

La₂CuO₄ 掺锌样品的低温电阻率与热导率研究*

杨宏顺 李鹏程 柴一晟 余 李志权 杨东升 章 良 王喻宏 李明德 曹烈兆

(中国科学院大学结构分析开放实验室, 物理系, 合肥 230026)

龙云泽 陈兆甲

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(2001 年 7 月 3 日收到, 2001 年 8 月 29 日收到修改稿)

对 La₂CuO₄ 掺锌样品在不同降温速率下(330K 保温 30min 后, 分别以 6K/h 和 0.2K/s 的速率冷却至 4.2K)电阻率(4.2—330K)和热导率(80—300K)随温度的变化关系进行了研究. 实验结果表明, 在不同降温速率下, 热导率和电阻率都受到很大影响. 快速降温过程使得 130K 以上的热导率减小, 而热导率最小值出现在 130K, 且与降温速率无关. 而低温下的热导率不受降温速率变化的影响. 样品在高温区(T 高于 125K)电阻率随降温速率的增大而增大, 低温区电阻率的非线性行为可用变程跳跃行为来描述. 所有样品的热导率和电阻率在反铁磁相变温度都没有出现反常, 这与能带理论框架下预期的结果和 Anderson 电荷-自旋分离理论发生了矛盾, 对此进行了讨论, 并用极化子理论进行了自洽解释.

关键词: La₂CuO₄, 热导率, 电阻率

PACC: 7472, 7430, 7125

1 引 言

大家知道, 高温氧化物超导体正常态的性质是极反常和有趣的. 其中 La₂CuO₄ 作为一种母体材料, 是结构最简单的一种化合物, 它具有高温超导体的典型结构^[1]. 中子散射^[2,3]和磁化率^[4-6]等测量结果表明在低于 $T_N \sim 300\text{K}$ 时 La₂CuO₄ 是一种长程有序的反铁磁绝缘体. 有序的自旋规则的排列在 CuO₂ 面上, 其大小约为 $0.4 \mu_B$, 造成这种现象的原因是强的量子效应和共键作用. 由双磁振子 Raman 散射给出反铁磁交换作用能 $J \sim 1100 \text{ cm}^{-1} = 1600 \text{ K}$ ^[7]. Néel 温度远低于 J 是因为强的二维特性和量子涨落效应^[1]. 在 T_N 以上, 中子散射^[8]和核磁共振^[9]实验观察到了短程的反铁磁关联. 随温度降低, 以 La₂CuO₄ 为母体的材料中, 核磁共振测出的铜位自旋-晶格弛豫时间的倒数与温度的依赖关系显示出强的增强效应. 这与非线性 σ 模型^[1]中在归一化经典区域中的反铁磁关联长度 ξ 的指数增长相一致. 红外光谱实验还观察到 La₂CuO₄ 中的电荷转移能隙, 其数量级

约为 $1.5-2 \text{ eV}$ ^[10].

对这种母体材料引入载流子(可用阳离子替代或掺入阴离子)可强烈地影响它的反铁磁有序和输运性质. 令人惊奇的是, 在 CuO₂ 面内掺入 2% 的空穴就可以完全破坏长程的反铁磁有序. 在 La_{2-x}Sr_xCuO₄ 中进一步增加空穴的掺杂量, 将在 $0.05 \leq x \leq 0.25$ 范围内导致体超导. 但是, 自旋的反铁磁有序的冻结仍可在 $0.02 \leq x \leq 0.05$ 范围内观察到^[11]. 在 $x = 0.125$ 处, 长程反铁磁有序的重建可能是由于可公度效应或是细微的结构相变. 这意味着体系中存在一维掺杂空穴的相分离(即所谓的条纹相)^[12]. 在这种情况下, 磁有序与体超导共存^[13-16].

