

## 共振价键模型中正常态电阻率的讨论\*

刘 楣

东南大学物理系,南京,210018

邢 定 钰<sup>1)</sup>

南京大学理论物理中心和物理系,南京,210008

1989 年 12 月 16 日收到

本文运用线性响应理论推导共振价键 (RVB) 模型中 holon-spinon 散射和 holon-phonon 散射导致的正常态电阻率公式, 计算结果表明: holon-spinon 散射电阻率若用  $\rho \sim T^\alpha$  公式拟合,  $\alpha$  在 1.4—1.5 之间随温度变化; 而声子散射电阻率在很大温度范围呈现线性温度行为.

PACC: 7210; 7470V

### 一、引 言

随着 Bednorz 和 Müller<sup>[1]</sup> 的先驱工作, 包括 Bi 系和 Tl 系在内的 4 个系列的高温超导氧化物相继问世, 使得高温超导的研究成为近 3 年凝聚态物理中最热门的课题. 由于这些高温超导氧化物都具有以  $\text{CuO}_2$  平面为基础的层状结构以及很强的二维特性, 人们普遍相信它们有相同或十分类似的超导机制, 尽管这种机制目前尚不清楚. 因而寻找和分析这几种高温超导氧化物的共同特性以及设法对这些共性做出合理的物理解释, 将对高温超导机制的研究提供重要的线索和检验.

实验测量表明高温超导氧化物的正常态输运性质十分异常, 其中最普适的特征是所有高质量超导氧化物样品的正常态电阻率都呈现线性温度依赖行为<sup>[2-4]</sup>. 此外, 霍尔系数<sup>[4,5]</sup>和温差电势率<sup>[6,7]</sup>的温度效应和各向异性也有引人注目的异常行为. 作者及其合作者<sup>[8-12]</sup> 曾试图用电声子相互作用机制解释这些正常态输运的异常性质, 并得到与实验测量<sup>[2-7]</sup>定性一致的结果. 这一组工作的基本观念是: 尽管各种迹象表明高温氧化物的超导机制可能是非声子型的, 但电声子相互作用仍将对其正常态输运给出主要或至少部分的贡献. 另一方面, 如果超导机制确实为非声子型的, 这种非声子型相互作用也将对正常态输运产生影响. 它们所预言的输运结果与实验测量是否符合将是对这些非声子机制的重要检验, 这正是本文关心和希望讨论的一个问题.

为了解释高温超导氧化物的高  $T_c$  起因, 已经提出众多的新型超导机制模型<sup>[13]</sup>, 其中

\* 国家自然科学基金和中国科学院物理研究所磁学开放研究实验室资助的课题.

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室)理论物理分中心.

最有影响的是 Anderson 等人提出的 RVB 理论模型<sup>[14,15]</sup>. RVB 理论认为电子的强关联将导致系统电荷自由度和自旋自由度的分离,从而存在两种元激发:一种是带电荷而无自旋的玻色子,称之为 holon;另一种是充满费密海的中性费密子,叫做 spinon. 这种 holon 的玻色-爱因斯坦凝聚导致高  $T_c$  超导,而 spinon 的无能隙费密面提供所谓的比热线性项. 进而, Anderson 和 Zou<sup>[15]</sup> 提出 holon-spinon 散射的最低阶过程的计算给出正常态电阻率的线性温度行为:  $\rho \sim T$ , 恰好能解释实验结果. 但是他们的计算过于粗糙,只计及了 spinon 的费密统计性质,而完全忽略了载流子 holon 的统计效应. 因而最近 Kallin 等人<sup>[16]</sup> 提出这种 holon-spinon 最低阶散射过程的正确计算应给出  $\rho \sim T^{3/2}$ . 本文重新考察了这一电阻率的计算,发现 Kallin 等人的计算中采用了一个经典近似,即把 holon 的玻色分布函数近似地用玻耳兹曼分布函数所代替. 这一近似通常只有高温下 ( $T \gg \mu_B$ ,  $\mu_B$  为玻色系统的化学势) 才成立. 实际上  $\mu_B$  的估计值远高于室温,因而在高温超导氧化物正常态电阻率测量的通常温度范围 ( $T_c$  到室温),应该考虑玻色子的简并效应. 我们用级数求和方法严格处理玻色分布函数,数值计算结果表明这一简并效应导致电阻率的温度行为偏离  $\rho \sim T^{3/2}$  关系. 但是  $\rho \sim T$  关系的普适实验结果看来无法用 RVB 模型中 holon-spinon 散射机制得以解释. 运用线性响应理论<sup>[17]</sup> 推导 holon-spinon 散射导致的电阻率公式. 讨论 holon 的玻色简并效应对电阻率温度依赖行为的影响,给出电阻率随温度变化的具体计算结果. 同时还讨论了把 holon 看作费密子和 spinon 视为玻色子<sup>[18,19]</sup> 的散射机制的理论结果,探讨了 RVB 模型其它可能的散射机制,讨论了 holon 与声子型元激发以及杂质势散射导致的电阻率温度行为.

