

第10回低温工学•超伝導若手合同講演会 予稿集

- 主催: (社)低温工学·超電導学会 関西支部
- 共催:日本学術振興会146委員会 通信・情報処理分科会 (社)日本物理学会 大阪支部
- 協賛: (社)応用物理学会 関西支部
- (社)日本真空協会 関西支部
- 日時: 2011年12月2日(金) 10時15分~16時40分
- 場所: 大阪市立大学文化交流センター 大セミナー室

第10回低温工学・超伝導若手合同講演会プログラム

- 主催:(社)低温工学·超電導学会関西支部
- 共催:日本学術振興会146委員会 通信·情報処理分科会
 - (社)日本物理学会 大阪支部
- 協賛:(社)応用物理学会 関西支部
 - (社)日本真空協会 関西支部
- 日時:2011年12月2日(金) 10時15分~16時40分
- 場所:大阪市立大学文化交流センター 大セミナー室
- 担当幹事: 横山 彰一(三菱電機㈱)、鈴木 実(京都大学)、筧 芳治(大阪府立産技研)

[プログラム]

10:15-10:20 開会挨拶 大阪市立大学 畑 徹

石川 修六、畑 徹

10:20-10:40「トリプレット超伝導体中の一対の半整数量子磁束周りの準粒子構造とスピン磁気構造」 ^A大阪府立大学大学院工学研究科、^BCREST-JST、^CUSC ^{AB}丹羽 祐平(D2)、^{AB}加藤 勝、^C真木 和美 ・・・・・1

10:40-11:00「Direct imaging of vortices in a square superconducting MoGe networks」 ^A大阪府立大学大学院工学研究科、^B秋田大学大学院教育学研究科、 ^C大阪府立大学ナノ科学・材料研究センター、 ^D大阪府立大学ナノファブリケーション研究所

^{_}<u>AHo Thanh Huy(D2)</u>、^B林 正彦、^{C、D}四谷 任、^{AD}加藤 勝、^{AD}石田 武和 ·····3

- 11:00-11:20「超微細超伝導線振動子による超流動ヘリウム中の量子渦検出」 大阪市立大学大学院理学研究科 <u>永合 祐輔(特任助教)</u>、織田 慎平、久保 博史、西嶋 陽、小原 顕、矢野 英雄、
- 11:20-11:40「Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}固有ジョセフソン接合におけるテラヘルツ波励起の電極による制御」 京都大学大学院工学研究科

大向 勇太(M2)、掛谷 一弘、鈴木 実

••••7

••••5

- 11:40-12:00「人工超格子による重い電子系超伝導の2次元閉じ込め」 ^京都大学大学院理学研究科、^B京都大学低温物質科学研究センター、 ^C名古屋大学理学研究科、*大阪府立大学大学院工学研究科(現所属) ^^B、*宍戸 寛明(助教)、^A水上 雄太、^A芝内 孝禎、^A下澤 雅明、^A安本 智司、
 - ▲渡邊 大樹、▲山下 穣、▲池田 浩章、●寺嶋 孝仁、C紺谷 浩、▲松田 祐司 ・・・・9
- 12:00-13:00 昼食休憩
- 13:00-13:20 (特別講演)「150m級PLD-GdBCO線材の開発」 住友電気工業㈱ パワーシステム研究所 次世代超電導開発室 山口 高史、新海 優樹、小西 昌也、大松 一也 ・・・・11

 13:20-13:40「AC loss characteristics of superconducting power transmission cables constructed with novel narrow 2 mm coated conductors」
 京都大学大学院工学研究科
 李 全(Ph. D)、雨宮 尚之、中村 武恒

13:40-14:00「巻き戻し構造を持つ三相変圧器型超電導限流器の基礎特性」 ^京都大学大学院工学研究科、^B東京大学大学院新領域創成科学研究科、

^c住友電気工業㈱

<u>^野田 翔(M2)</u>、[^]山邊 健太、[^]白井 康之、^B服部 圭佑、^B馬場 旬平、^c小林 慎一、 ^c佐藤 謙一 ····15

14:00-14:20「ヘリカル型海流MHD発電機の性能予測とその評価」 ^神戸大学大学院海事科学研究科、^B物質・材料研究機構 ^広崎 大樹(M1)、⁶武田 実、⁶BUI Anh Kiet、^B木吉 司 ・・・・17

14:20-14:40 休憩

14:40-15:00「液体水素用MgB₂液面センサーの外部ヒーターに対する熱応答性および液面検知特性」 [^]神戸大学大学院海事科学研究科、[®]岩谷瓦斯㈱、[°]物質・材料研究機構 <u>[^]前川 一真(M2)</u>、[^]奈良 洋行、[^]武田 実、[®]松野 優、[®]藤川 静一、[°]熊倉 浩明、 [°]黒田 恒生 ・・・・19

15:00-15:20「走査トンネルSQUID磁気顕微鏡におけるプローブ形状の効果」 ^A大阪大学大学院基礎工学研究科、^B仙台高等専門学校、^c物質・材料研究機構 <u>A宮戸 祐治(助教)</u>、^A松澤 英、^A渡邊 騎通、^{B、C}林 忠之、^C立木 実、^A糸﨑 秀夫

••••21

15:20-15:40「Nonlinear Response of YBa₂Cu₃O_{7-δ} Thin Films to High-Field Terahertz Pulses」 ^A大阪大学レーザーエネルギー学研究センター、^BJST さきがけ、 ^CDepartment of Physics, Universität Erlangen-Nürnberg <u>A, ^CA. Glossner(M2)</u>、^AC. Zhang、^A菊田 真也、^{A, B}川山 巌、^A村上 博成、^CP. Müller、 ^A斗内 政吉 ····23

15:40-16:00「分子線エピタキシー法によるエピタキシャル成長薄膜を用いた 超伝導トンネル接合の作製」 ^埼玉大学大学院理工学研究科、^B理研、^C東北大学大学院理学研究科 <u>^濱尾 俊幸(M1)</u>、^B有吉 誠一郎、^A田井野 徹、^{B、C}古賀 健祐、^B古川 昇、 ^A明連 広昭、^{B、C}大谷 知行 ・・・・25

16:00-16:20「信貴賞の設立について」 大阪市立大学畑 徹

16:20-16:35 審査·表彰

16:35-16:40 閉会挨拶 低温工学·超電導学会関西支部 支部長 斗内 政吉

トリプレット超伝導体中の一対の半整数量子磁束周りの 準粒子構造とスピン磁気構造

版府大工^A、JST-CREST^B、USC^C、 丹羽祐平 ^{A,B}、加藤勝 ^{A,B}、真木和美 ^C E-mail address: <u>yuhei@ms.osakafu-u.ac.jp</u>, <u>kato@ms.osakafu-u.ac.jp</u>

最近、Sr₂RuO₄等のクーパー対がスピン自由度を持つトリプレット *p*-波超伝 導体が発見されている。そこでは、オーダーパラメータにスピンの自由度が現 れ、これを d-vector で以下のように表す。

$$\boldsymbol{\Delta}\!\left(\mathbf{k}\right)\!=\!\left(\begin{array}{cc} \boldsymbol{\Delta}_{\!\uparrow\uparrow} & \boldsymbol{\Delta}_{\!\uparrow\downarrow} \\ \boldsymbol{\Delta}_{\!\downarrow\uparrow} & \boldsymbol{\Delta}_{\!\downarrow\downarrow} \end{array}\right)\!=\vec{d}\cdot i\vec{\sigma}\sigma_{_{\boldsymbol{y}}}$$

スピン軌道相互作用が弱い場合、スピンのみの回転を表す*â*と分離して次のよう な式で表せる。

$$\vec{d} \cdot i \vec{\sigma} \sigma_{_{y}} = \Delta_{_{0}} f\left(\mathbf{k}\right) \left(\begin{array}{cc} -d_{_{x}} + i d_{_{y}} & d_{_{z}} \\ d_{_{z}} & d_{_{x}} + i d_{_{y}} \end{array} \right) = \Delta_{_{0}} f\left(\mathbf{k}\right) \hat{d} \cdot i \vec{\sigma} \sigma_{_{y}}$$

ここで Δ の添字の矢印はスピンの向きで、 $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ でそれぞれパウリ行列、

 Δ_0 は複素振幅、fは波数 k の関数である。上の 式のオーダーパラメータでは \hat{d} が回転してもよ いので、磁束周りで位相と \hat{d} が π ずつ回転して 半整数量子磁束を作ることができる。その場合、 **d**-soliton (\hat{d} がある方向に平行と反平行になっ ている領域壁) でつながっている一対の半整数 量子磁束を作る (図1)。なぜなら、最も安定な 状態で \hat{d} は一様に同じ方向を向いているので、 熱や磁場で励起されて \hat{d} の向きが乱れて半回転 しても同じ向きに揃おうとして図1のような \hat{d} の配置となる。そして、**d**-soliton の両端で \hat{d} が 半回転しているので、一対の半整数量子磁束と なっている。既に **GL** 方程式によって一本の整



