

論文内容の要旨

論文題目 マイクロ波による異方的超伝導体の渦糸状態の研究

(The Study of Vortex State of Anisotropic Superconductors by Microwave Measurement)

氏名 柴田 明德

はじめに

ほとんどの超伝導体では電子-格子相互作用により超伝導がおこり等方的な超伝導ギャップがフェルミ面上に出現する。近年、このような従来型の s 波超伝導体とは異なる発現機構や対称性を持ったいわゆる異方的超伝導体が酸化物、重い電子系、有機超伝導体において次々と発見されてきている。異方的超伝導体はほとんどの場合フェルミ面の特定の方向でギャップが閉じたノード構造をもち、そのため超伝導状態で s 波超伝導体とは大きく異なる物性を示すことが知られている。その中で近年の研究で異方的超伝導体では磁場下の渦糸状態における熱力学特性や輸送現象が特異なものとなっていることが明らかになってきた。特に、渦糸状態の準粒子構造のような静的側面の理解は実験と理論の両面においてかなり進展して来た。これに対し異方的超伝導体の渦糸や準粒子のダイナミクスといった動的側面はほとんど解明されていない。特に超伝導ギャップ構造の渦糸のダイナミクスに与える影響はほとんど明らかになっていないのが現状である。

そのような背景のもと本研究では異方的超伝導体の磁束フロー抵抗に注目した。磁束フロー抵抗は渦糸がマグナス力により超流動電流の中を動いたときに起こるエネルギー散逸に密接に関係した量であり超伝導状態で最も基本的な量の一つである。エネルギー散逸は渦糸のコアの部分で主として起こる。渦糸のコア状態は超伝導の対称性と密接な関わりを持つため磁束フロー抵抗

を明らかにすることは異方的超伝導体を理解する上で極めて重要である。

本研究では、ラインノードを持った d 波超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_8(\text{Bi:2201})$ と 2 種類の明確に異なる大きさの超伝導ギャップを持った MgB_2 の二つの超伝導体の磁束フロー抵抗をマイクロ波表面インピーダンスにより測定した。銅酸化物高温超伝導体はモット絶縁体にホールをドープすることによって生ずるがアンダードープ領域では擬ギャップ、非フェルミ流体的振る舞い、強い反強磁性揺らぎ等の電子の強相関効果に由来する現象が観測されこれらは渦糸の内部構造自体を単純な d 波超伝導体から大きく変化させてしまう可能性がある。そのため我々はそのような強相関効果が比較的弱いオーバードープ領域にありフェルミ流体的な振る舞いが観測される Bi:2201 を用いた。そして、この系での磁束フロー抵抗を理解することにより、ノード構造とエネルギー散逸の関係を明らかにした。さらに MgB_2 は、 $T_c=39\text{K}$ の高温超伝導体であり 2 種類の明確に異なる大きさの超伝導ギャップを持つ。その磁束フロー抵抗を調べることでギャップの大きさがエネルギー散逸に与える影響を調べることができた。

実験

本研究で測定した単結晶 $\text{Bi:2201}(\text{Bi}_{1.74}\text{Pb}_{0.38}\text{Sr}_{1.88}\text{Cu}_{1.00}\text{O}_y)$ は浮遊帯域法で作成されており、過剰ホールドープ域を実現するために Pb を混ぜている。試料の T_c は 14.6K である。 MgB_2 試料は高圧合成法により作成された単結晶試料である。試料の T_c は 38.6K である。

磁束フロー抵抗には格子欠陥などの結晶の不均一性に起因する磁束のピン止め効果も影響する。我々が最も興味があるのは、ピン止めが効かない領域の磁束フロー抵抗(Free Flux Flow Resistivity, FFFR)である。本研究では、マイクロ波表面インピーダンス Z_s の測定を行い FFFR を求めた。 Z_s は表面抵抗 R_s と表面リアクタンス X_s の複素和で表され、 $Z_s=R_s+iX_s$ となる。

