

非磁杂质对高 T_c 超导电性的影响

李正中 肖明文

施大宁

南京大学物理系, 南京, 210008

南京航空学院, 南京, 210016

1991 年 2 月 11 日收到

本文证明了在氧化物高 T_c 超导体的 Anderson 晶格模型中, 由于序参量是能量的函数, 非磁掺杂也具有拆对效应. 在稀掺杂情况下, 求出了 T_c 随杂质浓度增加而线性下降的规律, 与实验结果相符. 文中还计算了掺杂对超导态密度中能隙的影响. 结果表明, 当非磁掺杂浓度增加时, 零温能隙的减小比 T_c 的下降慢得多, 从而在转变为正常态之前可能不出现类似通常 BCS 超导体磁性掺杂的无能隙区.

PACC: 7400; 7420; 7460M; 7215Q

一、引 言

自从 CuO_2 面为主体的高温超导体发现以来^[1], 理论工作者再次面临探索超导新机制的挑战. 已有的实验数据充分表明, 高 T_c 是强关联电子系统的特征^[2]. 磁通量子和交流约瑟夫逊效应等实验^[3]证实了高 T_c 超导的基本因素仍是载流子配对. 十分微弱的同位素效应^[4](并且 T_c 越高, 效应反而越小) 则表明配对不再是 BCS 的电-声子相互作用机制, 而应当考虑新的电子(或空穴)相互作用机制. 高能谱仪实验^[5]和能带计算^[6]的结果一致表明: 由于 $\text{O}2p$ 轨道与 $\text{Cu}3d$ 轨道间的强烈杂化, 系统表现出金属特性, 并且费密面位于 Cu-O 杂化所形成的能带之中, 而强关联则表现在 Cu 格点上存在着很大的(但仍是有限的)库仑排斥作用 U . 关于 Cu 的价态问题, 近期的实验^[7]表明: 当高 T_c 超导出现时, Cu 格点上的 $d^{10}(\text{Cu}^+)$, $d^9(\text{Cu}^{2+})$ 和少量的 $d^8(\text{Cu}^{3+})$ 态均应考虑. 显然, 少量 d^8 态的出现是与有限的 Hubbard U 值存在相对应的.

为了同时计入 Cu-O 杂化以及载流子在 Cu 格点上的强关联效应, U 有限的 Anderson 晶格模型 (ALM) 将是讨论高 T_c 超导问题的一种合理的出发模型. Newns 等人^[8]首先从 ALM 出发, 利用 slaveboson 的平均场近似处理强关联项, 建立了氧空穴在强关联费密液体背景上的 s 波配对超导理论. 由于氧空穴配对是通过 Cu^{3+} 态的双粒子共振散射诱导产生, 因此, Newns 称其为双粒子共振配对模型. 将这一模型推广用于 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 实际系统^[9], 也取得了成功, 较圆满地解释了该系统的主要超导特征.

由于在 Newns 模型中超导序参量实际上是能量的快变函数, 根据 Maki^[10] 和 Coffey 等人^[11]的观点, 这将导致非磁杂质的拆对效应. 但是, 对于费密液体型的超导理论, 这种拆对效应尚缺乏理论证明. 本文旨在将 Newns 理论推广到含非磁杂质(替代 Cu) 的情况, 并讨论其拆对特征, 以期能解释氧化物高 T_c 超导体的一个重要特征——非磁掺杂使 T_c 下降的奇异特征^[12].

二、双粒子共振配对模型

根据 Newns 等人的做法^[8], 描述这类具有强关联效应的 Cu-O 杂化系统的合理模型是周期性 ALM. 由于实验上证实高 T_c 材料中大多是空穴型载流子配对, 为明确起见, 我们在空穴表象中写出 N 个原胞的 ALM 哈密顿量

$$H = \sum_{k,\sigma} \epsilon_k C_{k\sigma}^\dagger C_{k\sigma} + E_1 \sum_{i,\sigma} D_{i\sigma}^\dagger D_{i\sigma} + \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{k,i,\sigma} (D_{i\sigma}^\dagger C_{k\sigma} e^{ik \cdot r_i} + \text{H.c.}) + U \sum_i N_{d i \uparrow} N_{d i \downarrow}, \quad (1)$$

