国防科技大学学报
JOURNAL OF NATIONAL UNIVERSITY OF DEFENSE TECHNOLOGY
第14卷第3期 1992年9月 Vol. 14 No. 3

对高温超导层状特性的解释

陆彦文
（应用物理系）

摘 要 基于高温超导材料结构的准二维性，建立了高温超导的层状理论，得到了高温超导材料的临界温度 Tc 与 Cu－O 面数 l 间的关系，指出高物质密度 N_1^0 和高电子密度 N_2^0 的超导材料可能有更高的 Tc。

关键词 超导电性，高温超导性，二维超导体，层状结构，机理，准二维性

分类号 O511.1

自从发现氧化物高温超导体系 La－Ba－Cu－O[1]以来，已发现四类含 Cu 氧化物高温超导体。一类是 $La_{2-x}MxCuO_4$ 体系，其中 M 代表 Ba 或 Sr 或 Ca；一类是 $YBa_2Cu_3O_{T-X}$[2,3]体系，它包括三价元素 La、Nd、Sm、Gd、Dy、Ho、Er、Tm、Yb、Lu 全部地或部分地甚至是混合替代 Y 所形成的化合物，以及 Ba、La 互代的固溶体化合物 $La_{1-x}Yx\ Ba\ Cu_2Oy$ 等；一类是 T1－Ba－Ca－Cu－O[4,5,6,7]体系；一类是 Bi－Sr－Ca—Cu－O[8,9]体系。实验表明，这四类超导体的结构都具有准二维性，这种二维性通过结构中的 Cu－O 平面表现了出来，沿着 Cu－O 平面方向的超导输运特性比垂直于这方向的要强得多，而且，相对靠近的 Cu－O 层数越多，Tc 就越高。因此，普遍认为含 Cu 氧化物的高温超导性是由 Cu－O 层决定的。然而，由于结构太复杂，含 Cu 氧化物高温超导体的上述特性在理论上至今未得到令人满意的解释。本文将试图对此做出解释。

1 理 论

考虑构成超导体的任一原胞，让 X 和 Y 分别沿原胞的 a 轴和 b 轴（$X-Y$ 平面平行于 Cu－O 面），Z 沿 c 轴。则原胞中任一铜氧面（标为 i）的运动由下述方程决定：

$$m\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial t^2}=Ze\boldsymbol{E}_p+\lambda_m\nabla_p\nabla_p\cdot\boldsymbol{u} \tag{1}$$

式中 m 为 Cu－O 面上 CuO_2 的质量，$\boldsymbol{u}=\boldsymbol{u}(x,y,t)$ 为 Cu－O 面的位移，$\boldsymbol{E}_p$ 是外场在 $X-Y$ 平面上的分量，Ze 是 Cu－O 面上 Cu 和 O 离子的总电荷量。显然，$Ze\boldsymbol{E}_p$ 是指 Cu－O 面受到的平行于 $X-Y$ 面的电场力，而 $\lambda_m\nabla_p\nabla_p\cdot\boldsymbol{u}$ 则是它受到的剪切应力，其中 λ_m 是兰姆常数，它与 Cu－O 面的位置有关。

若原胞中含有 l 层 Cu－O 层，则原胞在平行于 $X-Y$ 平面方向的运动方程可写为

$$M\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial t^2}=lZe\boldsymbol{E}_p+\lambda_{1M}\nabla_p^2\boldsymbol{u}+\lambda_{2M}\nabla_p\nabla_p\cdot\boldsymbol{u} \tag{2}$$

式中 $\lambda_{1M}\nabla_p^2\boldsymbol{u}$ 是原胞受到的体应力（包括非 Cu－O 面方向的库仑力）在 $X-Y$ 平面上的投影，$\lambda_{2M}\nabla_p\nabla_p\cdot\boldsymbol{u}$ 是剪切应力。

* 1991年4月3日收稿

在运动过程中，粒子（带电离子和电子）数应守恒，单位体积内在 $X-Y$ 平面上投影的原胞数 N_i 也应守恒，由此可得下列连续性方程：

$$\nabla_p \cdot \left[N_i \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t}\right] + \frac{\partial N_i}{\partial t} = 0 \tag{3}$$

