukov A V, Schmalian J. What drives nematic order in iron-based superconductors? *Nat Phys*, 2014, 10: 97–104
  - 31 Zhang W, Park J T, Lu X, et al. Effect of nematic order on the low-energy spin fluctuations in detwinned  $\text{BaFe}_{1.935}\text{Ni}_{0.065}\text{As}_2$ . *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 227003, arXiv: [1607.06549](#)
  - 32 Fernandes R M, Schmalian J. Manifestations of nematic degrees of freedom in the magnetic, elastic, and superconducting properties of the iron pnictides. *Supercond Sci Technol*, 2012, 25: 084005, arXiv: [1204.3694](#)
  - 33 Song Y, Lu X, Abernathy D L, et al. Energy dependence of the spin excitation anisotropy in uniaxial-strained  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ . *Phys Rev B*, 2015, 92: 180504, arXiv: [1511.02759](#)
  - 34 Wang Q, Shen Y, Pan B, et al. Strong interplay between stripe spin fluctuations, nematicity and superconductivity in FeSe. *Nat Mater*, 2016, 15: 159–163, arXiv: [1502.07544](#)

- 35 Chen T, Chen Y, Kreisel A, et al. Anisotropic spin fluctuations in detwinned FeSe. *Nat Mater*, 2019, 18: 709–716, arXiv: [1905.08399](#)
- 36 Lu X, Tseng K F, Keller T, et al. Impact of uniaxial pressure on structural and magnetic phase transitions in electron-doped iron pnictides. *Phys Rev B*, 2016, 93: 134519, arXiv: [1507.04191](#)
- 37 Gong D, Liu Z, Gu Y, et al. Nature of the antiferromagnetic and nematic transitions in  $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Fe}_{1.97}\text{Ni}_{0.03}\text{As}_2$ . *Phys Rev B*, 2017, 96: 104514, arXiv: [1705.04938](#)
- 38 Chinotti M, Pal A, Degiorgi L, et al. Ingredients for the electronic nematic phase in FeSe revealed by its anisotropic optical response. *Phys Rev B*, 2018, 98: 094506
- 39 Yi M, Lu D, Chu J H, et al. Symmetry-breaking orbital anisotropy observed for detwinned  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  above the spin density wave transition. *Proc Natl Acad Sci*, 2011, 108: 6878–6883, arXiv: [1011.0050](#)
- 40 Zhang Y, He C, Ye Z R, et al. Symmetry breaking via orbital-dependent reconstruction of electronic structure in detwinned NaFeAs. *Phys Rev B*, 2012, 85: 085121, arXiv: [1111.6430](#)
- 41 Shimojima T, Suzuki Y, Sonobe T, et al. Lifting of  $xz/yz$  orbital degeneracy at the structural transition in detwinned FeSe. *Phys Rev B*, 2014, 90: 121111, arXiv: [1407.1418](#)
- 42 Yi M, Pfau H, Zhang Y, et al. Nematic energy scale and the missing electron pocket in FeSe. *Phys Rev X*, 2019, 9: 041049, arXiv: [1903.04557](#)
- 43 Pfau H, Chen S D, Yi M, et al. Momentum dependence of the nematic order parameter in iron-based superconductors. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 066402, arXiv: [1908.02790](#)
- 44 Kuo H H, Chu J H, Palmstrom J C, et al. Ubiquitous signatures of nematic quantum criticality in optimally doped Fe-based superconductors. *Science*, 2016, 352: 958–962, arXiv: [1503.00402](#)
- 45 Hosoi S, Matsuura K, Ishida K, et al. Nematic quantum critical point without magnetism in  $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$  superconductors. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2016, 113: 8139–8143, arXiv: [1604.00184](#)
