

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的金属-绝缘体转变*

杨永宏 邢定钰 龚昌德

南京大学物理系, 理论物理中心, 南京, 210008

1991 年 1 月 21 日收到

借助于局域化的标度理论, 我们对层状结构系统引进一个由电导各向异性或层间耦合决定的有效维度。认为电导的减小和有效维度的降低是 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 和其它氧化物金属-绝缘体转变的原因。同时也讨论了有限温度的标度理论以解释正常态电阻率的温度行为。

PACC: 7470V; 7215R; 7130

一、引 言

由于高临界温度 T_c 的历史性突破^[1], 高温超导氧化物的研究已成为当今凝聚态物理的热点。高温超导氧化物有很多奇特的性质, 除了最引人注目的高 T_c 以外, 其正常态输运性质也十分异常^[2]。几个系列高温超导氧化物电阻率的实验测量^[3-10] 都表明在其正常态区域, 随掺杂浓度或含氧量变化, 有一个金属-绝缘体转变。而且, 这一转变与材料的超导临界温度紧密相关。

高温超导氧化物的元素替代效应已有大量实验报道。实验测量^[3-7] 表明在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 系统中任何 3d 元素对 Cu 的替代都导致 T_c 的降低, 同时随替代元素浓度的增加, 系统正常态电阻率在低温下的温度系数由正逐渐变为负, 呈现从金属型到半导体型输运特征的转变。类似的实验现象在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 含氧量变化的研究中也观察到^[8,9], 随材料含氧量减小 (x 增大), 系统正常态电阻率的温度行为发生金属-绝缘体转变。进而, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-x}$ 单晶电阻率和霍尔系数的实验测量^[10] 证实了金属-绝缘体转变在 Bi 系氧化物中的存在。这一转变在不同系列超导氧化物中的普遍存在表明它是这类氧化物的一个重要本征性质, 对于它的物理分析将有助于高温超导机制的深入研究。

近年来, 人们把无序系统的局域态和扩展态类比地看作两个相, 借助于处理连续相变和临界现象的重整化群方法, 发展了 Anderson 局域化的标度理论^[11]。标度理论表明: 三维无序系统存在一个表征 Anderson 转变的临界点, 而对空间维数 $d \leq 2$ 的系统不存在 Anderson 转变, 任意小的无序都导致局域化。高温超导氧化物中掺杂元素的替代或氧空位的产生都是无规分布的, 尽管有些主要分布在 CuO_2 平面, 另一些主要分布在 CuO 链平面。中子散射的实验信息^[12] 给出在 $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-y}$ 材料中 (M 代表 Zn, Ni, Fe 等替代元素), Ni 原子取代 CuO_2 平面中的 Cu(2), 而 Zn 原子取代 CuO 链

* 国家自然科学基金资助的课题。

上的 $\text{Cu}(1)$ 。结构研究表明氧空位产生在 CuO 链平面中^[13]。本文试图用 Anderson 转变的物理图象解释高温超导氧化物正常态中的金属-绝缘体转变。问题的复杂性在于该系统具有很强的各向异性效应。这一效应不仅来自材料本身层状结构导致电子性质具有强二维特性,而且还来自于上面提及的替代元素或氧空位无序分布的各向异性。

几个系列的超导氧化物正常态的输运性质都具有很强的各向异性。氧化物单晶的实验测量发现 Y 系氧化物沿 CuO_2 平面方向的电导率 $\sigma_{\parallel}$ 与沿 c 轴电导率 $\sigma_{\perp}$ 之比为几十到几百^[14,15], 而 Bi 系中这一比值高达 10^3-10^5 ^[16,17]。同时能带计算结果也表明其电子结构具有很强的二维特征。因而大多数研究高温超导氧化物的理论模型都建立在二维电子系统的基础上,忽略层间电子关联或把层间耦合效应隐含在平均场近似中。实际上, CuO_2 平面之间电子的耦合作用虽然很小,但对氧化物系统的正常态和超导态性质都起着十分重要的作用。因为对于一个纯二维系统,按照标度理论的预言将不存在 Anderson 转变,这显然与高温超导氧化物正常态中普遍观察到金属-绝缘体转变的实验事实不相一致。而且早在 60 年代,理论上已有严格证明^[18],一维和二维体系都不存在超导长程序(涨落效应使序参量为零),更谈不上高临界温度的超导相的存在了。因而,探讨层间耦合对高温超导氧化物各种性质的重要影响是十分必要和很有意义的。

