

## UPt<sub>3</sub> 超伝導状態でのクーパー対の構造

大見 哲巨 (京都大学理学部)

### §1. はじめに

Ce、U を含んだ金属間化合物のなかに重い電子系とよばれる一群の物質がある。ヘビー・フェルミオンともよばれるこの物質は低温でフェルミ液体的振舞いを示すが、その有効質量が大変大きい。すなわち、電子比熱は絶対温度に比例するがその係数 $\gamma$ が通常の金属の 100~1000 倍にもなる。また、磁氣的性質はパウリ常磁性を示すが、その帯磁率は異常に大きい。

そのような重い電子系のなかに超伝導転移を起すものがある。これらの超伝導体の特徴は超伝導転移に伴った比熱の飛びが大きな $\gamma$ に対応して、非常に大きいことで、したがって重い電子そのものがクーパー対を形成して、超伝導へと転移していると考えられる。CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>, UBe<sub>13</sub>, UPt<sub>3</sub> 等は昔から知られ、比較的よく調べられている重い電子系の超伝導体である。

このような超伝導体のなかで最近特に注目されているのは、UPt<sub>3</sub> である。UPt<sub>3</sub> では超伝導転移に関係すると思われる比熱の飛びが転移点のすぐ近くでもう一度、合計二回 (二重転移)<sup>1)</sup> 起こることが観測されている。このような比熱や超音波による実験から、温度  $T$  と磁場  $H$  を関数とした相図<sup>2)</sup> に、図 1 に示すように 3 つの超伝導相が存在することが明らかになってきた。このことは UPt<sub>3</sub> でのクーパー対が超流動 <sup>3</sup>He と同じように内部自由度を持った状態であることを意味している。

重い電子系についての微視的理論は強い相関を持った系ということもあって難しい問題である。さらに、クーパー対間に働く引力の導出はその強い相関を取り込んで電子を重くした後の相互作用を問題にするという意味で、さらに問題は難しくなる。したがって、相図その他の実験事実を説明するにはどのような対称性を持ったクーパー対でなければならないかを現象論的にきめていくのが、現在まず必要ではないかと考える。我々は、特に相図に注目して、G-L 理論を用いた現象論を展開し、クーパー対の構造について議論した。

## 研究会報告

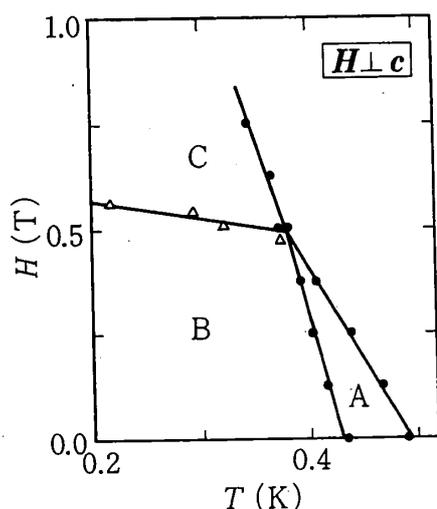


図1  $UPt_3$ 超伝導状態の相図。この相図は  $H \perp c$  と六回対称軸に垂直に磁場をかけたものであるが、相図の様子は磁場の方向を変えてもトポロジカルには変化せず、常に四重臨界点が存在するのが特徴である。

## §2. G-L 理論

$UPt_3$  での超伝導状態の order parameter (以下, O.P. と略す) を考えるとき, 以下の事実  
に注意しなければならない。

- 1)  $UPt_3$  は六方晶であり, 結晶場により, クーパー対の軌道状態は結晶の対称性の既約表現であるいくつかの一次元表現と二次元表現に分かれている。
- 2) U 原子でのスピン-軌道相互作用は非常に強く, f 電子の一体状態はスピン  $s$  でなく, スピンと軌道角運動量の和  $j = s + l$  で指定される。さらに, それは, 反転対称がある結晶場で分裂し, 結局, クラマース二重項になっている。したがって, “スピン”としてはこの quasi-spin を考えなければならない。
- 3) N.M.R.<sup>3)</sup>,  $\mu$ S.R.<sup>4)</sup> の実験から転移点以下でナイト・シフトに大きな変化が観測されていない。これは対の “スピン” 状態が一重項的状态でなく, 三重項的状态であることを支持する。
- 4) 超伝導状態の低温での比熱が  $T^2$  に比例している。このことはフェルミ面上エネルギー・ギャップが線でゼロになっていることを意味する。このことは群論を用いた分類によると, クーパー対での “スピン” 軌道相互作用 (f 電子でのスピン軌道相互作用とは区別) が強い場合には三重項状態では実現不可能である。

