

酸化物高温超伝導体における オーダーパラメータのゆらぎと臨界温度

Fluctuations of the Order Parameter and Critical Temperature in High- T_c Oxide Superconductors

田中稔次郎・長野真人・濱川恭央
倉元三七子・広岡繁

Toshijiro TANAKA, Masato NAGANO, Yasuo HAMAKAWA,
Minako KURAMOTO, Shigeru HIROOKA

(Received September 17, 1990)

Fluctuation effects of the superconducting order parameter and the critical temperature in a high- T_c oxide superconductors are investigated in connection with the mass-enhancement effect on the phenomenological Ginzburg-Landau theory and the Gaussian fluctuation theory. Large fluctuations of the order parameter caused by strong electron correlation play an essential role in the determination of T_c in high- T_c oxide superconductors.

§ 1 はじめに

1986年にベドノルツとミュラー¹⁾によって酸化物高温超伝導体が発見されて以来、より高い転移温度をもつ超伝導物質の探索とともに高温超伝導の新しい発現機構の解明に対して世界的な規模で多大な努力がなされてきた。高温超伝導の新物質の探索は、Y-Ba-Cu-O系²⁾やBi-Sr-Ca-Cu-O系酸化物³⁾などさまざまな方向に展開されているが、現在までのところ安定な超伝導を示す酸化物のうちで最も高い転移温度をもつものは、転移温度が125KのTl-Ba-Ca-Cu-O系酸化物である^{4,5)}。また、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ やBi-Sr-Ca-Cu-O系で良質の薄膜や単結晶をつくると高い臨界電流密度が得られることがわかり、技術革新をもたらすものとして実用化に対する期待が高まっている。この意味からも新しい高温超伝導材料の探索・設計の指導原理を得ることは重要なことである。それには、これらの酸化物の高温超伝導の発現機構を解明することが最も重要な問題である。

銅酸化物系においては、従来の超伝導体と比べて飛躍的に高い臨界温度 T_c が出現していることから相互作用は大変強いはずである。この強い相互作用はクローン斥力に基づく強い電子相関に起因するものと考えられている⁶⁾。さて、酸化物超伝導体の特徴をあげると従来の超伝導体に比べ

て、(1) 超伝導の臨界温度が高い、(2) コヒーレンスの長さが異常に短いことである。さらに、超伝導の舞台がCuO₂面であるという立場からすると、(3) 構造的には疑似2次元であるという特徴をもっている。現在、酸化物超伝導の発現機構としては、クーパー対を形成する引力の原因をCuO₂面のCuサイトにおける強いクーロン斥力に求める立場が有力である。それを記述するモデルとしてCuサイト上のクーロン斥力のみに着目したハバードモデル⁷⁾およびそれを強相関の極限でカノニカル変換して得られる t - J モデル⁸⁾がある。この t - J モデルは酸化物超伝導のモデルとして最もシンプルであるが、強い電子相関系の超伝導の特徴を簡明に表現しているものと考えられている。

最近、植村達⁹⁾は酸化物高温超伝導体における T_c と n_s/m^* (キャリア密度/有効質量) の間に普遍的な線形関係があることを実験的に見いだしている。この線形関係は超伝導BCS理論の弱結合近似では期待できないが、CuO平面における本質的な特性を反映しているものと彼らは結論した。我々はこの線形関係が超伝導オーダーパラメータのゆらぎの重要性を示すものと考えている^{10,11)}

本論文の目的は、酸化物高温超伝導体における超伝導オーダーパラメータのゆらぎの効果を t - J モデルを用いて考察し、植村達⁹⁾の実験における臨界温度 T_c と n_s/m^* の間の普遍的な線形関係を説明することである。§2ではまず、 t - J モデルに弱い3次元性を考慮し、このモデルの分配関数を汎関数積分表示する。さらに、ギンツブルグランダウの自由エネルギー汎関数を求める。§3では得られたギンツブルグランダウの自由エネルギー汎関数とガウスのゆらぎの理論を基に超伝導オーダーパラメータのゆらぎの効果を調べ、臨界温度 T_c と n_s/m^* の線形関係を導出する。