其中 $N_{d i \sigma} = D_{i\sigma}^\dagger D_{i\sigma}$, $C_{k\sigma}^\dagger (C_{k\sigma})$ 表示氧带中的空穴产生(湮没)算符, $D_{i\sigma}^\dagger (D_{i\sigma})$ 表示 Cu 格点 i 上空穴产生(湮没)算符, U 是 Cu 格点上强库仑排斥作用 ($U = 6-9\text{eV}$), V 代表 Cu-O 杂化矩阵元.

在重费密子系统的研究中, 已经发展了一套行之有效的 slave-boson 场方法处理具有强关联的 ALM 系统. 类似于 U 趋于无穷大极限的处理方法, 在考虑到 U 很大但有限时, 对 $D_{i\sigma}$ 算符作如下 slave-boson 变换:

$$D_{i\sigma} = b_i^\dagger d_{i\sigma} + \text{sgn}(\sigma) a_i d_{i\bar{\sigma}}, \quad (2)$$

其中自旋标 $\bar{\sigma}$ 代表 $-\sigma$, b_i 和 a_i 均是 slave-boson 算符, 分别对应于 Cu 的 $d^{10}(\text{Cu}^+)$ 和 $d^9(\text{Cu}^{2+})$ 态. $d_{i\sigma}$ 是费密算符, 对应于 Cu 的 $d^9(\text{Cu}^{2+})$ 态. 利用完备性, 同一格点 i 上算子应满足下列约束条件:

$$a_i^\dagger a_i + b_i^\dagger b_i + \sum_\sigma d_{i\sigma}^\dagger d_{i\sigma} = 1. \quad (3)$$

在平均场近似下, 可以认为 $\langle b_i \rangle = \langle b_i^\dagger \rangle = b$, $\langle a_i \rangle = \langle a_i^\dagger \rangle = a$. 将变换 (2) 式代入哈密顿量 (1) 式, 并通过拉格朗日乘子 λ 引进约束条件 (3) 式, 再考虑到必须有化学势 μ 保证系统总粒子数守恒, 得到 slave-boson 平均场近似的有效哈密顿量为

$$H_{\text{MF}} = \sum_{k,\sigma} \{ (\epsilon_k - \mu) C_{k\sigma}^\dagger C_{k\sigma} + (\epsilon_d - \mu) d_{k\sigma}^\dagger d_{k\sigma} + V b (d_{k\sigma}^\dagger C_{k\sigma} + \text{H.c.}) + V a (d_{k\sigma}^\dagger C_{k\bar{\sigma}} + \text{H.c.}) \} + N [(\epsilon_d - E_1) (b^2 - 1) + U_{\text{eff}} a^2], \quad (4)$$

其中 $U_{\text{eff}} = U + 2E_1 + \lambda - 2\mu$, $\epsilon_d = E_1 + \lambda$ 分别对应于重整化后 $\text{Cu}d^8$ 和 d^9 态能量. 注意到平均场参数 a 来源于 U 的有限性, 按照 Newns 等人的观点^[8], 当 U 很大时, 可以认为 $a \ll b$ 并且 a 对正常态影响不大. 因此, 可以认为高 T_c 材料的正常态对应于 (4) 式中 $a = 0$ 的情况, 而其超导态对应于 $a \neq 0$ (即 U 很大, 但有限) 情况. 事实上, 从有效哈密顿量 (4) 式不难看出, 由于玻色场 a 的存在, 导致 Cu-O 之间自旋和动量均相反的一对空穴的双粒子散射, 如 (4) 式等号右端第 4 项所述. 以下会看到, 正是由于这种双粒子散射, 诱使正常态“下带”的准粒子之间的配对凝聚, 从而产生超导.

