

$Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶 ( $T_c = 38.5$  K) 磁通钉扎力与钉扎机理研究

王春雷 易晓磊 姚超 张谦君 林鹤 张现平 王栋樑 马衍伟

Investigation on the flux pinning force and flux pinning mechanism in  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  single crystal with  $T_c = 38.5$  K

Wang Chun-Lei Yi Xiao-Lei Yao Chao Zhang Qian-Jun Lin He Zhang Xian-Ping Wang Dong-Liang Ma Yan-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 117401 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.117401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.117401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I11>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

铁基超导体  $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$  表面隧道谱的研究

Investigation of scanning tunneling spectra on iron-based superconductor  $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$

物理学报.2015, 64(9): 097401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097401>

量子线/铁基超导隧道结中隧道谱的研究

Tunneling spectra for quantum wire/iron-based superconductor junction

物理学报.2015, 64(5): 057401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.057401>

$K_{0.8}Fe_2Se_2$  晶体 c 轴向载流子输运特性的研究

Investigation of carrier transport properties along the c-axis in  $K_{0.8}Fe_2Se_2$  superconducting crystals

物理学报.2014, 63(3): 037401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.037401>

# Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>单晶 ( $T_c = 38.5$ K) 磁通钉扎力与钉扎机理研究\*

王春雷<sup>1)†</sup> 易晓磊<sup>1)</sup> 姚超<sup>2)</sup> 张谦君<sup>2)</sup> 林鹤<sup>2)</sup> 张现平<sup>2)</sup>  
王栋樑<sup>2)</sup> 马衍伟<sup>2)‡</sup>

1) (信阳师范学院物理电子工程学院, 先进微纳功能材料重点实验室, 信阳 464000)

2) (中国科学院电工研究所, 应用超导重点实验室, 北京 100190)

(2014年10月15日收到; 2015年1月15日收到修改稿)

铁基超导体是在2008年由Hosono发现的一种新型超导材料, 由于其具有上临界场高、各向异性小、临界电流密度大等优点, 在世界范围内引起了广泛关注. 以Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>为代表的FeAs-122系超导体具有结构简单、合成温度低、单晶容易制备等优点, 是物理学家和材料学家关注的焦点. 本工作在获得最优掺杂的Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>单晶 ( $T_c = 38.5$  K) 基础上, 通过分析其在不同磁场条件下电阻温度变化关系、不同温度条件下的磁滞回线等数据, 系统的研究了Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>单晶磁通钉扎力和磁通钉扎机理. 研究发现Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>超导体具有非常高的磁通钉扎势, 其中9 T的外场条件下, 其在 $H//c$ 轴和 $H//ab$ 面的钉扎势分别为5800 K和8100 K, 展示出良好的应用前景; 通过进一步分析发现, 其磁通钉扎机理应是由于晶格内部的小尺寸缺陷引起的电子平均自由程变化而导致的 $\delta l$ 钉扎.

关键词: Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>, 磁通钉扎势, 钉扎机理

PACS: 74.25.Qt, 74.70.Dd, 74.25.Fy

DOI: 10.7498/aps.64.117401

## 1 引言

2008年, Kamihara等报道了超导转变温度达26 K的LaFeAsO<sub>1-x</sub>F<sub>x</sub>超导体后<sup>[1]</sup>, 在全世界范围内引发了一场有关铁基超导材料的研究热潮<sup>[2-4]</sup>. 很快中国科学家通过将Sm替代La元素, 将以REFeAsO<sub>1-x</sub>F<sub>x</sub>为代表的FeAs-1111系超导体的超导转变温度提高到55 K以上<sup>[5]</sup>. 此后不久, 德国和中国科学家分别报道了以Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>和Sr<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>为代表的FeAs-122系超导体(晶体结构如图1所示), 研究发现, 在最优掺杂的情况下, 其超导转变温度可达38 K以上<sup>[6,7]</sup>. FeAs-1111和FeAs-122系超导体虽然都具有典型的二维(2D)晶体结构, 但二者存在明显的不同. 对于FeAs-

1111系超导体而言, 具有超导电性FeAs层被绝缘的ReO层(Re为稀土元素, 如La, Sm, Nd等)隔开, 而在FeAs-122体系内, FeAs层和碱土金属层形成三明治结构, 由于FeAs-122系超导体包含两层FeAs层, 且碱土金属层具有导电性, 因此与1111系超导体相比, 其应该具有更强的本征磁通钉扎能力和更小的各向异性.