数量子磁束よりも一対の半整数量子磁束を作る方が安定な温度領域があること が求められている¹⁾。最近の実験では、マイクロサイズの Sr₂RuO₄ の輪から従 来の磁束の半分の磁化ステップが観測されているが²⁾、まだ半整数量子磁束は直 接的に発見されていない。

この研究においては、整数量子磁束と半整数量子 磁束の定性的な違いを見つける為に数値シミュレー ションを行った。半整数量子磁束は二つが対となっ ているので二つの特異点を持つ計算が必要となった。 しかし、これまで理論計算は、主に一つの特異点を 中心とする計算方法を利用してきた為、我々は、二 つの特異点を持つ楕円座標($x=h_0 \cosh\xi \cos\eta, y=h_0$ sinh $\xi \sin\eta$)(図2)を用い、波動方程式を Mathieu



関数によって解く方法を開発した³⁾。我々はその計算方法を使って二つの渦糸周 りの準粒子励起を解析してきた。更に、整数量子磁束との定性的な違いとして 半整数量子磁束周りのスピン磁化を調べた。一対の半整数量子磁束ではアップ スピンとダウンスピンの準粒子が独立に半整数の磁束を作るため、スピン磁化 が生じる。今回、一対の半整数量子磁束周りのスピン磁気構造の波数依存性を 調べた結果を発表する。(図3)



図3:一対の半整数量子磁束周りのスピン磁化の空間分布

- 1) H.-Y.Kee and K.Maki, Phy. Rev. B 62, R9275 (2000)
- 2) J. Jang et al. Science 331, 186 (2011)
- 3) Y. Niwa, M. Kato, K. Maki, Physica C 470, 1151 (2010).

Direct imaging of vortices in a square superconducting MoGe networks

Ho Thanh Huy^a, M. Hayashi^b, T. Yotsuya^{c,d}, M. Kato^{d,e}, T. Ishida^{a,b}

^aDepartment of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University ^bFaculty of Education and Human Studies, Akita University ^cNanoSquare Research Center, Osaka Prefecture University ^dInstitute for Nanofabrication Research, Osaka Prefecture University ^eDepartment of Mathematical Sciences, Osaka Prefecture University

Vortex configuration of superconducting networks in a magnetic field has been focused as a theme of intensive studies both experimentally and theoretically [1,2]. In our preceding studies, we observed that the vortex pattern of superconducting Pb networks was in good agreement with predictions based on the framework of Ginzburg-Landau theory [3]. In this study, we report the vortex structures of superconducting MoGe networks by changing an applied magnetic field. The MoGe films are amorphous, and has a crystalline disorder on the atomic scale. Since a scale is much shorter than superconducting coherence length, the pinning in "*homogeneous*" MoGe films is supposed to be very weak. We fabricated 10 x 10 MoGe square networks with lattice constant of 10 μ m (a matching field H_Φ=0.2068 G), line width of 2 μ m and thickness of 0.2 μ m with the aid of photolithography.

Vortex configuration was directly observed by means of a scanning superconducting quantum interface device (SQUID) microscope. We found that vortex distribution in network evolves with applied magnetic field. At half matching field, the vortices showed a checkerboard pattern, being in good agreement with theoretical calculations. We also investigate how vortices occupy network holes at different temperatures. Vortices tend to align in a "diagonal" direction at high temperatures. On the contrary, vortices repel each other to become isolated vortices at lower temperatures. Our results are consistent with theoretical calculations for nanoscopic superconducting network.



Fig.1 Scanning SQUID microscopy image (left figure) of vortices in an amorphous MoGe network at 4 K in different applied field. The applied magnetic field is 96.5 mG (46.6% of the matching field H_{Φ}). We applied the inverse Biot-Savart law to recover the vortex image (right figure) at the sample surface.

We also discuss our attempts to improve a spatial resolution of SQUID microscopy by utilizing the inverse Biot-Savart law [4]. The correction for the height of the SQUID coil is also taken into account in obtaining local magnetic field on sample surface. In Fig. 1, we show an example of the restored vortex images. One finds that the vortex image becomes much sharper than the original image [5]. We also demonstrate that our numerical method is able to see the superconducting network pattern possibly due to the Meissner effect of the network.

REFERENCES

- [1] M. Hayashi et al., Physica C 426–431 (2005) 136–140.
- [2] M. Hayashi et al., Physica C 437-438 (2006) 93-95.
- [3] T. Ishida et al., Physica C 460–462 (2007) 1226–1227.
- [4] M. Hayashi, Ho T. Huy, and T. Ishida, to be published.
- [5] Ho T. Huy et al., Physica C, submitted to.

超微細超伝導線振動子による超流動ヘリウム中の量子渦検出

永合祐輔,織田慎平,久保博史,西嶋 陽,小原 顕,矢野英雄,石川修六,畑 徹 大阪市立大学 大学院理学研究科

E-mail:ynago@sci.osaka-cu.ac.jp/hata@sci.osaka-cu.ac.jp

1. 超流動ヘリウム中の量子渦

液体ヘリウムを冷却し、超流動転移温度を通過すると液体中には位相欠陥が生じる。これはキブル・ ツーレック機構と呼ばれ、超流動ヘリウムではこの位相欠陥が量子渦となる。超流動ヘリウムでは量子 渦の渦芯は非常に細い(4He で~0.1nm、3He-B 相で~100nm)ため、量子渦糸としてみなすことができ る。核生成した量子渦糸は壁などの境界にその端が付着することで安定すると考えられている(残留渦)。 付着残留渦糸に超流動流を与えると、ある臨界流速で渦糸が不安定に伸長し、捻じれて自身で再結合を 起こすことにより渦環を放出する。そして最終的には渦糸が絡まりあったタングル状態が形成し、超流 動流れ場が乱流となる。量子乱流を引き起こす装置のひとつとして振動子を用いて付着渦糸に相対的に 振動流を与える実験が盛んに行われている[1]。しかし、乱流生成の原因となる渦の運動を調べるために は、非常に細い渦糸に対して高感度な軽い振動子が必要となる。また、振動子表面が粗いと多くの渦糸 が付着し、そのことが物理を複雑にしてしまうため、表面の滑らかな振動子が望ましい。

2. 超微細超伝導線振動子の開発

他研究グループが用いている振動球や振動 グリッド等[1]はそのサイズが~100µm と大き く重い。我々は感度良く渦を検出できる軽い振 動子として、次のような方法で NbTi 超伝導線 を用いた超微細線振動ワイヤーを製作した。ま ず直径 0.35mm の NbTi マルチフィラメント超 伝導線をダイヤモンドダイスを用いて引き延 ばすことによって、1本の太さが~µm 程度の 超微細線を作成する。ダイスは出口のサイズが 入口のサイズよりも少し小さくなっているた め、超伝導線が引き延ばされることによって線 径が小さくなる。このような作業を、超伝導線 がねじらないよう注意を払いながら、大きいダ イスから順番に 40 個のダイスを使用すると、 最終的に一本の太さが2~3µm程度のマルチフ ィラメントが完成する。ダイスで引き抜くこと



図1. 超微細超伝導線を用いた振動ワイヤー





粗い超微細超伝導線(b)の SEM 写真

により超伝導線の表面は徐々に滑らかになる。次に、このマルチフィラメントを半円状に曲げた状態で 張り、硝酸で銅被膜を溶かし、ばらけた 150 本の超伝導線束から、1 本だけを残して切り落とす。この ようにして半円ループ型の振動ワイヤーが完成する(図1)。振動ワイヤーは 150 本の超伝導線束から1 本を選んで残すのだが、図2に示す SEM 写真からわかるように超伝導線によって表面の粗さは様々で ある[2]。渦が付着しすぎないようにするためには表面がより滑らかな超伝導線を選べばよい。

振動ワイヤーは図1のように、静磁場中で交流電流を流すことによってローレンツ力を起こして振動 させるものである。ワイヤーのバネ定数と質量で決まる固有の周波数に一致する周波数の交流電流を流 すと共鳴振動を起こす。ワイヤーはその細さから非常に軽いため、量子渦糸一本が作る張力に対して、 非常によい感度で測定することができると考えられる。また、足幅の異なるものを作ることによって 様々な共鳴周波数の振動ワイヤーが簡単に実現できるため、振動ワイヤー法は渦の運動と乱流生成に対 する周波数変化を調べるのに効果的である。

3. 実験結果

図3に直径3µmの振動ワイヤーの30mK超流動4Heにお けるドライブに対する振動速度の変化を示す。約500mm/s という高い速度で乱流生成に伴って速度が急激に減少し、ド ライブの増加と減少で図のようなヒステリシスが見られた。 このような大きなヒステリシスは、VW頂点に付着渦が少な いため、渦が不安定になるために必要な振動速度が高くなっ ている結果であると考えられる。このように超微細超伝導線 による振動子を用いることで層流と乱流の境界がより顕著 に見られるようになった。また、表面の粗いワイヤーと滑ら かなワイヤー(図2)で測定結果を比較したところ、実際に滑 らかなものの方が渦が付着しにくいということを示す結果 を得た[2]。

