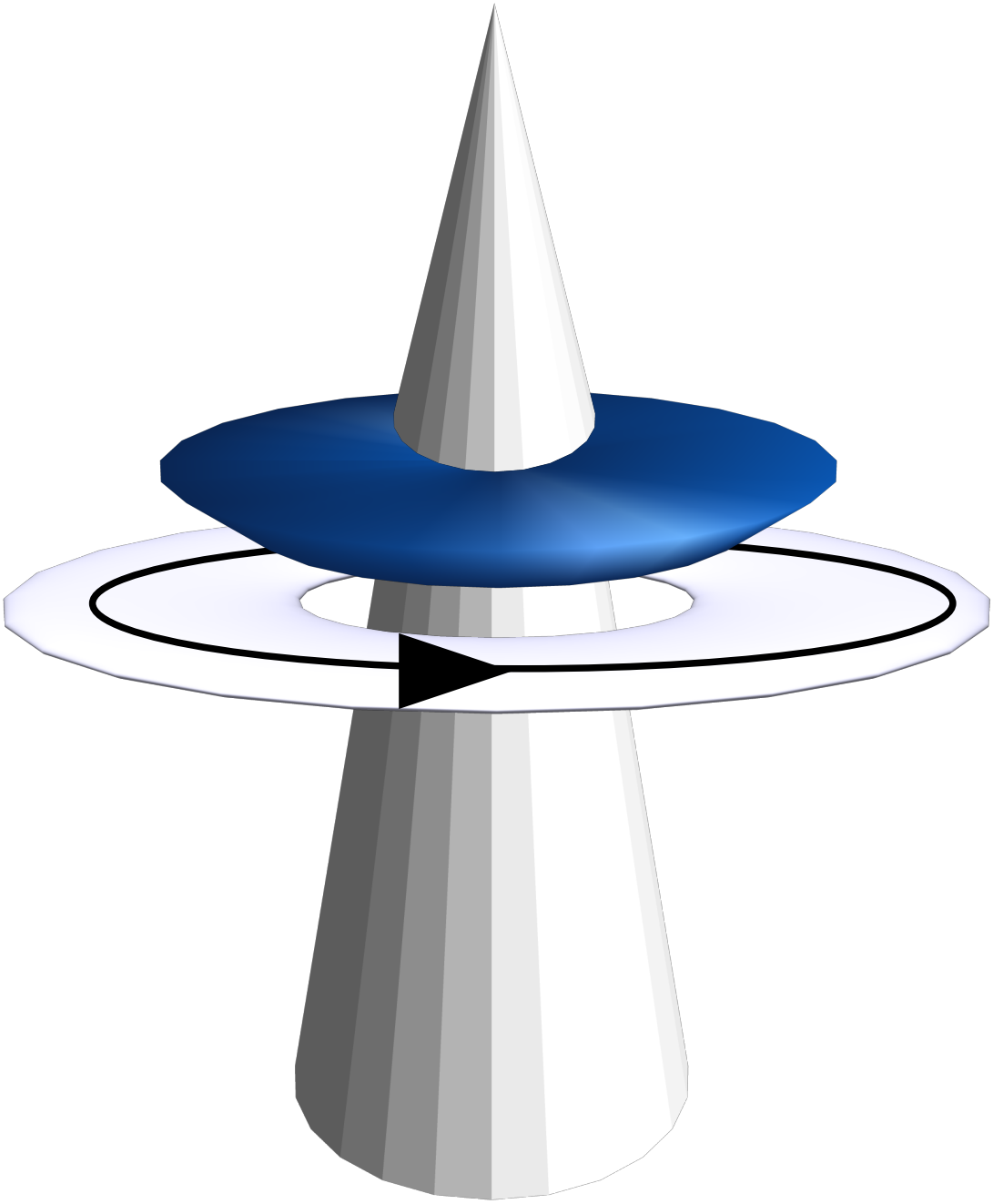
第18回渦糸物理国内会議
VPWJ2010



2010年12月1日～12月3日
独立行政法人 日本原子力研究開発機構 システム計算科学センター
7F 大会議室

12月1日		
12:00-	受付開始	
12:50	開会(あいさつ)	
(13:00--14:20)	招待講演(座長:町田昌彦(JAEA))	
13:00 (35)	Photoemission spectrum and pseudogap phenomena in the BCS-BEC crossover regime of an ultracold Fermi gas 慶應大理工 大橋洋士	A1 ○
13:35	休憩(10)	
13:45 (35)	人工原子としての超伝導量子ビット NECグリーンイノベーション研究所 中村泰信	A2 ○
14:20	休憩(10)	
(14:30--16:00)	ナノ構造(座長:林伸彦(大阪府立大))	
14:30 (20)	3次元ナノ構造超伝導体の渦糸構造と準粒子構造 阪府大院工 加藤勝	B1 ○
14:50 (20)	高温超伝導体表面の STM,MFM によるナノ加工 物材機構 平田和人	B2 ○
15:10 (15)	様々な微細孔格子を導入したBi2212における渦糸系の相転移 物材機構 大井修一	B3 ○
15:25 (15)	大型実験施設の強磁場マグネットを用いた走査トンネル顕微鏡の開発 東北大金研 西嵜照和	B4 ○
15:40 (20)	グラフェンにおける超伝導近接効果の理論 秋田大 林正彦	B5 ○
16:00	休憩(10)	
(16:10--17:40)	ジョセフソン接合(座長:太田幸宏(JAEA))	
16:10 (15)	固有ジョセフソン接合における自発発生外場下の巨視的量子トンネル現象 産総研ナノシステム 知崎陽一	C1 ○
16:25 (15)	ビスマス系固有ジョセフソン接合における巨視的量子トンネル現象 京大院工 掛谷一弘	C2
16:40 (20)	Bi 系固有接合のスイッチングダイナミクス 産総研エレクトロニクス 柏谷聡	C3 ○
17:00 (20)	強磁性絶縁体を介したジョセフソン接合における原子スケール0-π 転移の理論 産総研ナノシステム 川畑史郎	C4 ○
17:20 (20)	Non-local entangled electrons in a SQUID-like system NIMS-MANA 王志	C5 ○

(17:40−−18:00)	ポスタープレビュー(座長:町田昌彦(JAEA))	
	URu_2Si_2超純良単結晶の隠れた秩序相および超伝導相におけるサイクロトロン共鳴 京大院理 利根川翔	PP1 ○
	回転駆動された渦糸格子リングのダイナミクス 東工大院理工 松村有夏	PP2 ○
	準古典理論によるFFLO状態の安定性 岡大院自然 鈴木健太	PP3 ○
	様々な形状のアンチドットによる渦糸ピニングの分子動力学シミュレーション 阪府大院工 藤林デイビッド	PP4 ○
	分子探針を用いたSTMに向けたシミュレーション研究 阪府大院理 齊木祥	PP5 ○
	±s波超伝導における渦糸コア構造への不純物効果 阪府大ナノ科学 林伸彦	PP6 ○
	正方格子超伝導ネットワークにおける臨界電流密度の異方性 東大院工 土屋雄司	PP7 ○
	$Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$の磁束ダイナミクスに対するプロトン照射効果 東大院工 田縁俊光	PP8 ○
	一対の渦糸と半整数量子磁束周りの準粒子構造の比較 阪府大院工 丹羽祐平	PP9 ○
	多ギャップ超伝導体によるヘテロ型ジョセフソン接合における巨視的量子トンネル 原子力機構シ計セ 太田幸宏	PP10 ○
	渦糸格子フローの温度依存性に対するシミュレーション研究 原子力機構シ計セ 中井宣之	PP11 ○
	Chebyshev多項式によるBdG方程式の数値解法 原子力機構シ計セ 永井佑紀	PP12 ○

12月2日		

(9:30--11:20)	渦糸ダイナミクス(座長:平田和人(NIMS))	
9:30 (20)	高速駆動された渦糸格子の量子融解と格子方位 東工大院理工 大熊哲	D1 ○
9:50 (20)	渦糸系における可逆不可逆転移とディピニング転移 東工大院理工 本橋あゆみ	D2 ○
10:10 (15)	メゾスコピック超伝導体における過剰抵抗と単一渦糸フロー 物材機構 原田淳之	D3 ○
10:25 (15)	Simulation on ac-driven flux lines with point-like pins NIMS-MANA W.-P. Cao	D4 ○
10:40 (20)	Superconducting networks of MoGe films prepared by DC Sputtering method Department of Physics and Electronics, Osaka Pref. Univ. H.T. Huy	D5 ○
11:00 (20)	トンネル接合型マイクロSQUIDの開発と分子磁性体磁化反転ダイナミクスの観測 筑波大 斎藤政通	D6 ○

11:20 休憩(10)

(11:30--12:20)	固有ジョセフソン接合I(座長:羽多野毅(NIMS))	
11:30 (20)	固有ジョセフソン接合からのTHz波発振シミュレーション 東北大金研 小山富男	E1 ○
11:50 (15)	固有ジョセフソン接合のTHz波発振:磁場中発振の接合数依存性と実験との比較 物材機構計算科学センター 野々村禎彦	E2 ○
12:05 (15)	Eigen Modes and THz Radiation of Cylindrical BSCCO Single Crystal Embedded in Dielectric Material NIMS F. Liu	E3 ○

12:20 昼食

(13:20--14:45)	固有ジョセフソン接合II(座長:小山富男(東北大金研))	
13:20 (20)	THz emission in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ intrinsic Josephson junction stacks of various geometries 物材機構 H. Wang	F1 ○
13:40 (20)	固有ジョセフソン接合巨大メサのLock-in現象 物材機構 羽多野毅	F2 ○
14:00 (15)	固有ジョセフソン接合系Bi2212単結晶メサ構造とその発振モード特性 筑波大数理物質 柏木隆成	F3 ○
14:15 (15)	Bi2212固有ジョセフソン接合系におけるテラヘルツ波放射ー単独メサ構造の作製と高出力化への試み 筑波大数理物質 山本卓	F4 ○
14:30 (15)	Bi-2212固有ジョセフソン接合系の多重ブランチI-V構造とテラヘルツ波放射の周波数チューニング 筑波大数理物質 辻本学	F5 ○

14:45　　休憩(10)

(14:55--16:35)	超伝導相図(座長:芝内孝禎(京都大))	
14:55 (20)	2次元渦格子融解の磁場依存性 京大院理 池田隆介	G1 ○
15:15 (20)	超伝導相におけるパウリ常磁性誘起の反強磁性秩序 京大次世代研究者育成センター 青山和司	G2 ○
15:35 (20)	$CeCoIn_5$におけるFFLO超伝導と磁気秩序について 北大院理 熊谷健一	G3 ○
15:55 (20)	MgB2単結晶のH-T相図ー渦糸相転移と多バンド効果ー 東北大金研 野島勉	G4 ○
16:15 (20)	On the possibility of type 1.5 multi-component superconductor NIMS-MANA X. Hu	G5 ○

16:35　　休憩(10)

(16:45--17:45)	新奇超伝導I(座長:為ヶ井強(東大))	
16:45 (20)	$CeCoIn_5/YbCoIn_5$人工超格子における超伝導 京大院理 芝内孝禎	H1 ○
17:05 (20)	スピン渦誘起ループ電流 筑波大 小泉裕康	H2 ○
17:25 (20)	$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ 薄膜の磁場中テラヘルツ伝導度測定 東大 中村大輔	H3 ○

19:00-21:00　　懇親会

12月3日

(9:30--11:20)	渦糸コア(座長:永井佑紀(JAEA))	
9:30 (20)	渦糸状態における不純物効果の準古典理論評価 岡大院自然 市岡優典	I1 ○
9:50 (15)	異方的超伝導体における渦糸コア内での準粒子散乱率の磁場角度依存性 阪府大院工 東陽一	I2 ○
10:05 (15)	走査トンネル分光法による $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ 渦糸芯電子状態の微細構造の研究 東大物性研 吉澤俊介	I3 ○
10:20 (20)	走査トンネル分光法によるYNi_2B_2C渦糸詳細測定 東工大理 金子真一	I4 ○
10:40 (20)	無理数filling Josephson 接合配列における磁束ストライプとその自発的乱れ 阪大理 吉野元	I5 ○
11:00 (20)	無理数filling Josephson接合配列におけるAubry転移 東大院工 能川知昭	I6 ○

11:20 昼食

(12:20--13:30)	新奇超伝導II(座長:TBA)	
12:20 (20)	鉄系超伝導体における磁気緩和 東大院工 為ヶ井強	J1 ○
12:40 (15)	Investigation of the field, temperature and angular dependences of the critical current density in Co-doped $BaFe_2As_2$ epitaxial thin films Department of Applied Physics, The Univ. of Tokyo S. Mohan	J2 ○
12:55 (20)	LiFeAs, $FeSe_{1-x}Te_x$単結晶のマイクロ波表面インピーダンス測定 東大院総合文化 高橋英幸	J3 ○
13:15 (15)	鉄系超伝導体BaFe2(As1-xPx)2における対称性の破れ 京大低温物質科学研究センター 笠原成	J4

13:30 休憩(10)

(13:40--14:35)	新奇超伝導III(座長:野島勉(東北大金研))	
13:40 (20)	渦糸コアの影響を取り入れたトルク理論と実験解析 阪府大院工 久保田大地	K1 ○
14:00 (20)	Numerical study of vortex interactions and phase diagram in two-component superconductors 物材機構 S.Z. Lin	K2 ○
14:20 (15)	多バンド超伝導体における時間反転対称性の破れと分数磁束状態 産総研量子凝縮物性 柳澤孝	K3 ○

14:35	閉会(あいさつ)

Photoemission spectrum and pseudogap phenomena in the BCS-BEC crossover regime of an ultracold Fermi gas

[1]慶應義塾大学理工学部、[2]東京理科大学理工学部、[3]ＣＲＥＳＴ（ＪＳＴ）
[1,3]大橋洋士、[2,3]土屋俊二、[1]渡邉亮太、[1]猪谷太輔

フェルミ原子気体（^{40}Ｋ，^{6}Ｌｉ）で近年実現された新しい超流動は、粒子間相互作用の強さや粒子数などの物質パラメータを自在に制御できるという特長に加え、本質的な物理が金属超伝導と同じであることから、系自体の研究は勿論、銅酸化物超伝導に代表される高温超伝導研究に対する「量子シミュレータ」としても関心が持たれている。特に近年、観測技術の発達により、光電子分光型実験がこの系でも可能となり[1]、弱結合から強結合領域に至る幅広い領域での１粒子スペクトルが観測できるようになった。得られたスペクトルは、引力相互作用を次第に強くするにつれ、超流動転移温度以上であっても単純な自由粒子の分散から大きくずれており、強結合効果の典型現象である擬ギャップ効果との関連が指摘されている。

本講演では、フェルミ原子ガス研究の現状から出発、弱結合から強結合領域に至るＢＣＳ－ＢＥＣクロスオーバー領域で観測された光電子分光型スペクトルの異常と擬ギャップとの関連を解明すべく、我々が行ったの研究について紹介する[2-4]。強い引力相互作用とそれに伴う超流動揺らぎをＴ行列近似の範囲で加味した強結合超流動理論に基づき、１粒子励起スペクトル、光電子分光スペクトルの振る舞いをＢＣＳ－ＢＥＣクロスオーバー全域で明らかにする。系全体がトラップされているというこの系の特徴によって、空間的に非一様な擬ギャップ現象が現れること、またそれを考慮すると、実験で観測されたスペクトルの異常が、“超流動揺らぎに起因する擬ギャップ効果”として、フィッティングパラメータなしで定量的に説明できることを示す。この結果は、超流動揺らぎに起因する擬ギャップ現象の解明にこの系が非常に有用であることを明らかにすると共に、強相関領域であっても、あいまいな要素なしに実験的にも理論的にも完全にコントロールできるという、「量子シミュレータ」としての能力をフェルミ原子ガスが十分有していることを示している。

参考文献

[1] J. Stewart, J. Gaebler, and D. Jin, Nature **454** (2008) 744.
[2] S. Tsuchiya, R. Watanabe, and Y. Ohashi, Phys. Rev. A **80** (2009) 033613.
[3] S. Tsuchiya, R. Watanabe, and Y. Ohashi, Phys. Rev. A **82** (2010) 033629.
[4] R. Watanabe, S. Tsuchiya, and Y. Ohashi, Phys. Rev. A **82** (2010) 043630.

人工原子としての超伝導量子ビット

NEC グリーンイノベーション研究所・理化学研究所

中村 泰信

超伝導量子ビットは超伝導電気回路における電磁場モードの量子化を利用して構成される．例えば LC 共振回路では調和振動子が実現し，等間隔のエネルギー準位が得られるが，非線形インダクタとして働くジョセフソン接合を含む回路ではその非調和性によりエネルギー準位間隔は非等間隔になり，いわば人工の原子のように振舞う．超伝導量子ビットはそのうちの２つの準位を利用するものである．

この人工原子はミクロンから時にはミリメートルのスケールの回路上に構成され，通常の原子と比べるとはるかに大きい．それに付随してこの人工原子の持つ電気あるいは磁気双極子モーメントも原子のそれと比べてずっと大きくなる．一方，同じくチップ上に形成される超伝導共振回路や超伝導伝送線路においては，マイクロ波周波数帯の電磁場モードが波長よりずっと小さい空間スケールに集束されるため，その電場あるいは磁場の振幅が増強される．これらの結果，人工原子としての超伝導量子ビットと超伝導共振器あるいは超伝導伝送線路中の電磁場モードとの結合は大変強くなり，両者の間でコヒーレントな相互作用が実現する．

本講演では，そのような効果が如実に現れる一例として，コプレーナ型１次元伝送線路に結合した超伝導量子ビットを用いたマイクロ波帯における量子光学実験を紹介する．共鳴蛍光による完全反射[1]，電磁誘起透過現象[2]，誘導放出によるマイクロ波増幅[3]などが観測されている．

参考文献

[1] O. Astafiev, A. M. Zagoskin, A. A. Abdumalikov, Jr., Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, Science **327**, 840 (2010).

[2] A. A. Abdumalikov, Jr., O. Astafiev, A. M. Zagoskin, Yu. A. Pashkin, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, Phys. Rev. Lett. **104**, 193601 (2010).

[3] O. Astafiev, A. A. Abdumalikov, Jr., A. M. Zagoskin, Yu. A. Pashkin, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, Phys. Rev. Lett. **104**, 183603 (2010).

３次元ナノ構造超伝導体の渦糸構造と準粒子構造

大阪府立大学工学研究科数理工学分野

加藤勝、大島成旭

これまで、ナノサイズ，もしくはミクロンサイズの超伝導体を、微視的 Bogoliubov-de Gennes 方程式を数値的に解くことによって調べてきた。このとき、計算上の制限から、２次元の計算を行ってきた。２次元の微視的なシミュレーションから、磁場下での準粒子の表面束縛状態の発生[1]や、巨大磁束のまわりの準粒子構造[2]、準粒子構造から見た渦糸分子の発生[3,4]、超伝導転移温度の異常な上昇[4]等の結果を得てきた。

その拡張として有限要素法を用いる３次元のシミュレーション方法を開発している[6]。この方法を用いて、ナノサイズの直方体形状の超伝導体や、固有 Josephson 接合における磁場下での磁束構造や準粒子構造を調べている。図には固有ジョセフソン接合中のジョセフソン磁束まわりの秩序変数と準粒子構造を示す。

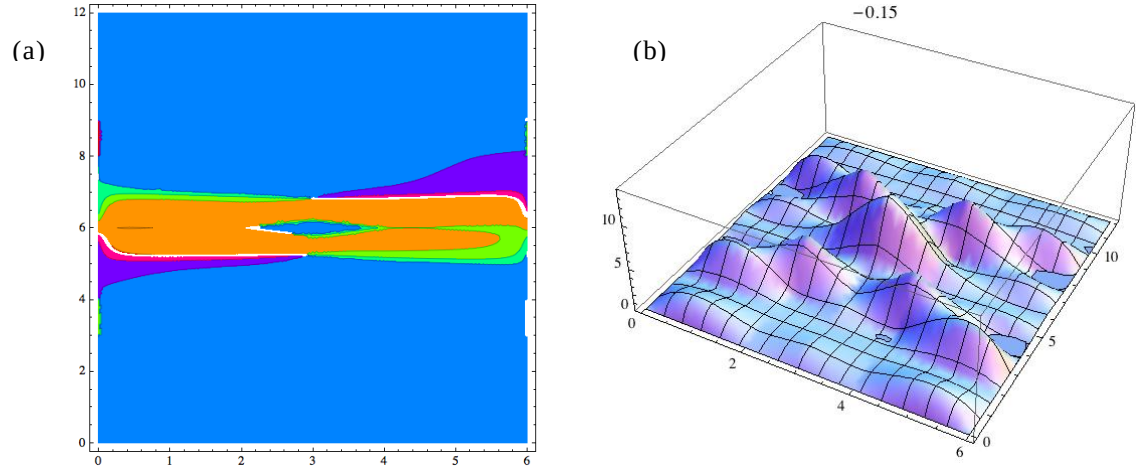


図　ジョセフソン磁束まわりのオーダーパラメータの位相(a)とジョセフソン磁束まわりの準粒子構造

引用（参照）文献

[1]　M. Kato, H. Suematsu, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida, J. Phys. Chem. Solids, **67** (2006) 369.

[2] H. Suematsu, M. Kato, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida, Physica C, **463-465**, (2007) 262.

[3] H. Suematsu, M. Kato, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida, AIP Conf. Proc. **850** (2006) 777.

[4] H. Suematsu, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida, M. Kato, J. Phys. Soc. Jpn., **89** (2010), in press.

[5] H Suematsu, M Kato, T Ishida, J. Physics: Conf. Ser., **150**, 052250 (2009).

[6] S. Oshima, M. Kato, J. Phys. Chem. Solids, to be published.