强的磁通钉扎能力和较小的各向异性将有利于其应用, 这一点逐渐为实验所证实. Ma等制备的Sr<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>超导带材, 在4.2 K, 10 T的磁场条件下, 传输临界电流密度高达10<sup>5</sup> A/cm<sup>2</sup>以上<sup>[8]</sup>. 另外, 最近Gao等在Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>线带材的制备方面也取得了可喜成绩, 其传输电流在4.2 K, 10 T的条件下达到 $8.6 \times 10^4$  A/cm<sup>2</sup><sup>[9]</sup>. 从

\* 国家自然科学基金(批准号: 51025726, 51202243)和国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 11404277)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wanglei@xynu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: ywma@mail.iee.ac.cn

这些研究成果来看, 铁基超导体所具有的强磁场下的电流传输能力, 是此前所发现的如 NbTi, Nb<sub>3</sub>Sn, YBCO, MgB<sub>2</sub> 等各类超导体难以比肩的. 显然进一步探讨 FeAs-122 系超导体的磁通钉扎机理是广大物理学家和材料科学家所关心的问题.

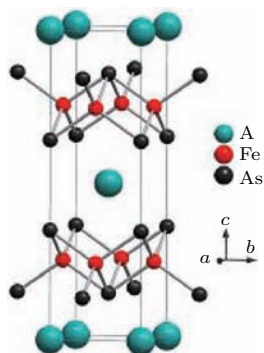


图 1 (网刊彩色) ‘122’ 系铁基超导体结构示意图 (其中 A = Ba, Sr 等)

Fig. 1. (color online) Crystal structure of FeAs-122 superconductors, A = Ba, Sr.

事实上关于 FeAs-122 系超导体磁通钉扎机理的研究, 从其发现以来一直都没有停止过. 如 Yang 等研究了 Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 单晶的鱼尾效应和磁通相图, 发现了 Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 超导体具有很高的上临界场和很大的临界电流密度, 并初步探讨了其磁通钉扎机理<sup>[10]</sup>. Wang 等研究了 Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> ( $T_c = 32$  K) 单晶的无阻输运能力和磁通钉扎能力, 发现其具有很高的磁通钉扎力, 同时作者指出, 如此强的磁通钉扎能力可能与 K 替代 Ba 元素有关, K 掺杂在引入超导电性的同时引入的钉扎中心<sup>[11]</sup>. 文献<sup>[12]</sup>系统研究了 K 过掺杂对 Ba<sub>0.6</sub>K<sub>0.4</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 超导多晶样品超导性能的影响, 发现通过 K 的过掺杂可明显的改善 Ba<sub>0.6</sub>K<sub>0.4</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 超导体的磁通钉扎能力<sup>[12]</sup>. 虽然这些研究工作使我们对 FeAs-122 系超导体的磁通钉扎机理有了初步的认识, 然而许多问题有待更进一步的研究.

## 2 实 验

Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 单晶是通过无助熔剂一步法制备的, 详细过程请参看文献<sup>[13]</sup>. 样品的晶体结构由 X 射线衍射仪 (D/MAX-2500) 确定; 单晶样品微观形貌由扫描电子显微镜 (EDAX-9100) 获得; 单晶样品超导性能的测量是在综合物性测试系统 (PPMS-9) 上完成的. 在综合这些数据的基础上,

对 Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 单晶样品的磁通钉扎能力和钉扎机理进行了深入的分析讨论.

## 3 结果与讨论

### 3.1 Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 单晶的磁通钉扎势

单晶样品的 X 射线衍射结果如图 2 所示. 可以看出, 衍射峰均为偶数的 (00*l*) 峰, 没有发现其他杂峰, 表明样品是 *c* 轴取向的, 且具有较高的相纯度. 此外我们还利用扫描电子显微镜对样品的微观形貌进行了观察, 发现样品的自然解理面 (*ab* 面) 十分平整, 而沿晶体 *c* 轴方向的断面则呈现明显的层状结构 (SEM 照片未给出), 进一步的 EDX 分析表明, 晶体由 Ba, K, Fe 和 As 四种元素组成, 没有别的杂质被检测到, 其元素原子比 Ba : K : Fe : As = 13.12 : 7.74 : 38.94 : 40.20, 在系统误差允许的范围内, 其化学式可以写成 Ba<sub>0.6</sub>K<sub>0.4</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>.