为了考虑各向异性对金属-绝缘体转变的影响,以及层间耦合对准二维系统的重要作用,我们在 Anderson 局域的标度理论中,对各向异性系统引入了一个有效维度。这一有效维度是系统电导率各向异性 ($\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$) 的简单函数,它的引入使我们能直接运用各向同性 $d = 2 + \varepsilon$ 维系统标度理论的结果。我们讨论了随元素替代或氧含量变化, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 系统有效维数的变化,定性解释了与此相关的金属-绝缘体转变和超导临界温度的降低。同时还考虑了有限温度的标度理论,用以解释某些正常态电阻率的温度系数随温度下降由正变负的实验结果。

二、各向异性系统的标度理论和有效维度

首先回顾各向同性系统的标度理论。考虑一个 d 维超立方样品,尺度为 L , 体积为 L^d 。微扰论的计算^[19,20]给出在弱散射极限(金属区)下该系统与尺度有关的电导率为

$$\sigma(L) = \sigma_0 - \frac{2e^2}{h\pi L^d} \sum_Q [1/Q^2], \quad (1)$$

这里 $\sigma_0 = ne^2\tau/m^*$ 为与尺度无关的 Boltzmann 电导率,其中 n, m^* 和 τ 分别为载流子浓度、有效质量和弛豫时间。(1)式等号右边第二项是与尺度有关的,它来源于描述电子-空穴反向散射的最大交叉图。对 Q 的求和容易化为球坐标下的积分,其积分上、下限分别为 $1/l$ 和 $1/L$, 这里 l 为载流子的平均自由程。结果可以一般地得到 $d = 2 + \varepsilon$ 维系统无量纲电导的表达式为

$$g(L) = \sigma(L)(\pi L)^d \hbar / e^2 = (\sigma_0 \hbar / e^2)(\pi L)^d - [(L/l)^d - 1]/\pi^2 \varepsilon, \quad (2)$$

对应的标度函数为

$$\beta(g) = \frac{L}{g} \frac{dg}{dL} = \varepsilon - 1/(\pi^2 g). \quad (3)$$

按照标度理论^[19], 标度函数 $\beta(g)$ 随 g 的变化在大 g 的金属区由(3)式决定,而在小 g 的

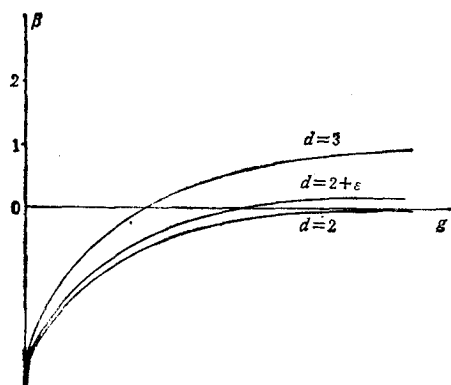


图1 二维、三维以及 $2+\epsilon$ 维系统的标度函数曲线

动,表征三维向二维的跨越。

Wölfle 和 Bhattacharya^[21] 把标度理论推广到各向异性系统。他们证明了在接近不动点的金属区,与尺度有关的电导率各向异性效应可以完全包含在各向异性的扩散系数中。因而对于三维各向异性的层状结构体系,量子相干性或最大交叉散射图导致平行于平面方向的电导率的表达式如下:

$$\delta\sigma_{||}(L) = -\frac{2e^2}{\hbar\pi L^3} \sum_q \frac{D_{||}^0}{D_{||}^0 q_{||}^2 + D_{\perp}^0 q_{\perp}^2}, \quad (4)$$