高温超伝導体表面の STM,MFM によるナノ加工

物質･材料研究機構　超伝導材料センター　　平田　和人、町田　理、
Thakur Ajay, 大井修一、立木　実、茂筑　高士

Nano-structuring on the surface of high T_c-superconductors

National Institute for Materials Science, Kazuto Hirata, Tadashi Machida,
Ajay Thakur, Shuuichi Ooi, Minoru Tachiki, Takashi Mochiku

これまで超伝導体に人工的な周期的空孔或いは磁性ドット格子を導入する方法として、フォトリソ、電子線リソ、FIB ミリング等の加工が主に用いられてきた。我々のグループではこれらの方法を使って、図１(Nb 薄膜の場合)のような周期的空孔格子を Nb,NbN,Bi-2212 超伝導体に作製し、磁束量子フロー抵抗測定、マイクロホール素子による磁化測定を行うことで周期的空孔格子の磁束量子ピン止め機構を解明してきた。最近、これまでの手法とは異なる方法でナノ構造空孔格子を作成する方法として、STM,MFM による加工を検討しているので報告する。

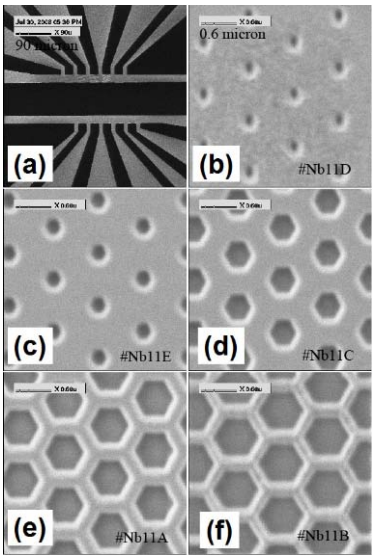


図１．　Nb 超伝導体薄膜に形成した周期的空孔格子。

STM,MFM による加工はナノサイズの曲率を有する STM,MFM 短針を利用して超伝導体表面の加工を行う。加工は雰囲気を空気、短針と試料表面との間に電圧をかけ、その間にある水分を超伝導表面物質と反応させることによって行われる。したがって、本加工には空気中の湿度調節が必要となる。装置構成としては比較的簡便にでき、STM,MFM 装置、湿度調節器があれば可能である。Bi-2212 表面上の加工例を図 2 に示した。図はマイクロ波共鳴 STM によって得られた像で図の横幅が５μm である。数百 nm 以下の加工精度は十分に可能である。加工領域は超伝導体物質と水との反応によって起こるため、酸化物から構成されていると予想される。講演では STM、MFM 測定結果について行い、かつ、マイクロ波 STM 測定との結果から、加工された領域についての構成物質、導電性について議論を行う。現状では加工精度の向上と周期的空孔格子の形成を行っており、将来的には、実際に測定を行い、微細な構造における磁束量子の振舞を解明する予定である。

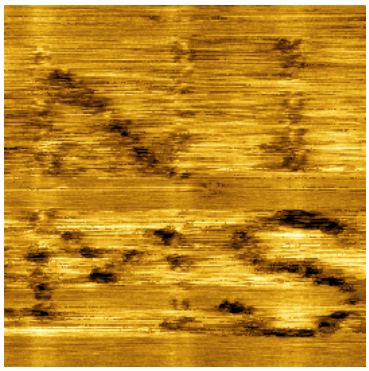


図２．　共鳴周波数の Mapping (横幅 5μm)

様々な微細孔格子を導入した Bi2212 における渦糸系の相転移

物質・材料研究機構　超伝導材料センター

大井修一、茂筑高士、平田和人

高温超伝導体 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ (Bi2212)で明らかにされてきたパンケーキ渦糸量子系のもつ多彩な渦糸状態の人工的な制御に向けて、我々は、単結晶の劈開により得られる良質 Bi2212 薄膜へ微細加工技術を用いて規則的な微細孔格子を導入し渦糸状態の変化を調べてきた。これまでに、ランダムな孔配置では特に異常が見られない一方[1]、正三角格子や正方格子のような規則的な孔配列の場合には、面内臨界電流および渦糸フロー抵抗に、従来超伝導体同様、マッチング効果が現れることを見出した[1,2]他、試料表面に形成された僅かな規則的な凹凸によっても明瞭なマッチング効果を観察した[3]。さらに、孔形状が空間的に非対称な試料では渦糸ラチェット効果を確認[4]、また試料によっては著しい分数マッチングが見られること[5-7]や渦糸固体-液体の相転移と考えられる抵抗ジャンプが現れることを明らかにしてきた。

測定試料数が増えるに従い分かってきたことは、微細孔の密度や孔径による違いだけでなく、形状的には同じように作製された試料においても、分数マッチング効果や明瞭な抵抗ジャンプが観察できる場合とできない場合があるということである。どのような因子がこのような現象の出現を決めているかを明らかにすることは、再現性を保証する意味でも重要である。講演では、微細孔格子の孔径依存性、孔密度依存性、膜厚の違いによる影響を紹介するとともに、現状での微細孔格子をもつ Bi2122 の渦糸相図について議論したい。

[1] S.Ooi, T.Mochiku, S. Ishii, S. Yu, K. Hirata, Physica C **445-448** (2006) 260.

[2] S.Ooi, T.Mochiku, S.Yu, E.Sadki and K.Hirata, Physica C **426-431** (2005) 113.

[3] S. Ooi, T. Mochiku, K. Hirata, Physica C **463-465** (2007) 271.

[4] S. Ooi, T. Mochiku, K. Hirata, Physica C **468** (2008) 1291.

[5] S. Ooi, T. Mochiku, K. Hirata, Physica C **460-462** (2007) 1220.

[6] S. Ooi, T. Mochiku, K. Hirata, Physica C **469** (2009) 1113.

[7] S. Ooi, T. Mochiku, K. Hirata, J. Phys. Conf. Ser. **150** (2009) 052203.

大型実験施設の強磁場マグネットを用いた走査トンネル顕微鏡の開発

東北大金研

西嵜照和，小林典男

本研究の目的は，これまでの走査トンネル顕微鏡(STM)では未踏の強磁領域において局所電子状態の測定を可能にし，強相関電子系物質の電子状態の変化や高温超伝導体の渦糸状態について，ナノスケールの実空間観察を行うための STM 装置と測定環境を構築することである．そのために，最高磁場 30T の東北大金研ハイブリッドマグネット(30T-HM) と最高磁場 18T の冷凍機冷却マグネット(18T-CSM)で使用可能な強磁場 STM の開発を行ってきた[1-3].

STM 測定では探針-試料表面の距離を原子スケールでコントロールすることが必要であり，大型施設に設置されている共同利用型強磁場マグネットでは環境ノイズが大きな障害となる．このような問題点を解決するために，(a)小型の STM ヘッドの作製，(b) 完全非磁性除振台の作製，(c) 環境振動ノイズ計測，などを行った．

18T-CSM の冷凍機による振動ノイズは開発した除振台を用いて除去することができ，HOPG の STM 測定では 18T の高磁場まで原子分解能を持った STM 像の観測に成功した． 30T-HM では機械的振動に加えて水冷マグネットによる音響振動が重大なノイズ源になることが分かった．除振台に加えて音響シールドを導入した結果，30T-HM 中において探針-試料間を~0.2Å 程度の分解能で制御することが可能になり，23T において 1 原子層ステップの観測に成功した．

文献

[1] 西嵜照和，小林典男，日本物理学会 2007 春(19aPS-130)

[2] T. Nishizaki and N. Kobayashi, J. Phys.: Conf. Series 150 (2009) 012031.

[3] 西嵜照和，小林典男，日本物理学会 2010 春(20pPSA-52)

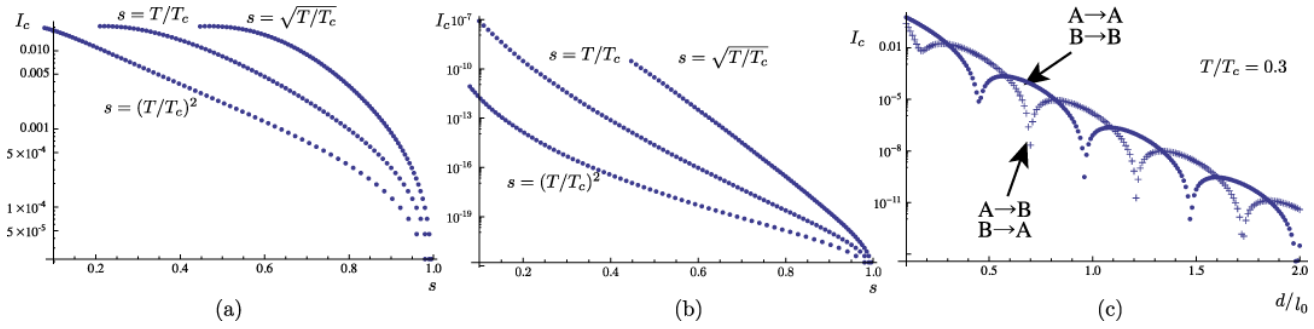
グラフェンにおける超伝導近接効果の理論

[A] 秋田大学教育文化学部、[B] 奈良女子大学理学部、[C] 筑波大学物理学系
林正彦[A]、吉岡英生[B]、神田晶申[C]

グラフェンの電気伝導現象は、近年基礎応用の両面から注目を集めている[1]。われわれは、グラフェンと超伝導体を接合した場合の電気伝導現象に関して、超伝導近接効果の観点から研究を行った。具体的には、単層または多層のグラフェンを用いて、超伝導-グラフェン-超伝導接合を作った場合の超伝導臨界電流をトンネル・ハミルトニアンの近似に基づいて計算した[2]。この際、電子が超伝導体・グラフェン間をトンネルする過程を原子スケールの精度で詳細に検討した[3]。

通常、超伝導-正常金属-超伝導接合の臨界電流 I_c は、正常金属における近接効果のコヒーレンス長 ξ を用いて、$I_c \propto \exp(-d/\xi)$（d は接合間距離）と書けることが知られている。正常金属が clean および dirty な場合の ξ の温度 T に対する依存性は、それぞれ $\xi \propto 1/T$、および $\xi \propto 1/\sqrt{T}$ となる。我々は、単層、および２層の場合についてこの温度依存性が、それぞれ図(a), (b)のように（すなわち $\xi \propto 1/T^2$、および $\xi \propto 1/\sqrt{T}$）変更を受けることを見出した。さらに、２層グラフェンへの場合、トンネルがグラフェンの A, B 副格子(sublattice)のどちらに対して起こるかということが重要であり、入射と放出が同一副格子内で起こる場合（図(c) A→A, B→B）と、異なる副格子間で起こる場合（図(c) A→B）、それぞれにおいては、臨界電流は接合間距離に対して振動的な振る舞いを示すが、その振動は二つを平均すると打ち消しあうことを見出した。

発表では、さらにこれらの振る舞いのドーピング依存性についても議論し、その正常金属との相違点について物理的な議論も行いたい。



図

参照文献

[1] K. S. Novoselov, A. K. Geim, *et al.*, Science **306** (2004) 666.

[2] M. Hayashi, H. Yoshioka and A. Kanda, J. of Phys.: Conf. Ser. 109 (2008) 012014.

[2] M. Hayashi, H. Yoshioka and A. Kanda, Physica C (in press).

固有ジョセフソン接合における自発発生外場下の巨視的量子トンネル現象

[1] 産業技術総合研究所、[2]CREST、[3] 東北大金研
知崎陽一 [1,2]、柏谷裕美 [1]、柏谷聡 [1]、小山富男 [2,3]、川畑史郎 [1,3]

量子トンネル現象は、量子力学に特有であり、化学反応、Bose-Einstein 凝縮、ジョセフソン接合等、さまざまな系に現れる。特にジョセフソン接合の巨視的量子トンネル現象(MQT)は、量子化準位のエネルギーやポテンシャルバリアの高さなどのパラメータを実験的に容易に調節できるため、盛んに研究が行われている。近年、固有ジョセフソン接合においても MQT が観測[1]され、非常に注目を集めている。固有ジョセフソン接合は、原子スケールで積層する天然のジョセフソン接合列をなしており、電磁相互作用が非常に強く、遮蔽されずに遠くの接合まで及ぶ。このため固有ジョセフソン接合の MQT は非常に興味深い振る舞いを示す。例として、1 つの接合が有限電圧状態にスイッチ(第 1 スイッチング)した後、別の接合がスイッチングを起こす現象(第 2 スイッチング現象)が観測[2]-[4]され、第 2 スイッチングの脱出率は、第 1 スイッチングの MQT 率に比べ異常に増大することが確認されている。しかしながら、この脱出率の異常増大の起源は明らかにされていない。そこで、本研究において、第 2 スイッチングの脱出率の異常増大を定性的に理解するため、キャパシティブに結合する 2 接合モデル[5]を考え、1 つの接合が有限電圧状態にある場合の MQT 率の計算を行う。このとき、有限電圧状態にスイッチした接合は、自発的外場としてもう一方の接合に影響を与える。この系は、有効的に周期的摂動下の 1 次元モデルとして理解することができるので、時間依存 WKB 法[6]を用いて MQT 率を計算できる。その結果、MQT 率は共鳴的に増大する事がわかった。また、MQT 率は、共鳴点からずれた点においても増大する事がわかった。

参考文献

[1] K. Inomata, et al. Phys. Rev. Lett. 95, 107005 (2005).
[2] H. Kashiwaya, et al. J. Phys. Soc. Jpn. 77, 104708 (2008).
[3] K. Ota, et al. Phys. Rev. B 79, 134505 (2009).
[4] P. A. Warburton, et al. Phys. Lev. Lett. 103, 217002 (2009).
[5] T. Koyama, J. Phys. Soc. Jpn. 70, 2114 (2001).
[6] M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B 37, 75 (1988).

Bi 系固有接合のスイッチングダイナミクス

所属　産総研[A]、名古屋大学[B]
柏谷聡[A]、柏谷裕美[A]、松本哲朗[A]、柴田肇[A]、知崎陽一[A]、川畑史郎[A]、田仲由喜夫[B]

銅酸化物において量子ビットを実現するためには、高品質なジョセフソン接合の作成とスイッチングダイナミクスの十分な理解が必要である。高品質なジョセフソン接合は、現在までのところ固有接合を用いる方法が最も安定しており、接合作成プロセスも比較的単純である。しかし金属系超伝導体を用いたジョセフソン接合とは異なり、ペアの対称性はｄ波であり、ギャップにはｋ空間内にノードが存在する。また固有接合はスタック構造を有しているため、接合間の電磁気的なカプリングの影響が無視できない。これらの効果がスイッチングダイナミクスにどのような影響を与えるかを明らかにするために、Bi2212 系、および Bi2201 系の固有ジョセフソン接合を作成し、スイッチングダイナミクスの温度依存性、スイープレート依存性、負荷抵抗依存性などの測定を行った結果について報告する。

Bi2212 系では MQT の観測、パルス量子化の観測など、金属超伝導体に極めて類似した量子ダイナミクスの観測に成功した[1-2]。これらの観測は将来的に量子ビット実現が可能であることを示唆する。また高次のスイッチング揺らぎの増大など新しい現象の観測も行った[2]。一方、より接合間の結合が強い Bi2201 系では隣接する接合が同時にスイッチするマルチ接合スイッチング現象などの、新しいスイッチングプロセスの観測に成功した[3]。これは外部負荷抵抗で量子ダイナミクスの制御が可能であることを示唆しており、固有接合系が、結合した多体系の量子ダイナミクス研究の良い舞台であることを意味している。

[1] H. Kashiwaya, T. Matsumoto, H. Shibata, S. Kashiwaya, H. Eisaki, Y. Yoshida, S. Kawabata, and Y. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) 104708.
[2] H. Kashiwaya, T. Matsumoto, S. Kashiwaya, H. Shibata, H. Eisaki, Y. Yoshida, S. Kawabata, Y. Tanaka, Physica C 468 (2008) 1919.
[3] H. Kashiwaya, T. Matsumoto, H. Shibata, H. Eisaki, Y. Yoshida, H. Kambara, S. Kawabata1, and S. Kashiwaya, Applied Physics Express 3 (2010) 043101.

強磁性絶縁体を介したジョセフソン接合における原子スケール 0–π 転移の理論

S. Kawabata[1], S. Kashiwaya[1], Y. Tanaka[2], A. A. Golubov[3] & Y. Asano[4]

[1]*National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, Japan*

s-kawabata@aist.go.jp

[2]*Department of Applied Physics, Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan*

[3]*Faculty of Science & Technology, University of Twente, Enschede, The Netherlands*

[4]*Department of Applied Physics, Hokkaido University, Sapporo 060-8628, Japan*

A superconducting ring with a π-junction made from superconductor (S) / ferromagnetic-metal (FM) / superconductor (S) exhibits a spontaneous current without an external magnetic field and the corresponding magnetic flux is half a flux quantum in the ground state [1]. Such a π-ring provides so-called ”quiet qubit” that can be efficiently decoupled from the fluctuation of the external field [2]. However, the usage of FM gives rise to strong Ohmic dissipation. Therefore, the realization of π-junctions without FM is highly desired for qubit applications. We theoretically consider the possibility of the π-junction formation in the mesoscopic Josephson junctions with ferromagnetic insulators (FI) by taking into account the band structure of such materials explicitly[3]. In the case of the fully polarized FIs, e.g., La_2BaCuO_5 (LBCO) and K_2CuF_4, we found the formation of a π-junction and a novel atomic-scale 0-π transition induced by increasing the FI thickness L_F [4]. Based on above peculiar results, we show that stable π-junction can be realized in junctions based on high-T_c superconductors with LBCO barrier. We will also discuss possibility of the atomic-scale 0-π transition in magnetic intrinsic junctions (Ruthenocuprates) and oxide superlattices. Such FI-based Josephson junctions may become an element in the architecture of future quantum information devices [2].

References

[1] L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii, and A. A. Sobyanin, *JETP Lett.* **25** (1977) 291.

[2] L B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man, A. L. Fauchere, and G. Blatter, *Nature* **398** (1999) 679.

[3] S. Kawabata, and Y. Asano, *Int. J. Mod. Phys. B* **23** (2009) 4320.

[4] S. Kawabata, Y. Asano, Y. Tanaka, A. A. Golubov, and S. Kashiwaya, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 117002.

Nonlocal entangled electrons in a SQUID-like system

WPI Center for Materials Nanoarchitectonics, National Institute for Materials Science, Tsukuba

Zhi Wang and Xiao Hu

Nonlocal entangled electron pairs are important both in fundamental and application aspects. Recent experiments explored the possibility of creating nonlocal entangled electron pairs via splitting Cooper pairs in superconductor [1,2], which has been predicted theoretically [3]. In order to investigate this Cooper pair splitting phenomenon, we studied Josephson current of spin-entangled electrons through the two branches of a SQUID-like structure with two quantum dots [4]. It is shown that the split-tunneling Josephon current exhibits a magnetic-flux response different from the conventional Josephson current. Due to their interference, the period of maximum Josephson current changes from h/2e to h/e, which can be used for detecting the Cooper-pair splitting efficiency. It is revealed that the nonlocal spin entanglement provides a quantum mechanical functionale for switching on and off this novel Josephson current. We explicitly formulate a switch by including a pilot junction. It is shown that the device can be used to measure the magnitude of split-tunneling Josephson current.

References:

[1] L. Hofstetter, S. Csonka, J. Nygård and C. Schönenberger, Nature **461**, 960 (2009).

[2] Jian Wei and V. Chandrasekhar, Nature Physics **6**, 494 (2010).

[3] P. Recher, E. V. Sukhorukov, and D. Loss, Phys. Rev. B **63**, 165314 (2001).

[4] Z. Wang, and X. Hu, arXiv: 1009.6028 (2010).

高速駆動された渦糸格子の量子融解と格子方位

東工大院理工、九大高等教育セ[A]

大熊　哲、嶋本大祐、小久保伸人[A]

駆動された渦糸固体が進行方向に対しどのような格子方位を取るかは，興味ある基本的問題である。古くから理論[1]・シミュレーションによって議論がされてきたが，その物理は十分に解明されていない。我々はこの問題を明らかにするため，アモルファスMo_xGe_{1-x}膜に対しモードロック(ML)共鳴法を用い，フローする渦糸格子の格子方位の問題を実験的に調べてきた[2]。これまでに高温域では，磁場を増大させると静的融解磁場B_cの手前の秩序-無秩序転移磁場B_p（depinning電流のピーク磁場）付近で，フロー方向が三角格子の一辺に垂直な垂直フローから，一辺に平行な平行フローへと格子が回転することを観測した。この方位が変わる磁場をB_{ori}と定義する。一方，低温域では量子ゆらぎの効果を反映し，駆動された渦糸格子の融解磁場（ML共鳴が消失する動的融解磁場）曲線$B_{c,dyn}(T)$は温度依存性が弱くなり，静的融解曲線$B_c(T)$から下にそれ，$B_p(T)$付近まで大きく減少する。したがって動的量子融解が観測される低温域で，フローする渦糸格子の格子方位が磁場に対してどのように変化するかは自明ではない。ところで最近のシミュレーション[3]によると，並進運動する渦糸格子の格子方位はピン止め力に依存し，ピン止め力が存在する場合には垂直方位，存在しない場合には平行方位をとることが予想されている。以下のことを明らかにした。

(1)　直流電流に重畳させる交流電流の振幅または周波数を増大させ，渦糸系の最大速度vをML共鳴が最もよく観測される速度より大きくしていくと，格子方位は垂直から平行方位に変化する傾向を示す。高速にするほど渦糸系が感じる動的ピン止め力が減少することから，この結果はシミュレーション[3]の予想と一致する。

(2)　直流と交流の速度を独立に変化させ，合成した最大速度vに着目すると，垂直方位から平行方位へ移り変わるvの臨界値があることがわかった。

(3)　垂直から平行方位へ変わる磁場B_{ori}は駆動速度にほとんど依らず温度だけで決まる。さらに，B-T相図内での$B_{ori}(T)$の形は，静的な臨界磁場$B_c(T)$または$B_p(T)$の形とは似ておらず，動的融解磁場$B_{c,dyn}(T)$の形とよく似た相似形をしている。これらの事実は，B_{ori}における格子方位の変化の起源が，（熱的か量子的かを問わず）動的融解直前での動的ピン止め力の減少にあることを意味する[4]。

[1] A. Schmid, W. Hauger, J. Low Temp. Phys. 11 (1973) 667.

[2] SO *et al.*, PRB 80 (2009) 132503: 80 (2009) 220501(R): N. Kokubo *et al.*, Physica C 470 (2010) 43.　[3] N. Nakai, N. Hayashi, M. Machida, Physica C 469 (2009) 110.

[4] SO *et al.*, PRB, submitted for publication.