首先, 取 $a = 0$, 讨论正常态, 并对 (4) 式前三项作波戈留波夫变换, 得到正常态的准粒子哈密顿量为

$$H_{MF}^N = \sum_{k, (\pm), \sigma} E_k^{(\pm)} C_{k\sigma}^{(\pm)\dagger} C_{k\sigma}^{(\pm)} + N(E_1 - \varepsilon_d)(1 - b^2), \quad (5)$$

其中 $C_{k\sigma}^{(\pm)}$ 和 $C_{k\sigma}^{(\pm)\dagger}$ 是上 (+), 下 (-) 杂化带准粒子产生和湮没算符。 $E_k^{(\pm)}$ 代表上、下带的准粒子能量

$$E_k^{(\pm)} = \frac{1}{2} \{(\varepsilon_d + \varepsilon_d) \pm \sqrt{(\varepsilon_d - \varepsilon_d)^2 + 4V^2 b^2}\}. \quad (6)$$

而 $T = 0$ 时的 λ , b 值由下式决定^[8]:

$$1 - b^2 = \frac{V^2 b^2}{D} \left(\frac{1}{\varepsilon_d - \mu} - \frac{1}{\varepsilon_d - \omega_-} \right), \quad (7a)$$

$$-\lambda = E_1 - \varepsilon_d = \frac{V^2}{D} \ln \left| \frac{\varepsilon_d - \mu}{\varepsilon_d - \omega_-} \right| \quad (7b)$$

其中 $\omega_- = E_k^{(-)}(-D)$ 是下带带边。 D 是未杂化氧的 2p 带半宽。 化学势 μ 由系统的总空穴数决定

$$x_h + 1 = \frac{1}{D} (\mu - \omega_-) + (1 - b^2), \quad (8)$$

其中 x_h 是空穴浓度。 从 (7), (8) 两式可自洽地算出正常态的特征温度 $T_K = (\varepsilon_d - \mu)$ 和 slave-boson 平均场参数 b 随浓度 x_h 的变化。

其次, 考虑到系统的关联强度 U 为有限, 将导致少量的双空穴占据态的存在, 使系统进入超导态。 依照文献 [8], 把正常态的波戈留波夫变换代入哈密顿量 (4) 式等号右端第 4 项, 考虑到费密能级位于杂化后的“下带”之内, 可以略去 (5) 式中杂化“上带”的影响, 从而得到平均场近似的超导哈密顿量

$$H_{MF}' = \sum_{k, \sigma} E_k^{(-)} C_{k\sigma}^{(-)\dagger} C_{k\sigma}^{(-)} - \sum_k \Delta_k (C_{-k\uparrow} C_{k\uparrow} + \text{H.c.}) + N[(\varepsilon_d - E_1)(b^2 - 1) + U_{\text{eff}} a^2], \quad (9)$$

其中超导序参量

$$\Delta_k = 2abV^2 / [(\varepsilon_k - \varepsilon_d)^2 + 4V^2 b^2]. \quad (10)$$

以下将 $E_k^{(-)}$ 简记作 E_k 。 注意到 $a = 0$ 时, $\Delta_k = 0$, 这说明准粒子超导配对的根源是双粒子共振散射。 若将 H_{MF}' 的统计平均值对 a 变分, 可得到超导序参量的自洽方程。 再超出平均场近似, 计入 slave-boson 场的涨落效应^[8], 可得

$$\tilde{U}_{\text{eff}} = \frac{1}{a^2 N} \sum_k \Delta_k \langle C_{-k\uparrow} C_{k\uparrow} \rangle, \quad (11a)$$

其中

$$\tilde{U}_{\text{eff}}^{-1} = U_{\text{eff}}^{-1} - \frac{\tilde{u}}{\rho_{QP}(\mu) \tilde{V}^2(\mu)}, \quad (11b)$$

$$\rho_{QP}(\mu) = \frac{1}{2D} \left[1 + \frac{V^2 b^2}{(\varepsilon_d - \mu)} \right]$$

是准粒子在费密面上的态密度, $\tilde{V}^2(\mu) = 4b^2 V^2 (\varepsilon_d - \mu)^2 / [(\varepsilon_d - \mu)^2 + V^2 b^2]$, $\tilde{u}$ 是涨落因子, 根据 Newns 等人的估计, $\tilde{u}$ 约是 0.5^[8]。 当 $a = 0$ 时, (11a) 式就简化为决定 T 。