在母体化合物 La₂CuO₄ 中, 可以将氧插入 La₂O₂ 平面的空隙位置, 从而在 CuO₂ 面上产生空穴^[17-19]. 富氧区和欠氧区的相分离导致超导相和反铁磁相共存^[20,21]. 但是, 在超导发生时静态磁性电荷分离的前后关系仍是一个关键问题^[22-25]. 这种情况下, 从细节上澄清反铁磁的母体化合物的物性显得非常重要, 可以对高温超导体正常态的反常性质的解释提供帮助.

* 国家重点基础研究项目(批准号: G19990646)资助的课题.

本文对母体化合物 La_2CuO_4 的掺锌样品的热导率和电阻率及其与降温速率的关系进行了测量. 热导率和电阻率在不同降温速率下都受到很大影响. 快速降温过程使得 130K 以上的热导率减小, 而热导率最小值出现在 130K 与降温速率无关. 而低温下的热导率不受降温速率变化的影响. 样品电阻率随降温速率增大而增大, 低温区电阻率的非线性行为可用变程跳跃行为来描述. 令人惊奇的是, 所有样品的热导率和电阻率在反铁磁相变温度都没有出现反常行为, 本文对其机理进行了讨论.

2 实验方法

$\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_{4+y}$ ($x = 0.00, 0.05, 0.15, 0.20$) 多晶样品采用传统的粉末烧结法制备, 样品在空气中 500°C 退火 72h 引入微量过量氧. 样品的 X 射线衍射结果显示在实验误差范围内无杂相. 对于 $x = 0.00$ 和 $x = 0.05$ 的样品, 晶格常数分别为 $a = 0.53418(10)$ 和 $0.535855(10)\text{nm}$, $b = 0.539745(10)$ 和 $0.54229(10)\text{nm}$, $c = 1.31298(30)$ 和 $1.31831(30)\text{nm}$. 两个样品在室温下均为正交结构. 通过热重法和碘滴定法测得样品的过量氧含量 y 小于 0.01.

电阻率采用传统的四端引线法测量. La_2CuO_4 的热导率测量采用纵向稳态热流法, 计算机控制, 测量相对精度优于 1%.

3 结果与讨论

3.1 电阻率

测量了 $x = 0.00, 0.05, 0.15$ 和 0.20 样品在慢速和快速降温过程中的电阻率, 如图 1 所示. 在慢速降温过程中, 4 个样品都先被加热到 330K, 保温 30min 后以每小时 6K 的速度一直降至 8K, 同时对样品进行测量. 在快速降温过程中, 样品先被升温至 330K 30min 后充入少量氦交换气体快速降温至 4.2K, 平均降温速度为 0.2K/s , 这约是慢速降温的 120 倍. 结果显示电阻率随锌的掺入而增大. 对于 $x = 0.00$ 的样品, 慢速降温过程中, 其电阻率最小值 T_m 在 225K 附近, 在快速降温过程中则为 200K, 低温下电阻率的上翘和极小值的出现是一种类 Kondo 行为, 表明载流子的散射是具有自由度的局域磁矩的散射. 对于不掺杂的样品, 无论是快速降温过

程还是慢速降温过程, 电阻率最小值对应的温度 T_m 值都比 T_N 值(磁化率测量结果给出 T_N 为 190K ^[28]) 稍大. 在锌掺杂的样品中, T_m 可能出现在 T 高于 300K 的高温区.

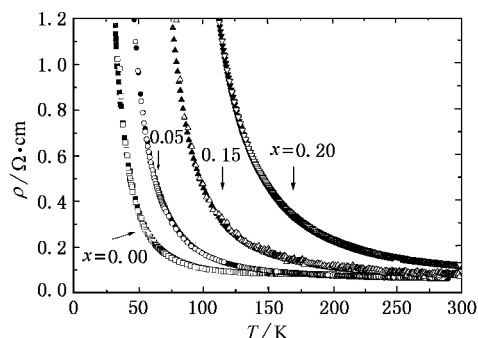


图 1 $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_{4+y}$ ($x = 0.00, 0.05, 0.15, 0.20$) 电阻率与不同降温速率下温度的依赖关系. 实心线为慢速降温过程, 空心线为快速降温过程.

