

によっては、磁気抵抗にピークが現われることがある。

最も簡単な例は、上であげた  $\text{CeAl}_3$  の結晶場で、 $z$  軸方向の磁場の場合である。まず、磁場を零から増加させていくと、 $4f$  状態の各二重項は分裂していき、近藤効果は小さくなって抵抗は減少する。しかし、さらに磁場が大きくなると、結晶場の励起状態のうちの

$$|j = \frac{5}{2}, j_z = \frac{5}{2}\rangle$$

の状態がゼーマン・エネルギーの利得が最大であるため、低磁場での基底状態

$$|j_z = \frac{3}{2}\rangle$$

にエネルギー的に近づき、有限磁場で再び、 $4f$  の基底状態の縮退が生じる。この縮退のため近藤効果が再び大きくなり磁気抵抗にピークが生じる。このピークを与える磁場は、中性子散乱による結晶場分裂を用いれば 104 Tesla と評価される。

この磁気抵抗のピークの磁場の方向に対する依存性は、 $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  の結晶場準位構造を決定するのに有力であるが、中性子散乱の実験、および、帯磁率の解析 [3] を考慮して計算すると、200–400 Tesla の磁場が必要であると見積られる。

- 1) P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 1049; Phys. Rev. **164** (1967) 352.
- 2) P. W. Anderson, Phys. Rev. **124** (1961) 41.
- 3) K. Hanzawa, K. Yamada and K. Yosida, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 641.

## 14. 超伝導における引力の起源

名大・理 金 彪, 松浦 民房, 黒田 義浩

我々のグループでは、これまで周期的アンダーソン模型を用いた微視論的考察によって高密度近藤系の諸性質を調べて来た。我々の考察を進めて行くに当たっての基本方針は、単一不純物問題で知られている近藤共鳴状態の解を出発点として、隣接した磁性イオンの周りに生じた近藤共鳴状態間の相関効果による補正を摂動論的に考慮して行くことによって問題の真相に近付こうとするものである。その結果、これまでの我々の考察で判明した事は、近藤温度  $T_K$  が反

強磁性転移温度  $T_N$  よりも大きい場合には,

- [ i ] バンド巾が  $T_K$  程度の異常に大きな有効質量を持った準粒子が存在すること<sup>1)</sup>
- [ ii ] それらの準粒子間に働くフェルミ液体論的有効相互作用の強さも, 高々  $T_K$  程度の大きさであること<sup>2)</sup>
- [ iii ] フォノンを媒介として誘起された準粒子間有効相互作用の強さは,  $(T_K^2/T_F) \cdot \eta^2$  のオーダーで与えられ(ここで,  $T_F$  は伝導電子のフェルミ温度,  $\eta \equiv -(\partial \ln T_K / \partial \ln \Omega)$  (ただし,  $\Omega$  は磁性イオンを囲む Wigner-Seitz セルの大きさ)である),  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{UPt}_3$  等の物質では  $\eta \sim 10^2$  になっていることを考えると, やはり  $T_K$  と同程度の大きさになり得ること<sup>3)</sup>

等である。

ここで注目すべきことは, [ iii ] で得られたフォノンを媒介とした準粒子間有効相互作用はフェルミ面上にある準粒子間では消失し, フェルミ面から  $T_K$  程度離れたエネルギーを持つ準粒子の間で最も強く作用するという特異な型をしていることである。このような特異性や, [ ii ] と [ iii ] で得られた有効相互作用間の競合等によってクーパ対形成がどのようなようになるかについてより具体的・定量的知見を得るため, 上述の考察を1次元格子模型の場合に適用して遷移温度  $T_C$  を調べてみたのでその結果を報告する。

以下で用いるモデルは, 通常の周期的アンダーソン模型で,

$$H = \sum_{k,\sigma} \xi_K c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} + \sum_{i,\sigma} \epsilon_f f_{i\sigma}^+ f_{i\sigma} + \sum_i U_i f_{i\uparrow}^+ f_{i\uparrow} f_{i\downarrow}^+ f_{i\downarrow} \\ + (1/\sqrt{N}) \sum_{k,i,\sigma} V \cos(ka) \{ c_{k\sigma}^+ f_{i\sigma} \exp(ikR_i) + \text{h.c.} \}, \quad (1)$$