渦糸系における可逆不可逆転移とディピニング転移

東工大院理工

本橋あゆみ，津川裕斗，大熊哲

コロイド粒子系において粒子を周期駆動させると，駆動振幅の増大に伴い，各周期後に粒子が初期位置に戻る可逆フローから，戻らなくなる不可逆フローへと動的相転移する現象が報告された[1]。これを可逆不可逆転移(RIT)という。さらに定常状態へ向かう緩和時間が存在し，これが RIT 転移点で発散することが見出された[2]。ところで病気の伝染や人口変動のモデル，あるいは砂山等で現れる自己組織化現象では，ゆらぎのある定常状態（不可逆的）から，ゆらぎのない静止状態（可逆的）への動的相転移が起こることが知られている。これを absorbing 転移という。最近のシミュレーションでは，RIT と absorbing 転移とは同じユニバーサリティクラスに属すると予想されている[2,3]。

我々はこれらの動的相転移の普遍性を調べるため，コロイド系とよく似た形状もつコルビノディスク型のアモルファス Mo_xGe_{1-x} 膜を準備し，渦糸系を円周上で往復運動させた。図 1(a)に示すように，駆動振幅 d がある閾値 d_c を越えると電圧ノイズ S_v が発生すること，さらに電圧が定常状態に達する緩和時間 τ_1 が存在し，それが d_c で両側から発散することを見出した。シミュレーションの結果と合わせると，これらの事実は d_c で RIT および absorbing 転移が起こっていることを示す。

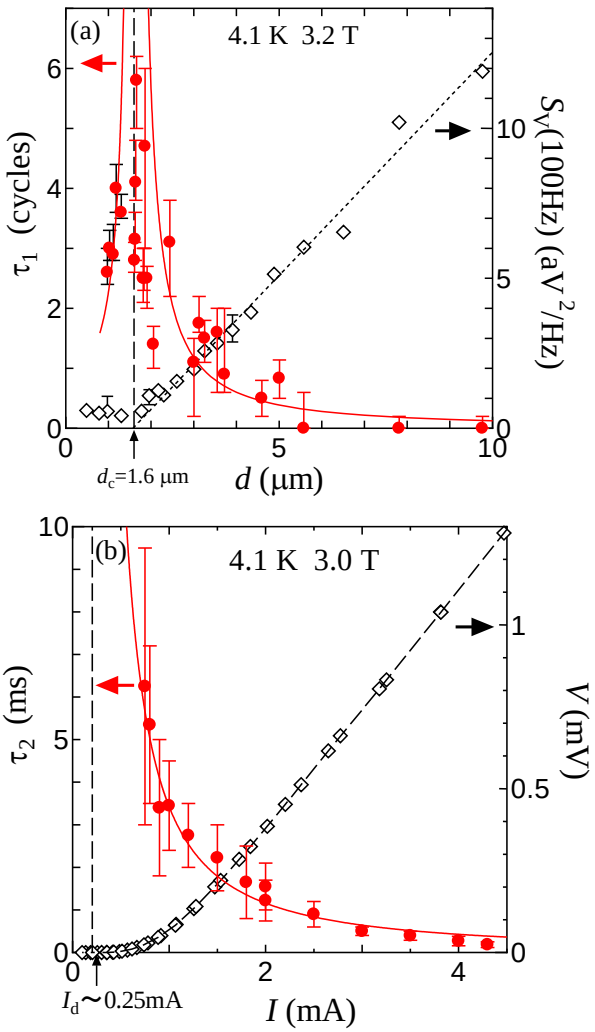


図 1 (a) RIT を示す τ_1 と S_v の d 依存性. (b)ディピニング転移を示す τ_2 と V の I 依存性.

ところで相互作用する多粒子系ではディピニングと呼ばれる現象が知られ，渦糸系[4]をはじめ多くの物理系で観測されている。Reichhardt らは緩和時間まで考慮したシミュレーションを行い，ディピニングが RIT と同じユニバーサリティクラスに属する動的相転移であることを予想した [3]。しかしこれを示す実験はまだない。

我々は同じ実験系を用いて，このディピニング転移の実験的検証も試みた。結果を図 1(b)に示す。鋭い立ち上がりをもつ直流電流 I ($>I_d$)を印加して渦糸系を駆動すると，電圧 V は急激に立ち上がった後，定常状態に向かって減少した。この緩和時間 τ_2 を I に対してプロットすると，静的なディピニング電流 I_d 付近で発散した。これは I_d で，動的相転移であるディピニング転移が起こっていることを示す。動的測定から求めた２つの緩和時間 τ_1 と τ_2 は共に，定常状態における閾値 d_c と I_d でそれぞれべき発散し，これらの臨界指数も理論の予想する値とほぼ一致した。以上の結果は，渦糸系においても RIT とディピニング転移が存在し，これらが absorbing 転移と同じユニバーサリティクラスに属することを示している。

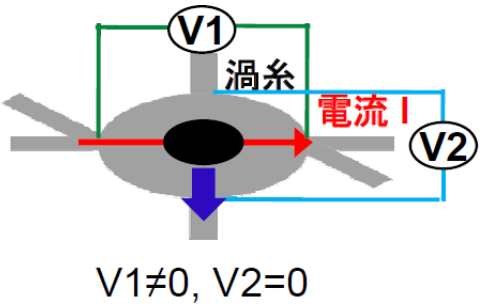
[1] D. J. Pine *et al.*, Nature **438**, 997 (2005). [2] L. Corte *et al.*, Nat. Phys. **4**, 420 (2008).
[3] C. Reichhardt *et al.*, PRL **103**, 168301 (2009). [4] M. B. Luo, X. Hu, PRL **98**, 267002 (2007).

メゾスコピック超伝導体における過剰抵抗と単一渦糸フロー

物質材料研究機構(NIMS)[A]、筑波大数理物質[B]
原田淳之[A]、榎本健悟[A]、矢ヶ部太郎[A]、木俣基[A]、土屋聡[A]、栗田伸之[A]、
小玉恒太[B]、寺嶋太一[A]、宇治進也[A,B]
Single vortex flow and excess resistance in mesoscopic superconductors
[A] National Institute for Materials Science, [B] University of Tsukuba
A. Harada[A], K. Enomoto[A], T. Yakabe[A], M. Kimata[A], S. Tsuchiya[A], N. Kurita[A],
K. Kodama[B], T. Terashima[A], S. Uji[A,B]

超伝導コヒーレンス長と同スケールにあるメゾスコピック超伝導は試料の形状・境界条件が超伝導状態に大きく影響を与え、バルク超伝導体では観測されない特異な振る舞いが観測される[1]。その中の１つに超伝導転移温度近傍で観測される過剰な電気抵抗(ノーマル抵抗よりも電気抵抗が高くなる現象)が挙げられる[2]。ディスク形状の微小 Al の過剰抵抗は磁場中で顕著となりノーマル状態の抵抗値の～8 倍にも増大する[3]。これまでに我々は様々な大きさの微小 Al ディスクを作製し、電気抵抗の詳細な温度-磁場依存性を調べた結果、過剰抵抗が発生する温度-磁場領域で微小 Al ディスクは依然超伝導状態にある可能性を示した。つまり試料は渦糸フロー状態にあり、この微小超伝導体における渦糸フローが何かしら過剰抵抗の増大に関与している可能性を指摘してきた。駆動した渦糸と RF 高周波電流を共鳴させる手法(Mode-locking)[4] により渦糸フローの観測にも成功している。また同形状で十分大きなディスク試料でも程度の大きさの過剰抵抗が観測されたことから、単純に微小超伝導体における渦糸フローのエネルギー散逸として解決できない。今回我々はメゾスコピック超伝導で観測される過剰抵抗と渦糸フローがどのように関わっているのかをもう少し深く突き進めて考えたい。また試料のトポロジーに反映された渦糸フローも観測されたので、その実験結果も紹介したい。

[1] V. V. Moshchalkov *et al.*, Nature **373**, 319 (1995).
[2] P. Santhanam *et al.*, PRL **66**, 2254 (1991).
[3] K. Enomoto *et al.*, Physica E **29**, 584 (2005)
[4] N. Kokubo *et al.*, PRL **88**, 247004 (2002).



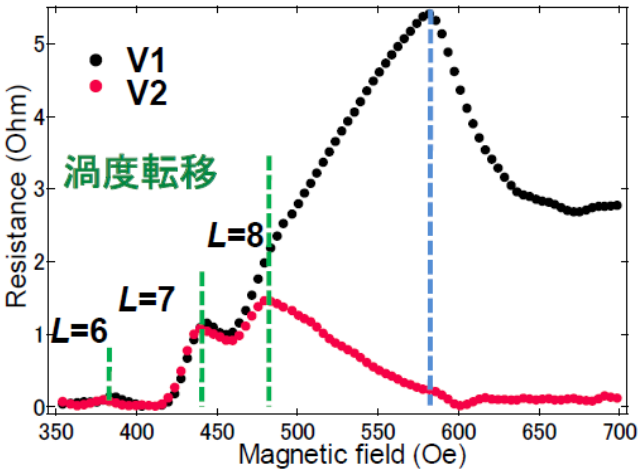


図: (左)試料と測定のセッティングのイラスト。(右)直径 0.7μm 試料における電圧 V_1, V_2 の磁場依存性。

Simulation on ac-driven flux lines with point-like pins

WPI Center for Materials Nanoarchitectonics, National Institute for Materials Science, Tsukuba

Wei-Ping Cao, Meng-Bo Luo and Xiao Hu

Using numerical simulations, we study the dynamics of flux lines in type-II superconductors with point-like pinning centers under ac driving. It is found that the velocity exhibits hysteresis behaviors with respect to the instantaneous driving force. We observed scaling behaviors of the velocity at small frequencies and forces close to the zero-temperature dc depinning force F_{c0} [1,2]. With the scaling analysis, we have succeeded in evaluating the dynamical exponent z in the combination of νz, where ν is the critical exponent of correlation length.

We have also simulated the relaxing process of a rigid triangular flux-line lattice in presence of point-like pinning centers when a dc force is applied. Due to the collective pinning mechanism, the effective pinning force increases as the lattice relaxes. When the dc driving is smaller than F_{c0}, the flux lines will finally be pinned to static after travelling some distance. This travelling distance diverges in a power-law way as the driving force approaches F_{c0} from below. With the assistance of finite-size scaling [3], we have evaluated the critical exponent ν.

In this talk, the details of our study will be reported. Scaling laws will also be discussed based on our estimation of the critical exponents.

Reference

[1] A. Glatz, T. Nattermann, and V. Pokrovsky, Phys. Rev. Lett, 90, 047201 (2003)

[2] M. B. Luo and X. Hu, Phys. Rev. Lett, 98, 267002 (2007)

[3] L. Roters, A. Hucht, S. Lubeck, U. Nowak, and K. D. Usadel, Phys. Rev. E, 60, 5202 (1999)

Superconducting networks of MoGe films prepared by DC sputtering method

Ho T. Huy[A], K. Hamatani[A], Y. Kodama[A], M. Miyanari[A], T. Uemura[A], T. Yotsuya[C], M. Hayashi[B], T. Ishida[A,C]

Department of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University[A],
Faculty of Education and Human Studies, Akita University[B]
NanoSquare Research Center, Osaka Prefecture University[C]

Amorphous superconducting films with weakened pinning have been strongly attracted to researchers in the recent years. The MoGe films were prepared by DC sputtering apparatus with three targets and a load lock chamber. We employ a single MoGe (Mo:Ge=80:20 at.%) alloy target to ensure reproducibility of films rather than pure Mo and Ge targets appeared in literature [1]. To avoid crystallization the temperature of silicon substrate was kept close to room temperature by water cooling and the amorphousness of the film was confirmed by X-ray diffraction. The EDX analysis showed that the stoichiometry of deposited MoGe thin films is almost equivalent with that of the MoGe target. Our film has T_c = 6.3 K. By measuring the temperature dependence of electrical resistivity in different magnetic fields, we estimated the coherence length $\xi(0)$ = 5.25 nm by $\xi(0) = \sqrt{\Phi_0 / 2\pi H_{c2}(0)}$ with the upper critical field $H_{c2}(0)$ at T=0.

Vortex configuration was observed by mean of a scanning quantum interface device (SQUID) microscope. The vortex distribution in networks was in good agreement with the calculation based on Ginzburg-Landau (GL) theory in our preceding reports [2,3,4]. The vortex image obtained by SQUID microscope was improved by applying mathematical method [5].

References

[1] S. Yoshizumi, W. L. Carter, and T.H. Geballe, J. Non-Cryst. Solids 61-62, 589 (1984).
[2] H. Noda, H. Yoshikawa, O. Sato, M. Kato, K. Satoh, T. Yotsuya and T. Ishida, Physica C 426-431, 99-103 (2005).
[3] M. Hayashi et al, Physica C 437–438, 93–95 (2006).
[4] M. Hayashi et al, Physica C 460–462, 1226–1227 (2007).
[5] M. Hayashi et al, Physica C 468, 801–804 (2008).

トンネル接合型マイクロ SQUID の開発と分子磁性体磁化反転ダイナミクスの観測

[1]筑波大物理、[2]TIMS、[3]筑波大化学
斎藤政通[1,2]、海老名宏[1]、大塩寛紀[3]、大塚洋一[1,2]

トンネル接合型マイクロ SQUID(図 1)は、測定に伴うジュール発熱が既存のマイクロ SQUID の 10^{-7} 倍と非常に小さく、試料に与える熱的撹乱の影響を無視でき、さらに連続的な測定が可能であるなど、分子磁性体など微小試料の低温での磁化緩和過程を観測するのに理想的な測定手段である。

分子磁性体は高スピン基底の多核錯体であり、量子トンネルによる磁化反転が低温で見られる物質である。分子間相互作用が弱いため、各分子は孤立系と見なすことができ、磁化の量子トンネリングは Landau-Zener-Stückelberg モデルにより説明される。しかし、磁化の緩和を定量的に説明するには、双極子磁場作用など分子間の磁気的相互作用を考慮する必要がある。分子間の双極子相互作用に関しては、試料内での自己組織化による周期的な磁化分布[1]など、興味深い予測がなされている。

これまでに、トンネル接合型マイクロ SQUID の開発を行い、代表的な分子磁性体である Fe8 の磁化測定を行った。図は温度 70 mK での磁場掃引速度依存性の測定結果である。この測定から磁化の量子トンネリングを特徴付ける階段状の磁化曲線と、磁場掃引速度増加に伴うトンネル確率の減少を確認することができた。

[1] D. A. Garanin and E. M. Chudnovsky, PRL **102**, 097206 (2009).

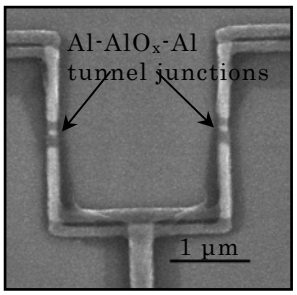


図 1　トンネル接合型マイクロ SQUID の走査電子顕微鏡写真

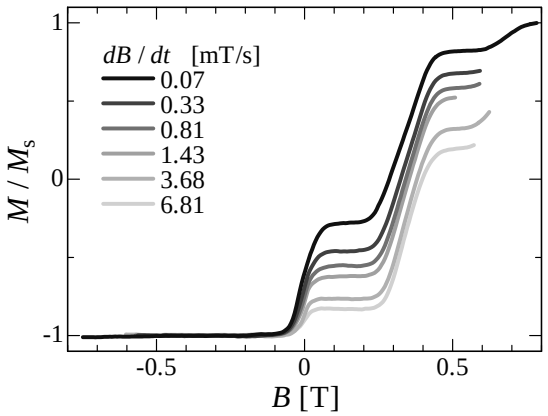


図　Fe_8 クラスターの磁化曲線の磁場掃引速度依存性

固有ジョセフソン接合からのテラヘルツ波発振シミュレーション

東北大学金属材料研究所　小山富男、松本秀樹
原子力機構　太田幸弘、町田昌彦

Ozyuzer et al. [1] により Bi 系固有接合からの THz 波発振が観測されて以来、我々は、その発振機構と発振に寄与する励起電磁モードの解明に向けて固有ジョセフソン接合系に対する数値シミュレーションを行ってきた。本講演では、我々のこれまでの計算の到達点を紹介したい。

我々の計算法の特長は、接合、電極、および、その周囲の真空を含む全空間を丸ごとシミュレーションする点にある。これまでのジョセフソン接合系に対する多くの計算では、接合端で境界条件を課して内部のみを解くという方法がとられている。しかし、発振の問題を扱う場合、接合端でどのような境界条件を課すべきか明瞭ではない。特に、実験で用いられる試料の厚さは１ μm 程度であり、発振されるサブミリ領域の電磁波の波長に比べて極端に薄い。このような系での境界条件は controversial である。我々の全空間シミュレーションでは、このような境界条件の問題を避けることができるとともに、超伝導位相差のダイナミクスに対する電磁発振による輻射補正が自然に取り入れら、かつ、輻射パターンも近似なしに求めることができる。

計算は、現在までのところ２次元モデル（１次元接合のスタック）に限られているが、以下の結果が得られている。（１）発振は、ジョセフソン振動による cavity mode の励起に伴う。（２）半波長モードと１波長モードで励起電磁場の空間対称性が異なる。（３）半波長モードでの発振は、双極子輻射と異なる輻射パターンを示す。（４）半波長モードでの強い発振は、一様電圧状態が非一様電圧状態に転移する不安定領域で生じる。

参考文献

[1] Ozyuzer et al. Science 318 (2007) 1291.

固有ジョセフソン接合における THz 波発振：磁場中発振の接合数依存性と実験との比較

物材機構 計算科学センター　　野々村 禎彦

THz wave emission from intrinsic Josephson junctions: Junction-number dependence of emission in external magnetic fields and comparison with experiments

Computational Materials Science Center, NIMS　Y. Nonomura

固有ジョセフソン接合系に零磁場中で直流電流を印可すると THz 領域の電磁波が発振し [1]、発振状態は系の表面インピーダンス Z の値に応じて大きく変化する [2]。さらに最近、零磁場中で発振を起こす試料に面内磁場を印可した場合の発振状態の変化に関する実験が行われ始め、一見矛盾する報告が行われているが、この違いは Z の違いで説明できることを前回の講演 [3] で示した。すなわち、4 層の接合の上下に周期的境界条件を課した最小サイズの数値計算では、$Z \approx 50$ を境に発振強度の磁場依存性が変化し、発振強度が印可磁場に対して単調減少する Welp らの実験 [4] は $Z \approx 70$ の系、発振強度の磁場依存性に特徴的なピークを観測した八巻らの実験 [5] は $Z \approx 30$ の系に相当すると考えられる。

しかし、単一の接合数の計算結果は八巻らの実験結果を完全には再現しない。実験では 40Oe あたりと 120Oe あたりにふたつの発振強度ピークがあるように見えるが、単一の接合数の計算では零磁場の発振強度ピークがこれらふたつのピークよりも強い。$Z = 10$ の系で接合数依存性を調べると、零磁場で安定な π-kink 状態 [6] から不整合 kink 状態への転移磁場は接合数に反比例し、転移磁場で発振強度は極小になるので、接合数が十分大きければこの転移磁場は零に近づき、零磁場の発振強度ピークは打ち消される。だが、この系では低磁場のピークは接合数とともに急速に弱まり、接合数が十分大きな系で残るのは、同一位相状態に存在する接合数に依存しない高磁場のピークのみになってしまう。

結局、収束に時間のかかる $Z = 30$ の系での計算が、実験結果の理解には必要だった。この系における π-kink 状態の転移磁場の接合数依存性は $Z = 10$ の系と同様だが、低磁場の発振強度ピークは接合数を増やしても殆ど衰えず、ピーク磁場の値も 40Oe 程度で落ち着き、八巻らの実験を良く再現している。

[1] L. Ozyuzer *et al.*, Science **318**, 1291 (2007); K. Kadowaki *et al.*, Physica C **468**, 634 (2008). [2] Y. Nonomura, Phys. Rev. B **80**, 140506(R) (2009). [3] 野々村禎彦, "固有ジョセフソン接合における THz 波発振：磁場中発振の表面インピーダンス依存性", VPWJ2009, Osaka, Japan. [4] U. Welp, private communication. [5] K. Yamaki *et al.*, Physica C in press (Proc. of M^2S-IX). [6] S. Lin and X. Hu, Phys. Rev. Lett. **100**, 247006 (2008); A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **78**, 174509 (2008).

Eigen Modes and THz Radiation of Cylindrical BSCCO Single Crystal Embedded in Dielectric Material

WPI Center for Materials Nanoarchitectonics, National Institute for Materials Science, Tsukuba

Feng Liu, Shizeng Lin & Xiao Hu

Emission of coherent THz electromagnetic (EM) waves has been achieved recently based on the intrinsic Josephson junctions of BSCCO mesa [1]. A novel π kink state is proposed by two of the present authors, which can explain the key experimental results [2,3]. They also pointed out that using a cylindrical mesa one can determine uniquely the proper boundary condition of the Josephson plasma[4], which has been confirmed very recently by an experiment [5].

In the experimental setups to date, the radiation power is limited by the small thickness of mesa, which not only gives a small radiation area, but also results in a nearly perfect-magnetic-conductor boundary condition of the system. In order to overcome this difficulty, we study a thick BSCCO single crystal embedded in a dielectric material. For the simplicity of calculation, the cylindrical geometry is considered here.

We have investigated the eigen modes of EM waves inside the BSCCO single crystal, and revealed the dependence of the eigen frequency on the radius of cylinder and the dielectric constant. Based on these eigen modes, we study the IV characteristics, and the voltage dependence of input power, radiation power and dissipations [1,2,3]. We investigate how these properties change with the dielectric constant outside the BSCCO single crystal. Finally, we discuss on the optimal condition for high radiation power and high dc-ac converting efficiency.

References:

[1] Ozyuzer et al.: Science **318**, 1291(2007)

[2]Shizeng Lin and Xiao Hu: Physical Review Letters **100**, 247006(2008)

[3]Xiao Hu and Shizeng Lin: Supercond. Sic. Technol. **23**, 0530021(2010)

[4]Xiao Hu and Shizeng Lin: Physical Review B **78**, 134510(2008) and **80**, 064516(2009)

[5] Tsujimoto et al.: Physical Review Letters **105**, 037005(2010)

THz emission in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ intrinsic Josephson junction stacks of various geometries

[1]National Institute for Materials Science, Tsukuba 3050047, Japan
[2]Physikalisches Institut – Experimentalphysik II and Center for Collective Quantum Phenomena, Universitaet Tuebingen, Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tuebingen, Germany
[3]Research Institute of Superconductor Electronics, Nanjing University, Nanjing 210093, China

H. B.Wang,[1] S. Guenon,[2] B. Gross,[2] J. Yuan,[1] Z. G. Jiang,[3] Y.Y. Zhong,[3] M. Gruenzweig,[2] A. Iishi,[1] P. H.Wu,[3] T. Hatano,[1]D. Koelle,[2] and R. Kleiner[2]

At high enough input power in stacks of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ intrinsic Josephson junctions a hot spot (a region heated to above the superconducting transition temperature) coexists with regions being still in the superconducting state. Coherent emission in a rectangular sample is observed at large dc input power, where a standing wave formed in the “cold” part of the stack. By changing bias current and bath temperature, the emission frequency can be varied by more than 40%; the variation matches the Josephson-frequency variation with voltage. The linewidth of radiation is much smaller than expected from a purely cavity-induced synchronization. Also reported will be the observation of THz emission and standing waves in intrinsic Josephson junctions of various geometries.

References

[1]. H. B. Wang, S. Guénon, J. Yuan, A. Iishi, S. Arisawa, T. Hatano, T. Yamashita, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. Lett. 102, 017006 (2009).

[2]. H. B. Wang, S. Guénon, B. Gross, J. Yuan, Z. G. Jiang, Y. Y. Zhong, M. Grünzweig, A. Iishi, P. H. Wu, T. Hatano, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. Lett. 105, 057002 (2010).

[3]. S. Guénon, M. Grünzweig, B. Gross, J. Yuan, Z. G. Jiang, Y. Y. Zhong, A. Iishi, P. H. Wu, T. Hatano, D. Koelle, H. B. Wang, and R. Kleiner, arXiv:1005.2341v1 (2010).