在高温区 (T 高于 150K), 只有 $x = 0.00$ 的样品显示弱的金属行为. 快速降温过程的电阻率仍为弱的金属行为, 其室温值与慢速过程相比有 5% 的增大, 如图 2 所示. 事实上, 对于快速降温过程所有样品的电阻率都有增大.

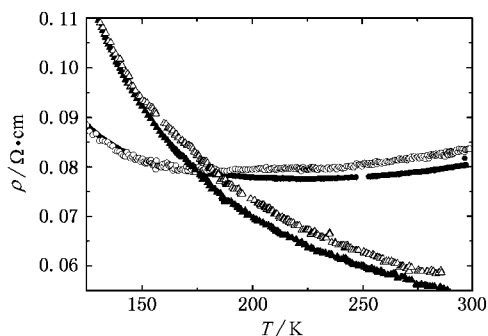


图 2 $x = 0.00$ 和 $x = 0.05$ 样品在高温区 (T 高于 150K) 电阻率与不同降温速率下温度的依赖关系. ● 为 $x = 0.00$ 慢速降温过程, ○ 为 $x = 0.00$ 快速降温过程, ▲ 为 $x = 0.05$ 慢速降温过程, △ 为 $x = 0.05$ 快速降温过程.

但是, 在低温区, 电阻率的非线性行为类似于可变程跳跃行为^[4, 26], 满足 $\rho = \rho_0 \exp(-T_0/T)^\alpha$ 的关系. 在 $x = 0.00, 0.05, 0.15$ 和 0.20 的样品中, 分别在 $T_0 = 43, 56, 87$ 和 134.5K 温度下满足以上关系, 如图 3 所示, 这说明载流子在 T_m 以下被局域化. 这里 T_0 是一个受空穴可运动性标志的特征温度, 指数 $\alpha = 1/(1 + D)$ 与可变程跳跃的维数 D 有关^[27]. 对于所有样品在不同降温过程中 T_0 以下的电阻率数据

的最佳拟合均得到 $\alpha = 1/3$, 对 $x = 0.00, 0.05, 0.15$ 和 0.20 的掺锌样品, 分别得到 $T_0 = 1611, 3877, 10790$ 和 19252K . 在快速降温过程与慢速降温过程中, 当温度低于 T_r 时, 上述拟合参数没有明显的区别. 二维 VRH 的特征温度 T_0 与空穴的局域化半径 ξ 有如下关系: $T_0 = 13.8(k_B N(E_F) \xi^2)^{2/3}$. 由此可以推断出由于 5% 的锌掺杂使 ξ 值减小了 40% (这里假定 $N(E_F)$ 不变).

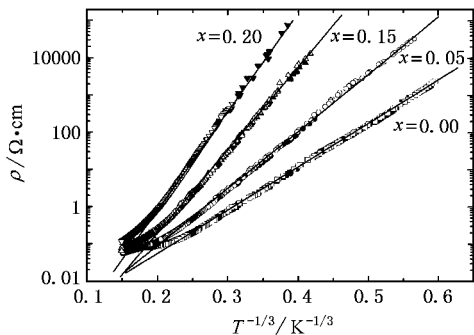


图3 $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_{4+y}$ ($x = 0.00, 0.05, 0.15, 0.20$) 的 $\ln\rho$ 与 $T^{-1/3}$ 关系

高温区 4 个样品在快速降温过程中的电阻率与慢速降温过程相比约都增加了 5%. 令人惊讶的是不掺杂样品在不同降温速率条件下 T_N 值几乎没有变化^[28]. $x = 0.00$ 和 0.05 样品的室温热电势在不同降温条件下几乎不变, 表明载流子浓度也应不变^[28]. 因此快速过程中电阻率的增大意味着散射率的增大. 换言之, 快速降温过程与慢速降温过程相比载流子平均自由程降低了.