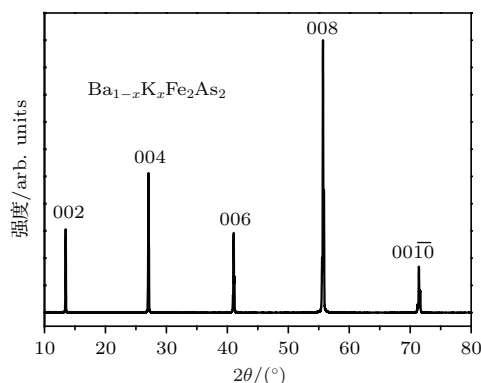


图 2 (网刊彩色) Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 单晶样品的 XRD  
Fig. 2. (color online) XRD pattern of Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> single crystal.

图 3 是单晶样品的直流磁化率曲线 (*M-T*). 可以看出, 在超导转变以上, 样品的体磁化率表现出几乎与温度无关的特性, 这说明样品处于 Pauli 顺磁态, 这与 Ba<sub>0.6</sub>K<sub>0.4</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 在超导转变前所具有的金属特性相一致; 随着温度的进一步下降, 当温度降至超导转变温度附近时, 样品出现陡峭的抗磁转变, 磁测的超导转变温度达 37.5 K; 另外在零场条件下的电阻率与温度的关系进一步表明样品超导转变十分陡峭, 通过电阻测量的超导起始转变温度为 38.5 K (见图 3 插图). 样品的剩余电阻比 (residual resistivity ratio, RRR) 定义为超导材料在常温下的电阻率与其在超导转变发生之前的

电阻率之比值。对于目前的Ba<sub>0.6</sub>K<sub>0.4</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>单晶样品, RRR( $R(300\text{ K})/R(39\text{ K})$ )~8, 略高于多晶样品, 说明其电子散射水平较低。另外, 如果我们将超导转变发生前的  $R$ - $T$  曲线外推至绝对零度, 我们发现其剩余电阻几乎为零, 这进一步说明目前单晶样品纯度较高。因此, 不管是磁测量还是电阻测量都表明该样品具有良好质量, 因此利用其进行进一步的研究是十分有意义的。

为了研究Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>单晶样品的磁通钉扎能力, 我们测量了不同磁场条件下的电阻随温度的变化关系, 其结果如图4所示。根据磁通蠕动的热激发模型, 电阻对温度的依赖关系可用如下公式描述:

$$R(T, B) = R_0 \exp(-U_0/k_B T), \quad (1)$$

这里  $R_0$  为一常数,  $k_B$  是 Boltzmann 常数,  $U_0$  表示磁通钉扎势。磁通钉扎势可通过 Arrhenius 图的线性部分得到。即对上述公式两端同时取自然对数:

$$\ln R(T, B)/R_0 = (-U_0/k_B) \cdot T^{-1}, \quad (2)$$

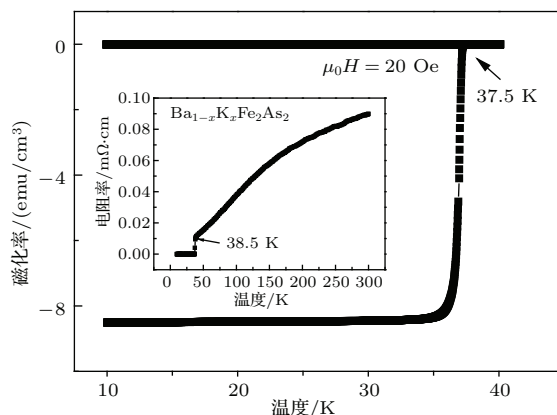


图3 (网刊彩色) Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>单晶样品的磁化曲线(插图为电阻率随温度的变化关系, (1 Oe = (1000/4π) A/m) Fig. 3. (color online) Temperature dependence of DC magnetization for the Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> single crystals. Inset:  $R$ - $T$  curves for the Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> single crystals.