考虑到高温超导在导电特性上表现出来的准二维特性，我们将把超导体中的电子看作一种二维电子气体，原胞中任一电子的运动可写为：

$$\mathrm{m}\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} = -e\boldsymbol{E}_p - \nabla_p \mu \tag{4}$$

式中 $\boldsymbol{v}$ 表示电子气的速度场，m 是电子的有效质量，μ 是化学势，可取为与电子面密度为 N_e 的费米圆相对应的费米能：

$$\mu = \frac{\pi N_e h^2}{m} \tag{5}$$

而方程

$$\nabla_p \cdot (N_e \boldsymbol{v}) + \frac{\partial N_e}{\partial t} = 0 \tag{6}$$

则表示电子数守恒，即关于电子数变化的连续性方程。

在粒子（无论原胞或电子）运动中，电荷应守恒，因此有

$$\nabla \cdot (\in \cdot \boldsymbol{E}) = 4\pi\delta(z)(ZelN_i - eN_e + d_{ex}) \tag{7}$$

式中$\in$是介电张量，d_{ex}表示因电子一电子间相互作用（相互排斥和静电极化引起的相互吸引的总和）导致的附加电荷面密度。由于电子对的运动以及电子对中两电子间的相对运动，晶格的极化显然不是恒定的，d_{ex}应是时间的函数，考虑平面波形的 d_{ex}：

$$d_{ex} = d_o \exp[i(\boldsymbol{q}_p \cdot \boldsymbol{R} - \omega t)]$$

和在空间和时间上与 d_{ex}作同步变化的 N_e 和 N_i：

$$N_i = N_i^0 + n_i \exp[i(\boldsymbol{q}_p \cdot \boldsymbol{R} - \omega t)]$$

$$N_e = N_e^0 + n_e \exp[i(\boldsymbol{q}_p \cdot \boldsymbol{R} - \omega t)]$$

在上面各式中 $\boldsymbol{R}=x\boldsymbol{i}+y\boldsymbol{j}$. 由(2)～(6)式有

$$M\omega^2 \boldsymbol{u} = iZel\boldsymbol{q}_p \Phi_0 + \lambda_m q_p^2 \boldsymbol{u} + \lambda_{2M} \boldsymbol{q}_p q_p \cdot \boldsymbol{u} \tag{8}$$

$$N_i^0 \boldsymbol{q}_p \cdot \boldsymbol{u} = in_i \tag{9}$$

$$m\omega \boldsymbol{v} = -e\boldsymbol{q}_p \Phi_0 + \pi n_e \boldsymbol{q}_p t^2/m \tag{10}$$

$$N_e^0 \boldsymbol{q}_p \cdot \boldsymbol{v} = \omega n_e \tag{11}$$

(8)～(11)式中 Φ 表示电势，由 $\boldsymbol{E}=-\nabla\Phi$ 定义。考虑到超导体的层状特性，将 Φ 和$\in$分别表为：

$$\Phi = -E_0|Z| + \Phi_0 \exp[i\boldsymbol{q}_p \cdot \boldsymbol{R} - \omega t) - \gamma|Z|] \tag{12}$$

$$\in = \in_p(\boldsymbol{ii} + \boldsymbol{jj}) + \in_Z \boldsymbol{kk} \tag{13}$$

应用(7)式可得：

$$\Phi_0 = \frac{2\pi}{Q\in_Z}(Zen_i - en_e + d_0) \tag{14}$$

$$E_0 = \frac{2\pi}{\in_Z}(ZeN_i^0 - eN_e^0) \tag{15}$$

$$\gamma^2 \in_Z = q_p^2 \in_p \tag{16}$$

用 $\boldsymbol{q}_p$ 点乘(8)式和(10)式并与(9)式和(11)式联立可得：

$$M\left(\omega^2 - \frac{\lambda_m + \lambda_{2m}}{M} q_p^2\right) n_i = N_i^0 Zel\Phi_0 q_p^2 \tag{17}$$

$$m\left(\omega^2 - \frac{\pi N_e^0 h^2 q_p^2}{m^2}\right) n_e = -N_e^0 e\Phi_0 q_p^2 \tag{18}$$

从(17)和(18)式中解出 n_i 和 n_e，并代入(14)式可得：

$$\Phi_0 = \frac{2\pi(\omega^2 - C^2 q_p^2)(\omega^2 - \omega_{02}^2) d_0}{\sqrt{\in_p \in_Z} q_p \Delta} \tag{19}$$