固有ジョセフソン接合巨大メサの Lock-in 現象

物質・材料研究機構　ﾅﾉﾃｸﾉﾛｼﾞｰ基盤萌芽ﾗﾎﾞ ﾅﾉ量子ｴﾚｸﾄﾛﾆｸｽｸﾞﾙｰﾌﾟ
羽多野 毅、王 華兵

Bi-2212 固有ジョセフソン接合巨大メサからの THz 電磁波放射が Ozyuzer らにより報告され[1]、発振機構の解明[2,3]・発振パワーの実用領域への増大が喫緊の課題となっている。これらの実験は、固有ジョセフソン接合列自体が空洞共振器となるサイズの巨大メサを用いて、ゼロ磁場条件で行なわれている。

我々は固有ジョセフソン磁束フロー電圧による交流ジョセフソン効果と THz 空洞共振発振が一致する条件で、0.5THz までの共振現象を研究してきたが[4,5]、その前提条件として、磁束量子の接合層への Lock-in（パンケーキ磁束を伴わない、ジョセフソン磁束）が必要である[6]。メサのサイズが大きくなるほど、Lock-in させるための角度設定が厳しくなることが知られており[7]､磁場下での THz 発振には、この前提条件をクリアする必要がある。固有ジョセフソン接合巨大メサの Lock-in 現象について報告する。

引用文献

[1] “Emission of Coherent THz Radiation from Superconductors”, L. Ozyuzer, *et al*., **Science 318**, 1291 (2007).

[2] “Hot spots and waves in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, intrinsic josephson junction stacks: A study by low temperature scanning laser microscopy,” H.B. Wang, S. Guénon, J. Yuan, A. Iishi, S. Arisawa, T. Hatano, T. Yamashita, D. Kölle, and R. Kleiner, **Phys. Rev. Lett.**, 102, 017006 (2009).

[3] “Coherent Terahertz Emission of Intrinsic Josephson Junction Stacks in the Hot Spot Regime”, H. B. Wang, S. Gue´non, B. Gross, J. Yuan, Z. G. Jiang, Y.Y. Zhong, M. Gru¨nzweig, A. Ishii, P. H. Wu, T. Hatano, D. Koelle, and R. Kleiner, **Phys. Rev. Lett** 105, 057002 (2010).

[4] “Terahertz oscillation in submicron sized intrinsic Josephson junctions”, H. B. Wang, S. Urayama, S. M. Kim, S. Arisawa, T. Hatano and B. Y. Zhu, **Appl. Phys. Lett., 89** (2006) 252506.

[5] “Fiske steps studied by flux-flow resistance oscillation in a narrow stack of Bi2Sr2CaCu2O8+□ junctions”, S. M. Kim, H. B. Wang, T. Hatano, S. Urayama, S. Kawakami, M. Nagao, Y. Takano, T. Yamashita and K. Lee, **Phys. Rev. B 72**, 140504(R) (2005).

[6] “Lock-in Phenomena of Josephson Vortices under Vicinal Layer Parallel Magnetic Field”, T. Hatano, S. M. Kim, S. Urayama, H. B. Wang, K. Inomata, M. Nagao, K. S. Yun, T. Kawae, Y. Takano, M. Tachiki and T. Yamashita, **Jpn. J. Appl. Phys**., **44(1)**, L27-30 (2004).

[7] 掛谷一弘、他、日本物理学会第 59 回年次大会 2004.3.30.九州大学

固有ｼﾞｮｾﾌｿﾝ接合系 Bi2212 単結晶ﾒｻ構造とその発振ﾓｰﾄﾞ特性

筑波大学 大学院数理物質科学研究科
柏木隆成，辻本学，出口幸太，中山諒，小池隆，折田尚樹，
Kaveh Delfanazari，南英俊，山本卓，門脇和男

高温超伝導体 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$(Bi2212)は、$CuO_2$ 面の超伝導層と Bi_2O_2 面の絶縁層を交互に *c* 軸方向に積層した構造をもち、原子ｽｹｰﾙの均一なｼﾞｮｾﾌｿﾝ接合を内包する物質（固有ｼﾞｮｾﾌｿﾝ接合）と考えられている。近年我々のｸﾞﾙｰﾌﾟではこの Bi2212 を用いて連続的な THz 領域の電磁波発振に成功した。そして現在我々は、この固有ｼﾞｮｾﾌｿﾝ接合発振素子の発振機構や特徴を明確にするとともに、この素子を用いたｲﾒｰｼﾞﾝｸﾞ技術の開発などの応用化を目指し研究を進めている[1-5]。

これまでの研究結果[1-4]から、Bi2212 単結晶ﾒｻ構造の *c* 軸方向に電圧を印加し、この時に生じる交流ｼﾞｮｾﾌｿﾝ電流とﾒｻ構造のｻｲｽﾞとの兼合いに応じて強い THz 発振が起きると考えられている。その発振周波数はﾒｻの幅を半波長($\lambda/2$)とする共振ﾓｰﾄﾞで実験結果を良く説明できる事が分かっている[4]。これは平面平板共振器の共振ﾓｰﾄﾞと対応させると、波数を $k^2=(m\pi/w)^2+(n\pi/L)^2$ とした場合、TM(*m*,*n*)=(1,0)に対応する (*w* と *L* は、共振器の幅と長さを示す)。しかし最近の実験結果では、他の共振ﾓｰﾄﾞの存在を示唆する結果も得られおり、例えば、ﾒｻの幅を 1 波長とした TM(2,0)ﾓｰﾄﾞに対応する発振も観測されている [6]。また、幅と長さの比が 1 に近いﾒｻにおいても同様に、TM(1,0)ﾓｰﾄﾞとは異なる発振周波数を確認している。図-1 の点線は、幾つかの共振ﾓｰﾄﾞ TM(*m*, *n*)について、共振周波数 f_c と *w*、*L*、及びその比 (*w*/*L*)の関係を示しており、ｼﾝﾎﾞﾙは測定結果を示す。測定結果は、非常に良く平面平板共振器の共振ﾓｰﾄﾞで説明できることが分かる。特に *w* / *L* が 1 に近いところでは、ﾓｰﾄﾞ間の縮退が解けることを反映した振舞いが観測できているように見える。発表では、この発振ﾓｰﾄﾞの選択性を中心に、発振特性一般についても触れながら、ﾒｻの形状や電流-電圧特性などの観点からその特性を議論する。

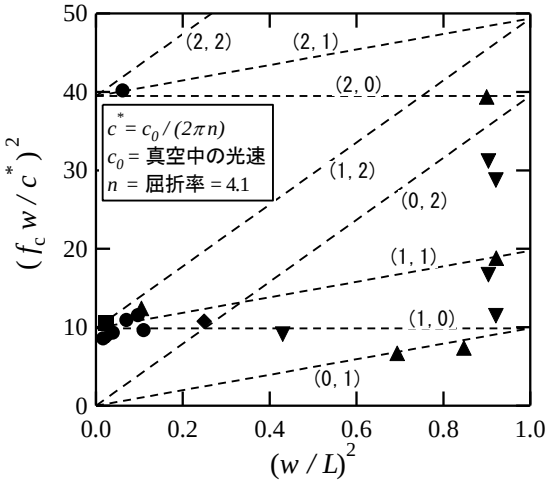


図-1 共振ﾓｰﾄﾞと共振周波数、ﾒｻの縦横比、及び測定結果の関係

[1] L. Ozyuzer *et. al.*, Science **318**, (2007) 1291.
[2] K. Kadowaki et. al., Physica C **468**, *(2008) 634.*
[3] H. Minami *et al.*, Appl. Phys. Lett. **95**, (2009) 232511.
[4] K. Kadowaki *et. al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, (2010) 023703.
[5] M. Tsujimoto *et. al.*, Phys. Rev. Lett.. **105**, (2010) 037005
[6] 柏木隆成，他，第 65 回年次大会(2010 年), 23aGD-6

$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$固有ジョセフソン接合系におけるテラヘルツ波放射 - 単独メサ構造の作製と高出力化への試み

筑波大学大学院数理物質科学研究科, CREST-JST, WPI-MANA
山本卓，萩野翔太，辻本学，折田尚樹，中山諒，出口幸太，小池隆，柏木隆成，南英俊，門脇和男

赤外線と電波の中間領域はテラヘルツ帯(0.1~10 THz)と呼ばれ，この領域には指紋スペクトルと呼ばれる物質固有の吸収スペクトルが存在する．つまり，テラヘルツ光によって物質を同定することが可能となるため，セキュリティ対策における危険物検査やイメージング技術，医療診断など幅広い応用が考えられる．しかしながら，原理的/技術的問題からテラヘルツ光源の開発は難しいとされており，小型で高出力，且つ，連続発振できる汎用性の高い発振器は存在しない(テラヘルツギャップ)．このような背景のなか，2007年10月，我々のグループとアルゴンヌ国立研究所との共同研究により，銅酸化物超伝導体 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$(通称Bi2212)固有ジョセフソン接合系(超伝導層0.3 nmと絶縁層1.2 nmが交互に積層した特有の結晶構造)を用いた素子から，周波数はサブテラヘルツ帯で，発振出力が0.5 μWの強いテラヘルツ波の観測に成功した[1]．注目すべき特徴は，連続的，且つ，発振出力が接合数の二乗に比例するコヒーレントな電磁波発振であること，素子の形状により任意の周波数を選択できること，素子それ自身は数ミリ角と非常に小さいこと，直流電流を素子に流すだけの非常に簡単な構造であることなどから，小型で連続的な発振器として優れた特性を持ち合わせていることである．我々のグループは，この新しい素子の応用を視野に入れた開発を進めているが，高出力化を最重要課題と位置付け実験を行っている．そこで，発振強度が増大すると予想されている『基板効果』の理論的予測に基づき，実験的な検証を行っている．従来型の素子は，数ミリ角のBi2212超伝導単結晶基板上に幅が数十μm，長さが数百μm，高さが1 μm程度のメサ構造を形成しているが，超伝導基板を取り除いて孤立したメサ構造(単独メサ)を作製できれば，基板の効果によって出力は二桁程度改善されると予想されている[2]．

単独メサの作製は次のような手順で行った．グローブボックス内でBi2212単結晶を1 μm程度まで劈開し，直ちに金と銀を両面に蒸着した．その後，ドライエッチング法を用いて，幅62 μm，長さ331μm，厚さ1.2-1.5 μmの単独メサを切り出し，金属膜を蒸着したサファイヤ基板上に単独メサを圧着した．メサ上部とサファイヤ基板上の金属膜に，金線を銀ペーストで接着し電極を作製した(Fig.1の挿入図)．電流電圧特性は二端子法を採用し，単独メサの*c*結晶軸方向に直流電流を印加し測定を行った．電磁波放射については，シリコンボロメータで発振強度を直接測定し，同時に，フーリエ変換型赤外分光計(FT-IR)で分光測定を行った．

発振実験の結果，電流電圧特性*I-V*に固有ジョセフソン接合系特特有の多重ブランチ構造を観測し，同時にあるバイアス条件下で発振を観測した．Fig.1は測定温度52.5K，バイアス条件V = 1.13 V, I = 8.63 mAにおける発振の分光結果で，基本周波数0.565 THz(18.85 cm^{-1})の発振を観測したが，この周波数はメサの短辺方向の幅を半波長とする空洞共振モードを仮定した周波数0.576 THzと2 %の誤差範囲内で一致する[3]．発振は70Kの高温まで観測されるが(超伝導転移温度85 K)，従来型の素子と比較すると温度範囲は広く，この結果は，単独メサ構造によって素子内部の熱特性が改善されたことを示唆しており，応用的観点から非常に興味深い．また，単独メサ構造素子からの発振出力は最大で16 μW程度であり，固有ジョセフソン接合系の発振器としては世界最高出力を誇る．

講演では，高出力，且つ，高温動作可能なテラヘルツ波発振器の開発について，現在の状況と進展について報告する．

[1] L. Ozyuzer et al., Science **318**, (2007) 1291.
[2] R.A. Klemm and K. Kadowaki, arXiv:0908.4104.
[3] K. Kadowaki *et al*., Physica C **468**, (2008) 634.
H. Minami *et al*., Appl. Phys. Lett. **95**, (2009) 232511.
K. Kadowaki *et al*., J. Phys. Soc. Jpn. **79**, (2010) 023703.
M. Tsujimoto *et al*., Phys. Rev. Lett.. **105**, (2010) 037005.

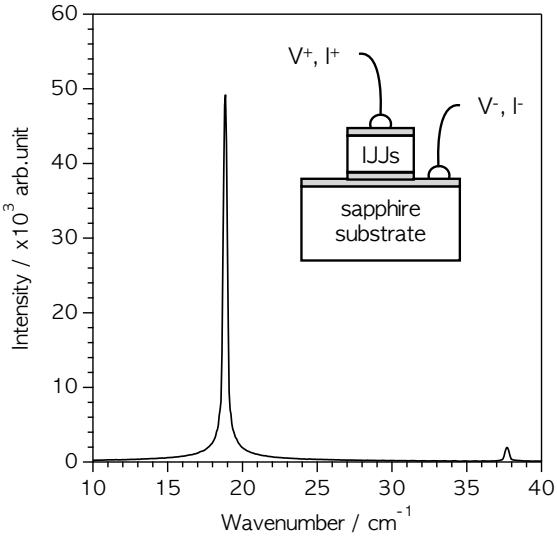


Fig.1 FT-IRによる分光測定結果: 挿入図は単独メサの模式図．灰色部分は蒸着膜を表している．

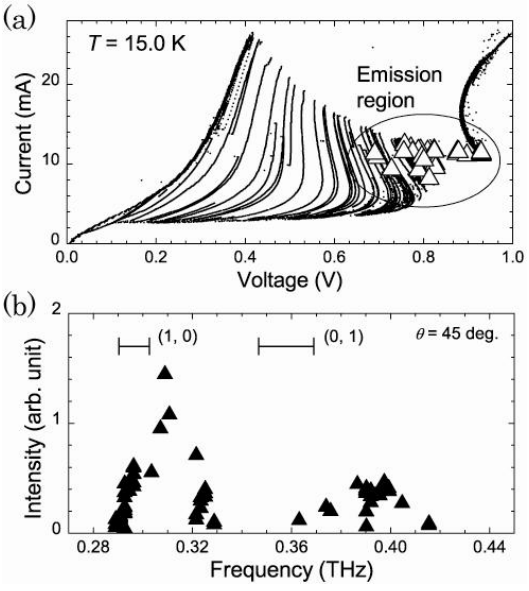
Bi-2212 固有ジョセフソン接合系の多重ブランチ *I-V* 構造とテラヘルツ波放射の周波数チューニング

筑波大学数理物質科学研究科

辻本学，出口幸太，折田尚樹，小池隆，中山諒，
Kaveh Delfanazari，山本卓，南英俊，柏木隆成，門脇和男

テラヘルツ（THz）ギャップを埋める新たな電磁波放射源として注目されている固有ジョセフソン接合系[1]に関して、これまで様々な特性評価が行われてきた[2,3]。それらによると、交流ジョセフソン効果により生じたジョセフソン振動電流（周波数 $f_J = (2e/h)\,V/N$，e：素電荷，h：プランク定数，V：印加電圧，N：電圧状態の接合数）が、メサの幾何学的形状に依存する空洞共振条件を満たすとき、多重接合系の協調動作に基づくコヒーレントな電磁波放出が起こると考えられている。また、固有接合系に特徴的な横モードのジョセフソンプラズマ励起状態との関連も興味深い。これらのモデルにおける幾何学的空洞共振効果は、発振周波数 f_J のメサ形状・サイズ依存性によって実験的に確認されている[1,4]。しかし、実際の THz 波放射は様々なバイアス条件下で起こり、この場合印加電圧 V と接合数 N が同時に変化してしまうため、交流ジョセフソン効果の直接的な検証は行われていない。このような背景で、本研究では接合数 N を外部電圧で制御した同一試料からの放射特性の評価を通じて、THz 波放射現象における交流ジョセフソン効果の寄与を詳細に調査した。

$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ 単結晶の矩形メサ試料（96.8×118×1.5 μm³）の *I-V* 特性と THz 波放射特性を図(a)に示す。本研究では電圧状態（*I*, *V*）とスペクトル測定から得られる発振周波数 f_J を厳密に対応させ、図(a)に示す *I-V* 多重ブランチ構造上に f_J をマッピングした。f_J はブランチの選択により $290 < f_J < 420$（単位：GHz）と幅広く変化し、電圧制御のみでチューニングできる。また図(b)のようにスペクトルのピーク強度を f_J に対してプロットすると、接合系のコヒーレンス構造を直接反映したと思われるピークが出現することが分かった。講演ではこのような素子のチューニング性能とコヒーレンス構造について、空洞共振効果との対応を踏まえながら解説する。



図：(a) 矩形メサ（96.8×118 μm²）の *I-V* ブランチ構造と発振領域。(b) 各 f_J に対する検出角度 45°におけるスペクトルピーク強度。

参考文献

[1] L. Ozyuzer *et al.*, Science **318**, 1291 (2007).
[2] K. Kadowaki *et al.*, Physica **C 468**, 634 (2007).
[3] H. Minami *et al.*, Appl. Phys. Lett. **95**, 232511 (2009).
[4] M. Tsujimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 037005 (2010).

2 次元渦格子融解転移の磁場依存性

京都大学理学研究科
発表者　池田隆介、共同研究者　佐伯太朗

2 次元超伝導薄膜では膜圧が薄いほど超伝導揺らぎが強いため、渦格子の融解転移は銅酸化物等で研究されてきた 3 次元転移と比べてさらに明瞭に確認できて良さそうであるが、融解転移の名残が確認されたという報告例さえ無い。2 次元系では乱れの効果も同様に顕著になり、2 次元ブラッググラス相はわずかな乱れによっても不安定化してしまう、という理論的背景もあるが、1 次融解転移の名残さえ通常観測されないのは奇妙である。最低ランダウ準位(LLL) の GL モデルでの数値シミュレーションでは確かに不連続転移を示す[1]が、弾性モデルからは必然的にディスロケーション対による KT 転移とディスクリネーション対による KT 転移とで融解する 2 回の連続転移による描像も提案されることがある[2,3]。 しかし、弾性モデルが GL より荒い近似に基づいているから、相転移に関わる励起がモデル間で変わってしまっている可能性がある。しかし、単一のモデルで高磁場、低磁場域をカバーできる試みがないため、2 次元渦格子融解転移に関する知見は曖昧なままである。

今回、我々は乱れのない系の 2 次元格子融解転移を再検討した。モデルは単に、数個の高次ランダウ準位を考慮した GL モデルであるが、これまで高次ランダウ準位まで拡張した GL モデルの結果は報告されていなかった。LLL-GL モデルの 1 次転移の内部エネルギーの跳びは高次ランダウ準位を含めることにより、磁場の減少とともに著しく減少することを見出した。どうも、低磁場で 1 次転移が連続転移による融解のシナリオに移行する可能性もありそうである。今回の結果から、実験の行われる低磁場域では少なくとも 1 次転移の跳びが低すぎるので、乱れにより容易にクロスオーバーに変貌してしまっていると考えられる。

[1]　Y. Kato and N. Nagaosa,　PRB 47, 2932 (1993).
[2]　D.S. Fisher, PRB 22, 1190 (1980); J.Iaconis et al., PRB 82, 180504(R) (2010).

超伝導相におけるパウリ常磁性誘起の反強磁性秩序

京都大学次世代研究者育成センター[1]、京都大学大学院理学研究科[2]
青山和司[1,2]、畠山雄気[2]、池田隆介[2]

準二次元的な電子構造をもつ $CeCoIn_5$ は、スピン一重項 d 波の超伝導体である。この物質はパウリ常磁性効果が強いことが知られており、normal 相と一次転移で、通常の渦糸格子状態と連続転移で隔てられた高磁場低温領域の超伝導相は、軌道とパウリ常磁性の両方の対破壊効果によって超伝導ギャップが空間変調した Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO)渦糸格子状態であると考えられている。

一方、最近の中性子散乱実験から、二次元面（ab 面）に平行な磁場をかけた場合(H//ab)には、高磁場低温超伝導相において磁場と垂直方向にモーメントをもつ反強磁性（スピン密度波）が存在することが分かっている[1]。この反強磁性の存在領域は高磁場低温超伝導相の内部に限られており、どのような機構で反強磁性が生じているのかについては現在も多くの議論がなされている。我々は、超伝導に加え反強磁性の平均場も考慮した BCS Hamiltonian を出発点に、微視的な計算を行いパウリ常磁性の強い超伝導体における反強磁性秩序の安定性を調べている。本講演では、最近の我々の研究結果を概説する。

一般的に超伝導相と反強磁性相は競合するが、パウリ常磁性対破壊効果が強い状況下では反強磁性はむしろ超伝導相の内部で安定化することが分かっている[2]。では、H//ab の場合に反強磁性は超伝導相内で空間的にどのように秩序化しているのだろうか？高磁場低温相の FFLO 渦糸格子状態では磁場に平行な FFLO の変調と磁場に垂直面内の渦糸格子の変調が生じているが、反強磁性が、超伝導ギャップがゼロとなる領域（FFLO のノード面や渦糸中心）に存在するのか、それとも、超伝導ギャップが有限の領域に存在するのかが問題となる。これまでの研究で、FFLO の変調のみを考慮した場合には、低磁場側ではノード面に、高磁場側では超伝導ギャップが最大となる領域に、反強磁性が安定化することが分かった。講演では、さらに渦糸格子を考慮した場合に反強磁性が空間的にどのように秩序化するのかを議論する予定である。また、反強磁性秩序が現われると、超伝導ギャップに由来した局所的な磁束分布にどのような変化が生じるのかについても、合わせて考察を行う予定である。

引用（参照）文献

[1] M. Kenzelmann *et al.*, Science **321**, 1652 (2008).
[2] R. Ikeda, Y. Hatakeyama, and K. Aoyama, Phys. Rev. B **82**, 060510(R) (2010)

$CeCoIn_5$ における FFLO 超伝導と磁気秩序について

北大院理 A、京大院理 B、熊谷健一 A、宍戸寛明 B、松田祐司 B

重い電子系超伝導物質 **$CeCoIn_5$** は **Pauli limit** を超える強磁場中において **FFLO** 状態の出現の可能性が指摘されてきた。最近新しい展開として、**NMR** 測定[1, 2] や中性子散乱実験[3]で秩序波数 ***Q***=(*q*,*q*,0.5）（*q*~0.56）で変調された SDW 磁気秩序が観測され、**FFLO** 状態のみで現れる特異な磁気秩序の出現が示された。**$CeCoIn_5$** は量子臨界点近傍に位置することから、空間変調されたノードをもった **FFLO** 超伝導状態で現れる空間変調する磁気秩序との共存に興味が持たれている。

我々はこれまで、**$CeCoIn_5$** の極低温・強磁場領域での新たな超伝導相において ***a*** 軸および **c** 軸に磁場を加えて **NMR** 測定を行ってきた。***H//a*-**軸の下では **FFLO** 超伝導相内のみで磁気秩序（**SDW**）が出現することが **In(2b)**サイトの **NMR** スペクトルから示され、内部磁場（磁気モーメントの大きさ）は引加した外部磁場に大きく依存することが明らかになった。また、内部磁場がキャンセルする位置にある **In(1)**および **In(2a)**では **FFLO** 相での **node** 面の形成に伴う **NMR** 信号が観測された。その強度の磁場依存性、温度依存性の詳細を報告する。磁場を ***ab*** 面内に加えた詳細な NMR 実験結果とともに、***H//c*-**軸における測定結果も報告する。

[1] B.-L.Young *et al*., Phys. Rev. Lett. **98**, 036402 (2007).