的自洽方程。

必须指出, 在 Newns 等人一系列工作中^[8,9], 求解 T_c 方程时都近似地认为超导序参量 Δ_k 在费密面附近是常数, 从而得出一个类似 BCS 的 T_c 公式。值得注意的是, 根据 (10) 式, Δ_k 在费密面附近实际上是能量的函数, 下节中将证明这一特点会导致非磁杂质也产生拆对效应。

三、非磁掺杂对高温超导电性的影响

已经知道, 当序参量为常数时, 如果外扰动不破坏超导系统的时间反演对称性, 则超导体的热力学性质将不受外扰动的影响, 这就是著名的 Anderson 定理^[10]。但是, 当序参量不是常量时, 将会出现 Anderson 定理的例外。下面可看到, 当序参量是准粒子元激发能量的函数时, 尽管非磁杂质不破坏时间反演对称性, 但仍会产生拆对效应, 这将导致超导转变温度的降低。

由于超导配对主要发生于费密能级附近, 因此, 可以把序参量 Δ_k 在 μ 附近展开成能量的线性函数

$$\Delta_k = A + AE_k, \quad (12)$$

其中

$$A = \frac{2abV^2(\varepsilon_d - \mu)}{(\varepsilon_d - \mu)^2 + V^2b^2}, \quad (13a)$$

$$A = \frac{2abV^2[(\varepsilon_d - \mu)^2 - V^2b^2]}{[(\varepsilon_d - \mu)^2 + V^2b^2]^2}, \quad (13b)$$

事实上, 根据 (10) 式直接作数值计算, 我们已经验明 Δ_k 在杂化“下带”中基本上是 E_k 的线性函数。

当高 T_c 超导体中掺入非磁杂质后, 杂质的散射作用可以利用格林函数的自能修正表示, 并满足如下 Dyson 方程:

$$G^{-1}(\mathbf{k}, \omega_n) = G_0^{-1}(\mathbf{k}, \omega_n) - \Sigma(\omega_n), \quad (14)$$

其中

$$G_0^{-1}(\mathbf{k}, \omega_n) = i\omega_n - E_k\sigma_3 + \Delta_k\sigma_1 \quad (15)$$

是系统未微扰格林函数, $\sigma_i (i = 1, 2, 3)$ 是 Pauli 矩阵, $\omega_n = 2\pi T(n + \frac{1}{2})$ 是松原频率。

$G(\mathbf{k}, \omega_n)$ 是掺杂系统的重整格林函数。如果掺杂浓度较低, 则杂质的 s 波散射是主要的。在低掺杂的自洽玻恩近似下^[11], 自能 $\Sigma(\omega_n)$ 可写成

$$\Sigma(\omega_n) = \gamma W^2 \sum_{\mathbf{k}} G(\mathbf{k}, \omega_n), \quad (16)$$

其中 γ 是杂质浓度, W 表示杂质的散射势。假定掺杂系统的重整格林函数为

$$G^{-1}(\mathbf{k}, \omega_n) = i\tilde{\omega}_n - \tilde{E}_k\sigma_3 + \tilde{\Delta}_k\sigma_1, \quad (17)$$

其中 $\tilde{\omega}_n$ 是重整化松原频率, $\tilde{E}_k$ 是重整化元激发能量

$$\tilde{E}_k = E_k + B, \quad (18)$$

$\tilde{\Delta}_k$ 是重整化序参量,按照 Coffey 等人^[11]的做法,设

$$\tilde{\Delta}_k = \tilde{\Lambda} + A\tilde{E}_k, \quad (19)$$

把 (16)–(19) 式代入方程 (14) 中,经过类比,不难导出描述超导性受掺杂影响的自洽方程组为

$$\tilde{\omega}_n = \omega_n + \alpha \cdot \frac{\tilde{\omega}_n}{[\tilde{\Lambda}^2 + (1 + A^2)\tilde{\omega}_n^2]^{\frac{1}{2}}}, \quad (20a)$$

$$\tilde{\Lambda} = \Lambda + \alpha \cdot \frac{1 - A^2}{1 + A^2} \cdot \frac{\tilde{\Lambda}}{[\tilde{\Lambda}^2 + (1 - A^2)\tilde{\omega}_n^2]^{\frac{1}{2}}}, \quad (20b)$$

$$B = \alpha \cdot \frac{A^2}{1 + A^2} \cdot \frac{\tilde{\Lambda}}{[\tilde{\Lambda}^2 + (1 + A^2)\tilde{\omega}_n^2]^{\frac{1}{2}}}, \quad (20c)$$