式中 Δ 为：

$$\begin{aligned}\Delta &= (\omega^2 - C^2q_p^2)(\omega^2 - \omega_{02}^2) - \Omega_1^2(\omega^2 - \omega_{02}^2) - \Omega_2^2 \cdot (\omega^2 - C^2q_p^2) - \Omega_1^2\Omega_2^2 \\ &= \omega^4 - \omega^2(\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 + \Omega_1^2 + \Omega_2^2) + \omega_{01}^2\omega_{02}^2 \\ &\quad + \Omega_1^2 \cdot \omega_{02}^2 + \Omega_2^2\omega_{01}^2 - \Omega_1^2\Omega_2^2\end{aligned} \tag{20}$$

$$C^2 = \frac{\lambda_{1M} + \lambda_{2M}}{M} \tag{21}$$

$$\omega_{o1}^2 = C^2q_p^2 \tag{21'}$$

$$\omega_{o2}^2 = \frac{\pi N_e^0 h^2 q_p^2}{m^2} \tag{22}$$

$$\Omega_1^2 = \frac{2\pi N_i^0 Z^2 e^2 l q_p}{M\sqrt{\in_z \in_p}} \tag{23}$$

$$\Omega_2^2 = \frac{2\pi N_e^0 e^2 q_p}{m\sqrt{\in_z \in_p}} \tag{24}$$

按照(12)式，Φ_0 表示电子间的相互作用势（包括电子之间直接相互作用的库伦排斥势和电子间通过晶格离子耦合的吸引势）的傅里叶变换值，故电子间相互作用能的傅里叶变换式为：

$$V(q_p) = \frac{2\pi e^2}{q_p \in_{eff}} \tag{25}$$

式中

$$\in_{eff} = \frac{\in_z \in_p (\omega^2 - \omega_+^2)(\omega^2 - \omega_-^2)}{(\omega^2 - \omega_{01}^2)(\omega^2 - \omega_{02}^2)} \tag{26}$$

$$\begin{aligned}\omega_\pm^2 = \frac{1}{2}\{&(\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 + \Omega_1^2 + \Omega_2^2) \pm [(\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 + \Omega_1^2 + \Omega_2^2)^2 \\ &- 4(\Omega_1^2 \cdot \omega_{02}^2 + \Omega_2^2\omega_{01}^2 + \omega_{01}^2\omega_{02}^2)]^{\frac{1}{2}}\}\end{aligned} \tag{27}$$

故两个相距 r 的电子间的相互作用能为：

$$V(\boldsymbol{r}) = \sum_{q_p} \frac{2\pi e^2}{q_p \in_{eff}(\boldsymbol{q_p}, \omega)} \exp(i\boldsymbol{q_p} \cdot \boldsymbol{R} - q_p|Z|) \tag{28}$$

式中 $\boldsymbol{r} = x\boldsymbol{i} + y\boldsymbol{j} + Z\boldsymbol{k} = \mathbf{R} + Z\boldsymbol{k}$。将上式写为三维的形式：

$$V(\boldsymbol{r}) = \sum_q V_0(\boldsymbol{q}, \omega)\exp(i\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{r}) \tag{29}$$

式中 $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{q_p} + q_Z\boldsymbol{k}$，

$$\begin{aligned}V_0(\boldsymbol{q}, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}z \frac{2\pi e^2}{q_p \in_{eff}(\boldsymbol{q_p}, \omega)} \exp(-iq_Z Z - q_p|Z|) \\ &= \frac{4\pi e^2}{q^2 \in_{eff}(\boldsymbol{q_p}, \omega)}\end{aligned} \tag{30}$$

按照绝对零度下的 BCS 理论，能隙函数可写为：

$$\Delta_0(\boldsymbol{k}) = -\frac{1}{2}\iiint \frac{\mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_y \mathrm{d}k_z}{(2\pi)^3} V_0(\boldsymbol{q}, \omega)\Delta_0(\boldsymbol{k}')[(E - \mu)^2 + \Delta_0^2(\boldsymbol{k}')]^{-\frac{1}{2}} \tag{31}$$