[2] G. Koutroulakis *et al*., Phys. Rev. Lett. **104**, 087001 (2010).

[3] M. Kenzelmann *et al*., Science **321,** 1161818 (2008) and also Phys. Rev. Lett. **104**, 127001 (2010).

MgB_2 単結晶の H-T 相図－渦糸相転移と多バンド効果－

[A] 東北大学金属材料研究所，[B]Sogang 大学物理学科
野島 勉[A]，長徳峰美[A]，高橋一真[A]，H.-G. Lee[B]，S-I. Lee[B]

MgB_2 は、磁場中でほぼ独立したふるまいをする２つの超伝導ギャップを持つ第二種超伝導体である。この渦糸状態を考える時、現われる磁気的性質は渦糸系の相転移だけでなく、２つのギャップの強弱を反映したものになることが予測されるが、これまで渦糸相転移と多ギャップ的効果の両方を含む、磁場－温度(H-T)相図はあまり議論されていない。本研究では、カンチレバーを用いた精密磁気トルク測定法と磁束 Shaking 法を組み合わせることにより、MgB_2 良質単結晶の熱平衡・非平衡磁化（M_{rev}・M_{irr}）の温度・磁場依存性を詳細に測定し、この系特有の H-T 相図を得ることを試みた。

図 1 に実験より得られた MgB_2 単結晶の H-T 相図の典型例（磁場方向が c 軸から 70° の場合）を示す。$H_m(T)$、$H^*(T)$で一次相転移、$H_g(T)$で二次相転移を示唆する dM_{rev}/dH のピーク とステップがそれぞれ観測され、これらの境界線は約 25 K で 1 点に集まる（臨界点となる）ことがわかる。さらに、$H^*(T)$は $M_{irr}(H)$で観測されるピーク効果磁場、$H_g(T)$は不可逆磁場と一致した。以上の結果より、観測された磁化の異常は、それぞれ Bragg glass 転移（H_m）、Order-disordr 転移（H^*）、Vortex glass 転移（H_g）によるものと結論することができ、銅酸化物超伝導体で観測された渦糸相転移のユニバーサルな性質が MgB_2 にも当てはまることがわかった。

各温度における $M_{rev}(H)$曲線を拡張 GL モデル[1]を用いてフィットすることにより、高磁場でのσバンド超伝導にπバンドの寄与が現れ始める特徴的な磁場 $H_d(T)$を見積もることができる（図 1 中点線）。Vortex glass 相から温度をゆっくり下げながら $M_{irr}(T)$を測定すると、相図上の $H^*(T)$線を横切っても相転移は起こらず、代わりに $H_d(T)$ 近傍において大きな Flux jump を伴って Bragg glass 相へ転移する特異な現象が観測された[2]。これは Vortex glass の過冷却状態がπバンド超伝導の出現により不安定になり壊れたことを意味し、２バンド超伝導体である MgB_2 ならではの現象ということができる。

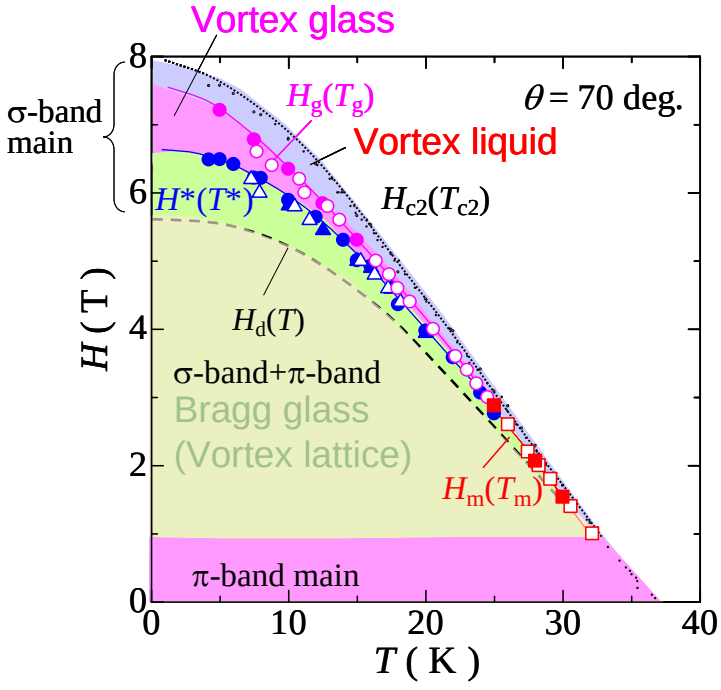


図 1　磁化測定より決定された MgB_2 単結晶の H-T 相図の典型例（磁場方向：c 軸より 70° 傾斜）。

参照文献

[1] E. H. Brandt, Phys. Rev. B 68 (2003) 054506.
[2] M. Chotoku *et al.*, Physica C 469 (2009) 1132.

On the possibility of type 1.5 multi-component superconductor

WPI Center for Materials Nanoarchitectonics (MANA), National Institute for Materials Science (NIMS), Tsukuba 305-0044, Japan

Xiao Hu and Shizeng Lin

Both MgB_2 and Iron pnictide superconductors consist of more than one superconducting components. Their vortex states may be different from the well studied single-band superconductors, and are attracting considerable interests. It was proposed theoretically by Babaev and Speight [1] that vortices in two-band superconductors may attract at large separation and repel at short distance provided that the penetration depth of magnetic field falls in between the coherence lengths of the two components. Later on Moshchalkov et al. [2] claimed that the unconventional vortex patterns they observed are due to the short-range vortex repulsion and long-range attraction, and coined the term of type 1.5 superconductor. However, it is noticed that the small vortex separation ~2μm in the experiment, which was taken as the result of vortex attraction, is much larger than both of the coherence lengths (<50nm) of the sample they used, conflicting to the theory [1].

We have investigated carefully the GL theory for a two-band superconductor. It is found that there is only one coherence length when the system is close to the critical point, where the GL theory is justified. Moreover, we show that, in most cases, the core sizes of the two components approach to the same value close to the critical point, where Babaev's scenario fails. We also reveal that when a unique condition on the material parameters is satisfied, vortices show the attraction at large distance and repulsion at small distance [3]. This special case will be discussed in another talk at this workshop [4].

References:

[1] E. Babaev and M. Speight, Phys. Rev. B 72, 180502(R) (2005).

[2] V. Moshchalkov et al., Phys. Rev. Lett. 102, 117001 (2009).

[3] S.-Z. Lin and X. Hu, arXiv.1007.1940

[4] S.-Z. Lin and X. Hu, talk in this workshop.

$CeCoIn_5/YbCoIn_5$ 人工超格子における超伝導

[1] 京都大学理学研究科, [2] 京都大学低温物質科学研究センター
宍戸寛明 [1,2], 芝内孝禎 [1], 水上雄太 [1], 安元智司 [1],
千秋義紀 [1], 山下穣 [1], 池田浩章 [1], 寺嶋孝仁 [2], 松田祐司 [1]

f 電子を持つ「重い電子系」化合物では、電子相関が最も強い金属状態が現れ、磁気秩序近傍において異方的超伝導が出現することが知られている。これまで発見されている重い電子系化合物は全て基本的に 3 次元的な電子構造を持っており、もし重い電子を低次元空間に閉じ込めることができれば、新しい強相関電子系の舞台を提供するのではないかと期待できる。我々は分子線エピタキシー法を用いて 4f 電子を持つ Ce 化合物の人工超格子を作製することにより、自然界には存在しない 2 次元の重い電子系を作り出すことを試みている。以前の研究では Ce 系重い電子系のエピタキシャル成長は非常に困難であった[1]が、我々はマッチングのよい MgF_2 基板を用いることにより、反強磁性体 $CeIn_3$ のエピタキシャル成長条件を見出し、f 電子を持たない通常金属である $LaIn_3$ と $CeIn_3$ を原子レベルで積層させた人工超格子のエピタキシャル成長に成功した[2,3]。その結果、$CeIn_3$ 層の厚みを薄くするにつれて反強磁性転移温度が低下すること、また $CeIn_3$ 層が 2 原子層程度で反強磁性が消滅し、同時に輸送特性が非フェルミ液体的に変化することを明らかにした。この結果は 2 次元重い電子系の作製が可能であることを示した初めての例であり、物理的には反強磁性量子臨界点の次元性制御が可能であることを示唆している結果である。

今回、我々は $CeCoIn_5$ 超伝導体の超格子構造を作製することにごく最近成功したので報告する。$CeCoIn_5$ と同じ構造を持ちながら通常金属である $YbCoIn_5$ を用いてこれらの積層構造によりエピタキシャル人工超格子を作製した。$CeCoIn_5$ の厚みをコヒーレンス長と同程度の 3 原子層まで薄くした超格子においても転移温度 1 K 程度の超伝導が実現することが明らかとなった。また面内磁場中の電気抵抗測定により、上部臨界磁場の低磁場の立ち上がりが 30 T/K 程度と非常に大きいことがわかった。これらの結果は重い電子系 2 次元超伝導が実現していることを示唆しており、新奇超伝導特性が出現することが期待される。

[1] M. Izaki, H. Shishido, T. Kato, T. Shibauchi, Y. Matsuda, and T. Terashima, Appl. Phys. Lett. **91**, 122507 (2007).
[2] H. Shishido, T. Shibauchi, K. Yasu, T. Kato, H. Kontani, T. Terashima, and Y. Matsuda, Science **327**, 980 (2010).
[3] 宍戸寛明, 芝内孝禎, 寺嶋孝仁, 松田祐司,「重い電子の 2 次元閉じ込め」, 日本物理学会誌 **65**, 877 (2010).

スピン渦誘起ループ電流

筑波大学数理物質科学研究科物性分子工学専攻　小泉裕康

最近、スピン渦が形成されると、ベリー位相の効果により仮想磁場が出現し、ループ電流が発生することが理論的に示されている[1-3]。仮想磁場の存在により、電流ゼロの状態は許されないので、このループ電流はスピン渦が存在する限り消失しない。従って、スピン渦が永続的に存在する状況では、永久ループ電流となる。銅酸化物などの２次元伝導面を持つ物質では、面内にスピンが偏極したスピン渦が安定に形成され、このスピン誘起ループ電流が生成されていると考えられる。このとき各々のスピン渦に対し、ループ電流は右回り、または左回りの自由度があり、もしＮ個のスピン渦が存在する場合には2のＮ乗の異なる電流パターンが可能となる（図１）。

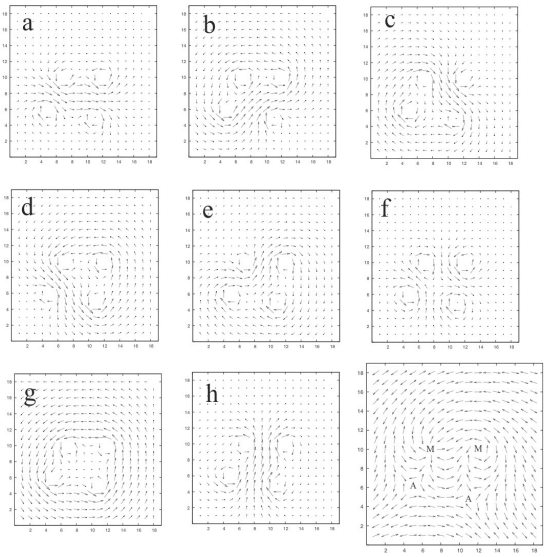


図１．４つのスピン渦（右下図）とそれにより生成されるループ電流。各々のループ電流は右回り、左回りの自由度があり、４つスピン渦からは 16 パターンの電流分布が可能である。a-h にはそのうちの８つが示してある。残りの８つは a-h の電流の向きを逆にしたものである。

銅酸化物超伝導体においてここで述べた、スピン渦、スピン渦誘起ループ電流による可能性のある現象が次々に報告されている：1)強磁場照射後の無磁場下で、磁気カー効果信号が検出 された[4]；2)ネルンスト係数が高温での負の係数から低温での正の係数への変化し、温度勾配の方向による異方性がある[5]；3)超伝導状態に磁場を印加することにより実現された常伝導状態でのホール係数の符号が負であり常伝導状態の正と異なる[6]。

本講演では、スピン渦誘起ループ電流の生成メカニズムと上記実験の説明を試みる。

参考文献

[1] **H. Koizumi, J. Phys. Soc. Jpn. 77, 034712 (2008)**

[2]H. Koizumi, J. Phys. Chem. A 113, 3997 (2009)

[3]H. Koizumi, J. Phys. A: Math. Theor. 43,354009 (2010)

[4] J.Xiar et al., Phys. Rev. Lett.100, 127002 (2008))

[5]R. Dau et al., Nature 463, 519 (2010)

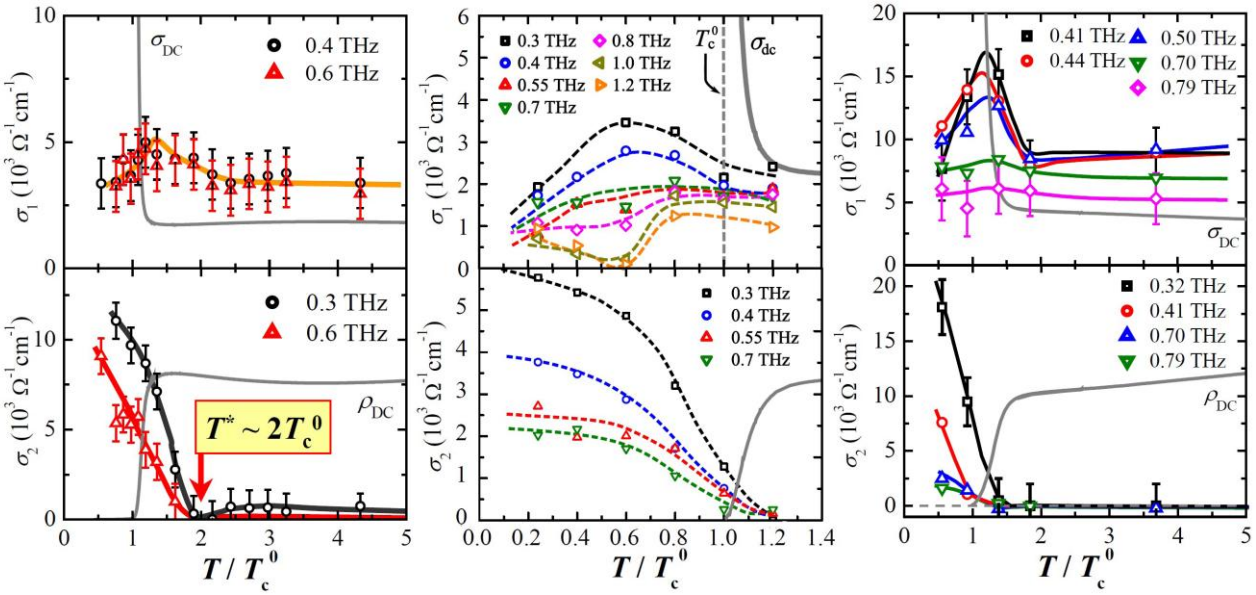
[6] D. LeBoeuf et al., Nature 450, 533 (2010)

$La_{2-x}Sr_xCuO_4$薄膜の磁場中テラヘルツ伝導度測定

東大院総合，電中研 [1]

中村大輔，今井良宗，前田京剛，塚田一郎 [1]

高温超伝導体の電子相図において，超伝導転移温度(T_c)以上で不足ドープから最適ドープまでに拡がる擬ギャップ領域では$La_{2-x}Sr_xCuO_4$(LSCO)におけるNernst効果[1]など様々な物性が変化することが知られているが，それらが超伝導ゆらぎによるものであるという確証は得られていない。例えば，マイクロ波領域における複素電気伝導度から解析的に見積もられる超伝導ゆらぎが生じる温度領域は，擬ギャップ領域よりもかなり小さいという報告もあり[2]，両者の結論の不一致は異なる物理現象を観測していることが原因であると考えられる。我々がこれまでに測定してきた，LSCO薄膜試料に対するテラヘルツ領域の複素電気伝導度の温度依存性（下図。左：不足ドープ領域，中央：最適ドープ領域，右：過剰ドープ領域）からは，超流体密度に比例する複素伝導度の虚部(σ_2)は最大でもゼロ抵抗を示す温度(T_c^0) の2 倍の温度以下でしか急激に増加しないという，マイクロ波伝導度測定の結果を支持する結果が得られた。この結果が磁場の印加により変化するかを調べるため、超伝導マグネット付きクライオスタットを修理して光学系中に組み込み、最適ドープ試料の常伝導状態において磁場中測定を行った。当日はその結果を報告する。



図：LSCO薄膜のテラヘルツ領域の複素伝導度($\sigma = \sigma_1 + i\,\sigma_2$)の温度依存性。（左）不足ドープ($x$ = 0.07)（中央）最適ドープ(x = 0.15)（右）過剰ドープ(x = 0.225)

引用（参照）文献

[1] Z. A. Xu *et al.*, Nature, 406, 486 (2000).

[2] T. Ohashi *et al.*, Phys. Rev. B, 79, 184507 (2009).

渦糸状態における不純物効果の準古典理論評価

岡山大 院自然、Northwestern 大[A]

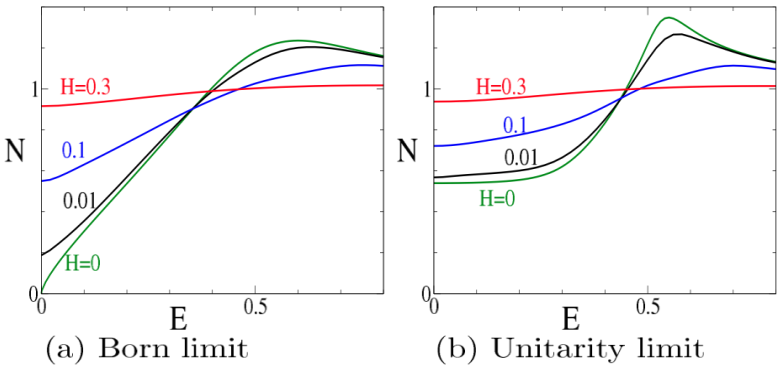
市岡 優典、町田一成、J.A.Sauls[A]

我々のグループでは、超伝導体の磁場下での物性の定量的評価のため、準古典 Eilenberger 理論により渦糸格子状態での渦糸の空間構造を計算し、物理量の磁場・温度依存性を評価している。今回は、渦糸状態における非磁性不純物効果の影響を評価する計算を行なったので報告する。特に、不純物ポテンシャルが小さいボルン極限の場合と強い場合のユニタリ極限の場合の結果を比較して、両者の違いを明らかにするとともに、s 波超伝導体と d 波超伝導体の場合を比較して、超伝導ギャップのラインノードの有無による渦糸状態での不純物効果の影響の様子の違いを議論する。

まずは、渦糸状態の空間構造に関して、t 行列にて不純物散乱を考慮し、Eilenberger 方程式をセルフコンシステントに解くことにより、オーダーパラメーターや内部磁場分布を求め、その不純物効果の影響を見る。s 波超伝導体ではボルン極限のほうが不純物効果の影響が大きいのに対し、d 波超伝導体ではユニタリ極限のほうが不純物効果の影響が大きい。次いで、渦糸格子状態での局所電子状態や空間平均した状態密度を計算し、低温比熱の磁場依存性などにおける不純物効果の影響を考察する。下図はボルン極限とユニタリ極限における状態密度スペクトルの磁場による変化を示しており、不純物による低エネルギー状態に加えて、渦糸による低エネルギー状態がどのように現れるかを示している。

物理量の磁場・温度依存性に関しては、渦糸状態でのナイトシフトや磁束格子中性子散乱強度の温度依存性における不純物効果の影響についても計算を行なった。中性子小角散乱強度は内部磁場分布のフーリエ成分で決まるが、これは超流動密度に対応した物理量となることから、低温での温度依存性は超伝導対称性を反映すると考えられている。そこで、s 波超伝導体と d 波超伝導体での温度依存性の違いを確認するとともに、不純物効果による低温での温度依存性の変化を評価した。この変化は不純物による残留状態密度の寄与によるものであるが、渦糸による低エネルギー状態密度の効果により、磁場をあげていくと、同様な温度依存性の変化が見られる。

また、渦糸芯半径の温度依存性に関する Kramer-Pesch 効果の様子についても議論する。



図：d 波超伝導体での渦糸状態における状態密度スペクトルの磁場 H による変化。(a)ボルン極限。(b)ユニタリ極限。

異方的超伝導体における渦糸コア内での準粒子散乱率の磁場角度依存性

阪府大院工，CREST(JST)[A]，原子力機構シ計セ[B]，JST-TRIP[C]，阪府大ナノ科学・材料セ[D]
東 陽一[A]，永井佑紀[A,B,C]，林 伸彦[A,D]

異方的超伝導体の多くは，超伝導ギャップノードを持つ．ギャップ構造をノードの位置まで含めて解明することは，超伝導の発現機構を知る上で重要である．超伝導ギャップの形を決める方法の一つとして，印加磁場方向を変化させて物理量の磁場角度依存性をみる実験がある．例えば，比熱や熱伝導度がギャップ構造を反映し，印加磁場方向に対して，振動するという実験結果が報告されている[1].

本研究で我々は，異方的な超伝導ギャップに対してa-b面内で磁場を印加した際の準粒子散乱率の磁場方向依存性を理論的に調べた．ここでは，準古典Green関数理論に基づいて，渦糸コア内での不純物自己エネルギーを計算することにより準粒子散乱率を導いている[2]．また，準粒子散乱率は観測可能量である磁束フロー抵抗と関係している[3]．渦糸コア内での準粒子散乱率を計算するに当たって，Kramer-Pesch近似と呼ばれる低温，低磁場で有効な手法を用いた[2,4].

我々は低温，低磁場において，準粒子散乱率が最小となる印加磁場方向が超伝導ギャップノードの形(ライン／ポイントノード)によって顕著な違いを見せるという結果を得た．また，球形のフェルミ面でラインノードの超伝導ギャップに対して，超伝導ギャップの位相に符号変化がある場合とない場合で，準粒子散乱率の印加磁場角度依存性が反転するという結果を得た(図1)．加えて，超伝導ギャップの位相を反映していると考えられる準粒子散乱率のフェルミ面上での方位角依存性についても報告する(図2).

