



Title	超伝導と反強磁性
Author(s)	北岡, 良雄
Citation	大阪大学低温センターだより. 1988, 62, p. 3-6
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/5448
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

超伝導と反強磁性

基礎工 北 岡 良 雄 (豊中4692)

§ 1 はじめに

酸化物高温超伝導体 $(\text{La}, \text{Ba}, \text{Sr})_2\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ の超伝導発現機構は、従来の超伝導の基本的な柱となっているBCS理論で説明できそうにない。両系とも超伝導と反強磁性がお互いに接しており、引力機構も格子振動ではなく、磁気的なものであるとする理論的研究がさかんである。このような反強磁性と超伝導との関係は高温超伝導に特別なものではなく、一次元有機超伝導体 $[(\text{TMTSF})_2\text{X}]$, $\text{X}=\text{PF}_6, \text{ClO}_4$ や重い電子系超伝導体 (CeCu_2Si_2 , UPe_{13} , UPt_3) でも、超伝導と反強磁性が接していることが知られている。

ここでは核磁気共鳴 (NMR) と核四重極共鳴 (NQR) による微視的な観点から明らかにされた高温超伝導体 $(\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x)_2\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ の磁気相図、また CeCu_2Si_2 の超伝導を磁場で壊すことによって出現する反強磁性秩序について紹介する。”

§ 2 $(\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x)_2\text{CuO}_4$ 系の磁気相図

この系では、 ^{139}La 核のNQRにより磁性が調べられた。²⁾ NQRの実験では原子核の電気四重極モーメントとまわりのイオンや電子の分布から生じる電場勾配との相互作用により分裂する核スピンエネルギーレベル間の共鳴遷移を外部磁場ゼロで観測できる。磁気秩序が発生すると配列した磁気モーメントが核の位置に内部磁場をおよぼしNQRスペクトルは分裂する。分裂の大きさから、Cu磁気モーメントに比例する内部磁場 (主に双極子磁場) の大きさが得られ、内部磁場が消失する温度から磁気転移温度 (T_N) を決めることができる。La系では La_2CuO_4 がネール温度 $T_N \sim 240\text{K}$ の3次元反強磁性秩序を示す。銅原子は CuO_2 面内に磁気モーメントをもち、最近接銅サイトのモーメントは互いに反対に向き第2近接銅サイトは同じ方向を向いている。 CuO_2 面内で配列した反強磁性磁気モーメントからのLa位置での双極子磁場

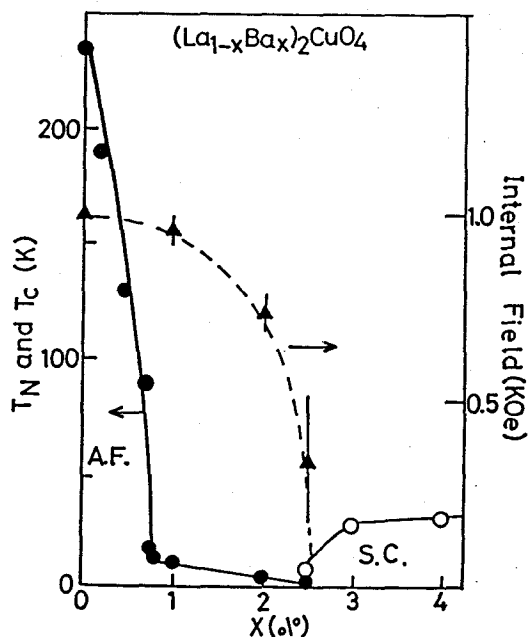


図1: ランタン系の相図 T_N (●), T_c (○)

および内部磁場 (▲) (Cuの磁気モーメントに比例する) の濃度変化。

がNQRにより測定できる。

図1に $(\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x)_2\text{CuO}_4$ 系の T_N (●印)、内部磁場 (▲印)、超伝導転移温度 T_c (○印) のBa濃度変化を示す。