- 46 Zhang W, Wei Y, Xie T, et al. Unconventional antiferromagnetic quantum critical point in  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.97}\text{Cr}_{0.03})_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ . *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 037001
- 47 Gu Y, Liu Z, Xie T, et al. Unified phase diagram for iron-based superconductors. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 157001, arXiv: [1704.05182](#)
- 48 Liu Z, Gu Y, Hong W, et al. Nonlinear uniaxial pressure dependence of  $T_c$  in iron-based superconductors. *Phys Rev Res*, 2019, 1: 033154, arXiv: [1803.00717](#)
- 49 Schmidt J, Bekeris V, Lozano G S, et al. Nematicity in the superconducting mixed state of strain detwinned underdoped  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ . *Phys Rev B*, 2019, 99: 064515, arXiv: [1901.02504](#)
- 50 Pal A, Chinotti M, Chu J H, et al. Optical anisotropy in optimally doped iron-based superconductor. *npj Quant Mater*, 2019, 4: 3
- 51 Hu D, Wang W, Zhang W, et al.  $c$ -axis pressure-induced antiferromagnetic order in optimally P-doped  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.70}\text{P}_{0.30})_2$  superconductor. *npj Quant Mater*, 2018, 3: 47, arXiv: [1808.05153](#)
- 52 Hu D, Tam D W, Zhang W, et al. Uniaxial  $c$ -axis pressure effects on the underdoped superconductor  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.72}\text{P}_{0.28})_2$ . *Phys Rev B*, 2020, 101: 020507
- 53 Malinowski P, Jiang Q, Sanchez J J, et al. Suppression of superconductivity by anisotropic strain near a nematic quantum critical point. *Nat Phys*, 2020, 16: 1189–1193, arXiv: [1911.03390](#)
- 54 Hinkov V, Haug D, Fauqué B, et al. Electronic liquid crystal state in the high-temperature superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$ . *Science*, 2008, 319: 597–600
- 55 Daou R, Chang J, Leboeuf D, et al. Broken rotational symmetry in the pseudogap phase of a high- $T_c$  superconductor. *Nature*, 2010, 463: 519–522, arXiv: [0909.4430](#)
- 56 Sato Y, Kasahara S, Murayama H, et al. Thermodynamic evidence for a nematic phase transition at the onset of the pseudogap in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ . *Nat Phys*, 2017, 13: 1074–1078, arXiv: [1706.05214](#)
- 57 Ishida K, Hosoi S, Teramoto Y, et al. Divergent nematic susceptibility near the pseudogap critical point in a cuprate superconductor. *J Phys Soc Jpn*, 2020, 89: 064707, arXiv: [1908.07167](#)
- 58 Riggs S C, Shapiro M C, Maharaj A V, et al. Evidence for a nematic component to the hidden-order parameter in  $\text{URu}_2\text{Si}_2$  from differential elastoresistance measurements. *Nat Commun*, 2015, 6: 6425, arXiv: [1405.7403](#)
- 59 Wang L, He M, Hardy F, et al. Electronic nematicity in  $\text{URu}_2\text{Si}_2$  revisited. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 257601, arXiv: [2005.01189](#)
- 60 Matano K, Kriener M, Segawa K, et al. Spin-rotation symmetry breaking in the superconducting state of  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . *Nat Phys*, 2016, 12: 852–854,

arXiv: [1512.07086](https://arxiv.org/abs/1512.07086)