其中

$$\alpha = \pi \gamma W^2 \rho_{QP}(\mu). \quad (21)$$

特别是,当 $T = T_c$ 时,利用 $A = \Lambda = 0$ 条件,得到

$$\tilde{\omega}_n = \omega_n + \alpha, \quad (22a)$$

$$\frac{\tilde{\Lambda}}{\Lambda} = \frac{\tilde{\omega}_n}{\omega_n} + \frac{\alpha}{\omega_n}, \quad (22b)$$

$$B = 0. \quad (22c)$$

上式在计算 T_c 时将是有益的.

为了讨论非磁掺杂对系统态密度和能隙的影响,必须把 (20a), (20b) 式解析延拓到实频率轴,并引进符号 $u = \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\Lambda}}$, $\xi = \frac{A^2}{(1 + A^2)\Lambda} \alpha$, 从 (20a), (20b) 式可得到

$$\frac{\omega}{\Lambda} = u \left\{ 1 - \xi \frac{1}{\sqrt{1 - (1 + A^2)u^2}} \right\}. \quad (23)$$

注意到 $B \sim \frac{A^2}{1 + A^2} \ll T_K$, 因此,元激发能的重整化效应是很小的,由 (23) 式可求得态密度

$$\rho_s(\omega) = \rho_{QP}(\mu) \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - (1 + A^2)u^2}} \right\}. \quad (24)$$

从 (23), (24) 式不难看出,与 BCS 超导体磁性掺杂情形相似,非磁掺杂会影响高 T_c 氧化物超导体的超导态密度,从而将对超导体的热力学性质产生影响.另外,必须指出,如果要使高 T_c 超导体进入无能隙区,还必须满足 $\xi \geq 1$ 条件.但是,由于

$$\xi = \left(\frac{A^2}{1 + A^2} \right) \cdot \frac{\alpha}{\Lambda},$$

其数量级为 $a\alpha$, α 的数量级一般在 1 eV 以下^[10],且 $a \ll b \ll 1$, 因此总有 $\xi < 1$. 这就是说,在双粒子共振配对模型中,非磁杂质不可能产生无能隙超导.当 $\xi < 1$ 时,由 (23) 式可求得超导能隙

$$E_g = (1 - \xi^{\frac{1}{2}})^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{\Lambda}{\sqrt{1 + A^2}}. \quad (25)$$

以下,我们将讨论非磁掺杂对超导转变温度的影响.掺杂后,序参量的自洽方程为

$$1 = \frac{1}{\tilde{U}_{\text{eff}}} \cdot \frac{1}{Na^2} \sum_k \Delta_k \langle C_{-k\downarrow} C_{k\uparrow} \rangle_{\text{dis}} \quad (26)$$

$\langle \dots \rangle_{\text{dis}}$ 表示对无规系综的统计平均, $\langle C_{-k\downarrow} C_{k\uparrow} \rangle_{\text{dis}}$ 可以从格林函数的谱定理求得。显然, $\alpha = 0$ 时, (26) 式即是 T_c 方程, 将 (22a)–(22c) 式代入 T_c 方程, 得到

$$\begin{aligned} 1 = & \frac{1}{2\pi\tilde{U}_{\text{eff}}} \cdot \rho_{QP}(\mu) \cdot \tilde{V}^2(\mu) \int_{\omega_1-\mu}^{\omega_2-\mu} dE \left\{ -2\alpha \left(\frac{A}{\Lambda} E + 1 \right) \cdot \frac{1}{\alpha^2 + E^2} \phi \left(\frac{1}{2} \right) \right. \\ & + \left(\frac{A}{\Lambda} + \frac{1}{E} \right) \left[\left(\frac{A}{\Lambda} E + 1 \right) - \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + E^2} \right] Y_-(\alpha, E, T_c) \\ & \left. + \alpha \left(\frac{A}{\Lambda} E + 1 \right) \cdot \frac{1}{\alpha^2 + E^2} Y_+(\alpha, E, T_c) \right\}, \end{aligned} \quad (27a)$$

