

“111”型铁基超导材料研究进展

望贤成 靳常青

Research progress about “111”-typed iron based superconductor

Wang Xian-Cheng Jin Chang-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 207414 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181586

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181586>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

112型铁基化合物 EuFeAs_2 的单晶生长与表征

Single crystal growth and characterization of the 112-type iron-pnictide EuFeAs_2

物理学报.2018, 67(20): 207403 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181393>

一维 Cr 基超导体 RbCr_3As_3 的超导能隙

Superconducting gap of quasi-one-dimensional Cr-based superconductor RbCr_3As_3

物理学报.2018, 67(20): 207411 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181692>

铁基高温超导体电子结构的角分辨光电子能谱研究

Angle-resolved photoemission studies on iron based high temperature superconductors

物理学报.2018, 67(20): 207413 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181768>

铁基氟化物超导体 $\text{SrFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{AsF}$ ($x=0, 0.125$) 声子特性的第一性原理计算研究

First-principles study on phonon properties of iron-based fluoride superconductors $\text{SrFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{AsF}$ ($x=0, 0.125$)

物理学报.2014, 63(9): 097401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.097401>

β 型烧绿石氧化物超导体 AOs_2O_6 ($A=\text{K}, \text{Rb}$) 的声子软化与超导电性

Phonon softening and superconductivity of β -pyrochlore oxide superconductors AOs_2O_6 ($A=\text{K}, \text{Rb}$)

物理学报.2012, 61(13): 137402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.137402>

专题: 铁基高温超导体发现十周年

“111”型铁基超导材料研究进展*

望贤成¹⁾ 靳常青^{1)2)†}

1) (中国科学院物理研究所, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2018年8月23日收到; 2018年10月11日收到修改稿)

“111”型铁基超导体包含 LiFeAs, NaFeAs 和 LiFeP 三个组员. 这三个组员的晶体结构简单, 具有非极性解离面等特点, 在铁基超导物理机理研究中发挥着独特的作用. 本文简要介绍“111”型铁基超导体的研究进展.

关键词: “111”型铁基超导体, LiFeAs, LiFeP, NaFeAs

PACS: 74.70.-b, 74.20.Mn, 74.25.-q

DOI: 10.7498/aps.67.20181586

1 引言

大多数铁基超导体母体相的电子能带结构中, 费米面主要由 Fe-3d 轨道 d_{xy} , d_{xz} 和 d_{yz} 中的电子填充, 并形成三个空穴型费米面 (Γ 点) 和两个电子型费米面 (M 点)^[1]. 由于电子型费米面和空穴型费米面完美嵌套, 导致费米面不稳定, 进而使得铁基超导体常常伴随着晶体结构相变和自旋密度波型反铁磁相变的发生. 通过在母体相中引入电子型或空穴型载流子, 长程反铁磁序被逐渐抑制, 进而出现超导. 与铜氧化物超导体体系一样, 在铁基体系中, 反铁磁涨落被认为是超导电子配对的原始驱动力. LiFeAs 是继“1111”和“122”体系超导体发现之后报道的第一个“111”体系超导体^[2-4]. 图 1 为 LiFeAs 的晶体结构示意图, 在 [FeAs] 超导层之间含有两层 Li 原子层, 晶体很容易在这两层 Li 原子层之间解离形成无极性的解离面. 与大多数铁基超导体不同, LiFeAs 费米面不存在嵌套现象 (图 2)^[5], 没有长程反铁磁序, 其本身即表现为具有超导转变温度 $T_c \sim 18$ K 的超导性质. LiFeAs 中电子关联作用与其他铁基超导体相比较弱^[6], 其临界场约为 24.2 T ($H//ab$, $T = 1.4$ K)^[7]. 尽管

LiFeAs 没有长程反铁磁相变, 但是非弹性中子散射实验确认 LiFeAs 体系存在反铁磁自旋涨落, 其超导机理仍然与反铁磁涨落密切相关^[8-11]. LiFeAs 是无需额外掺杂即表现为超导的非常干净的超导体^[12], 在研究掺杂对超导电性影响的过程中避免了由反铁磁序带来的干扰. NaFeAs 母体相随温度降低依次发生了晶体结构转变 ($T_s \sim 52$ K)、反铁磁相变 ($T_N \sim 41$ K) 和超导转变 ($T_c \sim 9$ K)^[13], 在 ~ 3 GPa 的压力条件下 T_c 可以达到 31 K^[14,15], 并在远高于 T_s 以上观察到了电子晶列相结构的存在^[16]. LiFeP 和 LiFeAs 一样本身没有长程反铁磁有序, 其无需掺杂即表现超导转变温度为 6 K 的超导电性^[17,18]. 与 LiFeAs 的超导能隙无节点不同, LiFeP 存在零能隙的超导能隙节点^[19-22]. 由于大尺寸 LiFeP 单晶很难生长, 目前对 LiFeP 超导物性的研究较少, 但是有核磁共振 (NMR) 工作确认了反铁磁涨落的存在^[23]. “111”铁基超导体的晶体结构特点使其具有非极性的解离面, 其表面态的电子结构和体态的电子结构相同, 因此非常适合基于表面实验技术的研究, 例如角分辨光电子能谱 (ARPES)^[24-27] 和扫描隧道显微镜 (STM)^[16] 等. 本文简要介绍目前“111”体系过渡族金属掺杂

* 国家自然科学基金 (批准号: 11474344) 和国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0305700, 2017YFA0302900) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jin@iphy.ac.cn

所引起的相关物理现象和母体相电子晶列相的研究进展.

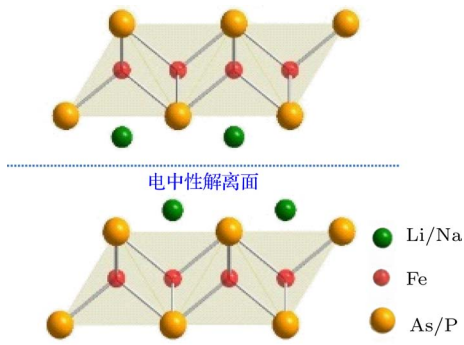


图1 “111”铁基超导体体系晶体结构示意图

Fig. 1. The sketch of the crystal structure of “111”-typed iron based superconductor.

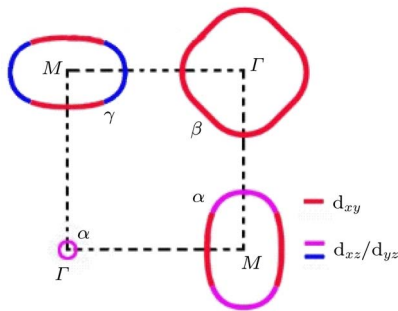


图2 LiFeAs 费米面示意图

Fig. 2. The sketch of the Fermi surface for LiFeAs.

2 LiFeAs体系掺杂调控

对于大多数铁基超导体而言, 掺杂是诱导超导的重要途径, 并且可以在多个晶格位置实现不同

形式的掺杂诱导超导电性. 例如BaFe₂As₂体系, 在Ba位可以进行碱土金属K掺杂^[28], 在Fe位中的Fe原子可以被其他3d过渡族金属部分替代^[29], 在As位可以实现部分P原子掺杂^[30]. 但是对于LiFeAs体系而言, 除了可以在Li的位置进行掺杂外^[31], 大部分研究主要集中在Fe位置掺杂^[11,24,25,32-39]. 通过3d过渡族金属原子对Fe原子的部分替代, 实现对LiFeAs费米能级的调节, 进而研究掺杂对超导态和正常态的影响以及其他新颖的物理现象, 对理解铁基超导物理性质具有十分重要意义.

2.1 掺杂对LiFeAs超导温度的影响

对LiFeAs进行3d过渡族金属掺杂研究中, 比较系统研究的有Co, Ni, Cu以及V掺杂^[32-36]. 图3(a)为LiFe_{1-x}Tm_xAs (Tm = Co, Ni, Cu) 超导转变温度随掺杂的变化. 随着掺杂浓度的增加, 超导转变温度T_c近似线性降低. T_c随掺杂变化的斜率分别为1.0 K/(1%Co), 2.2 K/(1%Ni)和1.9 K/(1%Cu). 亦即每掺杂1%的Co, Ni和Cu时, 超导转变温度分别下降1.0 K, 2.2 K和1.9 K. 在铁基化合物中, Fe, Co, Ni的正常价态为+2, 用Co或Ni部分替代Fe原子属于等价态掺杂, 通常情况下不会引入载流子. 但是在铁基超导体中, Co和Ni掺杂均会抑制母体相的晶体结构转变和反铁磁转变, 并诱导出超导电性. ARPES^[40,41]、霍尔^[42,43]及X-射线散射谱^[44]测量等实验均表明Co和Ni掺杂向系统引入了电子型载流子.