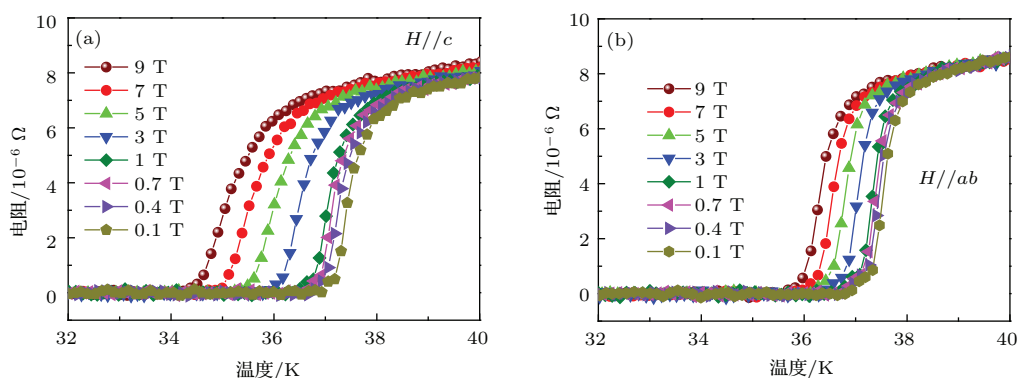


图4 (网刊彩色) 不同条件下, 样品的电阻随温度变化关系 (a)  $H//c$ ; (b)  $H//ab$  Fig. 4 (color online) Temperature dependence of resistivity under various magnetic fields for the Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> single crystals: (a)  $H//c$ ; (b)  $H//ab$ .

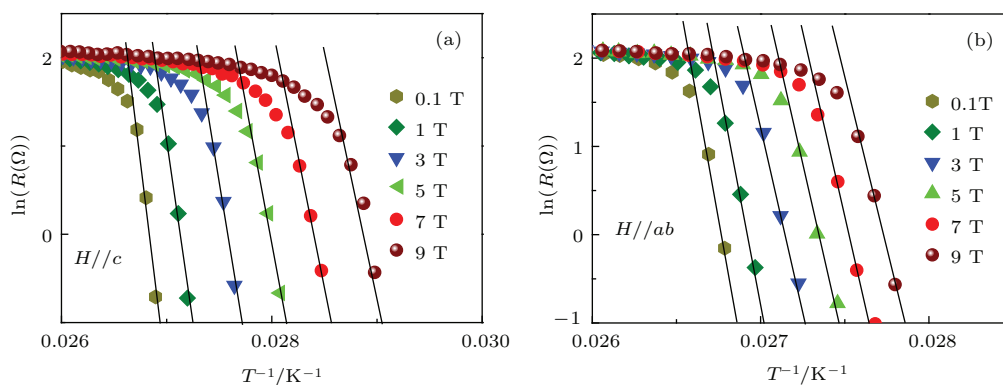


图5 (网刊彩色) 不同条件下, 电阻的对数与温度的倒数之间的关系 (a)  $H//c$ ; (b)  $H//ab$  Fig. 5. (color online) Log resistance versus  $T^{-1}$  for Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> single crystals at different conditions: (a)  $H//c$ ; (b)  $H//ab$ .

其低温部分反映了电阻的热激发行为. 图5(a)和(b)分别显示了  $H//c$  轴和  $H//ab$  面时的拟合结果, 其斜率的线性部分反映了磁通钉扎势的大小, 可以看出,  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶具有非常高的磁通钉扎势; 例如其在 9 T 外场条件下,  $H//c$  轴和  $H//ab$  面的钉扎势分别为 5800 K 和 8100 K, 这是一很大的数值, 这一结果高于文献 [11] 报道值, 这清楚的说明钾掺杂量对其磁通钉扎势有着显著影响; 此外,  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶的磁通钉扎势, 明显高于  $NdO_{0.82}F_{0.18}FeAs$  单晶的钉扎势值约 2000—3000 K (0.1 T) [14], 以及 YBCO 的钉扎势 1100 K (5 T) 和 Bi2212 的钉扎势约 800 K (0.1 T) [15,16], 显示出非常强的磁通钉扎能力. 另外, 根据文献报道 [17], 磁通钉扎势  $U_0$  与外加磁场满足如下关系:

$$\frac{U_0}{k_B} = \alpha B^{-\beta}, \quad (3)$$

其中  $\alpha$  为一常数. 因此我们将上式两边同时取对数后便可得到如下线性关系:

$$\log\left(\frac{U_0}{k_B}\right) = -\beta \log(B) + \alpha. \quad (4)$$

通过双对数曲线的线性拟合, 即可确定  $\beta$  值的大小. 具体计算结果如图 6 所示.