様々な共鳴周波数の振動ワイヤーで乱流生成を観測し、そ の臨界速度を調べたところ、図4のように振動子の形状、サ イズに関係なく、ある唯一の周波数依存性をもつことが新た にわかった。さらに我々は超流動³He-B 相においても同様 の測定を行い、図4に見られる通り、超流動⁴He の場合と 同じ周波数依存性を示すことを明らかにした[3]。

また、振動ワイヤーを銅箱で覆い、20時間かけてヘリウ ムをゆっくり液化させることで、図5のように1m/sまで速 度を上げても乱流を引き起こさない振動子を実現すること に成功した。これは、ワイヤーが細く表面が滑らかである上 に、上記の方法によって周りを漂う渦糸がワイヤーに付着す るのを防いだことによって、付着渦が限りなく少ない振動子 が実現したと考えられる。そこで我々はこのワイヤーを渦環 の検出器として用い、近くに設置したもう1つの振動ワイヤ ーで乱流を生成させ、そこから放出される渦環を検出する実 験を行った[4]。そして、この方法によって振動ワイヤー間 を伝播する渦環の飛行時間を測定した[5]。このような測定 に成功したのは、振動子に超微細超伝導線を用いたために渦

[1] M. Blažková et al., Phys. Rev. B, 79, 054522, (2009)

and references therein.

- [2] Y. Nago et al., J. Low Temp. Phys., 158, 443, (2010)
- [3] Y. Nago et al., Phys. Rev. B, 82, 224511, (2010)
- [4] R. Goto, Y. Nago et al., Phys. Rev. Lett., 100, 045301, (2008)
- [5] Y. Nago et al., J. Low Temp. Phys., 162, 322, (2011)



図3. 直径 3µm 振動ワイヤーの 30mK
 超流動 4He におけるドライブに対する
 振動速度の変化



図4.乱流生成臨界速度の周波数依存性



図 5. 付着渦が少ない振動ワイヤーの 30mK 超流動 ⁴He におけるドライブに 対する振動速度の変化

Bi₂Sr₂CaCu₂O₈₊₆ 固有ジョセフソン接合における テラヘルツ波励起の電極による制御

大向 勇太, 掛谷 一弘, 鈴木 実 京都大学大学院 工学研究科

1. はじめに

現在、我々の身の回りの至るところでさ まざまな周波数の電磁波が利用されている にもかかわらず、電波と赤外線の間の周波 数を有するテラヘルツ波の帯域においては、 簡便な発振器や高感度の検出器の開発が遅 れており、この未開拓の周波数帯域の隔た りはテラヘルツギャップと呼ばれてきた。

このような状況の下、2007 年に Ozyuzer らによって、Bi₂Sr₂CaCu₂O₈₊₆(Bi2212)単結晶 上に作製された、多数の固有ジョセフソン 接合(IJJ)からなるメサ構造に直流電流を印 加すると、テラヘルツ波の放射が観測され ることが報告された[1]。分光の結果、矩形 メサの短辺の幅と放射されるテラヘルツ波 の半波長が一致していることが判明したこ とから、メサが空洞共振器としての役割を 果たしており、メサの形状がテラヘルツ波 励起にとって重要な要素の一つであると考 えられている。しかし、その後、テラヘル ツ発振現象のメカニズムの解明を目的とし た多くの実験が行われ、現象の説明が試み られてきたものの、詳細な発振の条件は明 らかになっていない。

我々は、メサ上面に形成する金属電極の 形状に着目し、電極厚が100 nm以下の場 合に限ってテラヘルツ波が検出されること を見出した。これはメサの温度上昇がテラ ヘルツ波励起の重要な役割を担っているこ とを示唆している。他の研究グループにお いても、発熱によるメサの不均一な温度分 布や[2]、メサ内部に生じるホットスポット の発振への関与が指摘されており[3]、自己 発熱が発振に与える影響を調べることで、 発振現象の起源を知ることができると考え られる。

2. 実験方法

我々は、FZ 法により作製された Bi2212 の単結晶上に 80×400×1 μm³のサイズの矩 形メサを Ar ミリングによって形成し、さら にメサ上に幅 30 μm、厚さ 60 nm の Ag 電極 を形成した。



図1:作製したメサの光学写真。

試料の電気特性測定とテラヘルツ波の検 出は、図2のようなセットアップで行った。 試料は He フロークライオスタットに取り 付けて冷却し、試料を電源に接続してメサ の電流および電圧を測定した。メサから放 射されたテラヘルツ波は、チョッピングし てから Si ボロメーターに入射し、ボロメー ターの応答信号をロックインアンプにより 検出した。



図2:試料の測定回路および光学系。

3. 結果および考察

電極厚を変化させた複数の試料について 測定を行ったところ、電極厚が 100 nm 以 下の試料のみからテラヘルツ波の発振が確 認された。電極厚 60 nm および 100 nm の 試料の電流電圧特性と発振強度の温度依存 性を図3に示す。今回作製したメサの構造 では、主な熱の拡散経路が上部の金属電極 であることから、電極厚が試料の特性に大 きな影響を与えている。臨界電流以上の電 流を加えると準粒子ブランチへと移行する が、電極の薄い試料のほうが臨界電流直上 の電圧のオーバーシュートが大きく、自己 発熱の影響の大きさが異なっていることが わかる (図3上図参照)。また、電極の厚い 試料ではテラヘルツ波自体が検出されなか ったのに対して、電極の薄い試料からは 様々なタイプの発振が観測された。このこ とから、電極の厚い試料ではメサの温度上 昇が小さく、メサを構成する IJJ における ジョセフソンプラズマ波の励起が抑制され ているものと考えられる。



図 3: 電極厚 60 nm および 100 nm の試料 における発振強度の温度依存性。



図4:発振電圧の温度依存性。

次に、各試料の発振強度が最大となる電 圧を環境温度に対してプロットしたものを 図4に示す。図を見ると、電極厚 60 nmの 試料は 100 nmの試料に比べて電圧の変化 が急峻であることがわかる。発振周波数 f と電圧 Vの間には、f = 2eV/hNの関係が成 り立つため、稼働する IJJの層数 Nが一定 だと仮定すると、発振周波数は電圧に比例 することになる。すなわち、電極厚 60 nm の試料では、N = 670 として発振周波数が 0.50 THz から 0.19 THz まで変化している ことになる。これは、環境温度を変えるこ とによって広い範囲における周波数制御が 可能であることを示しており、応用上非常 に大きな意味を持つといえる。

4. まとめ

Bi2212のIJJにおけるテラヘルツ波の励 起には、メサの温度上昇が密接に関わって おり、メサ上部の電極構造を変化させるこ とで励起を制御できることが明らかとなっ た。また、発振電圧の強い温度依存性を見 出したことで、同一素子から放射されるテ ラヘルツ波の周波数を環境温度の変化によ って制御できる可能性を示した。

参考文献

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

[2] A. Yurgens, Phys. Rev. B, **83**, 184501 (2011).

[3] H. B. Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett., **105**, 057002 (2010).

人工超格子による重い電子系超伝導の2次元閉じ込め

<u>宍戸寛明^{1,2,*},</u>水上雄太¹,芝内孝禎¹,下澤雅明¹,安本智司¹,渡邊大樹¹,山下穰¹, 池田浩章¹,寺嶋孝仁²,紺谷浩³,松田祐司¹

¹京都大学大学院理学研究科,²京都大学低温物質科学研究センター,³名古屋大学理学研究科 <u>shishido@pe. osakafu-u. ac. jp</u> *現所属 大阪府立大学

1. はじめに

希土類やアクチノイドを含む化合物では一般 に f 電子に起因する大きな磁気モーメントを持 つ. その中には Ce や U 化合物に代表される, 低温で f 電子が伝導電子と混成を起こし遍歴的 に振舞う物質が知られている。この時、電子間 には大きな相互作用が働くために伝導電子の有 効質量は大きく増大され、中には自由電子の静 止質量の百倍を超える化合物も知られている. そのため"重い電子系"と呼ばれ、強相関電子 系の最も極端な例として盛んに研究されている [1]. 特に,一部の物質では低温で異方的な超伝 導が現れることが知られており、広く興味を集 めている、金属間化合物である重い電子系は基 本的に3次元物質であり、銅酸化物高温超伝導 体や有機導体のような2次元物質は知られてい ない. 強い相関を持った電子を2次元に閉じ込 めると、揺らぎの増大とそれに伴う秩序状態の 抑制、状態密度の増大など様々な興味深い現象 が惹起されることが期待できる.本研究は金属 としては最も強い電子相関を持った重い電子系 化合物の人工超格子を作製することにより、超 伝導を担う重い電子を2次元に閉じ込め、異方 的超伝導の振る舞いがどの様に変化するかを明 らかにすることを目的とする.

