

# 擬二次元有機超伝導体の渦糸ダイナミクスと超伝導ギャップ構造

安塚 周磨\*

(平成30年9月20日受付)

## Interplay between vortex dynamics and superconducting gap structure in quasi-two-dimensional organic superconductors

Syuma YASUZUKA

(Received Sep. 20, 2018)

### Abstract

Over the past three decades, unconventional superconductivity with anisotropic gap structure has been found in strongly correlated electron systems such as heavy fermion compounds, high  $T_c$  cuprates, and organic conductors. Unconventional superconductivity is characterized by anisotropic superconducting gap, which may have zeros (nodes) along certain directions in the Brillouin zone. The nodal structure is closely related to the pairing interaction, and it is widely believed that the presence of nodes is a signature of magnetic or some other exotic, rather than conventional phonon mediated, pairing mechanism. Thus, experimental determination of the gap function is of fundamental importance. However, the detailed gap structure is an unresolved issue for many unconventional superconductors. In this context, we have demonstrated for layered organic superconductors that flux-flow resistance under a magnetic field rotated within conducting layers provide a clue for determining the nodal directions. Here we present the experimental results for the angular variation of the flux-flow resistance in  $d$ -wave organic superconductors  $\beta''$ -(ET) $_2$ SF $_5$ CH $_2$ CF $_2$ SO $_3$  and  $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$ . Nodal structures for these superconductors are briefly discussed.

**Key Words:** organic superconductor, gap structure, pairing symmetry, flux-flow resistance, Doppler energy shift

### 1. はじめに

これまでに重い電子系や銅酸化物高温超伝導体、有機伝導体といった強相関電子系において、BCS超伝導体とは異なるギャップ構造をもつ異方的超伝導体が数多く発見されてきた。異方的超伝導体の特徴は超伝導ギャップがゼロになる部分、つまり「ノード」が存在することである (Fig. 1)。ギャップ構造はクーパ対の起源と密接に関係しているため、その解明は超伝導の発現機構を知る上で重要な情報を与える。ノードが存在するか否かについては比熱や核

磁気緩和率の温度依存性が温度のべき乗則に従うかどうかでわかるが、ノード方向までは分からない。この問題に関して、比熱や熱伝導率の磁場方位依存性からノード構造を明らかにする研究が、国内外の研究者によって精力的に行なわれ、比熱や熱伝導率が超伝導ギャップ構造を反映して印加磁場方向に対して振動することが報告されている [1]。

比熱や熱伝導率の振動パターンは一般に温度や磁場に依存する。そのため、重い電子系 CeCoIn $_5$  の比熱実験は当初、熱伝導率測定から決定されたギャップ構造と結論は一致しなかった [2-4]。Vekhter [5, 6] は比熱や熱伝導率の振動

\* 広島工業大学工学部知能機械工学科, 物性物理学研究センター

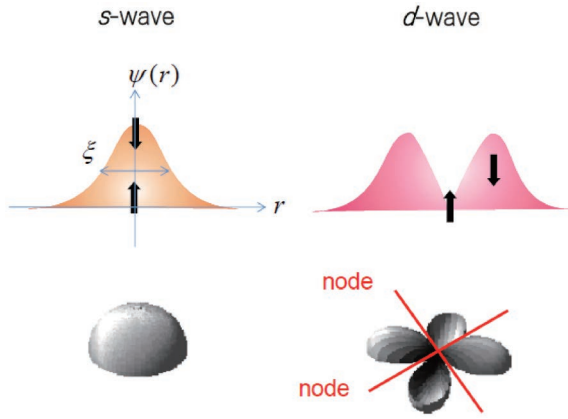


Fig. 1 Cooper pair (wave function) for s-wave and d-wave orbital symmetries.

パターンが温度や磁場に依存して変化することを理論的に示した。その後、超伝導転移温度  $T_c$  の10分の1以下の十分な低温まで比熱測定が行われ、熱伝導率から得られた結論と矛盾しないことが明らかになった。このように、比熱測定や熱伝導率測定はギャップ構造の決定に有効であるが、複雑な温度・磁場依存性を示すことから判断が難しい場合も多い。このような場合、他の物理量の磁場角度依存性からも超伝導ギャップ構造の情報が得られると、問題解決の糸口となりうる。

もうひとつの問題点として、異方的超伝導体は圧力下の量子臨界点において発見される場合が多い。一般に、比熱や熱伝導率は圧力下での測定が非常に困難であることから、圧力下でも測定が容易な物理量（例えば、磁気抵抗など）による実験手法の確立が強く必要とされる。