这里 $D_{||}^0$ 和 $D_{\perp}^0$ 分别为平行和垂直平面的裸扩散系数。若取直角坐标系的 z 轴沿垂直于平面的方向,则 $q_{\perp} = q_x$ 和 $q_{||}^2 = q_z^2 + q_{\perp}^2$ 。由于两个方向的 Boltzmann 电导率 ($\sigma_{\perp}^0, \sigma_{||}^0$) 和裸扩散系数 ($D_{\perp}^0, D_{||}^0$) 分别满足爱因斯坦关系,故 $D_{\perp}^0/D_{||}^0 = \sigma_{\perp}^0/\sigma_{||}^0$, 把这一比值定义为 r^2 , 则(4)式可表为

$$\delta\sigma_{||}(L) = -\left(\frac{2e^2}{\hbar\pi}\right) (2\pi)^{-3} \int \frac{d^3q}{q_{||}^2 + r^2 q_{\perp}^2}. \quad (5)$$

上面的积分不仅与样品尺度有关,而且还取决于样品形状。为了在标度理论中对各向异性的层状系统引入有效维度,我们仍选取一个尺度为 L 的立方样品。这样(5)式中三重积分的积分区域限制在一个长方体(长和宽为 $1/l_{||}$, 高为 $1/l_{\perp}$, $l_{||}$ 和 $l_{\perp}$ 分别为两个方向的平均自由程)内再扣去一个半径为 $1/L$ 的球。该积分可表达为两个积分式之差: $I_1(l_{||}, l_{\perp}) - I_2(L)$, I_1 和 I_2 的被积函数相同,但积分区域不同,前者为对整个长方体内区域积分,后者积分区域为半径为 $1/L$ 的球。与尺度 L 有关的积分 I_2 可在球坐标下进行,结果为

$$\begin{aligned} I_2(L) &= 2\pi \int_0^{\pi} \int_0^{1/L} \frac{q^2 \sin\theta d\theta dq}{q^2(\sin^2\theta + r^2 \cos^2\theta)} \\ &= 4\pi/(L\alpha), \end{aligned} \quad (6)$$

这里

$$\alpha^{-1} = (1-r^2)^{-1/2} \ln \left(\frac{1+\sqrt{1-r^2}}{r} \right), \quad (7)$$

局域区满足 $\beta(g) = \ln(g/g_c)$ 的关系, g_c 为某一特征电导,其大小数量级为 1。进而在 $\beta(g)$ 为 g 的单调连续函数的假定下,图 1 分别给出了二维,三维以及 $2+\epsilon$ ($0 < \epsilon < 1$) 维系统的标度函数曲线。容易看出三维系统的 β 函数有一零点 g_c^3 , 它是对应于迁移率边的不稳定固定点。二维系统 β 函数恒负,没有零点,因而二维无序体不存在扩展态和金属型电导。介于二者之间的 $2+\epsilon$ 维体系,存在不稳定固定点 $g_c = 1/(\pi^2\epsilon)$, 随 ϵ 从 1 向 0 变化, g_c 从 g_c^3 出发沿 g 轴一直向右移

这里已经假定 $r \leq 1$ 或 $\sigma_H^0 \geq \sigma_L^0$, 若 $r \ll 1$, 则 $\alpha^{-1} \approx \ln(2/r)$. 从(5)式出发容易得到立方样品的无量纲电导为

$$g_H(L) = (\sigma_H^0 \hbar / e^2) \pi L - (L/4\pi^2) I_1(l_H, l_L) + 1/(\pi^2 \alpha), \quad (8)$$

于是得到三维层状系统的标度函数为

$$\beta(g_H) = \frac{L}{g_H} \frac{dg_H}{dL} = \alpha^{-1}(\alpha - 1/\pi^2 g_H). \quad (9)$$

把上面的 β 函数与 $2 + \varepsilon$ 维各向同性系统的标度函数(3)式相比较, 发现(9)式中的 α 与(3)式中的 ε 处于相同位置, 因而可以把三维各向异性系统等效为一个 $2 + \varepsilon$ 维模型, 同时定义其等效维度为 $2 + \alpha$. 从表达式(7)容易看出 α 仅仅为系统电导率各向异性比率 σ_H^0/σ_L^0 的函数. 当 $r = 0$, $\alpha = 0$; 当 $r = 1$, $\alpha = 1$; 随 r 从 0 到 1 的变化, 有效维度从二维过渡到三维.

