

# 論文の内容の要旨

論文題目 多バンド超伝導体における磁束量子の解明と  
超伝導ギャップ構造に関する研究

氏 名 岡田 達典

## [背景・目的]

2001 年に発見された  $\text{MgB}_2$  [1] ( $T_c^{\text{max}} \approx 39 \text{ K}$ ) や 2008 年に発見された鉄系超伝導体 [2] ( $T_c^{\text{max}} \approx 56 \text{ K}$ ) など、近年、銅酸化物に次ぐ高温での超伝導転移が多バンド物質で報告されており、多バンド性は高温超伝導のキーワードの 1 つと言える。特に本研究で着目した鉄系超伝導体では、多バンド性を反映し、異なる Fermi 面間で超伝導波動関数 ( $\Leftrightarrow$  超伝導ギャップ) の符号が反転する新奇な対称性 ( $s_{+-}$  波) を有する可能性が指摘されており、低エネルギー準粒子励起に敏感な物理量 (超流体密度など) の測定を通じて、多バンド性に起因する非常にバラエティ豊かな超伝導ギャップ構造が報告されている [3]。一方、混合 (渦糸) 状態に着目すると、非整数磁束量子への解離 [4] や時間反転対称性の破れた状態 [5] といった多バンド特有の現象が理論的に予言されているものの、本研究開始時点では鉄系超伝導体の混合状態に関する実験的研究は殆どなく、多バンド物質における磁束量子の描像は明らかになっていなかった。そこで、本研究では磁束量子の駆動により生じるエネルギー散逸である磁束フロー抵抗率  $\rho_f$  に着目した。単一バンド超伝導体に対する実験・理論的研究から、 $\rho_f$  には磁束コア内束縛準位を介して超伝導ギャップ構造が反映されることが知られており、 $\rho_f$  を調べることで磁束量子コア内部の電子状態および超伝導ギャップ構造を探ることができる。以上の背景を踏まえ、多様なギャップ構造を持つ鉄系超伝導体を中心とした多バンド超伝導体の磁束フロー抵抗率および超流体密度を体系的に調べ、多バンド超伝導体における磁束量子の性質 (磁束量子コア内の電子状態、超伝導ギャップ構造との関係、多バンド) を実験的に解明することを本研究の目的とした。

## [実験手法]

多バンド物質である幾つかの鉄系超伝導体および  $\beta$ -PdBi<sub>2</sub> の単結晶試料を対象に、空洞共振器 (19 GHz および 44 GHz) を用いて、ゼロ磁場極限および 8 T までの有限磁場下での表面インピーダンス  $Z_s = R_s - iX_s$  を温度  $T$ ・磁場  $B$  の関数として調べた。得られた  $Z_s(T, B)$  を Coffey-Clem モデル [6] を用いて解析し、超流体密度  $n_s(T)$  や磁束フロー抵抗率  $\rho_f(T, B)$  などの振舞いを調べた。

## [結果および考察]

本研究で得た超流体密度  $n_s$  の低温での温度依存性とそこから期待されるギャップ構造、磁束コア内電子状態の指標  $\omega_0\tau_{\text{core}} \equiv (\text{準位間隔})/(\text{準位幅})$  を表??に、磁束フロー抵抗率の磁場依存性を図??の左図にそれぞれ示した。先ず、純良な鉄系超伝導体に着目する。LiFeAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> の  $n_s(T)$  には熱活性的な温度依存性が見られ、ノードの無いギャップ構造が示唆される。また、FeSe および (Sr,Ba)Fe<sub>2</sub>(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>)<sub>2</sub> では、温度の 1.2 – 1.6 乗に比例する振舞いが観測され、冪が 2 よりも小さいことから線状ノードルなギャップの存在が示唆される。一方で、このような中途半端な冪乗は純良な超伝導体・単一バンド超伝導体では考えにくく、付加的な要因が示唆される。本研究では多バンド性に着目し、「線状ノードルなギャップ + 非常に小さな極小を有するノードレスギャップ」という異方性の大きなギャップ構造により理解できることを指摘した。これらのギャップ構造と磁束フロー抵抗率の磁場依存性 (図??の左図) を比較すると、ギャップ異方性の大きな物質ほど大きな初期勾配  $\alpha$  で磁場に対して増大する振舞いが見られた。このような傾向は単一バンド超伝導体の  $\alpha$  をよく説明する Kopnin-Volovik のモデル [7] と定性的に一致する。

この定性的な関係に着目し、単一バンド超伝導体で確立された  $n_s(T \ll T_c)$  および  $\rho_f(B \ll B_{c2})$  に対する現象論モデルを 2 バンド系へと拡張したモデルを構築した。超

表 1 本研究で得た超流体密度  $n_s(T)$ 、ギャップ構造、磁束コア内電子状態の指標  $\omega_0\tau_{\text{core}}$ .