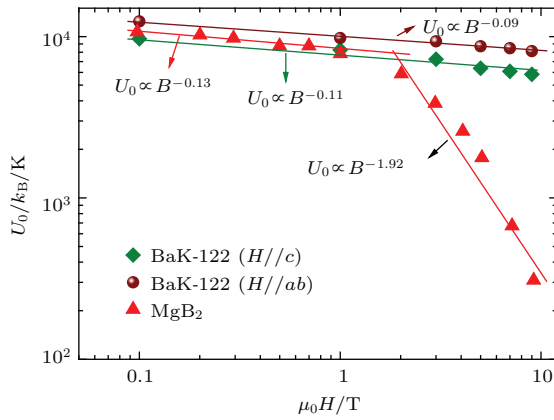


图 6 (网刊彩色)  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶和  $MgB_2$  磁通钉扎势  $U_0(B)$

Fig. 6. (color online) Field dependence of flux pinning potentials ( $U_0(B)$ ) for  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  single crystals and  $MgB_2$ .

为了方便比较, 这里同时将  $MgB_2$  的磁通钉扎势也一并列出. 可以看出  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶在  $H//c$  轴和  $H//ab$  面的钉扎势随磁场增加的衰减率分别为  $U_0 \propto B^{-0.11}$  和  $U_0 \propto B^{-0.09}$ , 这一数值与低场下 (小于 1 T)  $MgB_2$  的钉扎势的衰减情况相似, 但明显优于高场条件下的  $MgB_2$ ; 显示了  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  超导体在高场条件下的优势.

### 3.2 $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ 单晶的钉扎机理

是什么原因导致  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  超导体具有如此优越的磁通钉扎能力, 它的磁通钉扎机理是什么? 到目前为止, 相关研究并不多见, 值得进一步探讨. 为此, 我们进一步测量样品 5—36 K 的磁滞回线 (未给出), 并利用 Bean 公式  $J_c = 20\Delta M/[Va(1 - a/3b)]$  计算得到单晶样品的临界电流密度, 这里  $\Delta M$  是磁滞回线的宽度, 单位为  $emu \cdot cm^{-3}$ ,  $a$  和  $b$  为垂直磁场方向的样品的边长, 单位为  $cm$  (其中  $a < b$ ); 计算得到的临界电流密度对磁场的依赖关系如图 7 所示. 从图中可以看出, 样品的临界电流密度随着磁场增加首先缓慢下降, 然后随着磁场的进一步增加而增加, 这一趋势随着测试温度的升高而变的更加明显, 这从另一方面说明  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶具有非常强的磁通钉扎能力.

根据磁通钉扎理论, 磁通格子的空间涨落随外场的变化可分为三个区域: 单钉扎区, 小集体钉扎区和大集体钉扎区. 将  $B_{sb}$  定义为单钉扎区和小集体钉扎区的边界场, 而将  $B_{lb}$  定义为小集体钉扎区和大集体钉扎区的边界场. 当  $B < B_{sb}$  时, 可以忽略磁通线间的相互作用, 因而此时的临界电流密度和外场无关; 当  $B_{sb} < B < B_{lb}$  时进入小集体钉扎区, 此时弹性模量开始起作用,  $J_c$  随外场成指数规律下降. 在  $B > B_{lb}$  区,  $J_c$  和  $B$  成幂指数关系  $J_c(B) \propto B^{-\alpha}$ .