## 二、holon-spinon 散射的电阻率公式

考虑 RVB 模型的 holon-spinon 系统在一外加弱电场  $E$  的作用下 (设电场沿  $x$  方向),其带电荷载流子 holon 受电场加速,沿电场方向有一整体漂移运动. 同时 holon 受到中性 spinon 的散射,它对 holon 的漂移运动起着阻碍作用. 最后电场力和散射阻力达到平衡,系统处于稳恒的输运状态. 为建立描述这一稳恒态的平衡方程<sup>[20]</sup>,分离 holon 子系统的质心坐标和相对坐标<sup>[21]</sup>,引入下面的有效哈密顿量:

$$H = H_0 + H_c + H_{hs}, \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_p \varepsilon_p h_p^\dagger h_p + \sum_k \omega_k s_k^\dagger s_k, \quad (2)$$

$$H_c = \mathbf{P}^2 / 2n_h m_h - n_h e \mathbf{E} \cdot \mathbf{R}, \quad (3)$$

$$H_{hs} = W \sum_{p,k,q} h_{p+q}^\dagger h_p s_k^\dagger - q s_k e^{iq \cdot \mathbf{R}}. \quad (4)$$

这里  $H_c$  为 holon 子系统哈密顿量的质心部分,  $\mathbf{P}$  和  $\mathbf{R}$  分别为其质心动量和坐标,  $n_h$  和  $m_h$  分别为 holon 粒子数目和有效质量.  $H_0$  包括 holon 哈密顿的相对运动部分和 spinon 哈密顿,其中  $h_p^\dagger (h_p)$  和  $s_k^\dagger (s_k)$  分别为 holon 和 spinon 的产生(湮灭)算符,其本征能量的色散关系  $\varepsilon_p = p^2 / 2m_h$  和  $\omega_k = k^2 / 2m_s$ , 分别假定为二次型<sup>[15,16]</sup>.  $H_{hs}$  表示 holon 与 spinon 的散射项,正是这一项对电阻率给出贡献,其中散射矩阵元  $W$  已简化为

常数<sup>[15,16]</sup>.

为了推导零电场极限下的电阻率公式,可以用线性响应理论<sup>[17]</sup>,首先把系统哈密顿量(1)式分为两部分,把  $H_0$  视为零阶项,而  $H' = H_c + H_b$  作为微扰项. 假定微扰项  $H'$  是绝热加上的,则在  $t = -\infty$  系统处于平衡态,其热力学系统可用平衡态统计分布函数描述

$$\rho_0 = \rho(t = -\infty) = Z^{-1} \exp(-H_0/T). \quad (5)$$

这里  $Z$  表示统计配分函数. 实际的非平衡统计算子应满足刘维方程,  $\rho_0$  为其初始条件. 按照线性响应理论<sup>[17]</sup>,任一算子  $A(t)$  的系综平均可用下式计算:

$$\langle A(t) \rangle = \langle A(t) \rangle_0 - i \int_{-\infty}^t dt' \langle [A(t), H'(t')] \rangle_0. \quad (6)$$

这里  $\langle \cdots \rangle_0 = \text{Tr}(\cdots \rho_0)$ , 表示用平衡统计算子(5)式进行系综平均, (6) 式等号右端方括号号为算子对易符号,而

$$H'(t') = e^{iHt'} H' e^{-iHt'}$$

为在海森堡表象下的微扰哈密顿算子.