3.2 热导率

$x = 0.00$ 样品的热导率与温度在慢速降温和快速降温过程中的关系曲线如图 4 所示. $x = 0.00$ 样品慢速过程中热导率的趋势与 La_2CuO_4 单晶 $[001]$ 方向的热导率相似^[3], 其高温端的上翘与另外两个方向 $[100]$ $[010]$ 的贡献有关^[3, 29]. 这说明本文多晶样品中的界面效应与以前的退火处理过的 La_2CuO_4 样品相比可以忽略^[30], 在他们的退火样品中, 样品的内禀性质被掩盖, 而其内禀性质在单晶样品中才能显现出来. 因为 $[001]$ 方向的热导率与其他方向相比是最小的, 所以本文的多晶样品的热导率数据是三个方向的平均效应, 但 $[001]$ 方向的贡献应是最主要的, 这样才能使得本文的多晶样品的热导率与单晶样品在 $[001]$ 方向上的热导基本相似. 130K

以上热导率的增大可归因于 $[100]$ 与 $[010]$ 方向的贡献. 由于电阻率呈强烈的各向异性, 降温速率对 CuO_2 平面内的低温热电势产生很大影响^[28], 这说明随降温速率的变化热导率的变化也与 CuO_2 面内输运性质的变化有关. 快速降温过程使得 130K 以上的热导率减小, 其最小值出现在 130K, 且与降温速率无关. 低温下的热导率不受降温速率变化的影响, 这与电阻率的结果相一致. Morrell^[3] 等人提出在 Néel 温度 T_N 之上占主导地位的声子散射源是无序的自旋, 这已被有关 La_2CuO_4 中自旋-自旋瞬时关联的中子散射结果证实^[31]. 随磁有序参量增大, 自旋-声子散射减小, 热导率出现最小值. 在此情况下, 声子和无序自旋间的散射率与温度和频率无关, 热导率在 T_N 之上的增大是晶格比热容不断增加的结果. 另一方面, T 低于 T_N 时, 无序自旋的减小使磁有序参量的增大超过了比热容减小的速度, 热导率同样会上升. 本文的实验结果完全支持他们的结论. 按照他们的解释, 由于 T_N 随降温速率的改变并不发生变化^[28], 热导率最小值的位置也不会发生变化. La_2CuO_4 中传导电子对热导的贡献可以忽略不计, T_N 以上的热导主要来自声子的贡献, 这可以描述为

$$\kappa_g = \frac{1}{3} C_g u l_g,$$

这里 C_g 为晶格比热容, u 为声速, l_g 为声子的平均自由程, 它可以受到多种相互作用的影响, 例如声子-声子, 声子-电子, 声子-无序自旋, 声子-杂质等.

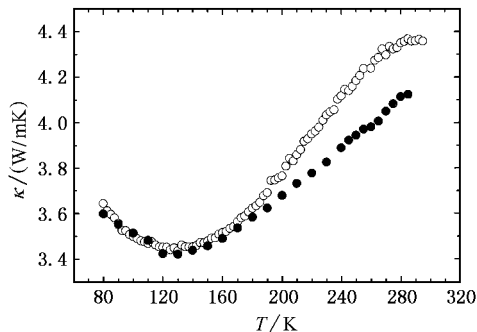


图4 $x = 0.00$ 样品的热导率与不同降温速率下温度的依赖关系
○为 $x = 0.00$ 慢速降温过程, ●为 $x = 0.00$ 快速降温过程

本文对 $x = 0.00$ 样品的比热容进行了测量, 发现其比热容并没有随降温速率的改变而发生变化, 可以预期声速、声子-声子的散射和声子-杂质的散射不随降温速率的变化而变化. 而声子-电子散射的贡献可以忽略不计 (载流子非常小). 在 130K 以上快

速降温过程下热导率的减小表明声子平均自由程的减小,说明自旋在快速降温过程下比慢速降温过程更加无序.电阻率在 130K 以上快速降温过程比慢速降温过程大的结果支持这一结论.电阻率的结果表明载流子同样被无序自旋散射.电阻率与热导率随降温速率的改变产生的不同的变化在低温下消失了(T 低于 125K, 这比 T_N 低 60K),这就表明,高温区快速降温过程中电阻率的增大和热导率的减小可归因于无序自旋的散射.

