

# 磁场对 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 单晶热导的影响研究\*

赵 俊 申彩霞 周 放 熊季午

(中国科学院物理研究所超导国家重点实验室,北京 100080)

(2005 年 4 月 27 日收到)

报道了系列欠掺杂  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $x = 0.063, 0.070, 0.090, 0.110, 0.125$ ) 单晶的零场和加磁场情况下  $ab$  面和  $c$  方向的热导率与温度的关系曲线, 测量温度范围从 2 到 45 K. 研究发现  $ab$  面和  $c$  方向的热导率都受到磁场的压制, 而且在磁场的作用下, 热导压制率随温度变化的关系和场致反铁磁有序的增强与温度的依赖关系有高度相似性. 认为磁场引起的  $ab$  面的热导压制主要是电子热导的变化所致, 而  $c$  方向的压制则可能主要来源于声子热导的变化, 它们均可能与磁场诱导下欠掺杂  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  中的某种电荷有序和磁有序的增强密切相关.

关键词: 热导, 电荷有序, 磁有序

PACC: 7470

## 1. 引 言

铜氧化物的热导由声子热导和电子热导两部分组成, 即  $\kappa = \kappa_e + \kappa_{ph}$ . 一般而言, 当样品进入超导态以后, 磁场对电子(准粒子)热导和声子热导都是有一定影响的. 对于  $d$  波对称的铜氧化物超导体, 当样品进入混合态后, 环绕涡旋的超流会导致节点附近(无能隙)的准粒子能量发生多普勒平移, 由此会导致费米面附近的准粒子态密度增加. 这就是著名的 Volovik 效应<sup>[1]</sup>. 由于 Volovik 效应, 准粒子的数目将正比于外场  $H^{1/2}$  增加. 准粒子数目的增加会使电子热导率增加. 同时, 准粒子数目的增加还会导致电子-电子、电子-声子散射率增加, 从而使电子声子的平均自由程减小. 而且, 加场以后产生的涡旋还会与声子和电子发生散射从而减小热导率. 因此磁场对铜氧化物超导体热导的影响, 一直以来都是一个比较复杂的问题. 比如, 对于晶体结构相对简单的  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (LSCO) 体系, 人们发现低温下欠掺杂样品的  $ab$  面的热导受到磁场的抑制; 而在过掺杂区, 磁场的增强却导致了热导的升高<sup>[2]</sup>. 对磁场所致的热导变化的系统研究将有助于我们认知铜氧化物超导体中复杂的电子相行为, 特别是最近在 LSCO 系统中观测到的诸如静态反铁磁序<sup>[3]</sup>、“魔数”

载流子现象<sup>[4,5]</sup>、磁通方阵<sup>[6]</sup>等可能与高温超导的产生机制密切相关的自旋有序或电荷有序现象. 目前已知, 磁场对欠掺杂的 LSCO 的  $ab$  面热导的抑制可能主要来源于自旋有序增强所致的电子热导的下降<sup>[2]</sup>, 而对于磁场是否对 LSCO 的  $c$  方向的热导产生影响这一问题至今尚未见报道. 为了更仔细研究磁场对 LSCO 热导的影响, 特别是对  $c$  方向热导的影响, 进而了解磁场调制的电荷有序和磁有序对电子及声子热导的影响, 我们用浮区法生长了一系列高质量的  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $x = 0.063, 0.070, 0.090, 0.110, 0.125$ ) 单晶<sup>[4,5]</sup>, 并测量了  $ab$  面和  $c$  方向的热导在磁场下对温度的依赖关系, 由此得到了一些有趣的结果.

## 2. 实验方法及结果讨论

我们采用浮区法生长出系列欠掺杂的 LSCO 高质量单晶, 详细实验方法见文献 [4, 5]. 本实验采用的 LSCO 样品的典型尺寸为  $5 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ . 样品的长方向与晶体的  $c$  方向或  $[110]$  方向平行 (HTT 相). 热导测量采用的仪器是 Quantum Design 公司生产的多功能物性测量系统 (PPMS), 测量温区为 2—45 K, 采用的磁场  $H$  分别为零和 14 T, 磁场方向平行于  $c$  轴.  $ab$  面热导在不同磁场下随温度的变化关系

\* 国家重点基础研究发展规划 (批准号: G1999064601) 和国家自然科学基金 (批准号: 10174090) 资助的课题.