2. 重い電子系人工超格子

CeColn₅ は重い電子系の超伝導体であり,超 伝導転移温度 T_c = 2.3 K以下で超伝導を示す[2]. 伝導電子の有効質量は最大で 100 $m_0(1 m_0)$:電 子の静止質量)に近く,非常に重い電子を形成し ている.重い電子系超伝導の特徴として T_c に比 して上部臨界磁場 H_{c2} が高いことが挙げられる. これは伝導電子の有効質量の増大に伴いフェル ミ速度が遅いことを反映している.CeColn₅の 場合はパウリ常磁性が強く,低温ではパウリ常 磁性効果が H_{c2} の決定に支配的であり,超伝導 転移は一次転移となる.同じ結晶構造を持つ YbColn₅では,Yb が 2 価であるために 4f 軌道 が完全に埋まり,Lu と同じく磁性を持たない通 常金属となる.異なる結晶を交互に積層させ,

人工的に超格子構造を作製したものを人工超格 子と呼ぶ、本研究では図1に示すような重い電 子系超伝導体 CeColn₅とn層,通常金属である YbColn₅が5層、交互に積層した人工超格子 CeColn₅(n)/YbColn₅(5)の作製を行った[3]. ここ で YbColn5の厚み5層はコヒーレンス長さより も十分に長く、YbColn₅5層を挟んだ Ce-Ce 間 の磁気的な相互作用も面内の相互作用の1%以 下まで減少しているため十分に無視できる。そ のため CeColn₅(n)/YbColn₅(5)において CeColn₅ 層の厚みを薄くしていくと伝導的には3次元で はあるが、超伝導を担う重い電子に関しては 2 次元に閉じ込めることが出来ると期待される. 実際, 重い電子化合物/通常金属の超格子 Celn₃(*n*)/Laln₃(*m*)において,重い電子の2次元 閉じ込めが可能であることが示されている[4].



図1 CeColn₅(*n*)/YbColn₅(5)の模式図.

3. 分子線エピタキシー法

人工超格子の育成は分子線エピタキシー (MBE)法を用いて行った.1x10⁻⁷ Pa 程度の超高 真空中での加熱蒸着により 0.2 Å/sec 程度のゆ っくりとした製膜速度を実現できた.これによ り Ce, Yb 蒸着源にそれぞれ取り付けられたシ ャッターの制御によってシャープな境界を持つ 人工超格子の作製に成功した.図2 に CeColn₅(1)/YbColn₅(5)の高分解能透過電子顕微 鏡(TEM)画像を示す.白く光っているのが Ce 原 子に対応しており, Ce が1層の超格子において も綺麗に整列し,超格子構造が設計通りに出来 ていることがわかる.



図 2 CeCoIn₅(1)/YbCoIn₅(5)の TEM 像.

4. 結果と考察

図 3 に CeColn₅(n)/YbColn₅(5)における n =5.3.2.1 それぞれの電気抵抗率の温度依存 9. 性を示す. また比較のため CeCoIn₅と YbCoIn₅ のエピタキシャル膜の電気抵抗率を示す. YbColn₅ は降温と共に単調に減少する金属的な 温度依存性を示しており、単純金属になってい るのが確認できる. CeCoIn₅ は重い電子系に特 有の近藤効果による電気抵抗率の極大を示した のち,2K付近で超伝導転移を示す.電気抵抗 率の振る舞い、超伝導転移温度共にバルク単結 晶を良く再現しており、構造解析の結果と合わ せて良好なエピタキシャル膜の作製に成功した と結論される。人工超格子においては CeColn₅ 層が薄くなるにつれて相対的に YbColn₅の伝導 に対する影響が増すため、 電気抵抗率は金属的 になっていく. しかしながら特徴的な抵抗率の 極大は人工超格子においても、変化は小さくな っていくもののバルク試料と同じ 40 K 付近に 現れ続ける.異方的超伝導に関しては, n=3ま ではゼロ抵抗を示すが、2、1においては絶対零 度まで有限の抵抗が残る. しかしながら超伝導 に伴う抵抗率の折れ曲がりは明瞭に表れており, CeColn₅を1層まで薄くし、超伝導を担う重い 電子を完全に2次元に閉じ込めても異方的超伝 導は生き残ることが示された.

次に2次元閉じ込めが及ぼす異方的超伝導への影響を調べるため、磁場中電気抵抗率測定から超伝導相図を決定した。その結果 CeColn5層を薄くするに従い T。は速やかに減少するが、Hc2の減少は遥かに緩やかであることが明らかになった。そのため Hc2/kBTc は CeColn5層を薄くするに伴って急激に増大する。人工超格子においてもバルク単結晶と同様に低温・高磁場領域でパウリ常磁性効果が支配的な場合、パウリ常磁性効果によ

って決定される上部臨界磁場 H_{c2}^{Pauli} は $H_{c2}^{Pauli} = \sqrt{2}\Delta k_{\rm B}/g\mu_{\rm B}$

と表せる. ここで Δ は超伝導ギャップ, gはg因 子である. H_{c2} の異方性はまったく変わっていな いため, g 因子は人工超格子でも変化していな いことがわかる. そのため 2 次元閉じ込めに伴 う $H_{c2}/k_{\rm B}T_{\rm c}$ の急激な増大は $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm c}$ の急激な増 大により誘起されていると結論できる. バルク 単結晶において $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm c}$ = 6.0 という報告がなさ れており[5], ここから n = 5 の人工超格子にお いては $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm c}$ が 10 を超える極めて強結合の 超伝導が実現していると推測される.

5. まとめ

我々は MBE 法を用いて重い電子系超伝導体 人工超格子 CeColn₅(*n*)/YbColn₅(5)の製膜に初 めて成功した. 異方的超伝導は n = 1の膜にお いても現れ, 超伝導を担う重い電子の 2 次元閉 じ込めを実現することができた. CeColn₅ 層を 薄くするに伴って H_{c2}/k_BT_c が急速に増大するこ とから 2 次元閉じ込めされた CeColn₅ では極め て強結合の超伝導が実現していることが明らか になった.



図3 CeColn₅(*n*)/YbColn₅(5)の電気抵抗率.

参考文献

[1] A. C. Hewson, The Kondo Problem to Heavy Fermions (Cambridge Univ.press, 2003).

[2] C. Petrovic *et al.*, J. Phys. Condens. Matter **13**, L337 (2001).

[3] H. Shishido *et al.*, Science **327**, 980 (2010).

[4] Y. Mizukami, H. Shishido *et al.*, Nature Physics **7**, 849 (2011).

[5] W. Park *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 177001 (2008).

150m級PLD-GdBCO線材の開発

山口 高史, 新海 優樹, 小西 昌也, 大松 一也(住友電工) YAMAGUCHI Takashi, SHINGAI Yuki, KONISHI Masaya, OHMATSU Kazuya(SEI) E-mail: yamaguchi-takashi@sei.co.jp

1. はじめに

希土類系高温超電導線材は、磁場中での臨界電流 (*I*)特性に優れており、電力ケーブルを始め、変圧器、 SMES、超電導マグネット等、様々な応用機器への適用 に関する研究が行われている。住友電工では、イットリ ウム系超電導電力機器技術開発の一環として、66 kV/5 kA、15 m 長の三芯一括構造を有する超電導電 カモデルケーブルの開発と、そのための超電導線材の 作製を行っている。モデルケーブルの開発には、長尺 に亘って、300~400 A/cm のような高 *I*。かつ均一な超 電導特性を有する超電導線材が必要となる。これまで に、様々な改善により、短尺試料で 497 A/cm の特性 を実現 (Fig. 1)しており[1]、長尺化と特性の安定化が 課題であった。本報告では、長尺超電導線材の特性に ついて報告する。



Fig. 1 I_c dependence of GdBCO film

2. 超電導線材作製工程

我々は30 mm 幅のクラッド配向金属基板上にRFス パッタ法を用いて中間層の成膜を行った[2]。その後、 PLD 法により超電導層の成膜を行い、DC スパッタ法に より、Agの安定化層を成膜した。続いて、酸素熱処理を 行い、30 mm 幅の超電導線材を4 mm 幅に機械的にス リットした。長尺誘導 *I*。測定を行い、線材を選別後、最 後に超電導線材表面に銅めっき処理を施して、作製は 終了となる。作製した超電導線材の構造模式図を Fig. 2 に示す。

続いて、作製した超電導線材の検査を行う。まず、 作製した超電導線材の *I*。を、連続 *I*。測定装置で測定す る。最後に外観検査を行い、検査に合格したものを、モ デルケーブルを作製するグループに供給している。



Fig. 2 Structure and production process of the coated conductors for superconducting cable

3. 長尺化のためのヒーター大型化

長尺化において、成膜に従いチャンバーが汚染され、 ターゲット上のレーザー強度が低下しプラズマ密度が 低下するため、長尺成膜中のプラズマ密度安定化が課 題となった。これを解決するために、線速を上げプラズ マ密度の安定領域内での成膜を試みたが、Fig. 3 に 示すとおり、線速を上げると線材の実温が低下し、線速 を 30m/h 以上に高速化すると *I* が低下した (Fig. 4)。そ こで、ヒーターの長手方向、幅方向の大型化を行い、線 速の向上及び長尺線材の安定製造を可能とした。この 結果、150m 級の長尺化が可能となった。



Fig. 3 Temperature distribution in a longitudinal direction of the heater



Fig. 4 $I_{\rm c}$ values as a function of the GdBCO film thickness.