这里强调指出标度函数的形式很大程度上取决于样品形状的选取. (9)式给出的 β 函数形式是选取尺度各向同性的立方样品的结果, 这一结果为我们引入三维层状系统的有效维度提供了依据. 过去一个常用的方法是选取电导各向同性的长方体样品^[21,22], 为了保证电导率各向异性的样品电导各向同性, 其尺度必须满足 $(L_H/L_L)^2 = \sigma_H^0/\sigma_L^0$ 的关系. 从这种样品的选取出发, 容易证明其标度函数为^[22]

$$\beta(g_H) = 1 - 1/(\pi^2 \bar{g}). \quad (10)$$

这一类似于三维情形的结果看起来与各向异性无关, 实际上各向异性效应可以隐含在系统的平均或等效电导 $\bar{g}$ 中. 当 $g_H = \bar{g}$, (10) 式给出三维情形的 β 函数, 它完全起因于各向同性电导样品的假定, 因而不能用以讨论随各向异性变化三维到二维的跨越行为. 从这点意义上来讲, 本文采用立方样品的前提能充分计及系统的各向异性效应, (9)式的标度函数形式适宜引入有效维度, 进而讨论维度的跨越行为.

三、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的金属-绝缘体转变

高温超导氧化物正常态电阻率有很强的各向异性, 故 $r = (\sigma_L^0/\sigma_H^0)^{1/2} \ll 1$, 由(7)式其有效维度 d_{eff} 近似为

$$d_{\text{eff}} = 2 + \alpha = 2 + 1/\ln(2/r). \quad (11)$$

同时(9)式中 β 函数的零点决定其不稳定不动点

$$g_c = 1/(\pi^2 \alpha) = \ln(2/r)/\pi^2. \quad (12)$$

它对应于划分扩展态和局域态区域的迁移率边, 其数值取决于有效维度的变化. 我们认为上述标度理论的讨论结果可以作为高温超导氧化物中金属-绝缘体转变的理论解释基础. 这一转变或者是起因于金属型电导的减小, 使 g_H 逐渐趋近于迁移率边 g_c ; 或者是因为系统各向异性的增强, 使 α 减小, g_c 增大, 导致金属区的缩小; 或者两种效应兼而有之.

下面就 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的一些实验结果进行具体分析.

首先考察 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的氧含量效应. 实验测量表明随氧含量减小(x 增大), 样品正常态的电阻率单调上升, 同时电阻率的温度系数由正逐渐变为负, 发生金属-绝缘体转变. 电阻率的增大通常有两个起因, 载流子数目减小或散射机制增强. 实验发现氧空位

产生在 Cu—O 链的平面,而参与输运的载流子一般认为是在 CuO₂ 平面中. 因而氧空位的产生对散射率影响不大,主要是因为载流子浓度的减小导致电导的变小,使 $g_{\parallel}$ 趋近于 g_c ,这是发生金属-绝缘体转变的一个主要效应. 另一方面,应指出氧空位的增加除了会减小载流子浓度外,还会增大系统的各向异性,导致有效维度的降低和 g_c 数值的增大. 上述理论分析已得到实验上的支持. 实验报道 YBa₂Cu₃O₇ ($x = 0$, $T_c \approx 90\text{K}$) 单晶电导率的各向异性比率 $r^{-1} = \sigma_{\parallel}^0 / \sigma_{\perp}^0$ 在 $T = 290\text{K}$ 处为 80,接近 T_c 时为 250^[13]; 而 $T_c = 60\text{K}$ 的单晶 ($x = 0.3-0.4$) 的这一比率在 $T = 290\text{K}$ 处为 100, $T = 80\text{K}$ 处增大到 2000^[23]. 这表明随含氧量减少, r^{-1} 增大,系统的有效维度降低. 超导临界温度从 90K 降至 60K 的结果也与维度的降低定性符合,因为通常认为维度越低,涨落效应越大,超导临界温度也较低.