如图1—图5所示. 我们还据此得到了  $ab$  面热导压制率  $\delta\kappa/\kappa$  (其中  $\delta\kappa = \kappa(0) - \kappa(H)$ ) 对温度  $T$  的依赖曲线, 如图6所示. 由图6可以看到, 所有样品的热导在  $T_c$  以下都受到磁场的明显压制, 并且热导的压制率大致随载流子浓度的增加而增加.

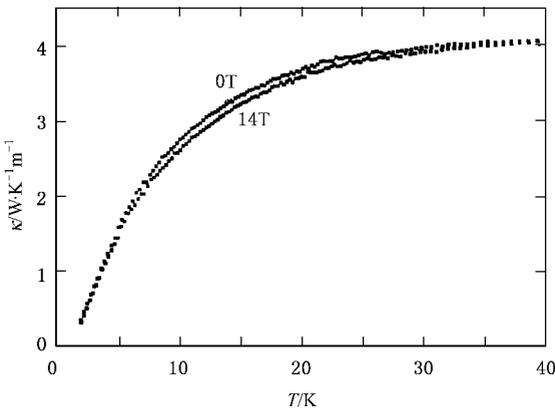


图1  $x=0.063$  样品在  $H=0, 14\text{ T}$  下  $ab$  面热导率  $\kappa$  与温度  $T$  的关系曲线 磁场平行于  $c$  方向

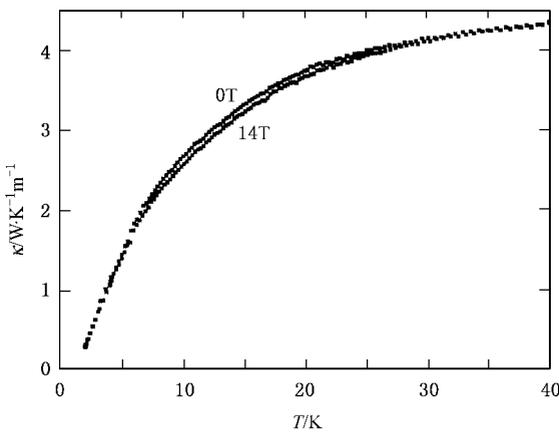


图2  $x=0.070$  样品在  $H=0, 14\text{ T}$  下  $ab$  面热导率  $\kappa$  与温度  $T$  的关系曲线 磁场平行于  $c$  方向

首先我们分析在 LSCO 体系中磁场对  $ab$  面热导的可能影响机制. 在欠掺杂的 LSCO 中, 磁场的作能使  $ab$  面的磁有序加强<sup>[3]</sup>, 但一般认为这种磁有序对  $ab$  面的声子热导是影响不大的. 因为这种磁有序在  $ab$  面是周期性的、有序的, 故而对  $ab$  面的声子热导影响很小<sup>[2,7]</sup>. 再考虑涡旋线对  $ab$  面声子热导的影响. 加场后涡旋对声子的散射截面可以用  $\phi$  来表示, 一般认为  $\phi$  是随着掺杂量的增大而减小的, 亦即在同样的磁场条件下, 涡旋对声子的散射应该是在掺杂量越低的样品中越显著. 这与我们