下面计算 holon 子系统质心动量  $P_x$  时间变化率的系综平均. 由算子关系式  $\dot{P}_x = -i[P_x, H]$ , 容易得到

$$\dot{P}_x = n_h e E - iW \sum_{p,k,q} q_x e^{iqxR} h_{p+q}^+ h_p s_k^+ - q s_k. \quad (7)$$

把这一  $\dot{P}_x$  的表达式和哈密顿量(4)式代入线性响应公式(6),并运用稳态条件  $\langle \dot{P}_x \rangle = 0$ , 得到

$$n_h e E = W^2 \sum_{p,k,q} q_x \int_{-\infty}^0 dt' \langle [h_{p+q}^+ h_p s_k^+ - q s_k, h_p^+(t') h_{p+q}(t') s_k^+(t') s_{k-q}(t')] \rangle_0 \cdot \exp[-iq_x(R(t') - R(0))]. \quad (8)$$

因为(8)式等号右边已有  $W^2$  因子,在散射矩阵元的最低阶近似下,系综平均中包含的海森堡表象的算子可近似为

$$h_p(t') = h_p \exp(-i\varepsilon_p t'), \text{ 和 } s_k(t') = s_k \exp(-i\omega_k t').$$

同时(8)式等号右边指数函数中包含的  $[R(t') - R(0)]$  在稳态输运中可写为  $v_h t'$ , 这里  $v_h$  表示 holon 的漂移速度. 这样(8)式等号右边积分中的被积函数可简化为

$$\begin{aligned} & (\langle h_{p+q}^+ h_p s_k^+ \rangle_0 \langle h_p h_p^+ \rangle_0 \langle s_k^+ - q s_{k-q} \rangle_0 \langle s_k s_k^+ \rangle_0 \\ & - \langle h_p^+ h_p \rangle_0 \langle h_{p+q} h_{p+q}^+ \rangle_0 \langle s_k^+ s_k \rangle_0 \langle s_{k-q} s_{k-q}^+ \rangle_0) \exp[-it'(\varepsilon_{p+q} - \varepsilon_p + \omega_{k-q} \\ & - \omega_k + q_x v_h)]. \end{aligned} \quad (9)$$

在 RVB 模型中 holon 为玻色子, 而 spinon 为费密子, 故  $\langle h_p^+ h_p \rangle_0 = n_+(\varepsilon_p)$  和  $\langle s_k^+ s_k \rangle_0 = n_-(\omega_k)$  分别为平衡态的玻色和费密分布函数. 把(9)式代入(8)式, 完成对时间  $t'$  的积分, 只取其实际部(容易证明虚部贡献一定为零), 并运用下面恒等式:

$$n_{\pm}(E_1)[1 \pm n_{\pm}(E_2)] = [n_{\pm}(E_2) - n_{\pm}(E_1)] \bar{n}_{\pm}(E_1 - E_2),$$

这里  $\bar{n}_{\pm} = n_{\pm}(\mu = 0)$ , 表示化学势为零的玻色函数, 最后得到平衡方程

$$n_h e E = W^2 \sum_{p,k,q} q_x [n_+(\varepsilon_p) - n_+(\varepsilon_{p+q})] [n_-(\omega_k) - n_-(\omega_{k+q})]$$

$$\begin{aligned} & \cdot [\bar{n}_+(\varepsilon_p - \varepsilon_{p+q} - q_x v_h) - \bar{n}_+(\varepsilon_p - \varepsilon_{p+q})] \\ & \cdot \pi \delta(\varepsilon_{p+q} - \varepsilon_p + \omega_k - \omega_{k+q} + q_x v_h). \end{aligned} \quad (10)$$