物質	$n_s(0) - n_s(T)$	ギャップ構造	$\omega_0\tau_{\text{core}}$
FeSe	$\sim T^{1.2}$	線状ノード	$\approx 1$
SrFe <sub>2</sub> (As <sub>0.7</sub> P <sub>0.3</sub> ) <sub>2</sub>	$\sim T^{1.6}$	線状ノード+ノードレス (異方性:大)	0.13
BaFe <sub>2</sub> (As <sub>1-x</sub> P <sub>x</sub> ) <sub>2</sub>	$\sim T^{1.5\pm 0.2}$	線状ノード+ノードレス (異方性:大)	0.1
LiFeAs <sub>1-x</sub> P <sub>x</sub>	$\sim e^{-\Delta/k_B T}$	ノードレス (異方性:適度)	$\approx 0.4$
NaFe <sub>0.97</sub> Co <sub>0.03</sub> As	$\sim T^2$	ギャップレス	$\approx 0.14$
FeSe <sub>0.4</sub> Te <sub>0.6</sub>	$\sim T^2$	ギャップレス	$\approx 0.14$
$\beta$ -PdBi <sub>2</sub>	$(\sim e^{-\Delta/k_B T})$	(ノードレス)	—

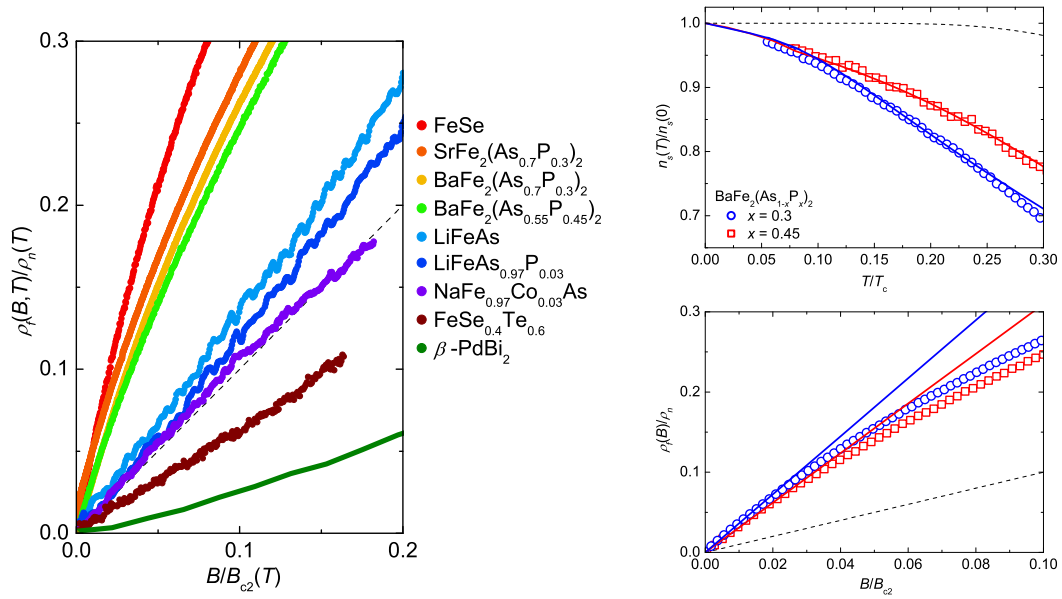


図1 (左) 磁束フロー抵抗率の磁場依存性. (右)  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  の超流体密度 (上) と磁束フロー抵抗率 (下) に対する 2 バンドモデルでのフィット結果.

伝導ギャップの最大値・最小値をパラメータとしてフィッティングを行なった結果、「線状ノーダルなギャップ + 非常に小さな極小を有するノードレスギャップ」という異方的なギャップ構造で  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  の測定データを再現することが分かり (図??の右図), 更に, ギャップの最大値・最小値は他のプローブによる報告と定量的にも良く一致した.