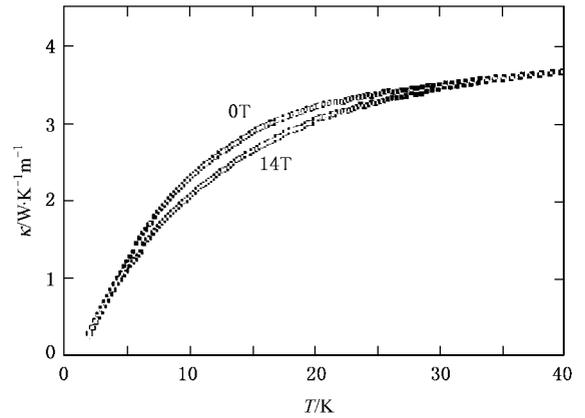


图3  $x=0.090$  样品在  $H=0, 14\text{ T}$  下  $ab$  面热导率  $\kappa$  与温度  $T$  的关系曲线 磁场平行于  $c$  方向

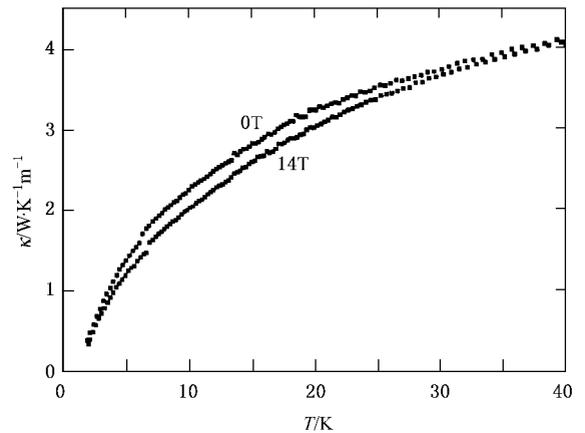


图4  $x=0.110$  样品在  $H=0, 14\text{ T}$  下  $ab$  面热导率  $\kappa$  与温度  $T$  的关系曲线 磁场平行于  $c$  方向

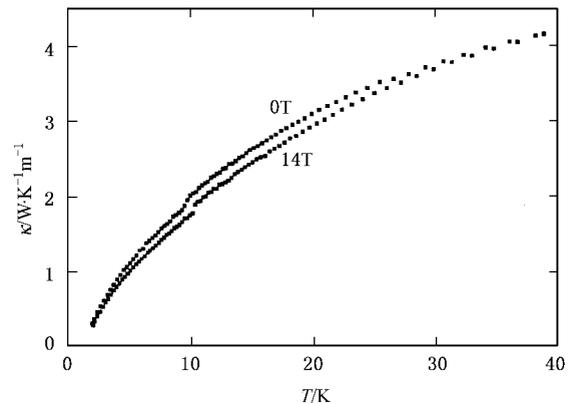


图5  $x=0.125$  样品在  $H=0, 14\text{ T}$  下  $ab$  面热导率  $\kappa$  与温度  $T$  的关系曲线 磁场平行于  $c$  方向

测得的结果是矛盾的. 所以 磁场对  $ab$  面声子热导的影响是可以忽略的<sup>[2,7]</sup>.  $ab$  面的热导率可以写成

如下形式：

$$\kappa = \kappa_e + \kappa_{\text{ph}},$$

式中电子热导的贡献  $\kappa_e$  可以用 Wiedemann-Franz (W-F) 定律来估算, 即

$$\kappa_e = L\sigma T,$$

其中  $L$  和  $\sigma$  分别是 Lorenz 常数和电导率,  $T$  为温度,  $\kappa_e$  为电子热导. 载流子浓度越高的样品中电导率

越大, 电子热导的贡献也越大. 所以在掺杂量越高的样品中, 热导的压制率也越大, 这是易于理解的. 关于磁场压制电子热导的机制, 我们可以从以下两个模型来理解. 一种模型是基于电子-涡旋散射. 磁场(涡旋)的作用使电子的平均自由程降低, 从而使热导降低. 这种模型可以解释最佳掺杂和过掺杂 LSCO 的  $ab$  面热导与磁场的依赖关系. 但这种模型