其中 ω_1 与 ω_2 是杂化“下带”的带底与带顶能量, 而

$$Y_-(\alpha, E, T_c) = -i \left[\phi \left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha + iE}{2\pi T_c} \right) - \phi \left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha - iE}{2\pi T_c} \right) \right], \quad (27b)$$

$$Y_+(\alpha, E, T_c) = \phi \left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha + iE}{2\pi T_c} \right) + \phi \left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha - iE}{2\pi T_c} \right). \quad (27c)$$

(27) 式可用于 T_c 的数值计算。仿照 Newns 的做法^[8], 取对称化的积分限

$$|\omega_c| = \sqrt{(\omega_1 - \mu)(\omega_2 - \mu)},$$

并利用 $\phi(z)$ 的解析性质, 由 (27) 式可得

$$\begin{aligned} 1 = & \frac{\rho_{QP}(\mu) \tilde{V}^2(\mu)}{\tilde{U}_{\text{eff}}} \left\{ \left(\frac{A}{\Lambda} \right)^2 \left[-\frac{2}{3} \pi^2 T_c^2 + \omega_c T_c + \frac{1}{2} \omega_c^2 \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(\pi T_c + \frac{\omega_c}{\pi} \alpha \right) \right] + \ln \frac{\omega_c}{2\pi T_c} - \phi \left(\frac{1}{2} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (28)$$

从上式可以看出, 当 α 增大时, T_c 会快速地下降, 这表明非磁掺杂有拆对效应。对于稀掺杂情况, 由于 α 很小, 展开 (28) 式可得

$$\frac{T_c - T_{c0}}{T_{c0}} = - \frac{\left(\frac{A}{\Lambda} \right)^2 \left[\pi T_{c0} + \frac{\omega_c}{\pi} \right]}{1 + \left(\frac{A}{\Lambda} \right)^2 \left[\frac{4}{3} \pi^2 T_{c0}^2 - \omega_c T_{c0} \right]} \cdot \alpha, \quad (29)$$

T_{c0} 是 $\alpha = 0$, 即无杂质时的超导转变温度。显然, 稀掺杂时, T_c 随杂质浓度线性下降。

实验表明, 在高 T_c 超导体中, 非磁杂质散射不但使超导 T_c 降低, 而且还会引起剩余电阻^[12], 根据固体物理学, 杂质的剩余电阻率可表示为

$$\rho = \frac{m^* R_H}{e \tau_{tr}}, \quad (30)$$

其中 $m^* = m_e \left[1 + \frac{V^2 b^2}{(\varepsilon_d - \mu)^2} \right]$ 是准粒子的有效质量, R_H 是 Hall 系数, τ_{tr} 是输运碰撞时间, 根据文献[14], 杂质散射引起的输运碰撞时间为

$$\tau_{tr}^{-1} = 2\pi W^2 \rho_{QP}(\mu) y. \quad (31)$$

从 (30), (31) 式可知, 剩余电阻率 ρ 与杂质浓度 y 成正比

$$\rho = cy \quad (32)$$

其中常数 c 是

$$c = \frac{m^* R_H}{e} \cdot 2\pi W^2 \rho_{QP}(\mu). \quad (33)$$

比较 (21) 与 (30) 式,并同时利用 (31) 与 (32) 式,可得

$$\alpha = \frac{e}{2m^* R_H} \cdot cy, \quad (34)$$

(33) 式表明,如果实验上测量出 c ,则可定性地确定散射势。由于 R_H 可通过实验直接测定,而 c 可以利用电阻率实验曲线内插地求出,这样就可根据实验数据,利用 T_c 。方程 (27) 和 (34),理论上定性地求出 T_c 。随杂质浓度 y 变化的关系,以便与 T_c 的实验结果作比较。