以上の事実から我々は  $UPt_3$  の O.P. をクーパー対における “スピン” 軌道相互作用があまり強くない三重項状態のクーパー対の状態であると考えた。具体的には結晶場により O.P. の状態

が六回対称軸方向の成分（ $z$  - 方向）とそれに垂直方向の成分（ $x, y$  方向）に分裂していることを考慮して、 $(\eta_x, \eta_y)$  の二成分の O.P. を考えた。

さらに比熱の飛びで観測される二重転移を説明するためには次の実験事実が重要である。

- 5) 超伝導転移のずっと高温  $T_N \sim 5\text{K}$  で反強磁性への転移があり、 $x - y$  平面内に磁気モーメント  $M$  が発生している。  $M$  は超伝導になっても存在し、転移点  $T_c$  以下でもほとんど変化しない。また、圧力をかけると  $P_c \sim 4\text{k bar}$  付近で  $M$  はゼロになると同時に二重転移も普通の一回だけの転移になる。<sup>5)</sup>

以上の事実から推測された現象論的 G-L 自由エネルギーは

$$\begin{aligned} \Delta F_s = & -(T_c - T)\alpha'(|\eta_x|^2 + |\eta_y|^2) \\ & + \beta_1(|\eta_x|^2 + |\eta_y|^2)^2 + \beta_2|\eta_x^2 + \eta_y^2|^2 - \gamma|\mu \cdot \eta|^2 \end{aligned}$$

である。ここで二重転移を起すためには  $M$  を含んだ項が重要で、 $\eta_x$  と  $\eta_y$  の縮退をとり、 $\mu \parallel \hat{x}, \gamma > 0$  とすれば高温から近づいてまず  $(\eta_x, 0)$  という状態へと転移が起こる。次にもう一度転移が起きるためにはさらに  $\beta_2 > 0$  という条件が必要で、この時  $\beta_2$  の項のみをとれば、 $\eta_x = i\eta_y$  のとき最小になる。したがってこの項が重要になる低温ではさらにもう一度転移が起き、例えば、 $\eta_x, \eta_y$  を実数として  $(\eta_x, i\eta_y)$  という状態になる。以上が現在広く認められている二重転移のシナリオである。

次に図 1 の H-T 相図を見てみよう。  $H \neq 0$  で磁束が侵入した状態では、O.P. の空間変化が問題になる。ここでも  $M$  によって  $\eta_x$  と  $\eta_y$  のグラディエントエネルギーに差があり、 $\eta_y$  の質量の方向が  $\eta_x$  の質量より重いとすれば、空間変化の激しい高磁場領域では、 $\eta_y$  の方が有利になる。結局予想される相図は A 相が  $(\eta_x, 0)$  という状態に、B 相は  $(\eta_x, i\eta_y)$ 、C 相は  $(0, \eta_y)$  という状態にそれぞれ対応していると考えられる。

さらに問題になるのは H-T 図が次のような特徴を持つということである。

- 6) H-T 相図は磁場の方向によって少しずつ変化するが常に図 1 に示したような四重臨界点を持っている。すなわち、トポロジカルには磁場の方向によらずに同じである。

ここまでの議論は意識して、 $\eta_x, \eta_y$  が軌道成分か“スピン”成分かを断わらずに行ってきた。

- 6) の事実を説明するためには  $\eta_x, \eta_y$  が“スピン”成分である必要がある。もし、 $\eta_x, \eta_y$  が軌道成分

## 研究会報告

であるとする対称性から、例えば

$$(\partial_i + i\frac{2e}{c}A_i)\eta_i^*(\partial_j - i\frac{2e}{c}A_j)\eta_j$$

という項が存在する。これから

$$(\partial_x + i\frac{2e}{c}A_x)\eta_x^*(\partial_y - i\frac{2e}{c}A_y)\eta_y$$

が出てきて  $z$  - 方向の磁場成分があるときには、 $\eta_x$  と  $\eta_y$  の結合が起こる。したがって  $\eta_x, \eta_y$  の混成が起こり、四重臨界点が消えてしまう。<sup>6)</sup>

以上のような議論から、我々は  $\eta_x, \eta_y$  が “スピン” 成分であると結論した。

### §3. 非ユニタリ状態<sup>7)</sup>

$\eta_x, \eta_y$  が “スピン” 成分であるとする B 相の状態は大変特異な状態であると考えられる。以下、簡単のために “スピン” を実際のスピンと見なして議論を進めるが、得られる結論は “スピン” の場合と本質的には同じである。