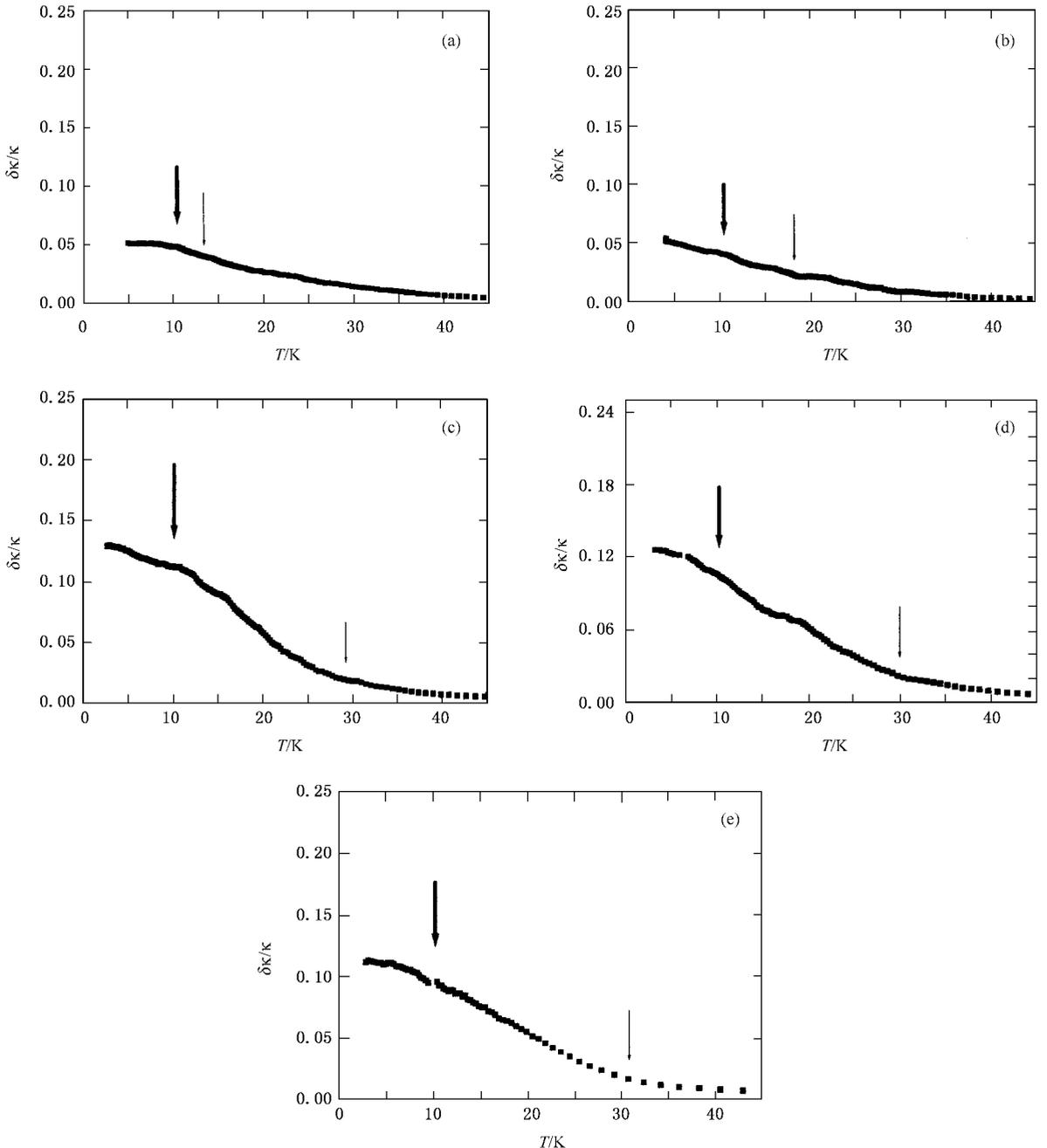


图 6 系列样品 ( $x = 0.063, 0.070, 0.090, 0.110, 0.125$ ) 的  $ab$  面热导压制率  $\delta\kappa/\kappa = [\kappa(0) - \kappa(H)]/\kappa(0)$  随温度  $T$  变化的曲线. (a)  $x = 0.063$  (b)  $x = 0.070$  (c)  $x = 0.090$  (d)  $x = 0.110$  (e)  $x = 0.125$ . 细箭头表明  $T_c$  以下热导压制率迅速升高, 粗箭头表明 10 K 以下热导压制率上升减缓, 出现了“肩膀”.