4. 超電導線材の L 安定化

Fig. 5 にケーブルテスト用の線材(4mm 幅)として単 長 140 mを作製したときの、30mm 幅中央部の誘導法に よる *I*。分布を示す。

作製した線材においては、*I*_{c4} = 160 A (*I*_c = 400 A/cm)の*I*_cが得られ、Table. 1 に示すように、モデルケーブル用に十分な*I*_cを持つ線材を作製することができている。しかしながら、成膜終了端にかけて徐々に下がる傾向が見られた。現在、長手方向に膜厚分布があることが分かっており、これは成膜中のプラズマ密度の変化が依然として存在していることから、成膜中のレーザー出力調整により長手方向のプラズマ密度制御を行うよう改善を行っている。

5. 謝辞

本研究は、イットリウム系超電導電力機器技術開発 の一環として、独立行政法人新エネルギー・総合技術 開発機構(NEDO)の委託を得て実施したものである。



⁴Ig. 5 I_c distribution of the 140m–long coated conductors for superconducting cable



Fig.6 Structure of the 66 kV / 5 kA, 3–in–One HTS cable

Table.1	Requisite	characte	ristics	of the	GdBCO	for	the
		model ca	ble (@	77K)			

layer		Width of CCs	The number of CCs	A∨erage lc (A / 4 mm [₩])	Total Ic (A)	
Conductor	1 st	4 mm	15	132		
	2 nd		15	135	8466	
	3 rd		15	149		
	4 th		14	159		
Shield	1 st		24	128	6140	
	2 nd		26	118	0149	

参考文献

- K. Abiru, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 82 (2010) p.105
- H. Ohta, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 80 (2009) p.190

AC Loss Characteristics of Multilayer Superconducting Power Transmission Cables Constructed with 2-mm Narrow Coated Conductors

<u>李全</u>*, 雨宮尚之, 中村武恒 <u>LI Quan</u>*, AMEMIYA Naoyuki, NAKAMURA Taketsune

Department of Electrical Engineering, Graduate School of Engineering, Kyoto University Kyoto-Daigaku-Katsura, Nishiyo, Kyoto 615-8510, Japan *E-mail: <u>quan@asl.kuee.kyoto-u.ac.jp</u>

Abstract: Narrow 2-mm coated conductors are selected to design a set of superconducting power transmission cables. Their AC loss characteristics are studied under different conditions, classified as number of layers, size of gaps and lateral J_c distributions. A 2-D FEM model is applied for numerical analysis and results are well organized and analyzed, comparing to Norris Strip. Numerical analysis shows that AC loss can be reduced by increasing the number of layers and reducing the size of gaps. Lateral J_c distribution has a significant impact on AC loss. Nevertheless, along with the increasing number of layers, cables are getting more robust against gap and lateral J_c distribution.

Index Terms: AC loss, critical current density distribution, gaps, multilayer, narrow coated conductor, superconducting power transmission

1. Introduction

Superconducting power transmission cables with coated conductors have attracted broad attention as one of the most valuable and feasible applications of high T_c superconductors. Nowadays, narrow 2-mm coated conductors with 2 μ m superconductor-thickness are proposed to construct practical cables, and furthermore they have been testified to be with great advantage on AC loss reduction comparing to standard 4-mm/5-mm coated conductors recently being widely used. Therefore, it is important and necessary to make a detailed discussion on AC loss characteristics of 2-mm cables.

The AC loss characteristics of superconducting power transmission cables constructed with standard 4-mm coated conductors (named 4-mm cables) have already been presented by [1]. Some properties of 2-mm cables are discussed while they are compared to 4-mm cables [2, 3]. However, there is no detailed study on 2-mm cables specifically. This paper is going to present a comprehensive analysis on the AC loss characteristics of 2-mm cables. Different number of layers, size of gaps between adjacent coated conductors and critical current density (J_c) distributions are selected for numerical analysis applying a 2-D FEM model.

2. Numerical model and cable configuration

2-D FEM model has been developed and applied to calculate AC losses. Governing equations are set for each coated conductor with transport current, exposed to



Fig. 1 Transport current and magnetic field of an isolated single tape coated condutor.



Fig. 2 Diameter of one layer in a cable and configuration of one coated conductor.

external magnetic field, as shown in Fig. 1. In this way AC loss power density per unit volume P can be calculated by (1).

$$P = JE = J^2 / \sigma_{\rm sc} \tag{1}$$

While designing the cables, inner and outer diameters of each layer are calculated to avoid overlapping, as shown in Fig. 2, by using (2).

$$\frac{G_{n+1}}{2\sin\beta_{n+1}}\cos(\pi/N_{n+1}-\beta_{n+1})-t_{un+1} > \frac{G_n}{2\sin\beta_n}+t_{un}$$
(2)

The configurations of 1-layer and 6-layer cables are presented in Fig. 3. The left column is designed using small gaps, whereas the right one using large gaps. In the same way, 2-layer and 4-layer cables are constructed as



Fig. 3 Configurations of 1-layer and 6-layer cables, using small size gap and large size gap.

Table 1. Properties of cables constructed

No. of	No. of	$I_{\rm c}$ of tape
layers	tapes	(A)
1	25	472
2	51	231
4	106	111
6	165	71
	No. of layers 1 2 4 6	No. of layers No. of tapes 1 25 2 51 4 106 6 165

well. The detailed parameters are presented in Table 1. Small gap is 0.26 mm, medium 0.36 mm and large 0.56 mm. All cables are designed to be with the same capability, which means the same critical current (I_c). Calculations are carried out under the same transport current (I_t). Therefore, AC loss of each cable can be compared easily. Detailed information can be found in Table 1 as well.

3. Numerical results and analyses

Trapezoidal J_c distribution with 0.3 mm shoulder, which is practical when using laser cut technique, is applied with altering the size of gaps. As shown in Fig. 4, it can be obtained that AC loss of cables can be reduced while increasing the number of layers. Apparently, 6-layers cables generate AC loss less than half of 1-layer cables do.

Cables with medium gaps are selected which changing the J_c distributions. Uniform J_c distribution is an ideal case for comparison. The results in Fig. 5 show that all cables are sensitive J_c distributions, no matter the number of layers. In 1-layer cables, AC loss increases dramatically when the size of shoulders increase from 0 to 0.2 mm, and finally to 0.3 mm. J_c distributions have less impact on 6-layer cables, however, there is still an increase of AC loss around 30%.

Fig. 6 shows the detailed AC loss distributions among layers in 6-layer cables, which explains how AC loss of each layer changes while increasing the size of gaps. AC loss of the inner 4 layers increases along with the increasing size of gaps, because distortion of magnetic field is getting big, whereas AC loss of the outer 2 layers decreases, because increasing size of gap causes increasing diameter that weakens the magnetic field.

4. Conclusion

Superconducting power transmission cables constructed with narrow 2-mm coated conductors are sensitive to number of layers, size of gaps and J_c distributions. AC loss can be reduced when increasing



Fig. 4 AC loss of cables with different number of layers constructed with different size of gaps.



Fig. 5 AC loss of cables with different number of layers under different J_c distributions.



Fig. 6 AC loss distributions among layers in 6-layer cables under different size of gaps.

the number of layers. Cables with more layers are also more robust against gap size and J_c distributions.

Acknowledge

This work is supported by the New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO) in M-PACC project.

References

- Q. Li, N. Amemiya, K Takeuchi, etc.: Supercond. Sci. Technol. 2010, 23 115003
- N. Amemiya, Q. Li, K. Ito, etc.: Supercond. Sci. Technol. 2011, 24 065013
- 3. Q. Li, N. Amemiya, R. Nishino, etc.: ISS 2011, SA-027, submitted to *Physica C*.

巻き戻し構造を持つ三相変圧器型超電導限流器の基礎特性

野田翔*,山邊健太,白井康之(京都大学)服部圭佑,馬場旬平(東京大学)小林慎一,佐藤謙一(住友電工)

1. はじめに

超電導限流器(SFCL)は大きな事故電流を抑制するだけで なく系統の自由度と安定性を高める事が期待されている. 近年世界的には抵抗限流型の研究が多くなされている.し かし,動作中のエネルギーの消費や線材の温度上昇は良好 な復帰特性を得るためには問題となる[1],[2].