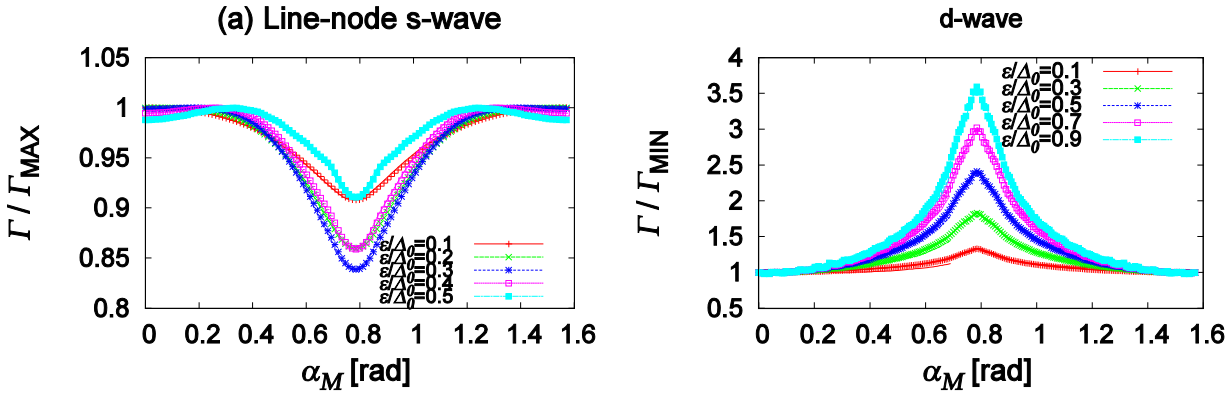


図1: 準粒子散乱率の磁場角度依存性．ギャップの位相が符号変化しない(左)，符号変化する(右)

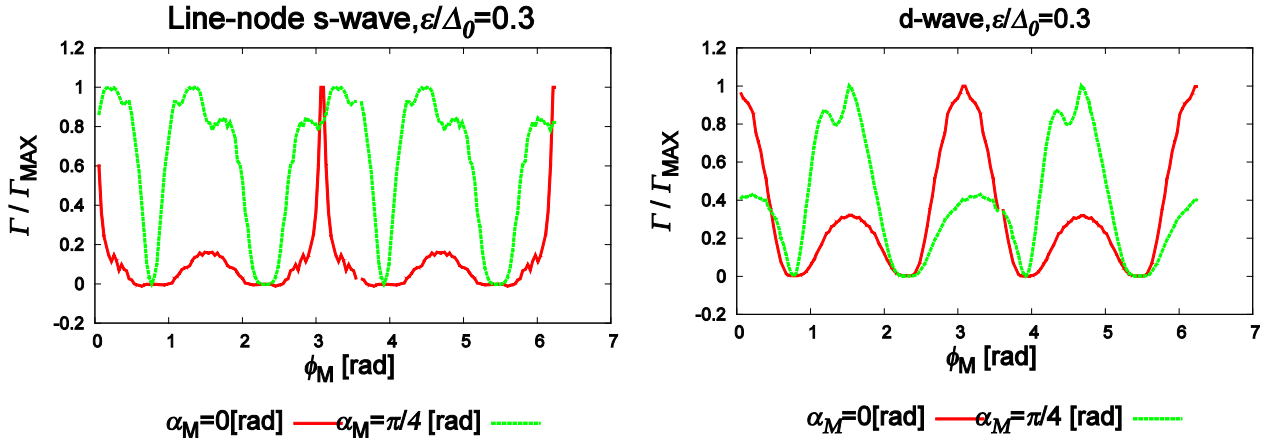


図2: 準粒子散乱率のフェルミ面上での方位角依存性．磁場方向に対して対称(左)，非対称(右)

[1]T. Sakakibara *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 051004 (2007) ; K. Izawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 5 (2001). [2] Y. Nagai and Y. Kato, arXiv:0908.4451. [3] Y. Kato, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 3378 (2000). [4] L. Kramer and W. Pesch, Z. Phys. **269**, 59 (1974); Y. Nagai *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 104701 (2006).

走査トンネル分光法による $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ 渦糸芯電子状態の微細構造の研究

東大物性研、東工大理[A]、物材機構[B]
吉澤俊介、小関泰二[A]、松葉健[A]、茂筑高志[B]、平田和人[B]、西田信彦[A]

高温超伝導体 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ （Bi2212）の渦糸芯では、局所状態密度のピークがエネルギーギャップ内の ±9 meV 付近に現れる[1]。この渦糸芯状態は、 2 つの Cu-O 結合方向に約 $4a_0$ 周期の変調をもち（a_0 は Cu-O-Cu 結合間の距離）、電子的状態の変調とホール的状態の変調とが、互いに逆位相の関係にある[2]。空間変調の周期は、一方の Cu-O 結合方向には $4a_0$、他方向には $4.3\ a_0$ であり、渦糸芯において 2 つの Cu-O 結合方向が等価でないことが報告されている[2]。渦糸芯状態のこれらの性質は、d 波 BCS 超伝導体の準粒子束縛状態として単純に説明できず、現在もよく理解されていない。

今回、わずかに過剰ドープの Bi2212 単結晶試料（T_c = 86 K）に対して、温度 4.2 K、磁場 14.5 T のもと、最高 47 pm の高空間分解能で走査トンネル分光測定を行った。清浄な試料表面は、低温・ヘリウム雰囲気中でその場劈開することで準備した。渦糸芯状態の空間的な構造を詳細に調べた結果を報告する。

引用文献

[1] Ken Matsuba, Hideaki Sakata, Naoto Kosugi, Hitoshi Nishimori and Nobuhiko Nishida: J. Phys. Soc. Jpn. **72** (2003) 2153.

[2] Ken Matsuba, Shunsuke Yoshizawa, Yugo Mochizuki, Takashi Mochiku, Kazuto Hirata, and Nobuhiko Nishida: J. Phys. Soc. Jpn., **76** (2007) 063704.

走査トンネル分光法による YNi_2B_2C 渦糸詳細測定

東工大理、物材機構 A

金子真一、M. Hafiz、山崎啓吾、柿崎絵梨香
松葉健、竹屋浩幸 A、平田和人 A、西田信彦

我々のグループではホウ素炭素超伝導体 YNi_2B_2C(Tc=15.6K)において走査トンネル顕微鏡/分光法(STM/STS)による渦糸の研究をしてきた。試料表面は液体ヘリウム温度で劈開することにより準備しており STM で原子像が観察される。これまでに 0.45K において約 1nm の空間分解能で準粒子状態密度の測定をおこない、4 回対称の準粒子密度や中心付近での束縛状態が観測されている[1]。

今回我々は希釈冷凍機に STM を組み込んだ装置を開発し、温度 190mK でより高い空間分解能約 0.1nm での渦糸の詳細な測定をおこなった。そして渦糸芯中心付近の準粒子状態密度について以前より微細な構造が観測された。また渦糸の準粒子状態密度が芯中心から広がる様子を磁場の大きさを変えながら測定した。渦糸格子の間隔が狭くなると準粒子の広がりに変化が観測され、金属におけるバンド構造と対応する振る舞いがみられた。

[1] H. Nishimori et al., J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 3247

無理数 filling Josephson 接合配列における磁束ストライプとその自発的乱れ

阪大理、東大工、Changwon 大

吉野　元、能川　知昭、Bongsoo Kim

磁場中に置かれた正方格子ジョセフソン接合配列においては、ジョセフソン接合に強いフラストレーションが存在する。特にプラケットあたりの磁束密度fが非有理数の場合、ガラス化の可能性を含めて様々な可能性が議論されてきた[1]。我々は以前、この系の 縦/横方向のジョセフソン接合の強さの比λを1からずらし、異方的にすると、電流を流す方向によって超伝導/常伝導になるという興味深い伝導特性が現れることを見いだしていた[2,3]。その様な異方的なジョセフソン接合配列は、リソグラフィー法で実際に作成できる[4]。今後、実際に実験が行われることを期待している。
この講演では異方性λが強い極限での解析計算によって最近わかった基底状態および低励起状態の性質を議論する。我々は、(1)基底状態では弱結合方向に伸びた直線状の磁束ストライプが形成されていること、(2)これに「うねり」を加えたギャップレスの低励起状態のバンドがあること $1/\lambda$展開によって見いだした[5]。興味深いことに、この「うねり」を持った低励起状態は、その一つ一つが準安定状態になっている。さらに、このうねったストライプを、そのエネルギーとパターンを変化させずに、そのまま強結合方向にスライディングさせるソフトモードが存在することも示された。一方、弱結合方向にはそのようなソフトモードが存在せず、ストライプはジャミングしている。これによって、数値計算[2]で見られた特異な電流電 圧特性、磁束パターンの静的構造因子の特徴などが説明できる。

[1] T. C. Halsey, Phys. Rev. B 31, 5728 (1985).
[2] Hajime Yoshino, Tomoaki Nogawa, Bongsoo Kim, New J. Phys. 11 (2009) 013010.
[3] H. Yoshino, T. Nogawa, and B. Kim, Prog. Theo. Phys. Suppl. **184**, 153 (2010).
[4] S. Saito and T. Osada, Physica B: Condensed Matter Vol 284-288, 614 (2000).
[5] *Vortex solid with frozen undulation*, Hajime Yoshino, Tomoaki Nogawa and Bongsoo Kim, arXiv:1004.0585v1.

無理数 filling Josephson 接合配列における Aubry 転移

東大工、阪大理、Changwon 大

能川知昭、吉野元、Bongsoo Kim

磁場中 Josephson 接合配列の磁束渦糸は、その基底状態において、なるべく互いの距離を大きくするような配置をとる。filling factor(格子あたりの渦糸数)、f が小さな極限では Abrikosov 格子のような三角格子を、f が 1/2, 1/4 などの単純な整数比で表わされる有理数の場合にも特有の格子(周期パターン)を示す。しかし f が無理数の場合の基底状態は非常に非自明であり、系を冷却していくと、秩序なしに時間凍結するガラス転移が起こるのではないかと考えられてきた[1]。一方で絶対零度転移を起こすという説もあり長く論争の的となってきた。そもそもこの系の複雑さは、磁場によってもたらされる素子位相間の相互作用のフラストレーションに起因するが、このフラストレーションは Josephson 接合の結合強度に方向異方性をいれることで緩和される。我々は異方性というパラメータに注目することによってこの問題が見通しよくなることを示し[2]、等方系も含めた低温状態にアプローチしている。

本講演では正方格子上の uniformly frustrated XY model で縦・横方向の結合定数比を1以外に拡張したものの基底状態について報告する。この系は不整合原子界面のモデルとして良く知られる Frenkel-Kontrova model と本質的な共通点がある[2]。また同じモデルの3次元版は銅酸化物の Josephson 磁束のモデルとして調べられている。フラストレーションのある系の非自明な基底状態を探すことは一般的な指針がなく困難な問題であるが、徐冷シミュレーションにおける構造因子の解析から、低温秩序相は1つの逆格子ベクトル(異方性の強さに依存する)によって特徴づけられる1次元的な周期構造を持つことがわかっており、このことを仮定すると、任意の異方性パラメータに対する基底状態を数値変分によって求めることができた。構造因子は Bragg peak を持つものの、実空間では繰り返しパターンは見られない。これはその周期が接合配列の正方格子と不整合なためである。

求められた基底状態の超伝導位相差(渦電流に対応)を解析した結果、この系は強結合方向にだけ超伝導性を示すことが分かった。このため1つの方向に注目して異方性を変化させれば、ゼロ異方性の点(結合比が1)を通過するときに超伝導—常伝導転移が起こる。位相差の高調波スペクトルを解析すると転移点に近づくにつれ紫外カットオフがベキ関数で発散することが分かった。このことは周期パターンの包絡線(hull 関数)が非解析的になることを意味している。同様な特異性は Frenkel-Kontrova model で Aubry 転移として知られている[3]。またゼロ異方性・ゼロ温度点の臨界性はI-V 特性のスケーリング解析によっても確かめられている[2]。興味深いことに、転移点の基底状態では本来あるはずの縦・横を入れ替える対称性が自発的に破れていることがわかった。この事実は結合異方性がこの系にとって重要な要素であったことを再認識させるものである。

[1] T. H. Halsey, Phys. Rev. Lett. **55**, 1018 (1985).

[2] H. Yoshino, T. Nogawa, and B. Kim, Prog. Theo. Phys. Suppl. **184**, 153 (2010).

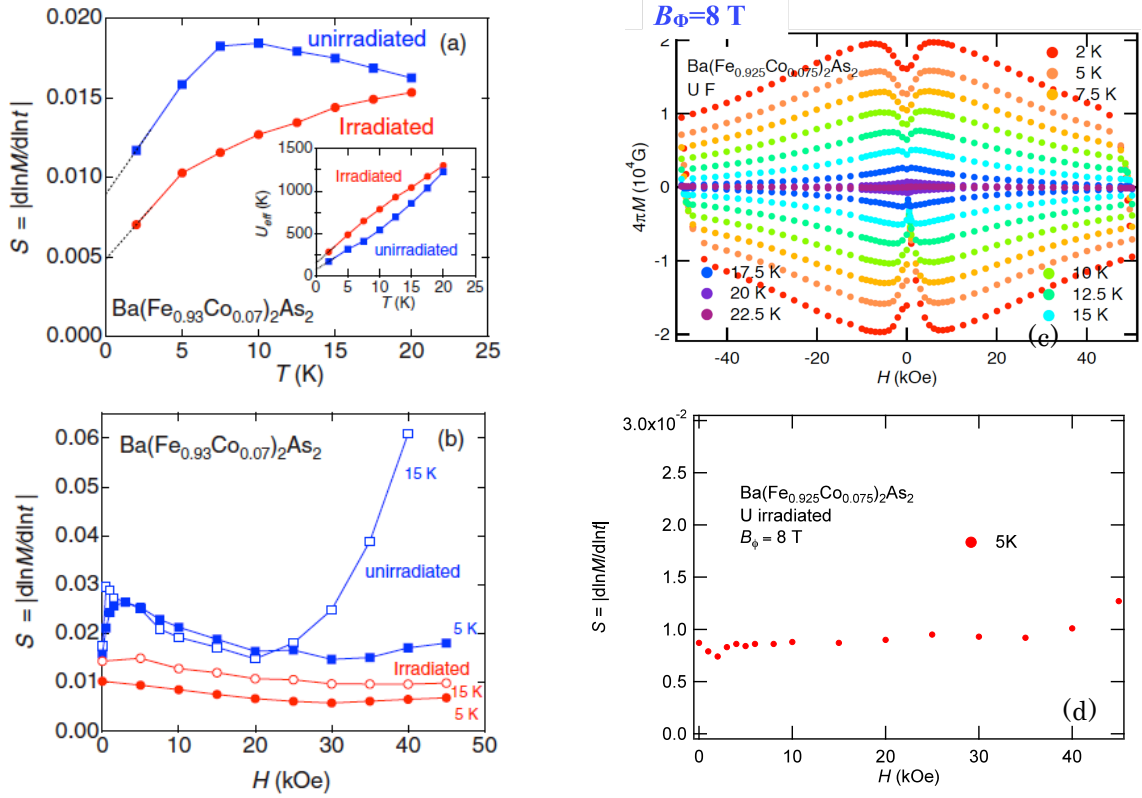
[3] M. Peyard and S. Aubry, J. Phys. C **16**, 1593 (1983).

鉄系超伝導体における磁気緩和

東京大学工学系研究科[a]、JST-TRIP[b]、日本原子力機構[c]、
若狭湾エネルギー研究センター[d]、放射線医学総合研究所[e]、理化学研究所[f]
為ヶ井強[a,b]、田縁俊光[a]、柳生田英徳[a]、仲島康行[a,b]、
岡安悟[c]、笹瀬雅人[d]、北村尚[e]、村上健[e]、神原正[f]、金井保之[f]

2008 年に鉄系超伝導体が発見されて以来、超伝導発現機構が活発に議論されてきた。一方、この系における磁束物理は未だ研究の端緒についたばかりの感がある。この間我々は、鉄系超伝導体の代表である $Ba(Fe,Co)_2As_2$ および Fe(Te,Se)の高品質単結晶の成長と臨界電流特性に主眼をおいた評価を行ってきた[1,2]。また、臨界電流の増大と、磁束系への摂動として粒子線照射も試みた[3]。

本講演では、$Ba(Fe,Co)_2As_2$ の未照射および照射試料における臨界電流及び磁気緩和率の磁場依存性から、この系における磁束状態について議論する。図(a), (b)に未照射および 200 MeV の Au 照射試料における磁気緩和率の温度・磁場依存性を示す。低磁場における異常を除くとほぼ集団ピン止め理論で理解できるが、高温超伝導体との違いも見られる。一方、図(c), (d)に示した U 照射試料では、*M-H* 曲線の低磁場に顕著な構造が見られる。しかし、対応する異常は緩和率には見られていない。



[1] Y. Nakajima, T. Taen, and T. Tamegai, J. Phys Soc. Jpn. **78**, 023702 (2009).
[2] T. Taen, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, Phys. Rev. B **80**, 092502 (2009).
[3] Y. Nakajima *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 012510 (2009).

Investigation of the field, temperature and angular dependences of the critical current density in Co-doped $BaFe_2As_2$ epitaxial thin films

[a]Department of Applied Physics, The University of Tokyo
[b]JST-TRIP
[c]Materials and Structures Laboratory, Tokyo Institute of Technology
[d]Frontier Research Center, Tokyo Institute of Technology

S. Mohan[a], T. Taen[a], H. Yagyuda[a], Y. Nakajima[a,b], T. Tamegai[a,b], T. Katase[c], H. Hiramatsu[d], H. Hosono[c,d]

Thin films of iron-based superconductors have recently attracted increased attention of researchers. In particular thin films of the 122 family of superconductors have become a potential candidate for applications [1]. We investigate the critical current density in epitaxial thin films of Co-doped $BaFe_2As_2$ grown on MgO substrate. For this purpose, magnetization and transport measurements were performed. The films show a high critical current density J_c ~2 MA/cm^2 [2]. We discuss the temperature and field variation of J_c. Furthermore, we performed angular dependent studies of J_c in these films. At low fields a strong c-axis peak is observed which weakens with increasing field (Fig. 1). We discuss these observations in the light of recent experiments wherein nanosized columnar defects were observed parallel to the c-axis of the film.

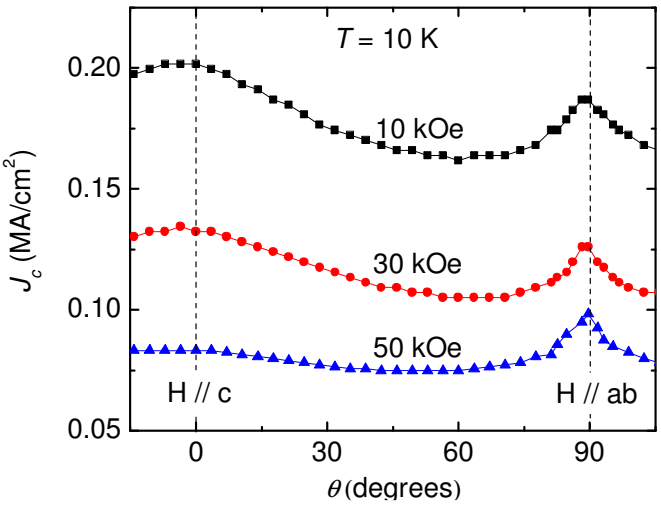


Fig. 1: The variation of J_c with angle between the magnetic field and the c-axis of the film at 10 K at different fields.

References

[1] H. Hiramatsu *et al.*, Appl. Phys. Express 1 (2008) 101702.
[2] S. Mohan *et al.*, Supercond. Sci. Technol. 23 (2010) 105016.

LiFeAs, $FeSe_{1-x}Te_x$単結晶のマイクロ波表面インピーダンス測定

東大院総合 [A], 電中研 [B], 東大物性研 [C], 原子力機構シ計セ [D], JST TRIP[E], JST-CREST[F], ○高橋英幸 [A,E], 今井良宗 [A,E], 小宮世紀 [B,E], 北川健太郎 [C,E], 松林和幸 [C,E], 中井宣之 [D,F], 永井佑紀 [D,E,F], 塚田一郎 [B,E], 瀧川仁 [C,E], 上床美也 [C,E], 町田昌彦 [D,E,F], 前田京剛 [A,E]

$LaFeAsO_{1-x}F_x$における超伝導の発見以来，鉄を含む超伝導体に関する研究，特に，超伝導ギャップ構造に関する研究が盛んに行われている．ギャップ構造は超伝導対称性と密接に関係しており，超伝導が発現するメカニズムを探る重要な手がかりともなりうる．我々は，鉄系超伝導体の中で，最も単純な構造を持つ $FeSe_{1-x}Te_x$，および，化学量論比を持つものとしては最も高い T_c を持つ LiFeAs の 2 つに着目し，超伝導ギャップ構造に関する知見を得ることを目的として，マイクロ波領域における表面インピーダンスの測定を行った．測定には，セルフフラックス法で育成した単結晶を用いた．また，マイクロ波表面インピーダンス測定は，空洞共振器摂動法により行った．図 1 に LiFeAs 単結晶（T_c ～16.1 K）の表面インピーダンス（Z_s）の温度依存性を，図 2 に表面リアクタンス（X_s）から求めた磁場侵入長（λ）の温度依存性を示す．磁場侵入長は，低温でほとんど温度変化を示さない．これは，この系の超伝導ギャップの構造が，ノードレスであることを強く示唆している[1]．また，超流体密度の温度依存性は，２つ以上の超伝導ギャップの存在を仮定することによってよく説明できる．当日は，交流複素伝導度の測定結果，$FeSe_{0.4}Te_{0.6}$単結晶の測定結果も合わせて報告したい．

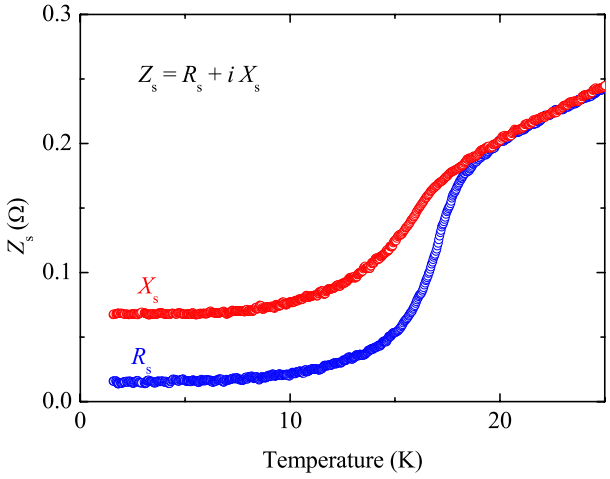


図 1. LiFeAs 単結晶の表面インピーダンスの温度依存性（19 GHz）.