§2 t - J モデルハミルトニアンと汎関数積分法

高温超伝導体においては強い電子相関が重要な役割を演じていると考えられている。固体中の電子のこのような相関効果を記述する最も簡単でしかも重要なモデルにハバードモデル⁷⁾がある。酸化物高温超伝導体における電子状態はハバードモデルに沿って考えると、各格子点に1個ずつ電子が存在するモット絶縁体のところどころから電子を抜き取った状態、すなわちドーピングホールが存在する場合に対応する。この場合のハミルトニアンの本質的な部分は、単一バンドのハバードハミルトニアンを強相関の極限 $U/|t| \gg 1$ でカノニカル変換して得られる⁸⁾

$$H_{t-J} = -\sum_{(i,j),\sigma} t_{ij} (1 - n_{i\bar{\sigma}}) a_{i\sigma} (1 - n_{j\bar{\sigma}}) a_{j\sigma}^{\dagger} - J \sum_{\langle i,j \rangle} b_{ij}^{\dagger} b_{ij} \quad (1)$$

ただし、 b_{ij}^{\dagger} はシングレット生成演算子で

$$b_{ij}^{\dagger} = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{i\uparrow}^{\dagger} a_{j\downarrow}^{\dagger} - a_{i\downarrow}^{\dagger} a_{j\uparrow}^{\dagger}) \quad (2)$$

である。ここで t_{ij} は j 番目の格子点から i 番目の格子点への電子のホッピング積分である。 (i, j) の和は最隣接格子間の組について行い、 $\langle i, j \rangle$ の和は同一 xy 平面上の最隣接格子点の組について取るものとする。ホッピング積分は xy 面内では $t_{ij} = t$ 、 z 方向に対しては $t_{ij} = t'$ とする。なお、 $n_{i\sigma} = a_{i\sigma}^{\dagger} a_{i\sigma}$ 、 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 、 $J = 4t^2/U$ である。 $a_{i\sigma}^{\dagger}$ 、 $a_{i\sigma}$ は電子の生成、消滅演算子で、 σ はスピン ($\sigma = \uparrow$ または $\sigma = \downarrow$) を表している。 $U (> 0)$ は同一格子点上に2つの電子がきたときのクーロン・

エネルギーを表す。なお、 t - J モデルハミルトニアン(1)の第1項、すなわちホッピング項は同一サイトにおける電子の二重占有を禁止する強い相関効果を表す。これは通常の2次元の t - J モデルハミルトニアンに z 方向の弱い相互作用が存在する場合で、 $t' \ll t$ であるとする。他方、第2項はサイト間の電子の反強磁性的相互作用に起因する項で、反強磁性状態だけでなく超伝導状態やRVB状態の原因にもなり得るが、ここではシングレットクーパ対の形成のための引力として表現されている。多体問題に特有の困難な問題が存在するので、式(1)を取り扱うための何か近似を導入しなければならない。バスカラン、ゾウとアンダーソン¹²⁾に従って、第1項を次のような有効一体のホッピング項によって近似すると、

$$H_0 \simeq - \sum_{(i,j),\sigma} t_{ij} \delta n a_{i\sigma}^{\dagger} a_{j\sigma} \quad (3)$$

ただし、 δn はドーピングパラメータである。この近似は強い電子相関によるmass enhancement効果を記述するもっとも簡単なものである。多少精度の高い近似としては、ハバードの合金近似がしばしば使われる¹³⁾しかしながら、いずれの近似も不十分であり、反平行のスピンをもった電子間の排除効果を完全には表現しきれていない。強相関係における1電子のエネルギー状態を調べることは、非常に困難ではあるが重要な問題である。また、バスカラン達¹²⁾は式(1)の第2項いわゆる平均場近似としてハートリーフォック近似を適用している。この近似では超伝導オーダーパラメータの位相のゆらぎは無視されているが、ゆらぎの重要性はバスカラン達¹²⁾によって指摘されている。実際、酸化物超伝導の特徴である高臨界温度、低次元性、短いコヒーレンスの長さを考慮に入れると、オーダーパラメータのゆらぎの効果を考えないわけにはいかない。この論文では、 t - J モデルにおける超伝導のオーダーパラメータのゆらぎの効果を、汎関数積分法およびガウス近似の範囲で考察する。