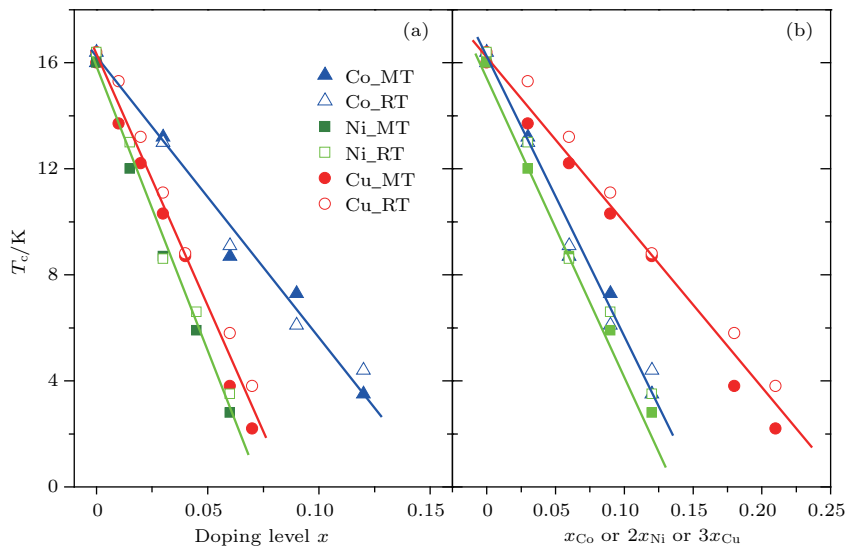


图3 (a) LiFe_{1-x}Tm_xAs 超导转变温度随掺杂浓度的变化; (b) 超导转变温度随掺杂电子浓度的变化

Fig. 3. (a) Evolution of T_c as a function of the doping of concentrate of Co, Ni and Cu; (b) T_c versus the doping electrons.

LiFeAs 本身被认为是处于电子型过掺杂超导区^[10], Co 和 Ni 掺杂引入电子型载流子将使得 LiFeAs 体系进一步远离最佳超导区域, 因此超导转变温度随掺杂浓度的增加而降低. 值得注意的是 Ni 掺杂导致 T_c 下降速率几乎是 Co 掺杂时 T_c 下降速率的两倍. 如果忽略掺杂带来的杂质散射效应而只考虑引入载流子浓度对 T_c 的影响, 基于 T_c 随掺杂线性降低, 可以认为 Ni 掺杂引入的电子是 Co 掺杂引入电子的两倍. 由于 Co 和 Ni 的 3d 电子比 Fe 的 3d 电子分别多 1 和 2 个, 因此刚带模型理论预期每用一个 Co 或者 Ni 原子替代 Fe 原子, 将引入 1 或 2 个自由电子. 图 3(b) 是假设每个 Co, Ni 和 Cu 原子掺杂分别提供 1, 2 和 3 个自由电子时, T_c 随掺杂电子浓度的变化曲线. 从图 3(b) 可以看出, 曲线中

Co 和 Ni 的数据基本重合, 这说明 Co 和 Ni 的掺杂行为符合刚带模型的预期.

图 3(b) 中 Cu 掺杂的 T_c 和电子浓度数据与 Co 和 Ni 的掺杂数据显著不同. 对于 Cu 掺杂而言, 显然每个 Cu 原子掺杂不能向 LiFeAs 系统提供 3 个自由电子. 图 4(a)–(e) 为 LiFeAs 和 LiFe_{0.94}Cu_{0.06}As 样品的 ARPES 测量^[33]. LiFeAs 在 Γ 点处 α 能带顶刚好穿过费米能级, 构成了一个非常小的空穴型费米面(图 4(a) 和图 4(c)). 当掺杂 6% 的 Cu 后, α 能带下沉到费米能级以下, 导致这个小的空穴型费米面消失(图 4(b) 和图 4(d)). 但是另外一个大的空穴型费米面 β 和其他两个电子型费米面 γ 和 δ 大小基本不受 Cu 掺杂的影响(图 4(e)). 因此整体上来说, Cu 掺杂对 LiFeAs 的

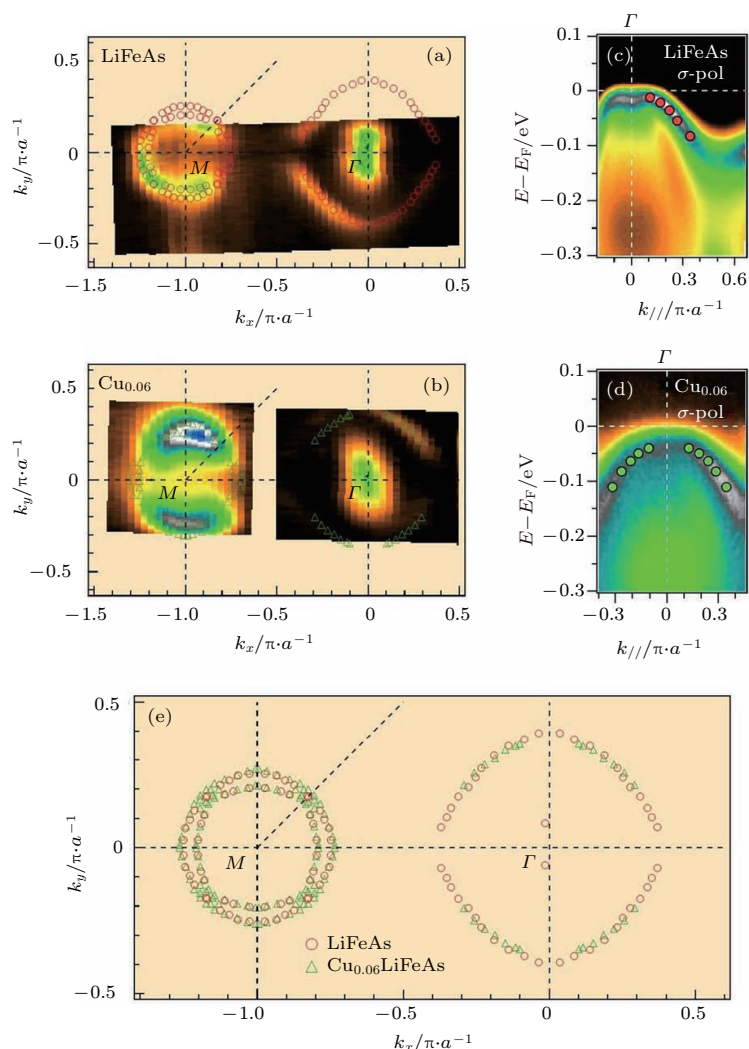


图 4 ARPES 测量给出的费米面结构 (a) LiFeAs, (b) Cu-6% 掺杂的 LiFe_{0.94}Co_{0.06}As; (c), (d) 分别为 LiFeAs 和 LiFe_{0.94}Co_{0.06}As 样品 α 能带的精细图; (e) LiFeAs 和 LiFe_{0.94}Co_{0.06}As 费米面结构比较^[33]

Fig. 4. ARPES intensity at E_F of (a) LiFeAs and (b) Cu 6% doped LiFeAs with photon energy at 51 eV; (c), (d) ARPES high resolution cut along high symmetry line Γ -M at $k_z = 0$; (e) extracted k_F locus of LiFeAs and Cu 6% doped LiFeAs^[33].

费米面影响不大. α 能带下沉说明 Cu 掺杂确实向体系内部引入了自由电子, 但是远没有 Co 掺杂对费米面的影响大, 这说明 Cu 的 3d 电子大部分都是局域化的. 其实 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Tm}_x)_2\text{As}_2$ 体系电子态密度的计算结果表明, Co 和 Ni 的 3d 能带和 Fe 的 3d 能带大部分存在交叉重叠, 但是 Cu 的 3d 能带局域在远离费米面以下的 -4 eV 能量处. 因此 Cu 掺杂将引入较强的杂质散射中心. 亦即在 LiFeAs 体系中, Cu 掺杂抑制 T_c 的主要原因是由于较强的杂质散射对超导库珀对的破坏效应而并非电子型载流子的引入.