用于解释欠掺杂 LSCO 的磁场对  $ab$  面热导的影响有一定的困难. 如果在欠掺杂和过掺杂区磁场对  $ab$  面电子热导的影响机制是相同的, 即都是因为涡旋对准粒子的散射导致热导减小, 那么在更低温度区间下, 欠掺杂样品的热导应该像过掺杂样品一样有一个随磁场增大的过程. 因为在欠掺杂的样品中载流子浓度更低, 准粒子的数目也更少, 所以在低温下由于 Volovik 效应导致的准粒子数目增加所引起的热导率增加的效应应该比过掺区更为明显, 出现的温度也应该更高. 但是实验中我们发现, 即使温度降到 2 K 时也没有观察到热导随磁场的上升, 而是一直受到磁场的压制. 所以在欠掺杂 LSCO 中, 只考虑涡旋对准粒子的散射对热导的影响是不合适的. 热导被磁场所压制, 更重要的原因可能是在磁场的的作用下, 欠掺杂的 LSCO 中的某种电荷有序和反铁磁有序加强了, 从而使载流子局域化, 电子热导下降.

更细致的分析则基于  $ab$  面热导压制率  $\delta\kappa/\kappa$  对温度的依赖曲线(图 6). 一方面, 我们注意到这和 Lake 等<sup>[3]</sup>的中子散射结果表明在磁场下  $x = 0.10$  的 LSCO 样品中反铁磁有序随温度变化的曲线有惊人的相似性. 超导转变温度附近,  $\delta\kappa/\kappa$  与  $T$  的关系曲线出现了一个斜率的突然上升(如图 6 中细箭头所指). 中子散射实验也表明, 在  $T_c$  附近场致磁有序突然加强. 热导压制率随着温度的降低而逐渐增大, 场致磁有序也是随着温度降低而升高. 当温度降到 10 K 以下时, 热导压制率的上升速率开始减缓, 出现一个“肩膀”(如图 6 中粗箭头所示). 这也正好对应于中子散射实验报道的磁场诱导下的反铁磁有序强度在 10 K 以下不再随温度降低而升高, 出现了一个“平台”. 另一方面, 二维电荷有序被预言并被不同的实验手段所证实<sup>[6,8-11]</sup>. 值得注意的是, 不同的实验手段直接观测到的电荷点阵都是随着磁场的增强而更明显<sup>[6,10,11]</sup>. 这些似乎说明  $ab$  面热导的受压制很可能来源于磁场导致的磁有序和电荷有序的增强. 另外, 我们还注意到在  $T_c$  以上热导率就已经被磁场所压制. 这说明涡旋在  $T_c$  以上就已经产生, 与能斯特效应的实验结果一致<sup>[12]</sup>.

我们最重要的发现来自磁场对  $c$  方向热导率的影响. 我们测量了  $x = 0.070, 0.090$  样品  $c$  方向的零场和加场(14 T)的热导温度曲线, 如图 7、图 8 所示. 我们发现,  $c$  方向的热导也被磁场所压制. 按照 W-F 定律估算,  $c$  方向电子热导的贡献非常小, 几乎

可以忽略不计, 故而可以认为磁场影响的是声子热导. 这与  $ab$  面热导的压制有所不同. 如果单纯从涡旋(涡旋饼)对声子散射的角度来理解这个问题, 同样我们遇到的矛盾就是  $x = 0.090$  的样品中热导压制率比  $x = 0.070$  的更大, 而涡旋散射截面  $\phi$  在  $x = 0.090$  中比  $x = 0.070$  小. 所以更可能的原因是磁场诱导下的  $ab$  面的电荷有序和磁有序压制了  $c$  方向的声子输运, 从而导致热导的减小. 对比热导压制率和 Lake 等<sup>[3]</sup>的中子散射实验的结果, 我们也发现:  $c$  方向的热导压制率在  $T_c$  处也有一个突然增大, 并且随着温度的降低, 热导压制率  $\delta\kappa/\kappa$  先逐渐上升, 到低于 10 K 以后上升速率变缓, 甚至开始下降(图 9). 这也对应着 Lake 等报道的场致磁有序在低于 10 K 后出现的“平台”. 因此, 磁场导致的  $ab$  面的磁有序加强和某种电荷有序也很可能是  $c$  方向热导压制的原因.