关于氧空位的增加导致系统各向异性的增强的物理原因分析还未见报道,这里试图作一点定性分析. 一些氧原子从 Cu—O 链上移走后,在链平面上留下氧空位,同时一些电子从 Cu—O 链平面转移到 CuO₂ 平面补偿了部分空穴,使 CuO₂ 平面中空穴载流子的数目减小. 与此同时,对于空穴型载流子而言,电子的电荷转移将提高相邻 CuO₂ 平面之间的势垒,从而减弱层间耦合,使系统更加各向异性. 垂直于平面方向电导率 $\sigma_{\perp}^0$ 与层间耦合强弱紧密相关. 对于无序层状系统,已经证明^[24]

$$\sigma_{\perp}^0 \propto t_{\perp}^2, \quad (13)$$

这里 $t_{\perp}$ 表示相邻平面的跳跃矩阵元. 在高温超导氧化物正常态 $\sigma_{\perp}^0$ 的机理研究中,相同的关系已分别在 RVB 模型^[25]和正常费密液体^[26]的理论框架下提出. 因而电导率的各向异性参数 r 正比于 $t_{\perp}$,层间耦合的减弱将导致系统有效维度的降低.

最近 Triscone 等人^[27]制备出一种 YBa₂Cu₃O₇/PrBa₂Cu₃O₇ 超晶格,其中 YBa₂Cu₃O₇ 超导层厚度仅为 12 Å (包含两个 CuO₂ 平面),当 PrBa₂Cu₃O₇ 绝缘层厚度为 12 Å 时,超晶格系统的 T_c 为 55K. 随 Pr 层厚度增加, T_c 线性下降,当 Pr 层厚至 70 Å 时, T_c 降为 10K 左右. 这一实验结果难以用邻近效应理论进行解释,它很可能反映了对超导起主要作用的 CuO₂ 平面的本征行为^[27]. 在 CuO₂ 平面之间加厚 Pr 层相当于增宽势垒宽度,减弱层间耦合,因而使系统的有效维度降低,涨落效应导致 T_c 降低. 但只要存在一个有限小(非零)的层间耦合,其有效维度总大于 $2(d_{\text{eff}} = 2 + \alpha, \alpha \ll 1)$,低温下仍可以有超导长程序. 上述实验对超晶格正常态电阻率随 Pr 层厚度的变化未见报道. 按照有效维度的标度理论分析,随 Pr 层加宽,正常态 $\sigma_{\parallel}^0$ 的温度行为也会有金属-绝缘体转变. 而且产生这一转变的主要因素不是 $g_{\parallel}$ 的变化,而是有效维度的降低导致 g_c 的增大. 也就是说,随 Pr 层的厚度增加, $g_{\parallel}$ 保持基本不变,而 g_c 不断增大,这样原来处于 $g_{\parallel} > g_c$ 金属区的系统可以转变到 $g_{\parallel} < g_c$ 的局域态区域.

下面分析讨论 YBa₂Cu₃O_{7-x} 系统中 3d 元素对 Cu 的替代效应. 有些元素原子主要替代 CuO₂ 平面中的 Cu(2) 原子,有些主要替代 Cu—O 链上的 Cu(1) 原子. 泡利磁化率的实验测量^[7]表明这两类元素替代都导致载流子浓度的减小,相信这是正常态电导随元素替代逐渐减小和发生金属-绝缘体转变的主要原因. 这两类元素替代效应也有不同之处. 对 Cu(2) 原子的替代会增加 CuO₂ 平面内的无序度,构成 $g_{\parallel}$ 下降的另一个因素;而 Cu(1) 原子的替代效应类似于氧空位的产生,平面之间的电荷转移导致层间耦

合减弱,使得 g_c 增大. 关于两类元素替代导致 T_c 的降低涉及到具体的超导机理,目前尚不很清楚,但是 CuO_2 平面内的无序,平面之间耦合的减弱都可能是降低超导临界温度的因素.