3d 过渡族金属中, V 元素排在 Fe 的左侧. 掺杂 V 原子将向 LiFeAs 体系中引入空穴型载流子 [36]. 图 5 (a) 为 LiFeAs 和 $\text{LiFe}_{0.958}\text{V}_{0.042}\text{As}$ 的霍尔测量数据. 在整个测量温度范围内, LiFeAs 的霍尔系数均为负值, 表明载流子类型主要为电子. 但是当掺杂 4.2% 的 V 原子后, $\text{LiFe}_{0.958}\text{V}_{0.042}\text{As}$ 的霍尔系数明显转变为正值, 其主要载流子为空穴型, 这说明 V 掺杂引入空穴型载流子, 后面的 ARPES 数据也

进一步确认了这一结论. 通过各个费米面大小的比较可以给出每掺杂一个 V 原子大约引入 0.3 个空穴. 基于 LiFeAs 可以看作是电子型过掺杂超导体, 空穴型掺杂应该使得 $\text{LiFe}_{1-x}\text{V}_x\text{As}$ 逐渐向最佳掺杂区靠近, T_c 随 V 掺杂应该增大, 但是实验结果却表明, T_c 随 V 掺杂以斜率为 $7\text{ K}/(1\%\text{V})$ 的速度快速下降 (图 5 (b)). 安德森局域化效应预期大量杂质散射将导致金属向绝缘体相变的发生. 相变的临界杂质浓度代表了杂质的散射能力的强弱. 杂质散射能力越大, 发生金属绝缘体转变的临界掺杂浓度越小. $\text{LiFe}_{1-x}\text{Tm}_x\text{As}$ 的正常态电阻在 V, Co 和 Cu 掺杂达到一定浓度后确实都发生了金属向绝缘态转变, Co, Cu 和 V 的临界掺杂浓度依次为 40%, 13% 和 6.6%. 由此可以看出, V 掺杂将引入非常强的杂质散射中心, 对超导库珀对具有强烈的破坏作用, 因此 V 掺杂将快速抑制超导转变温度.

另外, V 部分替代 Fe 具有磁性掺杂效应 [36]. 通过对样品顺磁态的磁化率曲线进行居里-外斯公式拟合, 可以给出 $\text{LiFe}_{1-x}\text{Tm}_x\text{As}$ 的有效磁矩.

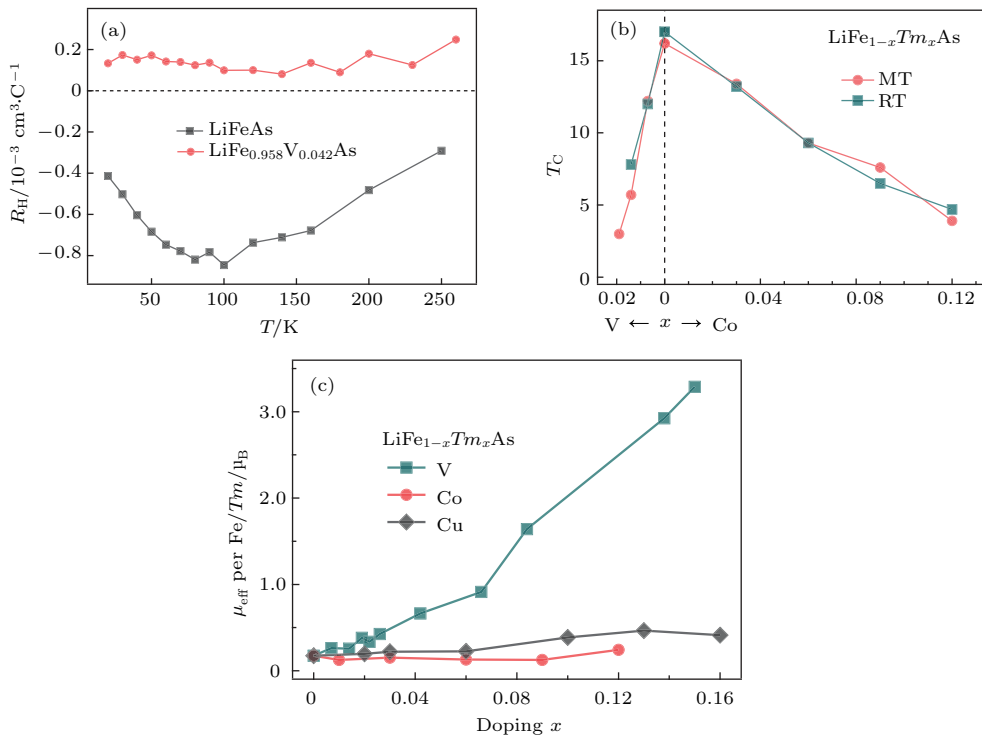


图 5 (a) LiFeAs 和 $\text{LiFe}_{0.958}\text{V}_{0.042}\text{As}$ 的霍尔系数随温度的变化; (b) 超导温度随 V 和 Co 掺杂浓度的变化; (c) $\text{LiFe}_{1-x}\text{Tm}_x\text{As}$ 体系的有效磁矩随 V, Co, Cu 掺杂浓度的变化 [36]
 Fig. 5. (a) Temperature dependence of the Hall coefficient R_H of LiFeAs and $\text{LiFe}_{0.958}\text{V}_{0.042}\text{As}$ single crystals; (b) evolution of T_c as a function of V and Co doping in $\text{LiFe}_{1-x}\text{Tm}_x\text{As}$ ($\text{Tm} = \text{V}$ and Co) single crystals; (c) effective magnetic moment per Fe/Tm site as a function of the doping concentration x for $\text{LiFe}_{1-x}\text{Tm}_x\text{As}$ ($\text{Tm} = \text{V}$, Co , and Cu) single crystals [36].

图5(c)为Fe/*Tm*平均有效磁矩随掺杂及其浓度的变化. Co和Cu掺杂基本不改变LiFeAs中Fe/*Tm*的有效磁矩, 而V掺杂导致有效磁矩显著增加. LiFeAs中16%的Fe原子被V替代, 其Fe/V的平均有效磁矩由原来未掺杂的 $0.2\mu_B$ 上升到 $3.3\mu_B$, 有效磁矩大幅度增加的可能原因是V杂质的局域磁矩和Fe-3d的巡游电子相互作用导致部分Fe-3d的巡游电子转变为未配对的局域电子. V杂质引起有效磁矩剧烈增加可能也是超导温度快速降低的重要原因.

2.2 掺杂对LiFeAs正常态性质的影响

LiFeAs体系中不论是电子型Co掺杂或空穴型V掺杂, 在调节费米能级的过程中, 均会引起空穴型费米面和电子型费米面完美嵌套, 进而引发系列有趣的物理现象^[35,36]. 图6(a)–(e)为LiFe_{1-x}Co_xAs的电阻率随温度变化曲线^[35]. 其正常态电阻率按照公式 $\rho = \rho_0 + A^*T^n$ 拟合, 可以给出*n*指数随掺杂浓度的变化(图6(i)). 随着Co掺杂浓度的增加, *n*指数由原来的*n* = 2逐渐降低, 在Co-12%的样品中*n*指数达到最低为1.35左右. 继续增加Co的掺杂浓度, *n*指数又逐渐增加并恢复到2. 代表电阻率随温度依赖关系的*n*指数偏离2并趋近于1说明LiFe_{1-x}Co_xAs体系由费米液体行为向非费米液体行为过渡. 进一步增加Co的含量, 体系将再次恢复到费米液体行为. 一般情况下, 体系接近量子临界点时, 由于量子涨落会导致非费米液体行为. 在LiFe_{1-x}Co_xAs体系中出现的非费米液体行为是由于磁涨落引起, 后面将进一步说明.

图6(f)–(j)为不同含量的Co掺杂样品ARPES测量给出的费米面大小, 红色标记为两个电子型费米面 γ 和 δ , 蓝色标记为大的空穴型费米面 β , 小的空穴型费米面 α 由于Co掺杂将消失, 故此处没有标记. 在没有掺杂的样品中, 空穴型费米面 β 显著大于电子型费米面 γ 和 δ . 由于Co掺杂引入电子型载流子, 所以费米能级上移, 进而导致空穴型费米面逐渐变小, 同时电子型费米面增大. 在Co-12%的样品中, 空穴型费米面 β 和电子型费米面 γ 和 δ 完美嵌套. 进一步提高Co的掺杂浓度, 空穴型费米面 β 继续缩小, 同时电子型费米面继续增大, 结果导致空穴型费米面 β 和电子型费米面远离嵌套的状态. 其费米面嵌套程度可以用*F*(*Q*)来量化, *F*(*Q*)随Co掺杂浓度增加先增大, 在Co-12%处达到最大值, 随后逐渐减少, 见图6(m). 费米面

嵌套程度的增加将促进嵌套费米面之间的电子散射, 进而增强体系的自旋涨落. 如果自旋涨落增大到一定程度, 就会发生反铁磁结构转变, 大多数铁基超导体母体相正是这种情况. 在LiFe_{1-x}Co_xAs体系中, 当费米面趋近嵌套时, 尽管没有发生晶体结构相变和形成长程磁有序, 但是核磁共振实验给出其自旋涨落接近最大, 见图6(k)和图6(m). 通常情况下, 自旋涨落增强会导致非费米液体行为. LiFe_{1-x}Co_xAs体系中自旋涨落强度和*n*指数具有相同的随Co掺杂浓度的变化规律, 这说明其非费米液体行为起因于自旋涨落增强. 亦即, 随着Co掺杂浓度的增加, LiFe_{1-x}Co_xAs费米面发生偏离嵌套—嵌套—偏离嵌套的演化, 导致体系自旋涨落强度由弱逐渐增强再到减弱的变化, 进而使得体系发生费米液体—非费米液体—费米液体行为的转变.