このような背景のもと、我々は異方的超伝導体の磁束フロー抵抗に注目して実験的研究を行ってきた [7-9]。磁束フロー抵抗は渦糸がローレンツ力により超流動電流の中を動いたときにおこるエネルギー散逸に密接に関係した量であり、磁場中の超伝導状態で最も基本的な量のひとつである。エネルギー散逸は主として渦糸のコア部分で起こる。渦糸のコア状態は超伝導のギャップ対称性と密接な関わりを持つため磁束フロー抵抗の磁場方位異方性とギャップ構造の関係を調べることは異方的超伝導体のメカニズムを理解する上で極めて重要であると考えられる。また、強相関電子系のなかでも、有機超伝導体は、重い電子系や銅酸化物高温超伝導体と比較して、極めてシンプルなフェルミ面を有していることから、異方的超伝導体の磁束フロー抵抗と超伝導ギャップ構造の関係を調べる上で有機超伝導体は非常に都合がよい系であると考えられる。

本稿では、我々が最近行った二つの有機超伝導体  $\beta''$ -(ET)<sub>2</sub>SF<sub>5</sub>CH<sub>2</sub>CF<sub>2</sub>SO<sub>3</sub>と  $\lambda$ -(BETS)<sub>2</sub>GaCl<sub>4</sub>の磁束フロー抵抗の測定結果を紹介する。ここでは、実験結果を基にこれらの超伝導ギャップ構造と渦糸ダイナミクスに伴う準粒子

の散乱効果について議論する。

## 2. 異方的超伝導体における準粒子のドップラー効果

磁場中での異方的超伝導体を理解する上で、最も重要な効果は準粒子スペクトルのドップラー効果である [10, 11]。超伝導体において速度  $\mathbf{v}_s$  で超流動成分が流れているとき、静止座標系からみると準粒子のエネルギー  $E$  は  $\mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_s$  だけ変化する。第二種超伝導体に磁場を印加すると試料中に渦糸が形成される。その渦糸の周りには超流動電流が流れており、その超流動電流により渦糸近くに存在する準粒子がドップラー効果を受け、そのエネルギースペクトルがシフトしフェルミ面上に有限の状態密度が現れる。

ここではドップラー効果の例として、 $d$ 波超伝導体の状態密度  $N(E)$  を議論する。 $d$ 波超伝導体の  $N(E)$  は、Fig. 2示すように、フェルミエネルギー近くではエネルギー  $E$  に比例している。磁場を超伝導面に対して垂直に印加した場合を考える。ノードがある場合、渦糸状態では渦糸コアに束縛されたものと、結晶全体に拡がった非束縛状態の2種類の準粒子が存在する。非束縛状態にある準粒子は、渦糸の周りの超流動電流を担う電子の速度  $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$  により準粒子のエネルギーが Fig. 2に示すように、 $E \rightarrow E - \mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_s$  に変化する。ここで、 $v_s(\mathbf{r}) = \hbar / (2m\mathbf{r})$  で、 $r$ は渦糸中心からの距離である。状態密度  $N(H, E=0)$  は渦糸格子の単位胞にわたって積分することによって得られ、

$$N(H, E=0) \propto R^{-2} \int_{\xi}^R v_s(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{p} r d\mathbf{r} \propto \sqrt{H} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 $\xi$ はコヒーレンス長、 $R \sim \xi(H_{c2}/H)^{0.5}$ は渦糸間の距離である。(1)式からわかるように、状態密度は磁場  $H$  の1/2乗で増大する。一方、渦糸に束縛されている準粒子の寄与は磁場  $H$  に比例することが知られており、結果として、結晶全体に拡がった準粒子のほうが大きく寄与することが分かる。

次に、伝導面に平行に磁場を印加した場合を考える。磁場によって生じた渦糸は磁場に対して垂直な電流成分をもち、これがドップラー効果を与える。このとき、ドップ

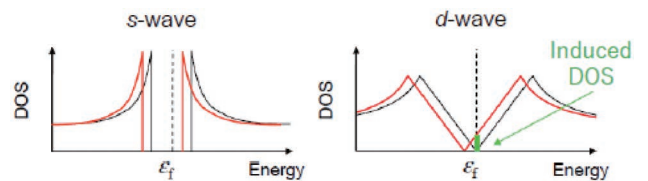
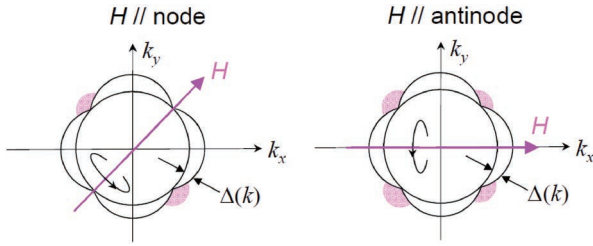


Fig. 2 Energy shift of density of states (DOS) by Doppler effect for s-wave and d-wave cases. Doppler shift is not important for s-wave but significant for d-wave because DOS is induced at Fermi level  $\epsilon_F$ .