4 讨 论

从上面的结果可以看出,电阻率和热导率在 125K 上都受到了快速降温过程的影响.而直流磁化率和热电势的测量结果显示 T_N 和载流子浓度并没有随降温速率变化而改变^[28].表明无序自旋的散射率在快速过程中增大了.

电阻率在 T_N 处未观察到任何异常,与反铁磁金属镍的结果形成强烈对比.随温度降低,镍的电阻率在 T_N 以下比在 T_N 以上减小得更快,且 $d\rho/dT$ ^[33], dS/dT ^[34,35] (S 为热电势)和比热容 $\alpha(T)$ ^[36] 在 T_N 处都有一个 λ 峰^[32].就目前所知, LaCuO_4 的比热容在 T_N 处未发现任何反常行为.热电势在 T_N 处也无任何异常行为^[28].由以上对比可以看出,由传统的能带理论来描述 LaCuO_4 体系输运性质、热性质和磁性质遇到了巨大的困难.

在能带理论的框架下^[37],电阻率与电子的态密度、电子迁移速率和弛豫时间等因素有关,所以当热电势在某一温度出现异常时,电阻率一般也会在这个温度点出现反常^[37],但是本文的实验结果表明,虽然热电势在某个温度有斜率的变化^[28],但电阻率在此温度和 T_N 处都未观察到任何异常,这也正说明了热电势大的变化并不是来自能带的贡献,而是其他方面的作用引起的,例如极化子的贡献^[38]、激发子(如声子、磁子、顺磁子等)曳引热电势或者其他的一些在 AFM 有序时减小的因素^[39].另一方面,高温区电阻率-温度曲线呈正的斜率,而热电势则显示弱的温度依赖关系,这也与能带理论矛盾.热电势曲线中的拐点温度总是比 T_N 大,且在 T_N 处未发现热电势有任何变化.

值得注意的是,Anderson 等人曾提出自旋-电荷的分离可导致绝缘态^[40,41].按照他们的观点,因为自旋和电荷是相互独立的,所以存在一个量子禁戒

(quantum protectorate),与电荷有关的扰动并不会影响到自旋^[42].与本文的结果相比,尽管电阻率和热电势的在 T_N 处的行为可以由 Anderson 等人的观点来解释,但是 T_N 以下电阻率的上升则通常是磁散射的结果(这已经由未被抵消的 Cu^{2+} 自旋所引起的低温类居里型磁化率上翘所证实^[41]),这与他们的观点矛盾.

极化子理论能够较好地解释上述实验结果. Goodenough^[38]曾经提出,当空穴受到一个局域化晶格形变的作用时,空穴的行为就像“穿上了衣服”一样,但其波函数仍保持扩展态,正如一个中等尺度的极化子,扩展到近邻的铜原子上使得它能够通过与声子的作用进行跳跃.热电势的结果给出这个极化子的尺寸约含 60—80 个铜原子^[28].极化子在输运(跳跃)过程中,反铁磁相变温度以上,极化子内部自旋无序排列,整个极化子区域内的净自旋为零,在发生反铁磁相变时,极化子尺寸内的自旋有序排列,但由于平均效应,整个极化子内的净自旋却并没有改变,因此,反铁磁相变不会影响到电阻率.同时,热电势的行为也可用极化子理论进行解释^[28].