在零电场极限下, holon 的漂移速度也趋于零, 上式等号右边可展开至  $v_h$  的线性项. 借助于二维玻色和费密极化率的表示式

$$\chi_{\pm}(q, \omega) = \sum_k [n_{\pm}(\varepsilon_{k+q}) - n_{\pm}(\varepsilon_k)] \delta(\omega - \varepsilon_k + \varepsilon_{k+q}), \quad (11)$$

平衡方程(10)可写成

$$n_h e E = - \frac{\pi v_h W^2}{T} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \bar{n}_+(\omega) \bar{n}_+(-\omega) \sum_q q^2 \chi_+(q, \omega) \chi_-(q, \omega). \quad (12)$$

电阻率可定义为  $\rho = E / n e v_h$ , 这里  $n$  表示 holon 在高温超导氧化物中的体密度. 上述平衡方程是从二维系统哈密顿量(1)–(4)式出发建立的, 因而  $n_h$  应理解为 holon 在一个  $\text{CuO}_2$  平面中的面密度. 在(12)式中把对  $q$  的求和换为二维积分, 并完成对  $q$  的角度积分, 最后得到电阻率的计算公式为

$$\rho = - \frac{W^2}{4 n n_h e^2 T} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \bar{n}_+(\omega) \bar{n}_+(-\omega) \int_0^{\infty} dq \cdot q^2 \chi_+(q, \omega) \chi_-(q, \omega). \quad (13)$$

Kallin 等人<sup>[16]</sup>的电阻率公式是用玻耳兹曼输运方程的变分方法推导的. 除了在文献[16]中对  $n$  和  $n_h$  未加区别, 以及方程(2.6)中遗漏了一个符号外, 我们导出的电阻率公式(13)与文献[16]的(2.6)式相一致.

### 三、holon-spinon 散射电阻率的温度行为

为研究(13)式给出的电阻率的温度依赖性, 首先计算二维玻色和费密极化率  $\chi_{\pm}$ . 因为 RVB 模型中玻色子和费密子都设为平方型色散关系, 故  $\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k = q^2/2m + kq \cos\theta/m$ , 这里  $\theta$  为动量  $k$  与  $q$  之间的夹角. 这样定义  $\chi_{\pm}(q, \omega)$  的(11)式等价于下面的计算式:

$$\begin{aligned} \chi_{\pm}(q, \omega) &= \frac{1}{4\pi^3} \text{Im} \int_0^{\infty} dk \cdot k n_{\pm}(\varepsilon_k) \int_0^{2\pi} d\theta \\ & \cdot \left[ \frac{1}{\omega - q^2/2m - kq \cos\theta/m - i\delta} - \frac{1}{\omega + q^2/2m + kq \cos\theta/m - i\delta} \right]. \end{aligned}$$

这里  $\text{Im}$  表示取积分值的虚部,  $i\delta$  表示被积函数分母中的无穷小虚部. 运用下面积分结果:

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{\cos\theta + A - i\delta} = \frac{2\pi i}{\sqrt{1 - A^2}},$$

得到  $\chi_{\pm}(q, \omega)$  的表达式为

$$\chi_{\pm}(q, \omega) = \frac{m}{2\pi^2 q} \int_0^{\infty} dk \left[ - \frac{d n_{\pm}(\varepsilon_k)}{dk} \right] \Phi(k, q, \omega), \quad (14)$$

$$\Phi(k, q, \omega) = \sqrt{k^2 - (q/2 - m\omega/q)^2} \theta(k^2 - (q/2 - m\omega/q)^2)$$

$$-\sqrt{k^2 - (q/2 + m\omega/q)^2} \theta(k^2 - (q/2 + m\omega/q)^2). \quad (15)$$