ハバードストラトノビッチ変換により系の分配関数は汎関数積分で次のように表される¹⁰⁾

$$Z_{t-J} = \text{Tr} \{ e^{-\beta H_{t-J} - \xi N} \} = C Z_0 \int D\phi D\phi^* e^{-\beta \bar{F}(\phi, \phi^*)} \quad (4a)$$

$$\bar{F}(\phi, \phi^*) = \bar{F}_0 + J \frac{1}{\beta} \int_0^\beta du \sum_{\langle i,j \rangle} \phi_{ij}^*(u) \phi_{ij}(u), \quad (4b)$$

$$\bar{F}_0 = -\frac{1}{\beta} \ln \{ \langle T [\exp \{ J \int_0^\beta du \sum_{\langle i,j \rangle} \phi_{ij}(u) b_{ij}^{\dagger}(u) + \phi_{ij}^*(u) b_{ij}(u) \}] \rangle_0 \} \quad (4c)$$

ただし、 C は規格化定数であり、 Z_0 は $Z_0 = \text{Tr} \{ \exp[-\beta(H_0 - \xi N)] \}$ である。

$\langle \dots \rangle_0$ はハミルトニアン H_0 による大正準集合の平均を意味している。なお、次の関係が成り立つ。

$$\langle \phi_{ij}^*(u) \rangle_f = \langle b_{ij}^{\dagger}(u) \rangle_0 \quad (5)$$

ただし、 $\langle \dots \rangle_f$ と $\langle \dots \rangle$ はそれぞれ $\exp[-\beta F(\phi, \phi^*)]$ による分布と大正準集合の分布 $\exp[-\beta(H - \xi N)]$ による平均を表す。 N は $N = \sum_{i,\sigma} a_{i\sigma}^{\dagger} a_{i\sigma}$ である。もし、 t - J ハミルトニアン(1)の第1項を(3)のように一体化表示できたとすれば、 \bar{F}_0 は一粒子グリーン関数を用いて表すことができる¹⁰⁾

さて、ここで ϕ および ϕ^* のフーリエ変換を次のように導入する。

$$\begin{aligned}\phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}') &= \frac{1}{N} \sum_{i,j} \phi_{ij} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_i + \mathbf{k}' \cdot \mathbf{R}_j)} \\ &= 2 \sum_{\mu=x,y} \Phi_{\mu}(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cos\{(\mathbf{k}_{\mu} - \mathbf{k}'_{\mu}) \cdot \mathbf{a} / 2\},\end{aligned}\tag{6}$$

$$\Phi_{\mu}(\mathbf{q}) = \frac{1}{N} \sum_{\langle i,j \rangle_{\mu}} \phi_{ij} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{R}_i + \mathbf{R}_j)/2}\tag{7}$$

ただし、 a は格子定数で、 $\langle i,j \rangle_{\mu}$ は μ 方向($\mu=x,y$)の対を意味している。式(7)で導入された $\Phi_{\mu}(\mathbf{q})$ はクーパー対の波動関数のフーリエ成分に対応している。ここでs波とd波のオーダーパラメータを、それぞれ

$$\Psi_s(\mathbf{q}) = [\Phi_x(\mathbf{q}) + \Phi_y(\mathbf{q})] / 2 \text{ および } \Psi_d(\mathbf{q}) = [\Phi_x(\mathbf{q}) - \Phi_y(\mathbf{q})] / 2$$