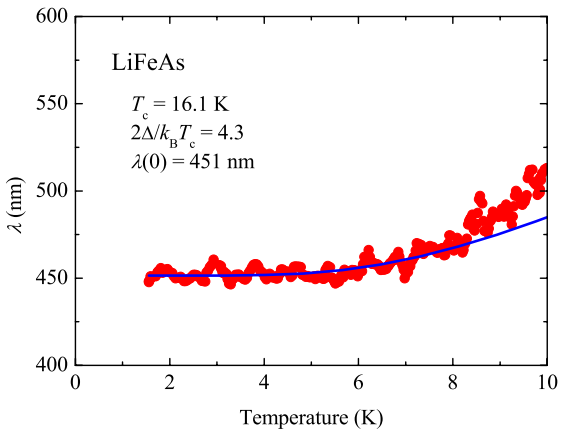


図 2. LiFeAs 単結晶の磁場侵入長の温度依存性

[1] Y. Imai *et al.*, arXiv:1009.4628

渦糸コアの影響を取り入れたトルク理論と実験解析

阪府大院工[A], 阪府大ナノ科学・材料セ[B], 阪府大ナノ研[C]
久保田大地[A], 林伸彦[B], 石田武和[A,C]

Torque theory with contemplating vortex core contribution and the experimental analysis

D. Kubota[A], N. Hayashi[B], and T. Ishida[A,C]
Dept. of Physics & Electronics[A], *N2RC*[B], *Inst. Nanofab. Res.*[C]

Kogan の異方的超伝導体に用いるトルク理論は、渦糸の逆格子空間上のカットオフや渦糸構造の定義を曖昧 [1] にしている代わりに、定数 η として仮定している。 我々は Yaouanc ら [2] の異方的超伝導体中の内部磁場モデルによるカットオフ関数を導入し、磁束コアと超伝導トルクとの関係性を明確にしたモデルを与えた。超伝導状態におけるコヒーレンス長の異方性 γ_ξ と磁場侵入長の異方性 γ_λ をもちいて以下のように式 (1) で表される。このとき単結晶の結晶軸に対して磁場と c 軸方向に角度 θ_c だけ傾いたときに受ける物理量である。このモデルによってマルチバンド超伝導体 $Ba(Fe,Co)_2As_2$(T_c = 23 K) の超伝導トルクカーブを解析し、多バンド超伝導性を考察した。

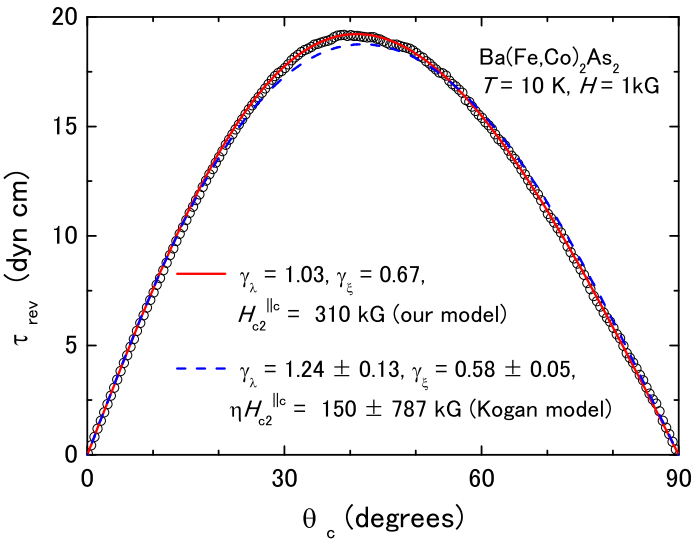


図 1: 磁場 1 kG、温度 10 K のときの $Ba(Fe,Co)_2As_2$ 単結晶のトルクの可逆成分をマルチバンドの Kogan モデルと我々のモデル式 (1) によって解析した。

$$\tau(\theta_c) = -V\frac{\partial F(\theta_c)}{\partial \theta_c} = -\frac{HV}{8\pi}\sum_{(p,q)\neq(0,0)}\frac{\partial}{\partial\theta_c}\frac{B_0(1-b^4)v_{pq}K_1(v_{pq})}{p^2-pq+q^2}, \tag{1}$$

但し、V は試料体積、$\epsilon_{\xi,\lambda}(\theta_c) = \sqrt{\sin^2\theta_c + \gamma_{\xi,\lambda}^2\cos^2\theta_c}$、逆渦糸格子に関する整数 p、q、第 2 種変形 Bessel 関数 $K_1(v_{pq})$、 磁束量子 Φ_0、$B_0 = \sqrt{3}\Phi_0\epsilon_\lambda(\theta_c)/2\pi^2\lambda^2\gamma_\lambda^{1/3}$、 $b = H\epsilon_\xi(\theta_c)/H_{c2}^{\perp c}$、 $v_{pq}^2 = 4\pi b(1+b^4)[1-2b(1-b)^2][\beta_{\xi\lambda}(\theta_c)(q-p/2)^2+p^2/\beta_{\xi\lambda}(\theta_c)]$、そして $\beta_{\xi\lambda}(\theta_c) = 2\gamma_\xi\epsilon_\lambda(\theta_c)/\sqrt{3}\gamma_\lambda\epsilon_\xi(\theta_c)$ である。この式を用いてマルチバンドの Kogan 理論と、異方性解析への有用性について比較した。図 1 において、 2 つのモデルで得られた $Ba(Fe,Co)_2As_2$ の異方性は γ_λ と γ_ξ とも、ほぼ等方的な値に近いことが分った。また我々の理論で得られた $H_{c2}^{\parallel c}$ の値の方が示唆されている計算値 [3] に近く、実験で得られたトルクカーブを良く説明できる。我々の理論式 1 の方が Kogan 理論と比べて η によって曖昧になっていた渦糸コアの影響が、異方性や H_{c2} に対してより反映できていることが期待される。

[1] V. G. Kogan, Phys. Rev. B **38** (1988) 7049.; Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 237005.; Phys. Rev. B **66** (2002) 020509.
[2] A. Yaouanc, P. Dalmas de Réotier, and E. H. Brandt, Phys. Rev. B **55** (1997) 11107.
[3]N. Ni, M. E. Tillman, J. -Q. Yan, A. Kracher, S. T. Hannahs, S. L. Bun'ko, and P. C. Canfield, Phys. Rev. B **79**, (2009) 094507.

Numerical study of vortex interactions and phase diagram in two-component superconductors

WPI Center for Materials Nanoarchitectonics, National, Institute for Materials Science, Tsukuba

Shi-Zeng Lin, Xiao Hu

In the framework of Ginzburg-Landau (GL) theory, superconductors are classified into either type I or type II, depending on the ratio of coherent length to the London penetration depth. In type I superconductors, vortices attract each other and they are thermodynamically unstable. In type II superconductors, vortices repel and a vortex lattice phase is stabilized in moderate magnetic fields. Recently, Babaev *et al*. proposed that vortices may attract at long distance but repel at small separation in two-component superconductors [1]. Later, Moshchalkov *et al*. performed experiments on their MgB_2 superconductors, and observed unusual vortex patterns [2]. They ascribed these patterns to the non-monotonic inter-vortex interactions, and coined type 1.5 superconductors for these superconductors.

We study the vortex structure and the phase diagram with two-component GL free energy functional [3]. Since vortices are extended object, the determination of interaction potential between vortices is highly non-trivial. With constrained variation calculation and time-dependent GL simulation, we show clearly the existence of non-monotonic interaction between vortices in a class of material parameters. The non-monotonic interaction survives the moderate inter-band scattering. Because of the non-monotonic interaction, a first order phase transition associated with discontinuous jump in the magnetization occurs when the external magnetic reaches H_{c1}. Based on the numerical results, we construct a mean-field phase diagram for this kind of superconductors.

References

[1] E. Babaev and M. Speight, Physical Review B **72**, 180502 (2005).

[2] V. Moshchalkov *et al*., Physical Review Letters **102**, 117001 (2009).

[3] S. Z. Lin, and X. Hu, arXiv:1007.1940 (2010).

多バンド超伝導体における時間反転対称性の破れと分数磁束状態

産業技術総合研究所　柳澤　孝
共同研究者　田中康資、長谷泉、山地邦彦

多バンド超伝導体に特有な現象を理論的に研究する。多バンド（または多成分）超伝導体においては、1 バンドの超伝導体にはない特異な現象が起きる可能性がある。MgB_2 や鉄系超伝導体などは多バンド超伝導体の例であり、特に、鉄系超伝導体は 3 バンド以上の多バンド系であることに特徴がある。鉄系超伝導体において、鉄元素についての同位体効果が調べられており、負あるいはほとんどゼロの同位体効果が報告されている [1,2]。これは、バンド間の対相互作用の競争、すなわち、電子･フォノン相互作用や反強磁性相互作用を起源とする引力相互作用の競争、の結果として理解できる [3]。

2 バンドから 3 バンドへの拡張は非常に非自明である。これについて、ここでは簡単にギンツブルグーランダウ理論に基づいて考察する。バンド間およびバンド内の対相互作用があるとして、ハミルトニアン

$$H=\sum_{i\sigma}\int dr\psi^{+}_{i\sigma}K_i(r)\psi_{i\sigma}(r)-\sum_{ij}g_{ij}\int dr\psi^{+}_{i\uparrow}(r)\psi^{+}_{i\downarrow}(r)\psi_{j\downarrow}(r)\psi_{j\uparrow}(r)$$

を考える。これから導かれるギンツブルグーランダウの自由エネルギーは

$$F=\int dr\left[\sum_{j=1}^{3}\alpha_j\left|\psi_j\right|^2+\frac{1}{2}\sum_{j=1}^{3}\beta_j\left|\psi_j\right|^4+\sum_{j=1}^{3}K_j\left|\left(\nabla+i\frac{2\pi}{\phi_0}\right)\psi_j\right|^2+\frac{1}{8\pi}H^2\right.$$

$$\left.-\left(\gamma_{12}\psi_1^{*}\psi_2+\gamma_{21}\psi_2^{*}\psi_1\right)-\left(\gamma_{23}\psi_2^{*}\psi_3+\gamma_{32}\psi_3^{*}\psi_2\right)-\left(\gamma_{31}\psi_3^{*}\psi_1+\gamma_{13}\psi_1^{*}\psi_3\right)\right]$$

となる。ジョセフソン項が現れ、この項の位相の自由度から興味ある現象が現われる。結合定数の行列を $G=(g_{ij})$ とおくと、ジョセフソン項の係数は G の逆行列で与えられる：$\gamma_{ij}=-(G^{-1})_{ij}$.　ジョセフソン項の符号によっては、基底状態が縮退し時間反転対称性の破れた状態となる。この時、分数磁束の渦糸が存在し得る。[4]

文献

[1] P. M. Shirage et al., Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 257003.
[2] P. M. Shirage et al., Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 037004.
[3] T. Yanagisawa et al., J. Phys. Soc. Jpn. 78 (2009) 094718.
[4] Y. Tanaka et al., J. Phys. Soc. Jpn., to be published.

URu_2Si_2 超純良単結晶の隠れた秩序相および超伝導相におけるサイクロトロン共鳴

京大院理, 原子力機構 [A], 阪大院理 [B]

利根川 翔, 橋本 顕一郎, 勝股 亮, 井加田 洸輔, 芳賀 芳範 [A], 松田 達磨 [A], 山本 悦嗣 [A], 大貫 惇睦 [A,B], 芝内 孝禎, 松田 祐司

Cycrotron resonance of ultra-clean URu_2Si_2 single crystals in the hidden ordered and superconducting states

Kyoto Univ., JAEA[A], Osaka Univ.[B]

S. Tonegawa, K. Hashimoto, R. Katsumata, K. Ikada, Y. Haga[A], T. Matsuda[A]
E. Yamamoto[A], Y. Onuki[A,B], T. Shibauchi, Y. Matsuda

重い電子系超伝導体では局在性の強いf 電子により特異な超伝導状態が実現しており、現在までにその研究が精力的に行われてきた。特に重い電子系超伝導体URu_2Si_2は「隠れた秩序相」(T_h=17.5 K)のもとに超伝導が実現していて、常伝導状態・超伝導状態の両方の電子構造に興味が持たれている。サイクロトロン共鳴測定は、試料中の電子のサイクロトロン運動を直接観測可能であり、電子の緩和時間や有効質量を調べるのに有用な実験手段である。しかし、これまでにURu_2Si_2ではドハース・ファンアルフェン(dHvA)効果などの量子振動を観測する実験には成功しているが、サイクロトロン共鳴の報告例はなかった。

我々は銅空洞共振器を用いてURu_2Si_2超純良単結晶(T_c=1.4 K, RRR～700)のAzbel'-Kaner型サイクロトロン共鳴測定を行い、常伝導状態のサイクロトロン共鳴を観測することに成功した。この測定によりdHvA 効果測定[1]では見られなかった重い電子バンドの観測に成功した[2,3]。今回、さらに我々は^{3}He 温度まで測定可能な45 GHz銅空洞共振器を製作し、超伝導状態においてもサイクロトロン共鳴を観測することに初めて成功した。これは超伝導状態において準粒子がサイクロトロン運動を行っている可能性を直接的に示唆している。

またサイクロトロン共鳴ピークの半値幅から準粒子の散乱時間の情報が得られる。講演では散乱時間の測定結果を熱伝導率の結果[4]と比較して超伝導渦糸状態における非局在準粒子のブロッホ状態について議論したい。

References

[1] H. Ohkuni *et al.*, Philos. Mag. B, **79** 1045-1077 (1999).
[2]橋本 顕一郎 他 日本物理学会 秋季大会(2008) 20aQB-8
[3]芝内 孝禎 他 日本物理学会 秋季大会(2008) 20aQB-9
[4] R. Okazaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100** 037004 (2008).

回転駆動された渦糸格子リングのダイナミクス

東工大院理工，九大高等教育セ [A]

松村有夏，小久保伸人 [A]，大熊哲

ランダムなピン止めポテンシャル下で，歪み力を受けて駆動された固体の運動を調べることは，固体の plastic flow や破壊現象を理解する上で役に立つ。コルビノディスク（CD）内で回転駆動された渦糸固体格子系は，これらの現象を研究する上での格好の実験系となる。我々はこれまでに，アモルファス Mo_xGe_{1-x} 膜に対する電流電圧特性とモードロック（ML）共鳴測定を行うことにより，CD 内で渦糸格子を回転駆動させると，半径の異なる多数のリング状渦糸三角格子が内側ほど高速で回転し，ある特徴的な磁場 B_{cr} 以上では，回転方向に対する格子方位が垂直フローに，B_{cr} 以下では平行フローになることを明らかにした[1]。図 1 の●は ML 共鳴電圧 V_p の磁場依存性である。2 本の放物線は平行（実線）と垂直（破線）フローに対応する。

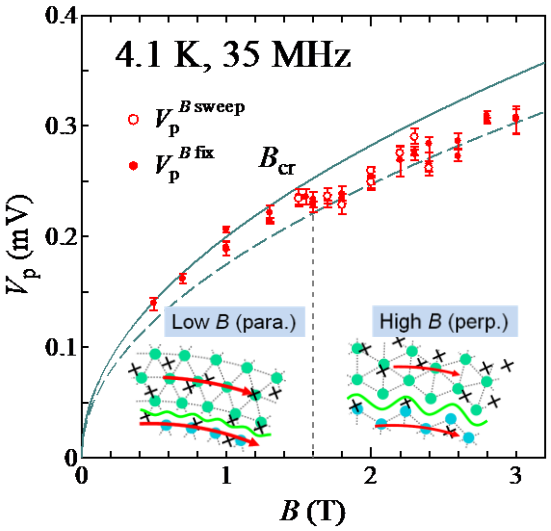


図 1　ML 共鳴電圧 V_p の磁場依存性.

最近の Nakai らの矩形試料におけるシミュレーション[2]によると，ピン止め力が存在する場合には垂直フローが実現する。他方，CD では低磁場において平行フローが，すなわち隣接するリングの界面同士がよりスリップしやすいような滑らかな格子方位(図1インセット左)が観測される。リングの界面の摩擦機構[3]が格子方位に支配的な役割を果たしているとすると，もし B_{cr} 以下の低磁場で渦糸格子を平行フローで回転させたまま磁場を B_{cr} 以上まで上げた場合，界面摩擦の大きい垂直フローへ変化せずに平行フローを保ち続ける一種の“履歴効果”が観測されると予想し，実験を行った。平行フローが見られる 1 T から，渦糸系を回転させたまま B_{cr} 以上の磁場まで増加させた場合の ML 共鳴実験の結果を図1の◯で示す。予想に反し，渦糸の回転状態を保ったままでも磁場が B_{cr} を越えると界面摩擦の大きい垂直フローへと動的転移した。これは，界面の摩擦力よりも渦糸系に働くピン止め力の方が格子方位に影響を及ぼしていることを示唆する。ところで矩形試料では，秩序相から高磁場の無秩序相に入るとフロー方位が垂直から平行へと変化する[4]。そこで CD の無秩序相において ML 共鳴実験を行った。図2(a)に示すように，CD でも無秩序相に入ると平行フローが観測され，矩形試料と同じ振る舞いが見られた。この結果は，試料形状に依らず，高磁場での格子方位の変化が，動的融解手前で格子の感じる動的ピン止め力が弱まったことに起因していることを示している。

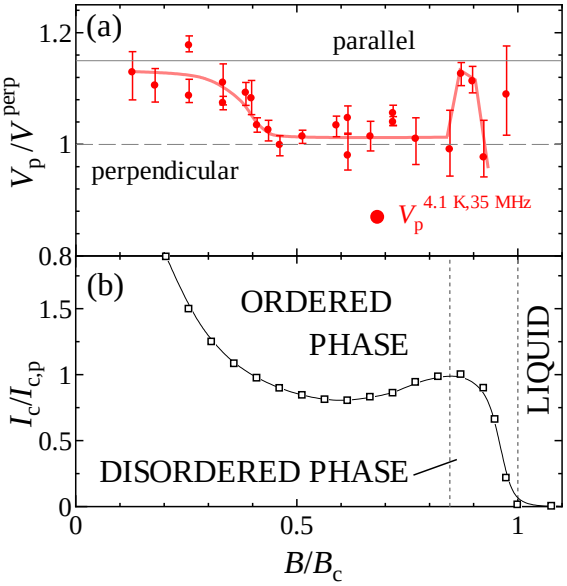


図 2 (a) 規格化した V_p 及び(b) 臨界電流の磁場依存性.

[1] S. Okuma *et al.*, Phys. Rev. B 80 (2009) 230501(R): Y. Matsumura *et al.*, Physica E, in press.
[2] N. Nakai *et al.*, Physica C 469 (2009) 1106.　[3] H. Matsukawa, private communications.
[4] S. Okuma *et al.*, Phys. Rev. B 80 (2009) 132503.

準古典理論による FFLO 状態の安定性

岡山大学大学院自然科学研究科

鈴木健太，堤康雅，市岡優典，町田一成

Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov(FFLO)状態は、低温高磁場において実現し、クーパー対は有限の重心運動量を持つ。このとき秩序変数は、振幅は一様であるが位相が実空間で変動する FF 状態、もしくは、振幅が実空間で符号を変えつつ振動する LO 状態をとると考えられる。現在、重い電子系超伝導体である $CeCoIn_5$ において FFLO 状態が実現しているのではないかと議論され、その領域や物理量の変化が問題となっている[1]。

今回、我々は準古典 Eilenberger 理論を用い[2]、s 波超伝導体における LO 状態の安定領域と物理量の変化を計算した。各磁場で LO 状態の振動周期を変え、自由エネルギーを比較することで安定な状態を決定した。磁場の増加に伴い振動周期が減少し、温度 0.2Tc において上部臨界磁場が、LO 状態により数%増加することを確認した。また各安定点において、磁化や常磁性磁化、渦糸構造因子などの物理量を計算し LO 状態の実現に伴う物理量の変化を明らかにする。

[1] Y. Matusda and H. Shimahara, J. Phys. Soc. Jpn 76, 051005(2007).

[2] Ichioka *et al.*, Phys. Rev. B 76, 014503 (2007).

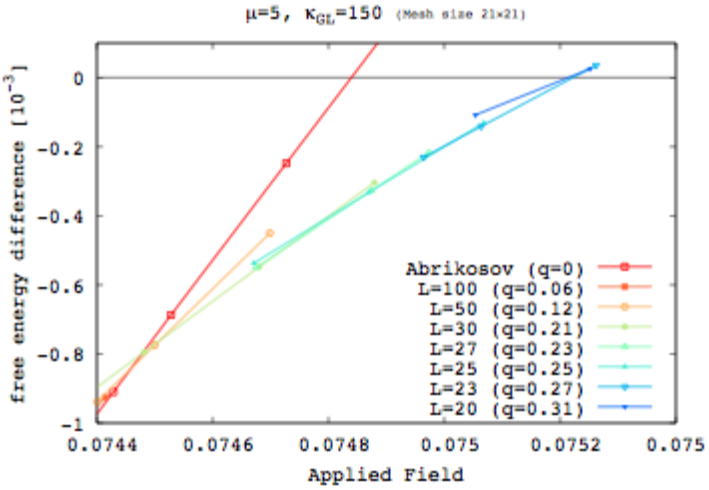


図 1:磁場 B に対し各周期 L の自由エネルギー。磁場を大きくするにつれ振動の周期 L が短くなり、L=23, B=0.0756 付近で常伝導状態へと転移する。

様々な形状のアンチドットによる
渦糸ピニングの分子動力学シミュレーション

大阪府立大学工学部数理工学科

藤林デイビッド、加藤勝

アンチドットによる渦糸ピニングを用いた渦糸の動きや制御に関する様々な実験[1-3]やシミュレーション[4,5]が行われている。例えば大小２つポテンシャルのアンチドットを周期的に配置[6,7]したり非対称的な形状[2-4]のアンチドットを用いて渦糸の動きによって起きる交流の整流作用が研究されている。

最近、任意の形状を持つアンチドットを容易に作ることが出来るようになった。今回、様々な形状のアンチドットによる渦糸ピニングの分子動力学シミュレーションを行った。図１では、六角形のアンチドット内に渦糸がピニングされた様子を示している。ここでは、渦糸の運動方程式を $\eta\frac{dr_i}{dt}=f_i^{vv}+f_p+f_{DC}$ としている。ここで、f_i^{vv} は i 番目の渦糸が他の渦糸から受ける力である。f_p はアンチドット内部のピニング力であり、ピニングポテンシャルを $V=-\frac{1}{2}\frac{f_p}{rp}\left[\left(x-r_{px}\right)^{vq}+\left\{\left(x-r_{px}\right)\cos\frac{\pi}{3}+\left(y-r_{py}\right)\sin\frac{\pi}{3}\right\}^{vq}+\left\{\left(x-r_{px}\right)\cos\frac{2}{3}\pi+\left(y-r_{py}\right)\sin\frac{2}{3}\pi\right\}^{vq}\right]^{\frac{2}{vq}}$ ととっている。ただし、x, y は渦糸、r_{px}, r_{py} はアンチドットの中心の位置であり、rp はアンチドットの大きさ、f_p はピニング力である。また、vq は $vq\to\infty$ で図形の角の丸みを消す指数である。f_{DC} は電流による駆動力である。

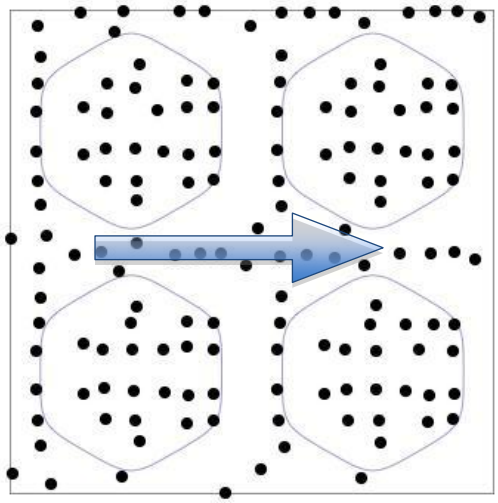


図 1.正六角形のアンチドットと渦糸

渦糸の数は150個で、右向きに駆動力をかけている。$vq=10$ としている。アンチドット内の渦糸は最終的に図のように固定され、隙間の渦糸が矢印の向きに動く。

[1]G. Karapertov et al. Phys. Rev. Lett. **95**, 167002 (2005)

[2]J.E. Villegas et al. Science **302**, 1188 (2003)

[3] C. C. de Souza Silva et al. Nature **440,** 651 (2006)

[4] C.J. Olson Reichhardt et al. Physica C **432,** 125 (2005)

[5] C.J. Olson Reichhardt et al. Phys. B. **73**, 184519 (2006)

[6]J. Van de Vondel et al. Phys. Rev. Lett. **94**, 057003 (2005)

[7]B.Y. Zhu et al. Phys. Rev. B. **68**, 014514 (2003)

分子探針を用いたSTMに向けたシミュレーション研究

[1] 大阪府立大学大学院理学系研究科物理学専攻
[2] 大阪府立大学ナノ科学・材料研究センター

齊木　祥,[1,2] 林　伸彦 [2]

本講演では、“ 分子探針 STM ”のシミュレーションに用いる基礎理論といくつかの我々の計算結果を紹介する。

走査トンネル顕微鏡 (STM) は、金属探針と試料の間に流れるトンネル電流により表面の電子状態をナノスケールで観測する強力な実験ツールである。しかし、ナノスケールの観測では物質の量子力学的な振る舞いが顕在化し、個々の粒子レベルの化学過程・力学過程・電子過程が絡み合っているので、実験結果の定性的な解釈が難しくなっている。そのような場合には基礎理論に基づく数値シミュレーションによる解析が有効である。

最近、鉄系超伝導体において、単一不純物近傍の電子状態の STM 観測が花栗ら [1] によって行われている。しかしながら、そこで観測対象となっている不純物自体のその素性（化学組成）については STM のスペクトルからは識別できていないと報告されている。

近年、従来の STM を発展させて探針に分子を吸着し、試料との間に起きる相互作用により従来の STM では区別できなかった特徴が区別できるようになった分子間トンネル効果顕微鏡（分子探針 STM）が開発された [2]。分子探針 STM により、観測対象物の化学組成を識別することが可能となる。この分子探針 STM のスペクトルに対して詳細な理論解析ができれば物性科学にとって重要な役割を果たすと期待できる。

本研究では、この分子探針 STM の理論解析に向けて、Bardeen の摂動法 [3] を用いてトンネル電流の評価 [4] を簡便に計算する手法 [5] と、DV-$X\alpha$ 法 [6] による探針と試料の電子状態計算の結果とを用いて、分子探針 STM スペクトルの実空間像について数値シミュレーションにより理論的な解析を行うことを目的としている。

[1] 花栗哲郎ら，日本物理学会 2010 年秋季大会，大阪府立大学，2010 年 9 月 26 日.
[2] T. Nishino *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **102**, 5659 (2005).
[3] J. Bardeen, Phys. Rev. Lett. **6**, 57 (1961).
[4] M. Tsukada *et al.*, Sur. Sci. Rept. **13**, 265 (1991).
[5] C. J. Chen, Phys. Rev. B **42**, 8841 (1990).
[6] H. Adachi *et al.*, J. Phy. Soc. Jpn. **45**, 875 (1978).