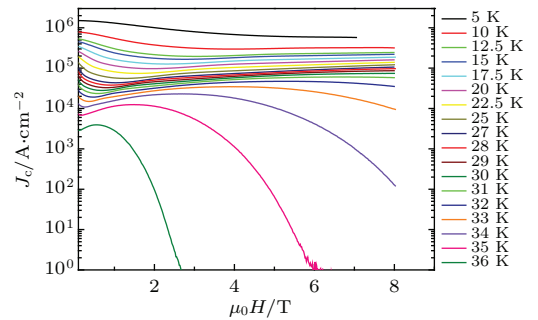


图 7 (网刊彩色)  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶在不同条件下的临界电流密度变化关系

Fig. 7. (color online) The  $J_c$ - $B$  relationship for the  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  single crystals obtained from the  $M$ - $H$  loops at different temperature.

Blatter 等将  $B_{sb}$  定义如下 [18]:

$$B_{sb} = \beta_{sb} H_{c2} J_{sv} / J_0, \quad (5)$$

这里  $\beta_{sb} \approx 5$ ,  $J_0$ ,  $H_{c2}$  和  $J_{sv}$  分别表示拆对电流, 上临界场和单钉扎区域内的临界电流密度. 而在

$B > B_{sb}$  的高场区域,  $J_c(B)$  将会随着磁场的增加而快速下降, 遵循如下指数规律:

$$J_c(B) \approx J_c(0) \exp[-(B/B_0)^{3/2}], \quad (6)$$

$B_0$  归一化参数, 具有  $B_{sb}$  的量级, 为了确定  $B_{sb}$ , 可以做出  $\log(J_c(0)/J_c(B))$  与  $B$  之间的双对数关系曲线, 其在小集体钉扎区域出现线性特性. 因此, 我们可以对  $J_c(B)$  数据进行上述数学处理, 通过线性拟合的偏差来确定  $B_{sb}$  的大小, 如图 8 中插图所示.

Griessen 等指出<sup>[19]</sup>, 超导体的钉扎机理可分为  $\delta T_c$  和  $\delta l$  钉扎, 他们分别与样品的临界转变温度和电子平均自由程有关. 根据热力学关系  $\lambda \propto (1 - t^4)^{-1/2}$  和  $\xi \propto [(1 + t^2)/(1 - t^2)]^{1/2}$ , 分别得到了如下两种临界电流密  $J_{sv}$  对温度的依赖关系: 对  $\delta T_c$  钉扎, 则有如下关系:

$$J_{sv} \propto (1 - t^2)^{7/6}(1 + t^2)^{5/6}. \quad (7)$$

对  $\delta l$  钉扎, 则可表示为

$$J_{sv} \propto (1 - t^2)^{5/2}(1 + t^2)^{-1/2}. \quad (8)$$

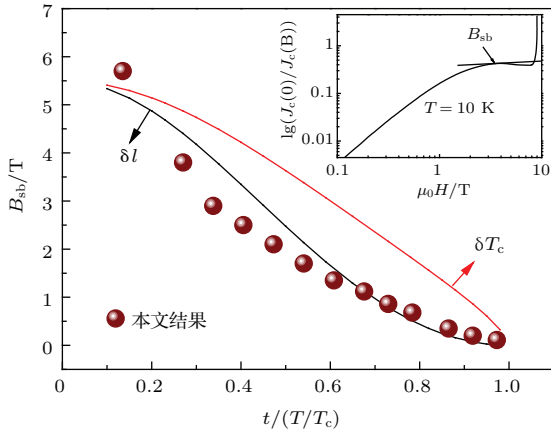


图 8 (网刊彩色)  $B_{sp}$  与约化温度之间的相互关系 (插图: 温度为 10 K 时,  $\lg(J_c(0)/J_c(B))$  与  $B$  关系的双对数函数曲线)

Fig. 8 (color online) The dependence of  $B_{sp}$  on normalized temperature. Inset: the curves of  $\lg(J_c(0)/J_c(B))$  versus  $\lg(\mu_0 H)$ .

Qin 等结合以上结果, 得到了如下关系<sup>[20]</sup>:

$$B_{sb}(T) = B_{sb}(0) \frac{(1 - t^2)^v}{1 + t^2}, \quad (t = T/T_c). \quad (9)$$

当  $v = 2/3$  和  $v = 2$  时分别对应  $\delta T_c$  和  $\delta l$  钉扎.