四、数值结果讨论

为了使上述理论能够和掺杂超导体 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{M}_y\text{O}_4$ (M 表示非磁杂质) 的实验进行比较,根据实验提供的参数,对于 $x_b=0.15, M=\text{Zn}$ 超导体,我们计算了两组 T_c-y 曲线,分别绘成图 1 和图 2。其中计算所需参数选取为: $V=2.0\text{eV}$, $D=2.2\text{eV}$, $E_1=-3.8\text{eV}$, $U=5.9\text{eV}^{[8]}$, $\mu=0.614$, $R_H^{[15]}=1.11 \times 10^{-23}\text{cm}^3 \cdot \text{s/esu}$, $c^{[12]}=4.8 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{m}$ (从文献 [12] 中的电阻率曲线内插而得)。由于 $T_c \ll T_K$, 因此, $\lambda, b, \epsilon_d, \mu$ 可近似地取其零温值,并假定它们不受杂质散射的影响 (低掺杂情形),在一定空穴浓度下由 (7) 和 (8) 式决定。

图 1 是 T_c-y 理论曲线同实验数据的比较。连续曲线是从 (27) 式算得的理论值,而 $\times$ 代表实验点。曲线表明 T_c 随 y 的增大而降低,并当 y 较小时,近似地呈线性下降

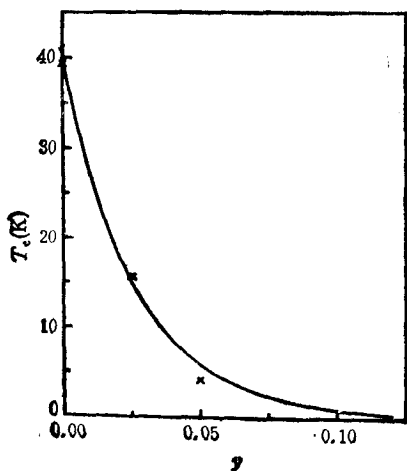


图 1 T_c 随 y 变化的曲线

的规律。这充分表明:非磁掺杂在高 T_c 氧化物超导体的双粒子共振配对模型中有拆对效应。特别值得指出的是,理论计算的所有参数均取自实验,其计算结果在掺杂不太大时与实验符合得相当好,这进一步表明,双粒子共振配对超导模型用于描述 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{M}_y\text{O}_4$ 这类掺杂超导体是成功的。

图 2 示出在不同浓度下,超导转变温度与非磁杂质浓度的关系。参数选取和图 1 相同,结果表明,随着空穴浓度 x_b 的增大, T_c 将提高,在不同空穴浓度时,非磁杂质对高 T_c 超导电性均有抑制效应。

为了说明在双粒子共振配对模型中超导无能隙区问题,图 3 同时示出零温能隙 (E_g)

和超导转变温度 (T_c) 随杂质浓度 y 变化的曲线 A 和 B。曲线 A 下降得明显地较 B 慢,这表明在高温超导电性被破坏之前,系统不可能进入无能隙区,这一点与含磁性杂质的

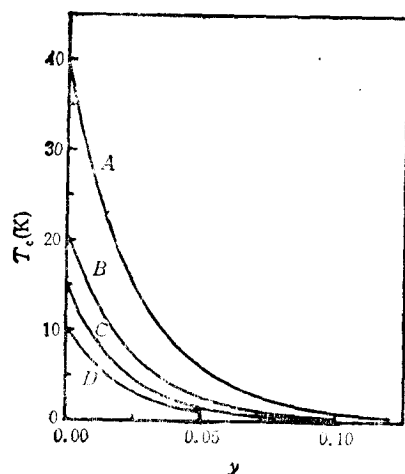


图2 不同空穴浓度下的 T_c - y 曲线 曲线A是 $x_h = 0.15$; 曲线B是 $x_h = 0.12$; 曲线C是 $x_h = 0.11$; 曲线D是 $x_h = 0.09$