- 61 Yonezawa S, Tajiri K, Nakata S, et al. Thermodynamic evidence for nematic superconductivity in  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . *Nat Phys*, 2017, 13: 123–126, arXiv: [1602.08941](https://arxiv.org/abs/1602.08941)
- 62 Asaba T, Lawson B J, Tinsman C, et al. Rotational symmetry breaking in a trigonal superconductor Nb-doped  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . *Phys Rev X*, 2017, 7: 011009, arXiv: [1603.04040](https://arxiv.org/abs/1603.04040)
- 63 Kostylev I, Yonezawa S, Wang Z, et al. Uniaxial-strain control of nematic superconductivity in  $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . *Nat Commun*, 2019, 11: 4152, arXiv: [1910.03252](https://arxiv.org/abs/1910.03252)
- 64 Hicks C W, Brodsky D O, Yelland E A, et al. Strong increase of  $T_c$  of  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  under both tensile and compressive strain. *Science*, 2014, 344: 283–285
- 65 Steppke A, Zhao L, Barber M E, et al. Strong peak in  $T_c$  of  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  under uniaxial pressure. *Science*, 2017, 355: eaaf9398
- 66 Li Y S, Kikugawa N, Sokolov D A, et al. High-sensitivity heat-capacity measurements on  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  under uniaxial pressure. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2021, 118: e2020492118
- 67 Kim H H, Souliou S M, Barber M E, et al. Uniaxial pressure control of competing orders in a high-temperature superconductor. *Science*, 2018, 362: 1040–1044
- 68 Hoffman J E, Hudson E W, Lang K M, et al. A four unit cell periodic pattern of quasi-particle states surrounding vortex cores in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . *Science*, 2002, 295: 466–469, arXiv: [cond-mat/0201348](https://arxiv.org/abs/cond-mat/0201348)
- 69 Ghiringhelli G, Le Tacon M, Minola M, et al. Long-range incommensurate charge fluctuations in  $(\text{Y,Nd})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ . *Science*, 2012, 337: 821–825, arXiv: [1207.0915](https://arxiv.org/abs/1207.0915)
- 70 Da Silva Neto E H, Yu B, Minola M, et al. Doping-dependent charge order correlations in electron-doped cuprates. *Sci Adv*, 2016, 2: e1600782, arXiv: [1607.06094](https://arxiv.org/abs/1607.06094)
- 71 Wu T, Mayaffre H, Krämer S, et al. Magnetic-field-induced charge-stripe order in the high-temperature superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ . *Nature*, 2011, 477: 191–194, arXiv: [1109.2011](https://arxiv.org/abs/1109.2011)
- 72 Gerber S, Jang H, Nojiri H, et al. Three-dimensional charge density wave order in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$  at high magnetic fields. *Science*, 2015, 350: 949–952
- 73 Ito H, Ishihara T, Tanaka H, et al. Uniaxial compression on the superconductivity of  $\beta$ -BDA-TTP salts. *J Phys-Conf Ser*, 2008, 132: 012012
- 74 Kikuchi K, Isono T, Kojima M, et al. Uniaxial strain orientation dependence of superconducting transition temperature ( $T_c$ ) and critical superconducting pressure ( $P_c$ ) in  $\beta$ -(BDA-TTP) $_2\text{I}_3$ . *J Am Chem Soc*, 2011, 133: 19590–19593
- 75 Tomeno S, Maesato M, Yoshida Y, et al. Uniaxial strain induced superconductivity in quantum spin liquid  $\kappa$ -(ET) $_2\text{Ag}_2(\text{CN})_3$ . *J Phys Soc Jpn*, 2020, 89: 054709



# Application of the uniaxial pressure technique in studying superconductors

LI ShiLiang<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup> *Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*

<sup>2</sup> *School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

<sup>3</sup> *Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*

Because of the rapid development of the uniaxial pressure device in recent years, the uniaxial pressure or strain technique has been increasingly applied to study unconventional superconductors. The physical properties of a sample will change with the uniaxial strain along a particular lattice axis, providing us with important information regarding superconductivity and other characteristics. When compared with hydrostatic pressure measurement, changes in physical properties with the uniaxial pressure are mainly associated with symmetry, making this methodology particularly suitable for studying the symmetry-related properties of a system such as the electronic nematic phase with rotational symmetry breaking. Furthermore, the uniaxial pressure technique can be used to study the superconducting properties. In this review, we will briefly introduce some typical uniaxial pressure and uniaxial strain devices and techniques and their applications on iron-based superconductors as well as other superconductors. The uniaxial pressure technique exhibits some unique advantages with respect to the study of electronic nematicity, superconductivity, and some other competing orders. With further development, the uniaxial pressure technique is expected to play increasingly important roles in the study of superconductors and other strongly correlated systems.

**uniaxial pressure, iron-based superconductors, unconventional superconductors**

**PACS:** 07.10.Pz, 74.70.Xa, 74.25.-q, 71.27.+a

**doi:** [10.1360/SSPMA-2020-0375](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0375)