尽管V掺杂引入空穴型载流子, 和Co掺杂一样, V掺杂也会在调节LiFe_{1-x}V_xAs费米能级的过程中出现类似的费米液体和非费米液体之间的演化^[36]. 图7(a)–(f)为LiFe_{1-x}V_xAs电阻率随温度的变化曲线及正常态曲线的拟合. *n*指数随V掺杂浓度增加, 先由*n* = 2逐渐降低, 在8.4%的掺杂浓度处*n*降低到最小值1, 随后*n*值开始随掺杂浓度增加而增加(图7(g)). 图7(h)–(k)为LiFe_{1-x}V_xAs费米面演化示意图, 红色线和蓝色线分别表示空穴型费米面和电子型费米面. 值得注意的是在V掺杂情况下, 空穴型费米面 β (红虚线)和两个电子型费米面 γ 和 δ 大小基本不变, 只是 α 和 α' 两个能带上移, 使得原来小的 α 空穴型费米面逐渐增大, α' 在V-6.6%掺杂的情况下开始出现. 当V掺杂浓度为8.4%时, α 空穴型费米面增大到和电子型费米面构成嵌套, 也正是在该掺杂浓度条件下, *n*指数达到最小值1. 当V掺杂浓度进一步增大, α 空穴型费米面继续增大进而导致偏离费米面嵌套的状态, 同时*n*指数开始逐渐增大. 由此, LiFe_{1-x}V_xAs体系中费米液体和非费米液体之间的演化仍然是由于掺杂调控费米能级形成嵌套的费米面, 进而导致自旋涨落增强引起的.

2.3 其他新颖物理现象

LiFeAs超导体没有掺杂带来的无序, 同时其非极性的解离面也为利用ARPES测量得到清晰电子能带结构并研究超导相关物理现象提供了十分

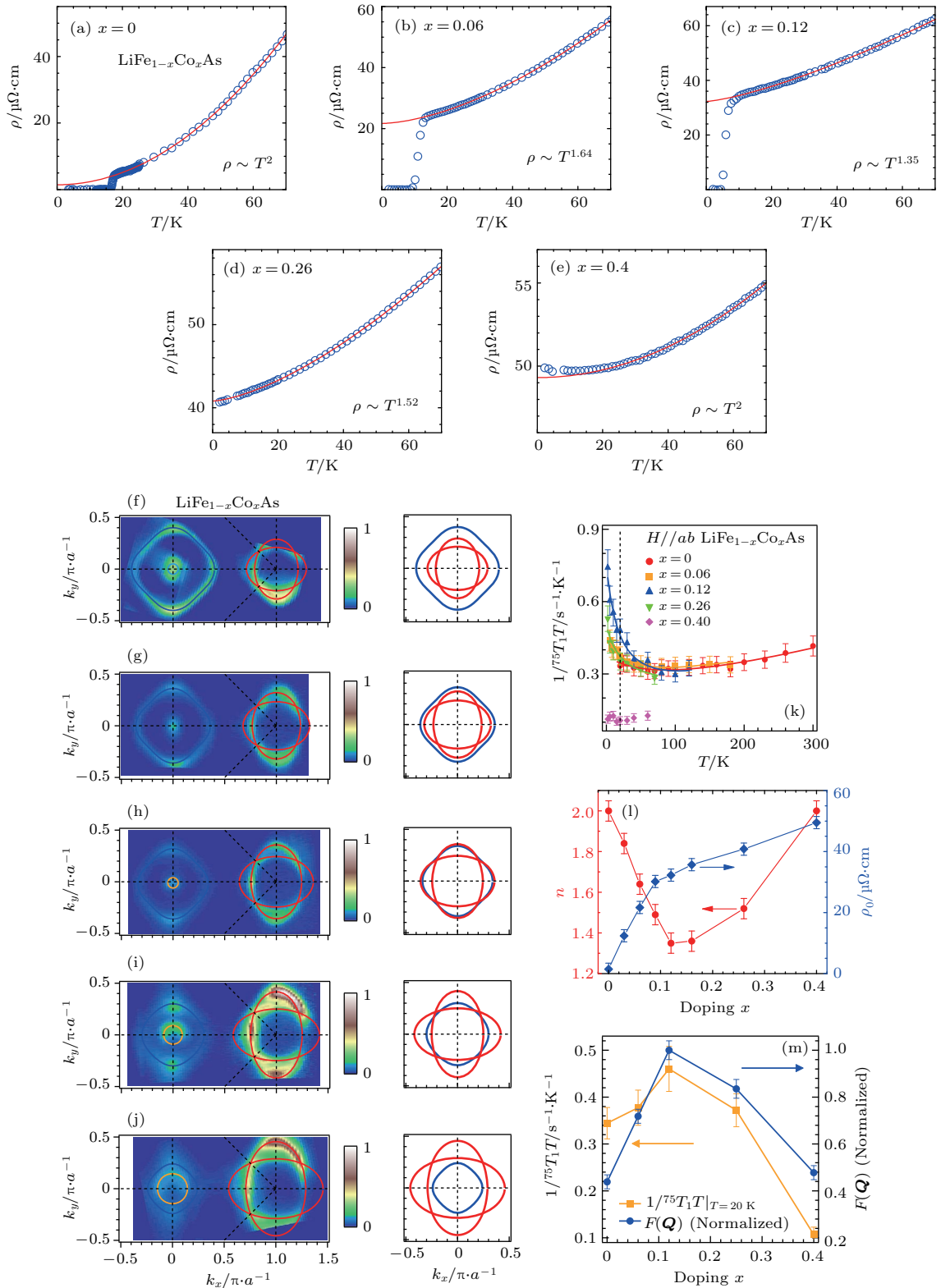


图6 (a)–(e) $\text{LiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 电阻率随温度变化曲线 (f)–(j) $\text{LiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 费米面 ARPES 测量及费米面示意图; (k) $\text{LiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 自旋晶格弛豫率 $^{75}\text{As } 1/T_1 T$ 随温度的变化; (l), (m) $\text{LiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 正常态电阻率随温度变化的 n 指数、费米面嵌套程度以及自旋晶格弛豫率随 Co 掺杂浓度的变化 [35]

Fig. 6. (a)–(e) Resistivity as a function of temperature for $\text{LiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ at five selected Co concentrations; (f)–(j) FS contour of $\text{LiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ for five representative Co concentrations and their extracted FSs from corresponding ARPES measurements for each doping; (k) spin-lattice relaxation rate $^{75}\text{As } 1/T_1 T$ as a function of temperature for five Co concentrations measured by NMR; (l), (m) evolution of the exponent n , $^{75}\text{As } 1/T_1 T$ and FS nesting factor with Co substitution x [35].