**Fig. 3** Doppler shift for a magnetic field parallel to the node and the antinode directions. When the field is applied along a nodal direction, only two nodes contribute to the DOS. On the other hand, when a field is applied in the antinodal direction, all four nodes contribute to the DOS.

ラーシフトは $\mathbf{p}$ と $\mathbf{v}_s$ の内積で与えられることから、準粒子が超流動電流に平行に運動している場合が最大であり、垂直な場合にはドップラーシフトは起きない。 $d$ 波対称性のギャップ構造を持つ場合、磁場をノード方向に印加するとドップラー効果は2つのノード付近で顕著となり、フェルミ面上に有限な状態密度を生じさせる。これに対し、磁場を反ノード方向に印加すると、ノード1つあたりの寄与は $1/\sqrt{2}$ 倍となるが4つ全てのノードが状態密度に寄与し、ノード方向に磁場をかけた場合に比べて生成される準粒子数は $\sqrt{2}$ 倍だけ多くなる。したがって、磁場を伝導面内で回転させると $d$ 波ギャップ構造の異方性を反映して状態密度が角度に対し4回対称性を示す。比熱は状態密度に比例するから、磁場が反ノード方向のときに極大、ノード方向で極小をとり、結果として比熱は4回対称性をもって振動することになる。また、電子による熱伝導率 $\kappa_e$ は $\kappa_e = C_p v_F^2 \tau / 3$  ( $C_p$ ,  $v_F$ はそれぞれ比熱、フェルミ速度)であるから、熱伝導率も比熱と同様に状態密度の角度依存性を反映して四回対称性を示す。

もう一つの効果として、渦糸による準粒子のアンドレーエフ散乱により準粒子の散乱時間が4回対称性を持つことがLegget, 真木らによって指摘された。ある運動量 $\mathbf{p}$ をもった準粒子が渦糸に接近した時に、その周りを流れる超流動電流によりドップラーシフトを受け、準粒子(電子)はホール(正孔)に変換され渦糸から離れていく。これは準粒子が渦糸によって散乱されていることを意味する。このとき、ドップラー効果を大きく受けるような準粒子( $\mathbf{p} // \mathbf{v}_s$ のとき)が散乱を受け、ドップラー効果を受けない準粒子( $\mathbf{p} \perp \mathbf{v}_s$ のとき)は散乱に寄与しない。このためアンドレーエフ散乱は、渦糸に対する準粒子の運動方向に強く依存することになるが、磁場が反ノード方向のときに熱を運ぶ準粒子の運動が妨げられるので熱伝導率は極小を示す。

したがって、ドップラー効果には二つの効果、すなわち準粒子状態密度の増加とアンドレーエフ散乱の効果があるが、どちらの効果が支配的になるかで、ノード方向と熱伝導率の大小関係が逆転する。結果として温度域や物質に依

存して熱伝導率の振舞いが異なり、同様のことは比熱でも起こる。このため、ギャップ構造を実験的に明らかにするためには、広範な温度・磁場領域で比熱や熱伝導率の磁場角度依存性を調べ、比較・検討する必要がある。

### 3. 渦糸ダイナミクスとドップラー効果

銅酸化物や有機物のように伝導層と絶縁層が交互に積み重なった二次元性の強い異方的超伝導体では、磁場を伝導面と平行に印加するとジョセフソン磁束が形成される。このとき磁束の周りに流れている超伝導電流により準粒子エネルギーにドップラーシフトが生じるため、絶対零度においてさえもドップラー効果により準粒子が誘起され、準粒子数はギャップ構造を反映して磁場方向に依存する。そのため、ローレンツ力で駆動されたジョセフソン磁束に対して準粒子によるエネルギー散逸もギャップ構造を反映して磁場方向とともに変化することが期待される。ドップラー効果により生じた準粒子がジョセフソン磁束のダイナミクスにどのような影響(特に散逸)を及ぼすかは実験的にも理論的にも未解明である。

Vekhterらによれば[12]、ドップラー効果による準粒子励起はノード方向よりも反ノード方向に磁場を印加した方が多く励起される。従って、反ノード方向に磁場を印加した時に散逸効果が顕著になると期待される。散逸が顕著になると磁束の運動が抑制されフロー抵抗は減少するので、反ノード方向に磁場を印加したときにフロー抵抗が小さくなることが予測される。このことを実験的に検証するために、有機超伝導体 $\beta''\text{-(ET)}_2\text{SF}_5\text{CH}_2\text{CF}_2\text{SO}_3$ および $\lambda\text{-(BETS)}_2\text{GaCl}_4$ に対して温度、磁場強度、および磁場方向をパラメータとして系統的な磁束フロー抵抗測定を行った。これらの結果は参考文献[8]、[9]に原著論文として詳しい報告がある。