大家知道,过量氧被掺入 La_2O_2 平面内将形成间隙氧^[38,43].当样品温度高于 330K(目前不知道准确温度),间隙氧原子在 La_2O_2 层中随机分布, CuO_6 八面体中的顶角氧随机地偏离原来位置,原来整齐的 CuO_2 平面的倾角(17° 左右^[44])也被随机打乱,因此在 CuO_2 平面内引入无规势场.有报道称当 y 大于 0.05 时,间隙氧原子可以在足够高的温度下(低于室温)自由地移动^[45]. Ryder^[46,47]等人报道了 y 大于 0.03 的样品在 200K 以上间隙氧仍具有流动性的间接证据.本文的实验结果显示慢速降温过程为少量间隙氧提供了找到平衡位置(这使系统能量更低)的时间,这就可能导致样品中过量氧有序分布^[48—50].而在快速降温过程中,间隙氧排布仍然是无序的.在本文中,过量氧的含量非常小,对 CuO_2 平面的倾斜影响不是很大.这与改变降温速率而 T_N 不变相一致.另外,气冷光谱中观察到了过量氧的两种平衡位置^[3]. $\text{La}_2\text{CuO}_{4.003}$ 中观察到调制结构^[51],不同的辐照时间会造成电子衍射图样改变,这与间隙氧的有序有关.当锌占据铜位时,将会在铜位引入一个势垒,但不会改变 CuO_6 的倾角, T_N 不会明显改变,但载流子的散射率却会发生较大改变.

5 结 论

本文通过对掺锌 La_2CuO_4 电阻率和热导率的测量,发现在不同降温速率下,其热导率和电阻率都受到很大影响.快速降温过程使得 130K 以上的热导率减小,而热导率最小值出现在 130K 且与降温速率无关.而低温下的热导率不受降温速率变化的影响.在 130K 以上快速降温过程下热导率的减小表明声

子平均自由程的减小,说明自旋在快速降温过程下比慢速降温过程更加无序.低温区无序自旋的减少使磁有序参数的增加超过了比热容减小的速度,热导率同样会上升.样品电阻率随降温速率增大而增大,低温区电阻率的非线性行为可用变程跳跃行为来描述.所有样品的热导率和电阻率在反铁磁相变温度都没有出现反常,这就与能带理论框架下的结果和 Anderson 电荷-自旋分离理论发生了矛盾.而用极化子理论可以对此进行自恰的解释.