综上所述,我们运用标度理论的分析 and 有效维度的讨论定性解释了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的氧含量变化和元素替代效应的一些实验结果,特别是金属-绝缘体转变的现象. 注意到沈顺清等人^[28]曾运用无规行走的技术推测 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 的维度与层间耦合的关系. 他们定义的晶格动力学维度与本文引入的有效维度的关系尚不清楚. 因为两者的理论出发点完全不同,它们包括的物理内涵可能有所区别,其定量结果也难以比较. 但同时我们也注意到二者定性的结论是一致的,即随层间耦合增强,系统维度从二维向三维过渡. 因而它们之间可能还存在某种有意义的联系.

四、有限温度下标度理论的应用

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 和其它系列氧化物的正常态电阻率的温度曲线形状可以分成三种类型. 第一种是在整个温度区域(T_c 到室温,以及更高温度)都呈现 $\rho \propto T$ 的金属行为,对应于较高超导临界温度的样品. 第二种是在整个温区 $d\rho/dT < 0$, 表现半导体型电导行为,它对应于很低 T_c 的超导体或非超导样品. 金属-绝缘体转变指的就是随氧含量变化或元素替代从第一种情形向第二种情形的过渡. 介于这两种情形之间,还有一种过渡类型的电阻率-温度曲线,其特征为:在高温区电阻率随温度基本呈线性增长, $d\rho/dT > 0$; 在接近 T_c 的低温区, $d\rho/dT < 0$, 因而在 T_c 以上的某一温度电阻率有一个极小值.

第二节讨论的是零温情形的标度理论. 在零温下载流子的散射机制只有无规势场的弹性散射, (4)式给出的超越 Boltzmann 结果的电导率修正项来自于载流子在无规势场中传播的位相相干性,在格林函数理论中对应于最大交叉图的贡献. 为了说明高温超导氧化物电阻率的温度行为,特别是上面提及的过渡类型的温度系数变化,必须考虑有限温度的标度理论. 在 $T \approx 0\text{K}$ 的情形,传导电子(或空穴)除了受到无规势场的弹性散射外,还受到来自电声子互作用,电子之间库仑作用的非弹性散射,因而电子处于能量本征态的有限寿命 τ_{in} 与温度有关. 在时间 τ_{in} 内电子扩散的距离为

$$L_{th} = (D\tau_{in})^{1/2}, \quad (14)$$

这里 D 为与温度无关的扩散系数. 传导电子平均每扩散 L_{th} 的长度就受到一次非弹性散射,失去原有的量子相干性. 因而非弹性散射起着抑制电子传播的量子相干性的作用. Thouless^[29] 提出在有限温度下用 $L_{th}(T)$ 代替零温标度理论中的样品尺度 L , 作为电导率修正项中的切断长度. 于是对于有效维数为 $2 + \alpha$ 的系统,类似于(1)式,量子相干性导致的电导率修正项为

$$\begin{aligned} \delta\sigma_H &= - (e^2/\hbar\pi^2) \int_{1/L_{th}}^{1/l} q^{\alpha-1} dq \\ &= - (e^2/\hbar\pi^2\alpha) (l^{-\alpha} - L_{th}^{-\alpha}). \end{aligned} \quad (15)$$

由(14)和(15)式容易看出这一电导率的修正中包括一个正比于 $(\tau_{in})^{-\alpha/2}$ 的项,它的温度依赖性取决于导致 τ_{in} 的具体散射机制. 在低温情形下,通常可认为 $\tau_{in}(T) \propto T^{-\nu}$, 其中

p 为一个正的常数。例如, 对于“脏”的二维声子系, $p = 2$; 对于“干净”三维声子系, $p = 4$ ^[19]。因而与温度有关的电导率修正项为

$$\delta\sigma_H(T) \propto T^{p\alpha/2}. \quad (16)$$

这项结果在低温下对电导率的温度行为可以起主要作用。对于 $0 < \alpha < 1$ 的层状结构系统, 低温下(16)式给出 $d\sigma/dT > 0$ 或 $d\rho/dT < 0$ 的结果。随温度升高, τ_{in} 和 L_{th} 减小, (15)式给出的量子相干性导致的电导率修正也随之变小。因而高温情形增强的非弹性散射抑制了量子相干效应, 电阻率的温度行为完全取决于 Boltzmann 项的结果。对于扩展态的自由载流子, 电声子散射高温下导致 $\rho \propto T$ 的线性行为。上述分析给出了电阻率在高温下有正温度系数, 低温下有负温度系数, 其中间一定有一个极小值。这些理论结果与本节开始描述的一种过渡类型的电阻率-温度曲线定性一致, 可以作为高温超导氧化物中金属-绝缘体转变的一个可能解释。