± s 波超伝導における渦糸コア構造への不純物効果

大阪府立大学 ナノ科学・材料研究センター

林　伸彦

本講演では、± s 波超伝導において、ランダムに分布した非磁性不純物の効果が存在するもとで、孤立渦糸の電子状態について準古典理論で数値計算によって調べてみて、そこで得られる結果について紹介する予定である。

かつて９０年代半ば d 波超伝導の研究華やかなりし頃、Preosti と Muzikar [1]は次のようなことを考えた。d 波超伝導のペアポテンシャルは次の２つの特徴を併せ持っている: (1)**フェルミ面上でその振幅が節をもってつぶれる**。(2)**符号の変化を示す**。そこで彼らは、そのうちの(1)の特徴は持たず、(2)の特徴だけを有する状況を考えてみるとどうであろうか？と考えた。これは本質的には今でいう ± s 波超伝導の状況に相当する。そうして文献[1]にあるように、彼らはバルクでの状態密度における非磁性不純物の効果を考え、ユニタリー散乱に近づくとギャップ内の低エネルギー領域に不純物起源の状態が現れることを指摘した。のちに同様の系のより詳しい解析が２バンド超伝導の文脈で例えば Ohashi [2]によっても行われている。

一方、渦糸のほうでは、普通の s 波の超伝導での渦糸コアにおいて、ユニタリー散乱に近づくと渦糸束縛状態への非磁性不純物の影響が小さくなるという数値計算結果が報告されている[3]。そうすると、果たしてこの結果は ± s 波超伝導の渦コアではどうなるのであろうか。

以上の背景をふまえ、次のような興味をもった。ユニタリー散乱で ± s 波超伝導のバルクの状態密度に現われる上記の低エネルギー状態が、空間的にバルクから渦糸コアに近づいていったときに、どのように変化していくのか、またどのように渦糸コアの束縛状態のピーク構造と繋がっていくのか。

この点を実際に自分で確かめてみるべく、± s 波超伝導での渦糸コアの計算を、不純物の自己エネルギーを含んだ準古典理論を使って調べてみる予定である。
そのさい定式化において、始めから多くのパラメーターを取り扱うことは得策ではないため、文献[1]で扱われている程度のできるだけシンプルなモデルで、まずはやってみたいと考えている。

[1] G. Preosti, H. Kim, and P. Muzikar, Phys. Rev. B 50, 13638 (1994);
G. Preosti and P. Muzikar, Phys. Rev. B 54, 3489 (1996).
[2] Y. Ohashi, J. Phys. Soc. Jpn. 71, 1978 (2002).
[3] M. Eschrig, D. Rainer, and J. A. Sauls, arXiv:cond-mat/0106546.

正方格子超伝導ネットワークにおける臨界電流密度の異方性

東大院工、[a]ISTEC
土屋雄司、仲島康行、為ヶ井強、永沢秀一[a]、日高睦夫[a]

微細加工を施した超伝導体において vortex 侵入形状は温度、磁場、試料形状に依存する。先行研究では、小空孔が周期的に配置された系である超伝導アンチドットアレーにおいて、最近接空孔間にのみ vortex が侵入するという簡単な vortex channeling model を仮定することにより磁束侵入形状が良く予測可能とされていた[1]。しかし、我々のグループでは、正方格子超伝導ネットワークにおいて従来には観測されなかった正方格子の次近接空孔間方向へと増強された磁束侵入パターンを観測した[2]。この特異な次近接方向へと伸びた磁束侵入パターンの発生原理を解明するため、我々は正方格子 Nb 超伝導ネットワークを用いて格子定数、超伝導細線幅、膜厚、空孔形状、細線交点への空孔の導入による効果を、磁気光学イメージング法により観測してきた。結果、次近接磁束侵入の原因の尤もらしい候補は、細線交点での電流集中であることを解明した。また、細線が十分細い超伝導ネットワークにおいて、TDGL シミュレーションから次近接方向の磁束侵入が再現されている[3]。

我々は臨界電流密度 J_c から、次近接磁束侵入の原因を議論するため、超伝導ネットワークの単一交点を取り出した系に x、y 方向それぞれから電流を導入し、臨界電流密度の方向依存性測定を試みた。図 1 に示した模式図のように 2〜16 μm 幅の Nb 細線が交差した系を、Si 基板上にスパッタ、フォトリソグラフィー、反応性イオンエッチングを用いて作製した。本公演では、臨界電流密度の角度依存性と次近接空孔方向に伸びる磁束侵入との対応について議論する予定である。

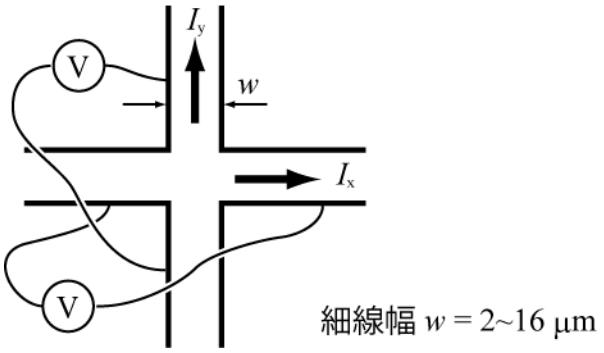


図 1 Nb 超伝導ネットワークの単一交点の模式図。

引用文献

[1] M. Pannetier *et al.*, Phys. Rev. B **67**, 212501 (2003).
[2] Y. Tsuchiya *et al.*, Physica C, in press (2010).
[3] N. Nakai and K. Machida, Physica C **470**, 1148 (2010).

$Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ の磁束ダイナミクスに対するプロトン照射効果

東大院工[a], JST-TRIP[b], 放医研[c]
田縁俊光[a], 仲島康行[a,b], 為ヶ井強[a,b], 北村尚[c], 村上健[c]

鉄系超伝導体の有用性は転移温度 T_c が高いことのみならず、10^5 A/cm^2 という臨界電流密度 J_c が比較的大きい値を持つことにもある。しかし銅酸化物系超伝導体と同様、giant flux creep により J_c が時間と共に大きく減少してしまうという難点がある。これを解決しかつ J_c を上昇させるために、粒子線照射による vortex のピン止め中心導入が有効であることが知られている。粒子線の種類によって作られる欠陥の種類は異なり、一般に重イオンは柱状欠陥、プロトンなどの軽元素では点欠陥が形成される。我々はこれまでに重イオン照射(Au など)によって導入した柱状欠陥が最適 Co ドープ $BaFe_2As_2$ 系に及ぼす影響を、J_c の上昇および磁気緩和率 S の抑制という観点から評価してきた[1]。Au 200 MeV イオン照射の場合では導入された欠陥が断続的ではあるが柱状であることを TEM で観察することに成功し、T_c を維持したまま J_c を 5 倍程度上昇させることが可能であると報告した。また全温度領域で S の抑制が起こり、低磁場における特徴的な $S(H)$の dip 構造が消失することも示された。しかし一方でこれらの変化が欠陥の柱状性を反映しているものであると明言するには、点状欠陥を導入した系と比較することが不可欠である。

そこで我々は 3 MeV プロトン照射(ドース 1.2×10^{16} cm^{-2})によって点状欠陥を導入した最適 Co ドープ $BaFe_2As_2$ 系において J_c および S の温度依存性、磁場依存性を調べ、それらを未照射試料および Au 200 MeV 照射試料(同 1×10^{11} cm^{-2})と比較することにより本質的な欠陥の形状効果を明らかにすることを目的とした。図 1 は S の磁場依存性を示した。本講演では低磁場 dip や高温高磁場での振る舞いの違いから点状欠陥がある鉄系超伝導体の vortex dynamics を議論する。

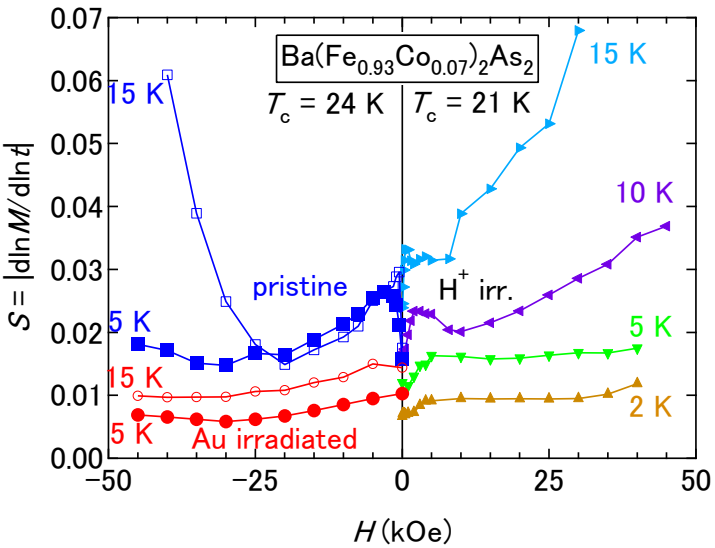


図 1　未照射、Au 200 MeV 照射、およびプロトン 3 MeV 照射の $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ における規格化された磁気緩和率 S の磁場依存性。

[1] Y. Nakajima et al., Phys. Rev. B **80**, 012510 (2009).

一対の渦糸と半整数量子磁束の周りの準粒子構造

阪府大工[A]、JST-CREST[B]、USC[C]、
丹羽祐平[A,B]、加藤勝[A,B]、真木和美[C]

最近、Sr_2RuO_4 や $Na_xCoO_2 \cdot yH_2O$ 等のトリプレット p -波又は f-波超伝導体が発見されている。そこでは電子がスピンの自由度を持つため、オーダーパラメータの位相が磁束周りで半回転しかしなくてもスピンがその分を補うことができる。その場合、半整数量子磁束が存在すると考えられ、一対の半整数量子磁束が安定になる領域があることが分かっている[1]。これまで我々は、トリプレット p -波及び f -超伝導体に一つだけの場合の半整数量子磁束周りの準粒子構造を解析してきた[2]。更に、一対の場合を計算する為に二つの特異点を持つ楕円座標（図１参照）を導入し、それを Mathieu 関数で展開して解く方法を開発した[3]。

今回、p -波超伝導体の一対の整数量子磁束周りと一対の半整数量子磁束周りの準粒子構造について、図１の楕円座標の二つの焦点に磁束の中心があると仮定して、Bogoliubov-de Gennes 方程式を Matheiu 関数を用いて解析するシミュレーションを行った。その結果、一対の整数量子磁束周りの束縛状態には干渉がみられるが、一対の半整数量子磁束の場合には干渉が現れないという事が分かった。（図２参照）

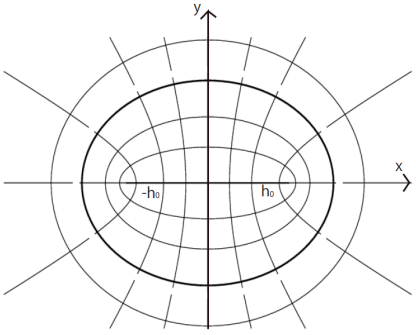


図１：楕円座標

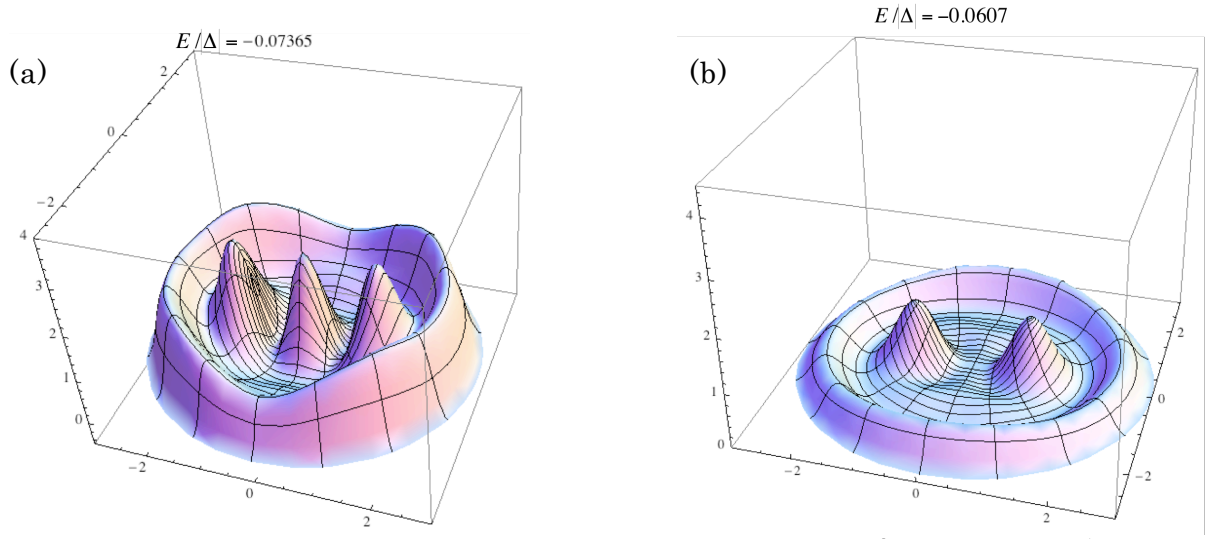


図２：(a)整数量子磁束、(b)半整数量子磁束周りの状態密度の空間分布

[1] H. -Y. Kee and K. Maki, Phys. Rev. B **62**, R9275 (2000)
[2] Y. Niwa, M. Kato, K. Maki, Physica C **469**, 1077 (2009).
[3] Y. Niwa, M. Kato, K. Maki, Physica C **470**, 1151 (2010).

多ギャップ超伝導体によるヘテロ型ジョセフソン接合における巨視的量子トンネル

日本原子力研究開発機構 システム計算科学センター
太田幸宏、町田昌彦、小山富男

近年発見された鉄系超伝導体は高い Tc を有することに加え，様々な化学組成で超伝導性が発現することから，用途に応じた柔軟な材料設計を許す新たな超伝導材料として関心が高まっている．本講演では，鉄系超伝導体を用いたジョセフソン結合における量子効果を扱うための理論を構築する．鉄系超伝導体の最大の特徴の一つが，その多バンド超伝導性にある．すなわち，Tc 以下で非連結フェルミ面上に複数の超伝導ギャップが開くことにある．こうした多ギャップ超伝導はジョセフソン効果に大きな影響を与える[1]．したがって，鉄系超伝導体に特有の量子効果を議論するためには，複数ギャップ間の相互作用の効果も適切に取り入れる必要がある．本講演では，鉄系超伝導体をシンプルな 2 ギャップ超伝導としてモデル化し，この系の有効ラグランジュ密度を導出する．超伝導ギャップが 2 種類あることに付随して，ゲージ不変位相差も 2 種類現れる．2 個のゲージ不変位相差の重心座標として同相位相差，相対座標として逆相位相差が定義される．通常の単一ギャップ超伝導では，同相位相差のみが出現するとみなせる．逆相位相差は，レゲット・モードと呼ばれる多ギャップ超伝導特有の集団励起モードに対応しており，その補正が巨視的トンネル効果にどのように現れるかを講演では議論したい[2]．

参考文献

[1] Y. Ota, M. Machida, T. Koyama, and H. Matsumoto, Phys. Rev. Lett. **102**, 237003 (2009).
[2] Y. Ota, M. Machida, and T. Koyama, arXiv:1010.2804

渦糸格子フローの温度依存性に対するシミュレーション研究

[1]日本原子力研究開発機構 システム計算科学センター，[2]CREST (JST)
[3]大阪府立大学 ナノ科学・材料研究センター，[4]TRIP (JST)
中井　宣之,[1, 2]　林　伸彦,[2,3]　町田　昌彦[1, 2, 4]

アモルファス超伝導体のように渦糸ピニングが多く存在する場合、磁束渦糸は整列した格子構造ではなく、グラス構造を示すことがある。しかし渦糸を印加電流で駆動すると、そのグラス構造は格子構造に変化することが理論と実験から明らかになってきた。さらに、実験によれば、その渦糸格子フローの格子ベクトルと運動方向との相対角度が、磁場強度に依存することがわかってきた。この渦糸格子フローの格子と運動方向の関係は、境界のバリア、渦糸ピニングの影響が重要であると考えられている。

我々はこの渦糸格子フローの格子形を調査するため、２次元超伝導体モデルの渦糸フローの TDGL シミュレーション研究を行った。シミュレーションの結果、渦糸ピニングの有無に依存して、運動方向と格子の相対角度が変化することを確認した。講演ではフローしている場合の渦糸配置の温度依存性について発表する。

Chebyshev 多項式による BdG 方程式の数値解法

原子力機構システム計算科学センター、CREST(JST)
永井佑紀、中井宣之、町田昌彦

ごく最近、Bogoliubov de-Gennes 方程式を Chebyshev 多項式を用いて数値的に解く方法が提案された[1]。この方法は、実空間の任意のサイトの Green 関数を完全に独立に計算でき、並列化効率が極めて高い。

そこで、我々は、この手法のパフォーマンスを調べるために、実空間での渦糸系の BdG 方程式を自己無撞着に解いた。その際、Chebyshev 多項式の性質を利用し、ギャップ方程式をより簡略化した形に書き換えた。Chebyshev 多項式による解法では、演算はすべて疎行列・ベクトル積になっており、メモリをほとんど必要としない。そのため、従来の対角化問題よりも大きな系での計算が可能である。また、多バンドにも容易に拡張できる。大きな系で計算できるために、不純物効果のランダムネスの問題や、三次元系等にアプローチできると考えられる。本ポスターでは、渦糸系の自己無撞着な解が比較的短時間で得られることを示す。

引用（参照）文献

[1] L. Covaci, F. M. Peeters, and M. Berciu, Phys. Rev. Lett. 105, 167006 (2010)

Name	Affiliation	Presentation ID
青山和司	京大	G2
東陽一	大阪府立大	I2
池田隆介	京大	G1
石田武和	大阪府立大	
市岡優典	岡山大	I1
大井修一	NIMS	B2
大熊哲	東工大	D1
太田幸宏	JAEA	PP12
大塚洋一	筑波大	
大橋洋士	慶応大	A1
掛谷一弘	京大	C2
笠原成	京大	J4
柏木隆成	筑波大	F3
柏谷聡	産総研	C3
加藤勝	大阪府立大	B1
門脇和男	筑波大	
金子真一	東工大	I4
川畑史郎	産総研	C4
久保田大地	大阪府立大	K1
熊谷健一	北大	G3
小泉裕康	筑波大	H2
小山富男	東北大金研	E1
齊木祥	大阪府立大	PP5
斎藤政通	筑波大	D6
知崎陽一	産総研	C1
芝内孝禎	京大	H1
鈴木健太	岡山大	PP3
田縁俊光	東大	PP8
高橋英幸	東大	J3
拓植勇輝	東京理科大	
為ケ井強	東大	J1
辻本学	筑波大	F5
土屋雄司	東大	PP7
利根川翔	京大	PP1
中井宣之	JAEA	PP11
永井佑紀	JAEA	PP10
仲島康行	東大	
中村泰信	NEC	A2
中村大輔	東大	H3
西尾太一郎	東京理科大	
西嵜照和	東北大金研	B4
丹羽祐平	大阪府立大	PP9
能川知昭	東大	I6
野島勉	東北大金研	G4
野々村禎彦	NIMS	E2
羽多野毅	NIMS	F2
林伸彦	大阪府立大	PP6
林正彦	秋田大	B5
原田淳之	NIMS	D3
平田和人	NIMS	B2
広野雄士	東大	
藤林ディビット	大阪府立大	PP4
町田昌彦	JAEA	

Name	Affiliation	Presentation ID
松村有夏	東工大	PP2
村上博成	大阪大	
本橋あゆみ	東工大	D2
柳澤孝	産総研	K3
山本卓	筑波大	F4
吉澤俊介	東大物性研	I3
吉野元	大阪大	I5
F. Liu	NIMS	E3
H. Zhao	NIMS	
H.B.Wang	NIMS	F1
H.T.Huy	大阪府立大	D5
S.Mohan	東大	J2
S.Z.Lin	NIMS	K2
W. Longhua	NIMS	
W.P. Cao	NIMS	D4
X. Hu	NIMS	G5
Z.Wang	NIMS	C4