我々の研究チームではこれまでに単相の巻き戻し構造を 持つ変圧器型超電導限流器(SFCL)を作製し,模擬電力系統 で実験を行った.変圧器型 SFCL では、巻き戻し構造を採用 することによって、より良好な限流特性を得る事が出来る. 我々の作製した SFCL は事故電流が小さい時にはリアクタ ンス成分で限流し、事故電流が更に大きくなると抵抗成分 が加わって限流する[3]. つまり事故電流の第一半波を抵抗 成分とリアクタンス成分で限流し、それ以降の小さな事故 電流をリアクタンス成分で限流することを意図している. これにより限流動作中の消費エネルギーが減少し、復帰特 性が改善される.

省スペースとそれに伴う冷却コストの削減も期待し、これまでの巻き戻し構造を持つ変圧器型 SFCL の中に同様の 構造と特性を持つ SFCL を置き、三相同軸構造の三相 SFCL を作製した.

本講演では模擬電力系統にモデル SFCL を接続し,三相地 絡事故を発生させた際の限流器の限流特性を発表する.

2. モデル装置の仕様と構造

〈2・1〉 巻き戻し構造

巻き戻しコイルとは、同じ方向に巻いた径の異なる二つ のコイルを接続したものである.二つのコイルの間の領域 では互いに磁界を強め合い、それ以外の領域では互いに磁 界を打ち消す.よって巻き戻しコイルは抵抗が大きくイン ダクタンスは小さい.

モデル SFCL では、一次側と二次側共に巻き戻し構造とした.また二次側は短絡コイルとしている.これにより、一次コイルと二次コイルの合成磁場(巻き戻しコイルの隙間の磁場)をキャンセルし、待機状態のインピーダンスを小さくしている.図1に作製した限流器とその動作時の磁場を示す.

〈2·2〉 三相モデル限流器

モデル SFCL に用いた超電導線材の仕様を表1に示す. 作製した三相構造のモデル装置は各相2つのボビン,合 計6つのボビンで同軸上に構成されている(内側から順に A 相, B相, C相とした).

モデル SFCL は三つの条件を満たす用設計した. 一つ目は, インピーダンス(抵抗成分,リアクタンス成分)が三相で 等しい事.二つ目は限流動作を始める電流値が三相で等し い事.三つ目は各相共に独立して動作し,多相の干渉を受 けない事である.三つ目の条件は巻き戻しコイルの外部磁 場が十分にキャンセルされているという事である.



図1 モデル SFCL とその動作中の磁場

Sumitomo DI-BSCCO wire Type ACT (SCT02-2010-017)				
Materials	Silver sheathed BSCCO			
Laminate materials	Copper alloy			
Width	2.8mm			
Average thickness	0.31mm			
IC(77K, Self field)	60A			
n-value(77K, Self field)	14			
Cross-section ratio (BSCCO:silver:copper alloy)	1:3:2			
Composition ratio of copper alloy (Cu:Sn:others)	99.8:0.15:0.05			

表1 モデル SFCL に使用した超電導線材

〈2·3〉モデル SFCL のインピーダンス

ー次側電流に対するA相のインピーダンスを図2に示す. 図2より漏れリアクタンスは約0.04Ωで有る事が分かる. 一次側電流が約35Aで二次側コイルが常電導転移し,リア クタンス成分が上昇し始める.一方,一次側電流が80Aを 超えたあたりから一次側コイルの抵抗成分が上昇し始める. そして一次側電流が130Aを超えるとリアクタンス成分よ りも抵抗成分が大きくなる.



3. 実験結果

<3·1>実験回路

実験回路(一機二回線模擬送電系統)を図3に,スイッチ シーケンスを図4に示す.Sw1,2は遮断機を模擬しており, Sw3を閉じる事により三相地絡事故を発生させる.事故発 生後0.1s後にSw1,2が開き事故を解除する.その後一定時 間たった後にSw1,2を再閉路する.





〈3·2〉実験結果

事故電流の波形を図 5 に示す.図 5 より,モデル SFCL を接続しなかった場合には最大で 500A を超える事故電流 が流れたが,SFCLを接続した場合には 200A 以下まで限流 されている事が分かる.また,第一半波では電流と電圧の 位相が一致しており,抵抗成分による限流が支配的である 事が分かる.また,それ以降は徐々に電流と電圧の位相差 が広がり,抵抗成分が減少してリアクタンス成分による限 流に移行している事が分かる.

事故中の発電機出力電圧を図6に示す.モデル SFCLを接続した際には事故中の発電機出力電圧が維持されている事が分かる.



図 5 SFCL を接続した場合(左黒)としなかった場合(右)の 事故電流と限流器の一次側両端電圧(左赤)



図 6 SFCL を接続した場合(左)としなかった場合(石)の 事故中の発電機出力電圧

4. まとめ

巻き戻し構造を持つ三相同軸変圧器型超電導限流器を BSCCO2223 を用いて作製し,事故電流をリアクタンス成分 と抵抗成分により限流することを確認した.

模擬電力系統にモデル SFCL を接続し,事故電流を 500A 以上から 200A 程度に限流する事,及び発電機出力電圧を維 持する事を確認した.

文 献

[1] K. Fushiki, et al. Design and Basic Test of SFCL of Transformer Type by Use of Ag Sheathed BSCCO Wire, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, vol. 17, No. 2, pp. 1815–1818, June 2007.

[2] H. Okamoto and F. Irie, et al. Evaluation of E-J Characteristics for Bi-2223 Wires, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, vol. 9, No. 2, pp. 2351-2354, June 1999.

[3] T. Nii, et al. Basic Experiments on Transformer Type SCFCL of Rewound Structure Using BSCCO Wire, *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, vol. 19, No. 2, pp. 1892-1895, June 2009.

ヘリカル型海流 MHD 発電機の性能予測とその評価

a広崎 大樹, a武田 実, aBUI Anh Kiet, b木吉 司

a神戸大学大学院 海事科学研究科b物質・材料研究機構

1. はじめに

近年,地球温暖化や化石燃料の消費量 の増大,その結果としての枯渇が世界的に 大きな問題として取り上げられている. その 問題解決のため,自然エネルギーを利用 した発電方法の研究開発が盛んに行われ ている. 自然エネルギーには太陽光, 風力 などがあるが、四方を海に囲まれた我が国 では海洋エネルギーの利用も重要であり, 波力発電,海洋温度差発電,潮流・海流 発電が研究されている.海流 MHD(Magneto-Hydro-Dynamics) 発電 は海流発電の一つで,作動流体として無 尽蔵に存在する海水を用いて発電が可能 なため,海流中に発電装置を設置すれば 恒久的に発電が可能である.また,海水の 運動エネルギーを利用するため,発電中 に温室効果ガスである二酸化炭素を排出 せず,さらに機械的駆動部が無いためメン テナンスが容易であるという利点を持つ.

当研究室では 1970 年代より超伝導技術 を用いた海洋エネルギーの有効利用に着 目し,海流 MHD 発電の基礎研究を行って きた.ごく最近では,大型化・強磁場化が容 易なヘリカル型海流 MHD 発電の研究を行 っている[1, 2].本研究ではその一環として, ヘリカル型海流 MHD 発電機の最適化をめ ざして,発電機の性能予測を行うとともに,そ の評価を行うことを目的とする.

2. 発電原理

図1にヘリカル型海流 MHD 発電の原 理図を示す. ヘリカル型発電機は,二重円 筒状の電極とヘリカル型仕切り板から成る 発電空間及びソレノイド超伝導マグネット から構成されている.

発電機内部では,超伝導マグネットにより 海水の進入方向とは逆向きに磁場が印加さ れており,海水はヘリカル型仕切り板によっ て,直進方向の流れから仕切り板の形状に 沿って回転する流れに変えられる.すると, 海水が磁場 *B*[T]を横切る流れに変わるので, 電磁誘導の法則により両電極間に起電力が 発生する.



図.1 ヘリカル型海流 MHD 発電機の原理図

3. 発電出力実験

製作した発電機を用いて,流体損失の 測定,通電実験,起電力実験,発電出力 実験を行った.ここでは,発電出力実験 について述べる.

発電出力実験に用いた測定回路を図 2 に示す.本装置では、7T 級クライオスタ ットを用いて発電機に 7[T]の磁場を印加 した.また,発電機に流入する海水流量 を 0~30[m³/h]で任意に変更できるように した. 本測定回路は,発電機の両電極と外部 抵抗を銅線でつないでおり,外部抵抗の 両端電圧を測定することで発生する電流 を測定している.

この外部抵抗の両端電圧はFE300で記録した.測定時の海水流量は,10,20,25,30 [m³/h]とした.また,海水の進入方向と逆向きに印加される磁場を順方向,進入方向と同じ向きに印加される磁場を逆方向として磁場の向きを変えて実験を行った.測定は3回ずつ行い,その平均を取った.