### 4. 実験方法

本研究では、純良な単結晶が必要不可欠である。 $\beta''\text{-(ET)}_2\text{SF}_5\text{CH}_2\text{CF}_2\text{SO}_3$ 単結晶試料はアルゴン国立研究所のJ. A. Schlueterのグループで、 $\lambda\text{-(BETS)}_2\text{GaCl}_4$ 単結晶試料は日本大学の小林グループで、それぞれ電解結晶成長法による合成方法が確立している。本研究では、これらのグループから提供された試料を用いた。

ジョセフソン磁束ダイナミクスの面内異方性を調べるためには、伝導面に対して高い精度で磁場方向を制御することが必要不可欠である。何故ならば、磁場方向が伝導面から数度ずれると、パンケーキ磁束とジョセフソン磁束が共存した交差格子が形成されジョセフソン磁束は強くピン止めされてしまうからである。高い精度で磁場方向を制御するために、本研究では物質・材料研究機構(NIMS)の宇治グループ既設の17-T精密超伝導マグネット( $^4\text{He}$  VTIシ

システム) と二軸回転プローブを用いた。これにより極角  $\theta$  と方位角  $\phi$  をコントロールし、 $0.05^\circ$  という高精度で伝導面と平行に磁場を印加することができる。

電気抵抗の測定法については大別して直流法と交流法の二つがある。直流法では接触電位差や熱起電力を差し引くために電流反転を行うことが必要でデータ 1 点を得るのに 1~2 秒を必要とする。これに対して、交流法ではロックイン増幅器により試料に周波数  $f \sim 100$  Hz の交流電流を与え、その周波数および位相に同期して変動する電圧成分だけを取り出すことができるので、直流法のそれに比べて  $\sim 100$  倍速いという長所がある。交流法を用いれば、時間や温度を一定速度で変化させながら連続測定することが可能なので、電気抵抗を時間や温度の関数として連続かつ精密に測定することができる。磁場中での電気抵抗測定として、我々は周波数  $f \sim 100$  Hz 以下の交流法を用いた。

### 5. $\beta''$ -(ET)<sub>2</sub>SF<sub>5</sub>CH<sub>2</sub>CF<sub>2</sub>SO<sub>3</sub>の渦糸ダイナミクス

$\beta''$ -(ET)<sub>2</sub>SF<sub>5</sub>CH<sub>2</sub>CF<sub>2</sub>SO<sub>3</sub>は、常圧下において金属的に振る舞い、 $T_c = 5.2$  Kで超伝導に転移する。 $\beta''$ -(ET)<sub>2</sub>SF<sub>5</sub>CH<sub>2</sub>CF<sub>2</sub>SO<sub>3</sub>のフェルミ面を Fig. 4 に示す。この超伝導体は加圧することにより、電子相関に由来する絶縁相(電荷秩序相)が誘起されることが分かっている [13]。Merino ら [14] による理論研究によれば、この系において発現する超伝導は、電荷揺らぎによる異方的超伝導であることが示唆されているが、実験的証拠はほとんど得られていない。

この点を実験的に明らかにするために、先ず上部臨界磁場  $H_{c2}$  の面内異方性を調べ、異方的 ( $d$  波) 超伝導状態に特徴的な  $H_{c2}$  の四回対称性の有無を調べる必要がある。次に、磁束フロー抵抗の面内異方性を様々な磁場・電流値で調べ、 $d$  波有機超伝導体に特徴的な振動パターンの有無を調べた。

Fig. 5 に  $T = 1.8$  K において様々な面内方位角で磁場を印加したときの抵抗の磁場依存性を示す。どの方位においても、非常にブロードな超伝導転移を示す。 $T = 1.8$  K における  $H_{c2}$  の面内依存性を Fig. 6 に示す。転移が非常にブロー

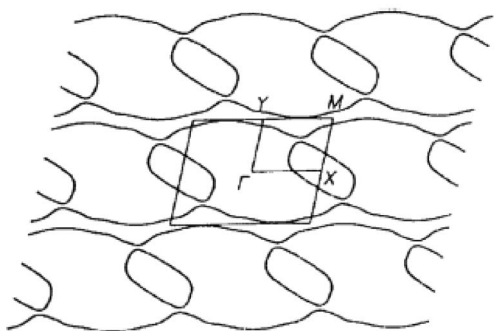


Fig. 4 Fermi surface of  $\beta''$ -(ET)<sub>2</sub>SF<sub>5</sub>CH<sub>2</sub>CF<sub>2</sub>SO<sub>3</sub> derived from double zeta band-structure calculations. The area of the hole pockets is about 14.8% of the first Brillouin zone.