一方, 直流抵抗率の残留成分が大きな  $\text{NaFe}_{0.97}\text{Co}_{0.03}\text{As}$  と  $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$  においては,  $n_s(T)$  は温度の二乗で変化し, 対破壊によるギャップレス状態であることが分かった. これらの物質では多ギャップ・異方的ギャップで期待される振舞いに反し,  $\rho_f(B)$  は  $\alpha \leq 1$  で増大した.  $\alpha$  が小さくなった原因として, これらの物質がギャップレス状態であることに着目し, TDGL 理論 [8] に基づいた考察から磁束量子近傍における超流体の逆流 (バックフロー) によって  $\rho_f$  が抑制されたと考えた. 同様の  $\alpha < 1$  での増大は  $\beta\text{-PdBi}_2$  においても観測され, バックフローの影響が示唆された. ただし, この物質の残留抵抗率は十分小さいため, 結晶中のディスオーダーが起源であるとは考えづらく, 寧ろ  $\kappa_{\text{GL}} \simeq 6$  という小さな GL パラメータが主因となってバックフローの影響が顕著になったと考えられる.

次に, 磁束量子コア内部の電子状態についてであるが, 磁束コア内束縛準位の準位間隔  $\hbar\omega_0$  と準位幅  $\hbar/\tau_{\text{core}}$  の比である  $\omega_0\tau_{\text{core}}$  を評価すると,  $\omega_0\tau_{\text{core}} = 0.1 - 1$  程度 (表??) であり, 鉄系超伝導体の磁束量子は, いわゆる “moderately clean なコア” に分類され, それなりの散逸が存在することを意味する. LiFeAs や FeSe では, その純良さから大きな  $\omega_0\tau_{\text{core}}$  が期待されたため, 予想と異なる結果となった. 原因を探る

べく、LiFeAs における準粒子散乱時間を調べると、磁束コア内部（混合状態）の散乱時間は磁束コア外部（Meissner 状態）の散乱に比べて 2 桁近く短くなっており、平均自由行程が磁束コアの半径程度で抑制されていることが分かった。磁束コア内部での平均自由行程が抑制される振舞いは銅酸化物などでも観測されており [9]、磁束コア近傍に特異な散逸機構が多く、超伝導体に普遍的に存在する可能性を示唆している。

### [結論]

本研究では、多バンド物質である鉄系超伝導体および  $\beta$ -PdBi<sub>2</sub> に対し、ゼロ磁場極限・有限磁場下におけるマイクロ波表面インピーダンス測定を通じて、多バンド超伝導体における以下の性質を明らかにした。

（１）電子状態の指標  $\omega_0\tau_{\text{core}}$  を見積もった結果、鉄系超伝導体の磁束量子コアは “moderately clean なコア” であることが分かった。

（２）超流体密度から求めたギャップ構造と磁束フロー抵抗率の磁場依存性とを比較し、純良な鉄系超伝導体では、ギャップ異方性の大きな物質ほど磁束フロー抵抗率の初期勾配  $\alpha$  が大きくなる傾向を見出した。この発展として、超流体密度と磁束フロー抵抗率に対する 2 バンドモデルを構築し、LiFeAs および BaFe<sub>2</sub>(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>)<sub>2</sub> の測定データをフィットすることで、これらの物質の超伝導ギャップを定量的に評価した。

（３）ギャップレス状態にある FeSe<sub>0.4</sub>Te<sub>0.6</sub> および NaFe<sub>0.97</sub>Co<sub>0.03</sub>As と、小さな GL パラメータをもつ  $\beta$ -PdBi<sub>2</sub> においては、（２）で得たギャップ異方性シナリオでは説明できない磁場依存性（初期勾配  $\alpha < 1$ ）が観測された。このような特異な振舞いは磁束コア近傍での超流体のバックフローを考慮することで定性的に理解できることを示した。

### [参考文献]

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, *Nature* **410**, 63 (2001).
- [2] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
- [3] P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124508 (2011).
- [4] S. Z. Lin and L. N. Bulaevskii, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 087003 (2013).
- [5] X. Hu and Z. Wang, *Phys. Rev. B* **85**, 064516 (2012).
- [6] M. W. Coffey and J. R. Clem, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 386 (1991).
- [7] N. B. Kopnin and G. E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1377 (1997).
- [8] C. R. Hu and R. S. Thompson, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 217 (1973).
- [9] A. Maeda, H. Kitano, K. Kinoshita, T. Nishizaki, K. Shibata, and N. Kobayashi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 094708 (2007).