这里  $\theta(x)$  为单位阶跃函数, 当  $x \geq 0$ ,  $\theta(x) = 1$ ; 而当  $x < 0$ ,  $\theta(x) = 0$ . (14) 式中对  $k$  的积分一般只能用数值计算求值. 为了看清电阻率的温度依赖行为, 在计算  $\chi_{\pm}(q, \omega)$  时采用一些合理的近似. 首先在电阻率测量的温度范围, 温度远低于费密子系统的化学势<sup>[15]</sup>, 因而  $-dn_{\pm}(\varepsilon_k)/dk \approx \delta(k - k_F)$ , 这里  $k_F$  表示 spinon 的费密动量. 进而在电阻率公式(13)中主要贡献来自小  $\omega$ , 对于  $\omega \ll v_F q$  ( $v_F$  为费密速度)由(15)式给出的  $\Phi(k_F, q, \omega)$  可以展开至  $\omega$  的线性项. 这样得到  $\chi_{\pm}(q, \omega)$  的近似表达式为<sup>[16]</sup>

$$\chi_{\pm}(q, \omega) \approx g_F \omega / \pi v_F q. \quad (16)$$

这里  $g_F$  为 spinon 的态密度.

在计算玻色极化率  $\chi_{+}(q, \omega)$  时, 对(14)式等号右边分部积分一次, 并作变数代换  $\xi^2 = k^2 - (q/2 \mp m\omega/q)^2$ , 方程(14)变为<sup>[22]</sup>

$$\chi_{+}(q, \omega) = \frac{m}{2\pi^2 q} \int_0^{\infty} d\xi \left[ \frac{1}{\exp[(\xi^2 + (q/2 - m\omega/q)^2)/2mT + |\mu_B|/T] - 1} - \frac{1}{\exp[(\xi^2 + (q/2 + m\omega/q)^2)/2mT + |\mu_B|/T] - 1} \right]. \quad (17)$$

把上面的玻色分布函数展开为无穷项级数求和, 并完成对  $\xi$  的积分, 结果得到

$$\chi_{+}(q, \omega) = \frac{m}{2\pi^2 q} (2\pi mT)^{1/2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{e^{-l|\mu_B|/T}}{l^{1/2}} \exp\left[-l\left(\frac{q^2}{4} + \frac{m^2 \omega^2}{q^2}\right)/2mT\right] \cdot \sinh\left(\frac{l\omega}{2T}\right). \quad (18)$$

把  $\chi_{\pm}(q, \omega)$  的表达式(16)和(18)代入(13)式中, 最后得到  $\rho$  的表达式为

$$\rho = \frac{W^2 m_h^2 g_F}{2\pi^3 n n_h e^2 v_F} (2\pi m_h)^{1/2} T^{5/2} \sum_{l=1}^{\infty} I(l) l^{-3/2} \exp(-l|\mu_B|/T), \quad (19)$$

式中

$$I(l) \equiv \frac{2}{l^2} \int_0^{\infty} dx \frac{x^2 K_1(x) \sinh(x)}{\sinh^2(x/l)}. \quad (20)$$

这里  $K_1(x)$  为第二类变型贝塞耳函数<sup>[23]</sup>. 数值计算表明函数  $I(l)$  随  $l$  增长而增大. 若用  $I(l) \sim l^a$  规律去拟合计算结果, 发现随  $l$  增大,  $a$  值从 0.67 逐渐减小, 趋向一个稳定值 0.5. 对于二维自由玻色子系统, 由玻色子面密度公式  $n_h = \sum_k n_{+}(\varepsilon_k)$ , 可推出其化学势  $\mu_B$  满足下式<sup>[22]</sup>:

$$\exp(-|\mu_B|/T) = 1 - \exp(-T_0/T), \quad (21)$$

式中  $T_0 = 2\pi n_h / m_h$ . 在高温情形 ( $T \gg T_0$ ), 上式近似为  $\exp(-|\mu_B|/T) \approx T_0/T \ll 1$ , 所以(19)式等号右边的求和只需保留一项, 结果得到  $\rho \sim T^{3/2}$  关系与 Kallin 等人<sup>[16]</sup>的结论一致.