ドなため、Fig. 5 において、 $R(H)/R_n(H) = 0.50, 0.70, 0.90$  に対応する磁場を  $H_{c2}$  と定義した。定義により  $H_{c2}$  の値は異なるものの、どの定義においても  $H_{c2}$  は明瞭な四回対称性

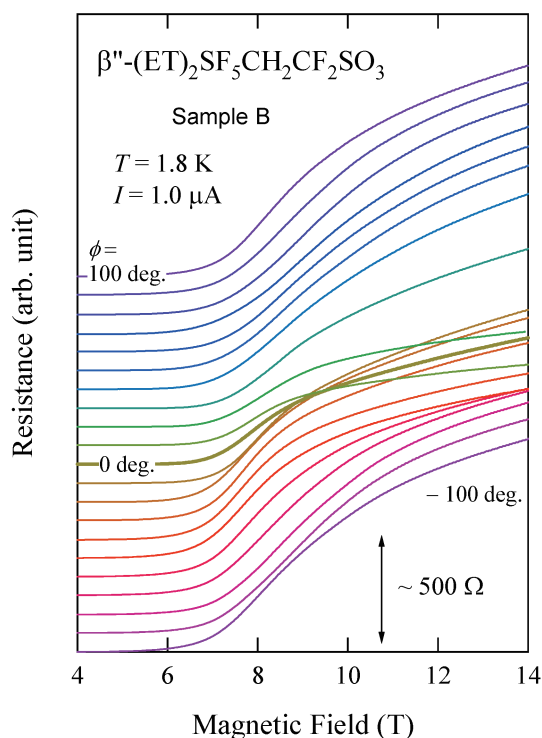


Fig. 5 Interlayer resistance as a function of the magnetic field  $H$  at 1.8 K for various values of  $\phi$  in the Ohmic regime. The curves are measured in intervals of  $\Delta\phi = 10^\circ$  from  $\phi = 100^\circ$  (top curve) to  $-100^\circ$  (bottom). The curves are vertically shifted for clarity (after ref. 9).

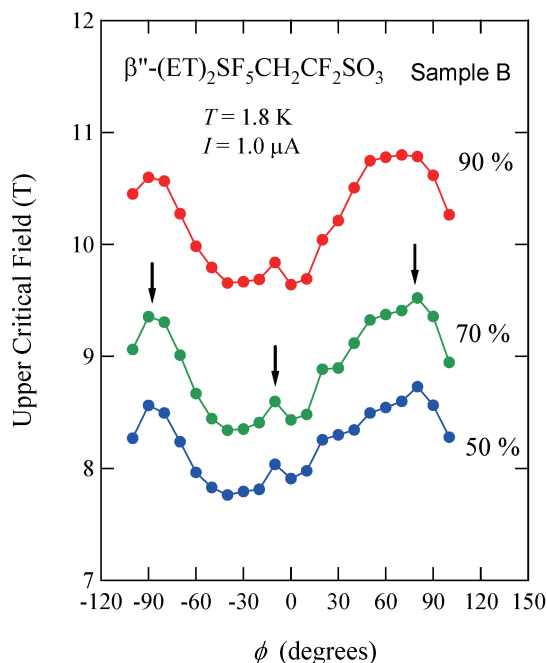


Fig. 6 In-plane angular dependence of  $H_{c2}$  derived from the resistive transition. The  $H_{c2}$  values are the fields at which the resistance of the sample has reached 90%, 70%, and 50% of its normal-state value (after ref. 9).

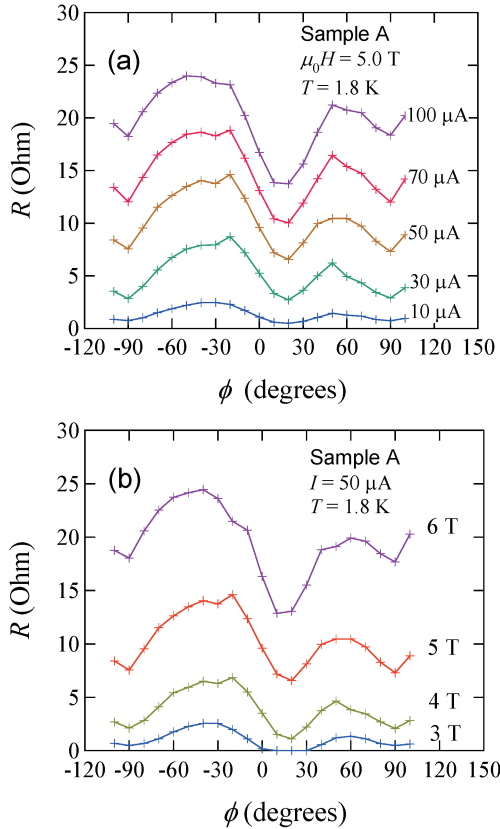


Fig. 7 The dependence of the flux-flow resistance on in-plane field-orientation in the non-Ohmic regime for several values of current (a) and of magnetic field (b) (after ref. 9).