- [1] Imada M, Fujimori A and Tokura Y 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 1039
- [2] Johnston D C, Sinha S K, Jacobson A J and Newsam J M 1988 *Physica C* **153—155** 572
- [3] Morelli D T, Heremans J, Doll G, Picone P J, Jenssen H P and Dresselhaus M S 1989 *Phys. Rev.* **B 39** 804
- [4] Hucker M, Kataev V, Pommer J, Harrass J, Hosni A, Pflisch C, Gross R and Büchner B 1999 *Phys. Rev.* **B 59** R725
- [5] Thio T, Thurston T R, Preyer N W, Picone P J, Kastner M A, Jenssen H P, Gabbe D R, Chen C Y, Birgeneau R J and Aharony A 1998 *Phys. Rev.* **B 38** 905
- [6] Chou F C and Johnston D C 1996 *Phys. Rev.* **B 54** 572
- [7] Lyons K B, Fleury P A, Remeika J P, Cooper A S and Negran T J 1988 *Phys. Rev.* **B 37** 2353
- [8] Keimer B, Belk N, Birgeneau R J, Cassanho A, Chen C Y, Greven M, Kastner M A, Aharony A, Endoh Y, Erwin R W and Shirane G 1992 *Phys. Rev.* **B 46** 14034
- [9] Imai T, Slichter C P, Yoshimura K and Kosuge K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1002
- [10] Uchida S, Ido T, Takagi H, Arima T, Tokura Y and Tajima S 1991 *Phys. Rev.* **B 43** 7942
- [11] Li Z G, Feng H H, Yang Z Y, Hamed A, Ting S T, Hor P H, Bhavaraju S, DiCarlo J F and Jacobson A J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 5413
- [12] Tranquada J M, Sternlieb B J, Axe J D, Nakamura Y and Uchida S 1995 *Nature* **375** 561
- [13] Tranquada J M, Axe J D, Ichikawa N, Moodenbaugh A R, Nakamura Y and Uchida S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 338
- [14] Ostenson J E, Bud'ko S, Breitwisch M, Finnemore D K, Ichikawa N and Uchida S 1998 *Phys. Rev.* **B 56** 2820
- [15] Suzuki T, Goto T, Chiba K, Shjinoda T, Fukase T, Kimura H, Yamada K, Ohashi M and Yamaguchi Y 1998 *Phys. Rev.* **B 57** R3229
- [16] Nachumi B, Fudamoto Y, Keren A, Kojima K M, Larkin M, Luke G M, Merrin J, Tchernyshyov O, Uemura Y J, Ichikawa N, Goto M, Takagi H, Uchida S, Crawford M K, McCarron E M, MacLaughlin D E and Heffner R H 1998 *Phys. Rev.* **B 58** 8760
- [17] Schriber J E, Morosin B, Merrill R M, Hlava P F, Venturini E L, Kwak J F, Nigrey P J, Baughman R J and Ginley D S 1988 *Physica C* **152** 121
- [18] Wattiaux A, Park J C, Grenier J C and Pouchard M 1990 *C. R. Acad. Sci. (Paris)* **310** 236
- [19] Rudolf P *et al* 1992 *J. Chem. Soc. Chem. Commun.* **16** 1158
- [20] Jorgensen J D, Dabrowski B, Pei S Y, Hinks D G, Soderholm L, Morasin B, Chirber J E, Venturini E L and Ginley D S 1998 *Phys. Rev.* **B 38** 11337
- [21] Radaelli P G, Jorgensen J D, Kleb R, Hunter B A, Chou F C and Johnston D C 1994 *Phys. Rev.* **B 49** 6239
- [22] Emery V J and Kivelson S A 1993 *Physica* **209C** 597
- [23] Kivelson S A and Emery V J 1998 *con-mat/9809082*
- [24] Gooding R J, Salem N M, Birgeneau R J and Chou F C 1997 *Phys. Rev.* **B 55** 6360
- [25] Zhang S C 1997 *Science* **275** 1089
Laughlin R B 1998 *Adv. Phys.* **47** 943
Viellette M *et al* 1998 *con-mat/9812398*
Parcollet O and Georges A 1998 *con-mat/9806119*
Zaanen J 1998 *con-mat/9811078*
- [26] Kyomen T, Oguni M, Itoh M and Yu J D 1999 *Phys. Rev.* **B 60** 6821
- [27] Lai E and Gooding R J 1998 *Phys. Rev.* **B 57** 1498
- [28] Yang H S, Li P C, Chai Y S, Yu M, Li Z Q, Li M D and Cao L Z 2001 *Acta Phys. Sin.* submitted (in Chinese) [杨宏顺、李鹏程、柴一晟、余、李志权、李明德、曹烈兆 2001 已投物理学报]
- [29] Regueiro M N, Castello D, Izbizky M A, Esparza D and D'Ovidio C 1987 *Phys. Rev.* **B 36** 8813
- [30] Birgeneau R J, Greven M, Kastner M A, Lee Y S, Wells B O, Endoh Y, Yamada K and Shirane G 1999 *Phys. Rev.* **B 59** 13788
- [31] Blatt F J, Schroeder P A, Foiles C L and Greig D 1976 *Thermoelectric Power of Metals* (New York and London: Plenum)
- [32] Craig P P, Goldberg W I, Kitchens T A and Budnick J I 1967 *Phys. Rev. Lett.* **19** 1334
- [33] Tang S H, Kitchens T H, Cadieu F J and Craig P P 1974 *Proc. Low Temp.* **13** vol **4** (New York: Plenum) p385
- [34] Piotrowski C, Stephan C H and Bass J 1974 *Proc. Low Temp.* **13** vol **4** (New York: Plenum) p417