発電出力の測定結果を図 3 に示す.図 中の破線は,発電出力の計算値である. 共に流速 4.5[m/s]付近からグラフが立ち 上がっている.これは流速が 4.5[m/s]付 近で発生した起電力が,海水の電気分解 電圧を超えたためである.順磁場と逆磁 場の時に出力が異なるのは発生する起電 力に違いがあるためである.



4. まとめ

本研究をまとめると以下のようになる. これまでの流体損失の実験データを基 に,ヘリカル型海流 MHD 発電機の性能 予測を行うとともに,その最適化を行っ た.

その結果を用い,回転数 4, ピッチ長 37.5[mm],中心軸直径 20[mm]として印 加磁場 7[T]用のヘリカル型海流 MHD 発 電機を製作した.

製作した発電機で流体損失の測定,通 電実験,起電力実験,発電出力実験を行 った.実験の結果,発生した起電力,発 電出力は理論値よりも小さな値となった. 流体損失は理論値よりも大きな値となっ た.順磁場と逆磁場で発生する起電力の 大きさが異なった.

今後は測定値が理論値とずれた原因を 考えると共に発電出力が磁場方向によっ て異なる原因を明らかにする予定である.

参考文献

[1] A. K. Bui et al.: Measurements of Flow Loss in Helical-Type seawater MHD
Power Generator, J. Cryo. Soc. Jpn., Vol.
45, pp. 506-513 (2010).

[2] M. Takeda: Seawater Magnetohydrodynamics Power

Generator/ Hydrogen Generator, Adv. Sci. Tech., Vol. 75, pp. 208-214 (2010).

液体水素用 MgB₂液面センサーの外部ヒーターに対する熱応答性および 液面検知特性

Thermal response and level-detecting characteristics of MgB_2 level sensor for liquid hydrogen using external heater

<u>前川一真</u>,奈良洋行,武田実(神戸大学);松野優,藤川静一(岩谷瓦斯);熊倉浩明,黒田恒生(物材機構) <u>MAEKAWA Kazuma</u>, NARA Hiroyuki,TAKEDA Minoru (Kobe University); MATSUNO Yu, FUJIKAWA Shizuichi (Iwatani Ind.Gas.); KUMAKURA Hiroaki, KURODA Tsuneo (NIMS) E-mail: 101w522w@stu.kobe-u.ac.jp

1. はじめに

本研究室では、液体水素用外部加熱型 MgB₂ 液面計を開 発中であり、これまでに全長 800mm と全長 1200mm MgB₂液 面センサーの外部ヒーターに対する熱応答性について報告 した[1][2]。本研究ではセンサーの全長を 200mm に、また、断 熱性能の非常に良いメタルのクライオスタットに変更した。さら に、金鉄-クロメル熱電対温度計をセンサー部分に4箇所、気 相部分に4箇所、計8箇所に取り付けた。今回は、静的液面 検知特性を含めて、ヒーター入力値、液面から熱電対までの 距離及び液面位置をパラメータとして、気相部分及びセンサ ーの温度分布、センサー出力及びセンサー温度の熱応答性 について調べた。

2. 実験方法

まず、実験装置は Fig.1 に示すように、高さ 1203 mm のメタ ルクライオスタットのサンプル槽に全長 200 mm の MgB,液面 センサーを取り付けている。そして、サンプル槽より上部の気 相部分に上から熱電対①、②、③、④を取り付けた。また、セ ンサー部分には上から熱電対5、6、7、8をそれぞれ、200 mm、160 mm、120 mm、80 mmの液面検知位置に取り付けた。 Fig.2 は実験システムである。すべてのデータはデータロガー で収録し、データロガーはPCで制御している。次に静的液面 検知特性の実験では、液面静止時に測定電流を10 mA流し、 ヒーター入力値を3W、6W、9W入力し、液面を光学観測窓 から観測しながら、液面を変化させて実験を行った。次に、温 度分布計測の実験では、測定電流を10 mA 流し、ヒーター入 力値が3W、6W、9Wのときに、液体水素の液面が200mm から0mmに下がるまで液面センサー及び気相部分の温度計 測を行った。最後に、熱応答性の実験では、センサー測定電 流を10mA流し、外部ヒーター入力値を瞬間的に3W、6W、 9W、12W、15W入力できるように設定し、センサー出力電圧 及び4箇所のMgB,液面センサーの温度がそれぞれ一定にな るまでの時間の計測を行った。



Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus.



Fig.2 Experimental system.



Fig.3 Relationship between output voltage of 200–mm ${\rm MgB}_2$ sensor and level read from scale as a parameter of heater input.



Fig.4 Relationship between temperature of 200-mm MgB₂ level sensor and distance from liquid surface to thermocouple as a parameter of heater input.



Fig.5 Relationship between temperature of 200-mm MgB₂ level sensor and distance from liquid surface to thermocouple as a parameter of heater input.



Fig.6 Time chart of output voltage and heater input of 3 W.



Fig.7 Time chart of temperature at heater input of 3 W.

3. 実験結果

まず、静的液面検知特性の実験結果をFig.3 に示す。ヒー ター入力値が3 Wの時から、相関係数が0.9989 であり、非常 に直線性が良いことが分かった。しかし、ヒーター入力値が3 Wの場合、6 W以上に比べて有効液面検知長さが短いこと から、少なくとも6 W以上入力することが望ましいことが分か った。これは、全長 800 mm センサーや全長 1200 mm センサ ーと同じ傾向であった。次に、センサー温度に及ぼす外部ヒ ーターによる加熱効果について調べた結果を Fig.4 に示す。 ここで、Fig.4 は液面から熱電対までの距離と温度の関係で ある。ヒーター入力値が0 Wの場合、液面から約 100 mm 程 度までは蒸発ガスにより、このセンサーの超伝導転移温度 *T_c*(約 32 K)以下の温度となっていることが分かる。また、ヒー ターを入力した結果を見ると、すべての液面において *T_c*以上 にするためには 6 W 以上が望ましいことが分かった。次に、



Fig.8 Time chart of output voltage at liquid level of 140 mm as a parameter of heater input.



Fig.9 Photograph of MgB₂ sensor and scale.

Fig.5 に熱電対⑤と液面からの距離と温度の関係を示す。ヒ ーター入力値3Wの差でセンサー温度が約10K上昇してい ることが分かる。Fig.6とFig.7にヒーター入力値3Wにおける センサー出力の熱応答性とセンサー温度の熱応答性を示す。 この結果を見ると、センサー温度が一定になるまでの時間に 比べて、センサー出力の応答時間は非常に短い事が分かる。 これは、このセンサーの抵抗値の温度依存性が少ない事を 表している。Fig.8 は液面140 mmの位置におけるヒーター入 力値をパラメータとしたセンサー出力の熱応答性の結果であ る。ヒーター入力値が3Wの場合、定常状態になるまでの時 間は約0.5秒であったが、6W以上では約0.3秒と早かった。 これに関しても、全長800 mm センサーや全長1200 mmのセ ンサーと同じ傾向であった。最後に、液体水素中の MgB₂ セ ンサーとスケールの写真をFig.9 に示す。

4. まとめ

今回、全長200 mm センサーを使用した実験を行うことで、 静的液面検知特性においても、センサー出力の熱応答性に おいてもヒーター入力値は6W以上が望ましいことが分かっ た。センサー温度に及ぼす外部ヒーターによる加熱効果は、 液面から約100 mm以上では大きくなるが、これは蒸発ガス による冷却効果が少なくなるためである。今後は、外部ヒー ターの最適化の一つとして、ヒーター分割方式について検 討し、LH2船に搭載した場合(10 m級)のヒーターの最適化に 取り組む予定である。

謝辞

本研究の一部に対して、科研費挑戦的萌芽研究 (23656550)の援助を受けました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- K.Maekawa, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 82 (2010) p.130
- K.Maekawa, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 83 (2010) p.280

走査トンネル SQUID 磁気顕微鏡におけるプローブ形状の効果

宮戸 祐治¹, 松澤 英¹, 渡邉 騎通¹, 林 忠之^{2,3}, 立木 実³, 糸崎 秀夫¹
 大阪大学大学院 基礎工学研究科¹, 仙台高等専門学校², 物質・材料研究機構³
 E-mail: miyato@sup.ee.es.osaka⁻u.ac.jp

1. はじめに

近年の磁気記録媒体の高密度化やスピントロニク スの発展にともなって、微細磁気構造を観察する重要 性が増している。特にナノスケール程度の高い分解能 で磁気を計測する技術が求められており、走査プロー ブ顕微鏡の一種の磁気力顕微鏡(MFM)は分解能の優 れた手法として広く用いられている。しかしながら、 MFM は磁気勾配に比例した力を検出して磁気像を得 るため、定量的な評価が難しいとされている。一方、 超伝導量子干渉素子(SQUID)を用いた磁気顕微鏡で ある SQUID 磁気顕微鏡は、磁気そのものを測定する 定量的な測定手法であるが、直接 SQUID センサを試 料に近づけて磁気を検出する方式では、SQUID ある いはピックアップコイルのサイズによって分解能が 制限されるため、高分解能観察は容易ではない。

こうした背景のもと、われわれは走査トンネル顕微 鏡(STM)と SQUID 磁気顕微鏡を組み合わせた走査ト ンネル SQUID 磁気顕微鏡(STM-SQUID)を開発してい る[1]。この顕微鏡は、図1に示すように試料と SQUID の間に高透磁率のプローブを配置した装置構成を有 しており、このプローブがフラックスガイドとして試 料表面の局所磁気を SQUID に導く役割と、プロー ブ・試料間距離制御のために必要なトンネル電流を検 出する役割の両方を兼ね備えている。これにより試料 の表面形状像と磁気像を同時に取得することが可能 で、さらには従来手法より高分解能かつ定量的に磁気 を測定できることも期待される。

今回の発表では、STM-SQUID において磁性材料を 測定することで明らかとなった問題点について述べ、 この原因を考察するために、磁気測定の要であるプロ ーブが試料近傍で磁気をどのようにピックアップし、 さらにプローブ形状が測定磁気の情報にどのような 影響を与えているかを、実際の実験およびシミュレー ションから明らかにした結果について報告する。



図1 STM-SQUIDの装置構成.