で与えられる。ここで,  $c_{k\sigma}$ ,  $f_{i\sigma}$  は, 夫々, 波数  $K$  の  $S$  電子及び格子点  $R_i$  に局在した  $f$  電子の消滅演算子である。以下では, 簡単のために  $s-d$  極限にある対称的アンダーソン模型の場合,  $(\epsilon_f = -U/2, U_i = U, (V/U) \ll 1)$  を考えることにする。先づ,

$$G_i(i\omega) \equiv 1 / [i\omega - \epsilon_f - \Sigma_i(i\omega)]$$

で定義される single site Green 関数を導入する。ここで,  $\Sigma_i$  は  $U_i$  のみによる self-energy で以下では単一不純物問題で知られているものを  $\Sigma_f$  で近似する。後者は,  $|\omega| \ll T_K$  の時,

$$\Sigma_f(i\omega) \simeq \Sigma_f(0) + (1 - \tilde{\chi}) i\omega$$

で与えられる。ただし,

$$\Sigma_f(0) = U/2, \quad \tilde{\chi} = \pi \Delta / 4 T_K^2, \quad \Delta = \pi \rho_F V^2$$

で、 $\rho_F$  は S 電子の状態密度である<sup>4)</sup>。上と同様に、 $U_i$  のみを含む single site vertex 関数  $\Gamma_i$  を導入して、単一不純物問題で知られているものの低周波数極限での値

$$\Gamma_f \equiv \pi \tilde{\chi} \Delta$$

で近似する。 $G_i, \Gamma_i$  を用いると f 電子 Green 関数  $G_{ij}$  の一般的表式は次式で与えられる。

$$G_{ij} = G_i \left[ \delta_{ij} + \sum_{l \neq i} \Sigma_{il} G_{lj} + \sum_{k,l} V^2 \{ \cos(ka) \}^2 (i\omega - \xi_K)^{-1} \right. \\ \left. \times \exp(ikR_{il}) G_{lj} \right], \quad (2)$$

ここで、 $\Sigma_{il}$  は、図 1 に描かれているような site off-diagonal selfenergy の総和である。

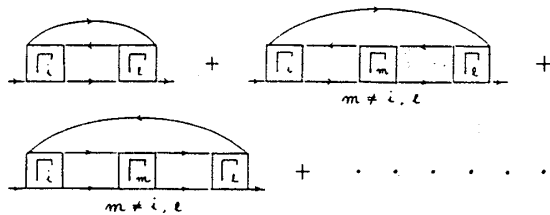


図 1

$\Sigma_{il}$  の大きさを見積ってみると、 $O(\Delta)$  であることが判る。 $G_{ij}, \Sigma_{ij}$  の Fourier 変換を  $G_f(k, i\omega), \Sigma_f(k, i\omega)$  とすると (2) 式より、

$$G_f(k, i\omega) \simeq (1/\tilde{\chi}) / [i\omega - \tilde{\Sigma}_f(k, i\omega) - \tilde{V}^2 \{ \cos(ka) \}^2 / (i\omega - \xi_K)],$$

$$(\text{for } |\omega| \ll T_K) \quad (3)$$

を得る。ここで、

$$\tilde{\Sigma}_f \equiv \Sigma_f / \tilde{\chi}, \quad \tilde{V}^2 \equiv V^2 / \tilde{\chi}$$

である。 $\Sigma_{il} \sim O(\Delta)$  であることを考慮すると、 $\Sigma_f(k, i\omega) \sim O(\Delta)$ 、従って、 $\tilde{\Sigma}_f(k, i\omega) \sim O(T_K)$  である。これは、バンド巾が  $O(T_K)$  の準粒子の存在を示している。<sup>1)</sup>