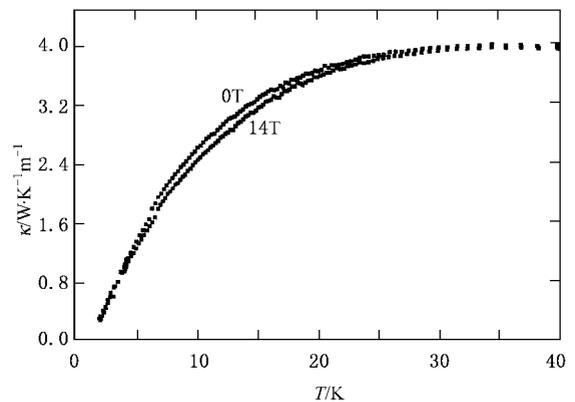


图 7  $x = 0.070$  样品在  $H = 0, 14$  T 下  $c$  方向热导率  $\kappa$  与温度  $T$  的关系曲线. 磁场平行于  $c$  方向

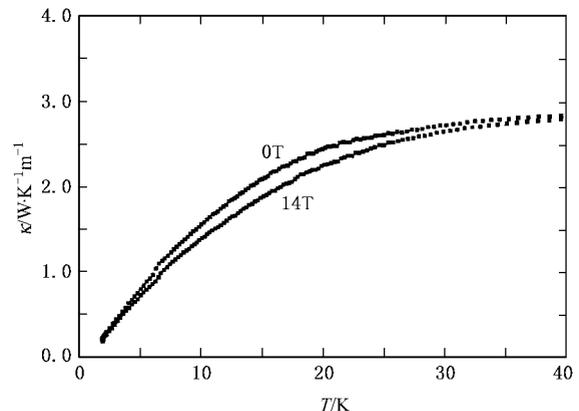


图 8  $x = 0.090$  样品在  $H = 0, 14$  T 下  $c$  方向热导率  $\kappa$  与温度  $T$  的关系曲线. 磁场平行于  $c$  方向

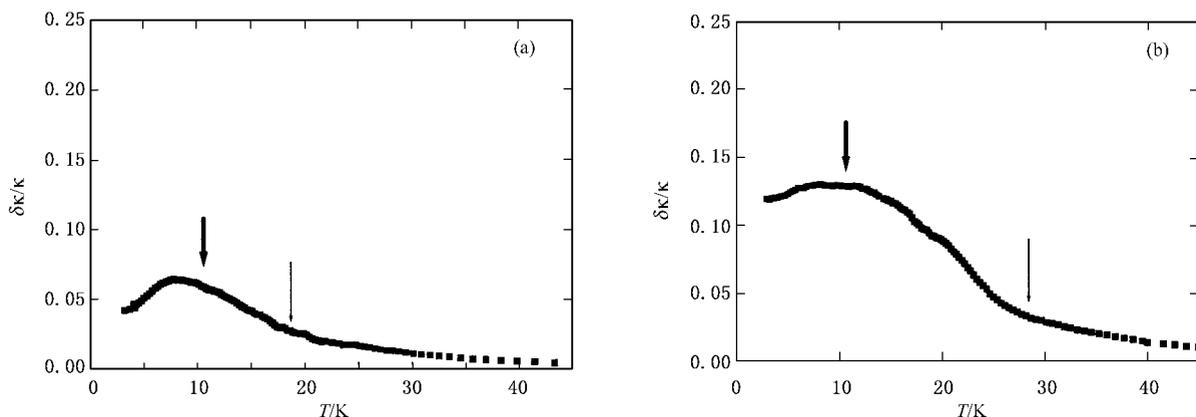


图9 两个样品  $c$  方向热导压制率  $\delta\kappa/\kappa = [\kappa(0) - \kappa(H)]/\kappa(0)$  随温度  $T$  变化的曲线 (a)  $x = 0.070$  (b)  $x = 0.090$ . 细箭头表明  $T_c$  以下热导压制率迅速升高, 粗箭头表明 10 K 以下热导压制率上升减缓, 出现了“肩膀”

