

反強磁性と共存する超伝導の理論

池田 浩章 (京大院理)

Theory of Superconductivity Coexisting with Antiferromagnetism

H. Ikeda (Dept. of Physics, Kyoto Univ. Kyoto 606-8502)

近年、銅酸化物以外の高温超伝導体の発見をめぐって、精力的に試料作成が行なわれ、この2、3年の間にも種々の新しい超伝導体が発見されている。中でも強磁性相で超伝導転移する UGe_2 、 $URhGe$ [1] に代表されるような、磁性と超伝導の共存のあり方 (磁性相での超伝導の発現機構)、及び、その共存相の性質は、非常に興味深く、注目を集めている。しかし、重い電子系化合物における超伝導の議論は、そのバンド構造の複雑さ故、これまで、現象論的な理論がほとんどで、微視的な立場からの議論は、あまりなされて来なかった。最近、我々は、その多種多様な重い電子系超伝導体の発現機構を、微視的な立場から解決する試みとして、多くのフェルミ面の中で、有効質量の大きいバンドに目をつけ、これが、超伝導を引き起こす主役と考えることで、コヒーレントな準粒子バンドに対する有効なモデルハミルトニアンに対して、微視的な計算を行ってきた。[2, 3] このモデル化によって、f電子系におけるその複雑なバンド構造は、単純化され、理論的に取り扱いやすい Hubbard model や周期的 Anderson model となる。唯一、バンド構造にだけ物質の個性が反映される。これに対して、有効引力として、3次摂動、もしくは、特に反強磁性の揺らぎが強い場合は揺らぎ交換 (FLEX) 近似を適用することで、その超伝導の対称性と転移温度を定量的に求めた。これまでの所、各物質の超伝導性を矛盾なく説明していると考えられる。このような立場から、磁性と超伝導の共存相を考えると、超伝導の発現機構、及び、その主な引力源は、磁性相におけるフェルミ

面の中で、最も重いフェルミ面の電子が担うと考えるのが自然であるように思える。事実、 UPd_2Al_3 、 UNi_2Al_3 では、反強磁性 (SDW) と共存して、それぞれ、even parity、odd parity の超伝導になることが示唆されているが、[4, 5] これも磁性相において残されたフェルミ面を考慮するだけで、3次摂動の結果は、実験結果とうまく符合している。[2] したがって、このような考え方は、事実の一端を捉えていると考えられる。これらの点を明らかにするため、反強磁性と共存する超伝導体を反強磁性の効果もあらわに含んだ理論を微視的に取り扱うことで、強相関電子系における超伝導の発現機構について考えたい。

反強磁性と共存する超伝導体は、上述の UPd_2Al_3 、 UNi_2Al_3 が有名であるが、ここでは、先ず、最近、NQR/NMR によって明らかにされた $CeCu_2Si_2$ 、 $CeRhIn_5$ における反強磁性磁気臨界点 (AF-QCP) 付近での共存相を取り扱う。 $CeCu_2Si_2$ は、最初に発見された d 波超伝導体で、電子比熱係数 $\gamma \sim 800 \text{mJ/mole} \cdot \text{K}^2$ の典型的な重い電子系化合物である。[6] $CeRhIn_5$ は、ごく最近発見された一連の超伝導物質 $CeTIn_5$ ($T = \text{Rh, Ir, Co}$) の一つで、常圧で反強磁性、臨界圧力 $P_c = 1.9 \text{GPa}$ 以上で、d 波超伝導になる。[7] 前者は、Ge をドーピングすることで反強磁性になり、低温で超伝導と共存する。後者は、 $1.53 \text{GPa} < P < P_c$ の領域で共存する。[8] この共存相で、NQR/NMR の T_1^{-1} はラインノード的な T^3 からギャップレス的 T^1 へのクロスオーバーを示す。微視的な立場から考えて、このような共存が可能かどうか、また、NQR/NMR- T_1 の振る舞い