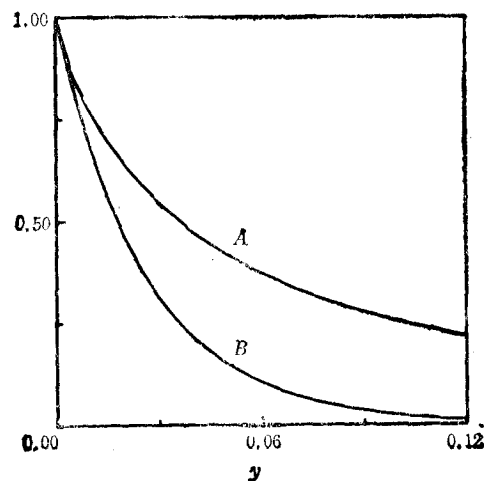


图3 零温能隙(A)和超导转变温度(B)随 y 变化的曲线 曲线 $A \equiv (E_g/E_{g0})$; 曲线 $B \equiv (T_c/T_{c0})$; $x_h = 0.15$; $T = 0.0$

BCS 超导体结论相反。

五、结 论

综上所述,从双粒子共振配对超导模型出发,利用 slave-boson 平均场理论,考虑到序参量是能量的函数,我们研究了非磁掺杂对高 T_c 氧化物超导体的影响,包括态密度、能隙和超导转变温度等等。结果表明,在此模型下,非磁掺杂有强烈的拆对效应,并导致 T_c 降低,特别是,稀掺杂时, T_c 线性地降低,这与实际结果相符。另外,非磁掺杂还严重地影响超导态密度和热力学性质,但不会导致无能隙超导。必须指出,在掺杂浓度较高时,理论结果同实验差异较大,原因之一是,在上面我们忽略了掺杂对超导正常态的影响,这方面的改进工作正在进行之中。

- [1] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys.*, **53**(1986), 198; *Rev. Mod. Phys.*, **60**(1988), 585.
- [2] H. Fukuyama *et al.* (eds.), *Strong Correlation and Superconductivity*, Springer-Verlag, (1989).
- [3] C. E. Gough *et al.*, *Nature*, **326**(1987), 855; **328**(1987), 47.
- [4] B. Batlogg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2333.
- [5] H. M. Meyer *et al.*, in *Physical Properties of HTSC II*, D. M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore, (1990), p. 369.
- [6] W. E. Pickett, *Rev. Mod. Phys.*, **61**(1989), 433.
- [7] N. Mori, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**(1989), 1065.
- [8] D. M. Newns *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 513.
- [9] D. M. Newns *et al.*, in Ref. [2], p. 146.
- [10] K. Maki, in *Superconductivity*, R. D. Parks (ed.), Dekker, New York, (1969), p. 1035.
- [11] L. Coffey and D. L. Cox, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 3389.
- [12] J. M. Tarascon *et al.*, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 3393; **B37**(1988), 7458.
- [13] Shi Da-ning, Xu Wang and Li Zheng-Zhong, *Solid State Commun.*, **68**(1988), 171.
- [14] 蔡建华等,量子统计的格林函数理论,科学出版社,(1982),第344页。
- [15] H. Takagi *et al.*, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 2254.

INFLUENCE OF NON-MAGNETIC IMPURITIES ON THE HIGH- T_c SUPERCONDUCTIVITY

LI ZHENG-ZHONG XIAO MING-WEN

Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008

SHI DA-NING

Nanjing Aeronautical Institute, Nanjing, 210016

(Received 11 February 1991)

ABSTRACT

In this paper, we have proved that the non-magnetic doping can also produce pair-breaking effect in the Anderson lattice model of the high- T_c cuprate superconductors due to the energy dependence of the order parameter. In the case of dilute doping, we have obtained a linear decreasing behavior of T_c with the increasing of non-magnetic impurity concentration in agreement with experimental results. Furthermore, we have also calculated the influence of doping on the superconducting energy gap in the density of states. The results indicate that the decreasing of the gap at $T=0$ is much slower than the dropping of T_c with the increasing of non-magnetic impurities. Therefore, the gapless region may not appear before the system transforms into the normal state in different from the conventional BCS superconductors with magnetic impurities.

PACC: 7400; 7420; 7460M; 7215Q