T_N の変化は特異で $x=0$ の240Kから $x=0.008$ での12Kまで急激に減少し、 x を0.008から0.025まで増加させても徐々に減少するだけで、超伝導が出現する $x=0.025$ でもまだ $T_N \sim 1.5\text{K}$ を有する。両者が共存しているように見えるのは単に試料の不均一性のためであると考えられる。比熱や帯磁率に異常がなく3次元秩序とは考えられない。³⁾ T_N のBa変化とは対照的に磁気モーメントの変化 (▲印) がゆるやかであること、またLa位置での双極子磁場が CuO_2 面内で配列した広範囲のCu磁気モーメントから発生していることを考慮すると、 T_N の低い磁気相でも CuO_2 面内では La_2CuO_4 と同じ磁気配列を有していると考えられる。以上のことから、La系ではBaの添加によるホールの導入及びLa層でのdisorderの存在により、急激に3次元秩序は消失するが、 CuO_2 面内の反強磁性相互作用は強く、面内で長距離の反強磁性相関を有し、面に垂直な方向の相関は短距離的な磁気相へのクロスオーバーが $x=0.008$ 付近で起こると考えられる。重要なことは、この低い T_N をもつ磁気相の消失と同時に超伝導が発現することで両者は競合し、互いに接している。²⁾

§ 3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ の磁気相図

Y系では、酸素濃度 x に依存して物性が大きく変化する。 $6.0 < x < 6.5$ では超伝導は消失し、半導体的に振舞う。 $x \sim 6.0$ では反強磁性になることがミュオンスピン回転法 (μSR) により見いだされた。⁴⁾ 最近、酸素濃度 x と T_N の関係がCu-NQRや中性子回折の実験より明らかとなった。^{5,6)} Y系では面状 CuO_2 と鎖状 CuO の2種類のCuサイトがある。磁気構造は、La系と同じく磁気モーメントは CuO_2 面内にあり、スピン配列も同じである。 μSR (▲印)、NQR (■印)、中性子 (○, ⊙, ●印) により決められた T_N を図2に示す。 $x > 6.5$ では超伝導になる。 $x \sim 6.0$ 付近で、 $T_N \sim 400\text{K}$ の3次元反強磁性を示すことは、確定しているが、 $x \sim 6.3$ 付近では、必ずしも一致した結果となっていない。酸素濃度の同定に問題があるかも知れない。注目すべきことは、3次元反強磁性秩序が超伝導発現の近くまで存在していること、さらに、 $x=6.3 \sim 6.4$ ではかなり低温でも磁気

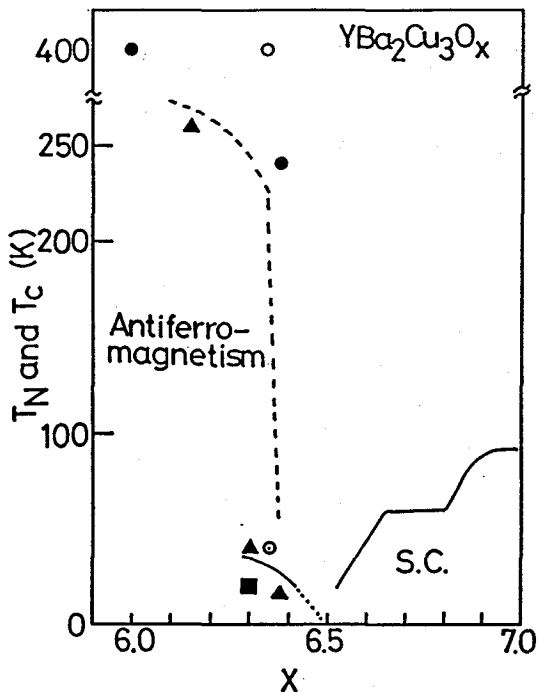


図2：イットリウム系の相図 T_N (▲： μSR 、■：NQR、●、○、⊙：中性子回折)、 T_c の酸素濃度 (x) 依存性。

転移 (■, ▲, ○) が見い出されていることである。中性子回折によると、鎖状CuOサイトに小さな磁気モーメントが現れることが報告されている。Y系でもLa系同様、超伝導と反強磁性が互いに接していることがはっきりした。⁶⁾

このように両系で、面状CuO₂が反強磁性と超伝導の主要な役割を担っているわけで、問題はCuO₂の反強磁性状態に、“ホール”を導入した時に出現する最も安定な状態は何かということになる。高温超伝導の発現機構を解明する上で、反強磁性は重要な背景となっている。