对于 Y-Ba-Cu-O 高温超导氧化物, 按霍耳效应测量结果取  $n = 2 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ , 或  $n_h \approx 8 \times 10^{15}/\text{cm}^2$ , 同时取  $m_h \approx 5m_e$ , 可以估计出  $T_0 \approx 880\text{K}$ . 电阻率测量通常都在

远低于  $T_0$  的温度范围内进行,故(19)式求和需进行若干项,温度越低,求和需保留的项数

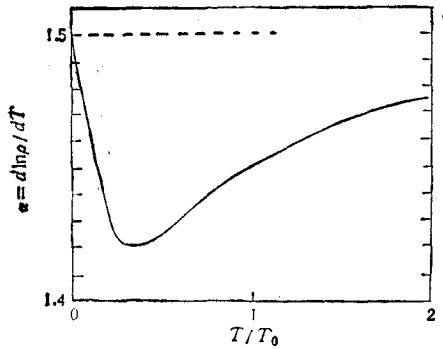


图 1

亦越多。本文数值结果表明,当条件  $T \gg T_0$  不满足时,  $\rho$  偏  $T^{3/2}$  的指数规律。如果用  $\rho-T^\alpha$  关系的指数规律拟合计算结果( $\alpha = d \ln \rho / d \ln T$ ),  $\alpha$  将随温度变化,仅在  $T \gg T_0$  和  $T \rightarrow 0$  两种情况  $\alpha \rightarrow 3/2$ 。图 1 给出  $\alpha$  随温度的变化,  $\alpha$  相对于经典值 1.5 的偏离是玻色子系统的简并效应所致。这里的计算结果表明,高温超导氧化物正常态电阻率的线性温度行为看来不能用 holon-spinon 散射机制解释,至少在最低级散射过程中已经得

到证明。

最近在高温超导机制的理论探讨中提出一种新看法<sup>[17,18]</sup>,即认为 holon 满足费密统计而 spinon 满足玻色统计。在这一理论框架下,holon-spinon 散射对正常态电阻率有何种贡献也是一个有意思的问题。从相同的哈密顿量(1)–(4)式出发,运用第二节中给出的相同推导步骤,只要注意  $\langle h_p^\dagger h_p \rangle_0 = n_-(\epsilon_p)$  和  $\langle s_k^\dagger s_k \rangle_0 = n_+(\omega_k)$ ,最后可以得到与(13)式相同的电阻率表达式。实际上,只要注意到(13)式中  $\chi_\pm(q, \omega)$  所处的完全对称的地位,就能判断出对 holon 和 spinon 的两种统计方法将得到相同的正常态电阻率的表达式。因而这样计算所得的  $\rho$  的温度行为与上面分析的结果十分相似,若用  $\rho-T^\alpha$  关系去拟合,如图 1 所示  $\alpha$  在 1.4 和 1.5 之间。唯一的不同是两种情形对应的玻色子系统的  $T_0$  数值的不一样,分别取决于 holon 和 spinon 的密度以及有效质量。

#### 四、其它散射机制的讨论

上面得到结论, RVB 模型中 holon-spinon 最低级散射过程的计算不能解释高温超导氧化物电阻率测量的普适结果:  $\rho-T$  关系。这似乎意味着 RVB 理论作为近年来流行的一种超导模型机制是很值得怀疑的。另一种可能是 RVB 模型中对正常态电阻率主要起作用的不是 holon-spinon 散射,而是其它类型的散射机制。

作者之一及其合作者<sup>[22]</sup>提出过一种玻色型载流子与声学声子的散射机制。若把 holon 视为玻色型载流子,其 holon-phonon 散射哈密顿应有下面形式:

$$H_{hp} = \sum_{p,q} [M(q)h_{p+q}^\dagger h_p b_q e^{iqa} R + \text{H.c.}], \quad (22)$$