- [35] Handler P , Mapother D E and Rayl M 1967 *Phys. Rev. Lett.* **19** 356
- [36] MacDonald D K C 1976 *Thermoelectricity : an Introduction to the Principles* (John Wiley & Sons Inc)
- [37] Lupi S , Maselli P , Capizzi M , Calvani P , Giura P and Roy P 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4852 and the reference therein
- [38] Goodenough J B , Zhou J S and Chan J 1993 *Phys. Rev. B* **47** 5275
Goodenough J B and Zhou J S 1990 *Phys. Rev. B* **42** 4276
Goodenough J B and Zhou J S 1994 *Phys. Rev. B* **49** 4251
- [39] Choi M Y and Kim J S 1999 *Phys. Rev. B* **59** 192
- [40] Kivelson S A , Rokhsar D S and Sethna J P 1987 *Phys. Rev. B* **35** 8865
- [41] Read N and Sachdev S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 1773
- [42] Uchinikura K , Ino T , Terasaki I and Tsukada I 1995 *Physica B* **205** 234
- [43] Ryder J , Midgley P A , Exley R , Beynon R J , Yates R L , Afalfiz L and Wilson J A 1991 *Physica C* **173** 9
- [44] Ginsberg D M 1990 *Physical Properties of High Temperature Superconductor IV* (Singapore : World Scientific Publishing) p108
- [45] Cheong S W , Hundley M F , Thopson J D and Fisk Z 1989 *Phys. Rev. B* **39** 6567
Seaman C L *et al* 1989 *Physica C* **159** 391
Butera A *et al* 1989 *Physica C* **160** 341
- [46] Chou F C and Johnston D C 1996 *Phys. Rev. B* **54** 572 and the references therein
- [47] Radaelli P G , Jorgensen J D , Schultz A J , Hunter B A , Wangner J L , Chou F C and Hnston D C 1993 *Phys. Rev. B* **48** 499
- [48] Wells B O , Birgeneau R J , Chou F C , Endoh Y , Johnston D C , Kastner M A , Lee Y S , Shirane G , Tranquada J M and Yamada K 1996 *Z. Phys. B* **100** 535
- [49] Lanzara A , Saini N L , Bianconi A , Hazemann J L , Soldo Y , Chou F C and Johnston D C 1997 *Phys. Rev. B* **55** 9120
- [50] Dong Z F , Peng L M , Duan X F , Dong X L , Zhao B R , Zhao Z X , Yuan J and Wang R 1999 *Phys. Rev. B* **59** 3489
- [51] Yamada K , Kakurai K , Endoh Y , Thurston T R , Kastner M A , Birgeneau R J , Shirane G , Hidaka Y and Murakami T 1989 *Phys. Rev. B* **40** 4557

A study of thermal conductivity and resistivity properties of Zn-doped La_2CuO_4 *

Yang Hong-Shun Li Peng-Cheng Chai Yi-Sheng Yu Min

Li Zhi-Quan Yang Dong-Sheng Zhang Liang Wang Yu-Hong Li Ming-De Cao Lie-Zhao

(Structure Research Laboratory , Department of Physics , University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China)

Long Yun-Ze Chen Zhao-Jia

(Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)

(Received 3 July 2001 ; revised manuscript received 29 August 2001)

Abstract

We report on a study of the temperature dependence of thermal conductivity and resistivity of Zn-doped La_2CuO_4 with slow cooling and slow warming after quenching. The thermal conductivity above 130K is reduced by quenching. A minimum appears at 130K , which is not sensitive to the cooling rate. Moreover , the low-temperature thermal conductivity is not affected by changing the cooling rate , which is consistent with the fact that the resistivity is also insensitive to the cooling rates at low temperatures. In the low-temperature region ($T < 125$ K) , the resistivity in the nonmetallic regime does not change with the change of cooling rate and it can be described with the variable range hopping law. We also found that both thermal conductivity and resistivity do not show any trace of anomaly at T_N for both the parameters. This suggests that the dominate contribution in transport properties is not from the energy band , and this is in opposition to Anderson 's theory of spin-charge separation. These contradictions can be explained by the polaron theory.

Keywords : La_2CuO_4 , resistivity , thermal conductivity

PACC : 7472 , 7430 , 7125

* Project supported by the State Key Program of Basic Research of China (Grant No. G19990646).