Bi:2201 のピン止め周波数は $10\text{-}20\text{GHz}$ 程度でマイクロ波領域にある。そこで、 15GHz 、 30GHz 、 60GHz の 3 つの周波数で磁束フロー抵抗を測定し、その周波数依存性の解析により FFFR を求めた。また、 MgB_2 のピン止め周波数は数 GHz 程度かそれ以下であるので、それよりもかなり高い 30GHz で磁束フロー抵抗を測定した。

s 波超伝導体の磁束フロー抵抗

簡単に s 波超伝導体の FFFR について説明する。 s 波超伝導体の渦糸コアでは、準粒子がコアの周りのペアポテンシャルに束縛されるので、量子化されたエネルギーをもつ束縛状態が形成される。その束縛状態のエネルギー間隔は $\propto 1/\xi$ 程度となる。従来の s 波超伝導体では、この値は mK 程度になり、コア内部の量子化準位はほとんど問題にならない。そのため、渦糸の電子状態はコヒーレンス長 ξ 程度の 1 本の常伝導芯で近似される。このとき、FFFR ρ_f^s は Bardeen-Stephen の関係式で与えられ、

$$\rho_f^s = (B/B_{c2})\rho_n \quad (1)$$

となる。ここで、 B は直流磁場、 B_{c2} は上部臨界磁場、 ρ_n は常伝導抵抗率である。

d 波超伝導体 Bi:2201 の磁束フロー抵抗

図 1(a)に Bi:2201 の FFFR を示す。図中のデータは交流磁場 B_ω と直流磁場 B をともに c 軸に平行にかけたときの FFFR である。図から分かるように、FFFR は低磁場において B に比例して増加し、その傾きは図中の破線で示した従来の s 波超伝導体のものよりも大きくなる。また、高磁場では、図 1(b)から分かるように FFFR は \sqrt{B} に比例する。

Kopnin と Volovik によれば、 d 波超伝導体の FFFR ρ_f^d は

$$\rho_f^d = \Omega_{\max} / \langle \Omega \rangle_{fs} (B/B_{c2}) \rho_n = \Omega_{\max} / \langle \Omega \rangle_{fs} \rho_f^s \quad (2)$$

となる。ここで、 $\langle \rangle_{fs}$ はフェルミ面上での平均を表す。ここで、 Ω はコアにおける準粒子スペクトルで、超伝導ギャップ関数 $\Delta(k)$ を用いて $\Omega = \Delta(k)^2 / E_f$ と与えられる。上式で Ω_{\max} はギャップが一番大きい方向の Ω を表す。フェルミ面上のノード方向の準粒子はペアポテンシャルによる束縛を受けず、コアの外まで広がっており、 Ω は小さくなる。したがって、ノード方向の $\Omega < \Omega_{fs}$ に対する寄与は小さくなり、FFFR の磁場依存性における傾きは s 波超伝導体のものよりも大きくなる。低磁場での磁場依存性の傾きは以上のことを用いて定性的に説明される。しかしながら、高磁場において d 波超伝導体の FFFR が \sqrt{B} に比例することの説明については、現在のところ明確な説明はない。

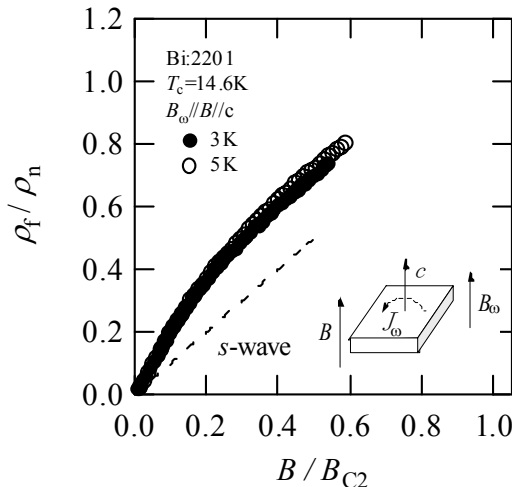


図1(a): Bi:2201のFFFR。図では、比較のために破線で s 波超伝導体の FFFR を示す。

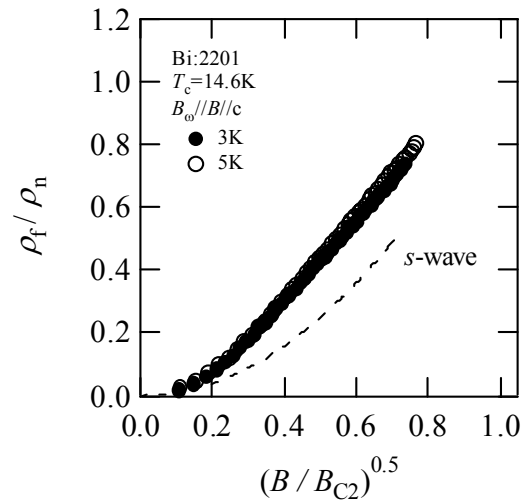


図1(b): Bi:2201のFFFR。図では、 $(B/B_{c2})^{0.5}$ の平方根を横軸としてデータをプロットしている。

2 ギャップ超伝導体 MgB_2 の磁束フロー抵抗

MgB_2 の測定では、 B と B_ω がともに試料の c 軸に平行な場合と、 ab 面に平行な場合の FFFR を測定した。図 2(a)に MgB_2 の FFFR を示す。FFFR は、低磁場では、 s 波超伝導体で予想されるよりも大きな傾きで磁場に比例し、 B_{c2} までの全領域で上凸型の磁場依存性を示す。また、図 2(b)から分かるように、 B を ab 面と平行にかけたときの FFFR では、 \sqrt{B} でプロットしたとき