这里  $b_q$  表示声子湮灭算符,  $M(q)$  为 holon-phonon 散射矩阵元, H.c. 表示前一项的共轭项。把这一散射哈密顿量代替(4)式,并应用第二节中给出的推导步骤,最后可得到 holon-phonon 散射机制导致的电阻率公式为

$$\rho = \frac{-1}{2n n_b e^2 T} \int_0^\infty dq |M(q)|^2 q^3 \bar{n}_+(\omega_q) \bar{n}_+(-\omega_q) \chi_+(q, \omega_q). \quad (23)$$

考虑的是具有色散关系  $\omega_q = v_s q$  的声学声子 ( $v_s$  为声速), 其 holon-phonon 相互作用矩

阵元为

$$|M(q)|^2 = E_1^2 q / 2v_s d.$$

这里  $d$  为晶格质量密度,  $E_1$  为声学形变势参数. (23) 式的数值结果表明<sup>[22]</sup>, 在  $T_0 > T \gg T^*$  的温度范围,  $\rho$  呈现线性温度行为. 其中  $T^* \equiv m_h v_s^2 / 2$ , 取  $m_h = 5m_e$  和  $v_s = 3 \times 10^5 \text{cm/s}$ , 估计出  $T^* \approx 1.5 \text{K}$ , 远低于高温超导氧化物的临界温度  $T_c$ . 这一  $\rho$ - $T$  关系的数值结果可用下面的解析近似得到. 把  $\omega = v_s q$  代入  $\chi_+(q, \omega)$  的表达式 (18), 对于  $T < T_0$  的情形, 近似地可以用  $\chi_+(q, v_s q)$  在绝对零度的表达式

$$\begin{aligned} \chi_+(q, v_s q) &= \frac{m_h^2 T}{\pi q} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{e^{-l|v_h|/T}}{l} \delta(q - 2m_h v_s) \\ &= (m_h n_h / \pi q) \delta(q - 2m_h v_s). \end{aligned} \quad (24)$$

将上式代入(23)式, 容易得到

$$\rho = \left( \frac{m_h}{2\pi n} \right) \left( \frac{E_1^2 m_h^3 v_s^2}{e^2 v_s d T} \right) / \sinh^2(m_h v_s^2 / T). \quad (25)$$

对于  $T \gg T^* = m_h v_s^2 / 2$  的情形, 上式近似为

$$\rho = \rho_0 T / T_0, \quad (26)$$

式中  $\rho_0 = E_1^2 m_h c / e^2 v_s^2 d$ , 它是与温度无关的常数,  $c = n_h / n$ , 是相邻  $\text{CuO}_2$  平面之间距离.

高温超导氧化物电阻率的测量通常在  $T_c$  到室温范围内进行, 恰好处于这里讨论的  $T_0 > T_c \gg T^*$  的温度区域. 因而(24)式给出的  $\rho = \rho_0 T / T_0$  的结果可以用来解释实验测量的普适的电阻率线性温度行为. 而且这一线性行为的电阻率外延至  $T = 0 \text{K}$ , 恰好应交于  $\rho$ - $T$  关系的坐标原点, 这一结果也与 Y-Ba-Cu-O 的高质量薄膜的实验测量<sup>[3]</sup>相一致. Stormer 等人<sup>[3]</sup>曾总结实验数据, 提出剩余电阻率为零的线性电阻率 ( $\rho = \alpha T$ ) 行为是高质量超导氧化物样品的重要特征之一.

通常金属中电声子散射导致的电阻率在高温下有  $\rho$ - $T$  关系的行为, 但这一线性行为受到德拜温度的限制, 不能延伸到很低温度. 高温超导氧化物中电声子超导机制所遇的困难之一, 就是高  $T_c$  要求较高的德拜频率, 而正常态线性电阻率希望较低的德拜频率. 这里讨论的 holon-phonon 散射机制不存在这一困难. 由于二维玻色系统的极化函数  $\chi(q, \omega)$  在低温下具有(24)式的性质, 从(23)式导出的  $\rho$ - $T$  关系与式中积分上限 (德拜动量) 无关. 这是  $\rho$ - $T$  行为能延伸到很低温度 (只要  $T \gg T^*$ ) 的原因.