をどのように考えるか、が問題点である。

そこで、上述のような有効ハミルトニアンとして、 $Q = (\pi, \pi)$ のネスティングをもった準2次元的バンド構造 $\xi_k = -2t(\cos k_x + \cos k_y) + 4t' \cos k_x \cos k_y$ ($t' = 0.25t$) をもった Hubbard model を考える。通常、FLEX 近似でこのモデルを扱くと、 $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導へ転移する。ここでは、反強磁性との共存を評価するために、先ず、FLEX 近似を拡張して、反強磁性金属相への転移を評価しなければならない。[9] 通常の FLEX 近似との相違点は、自己エネルギーの評価において動的スピン帯磁率の縦・横成分が異なることと、一粒子グリーン関数に非対角項 $h_{k\sigma} = \sigma h_k = -\langle\langle c_{k\sigma} c_{k+Q\sigma}^\dagger \rangle\rangle$ が現れることである。Fig.1 に、それぞれ、(a) $U/t = 3.1$ 、(b) 3.9 における $-1/\pi \text{Im}G^R(\vec{k}, 0)$ の等高線を示す。それぞれ、(a) 常磁性相、(b) 反強磁性相におけるフェルミ面に対応する。Fig.1(b) では、反強磁性ブリルアンゾーンの境界である $Q/2 = (\pi/2, \pi/2)$ の付近でフェルミ面が消失していることが分かる。こうして反強磁性金属相が得られた上でギャップ方程式を評価することで、超伝導への転移を調べることができる。ここでは、even parity の超伝導について考える。反強磁性相では、staggered pair $\Delta(k) = \langle c_{k\uparrow} c_{-k+Q\downarrow} \rangle$ が自発的に誘起され得るが、今の場合、ノードの位置には影響を与えず、値も小さいので、以下、無視する。反強磁性相の結晶の対称群の要素であるパリティ変換と、時間反転 + 磁性イオン間の並進に対してハミルトニアンが不変であるようにできるから、ギャップ関数 $\Delta(k) = \langle c_{k\uparrow} c_{-k\downarrow} \rangle$ をいつものように $\Delta(-k) = \Delta(k) = \Delta(k)^*$ のようにとることができる。Fig.2 が $U/t = 3.5$ 、 $T/t = 0.005$ において得られた共存相のギャップ関数 $\Delta(k)$ である。いつもの $\cos k_x - \cos k_y$ 的な形と比べると、反強磁性ギャップのためにラインノード付近で、その振幅が抑制され

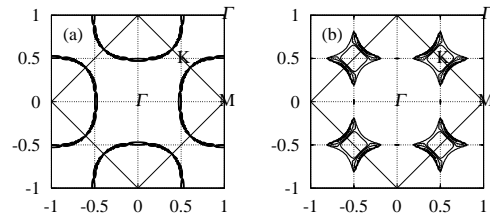


図 1: (a) 常磁性 (b) 反強磁性

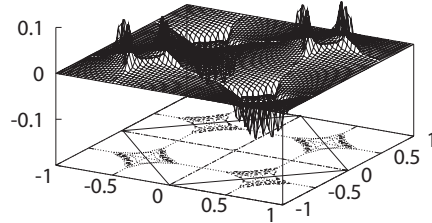


図 2: 共存相でのギャップ関数 $\Delta(k)$.

ているのが分かる。一方、その振幅の最大値は、常磁性相で得られる超伝導の場合と同程度であり、反強磁性と超伝導が運動量空間でフェルミ面の異なる部分に住み分けているのが分かる。反強磁性秩序モーメントが小さく、ネストしているフェルミ面の部分が、超伝導でのラインノード付近にくるような場合は、フェルミ面の異なる部分で、主な凝縮エネルギーを得ることができるので、共存の可能性があると考えられる。共存相では、超伝導に転移しても、スピン波に対応するモードが $(Q, \omega = 0)$ の付近に存在し、そのダンピングは、 CeCu_2Si_2 や CeRhIn_5 の共存相で観測された NQR/NMR- T_1 における奇妙な T^1 依存性を説明できると考えられる。

参考文献

- [1] S. S. Saxena, *et.al.*: Nature **406** (2000) 587; D. Aoki, *et.al.*: Nature **413** (2001) 613.
- [2] Y. Nisikawa, *et.al.*: J. Phys. Soc. Jpn.

- 71** (2002) 237; 1140; 2629; H. Ikeda: J. Phys. Soc. Jpn. **71** (2002) 1126.
- [3] Y. Yanase, T. Jujo, T. Nomura, H. Ikeda, T. Hotta and K. Yamada: in preparation.
- [4] C. Geibel, *et.al.*: Z. Phys. B **83** (1991) 305; **84** (1991) 1.
- [5] M. Kyogaku, *et.al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **62** (1993) 4016; K. Ishida, *et.al.*: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 037002.
- [6] F. Steglich, *et.al.*: Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1892.
- [7] H. Hegger, *et.al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4986; C. Petrovic, *et.al.*: Europhys. Lett. **53** (2001) 354; J. Phys.: Condens. Matter. **13** (2001) L337.
- [8] 北岡 良雄: 固体物理 **37** (2002) 433; Y. Kitaoka, *et.al.*: J. Phys.: Condens. Matter **13** (2001) L79; S. Kawasaki, *et.al.*: cond-mat/0303123.
- [9] H. Ikeda: J. Phys.: Condens. Matter, in press; in preparation.