に明確な折れ曲がりを観測した。

このような折れ曲がりは2つのギャップの効果であると考えられる。つまり、低磁場では、2つのギャップに由来する準粒子がコア内部にトラップされており、両方のギャップの準粒子がエネルギー散逸に寄与する。一方、小さなギャップがつぶれてしまう高磁場では、大きなギャップの準粒子のみがコアにトラップされており、エネルギー散逸に寄与する。そのため、小さなギャップがつぶれる磁場では、FFFRの磁場依存性が劇的に変化し、磁場依存性に明確な折れ曲がりが見られる。

以上のコア内の準粒子の寄与をみる FFFR の結果をコア内外の準粒子の寄与をみる比熱やコア外の準粒子の寄与をみる熱伝導率の結果と比較することによって、各ギャップの準粒子の散乱時間に関する知見も得ることが出来る。比熱や熱伝導率の磁場依存性の測定結果には、FFFRで観測されるのと同程度の磁場で、折れ曲がりが見られる。注目すべき点として、折れ曲がりが見られる磁場で、FFFR、比熱、熱伝導率はどれも常伝導状態の半分程度になることが挙げられる。このことは、小さなギャップと大きなギャップの準粒子散乱時間は同程度になることを示している。

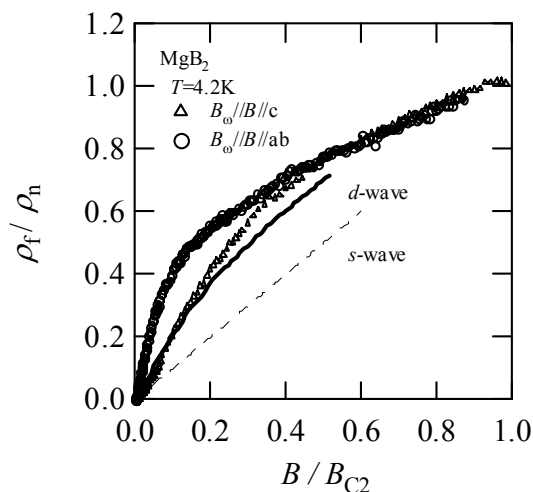


図2(a): MgB₂のFFFR。図では、比較のために、破線でs波超伝導体のFFFRを、実線でd波超伝導体のFFFRも示す。

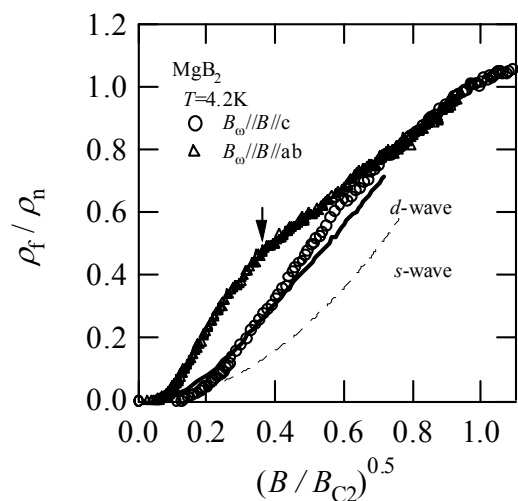


図2(b): MgB₂のFFFR。図では、 $(B/B_{C2})^{0.5}$ を横軸としてプロットしている。

まとめ

本研究では、マイクロ波を用いて、d波超伝導体 Bi:2201 と 2ギャップ超伝導体 MgB₂ のピン止めの効かない領域での抵抗の測定を行った。その結果、低磁場では、d波超伝導体 Bi:2201 の FFFR は s波の場合よりも大きな傾きで B に比例し、高磁場では、 \sqrt{B} に比例することが分かった。また、2ギャップ超伝導体 MgB₂ の FFFR 測定では、磁場依存性に明確な折れ曲がりが見られ、FFFR は2つのギャップに特徴的な磁場依存性を示すことが分かった。以上の結果を通じて、FFFR は超伝導ギャップ構造と密接に関わりあうことが分かった。