图 8 展示了小集体钉扎场  $B_{sb}$  对归一化温度的依赖关系, 同时理论的  $\delta T_c$  和  $\delta l$  钉扎曲线也一并列出. 首先应当指出, 理论的  $\delta T_c$  钉扎曲线和  $\delta l$  钉扎曲线的明显区别在于,  $\delta T_c$  钉扎曲线具有正的曲

率半径, 而  $\delta l$  钉扎曲线的曲率半径为负, 因此通过与实验数据比对很容易将钉扎机理区别开来. 从图 8 可以看出,  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶样品的钉扎机理应为  $\delta l$  钉扎.

此外, 我们还利用 Dew-Hughes 模型来进一步分析其钉扎类型<sup>[21]</sup>, 结果表明在超导转变附近, 其应该是小尺寸正常芯子钉扎, 该结果与相关文献报道一致<sup>[10]</sup>, 也与 YBCO 钉扎机理相似<sup>[22]</sup>.  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶具有非常高的上临界场和不可逆场, 这决定了其相干长度很短, 估计只有几个纳米<sup>[23]</sup>. 而目前的研究表明其是小尺寸正常芯子钉扎, 这种正常芯子的大小估计也是纳米量级, 与其相干长度可比拟, 因此表现出非常强的磁通钉扎能力. 这种在  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶中存在的小尺寸正常相, 可能与其超导体内某种元素的非均匀分布有关, 比如钾元素的非均匀分布, 这种非均匀分布还会引起晶格畸变, 从而导致其电子平均自由程的变化.

## 4 结 论

通过对  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶样品在不同磁场条件下的电阻温度曲线进行分析, 我们发现样品具有非常高的磁通钉扎势, 其在 9 T 外场条件下,  $H//c$  轴和  $H//ab$  面的钉扎势分别为 5800 K 和 8100 K, 远高于同等条件下已知的  $MgB_2$ , YBCO,  $Bi2212$  等超导体, 显示出良好的应用前景; 其次在深入分析样品磁滞回线的基础上, 对  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  单晶样品的磁通钉扎机理进行了研究, 结果表明其是由于晶格内的小尺寸缺陷引起的电子平均自由程变化而导致的  $\delta l$  钉扎. 目前的研究结果对  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  以及  $Sr_{1-x}K_xFe_2As_2$  超导体的应用和理论研究都具有重要的指导意义.

## 参考文献

- [1] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, Hosono H 2008 *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296
- [2] Wen H H, Mu G, Fang L, Yang H, Zhu X Y 2008 *Europhys. Lett.* **82** 17009
- [3] Senatore C, Flukiger R, Cantoni M, Wu G, Liu R H, Chen X H 2008 *Phys. Rev. B* **78** 054514
- [4] Wang X L, Ghorbani S R, Peleckis G, Dou S X 2009 *Adv. Mater.* **21** 236

- [5] Ren Z A, Lu W, Yang J, Yi W, Shen X L, Li Z C, Che G C, Dong X L, Sun L L, Zhou F, Zhao Z X 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 2215
- [6] Rotter M, Tegel M, Johrendt D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 107006
- [7] Chen G F, Li Z, Li G, Hu W Z, Dong J, Zhou J, Zhang X D, Zheng P, Wang N L, Luo J L 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3403
- [8] Zhang X P, Yao C, Lin H, Cai Y, Chen Z, Li J Q, Dong C H, Zhang Q J, Wang D L, Ma Y W, Oguro H, Awaji S, Watanabe K 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 202601
- [9] Gao Z S, Togano K, Matsumoto A, Kumakura H 2014 *Scientific Reports* **4** 4065
- [10] Yang H, Luo H Q, Wang Z S, Wen H H 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 142506
- [11] Wang X L, Ghorbani S R, Lee S I, Dou S X, Lin C T, Johansen T H, Müller K H, Cheng Z X, Peleckis G, Shabazi M, Qviller A J, Yurchenko V V, Sun G L, Sun D L 2010 *Phys. Rev. B* **82** 024525
- [12] Wang C L, Wang L, Gao Z S, Yao C, Wang D L, Qi Y P, Zhang X P, Ma Y W 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 042508
- [13] Wang C L, Gao Z S, Yao C, Wang L, Qi Y P, Wang D L, Zhang X P, Ma Y W 2011, *Supercond. Sci. Technol.* **24** 065002
- [14] Jaroszynski J, Hunte F, Balicas L, Jo Y J, Raičević I, Gurivich A, Larbalestier D C, Balakirev F F, Fang L, Cheng P, Jia Y, Wen H H 2008 *Phys. Rev. B* **78** 174523
- [15] Palstra T T M, Batlogg B, Van Dover R B, Schneemeyer L F, Waszczak J V 1990 *Phys. Rev. B* **41** 6621
- [16] López D, Krusin-Elbaum L, Safar H, Righi E, De la Cruz F, Grigera S, Field C, Kwok W K, Paulius L, Crabtree G W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1070
- [17] Ghorbani S R, Wang X L, Shabazi M, Dou S X, Choi K Y, Lin C T 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 072603
- [18] Blatter G, Feigel'man M V, Geshkenbein V B, Larkin A I, Vinokur V 1994 *Rev. Mod. Phys.* **66** 1125
- [19] Griessen R, Wen H H, Van Dalen A J J, Dam B, Rector J, Schnack H G, Libbrecht S, Osquiguil E, Bruynseraede Y 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1910
- [20] Qin M J, Wang X L, Liu H K, Dou S X 2002 *Phys. Rev. B* **65** 132508
- [21] Dew-Hughes 1987 *Phil Mag B* **55** 459
- [22] Wen H H, Zhao Z X 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 856
- [23] Pissas M, Zeibekis M, Stamopoulos D, Wang C L, Ma Y W 2012 *Physica C* **476** 68