のように定義し、熱力学ポテンシャル汎関数を計算する。なお、以下簡単のためにs波またはd波のクーパー対のどちらか一種類のみを考える。熱力学ポテンシャルの展開係数を \mathbf{q} の2次まで求めると、式(4b)は、

$$\begin{aligned}\bar{F} \simeq & \sum_{\mathbf{q}} [A + D(q_x^2 + q_y^2) + D_z q_z^2] |\psi(\mathbf{q})|^2 \\ & + g \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{q}', \mathbf{q}''} \psi^*(\mathbf{q}) \psi^*(\mathbf{q}') \psi(\mathbf{q}'') \psi(-\mathbf{q} - \mathbf{q}' - \mathbf{q}'')\end{aligned}\tag{8}$$

となる¹⁰⁾ ただし

$$A = 2J - \frac{J^2 \beta}{2} \sum_{\mathbf{k}} \gamma_{\alpha}^2(\mathbf{k}) \frac{\tanh(x)}{x},\tag{9a}$$

$$D = -\frac{J^2 \beta^3}{64} \sum_{\mathbf{k}} \gamma_{\alpha}^2(\mathbf{k}) \sum_{\mu} \left[\frac{\partial \varepsilon(\mathbf{k})}{\partial k_{\mu}} \right]^2 \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left[\frac{\tanh(x)}{x} \right]\tag{9b}$$

$$+ \frac{J^2 \beta a^2}{16} \sum_{\mathbf{k}} [\gamma_{\alpha}^2(\mathbf{k}) - \sum_{\mu} \sin^2 k_{\mu} a] \frac{\tanh(x)}{x},\tag{9c}$$

$$D_z = -\frac{J^2 \beta^3}{32} \sum_{\mathbf{k}} \gamma_{\alpha}^2(\mathbf{k}) \left[\frac{\partial \varepsilon(\mathbf{k})}{\partial k_z} \right]^2 \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left[\frac{\tanh(x)}{x} \right],\tag{9d}$$

$$g = -\frac{J^4 \beta^3}{16} \sum_{\mathbf{k}} \gamma_{\alpha}^4(\mathbf{k}) \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left[\frac{\tanh(x)}{x} \right]$$

である。なお、 $\alpha = (s)$ に対して、格子因子は $\gamma_{\alpha}(\mathbf{k}) = \cos(k_x a) \pm \cos(k_y a)$, $x = \beta [\varepsilon(\mathbf{k}) - \xi] / 2$. $\varepsilon(\mathbf{k})$ は1電子のエネルギースペクトルである。長波長近似の範囲内では系を連続体として取り扱うことができる。そこでクーパー対の巨視的波動関数を次のように定義する。

$$\Psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{q}} \phi(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \quad (10)$$

ただし、 V は系の体積である。ゲージ変換 $a_j \rightarrow a_j \exp\{ie/(\hbar c)\chi_j\}$ のもとで、式(2)、(4c)から $\Phi_{ij} \rightarrow \Phi_{ij} \exp\{(ie/\hbar c)(\chi_i + \chi_j)\}$ となり、したがって、連続体では $\Psi(\mathbf{r}) \rightarrow \Psi(\mathbf{r}) \exp\{i \cdot (2e/\hbar c)\chi(\mathbf{r})\}$ となる。もとの系は局所的なゲージ対称性をもっているため、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ は $\mathbf{A}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathbf{A}(\mathbf{r}) + \nabla \chi(\mathbf{r})$ のように変換される。したがって、ベクトルポテンシャルが存在する場合、式(8)は次のように表される。

$$\begin{aligned} \bar{F} \simeq \int d\mathbf{r} [& A |\Psi(\mathbf{r})|^2 + \sum_{\gamma=x,y,z} D_{\gamma} |\nabla_{\gamma} \Psi(\mathbf{r}) - i \frac{2e}{\hbar c} A_{\gamma}(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r})|^2 \\ & + g' |\Psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{1}{8\pi} (\text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}))^2] \end{aligned} \quad (11)$$