式中 $\boldsymbol{k}' = \boldsymbol{q} + \boldsymbol{k}$，$\omega = (E' - E)/h$. 能带计算表明[11,12]，$\boldsymbol{q}$ 空间的电子能带是相当平坦的，作为第一级近似，可将电子能量表为：

$$E' = \frac{h^2 k_p^2}{2m} + 常数 \tag{32}$$

另一方面，实验[12]表明，能隙是高度各向异性的。我们想寻求这样一种解，即能隙随 k_Z 做非常缓慢的变化，在这种情况下，(31)式可写为：

$$\Delta_0(\boldsymbol{k_p}, 0) \approx -\frac{1}{2}\iint \frac{\mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_y}{(2\pi)^2} \frac{4\pi e^2 \Delta_0(\boldsymbol{k}_p', 0)}{\in_{eff}(\boldsymbol{q_p}, \omega)[(E' - \mu)^2 + \Delta_0^2(\boldsymbol{k}_p', 0)]^{\frac{1}{2}}}$$

$$\cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{d}k_z'}{2\pi} \frac{1}{(\boldsymbol{k}_p' - \boldsymbol{k}_p)^2 + k_z'^2}$$

$$= -\frac{1}{2}\iint \frac{\mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_y}{(2\pi)^2} \frac{2\pi e^2 \Delta_0(\boldsymbol{k}_0', 0)}{q_p \in_{eff}(\boldsymbol{q}_p, \omega)[(E' - \mu)^2 + \Delta_0^2(\boldsymbol{k}_0', 0)]^{\frac{1}{2}}} \tag{33}$$

式中 $\boldsymbol{q}_p = \boldsymbol{k}_p' - \boldsymbol{k}_p$。上式也可写为：

$$\Delta_0(E) = -\frac{m}{4\pi h^2}\int \mathrm{d}E' \frac{U(E, E')\Delta_0(E')}{[(E' - \mu)^2 + \Delta_0^2(E')]^{\frac{1}{2}}} \tag{34}$$

式中 $U(E,E')$ 是 V 的方向平均： $U(E,E') = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta V$ (35)

$$q^2 = (\boldsymbol{k}' - \boldsymbol{k})^2 = \frac{2m}{h^2}\left[\frac{h^2}{2m}k'^2 + \frac{h^2}{2m}k^2 - \frac{h^2}{2m}\cdot 2kk'\cos\theta\right]$$

$$= \frac{2m}{h^2}[E' + E - 2(EE')^{\frac{1}{2}}\cos\theta] \tag{36}$$

考虑到离子运动的频率要低于电子运动的频率，故有

$$4(\omega_{01}^2\Omega_2^2 + \omega_{02}^2\Omega_1^2 + \omega_{01}^2\omega_{02}^2) \ll (\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 + \Omega_1^2 + \Omega_2^2)^2 \tag{37}$$

与（27）式联合考虑得

$$\omega_-^2 = \frac{\omega_{01}^2\Omega_2^2 + \omega_{02}^2\Omega_1^2 + \omega_{01}^2\omega_{02}^2}{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2 + \Omega_1^2 + \Omega_2^2} \tag{38}$$

考虑到 $m \ll M$，上式可进一步化为

$$\omega_-^2 = \frac{r_0}{2}\left(\frac{r_0}{2} + \frac{\Omega_1^2}{q_p C^2}\right)C^2 q_p^2 \tag{39}$$

式中 $r_0 = \frac{\sqrt{\in_p \in_z} h^2}{me^2}$。在离子运动频率远小于电子运动频率，即 $\omega_{01}^2 + \Omega_1^2 \ll \Omega_2^2$ 时，ω_-^2 也可表为：

$$\omega_-^2 = \frac{r_0}{2}\frac{A + q_p}{1 + \frac{r_0 q_p}{2}} \cdot \omega_{01}^2 \tag{40}$$

式中 $A = \frac{2}{r_0} + \frac{\Omega_1^2}{C^2 q_p}$。

考虑费米圈上的电子－电子相互作用，这时，$E = E' = \mu, \omega = O, q_p = 2k_F\sin\phi$[由(36)式]，(35)式积分化为：

$$U(\mu,\mu) = \frac{4e^2}{\sqrt{\in_z \in_p}}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \mathrm{d}\phi(A + 2k_F\sin\phi)^{-1} \tag{41}$$