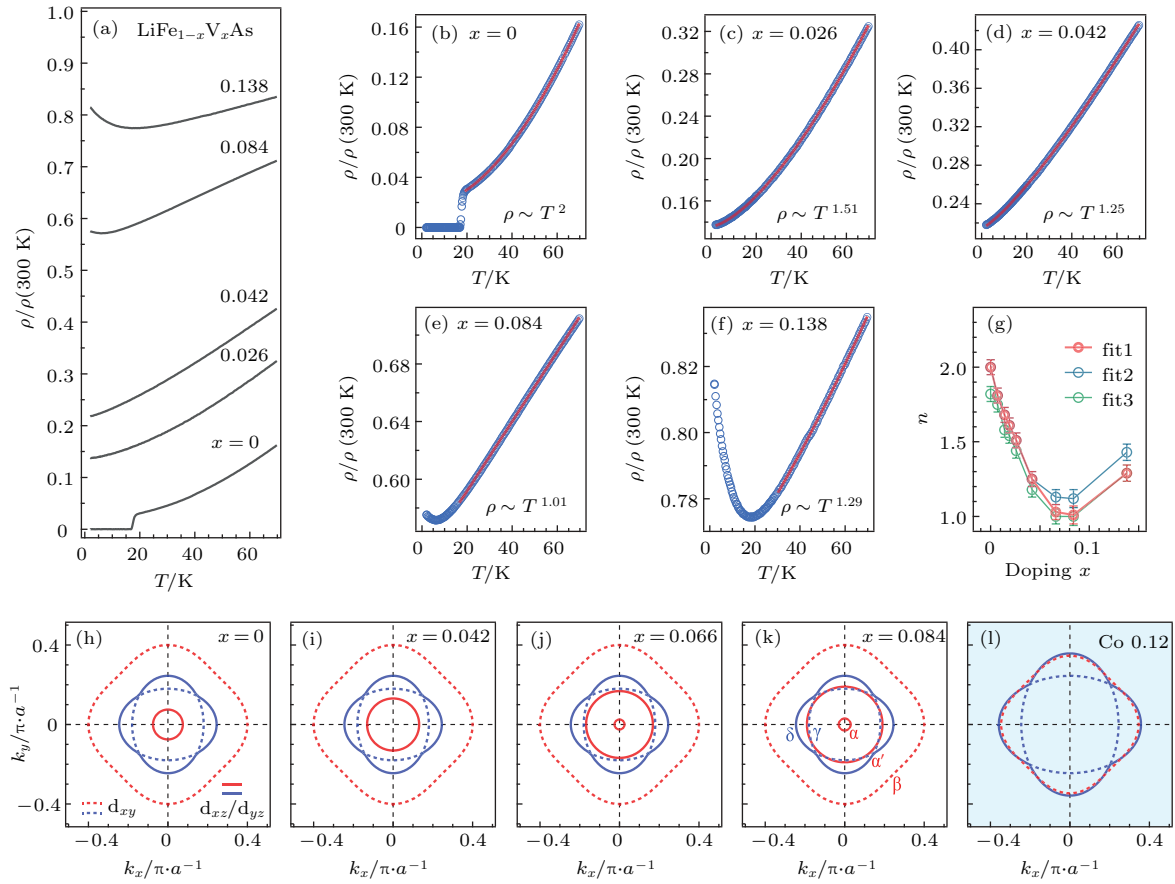


图7 (a)–(f) LiFe_{1-x}V_xAs 电阻率随温度变化曲线; (g) LiFe_{1-x}V_xAs 正常态电阻率随温度变化的 n 指数随 V 掺杂浓度的变化; (h)–(k) LiFe_{1-x}V_xAs 费米面随 V 掺杂的演化示意图; (l) LiFe_{0.88}Co_{0.12}As 费米面嵌套示意图 [36]
 Fig. 7. (a) Temperature dependence of the normalized resistivity ρ/ρ (300 K) for five selected LiFe_{1-x}V_xAs single crystals; (b)–(f) same as (a) both with a zoom on each resistivity curve, for each sample, ρ/ρ (300 K) is fitted using $\rho = \rho_0 + AT^n$; (g) exponent n as a function of x ; (h)–(k) evolution of the hole FSs (red) and electron FSs (blue) as a function of x in LiFe_{1-x}V_xAs; (l) the hole FSs (red) and electron FSs for LiFe_{0.88}Co_{0.12}As [36].

优越的基础. LiFeAs 母体相具有非常特殊的电子能带结构, 在 Γ 点除了大的空穴型费米面 β 外, 还有一个非常小的空穴型费米面 α . 少量电子型掺杂 (Co-1% 掺杂) 将使得 α 能带下沉至费米能级以下, 并导致空穴型费米面 α 消失, 发生 Lifshitz 转变. Co-3% 掺杂使得 α 能带完全下沉至费米能级以下, 令人惊讶的是在费米能级以下的能带 α 上仍然观察到超导凝聚现象, 其超导能隙 $\Delta_\alpha \sim 4.5$ meV ($2\Delta_\alpha/(k_B T_c) = 7$) [25]. 能带 α 上的超导能隙 Δ_α 在所有费米面附近能带上看到的超导能隙中最大, 这排除了 Δ_α 是由其他能带超导而形成的超导近邻效应导致的可能性. 基于巡游电子观念的弱耦合近似理论, 反铁磁涨落和超导极度依赖于不同费米面之间的电子散射. 而基于局域磁矩交换相互作用的强耦合近似理论对于接近费米面附近的电子能带结构的微小变化不是很敏感. 因此在 LiFe_{1-x}Co_xAs 体系中观察到不依赖于费米面的超导能隙以及

$2\Delta_\alpha/k_B T_c = 7$ 表明铁基超导体存在强耦合超导配对机理.

另外, 有计算表明在铁基超导体中, 相邻 [FeAs/Se] 层之间的距离决定了层间 As/Se-4p 电子的相互作用, 进而影响 p_z 的能带宽度大小 [45]. 同时晶格常数 a 值大小或者 As/Se 到 Fe 平面的高度将影响 As/Se-4p 电子和 Fe-3d 电子的相互作用强度, 并决定 p_z 能带在 Γ 点的位置. 减小晶格常数 a 值的大小可以使得在 Γ 点的 p_z 能带下沉到 α 能带 (d_{xz}/d_{yz}) 下面, 导致能带翻转并实现拓扑绝缘体相 [46]. 与此同时, p_z 能带和 β 能带 (d_{xy}) 的交叉将产生拓扑狄拉克半金属相 [45]. 目前在超导的 Fe(Te, Se) 体系中实验已经观察到拓扑绝缘体相, 亦即证实了 Fe(Te, Se) 是拓扑超导体 [47]. 由于 LiFe_{1-x}Co_xAs 体系的晶格常数 a 和 [FeAs] 层间距较小, 并且没有磁结构和晶体结构相变的干扰以及具有中性的晶体解离面, 所以非常有希望并有初步

实验表明在 $\text{LiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 体系中同时观察到拓扑绝缘体相和拓扑狄拉克半金属相的存在。

3 NaFeAs 超导相图及电子晶列相

与 LiFeAs 超导体不同, NaFeAs 母体相分别发生了四方相到正交相的晶体结构转变 ($T_s \sim 52\text{ K}$)、反铁磁相变 ($T_N \sim 41\text{ K}$) 和超导转变 ($T_c \sim 9\text{ K}$) [13]。反铁磁结构与 LaFeAsO 类似, 自旋在面间是反铁磁, 在面内沿 a 轴方向为反铁磁排列, 沿 b 轴为铁磁排列 [48]。通过 3d 过渡族金属掺杂或者施加压力, 晶体结构和反铁磁转变将被逐渐抑制, 同时超导转变在达到最佳优化温度后下降, 由此可以给出 NaFeAs 体系的超导相图 [15,49–52]。图 8 (a) 为 Co 掺杂的 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 超导相图, 其超导转变温度在 2.8%Co 掺杂的情况下达到最大值 20 K [50]。NaFeAs 母体相的超导转变温度经施加压力后最大可达 31 K [14], 在该 T_c 优化的压力点约 3 GPa 处, 其 As 原子到 Fe 平面的距离最小并接近最优的 1.38 Å, 同时 As-Fe-As 的夹角最大并接近正四面体夹角 109.47°, 这说明超导与晶体结构参量密切相关 [15]。另外, 对于处于不同掺杂区域的 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 和 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{As}$ 样品施加压力, 在起始加压阶段, 其 T_c 均随压力的增大而增大 [51,52]。图 8 (b) 为不同 Co 掺杂区域的 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 在压力下的超导温度变化。对于过掺杂区样品 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ ($x = 0.06$) 来说, 晶体结构转变和反铁磁转变已完全被抑制, 在起始加压的过程中发现磁涨落随压力显著增强; 当压力进一步增大, T_c 达到最大值并开始下降时, 磁涨落随压力增大开始减弱。上述磁涨落强度和超导 T_c 的关联进一步说明 NaFeAs 体系超导的起源与磁涨落密不可分 [53]。但是对不同掺杂区域的 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 样品进行共振非弹性散射 (RIXS) 测量实验表明, 掺杂对高能磁激发影响很小, 超导只与低能磁激发关联 [54]。

此外, 反铁磁涨落亦是铁基超导材料中出现电子晶列相的根源。电子晶列相具有 C_2 旋转对称性, 它的出现打破了原有四方相具有的 C_4 旋转对称性, 因此电子晶列相具有高度的电子各向异性。在 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ 体系中, 沿晶轴 b 方向施加一定压力在去除杂晶效应之后, 在反铁磁转变温度 T_N 以及晶体结构转变 T_s 之上观察到显著的电阻率沿

a 轴和 b 轴方向的差异 [55]。在 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ 体系中, 通过磁扭矩测量也给出在 T_N 和 T_s 温度以上观察到了电子晶列相的存在 [56]。同样在 NaFeAs 体系中, 在远高于 T_s 的温度观察到电子晶列相的存在 [16,57–59]。扫描隧道显微谱测量技术可以直接观察局域电子态的各向异性。图 9 (a)–(l) 为 NaFeAs 母体相在固定能量 10 meV、不同温度下实空间和傅里叶变换后的扫描隧道谱 [16]。傅里叶变换后的扫描隧道谱在 61 K ($> T_s \sim 52\text{ K}$) 以下的温度具有明显的 C_2 旋转对称性特征, 当温度增加到 75 K 时, 其扫描隧道谱仍然具有 C_2 旋转对称性, 亦即在 NaFeAs 母体相中, 在远高于 T_s 的四方相结构稳定的温度区间观察到电子晶列相结构的存在。另外, 在固定的温度下, 扫描隧道谱特征与能量相关, 在接近费米能级约 10 meV 的能量处, 其电子的各向异性最强。这种随能量变化的电子晶列相结构意味短程、单向性的强反铁磁涨落的存在, 并且反铁磁涨落在远高于 T_N 和 T_s 温度以上仍与费米能级附近电子存在相互关联。