五、结 语

我们把缺氧或元素替代的高温超导氧化物考虑为各向异性的无序系统, 运用局域化的标度理论讨论金属-氧化物转变的物理机制。比较各向异性层状系统与各向同性 $2 + s$ 维模型的标度函数, 我们为系统引进了一个有效维度的重要参量。这一参量与实验观测的各向异性电导比率直接有关, 与层间耦合也有紧密联系。有效维度的引入使我们能直接应用 $2 + s$ 维模型的标度理论结果来解释正常态电阻率的温度行为和讨论维度的跨越效应。讨论结果表明理论分析和实验测量定性一致。

作者与蒋奇博士进行了有益的讨论, 特表感谢。

- [1] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys.*, **B64**(1986), 189; M. K. Wu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 908;
赵忠贤等, 科学通报, **32**(1987), 817.
- [2] 邢定钰、刘炯, 物理学进展, **10**(1990), 471.
- [3] J. M. Tarascon *et al.*, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 7458.
- [4] J. F. Bringley *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 2432.
- [5] B. Jayaram *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 2903.
- [6] T. Tabatabake and M. Ishikawa, *Solid State Commun.*, **66**(1988), 413.
- [7] K. Westerholt, H. J. Wüller, H. Bach and P. Stauche, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 11680.
- [8] W. K. Kwok *et al.*, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 106.
- [9] H. C. Yang *et al.*, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 9203.
- [10] G. Briceno and A. Zettl, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 11352.
- [11] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 693.
- [12] T. Kajitani *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27**(1988), L354.
- [13] F. Beech, S. Miraglia, A. Santoro and R. S. Roth, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 8778;
J. D. Jorgensen *et al.*, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 3608.
- [14] S. W. Tozer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1768.
- [15] S. J. Hagen *et al.*, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 7928.
- [16] J. Wang *et al.*, *Supercon. Sci. Technol.*, **1**(1988), 27.
- [17] S. Martin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2194.

- [18] T. M. Rice, *Phys. Rev.*, **140A**(1965), 1889; P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.*, **58**(1967), 383.
- [19] E. Abrahams and T. V. Ramakrishnan, *J. Non-Cryst. Solids*, **35**(1980), 15.
- [20] P. A. Lee, *Rev. Mod. Phys.*, **57**(1985), 287.
- [21] P. Wolfle and R. N. Bhatt, *Phys. Rev.*, **B30**(1984), 3542.
- [22] R. N. Bhatt, P. Wolfle and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev.*, **B32**(1985), 569.
- [23] D. A. Brawner, Z. Z. Wang and N. P. Ong, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 9329.
- [24] Q. Jiang and C. D. Gong, *Phys. Lett.*, **A127**(1988), 105.
- [25] P. W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 132.
- [26] D. Y. Xing, M. Liu and C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 11992.
- [27] J. M. Triscone *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 804.
- [28] 沈顺清、郑大昉、陶瑞宝, *物理学报*, **37**(1988), 1829.
- [29] G. Bergmann, *Phys. Rep.*, **107**(1984), 1; D. J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1167.

METAL-INSULATOR TRANSITION IN $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

YANG YONG-HONG XING DING-YU GONG CHENG-DE

Department of Physics, Center for Theoretical Physics, Nanjing University, Nanjing, 210008

(Received 21 January 1991)

ABSTRACT

On the basis of the scaling theory of localization, we introduce an effective dimensionality for layered structure systems, which depends on the conductivity anisotropy or the interlayer coupling. We propose that both decrease of conductance and drop in effective dimensionality account for the metal-insulator transitions in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ and other oxide compounds. The scaling theory in finite temperatures is also discussed to explain the temperature dependence of the normal state resistivities.

PACC: 7470V; 7215R; 7130