当 $A < -2k_F$ 时，(41)式可积出：

$$U(\mu,\mu) = -\frac{8e^2}{\sqrt{\in_p \in_z}(A^2 - 4k_F)^{1/2}}\mathrm{tg}^{-1}\left[\frac{2k_F - A}{(A^2 - 4k_F^2)^{1/2}}\right] \tag{42}$$

当 $A \to -2kF$ 时

$$U(\mu,\mu) \to -\frac{8e^2}{\sqrt{\in_p \in_z}[(A - 2k_F)(A + 2k_F)]^{1/2}} \cdot \frac{\pi}{2}$$

$$= -\frac{2\pi e^2}{\sqrt{\in_p \in_z}[-k_F(A + 2k_F)]^{1/2}} \tag{43}$$

现在来估算 V 为负（电子间净余的相互作用为吸引相互作用）时，ω 的取值范围。考虑这种情况：与电子运动的典型频率(ω_{02})比较，ω 很小，此时

$$V = \frac{2\pi e^2}{q_p}\frac{1}{\in_{eff}} \approx \frac{2\pi e^2}{\sqrt{\in_p \in_z}}\frac{1}{q_p + 2/r_0}\frac{\omega_2 - (q_p C)^2}{\omega^2 - \omega_-^2} \tag{44}$$

当 $k_F r_0/2 \ll 1$ 时，上式可进一步化为

$$V \approx \frac{\pi e^2 r_0}{\sqrt{\in_p \in_z}} \frac{\omega^2 - (q_p C)^2}{\omega^2 - r_0 q_p^2 C^2 (A + q_p)/2} \tag{45}$$

在(35)式的积分贡献主要来自 $q_p \to 2k_F$ 时，利用上式，(35)式可写为：

$$U(\mu, \mu+\omega) \approx \frac{2e^2 r_0}{\sqrt{\in_p \in_z}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \mathrm{d}\varphi \frac{\omega^2 - 4(k_F C)^2}{\omega^2 - 2r_0 (k_F C)^2 (A + 2k_F \sin\phi)}$$

$$= -\frac{2\pi e^2}{\sqrt{\in_p \in_z}} \{-k_F[A + 2k_F - \omega^2/(2r_0 k_F^2 C^2)]\}^{-\frac{1}{2}} \tag{46}$$

在区域 $-\omega_0 < \omega < \omega_0$ 内，其中： $\omega_0 = [2r_0 k_F^2 C^2 (A + 2k_F)]^{\frac{1}{2}}$ (47)

按着(46)式，相互作用 $U<0$，电子间是吸引的。而在 $\omega = \pm\ [2r_0 k_F^2 C^2\ (A+2k_F)]^{\frac{1}{2}}$，$U$ 是奇异性的。当 $\omega \approx 0$，$A \to -2k_F$ 时，$U \to -\infty$，考虑到：

$$\int_{-\omega_0}^{+\omega_0} \mathrm{d}\omega U(\mu, \mu+\omega) = -\frac{2\pi^2 e^2}{\sqrt{\in_p \in_z}} (-2k_F r_0 C^2)^{\frac{1}{2}}$$

可将 U 表为 δ 函数：

$$U(\mu, \mu+\omega) \approx -\frac{2\pi^2 e^2}{\sqrt{\in_p \in_z}} (-2r_0 k_F C^2)^{\frac{1}{2}} \delta(\omega) \tag{48}$$

应用(39)式，(48)式也可表为：

$$U(\mu, \mu+\omega) \approx -\frac{2\pi^2 e^2 \sqrt{2}\, u_-}{(\in_p \in_z)^{1/2}} \delta(\omega) \tag{49}$$

式中 $u_- = \frac{\omega_-}{q_p} = (r_0 A C^2/2)^{\frac{1}{2}}$ 是与低频波对应的波速。

当 $U>0$ 时，通过解(34)式可知，能隙很小，在一级近似中可忽略不计。与能隙比较，$h\omega_0 \ll \Delta_0$ 时，U 很小，(49)式有效，(34)式可解出：

$$\Delta_0 = \frac{\pi h u_-}{\sqrt{2}\, r_0} \tag{50}$$

按照 $T>0$k 时的 BCS 理论，能隙随温度的变化可写为

$$\Delta = -\frac{m}{4\pi h^2} \int \mathrm{d}E' \frac{U(E,E')\Delta(E')\tanh\left[\frac{(E'-E)^2 + \Delta^2(E')}{2k_B T}\right]^{\frac{1}{2}}}{[(E'-E)^2 + \Delta^2(E')]^{1/2}} \tag{51}$$