を示すことが分かる。 $d$ 波超伝導体における $H_{c2}$ の面内異方性は、Takanakaらにより理論的に研究された [15]。この理論に基づけば、超伝導ギャップが最も開いている方向に磁場を印加したときに $H_{c2}$ は最も大きく、ノード方向で $H_{c2}$ は最も小さくなる。従って、 $\phi = 0^\circ$ 、および $\pm 90^\circ$ 方向が反ノード方向と考えられる。Fig. 7 (a) に、 $T = 1.8$  K、 $\mu_0 H = 5.0$  Tでの磁束フロー抵抗の面内異方性を示す。電流の増加とともに抵抗値が増大しており、磁束ダイナミクスによる非線形伝導が顕著になる。 $\phi = 0^\circ$ 、および $\pm 90^\circ$ 方向で磁束フロー抵抗が著しく弱められていることが分かる。同様の面内異方性が磁場を変化させた場合の Fig. 7 (b) でも観測される。これらの振る舞いは Fig. 3 で示唆された反ノード方向を仮定すれば、超伝導電流による準粒子エネルギーのドップラー効果を考えることで矛盾なく説明できる [12]。従って、 $\beta''$ -(ET) $_2$ SF $_5$ CH $_2$ CF $_2$ SO $_3$ のギャップ構造は $\phi = 0^\circ$ 、および $\pm 90^\circ$ 方向に超伝導ギャップが最も開いた $d$ 波超伝導体であると考えられる。この結果は、参考文献 [8] に原著論文として公表されている。

### 6. $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$ の渦糸ダイナミクス

有機超伝導体 $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$ は $T_c = 5.5$  Kで超伝導転移を示し、結晶構造は三斜晶系に属する。BETS ドナー分子

とGaCl $_4$ アニオン分子を2:1の組成で含み、BETS分子の最高被占有軌道(HOMO)が伝導帯を形成する。GaCl $_4$ 分子配列は基本的に絶縁層と考えると良く、BETS分子配列面( $ac$ 面)が伝導面となる。2次元的なシリンダー状のフェルミ面と一次元的なフェルミ面の存在が予測され、実際に量子振動や角度依存型磁気抵抗振動の実験で確認されている [16]。

伝導層平面状のBETS分子が二量化することでそのダイマーが $\pi$ 電子を一つ持った半充填バンド状態である。そのため電子相関が強い領域でモット反強磁性を示すと予想される。しかし実際には強相関領域と考えられるCl原子をBr原子に徐々に置換した $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaBr $_x$ Cl $_{4-x}$ で $x$ が0.8を越えると極低温まで電荷・磁気秩序を示さない絶縁状態を示す。このような絶縁相と隣接した超伝導状態でもスピンゆらぎを起源とした非従来型超伝導が非常に興味を持たれていた。過去のSTM実験からは、 $a^*$ および $c^*$ 方向にラインノードをもつ $d$ 波超伝導体であることが示唆されている [17]。

Fig. 8 に $T = 3.5$  K、 $\mu_0 H = 9.0$  Tにおいて様々な電流値での抵抗の磁場方位依存性を示す。ここで、 $\theta$ は $b^*$ 軸と磁場 $H$ のなす角である。電流は伝導( $ac$ )面と垂直に流している。 $I = 50 \mu A$ では、磁場が伝導面にほぼ平行( $\theta \sim 90^\circ$ )のとき、抵抗値がほぼゼロとなり超伝導状態が安定化するが、電流の増加と共に磁束に作用するローレンツ力が大きくなるため、磁束ダイナミクスに由来する明瞭なピーク構造が見れる。