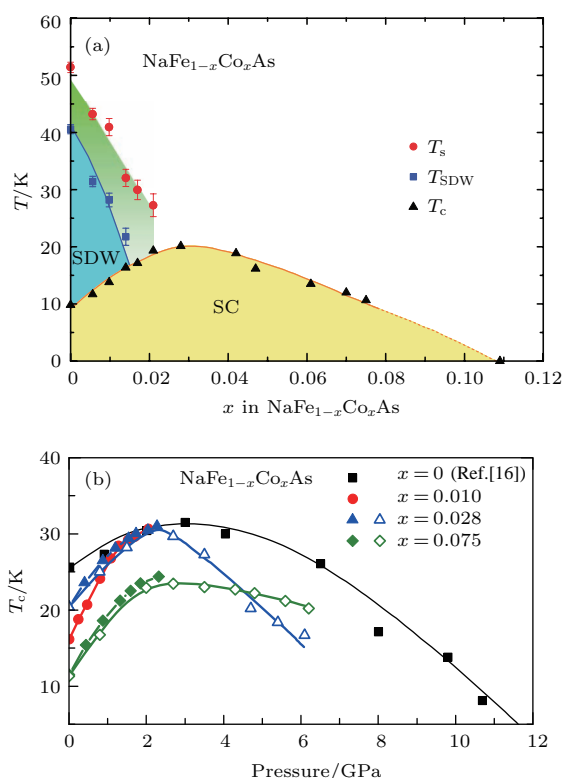


图 8 (a) Co 掺杂的 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 超导相图 [50]; (b) 不同 Co 掺杂区域的 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ 在压力下的超导温度变化 [51]

Fig. 8. (a) Phase diagram of $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ [50]; (b) $T_c(P)$ phase diagram of $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ with different doping levels [51].

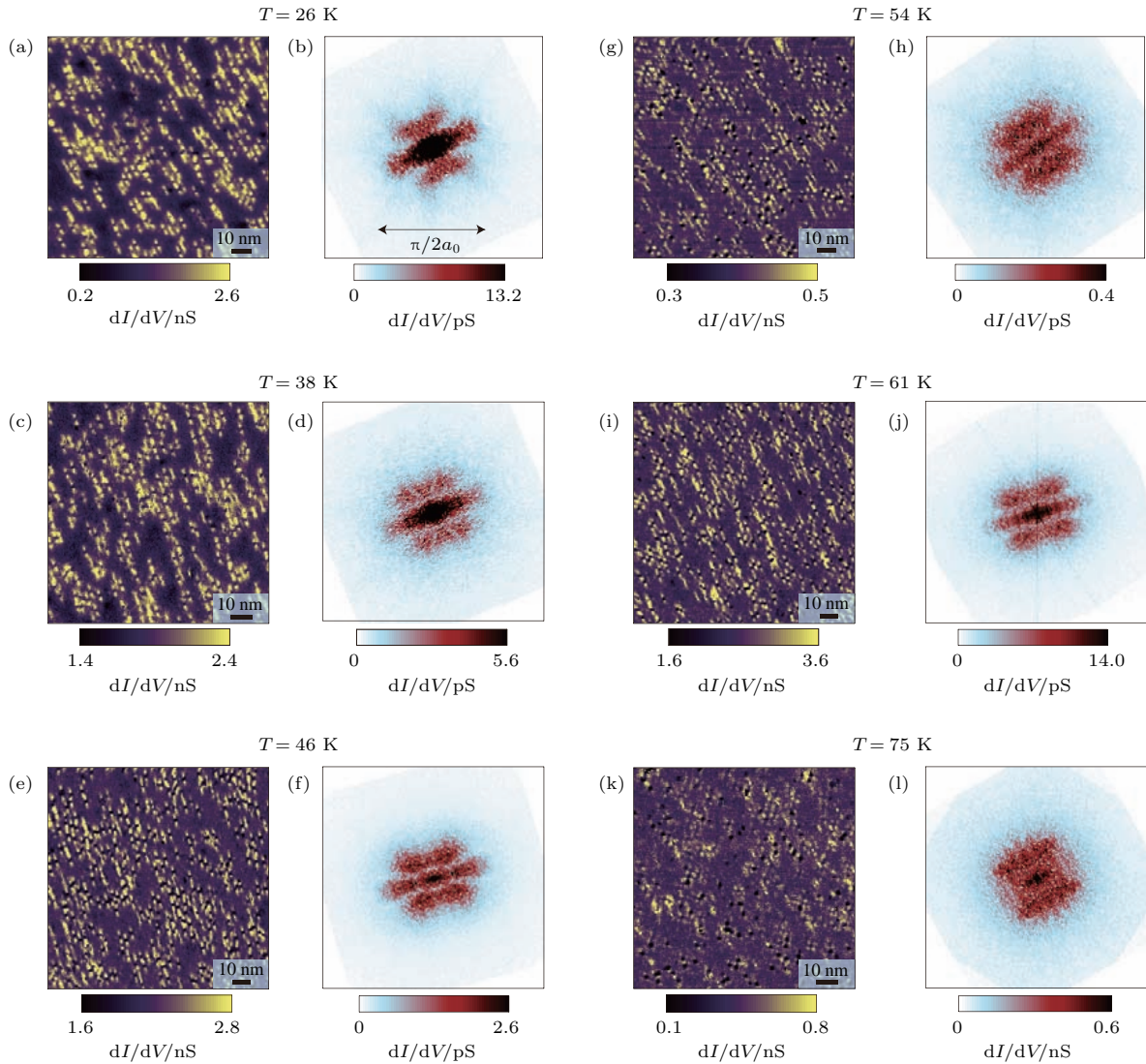


图9 (a)–(l) NaFeAs 母体相在固定能量为 10 meV、不同温度下实空间和傅里叶变换后的扫描隧道谱 [16]

Fig. 9. (a)–(l) Temperature dependence of anisotropic STS features in real and Fourier space at 10 meV at different temperatures on NaFeAs [16].

4 LiFeP

LiFeP 无需掺杂即表现超导转变温度为 6 K 的超导电性 [17], 需要特别强调的是, 与 LiFeAs 无超导能隙节点不同, LiFeP 的超导存在超导能隙节点 [19–22]. 由于大尺寸 LiFeP 单晶很难生长, 目前有关 LiFeP 物性的工作比较少, 主要集中在 LiFeP 的基本超导性质 [60–64]. 对 LiFeP 晶体进行磁场穿透深度 λ 的测量实验显示, 在低温超导状态下 $\lambda(T)$ 随温度呈线性关系, 这一实验结果直接表明 LiFeP 的超导能隙存在零能隙节点 [19]. 另一个非常有趣的现象是, 大部分铁基超导体在超导转变点 T_c 处的比热跃变 $\Delta C/T_c$ 正比于 T_c^2 [65], 而作为有能隙节点的两个铁基超导体 LiFeP 和 KFe_2As_2 的 $\Delta C/T_c$ 明显偏离这个规律 [20,66], 如图 10 所示. 尽管 LiFeP

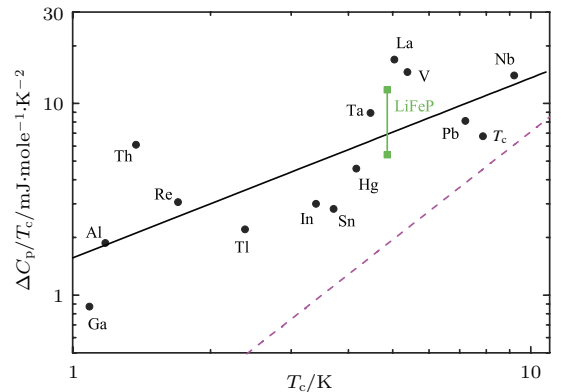


图 10 LiFeP 及所有 T_c 大于 1 K 单质元素的超导比热跃变 $\Delta C/T_c$ 和超导温度 T_c 的关系, 虚线代表大部分铁基超导体遵循的规律 $\Delta C/T_c \propto T_c^2$ [20]

Fig. 10. A plot of $\log \Delta C/T_c$ vs $\log T_c$, with the dashed line corresponding to the BNC trend for the iron-based superconductors [20].