ただし、 $D_x = D_y = D$ 、 $g' = gV$ である。これは異方的な超伝導体に対するギンツブルグーランダウの自由エネルギー汎関数に相当する。 $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = 0$ の場合の分配関数を評価するために鞍点近似を適用すれば、 $\partial \bar{F} / \partial \Psi(0) = 0$ である。したがって、オーダーパラメータは $|\Psi(0)|^2 = -A/2g$ と求まる。また、臨界温度 T_c は $A=0$ 関係から与えられる。これらの結果はいわゆる平均場近似のそれと一致している^{12,16)}。

§ 3 臨界温度とゆらぎの効果

金属磁性体におけるスピンのゆらぎを調べたムラタードニアックの方法¹⁷⁾に従って、我々はガウス近似の範囲内で超伝導オーダーパラメータの揺らぎの効果を調べる。ギンツブルグーランダウの自由エネルギー汎関数(11)で、簡単のために A を現象論的な形で $A = \eta(T - T_c^0)$ と表す。 T_c^0 はゆらぎが存在しない場合の臨界温度である。この自由エネルギー汎関数は、2種類の巨視的波動関数、すなわち、s波およびd波対称性をもつ超伝導オーダーパラメータで表されている。クーパ対の対称性に関する議論はあるが、ここでは簡単のため対称性を指定することなしに1つのオーダーパラメータを仮定する。系の自由エネルギーは汎関数積分表示で次のように与えられる。

$$F = -\beta^{-1} \ln \left[\int D\mathbf{A}(\mathbf{r}) D\phi(\mathbf{r}) D\phi^*(\mathbf{r}) e^{-\beta \bar{F}} \right] \quad (12)$$

$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = 0$ のとき、ガウス近似の範囲を用いて式(12)の汎関数積分を実行できる。このとき F は

$$\begin{aligned} F = & A \psi(0)^2 + g \psi(0)^4 - 2g \langle \delta \psi^2 \rangle^2 \\ & - \frac{1}{\beta} \sum_{\mathbf{q} \neq 0} \langle \psi^*(\mathbf{q}) \psi(\mathbf{q}) \rangle \end{aligned} \quad (13)$$

となる。ただし

$$\langle \psi^*(\mathbf{q}) \psi(\mathbf{q}) \rangle = \frac{1}{\beta} \frac{1}{A + 4g \{ \psi(0)^2 + \langle \delta \psi^2 \rangle \} + \sum_{\alpha} D_{\alpha} q_{\alpha}} \quad (14a)$$

$$\langle \delta\psi^2 \rangle = \sum_{\mathbf{q} \neq 0} \langle \psi^*(\mathbf{q}) \psi(\mathbf{q}) \rangle \quad (14b)$$

$$\psi(\mathbf{q}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \int d\mathbf{r} \Psi(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \quad (14c)$$

である。\$\partial F / \partial \Psi(0) = 0\$によりオーダーパラメータは

$$\psi(0)^2 = \frac{\eta}{2g} (T_c^0 - T) - 2 \langle \delta\psi^2 \rangle \quad (15)$$

となる。したがって、臨界温度は

$$T_c = T_c^0 \frac{1}{1 + \Delta} \quad (16)$$

$$\Delta = \frac{4g\Gamma a^2}{D\eta} \quad (17)$$

となる。ただし、\$\Gamma = a^{-2} \sum_{\mathbf{q}} (q_x^2 + q_y^2 + \gamma q_z^2)^{-1}\$、\$\gamma^2 = D_z / D \ll 1\$、\$a\$は格子定数である。\$D\$、\$q\$、\$\Gamma\$、\$\eta > 0\$なので \$\Delta > 0\$。したがって、オーダーパラメータのゆらぎは臨界温度を押し下げる効果をもつ。さて、オーダーパラメータの相関距離\$\xi\$は\$xy\$平面に対して、

$$\xi = \pi \left(\frac{D}{2g} \right)^{1/2} \frac{1}{\psi(0)} \quad (18)$$

で与えられる。\$z\$方向に対しては\$\xi_z = \gamma \xi\$である¹¹⁾また、\$xy\$平面における磁場の侵入の深さ\$\lambda\$は、