Fig. 9 に $I = 50 \mu A$ における様々な磁場での抵抗の磁場方

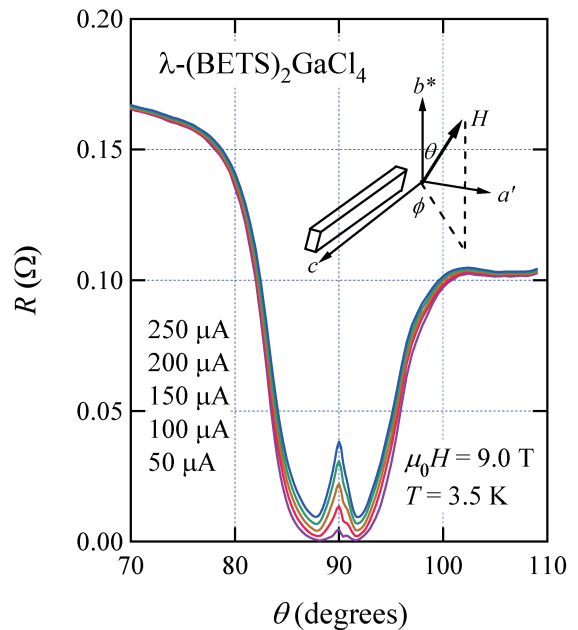


Fig. 8 Angular dependence of the interlayer resistance of  $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$  at various currents at  $\mu_0 H = 9.0$  T (after ref. 8).

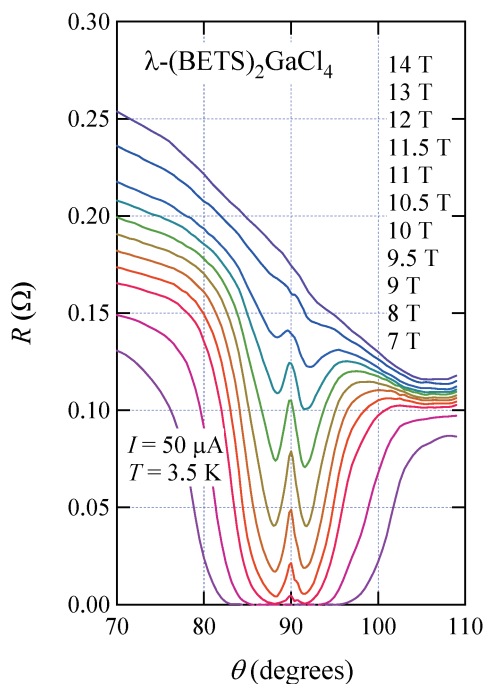


Fig. 9 Angular dependence of the interlayer resistance of  $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$  at various magnetic fields at  $T = 3.5$  K (after ref. 8).

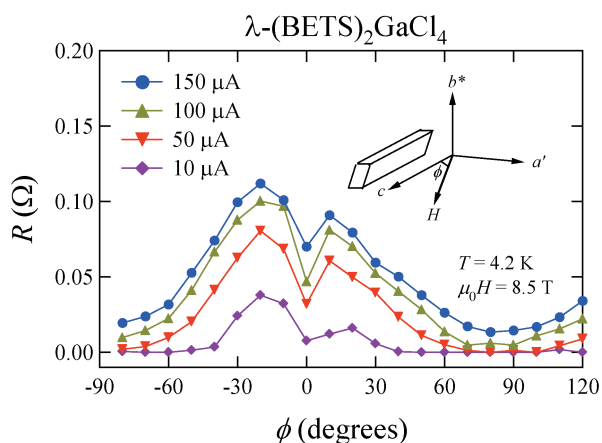


Fig. 10  $\phi$ -dependence of the interlayer resistance in the mixed state in  $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$  at various currents for  $\mu_0 H = 8.5$  T (after ref. 8).

位依存性を示す。 $\mu_0 H < 11$  Tまでは、磁場の増大とともに磁束に作用するローレンツ力が大きくなるため、ピーク構造も増強されていくが、それ以上の磁場では超伝導状態が不安定となり、常伝導状態が安定化されるため、ピーク構造が抑制されていく様子が確認できる。

Fig. 10 に、 $T = 4.2$  K、 $\mu_0 H = 8.5$  Tでの磁束フロー抵抗の面内異方性を示す。電流の増加とともに抵抗が増大しており、磁束ダイナミクスによる非線形伝導が顕著になる。磁場が $c^*$ 軸にほぼ平行なとき鋭いディップ構造が観測される。最近のSTM分光によれば [17]、 $a^*$ および $c^*$ 方向にラインノードをもつことが報告されているが、磁束フロー

抵抗の面内異方性は二回対称性のみ示すことが分かった。 $\beta''$ -(ET) $_2$ SF $_5$ CH $_2$ CF $_2$ SO $_3$ に比べて二次元性が弱いことから、二回対称性の起源として超伝導ギャップ構造よりもむしろフェルミ面の異方性が重要な役割を果たしているのではないかと考えられる [8]。また、最近の第一原理計算に基づく理論計算によれば、ノード方向は非常に閉じた構造をしており、本研究結果と矛盾しないと報告されている [18]。