# Investigation on the flux pinning force and flux pinning mechanism in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ single crystal with $T_c = 38.5 \text{ K}^*$

Wang Chun-Lei<sup>1)†</sup> Yi Xiao-Lei<sup>1)</sup> Yao Chao<sup>2)</sup> Zhang Qian-Jun<sup>2)</sup> Lin He<sup>2)</sup>  
Zhang Xian-Ping<sup>2)</sup> Wang Dong-Liang<sup>2)</sup> Ma Yan-Wei<sup>2)‡</sup>

1) (Key Laboratory of Advanced Micro/Nano Functional Materials of Henan Province, School of Physics and Electronic Engineering, Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China)

2) (Key laboratory of applied superconductivity, Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

( Received 15 October 2014; revised manuscript received 15 January 2015 )

## Abstract

The discovery of superconductivity in iron-based superconductors by Professor Hosono in Japan in 2008 has triggered off an enormous group of researches the world wide. The iron-based superconductors are regarded as another kind of high- $T_c$  superconductors, which possess lots of merits, such as very high upper critical field ( $H_{c2}$ ), high critical current density ( $J_c$ ), and small crystal anisotropy ( $\gamma$ ), are promising for high field applications.  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ , as a typical FeAs-122 superconductor, is focused on by both theoretical physicists and material scientists since its discovery. In this paper, we first successfully fabricate  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  single crystal. It has an onset transition temperature up to 38.5 K, while its zero resistivity temperature reaches 37.2 K. Both the  $R$ - $T$  and  $M$ - $T$  data of it show very sharp superconducting transition, and its critical current density at 5 K and self field is over  $10^6 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$  and almost field independent. The flux pinning force and the relative pinning mechanisms in  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  are discussed by analyzing the data obtained from the measurements about the  $R$ - $T$  and  $M$ - $H$  under different conditions. Results indicate that the  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  superconductors have very strong intrinsic vortex pinning force, and the vortex potentials ( $U_0$ ) under 9 T field are 5800 K and 8100 K for the  $H//c$  and  $H//ab$ , respectively. Furthermore, the vortex pinning mechanism is also investigated by analyzing the relationship  $J_c$ - $B$ . According to the present results, the flux pinning mechanism should be  $\delta(l)$  pinning because of the change of mean free path for electrons induced by nano-size crystallographic defects in  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ .

**Keywords:**  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ , flux pinning potential, flux pinning mechanism

**PACS:** 74.25.Qt, 74.70.Dd, 74.25.Fy

**DOI:** 10.7498/aps.64.117401

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51025726, 51202243), and the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11404277).

† Corresponding author. E-mail: [wanglei@xynu.edu.cn](mailto:wanglei@xynu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [ywma@mail.iee.ac.cn](mailto:ywma@mail.iee.ac.cn)