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{32\pi e^2}{c^2 \hbar^2} D \bar{\Psi}^2 \quad (19)$$

で表される。ただし、\$\bar{\Psi}^2 = \Psi^2(0) / a^3\$である。さらに、GLパラメータ\$\kappa\$は次のように与えられる。

$$\kappa = \frac{c \hbar (a/\pi)^{3/2}}{4 e D} \sqrt{g} \quad (20)$$

さて、等方的な\$D_z = D\$の従来の超伝導体において、\$\Gamma\$の\$q\$に関する積分にカットオフ波数\$q_c \simeq \pi / \xi_0\$を導入することによって\$\Gamma \simeq a / (2\pi \xi_0)\$を得る。ただし、\$\xi_0\$は\$T=0\$のときの相関距離である。\$\ell \gg \xi_0\$の極限でBCS理論に基づいて自由エネルギー汎関数の中の係数\$\eta\$や\$D\$、\$q\$を微視的に評価することができる。ここで\$\ell\$は平均自由行程である。このとき、式(17)における\$\Delta\$は

$$\Delta = \left(\frac{a}{\xi_0} \right)^2 \frac{1}{n^{2/3}} \quad (21)$$

ただし、\$n\$はサイト当りの電子数である。従来の超伝導体では、\$a / \xi_0 \simeq 10^{-4}\$、\$n \simeq 1\$、この場合 \$\Delta \ll 1\$である。したがって、オーダーパラメータのゆらぎの効果は、よく知られているように、従来の超伝導体では無視される。一方、酸化物超伝導体では相関距離は、通常の超伝導体の相関距離、例えば、\$a / \xi_0 \simeq 1\$と比較して非常に短いように思われる。したがって、超伝導オーダーパラメータのゆらぎは、低濃度のキャリア、すなわち、\$n \ll 1\$の高温超伝導体において重要な役割を

果していると考えてよい。ここで、もしホールのドーピングが小さい高温超伝導体において

$$\Delta = \frac{4g\Gamma a^2}{D\eta} \gg 1 \quad (22)$$

を仮定すれば、式(16)、(17)から

$$T_c \simeq \frac{T_c^0}{\Delta} = \frac{a}{2\Gamma} D \bar{\Psi}_0^2 = \frac{\pi}{64} \left(\frac{c\hbar}{e}\right)^2 \frac{a}{\Gamma} \frac{1}{\lambda_0^2} \quad (23)$$

ただし、 $\bar{\Psi}_0$ と λ_0 は、それぞれ $T=0$ のときの $\bar{\Psi}^2 = \Psi^2(0) / a^3$ の値と xy 面における磁束侵入の深さ λ を表す。もし $D = \hbar^2 / 2m^*$ 、 $\Psi_0^2 = n_s$ と置けば、式(23)は

$$T_c \simeq \frac{a\hbar^2}{4\Gamma} \frac{n_s}{m^*} \quad (24)$$

ただし、 m^* は xy 面におけるクーパー対の有効質量であり、 n_s は3次元を考慮した場合の $T=0$ におけるクーパー対の密度である。式(23)、(24)は、植村達⁹⁾によって実験的に見いだされた T_c と n_s