## 7. まとめ

$d$ 波有機超伝導体 $\beta''$ -(ET) $_2$ SF $_5$ CH $_2$ CF $_2$ SO $_3$ および $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$ におけるジョセフソン磁束フロー抵抗を測定した。これらの系において磁場を伝導面内で回転させると、 $\beta''$ -(ET) $_2$ SF $_5$ CH $_2$ CF $_2$ SO $_3$ の磁束フロー抵抗は明瞭な四回対称性を示すのに対し、 $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$ はフェルミ面の異方性を反映した二回対称性しか示さないことが明らかとなった。 $\lambda$ -(BETS) $_2$ GaCl $_4$ の磁束フロー抵抗の面内異方性が四回対称性を示さないのは、この系の二次元性が弱いために、軌道効果によって超伝導ギャップ構造よりもむしろフェルミ面の異方性が重要な役割を果たすと考えられる。もうひとつの可能性として、低対称な $d$ 波ギャップ構造の可能性が理論研究から指摘されている。いずれにせよ、今後は、有機超伝導体だけでなく、その他の強相関電子系においても対象を拡げていく必要がある。

本研究では異方的超伝導体の渦糸ダイナミクスの異方性の起源を、Volovik によるドップラー効果の理論を適用して議論してきたが、現時点では定性的な議論に留まっている。銅酸化物高温超伝導体や有機超伝導体では二次元性が極めて強いため、ジョセフソン渦糸が形成される。このとき磁束コアが存在しないため、この特徴を取り入れた準粒子の散乱機構を取り扱う理論研究が必要である。

## 謝 辞

本研究にあたり共同研究者である宇治進也、寺嶋太一、杉井かおり、磯野貴之、飯田頼嗣、土屋聡、周彪、小林速男、小林昭子、J. A. Schlueter の各氏に感謝いたします。本研究は、科学研究費補助金、分子自由度が拓く新物質科学(公募研究)「強相関電子系におけるスピン揺らぎと異方的散乱の制御」、および基盤研究C「磁束フロー抵抗からみた異方的超伝導体の波動関数」の援助により行いました。

## 文 献

- [1] Y. Matsuda, K. Izawa, and I. Vekhter, J. Phys.: Condens. Matter **18**, R705 (2006).
- [2] K. Izawa, H. Yamaguchi, T. Sasaki, and Y. Matsuda, Phys. Rev. Lett. **88**, 027002 (2001).
- [3] H. Aoki, T. Sakakibara, H. Shishido, R. Settai, Y. Onuki,

- P. Miranovic, and K. Machida, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, L13 (2004).
- [4] Y. Kasahara, T. Iwasawa, Y. Shimizu, H. Shishido, T. Shibauchi, I. Vekhter, and Y. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 207003 (2008).
- [5] I. Vorontsov and I. Vekhter, *Phys. Rev. B* **75**, 224501 (2007).
- [6] I. Vorontsov and I. Vekhter, *Phys. Rev. B* **75**, 224502 (2007).
- [7] S. Yasuzuka, K. Saito, S. Uji, M. Kimata, H. Satsukawa, T. Terashima, and J. Yamada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 064716 (2013).
- [8] S. Yasuzuka, S. Uji, T. Terashima, K. Sugii, B. Zhou, A. Kobayashi, and H. Kobayashi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **83**, 013705 (2014).
- [9] S. Yasuzuka, S. Uji, T. Terashima, K. Sugii, T. Isono, Y. Iida, and J. A. Schlueter, *J. Phys. Soc. Jpn.* **84**, 094709 (2015).
- [10] G. E. Volovik, *JETP Letter* **58**, 469 (1993).
- [11] 井澤公一, 松田祐司, *固体物理*, **37**, 235 (2002).
- [12] I. Vekhter, P. J. Hirschfeld, and E. J. Nicol, *Phys. Rev. B* **64**, 064513 (2001).
- [13] J. Hagel, J. Wosnitza, C. Pfleiderer, J. A. Schlueter, J. Mohtasham, and G. L. Gard, *Phys. Rev. B* **68**, 104504 (2004).
- [14] J. Merino and R. H. McKenzie, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 237002 (2001).
- [15] K. Takanaka and K. Kuboya, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 323 (1995).
- [16] C. Mielke J. Singleton, M. S. Nam, N. Harrison, C. C. Agosta, B. Fravel, L. K. Montgomery, *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, 8325 (2001).
- [17] K. Nomura, R. Muraoka, N. Matsunaga, K. Ichimura and J. Yamada, *Physica B*, **404**, 562 (2009).
- [18] H. Aizawa, T. Koretsune, K. Kuroki, and H. Seo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **87**, 093701 (2018).