B 相での  $(\eta_x, i\eta_y)$  という状態は、超流動  $^3\text{He}$  では磁場をかけたときに現われる非ユニタリといわれる状態である。この状態ではスピン上向き状態の電子のエネルギー・ギャップが  $|\eta_x + \eta_y|$ 、下向き状態の電子のエネルギー・ギャップが  $|\eta_x - \eta_y|$  となり、磁場をかけなくてもスピン上向き電子と下向き電子のエネルギー・ギャップが等しくない。

実際そのような特異な状態が実現しているのであれば、実験結果にそのことが反映しているはずである。現在までの実験で我々の結論を支持していると思われるものは

- 1) 比熱 Hasselbach 達<sup>1)</sup>の実験によると比熱  $C$  は  $C/T = \gamma_0 + BT$  と  $T^2$  に比例する項の他に正常状態の半分に近い大きさの  $T$  に比例する項 ( $\gamma_0$ ) が残っている。これはエネルギー・ギャップの小さい電子からの寄与と考えることができる。
- 2)  $\mu\text{SR}$  Luke 達<sup>8)</sup>によると B 相に入るとミューオン スピンの緩和率が急に大きくなる。この緩和率の増大を説明するためには、0.25G 程度の内部磁場が必要になるが、これはクーパ対が強磁性的で内部磁場が存在するという非ユニタリ状態を支持する。
- 3)  $H_{c2}$  の  $x-y$  平面内での磁場方向依存 Keller 達<sup>9)</sup>の実験によると  $H_{c2}$  に  $x-y$  平面内で異方性がある。これは G-L 自由エネルギーに超流動  $^3\text{He}$  でも考えられていた磁場依存す

る  $\frac{1}{2}\chi |H \cdot \eta|^2$  という項を考えることにより説明される。ただし、実験から期待される  $\chi$  の大きさを出すには  $\eta_x, \eta_y$  がスピン成分であることが必要で、もし軌道成分であるとするこの項は  $(m/m^*)^2$  だけ小さくなり実験が説明できない。

その他の実験、超音波吸収、熱伝導等の結果は我々の結論を積極的に支持するというものもないがまた、矛盾しているということもない。ただ NMR の  $T_1$  の実験は我々のモデルと矛盾する結果を出している。Kohori 達<sup>10)</sup> の実験は低温で  $1/T_1$  が  $T^3$  に比例して小さくなるが我々のモデルからは  $1/T_1 \propto T^2$  が得られる。

#### §4. おわりに

現象論的には  $UPt_3$  の超伝導 B 相でのクーバー対に対して、非ユニタリ状態を仮定すると多くの実験結果が都合よく説明できることを示してきた。では、何故そのような特異な状態が安定に存在するか。冒頭で述べたように重い電子系の対相互作用について、微視的理論はなかなか困難で、現在までのところ納得できる説明はない。しかし、微視的理論のいくつかの試みはなされている。例えば、非ユニタリ状態が安定に存在するためには、 $\beta_2 > 0$  という条件が必要であるが、もし“スピン”を実際のスピンとみなした場合には、弱結合近似では  $\beta_2 < 0$  となる。そこで我々のグループでは、 $UPt_3$  が強結合超伝導体と考えられることから、Rainer, Serene<sup>11)</sup> の超流動  $^3\text{He}$  での理論にならって  $\beta_2$  に対する強結合の効果を調べた。しかし、“スピン”を実際のスピンとする限り、 $\beta_2 < 0$  の結論は変わらない。したがって“スピン”の状態について、さらにそれからつくられるクーバー対についてのもう少し立ち入った理論が必要であることがわかった。このように  $UPt_3$  の超伝導状態の理解にはまだ道遠しというのが現状である。

## 研究会報告

## 参考文献

- [1] K. Hasselbach, L. Taillefer and J. Flouquet, Phys. Rev. Lett. **63**, 93 (1989)
- [2] G. Bruls et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 2294 (1990)  
S. Adenwalla et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 2298 (1990)
- [3] Y. Kohori et al., J. Phys. Soc. Jpn. **56**, 2263 (1987)
- [4] G.M. Luke et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1466 (1993)
- [5] S.M. Hayden et al., Phys. Rev. **46**, 8675 (1992)
- [6] K. Machida and M. Ozaki, Phys. Rev. Lett. **66**, 3293 (1991)
- [7] T. Ohmi and K. Machida, Phys. Rev. Lett. **71**, 625 (1993)
- [8] G.M. Luke et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1466 (1993)
- [9] N. Keller et al., preprint
- [10] Y. Kohori et al., J. Phys. Soc. Jpn. **57**, 395 (1988)
- [11] D. Rainer and J.W. Serene, Phys. Rev. **B13**, 4745 (1976)