### 3. 结 论

本文研究了系列欠掺杂 LSCO 单晶的热导在零场及 14 T 磁场下的变化规律, 发现磁场不仅压制  $ab$  面的热导率, 也显著压制  $c$  方向的热导率. 我们认为热导压制的原因很可能是由于磁场的诱导, 欠掺杂区中的某种电荷有序和磁有序受到强化, 使得  $ab$  面的准粒子局域化, 从而压制了  $ab$  面的电子热导.

而  $c$  方向的热导压制则可能是因为磁场诱导产生的某种电荷有序和磁有序阻碍了  $c$  方向的声子输运, 使得声子热导被压制. 电荷有序和磁有序是如何影响电子热导的变化特别是压制声子热导的机理仍有待于进一步的系统研究.

感谢景秀年老师在热导测量方面的帮助, 感谢董晓莉老师和刘国东老师的有益讨论.

- [ 1 ] Volovik G E 1993 *JETP Lett.* **58** 469
- [ 2 ] Sun X F, Komiya S, Takeya J *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 117004
- [ 3 ] Lake B, Ronnow H M, Christensen N B *et al* 2002 *Nature* **415** 299
- [ 4 ] Zhou F, Ti W X, Xiong J W *et al* 2003 *Supercond. Sci. Technol.* **16** L7
- [ 5 ] Zhou F, Hor P H, Dong X L *et al* 2004 *Physica C* **408—410** 430
- [ 6 ] Gilardi R, Mesot J, Drew A *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 217003
- [ 7 ] Kudo K, Yamazaki M, Kawamata T *et al* 2003 *Phys. Rev. B* **70** 014503
- [ 8 ] Hor P H, Kim Y H 2002 *J. Phys. : Cond. Mat.* **14** 10377
- [ 9 ] Kim Y H, Hor P H, Dong X L *et al* 2003 *J. Phys. : Cond. Mat.* **15** 8485
- [ 10 ] Hoffman J E, Hudson E W, Lang K M *et al* 2002 *Science* **295** 466
- [ 11 ] Gilardi R, Mesot J, Brown S P *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 217001
- [ 12 ] Xu Z A, Ong N P, Wang Y Y *et al* 2000 *Nature* **406** 486

# Influence of magnetic field on thermal conductivity of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ single crystals<sup>\*</sup>

Zhao Jun Shen Cai-Xia Zhou Fang Xiong Ji-Wu

( *National Laboratory for Superconductivity , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 ,China* )

( Received 27 April 2005 )

## Abstract

We have measured the temperature dependence of thermal conductivity in the  $ab$ -plane as well as  $c$ -axis of a series of underdoped  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $x = 0.063, 0.070, 0.090, 0.110, 0.125$ ) single crystals under zero and 14 T magnetic field. It is found that the thermal conductivity in both  $ab$  plane and  $c$ -axis are suppressed by the application of the magnetic field parallel to the  $c$ -axis. The temperature dependence of the thermal conductivity suppression is quite similar to the previously reported behavior of the antiferromagnetic order induced by an applied magnetic field. We think that the field-induced thermal conductivity suppression in  $ab$  plane is due to the electronic contribution, while along  $c$ -axis it is due to the phonon contribution. Both the suppressions of the thermal conductivity in  $ab$  plane and along  $c$ -axis probably originate from the field-enhanced charge and spin ordering.

**Keywords** : thermal conductivity , charge ordering , magnetic ordering

**PACC** : 7470

---

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. G1999064601 ) and the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10174090 ).