没有长程磁有序,但是NMR的研究工作确认了该材料体系中反铁磁涨落的存在^[23]. LiFeP在外加压力作用下,其超导转变温度 T_c 以1.23 K/GPa的速率线性下降^[63],相较于LiFeAs压力抑制 T_c 的速率 ~ 1.5 K/GPa而言稍微偏小^[67,68].

5 总 结

LiFe_{1-x}Tm_xAs体系中,Co,Ni和Cu掺杂引入电子型载流子,每引入一个Co或Ni掺杂原子将引入1或2个电子,其掺杂行为符合刚带模型的预期,但Cu的掺杂行为明显偏离该模型的预期.Co掺杂导致费米能级上移,电子型费米面(空穴型费米面)逐渐扩大(收缩).在费米面随掺杂浓度增加而连续演化的过程中,电子型费米面和空穴型费米面逐渐趋近嵌套随后又失去嵌套,进而导致磁涨落的不同变化以及相应电子输运性质的变化,这说明该体系从费米液体—非费米液体—费米液体的转变与费米面的演化以及磁涨落密切相关.Cu掺杂对LiFeAs体系的费米面影响非常小,只是有选择地使得 α 能带缓慢下沉到费米能级以下,相应小空穴型费米面消失.V掺杂引入空穴型载流子,同时也引入磁性杂质使得体系部分巡游电子局域化,进而导致超导 T_c 快速降低.V掺杂与Cu掺杂类似,也是有选择地改变与 α 能带和 α' 能带相关的空穴型费米面,不同的是它引起这两个空穴型费米面显著增大,进而可以观察到类似Co掺杂导致费米面嵌套以及非费米液体行为的演化等相关物理现象,这进一步表明,LiFe_{1-x}Co_xAs体系和LiFe_{1-x}V_xAs体系中非费米液体行为出现的根源来自于掺杂引入载流子并调节费米能级导致费米面嵌套.此外,在LiFe_{1-x}Co_xAs体系中观察到了不依赖于费米面的超导凝聚现象,并预期在该体系可以观察拓扑绝缘体相和拓扑狄拉克半金属相的存在.NaFeAs母体相存在晶体结构转变和反铁磁转变,并且远高于 T_s 的温度发生了非常有意思的电子晶列相转变.由于LiFeP还没有大尺寸单晶,相关超导物性研究较少,但已有研究表明LiFeP是超导能隙有零能隙节点的超导体.LiFeAs本身没有磁结构和晶体结构相变,无需掺杂即表现为超导的独特性质,晶体结构简单并且具有非极性解离面等特点,非常适合基于表面实验技术(ARPES和STM)的研究.通过3d过渡族金属掺杂,引入电子型或空穴型载流子来调节费米能级将导致许多新

颖的物理现象,在铁基超导物理机理研究方面中发挥独特的作用.

参考文献

- [1] Ishida K, Nakai Y, Hosono H 2009 *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 062001
- [2] Wang X C, Liu Q Q, Lv Y X, Gao W B, Yang L X, Yu R C, Li F Y, Jin C Q 2008 *Solid State Commun.* **148** 538
- [3] Jin C Q 2017 *Sci. Bull.* **62** 3947 (in Chinese) [靳常青 2017 科学通报 **62** 3947]
- [4] Jin C Q, Liu Q Q, Deng Z, Zhang S J, Xing L Y, Zhu J L, Kong P P, Wang X C 2013 *Chin. J. High Pressure Phys.* **27** 473 (in Chinese) [靳常青, 刘青青, 邓正, 张思佳, 邢令义, 朱金龙, 孔盼盼, 望贤成 2013 高压物理学报 **27** 473]
- [5] Borisenko S V, Zabolotnyy V B, Evtushinsky D V, Kim T K, Morozov I V, Yaresko A N, Kordyuk A A, Behr G, Vasiliev A, Follath R, Buchner B 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 067002
- [6] Li Z, Ooe Y, Wang X C, Liu Q Q, Jin C Q, Ichioka M, Zheng G Q 2010 *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 083702
- [7] Zhang J L, Jiao L, Balakirev F F, Wang X C, Jin C Q, Yuan H Q 2011 *Phys. Rev. B* **83** 174506
- [8] Wang M, Wang X C, Abernathy D L, Harriger L W, Luo H Q, Zhao Y, Lynn J W, Liu Q Q, Jin C Q, Fang C, Hu J, Dai P 2011 *Phys. Rev. B* **83** 220515
- [9] Qureshi N, Steffens P, Drees Y, Komarek A C, Lamago D, Sidis Y, Harnagea L, Grafe H J, Wurmehl S, Buchner B, Braden M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 117001
- [10] Wang M, Wang M, Miao H, Carr S V, Abernathy D L, Stone M B, Wang X C, Xing L, Jin C Q, Zhang X, Hu J, Xiang T, Ding H, Dai P 2012 *Phys. Rev. B* **86** 144511
- [11] Li Y, Yin Z P, Wang X C, Tam D W, Abernathy D L, Podlesnyak A, Zhang C L, Wang M, Xing L Y, Jin C Q, Haule K, Kotliar G, Maier T A, Dai P C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 247001
- [12] Dai Y M, Miao H, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Ding H, Homes C C 2016 *Phys. Rev. B* **93** 054508
- [13] Chen G F, Hu W Z, Luo J L, Wang N L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 227004
- [14] Zhang S J, Wang X C, Liu Q Q, Lv Y X, Yu X H, Lin Z J, Zhao Y S, Wang L, Ding Y, Mao H K, Jin C Q 2009 *Europhys. Lett.* **88** 47008
- [15] Liu Q Q, Yu X H, Wang X C, Deng Z, Lv Y X, Zhu J L, Zhang S J, Liu H Z, Yang W G, Wang L, Mao H K, Shen G Y, Lu Z Y, Ren Y, Chen Z Q, Lin Z J, Zha Y S, Jin C Q 2011 *J. Am. Chem. Soc.* **133** 7892
- [16] Rosenthal E P, Andrade E F, Arguello C J, Fernandes R M, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Millis A J, Pasupathy A N 2014 *Nat. Phys.* **10** 225
- [17] Deng Z, Wang X C, Liu Q Q, Zhang S J, Lv Y X, Zhu J L, Yu R C, Jin C Q 2009 *Europhys. Lett.* **87** 37004
- [18] Deng Z, Wang X C, Liu Q Q, Zhang S J, Lv Y X, Zhu J L, Yu R C, Jin C Q 2010 *Physica C: Supercond. Appl.* **470** S309