§ 4 重い電子系超伝導体CeCu₂Si₂の磁気相図

強い電子間のクーロン反撥力のため局在しているCeの4f電子が低温(～10K)では、伝導電子との混成のため重い擬電子となって遍歴しはじめ、ついには $T_c = 0.7\text{K}$ で超伝導になる。強い電子間反撥力が存在するにも拘わらず、クーパー対を形成する。超伝導特性は特異でBCS理論では説明できないことがわかっている。対形成機構は、格子振動ではなく、“反強磁性的なスピンのゆらぎ”を媒介にした磁氣的機構によるものである可能性が高い。

この特異な超伝導を外部磁場により抑制した常伝導状態を、Cu, SiのNMRにより調べた結果、図3に示すような相図を得た。¹⁾ 上部臨界磁場(H_{c2})を超える $H_0 \sim 2.6\text{T}$ で、 $T_N \sim 0.6\text{K}$ 以下で磁気秩序を見出した。この磁気秩序は磁気モーメントの大きさが空間変化するスピン密度波(SDW)であることも判

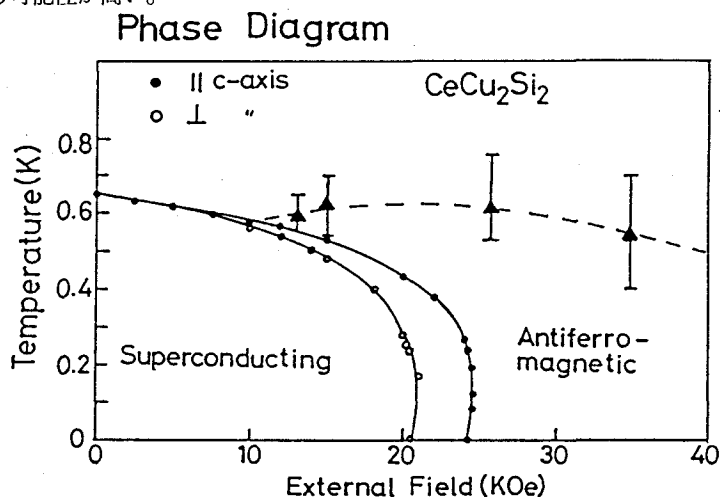


図3 : CeCu₂Si₂の相図

明した。¹⁾ 磁場を～1.5Tにすると、 T_N はほとんど変わらないが $T_c \sim 0.4\text{K}$ でさらに超伝導に転移する。 T_c 以下でSDWと超伝導が共存しているかどうか現在のところ不明である。しかし T_c 以下では磁気モーメントの成長は止まる。

高温超伝導では反強磁性と超伝導がある臨界ホール濃度で境界を接しているのに対し、CeCu₂Si₂では外部磁場により超伝導を抑制することにより反強磁性が現われ、 H_{c2} 近傍の領域で両者が重なり合っている点が異なる。

§ 5 おわりに

現在まで知られている特異な超伝導体、すなわち一次元有機、重い電子系、そして高温超伝導体すべてにおいて反強磁性が顔を出している。核磁気緩和($1/T_1$)の測定から、超伝導エネルギーギャップがフェルミ面上で線状に消えていることが明らかにされ、異方的超伝導特性が共通に見い出されてい

る。これらの共通性は、超伝導の機構を統一的に考える必要性を暗示しているのかも知れない。

参考文献

- 1) 山田浩, 北岡良雄, 朝山邦輔: 日本物理学会 春の年会 (1988), 31PL10
- 2) Y. Kitaoka S. Hiramatsu, K. Ishida, T. Kohara and K. Asayama: J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 3024; 57 (1988) 734.
- 3) 小林達生、天谷喜一、石田憲二、北岡良雄, 朝山邦輔: 日本物理学会、春の年会(1988), 30PL19.
- 4) N. Nishida. et al: J. Phys. Soc. Jpn. 57 (1988) No. 2.
- 5) J. M. Tranquada, et al: Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 156; H. Kadowaki, et al.: プレプリント
- 6) Y. Kitaoka, S. Hiramatsu, K. Ishida, K. Asayama, H. Takagi, H. Iwabuchi, S. Uchida, and S. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 57 (1988) 737.