次に 1 次元鎖模型による格子振動を考え、それによって、(1) 式中の sf 混成項が修飾されて次のような電子・格子相互作用が生じたとしよう。

$$\begin{aligned}
H' = & (2i/\sqrt{N}) (\partial V / \partial a) \sum_{k,q,i,\sigma} (2NM\omega_q)^{-1/2} |\sin(\frac{1}{2}qa)| \\
& \times \cos\{(k - \frac{1}{2}q)a\} \times (b_q + b_{-q}^+) [c_{k\sigma}^+ f_{i\sigma} \exp\{i(k-q)R_i\} \\
& - \text{h.c.}] , \tag{4}
\end{aligned}$$

ここで、 $a$  は格子間隔、 $b_q$  はフォノン消滅演算子である。この電子・格子相互作用は、 $U_i$  による vertex 補正によって修飾された vertex  $\tilde{\Lambda}_i$  に変化する。

$$\begin{aligned}
\tilde{\Lambda}_i(i\varepsilon, i\omega; q) = & \sum_{\varepsilon'} \tilde{\Gamma}_i(i\varepsilon, i\varepsilon + i\omega, i\varepsilon' + i\omega, i\varepsilon') \\
& \times G_i(i\varepsilon') G_i(i\varepsilon' + i\omega) (4i/N) \\
& \times \sum_k V(\partial V / \partial a) (2NM\omega_q)^{-1/2} \\
& \times \cos(ka) |\sin(\frac{1}{2}qa)| \cos\{(k - \frac{1}{2}q)a\} \\
& \times (i\varepsilon' - \xi_k)^{-1}, \tag{5}
\end{aligned}$$

ここで、Ward-Takahashi 恒等式を援用すると、

$$\tilde{\Lambda}_i(i\varepsilon, 0; q) = (i/\sqrt{N}) \sin(qa) (2NM\omega_q)^{-1/2} (\partial \Sigma_i(i\varepsilon) / \partial a), \tag{6}$$

(6) 式は一般の  $q$  の値について成立するが、これは 1次元系の特殊事情で、一般には  $q \rightarrow 0$  の時のみしか成り立たない。一方、 $\tilde{\Lambda}_i$  の  $\omega$ -依存性については、今のところ知る手段もないので以下の議論では、簡単のため

$$\tilde{\Lambda}_i(i\varepsilon, i\omega; q) \simeq \tilde{\Lambda}_i(i\varepsilon, 0; q)$$

を仮定する。以上の結果は、近藤体積崩壊効果<sup>5)</sup>を半現象論的に導入して電子・格子相互作用を導いた Razafimandimby 達<sup>6)</sup>の結果を微視論的立場から見直したものである。さて、準粒子とフォノンとの相互作用  $\tilde{\Lambda}_i$  が得られたので、1フォノン交換による準粒子間有効相互作用  $V_{ij}$  は通常の手続によって次のように得られる。

$$\begin{aligned}
V_{ij}(\varepsilon, \varepsilon') = & -\{(\varepsilon + \varepsilon')^2 / 16MS^2\} (d \ln \tilde{\chi} / d \ln a) \\
& \times (2\delta_{i,j} + \delta_{i,j+1} + \delta_{i,j-1}), \tag{7}
\end{aligned}$$

ただし、(7)式を導くに際して、

$$\omega_q = (2S/a) \sin(qa) \quad (S \text{ は音速})$$

及び

$$(d\Sigma_i/da) \simeq (d\Sigma_f/da) \simeq i\varepsilon(d\tilde{\chi}/da)$$

を用いた。Razafimandimby 達<sup>6)</sup>は

$$(d\Sigma_i/da) \simeq (d\Sigma(0)/da)$$

としたが、これは、我々が考慮した項に比べて無視出来る。(7)の  $V_{ij}$  を用いると、 $T_C$  を決めるための Gap 方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \Delta(\varepsilon, k) = & -(T/N) \sum_{\varepsilon_1, k_1} (\varepsilon_1^2 + \xi_{k_1}^2)^{-1} [\tilde{\Gamma}_f - A(\varepsilon + \varepsilon_1)^2 \\ & \times (1 + \cos ka \cos k_1 a + \sin ka \sin k_1 a)] \Delta(\varepsilon_1, k_1). \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $\tilde{\Gamma}_f$  は on-site の repulsion の効果を考慮したものであり、

$$A \equiv (\eta^2 / 4MS^2)$$

である。(8)式は、偶パリティ対に対して、

$$\Delta(\varepsilon, k) \equiv A_1 + A_2 \varepsilon^2 + (A_3 + A_4 \varepsilon^2) \cos ka$$