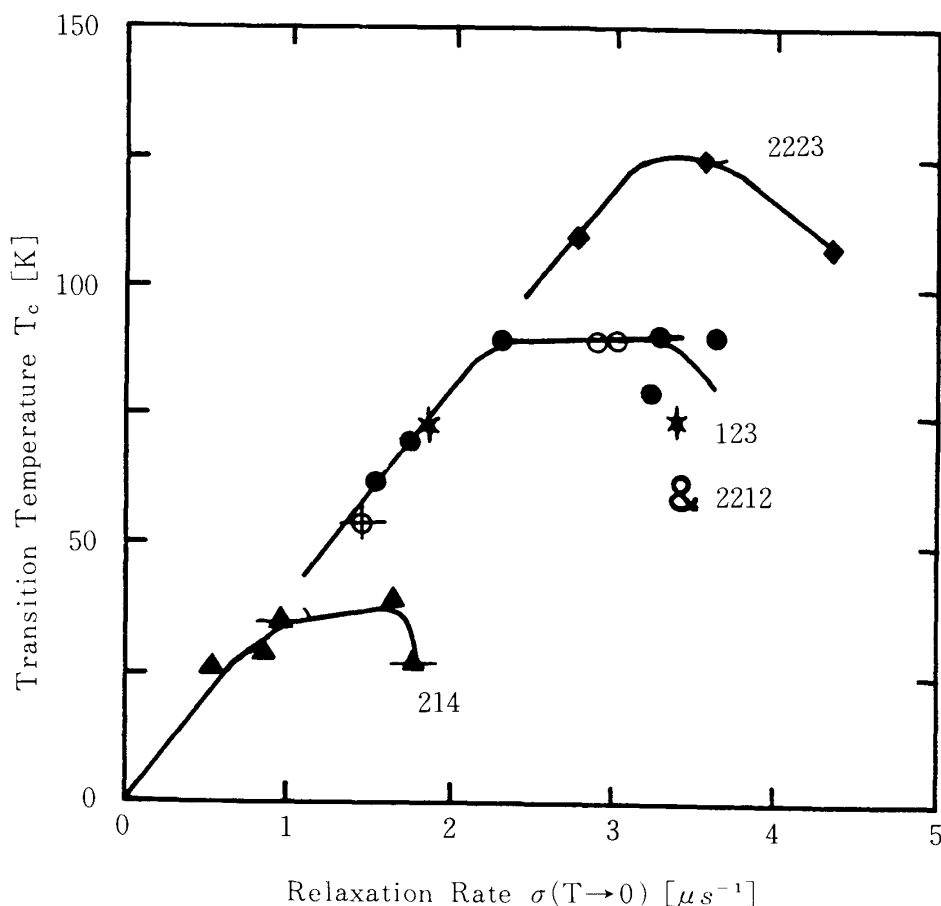


図1 酸化物高温超伝導体16個の異なる試料について測定された低温でのミュオンスピン緩和率 $\sigma(T \rightarrow 0)$ と超伝導転移温度 T_c の関係、参考文献9より転載。緩和率 $\sigma(T \rightarrow 0)$ は $1/\lambda^2$ あるいは n_s/m^* に比例している。図の中の黒い三角形は $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の2:1:4系で $x=0.08, 0.10, 0.15, 0.20, 0.21$ の試料を表す。黒丸は $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の1:2:3系を示し、ダイヤモンドの印は $\text{Bi}_{1-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ 、 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ および $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$ を表す。

γ/m^* の関係式に外ならない。彼らの実験結果を図1に示す。この線形関係はBCS理論の弱結合近似では期待できないが、Cu-O平面においては本質的な特性であると植村達は主張している。高温超伝導体では $a/\xi_0 = 1$ だから、 Γ の積分のカットオフ波数として、最大値 $q_c = \pi/a$ をとると、 Γ は

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi} \{ \ln(1 + \gamma^{-2}) + 2\gamma^{-1} \tan^{-1} \gamma \} \quad (25)$$

となる。ただし、 $\gamma = (D_z/D)^{1/2} = \xi_z/\xi$ である。2次元では $\gamma = 0$ 、すなわち $\Gamma = \infty$ となるので、式(23)と(24)からよく知られているように $T_c = 0$ となる。なお、実験的には $\gamma = 0.1$ が得られている。もし、格子定数 a や Γ がCu-O面に関する限り酸化物高温超伝導体でほとんど共通であれば、式(23)と(24)における λ_0^2 と n_s/m^* の係数は、植村達の実験結果と一致すると考えてよい。