- [19] Hashimoto K, Kasahara S, Katsumata R, Mizukami Y, Yamashita M, Ikeda H, Terashima T, Carrington A, Matsuda Y, Shibauchi T 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 047003
- [20] Kim J S, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Stewart G R 2013 *Phys. Rev. B* **87** 054504
- [21] Ferber J, Jeschke H O, Valenti R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 236403
- [22] Nourafkan R 2016 *Phys. Rev. B* **93** 241116
- [23] Man H Y, Guo S L, Zhi G X, Gong X, Wang Q, Ding C, Jin Y K, Ning F L 2014 *EPL* **105** 67005
- [24] Miao H, Wang L M, Richard P, Wu S F, Ma J, Qian T, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Chou C P, Wang Z, Ku W, Ding H 2014 *Phys. Rev. B* **89** 220503
- [25] Miao H, Qian T, Shi X, Richard P, Kim T K, Hoesch M, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Hu J P, Ding H 2015 *Nat. Commun.* **6** 6056
- [26] Miao H, Yin Z P, Wu S F, Li J M, Ma J, Lv B Q, Wang X P, Qian T, Richard P, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Haule K, Kotliar G, Ding H 2016 *Phys. Rev. B* **94** 201109
- [27] Ye Z R, Zhang Y, Chen F, Xu M, Jiang J, Niu X H, Wen C H P, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Xie B P, Feng D L 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031041
- [28] Rotter M, Tegel M, Johrendt D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 107006
- [29] Ni N, Tillman M E, Yan J Q, Kracher A, Hannahs S T, Bud'ko S L, Canfield P C 2008 *Phys. Rev. B* **78** 214515
- [30] Jiang S, Xing H, Xuan G F, Wang C, Ren Z, Feng C M, Dai J H, Xu Z A, Cao G H 2009 *J. Phys.: Condens. Matter* **21** 382203
- [31] Han W, Wang X C, Gu J J, Liu Q Q, Deng Z, Jin C Q 2015 *Int. J. Mod. Phys. B* **29** 1550019
- [32] Pitcher M J, Lancaster T, Wright J D, Franke I, Steele A J, Baker P J, Pratt F L, Thomas W T, Parker D R, Blundell S J, Clarke S J 2010 *J. Am. Chem. Soc.* **132** 10467
- [33] Xing L Y, Miao H, Wang X C, Ma J, Liu Q Q, Deng Z, Ding H, Jin C Q 2014 *J. Phys.: Condens. Matter* **26** 435703
- [34] Xing L Y, Wang X C, Deng Z, Liu Q Q, Jin C Q 2013 *Physica C* **493** 141
- [35] Dai Y M, Miao H, Xing L Y, Wang X C, Wang P S, Xiao H, Qian T, Richard P, Qiu X G, Yu W, Jin C Q, Wang Z, Johnson P D, Homes C C, Ding H 2015 *Phys. Rev. X* **5** 031035
- [36] Xing L Y, Shi X, Richard P, Wang X C, Liu Q Q, Lv B Q, Ma J Z, Fu B B, Kong L Y, Miao H, Qian T, Kim T K, Hoesch M, Ding H, Jin C Q 2016 *Phys. Rev. B* **94** 094524
- [37] Kim J S, Stewart G R, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q 2012 *J. Phys.: Condens. Matter* **24** 475701
- [38] Xing L Y, Wang X C, Deng Z, Zhang S J, Feng S M, Li W M, Liu Q Q, Jin C Q 2015 *Int. J. Mod. Phys. B* **29** 1542023
- [39] McLeod J A, Kurmaev E Z, Perez I, Green R J, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Moewes A 2015 *J. Phys.: Condens. Matter* **27** 015504
- [40] Sekiba Y, Sato T, Nakayama K, Terashima K, Richard P, Bowen J H, Ding H, Xu Y M, Li L J, Cao G H, Xu Z A, Takahashi T 2009 *New J. Phys.* **11** 025020
- [41] Liu C, Kondo T, Fernandes R M, Palczewski A D, Mun E D, Ni N, Thaler A N, Bostwick A, Rotenberg E, Schmalian J, Bud'ko S L, Canfield P C, Kaminski A 2010 *Nat. Phys.* **6** 419
- [42] Rullier-Albenque F, Colson D, Forget A, Alloul H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 057001
- [43] Fang L, Luo H Q, Cheng P, Wang Z S, Jia Y, Mu G, Shen B, Mazin I I, Shan L, Ren C, Wen H H 2009 *Phys. Rev. B* **80** 140508
- [44] McLeod J A, Buling A, Green R J, Boyko T D, Skorikov N A, Kurmaev E Z, Neumann M, Finkelstein L D, Ni N, Thaler A, Bud'ko S L, Canfield P C, Moewes A 2012 *J. Phys.: Condens. Matter* **24** 215501
- [45] Wang Z J, Zhang P, Xu G, Zeng L K, Miao H, Xu X Y, Qian T, Weng H M, Richard P, Fedorov A V, Ding H, Dai X, Fang Z 2015 *Phys. Rev. B* **92** 115119
- [46] Wu X X, Qin S S, Liang Y, Fan H, Hu J P 2016 *Phys. Rev. B* **93** 115129
- [47] Zhang P, Yaji K, Hashimoto T, Ota Y, Kondo T, Okazaki K, Wang Z, Wen J, Gu G D, Ding H, Shin S 2018 *Science* **360** 182
- [48] Li S L, de la Cruz C, Huang Q, Chen G F, Xia T L, Luo J L, Wang N L, Dai P C 2009 *Phys. Rev. B* **80** 020504
- [49] Parker D R, Smith M J P, Lancaster T, Steele A J, Franke I, Baker P J, Pratt F L, Pitcher M J, Blundell S J, Clarke S J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 057007
- [50] Wang A F, Luo X G, Yan Y J, Ying J J, Xiang Z J, Ye G J, Cheng P, Li Z Y, Hu W J, Chen X H 2012 *Phys. Rev. B* **85** 224521
- [51] Wang A F, Xiang Z J, Ying J J, Yan Y J, Cheng P, Ye G J, Luo X G, Chen X H 2012 *New J. Phys.* **14** 113043
- [52] Wang A F, Lin J J, Cheng P, Ye G J, Chen F, Ma J Q, Lu X F, Lei B, Luo X G, Chen X H 2013 *Phys. Rev. B* **88** 094516
- [53] Ji G F, Zhang J S, Ma L, Fan P, Wang P S, Dai J, Tan G T, Song Y, Zhang C L, Dai P C, Normand B, Yu W Q 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 107004
- [54] Pellicciari J, Huang Y B, Das T, Dantz M, Bisogni V, Velasco P O, Strocov V N, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Schmitt T 2016 *Phys. Rev. B* **93** 134515
- [55] Chu J H, Analytis J G, de Greve K, McMahon P L, Islam Z, Yamamoto Y, Fisher I R 2010 *Science* **329** 824
- [56] Kasahara S, Shi H J, Hashimoto K, Tonegawa S, Mizukami Y, Shibauchi T, Sugimoto K, Fukuda T, Terashima T, Nevidomskyy A H, Matsuda Y 2012 *Nature* **486** 382
- [57] Deng Q, Liu J Z, Xing J, Yang H, Wen H H 2015 *Phys. Rev. B* **91** 020508
- [58] Li Y, Yamani Z, Song Y, Wang W Y, Zhang C L, Tam D W, Chen T, Hu D, Xu Z, Chi S X, Xia K, Zhang L, Cui S F, Guo W N, Fang Z M, Liu Y, Dai P C 2018 *Phys. Rev. X* **8** 021056
- [59] Zhou R, Xing L Y, Wang X C, Jin C Q, Zheng G Q 2016 *Phys. Rev. B* **93** 060502

- [60] Kasahara S, Hashimoto K, Ikeda H, Terashima T, Matsuda Y, Shibauchi T 2012 *Phys. Rev. B* **85** 060503
- [61] Putzke C, Coldea A I, Guillamn I, Vignolles D, McCollam A, LeBoeuf D, Watson M D, Mazin I I, Kasahara S, Terashima T, Shibauchi T, Matsuda Y, Carrington A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 047002
- [62] Blachowski A, Ruebenbauer K, Zukrowski J, Przewoznik J, Marzec J 2010 *J. Alloys Compod.* **505** L35
- [63] Mydeen K, Lengyel E, Deng Z, Wang X C, Jin C Q, Nicklas M 2010 *Phys. Rev. B* **82** 014514
- [64] Shein I R, Ivanovskii A L 2010 *Solid State Commun.* **150** 152
- [65] Kim J S, Stewart G R, Kasahara S, Shibauchi T, Terashima T, Matsuda Y 2011 *J. Phys.: Condens. Matter* **23** 222201
- [66] Hashimoto K, Serafin A, Tonegawa S, Katsumata R, Okazaki R, Saito T, Fukazawa H, Kohori Y, Kihou K, Lee C H, Iyo A, Eisaki H, Ikeda H, Matsuda Y, Carrington A, Shibauchi T 2010 *Phys. Rev. B* **82** 014526
- [67] Zhang S J, Wang X C, Sammynaiken R, Tse J S, Yang L X, Li Z, Liu Q Q, Desgreniers S, Yao Y, Liu H Z, Jin C Q 2009 *Phys. Rev. B* **80** 014506
- [68] Wang X C, Zhang S J, Liu Q Q, Deng Z, Lv Y X, Zhu J L, Feng S M, Jin C Q 2011 *High Press. Res.* **31** 7

SPECIAL TOPIC — Tenth anniversary of the discovery of iron-based high temperature superconductors

Research progress about “111”-typed iron based superconductor*

Wang Xian-Cheng¹⁾ Jin Chang-Qing^{1)2)†}

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

2) (School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 23 August 2018; revised manuscript received 11 October 2018)

Abstract

“111”-typed iron based superconductors have three members: LiFeAs, NaFeAs and LiFeP. The family of LiFeAs itself does not show any long range magnetic order but become superconductor without chemical doping. NaFeAs displays the separation of structural and magnetic transition, suitable to investigate the origin of the two transitions. LiFeP has been proved to be a nodal superconductor. The structure of “111” compounds consists of [FeAs/P] layers intercalated with two alkali metal layers, which makes single crystals easy to be cleaved into two equal counterparts with non-polar surface and thus is favored by the surface characterization techniques, such as the research of angle-resolved photoemission experiment and scanning tunneling microscope measurement. Up to now, fruitful results have been achieved about the study of “111” family. In this paper, we summarize recent progresses on this family.

Keywords: “111”-typed iron based superconductor, LiFeAs, LiFeP, NaFeAs

PACS: 74.70.-b, 74.20.Mn, 74.25.-q

DOI: 10.7498/aps.67.20181586

* Project supported by financially supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 11474344) and the National Key Research and Development Plan of China (Grant Nos. 2018YFA0305700, 2017YFA0302900).

† Corresponding author. E-mail: jin@iphy.ac.cn