と置き、又、奇パリティ対に対しては、

$$\Delta(\varepsilon, k) \equiv (A_5 + A_6 \varepsilon^2) \sin ka$$

と置けば、容易に解ける。今、簡単のために(3)式で与えられる準粒子のエネルギー  $\tilde{\xi}_K$  を

$$\tilde{\xi}_K \equiv (4\tilde{T}_K/G) \times (|K| - G/4) \quad (\text{ただし、} G \equiv \pi/a)$$

と仮定し、

$$-G/2 \leq K \leq G/2, \quad T_K = 10K, \quad MS^2 = 10000K, \quad \eta^2 = 6400$$

として、磁性イオン当りの平均の電子数  $n_f$  をパラメタとして変化させた時の数値解を、図2に示した。結果を導くに際して、 $\varepsilon_1$  についての和が収束しない場合には、 $|\varepsilon_1| \leq \tilde{T}_K$  と置い

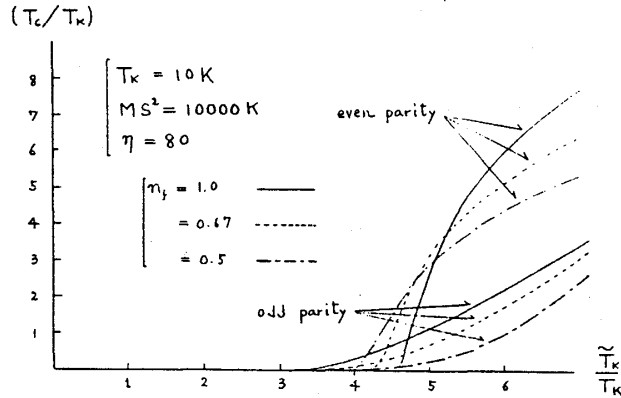


図 2

た。この結果から準粒子のバンド巾  $\tilde{T}_K$  が小さい場合には、奇パリティ対がより安定であり、偶パリティ対を安定化するためには  $\tilde{T}_K$  がある値よりも大きくなければならない。これは、準粒子間相互作用  $V_{ij}$  が  $(\varepsilon + \varepsilon')^2$  の因子を含んでいるためである。ちなみに、 $n_f = 1$  の場合には偶パリティ対の Gap 方程式は解析的に解けて、 $A_3 = A_4 = 0$  及び、

$$T_C = 1.13 \tilde{T}_K \exp \left[ - \left( \frac{A\tilde{T}_K}{2\pi} - 1 \right)^2 / \left( \frac{(A\tilde{T}_K)^2}{10\pi} - \frac{\tilde{\Gamma}_f}{2\tilde{T}_K} \right) \right], \quad (9)$$

を得る。ここで、 $(A\tilde{T}_K)^2 / 10\pi - (\tilde{\Gamma}_f / 2\tilde{T}_K) > 0$  が偶パリティ対の解が存在するための必要条件である。

ここで得られた解  $A(\varepsilon, k)$  は、本質的に  $\varepsilon$  依存性を有しており、それが  $T < T_C$  でどのように変化するかを知る必要がある。それについては、追って報告したい。

#### 参考文献

- 1) H. Jichu, T. Matsuura and Y. Kuroda, Prog. Theor. Phys. 72 (1984), 366.
- 2) H. Jichu, T. Matsuura and Y. Kuroda, J. Mag. Mag. Mat. 52 (1985), 242.
- 3) H. Jichu, A. D. S. Nagi, B. Jin, T. Matsuura and Y. Kuroda, to be published.
- 4) K. Yamada, Prog. Theor. Phys. 53 (1975), 970, and ibid 54 (1975), 316.
- 5) J. W. Allen and R. Martin, Phys. Rev. Lett. 49 (1982), 1106.
- 6) H. Razafimandimby, P. Fulde and J. Keller, Z. Phys. B54 (1984), 111.