ところで、式(23)と(24)は、式(22)を用いて導出された。逆にいえば、植村達の実験結果は、オーダーパラメータのゆらぎに対するスティフネス定数 D が $D \gg 1$ を満たす程十分小さいということを示唆している。また、我々はオーダーパラメータのゆらぎが、低いホールドーピング系では T_c の決定に本質的な役割を果たすことを示した¹⁰⁾。そこでは、おおざっぱに見積もって $D \propto (t\delta n)^2$ と $D = \hbar^2/2m^*$ から、 $m^* \propto (\delta n)^{-2}$ が得られている。これは、絶縁体の状態に近い低ドーピング系においてはクーパ対の有効質量が強い電子相関によって著しく増大されるということを意味している。トルグマン¹⁸⁾は2次元ハバードモデルで1個および2個のホールの有効質量を、いろいろな U の値について計算した。彼の計算の結果もまた、1個のホールおよびクーパ対の有効質量が*half-filled state*の近くで非常に重くなることを示している。

§ 4 おわりに

この論文では、酸化物高温超伝導体の t - J モデルにおけるギンツブルグーランダウの自由エネルギー汎関数を汎関数積分法によって導出した。酸化物超伝導体の熱力学的性質についてはオーダーパラメータのゆらぎの効果が支配的であると仮定し、現象論的ギンツブルグーランダウの自由エネルギー汎関数とゆらぎのガウス理論に基づいて臨界温度 T_c を計算した。その結果は植村達によって実験的に見いだされた普遍的な線形関係 $T_c \sim \lambda_0^2$ あるいは $T_c \sim n_s/m^*$ に一致する。この線形関係は、酸化物超伝導体でのオーダーパラメータのゆらぎの重要性を意味しており、さらにはクーロン斥力に基礎を置いている高温超伝導の強相関理論の優位性を示しているものと考えられる。また、この普遍的な線形関係に対する理論と実験の一致は、新しい高温超伝導物質の探索・設計の指導原理、すなわち酸化物超伝導体の臨界温度 T_c は、その成分元素の数とよい相関関係があること、したがってより高い臨界温度をもつ新しい超伝導物質は、6元素以上からなる酸化物である可能性が高いことを示唆している。

参 考 文 献

- 1) J. G. Bednorz and K. A. Muller : Z. Phys. **B64** (1986) 189.
- 2) M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, M. L. Meng, L. Gao, Z. J. Hang, Y. Q. Wang and C. W. Chu : Phys. Rev. **58** (1987) 908.
- 3) H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi and T. Asano : Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) L209.
- 4) 川合知二 : 固体物理 **24** (1989) 102.
- 5) 有馬孝尚, 十倉好紀 : 固体物理 **25** (1990) 272.
- 6) P. W. Anderson : Science **235** (1987) 1196.
- 7) J. Hubbard : Proc. Roy. Soc. **A276** (1963) 238.
- 8) J. E. Hirsh : Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1317.
- 9) Y. J. Uemura et al. : Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2317.
- 10) S. Hirooka and Y. Hamakawa : Phys. Rev. **B41** (1990) 1979.
- 11) S. Hirooka and T. Tanaka : Phys. Rev. **B41** (1990) 11590.
- 12) G. Baskaran, Z. Zou and P. W. Anderson : Solid State Commun. **63** (1987) 973.
- 13) H. Fukuyama and Y. Hasegawa : Physica **B148** (1987) 204.
- 14) P. Lederer : J. Phys. Soc. Jpn **57** (1988) 1729.
- 15) J. Inoue, M. Miyazaki and S. Maekawa : Physica **C157** (1989) 209.
- 16) P. Wrobel and L. Janack : Physica **C157** (1989) 221.
- 17) K. K. Murata and S. Doniach : Phys. Rev. Lett. **29** (1972) 285.
- 18) S. A. Trugman : Phys. Rev. **B37**, (1989) 1597.