综上所述, RVB 模型的 holon-spinon 散射机制对解释正常态电阻率的温度行为遇到困难, 但 holon-phonon 散射为 RVB 理论解释  $\rho$ - $T$  关系提供了一个可能机制. 尽管在高温超导性质方面, RVB 模型还存在其它尚未解决的困难.

最后希望指出, 尽管本节计算的是 holon 和声学声子的散射机制, 但其结论适用于玻色型载流子与其它声子型元激发 (只要色散关系为  $\omega_q = v_s q$ ) 的散射过程. 此外, 高温超导氧化物中的缺陷和杂质也会对正常态电阻率有贡献, 特别是对外延到  $T = 0 \text{K}$  的剩余电阻率起主要作用. 关于缺陷和杂质的这一效应将另文详尽讨论<sup>[24]</sup>.

作者感谢美国休士顿大学丁秦生教授,南京大学龚昌德教授和董锦明副教授的讨论。

- [1] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys.*, **B64**(1986), 189.
- [2] S. W. Tozer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1768.
- [3] H. L. Stormer *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 2472.
- [4] J. Clayhold, N. P. Ong, P. H. Hor and C. W. Chu, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 7016.
- [5] T. Penney *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 2918.
- [6] M. F. Crommie, A. Zettl, T. W. Barbee III and M. L. Cohen, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 9734.
- [7] Z. Z. Wang and N. P. Ong, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 7160.
- [8] D. Y. Xing, M. Liu and C. S. Ting, *J. Phys. C*, **21**(1988), L591.
- [9] D. Y. Xing and M. Liu, *J. Phys. Condens. Matter*, **1**(1989), 9209.
- [10] D. Y. Xing, M. Liu and C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 9769.
- [11] D. Y. Xing and C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 5134.
- [12] D. Y. Xing, M. Liu and C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 11992.
- [13] Novel superconductivity, ed. by S. A. Wolf and V. Z. Kresin, Plenum, New York, (1987).
- [14] P. W. Anderson, *Science*, **235**(1987), 1196; P. W. Anderson, G. Baskaran, Z. Zou and T. Hsu, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2790.
- [15] P. W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 132.
- [16] C. Kallin, A. J. Berlinsky and W. K. Wu, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 4267; *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2556.
- [17] D. N. Zubarev, Nonequilibrium Statistical Thermodynamics, Consultant Bureau, New York, (1974).
- [18] C. L. Kane, P. A. Lee and N. Read, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 6880.
- [19] S. E. Barner, *J. Phys. Condens. Matter*, **1**(1989), L2293.
- [20] X. L. Lei and C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B32**(1985), 1112.
- [21] C. S. Ting, S. C. Ying and J. J. Quiun, *Phys. Rev.*, **B14**(1976), 4439.
- [22] D. Y. Xing, W. Y. Lai, W. P. Su and C. S. Ting, *Solid State Commun.*, **65**(1988), 1319.
- [23] 王竹溪, 郭敦仁, 特殊函数概论, 科学出版社, (1979).
- [24] J. Z. Wu, C. S. Ting and D. Y. Xing, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 9296.

## DISCUSSION ON NORMAL STATE RESISTIVITY IN A RVB SYSTEM

LIU MEI

*Department of Physics, Southeast University, Nanjing, 210018*

XING DING-YU

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

(Received 16 December 1989)

### ABSTRACT

In terms of the theory of linear response, we have studied the normal state resistivity due to holon-spinon scattering or holon-phonon scattering in a RVB system. The calculated results show that the resistivity due to holon-spinon scattering may be fitted by a formula  $\rho \sim T^\alpha$  with  $\alpha$  depending weakly on temperature and varying between 1.4 and 1.5, while the resistivity due to scattering by phonons exhibits linear temperature behavior in a wide temperature range.

**PACC:** 7210; 7470V