应用(49)式，(51)式的非平凡解为：

$$\Delta = \frac{\pi h u_-}{\sqrt{2}\, r_0} \tanh\left(\frac{\Delta}{2k_B T}\right) \tag{52}$$

在临界温度 T_c，能隙消失，即 $\lim_{T \to T_c} \Delta(T) = 0$. 由(52)式，得出临界温度为

$$T_c = \frac{\pi h u_-}{2\sqrt{2}\, k_B r_0} \tag{53}$$

应用 $v_- = \frac{\omega_-}{q}$ 和(39)式，上式可进一步写成：

$$T_c = \frac{\pi h C}{2\sqrt{2}\, r_0 k_B} \sqrt{\frac{r_0}{2}\left(\frac{2}{r_0} + \frac{2\pi N_i^0 Z^2 e^2 l}{C^2 M \sqrt{\in_p \in_z}}\right)} \tag{54}$$

2 讨论

考察 $A \to -2k_F$，$k_F r_0 \ll 1$ 的情况，应用(39)式和 $u_- = \frac{\omega_-}{q_p}$，(54)式可化为：

$$T_c = \frac{\pi h G}{4k_B} \cdot l^{\frac{1}{2}} \tag{55}$$

式中：

$$G = \left(\frac{2\pi N_i^0 Z^2 e^2 k_F}{M \sqrt{\in_p \in_x}} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{56}$$

(55)式表明，T_c 与 $l^{\frac{1}{2}}$ 成正比，它随 l(Cu－O 面数)的增加而增加。以 B_i 系为例，它的 2201、2212、2223 三相的 l 分别为 2、4、6，而 G 可近似地视为常数，于是，按照(55)式，这三相的临界温度之比就为：

$$\frac{T_{c2201}}{T_{c2212}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \tag{57}$$

$$\frac{T_{c2212}}{T_{c2223}} = \left(\frac{2}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{58}$$

根据已有实验事实，B_i 系 2201 相的 T_c 为 80K，2212 相为 90～110K，2223 相为 120K. 稍加估算可知，(57)和(58)式的比值是与已有实验事实相吻合的。

(55)或(54)式还表明，影响 Tc 的因素是多方面的，如 T_c 与 $M^{-\frac{1}{2}}$ 成正比，这就是众所周知的同位素效应；T_c 与电子密度 N_e^0 和材料密度 N_i^0 有关，与 $(N_e^0)^{1/4}$ 和 $(N_i^0)^{1/2}$ 的积成正比，这就是说，高 N_e 和 N_i 的材料，如能超导，其 T_c 就可能较高。

参 考 文 献

1 Bednortz J G, Muller K A · Z Physik B. (1986)64: 189

2 赵忠贤等. 科学通报, 198732: 661

3 Wu M K, etal. Phys Rev Lett , 1987,58: 908

4 Mai Z H, etal. Supercond Sci Tech 1988, 1: 94

5 Toraki C C, etal. Science, 1988, 240: 631

6 梁敬魁等. 中国科学, 1989, 34: 32

7 Beyers R, et al. Appl Phys Lett., 1988, 53: 432

8 Ran Z Y, et al. Modern Phys Lett B, 1988, 2: 699

9 Zandbergen etal. Nature, 1988, 332: 620

10 Matheiss L F. Phys Rev. Lett. 1987, 58: 1020

11 Taregahara K, Harima H, Yanase A. Jpn J Appl Phys 1987, 26: 352

An Explanation to the Layer Property of High-Temperature Superconductivity

Lu Yanwen

(Department of Applied Physics)

Abstract

The layer theory of high-temperature superconductivity is developed based on quasi two-dimension of the structure of high-temperature superconductivity material. A quantitative relation between the critical temperature T_c and the Cu－O plane quantity l is obtained. It is indicated that superconductivity material with high material density N_i^0 and high electron density N_i^0 may have high T_c.

Key words high-temperature, superconductivity, layer structure, mechanism, quasi two-dimension