2. 実験・シミュレーション

開発した STM-SQUID は、市販の走査プローブ顕微 鏡(JSPM-5410,日本電子)をベースとしており、 SQUID には SrTiO3 基板上に YBa2Cu3O7-xを PLD 法により成膜・加工したワッシャサイズ 3.5 mm の rf-SQUID を用い、~650 MHz の周波数で駆動した。ま た、プローブは先端曲率半径が 100 nm 以下となるよ うパーマロイ線を電解研磨したものを用いた。 STM-SQUID を用いて磁性体試料を測定した一例を 図 2 に示す。なお、試料はバフ研磨した Ni 試料で、 プローブには直径 600 μ m のものを選択した。この結 果から明瞭に磁気構造を観察できていることが分か



図 2 STM-SQUID で磁気像に観測されたアーティ ファクト. Ni 試料の(a)表面形状像および(b)磁気像. 黄色の丸で囲った位置に突起があることに対応し, 磁気像にもコントラストの変化が見られる.

る。しかし、詳細にみると大きな突起がある位置には 磁気像にも同じ形状のコントラスト変化が確認でき、 表面形状によるアーティファクトが観察されている。 磁性体を含まないミアンダライン試料のときにはア ーティファクトは観測されていなかったことから[2]、 今回の原因を解析すると、試料全体が有する平均的な 磁気が背景的に影響していることが判明し、探針・試 料間距離制御によって SQUID と試料の相対的な距離 変動が生じると、測定される背景磁気も変動すること が分かった。

正しい磁気情報を得るためにはこの背景磁気の影 響を少なくすることが重要となる。そこで、フラック スガイドとなるプローブが試料近傍の磁気をどのよ うにピックアップしているかについて調べることと し、理想的な試料であるミアンダラインに対して、有 限要素法によるシミュレーション(OPERA-3d, Vector Fields)を行った。以前に報告したミアンダラインの実 験の条件と同じとなるよう、ライン&スペースがそれ ぞれ 5 µm の試料に対し、直径 600 µm のプローブで測 定した場合を想定し、実験で使用した試料、プローブ、 SQUID をもとにモデリングして磁束分布を求め、 SQUID で検出される磁気も計算した。図 3(a)にミアン ダラインの中央にプローブが位置した時の磁束分布 の計算結果を示す。この結果から、試料から離れた位 置からもプローブに磁束が導かれていることが分か る。一方、図 3(b)は、(a)で行った同様の計算をミアン ダラインの横断方向にプローブ位置を移動して繰り



図3 印加電流 100 mA の設定でミアンダラインを STM-SQUID により測定した時の磁束分布. (a)シミ ュレーションで計算した試料近傍のプローブを含む 断面での磁束分布の一例. プローブがミアンダライ ンの中央にある場合. region1 と2 とでプローブ内に 存在する磁束の方向が変化している様子がわかる. (b) SQUID で検出される磁気のラインプロファイル 計算結果.用いた SQUID の有効面積から磁束密度に 換算して表示. (c)実験より得た SQUID 出力電圧の ラインプロファイル. 挿入図: プロファイルを取得 した結果の(上)表面形状像および(下)磁気像.

返して SQUID が検出する磁気を求めて、ラインプロ ファイルとして表示した結果で、図 3(c)は実験から得 た SQUID 出力電圧のラインプロファイルである。両 者の形はよく一致しており、シミュレーション結果が 妥当であることを示しているが、図 3(b)の結果にはオ フセットの磁気があることが分かる。これは、図 3(a) からも分かるように、試料表面の局所的な磁束は下向 きであるのに対し、プローブ上方(region1)において周 囲からの上向きの磁束が流入しており、この背景磁気 の影響のためプローブ上方にある SQUID にも上向き の磁束が通ることとなって、オフセットが生じている。

こうしたことから表面形状によるアーティファク トを防ぐには、プローブ上方から流入する背景磁気を 低減することが重要と考えられる。そこで、測定され る磁気に与えるプローブ形状の影響を評価すること とし、その直径を変化させた場合や、先端角を変えた 場合などを検討した。シミュレーションによりプロー ブ形状を変えて取得したラインプロファイルの結果 を図4に示す。直径100 µm と600 µm とでは、直径 100 µm の方が局所磁気に対応する振幅も大きくなっ ているが、オフセットも大きい。一方、先端角を変え ても振幅は大きくは変わらないが、先端角が小さい方 がオフセットを減らせることが分かった。当日は実際 のプローブの改良を行った結果についても述べる。



図 4 プローブ形状を変えた時に SQUID で検出さ れる磁気のミアンダライン上のラインプロファイル 計算結果. (a)先端の形状を変えずに直径を 100 µm と 600 µm にした場合と(b)プローブ直径を 100 µm に統一して 90°から 2°までプローブ先端角を変化 させた場合. (a)の挿入図はミアンダラインの概形.

参考文献

[1] T. Hayashi, M. Tachiki, and H. Itozaki, "STM-SQUID probe microscope", Supercond. Sci. Technol., vol. 20, pp. S374–S379, Nov. 2007.

[2] N. Watanabe, T. Hayashi, M. Tachiki, D. He and H. Itozaki, "Evaluation of an STM-SQUID Probe Microscope", IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 21, pp. 420-423, Jun. 2011.

Nonlinear Response of YBa₂Cu₃O_{7-δ} Thin Films to High-Field Terahertz Pulses

A. Glossner^{1,3}, C. Zhang¹, S. Kikuta¹, I. Kawayama^{1,2}, H. Murakami¹, P. Müller³, M. Tonouchi¹

¹ Institute of Laser Engineering, Osaka University, Yamada-oka 26, Suita, Osaka 565-0871, Japan

² PRESTO-JST, 4-1-8 Honcho Kawaguchi, Saitama, Japan

³ Department of Physics, Universität Erlangen-Nürnberg, Erwin-Rommel-Straße 1, 91058 Erlangen, Germany

Abstract—We are examining the time-resolved behavior of the high-temperature superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ in the presence of strong THz electric fields polarized in its *a-b* plane. It is found that for increasing field strengths, there is a sharp drop in the spectral weight of the superconducting contributions. At the same time, the imaginary part of the conductivity strongly decreases. The frequency and temperature dependence for weak THz electric fields agrees with previous studies of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. This dampening of the superconductivity for strong fields is highly remarkable, because the photon energy was more than an order of magnitude smaller than the energy gap of YBCO. This eliminates photon-induced Cooper pair breaking as a possible reason for the sharp decrease of the imaginary part of the conductivity. We therefore conclude that field-related effects are the probable cause for the breakup of superconducting pairs.

I. INTRODUCTION

 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ has been studied in great detail with Terahertz Time-Domain Spectroscopy (THz-TDS) and pumpprobe experiments have allowed for the in-depth investigation of nonequilibrium phenomena. In particular, the superconducting pair and quasiparticle relaxation dynamics have been extensively examined [1]. Most recently, the electron-lattice interactions in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ have been investigated after midinfrared excitation. It was shown that a strong femtosecond excitation leads to a competition between the population of phonons and the depletion of the superconducting condensate [2].

To our knowledge, however, none of the high- T_c superconductors has been examined for its time-resolved response to the transmission of intense single-cycle THz pulses. For the first time, we are looking at YBa₂Cu₃O_{7- δ} thin films in presence of THz electric fields of tens of kV/cm. The field polarization in the *a*-*b* plane allowed for a direct examination and modification of the in-plane conductivity.

II. EXPERIMENT

Optical rectification in a LiNbO₃ crystal was used to generate the intense single-cycle THz pulses. The tilted-pulse-front method ensured a high pump-to-THz generation efficiency. In a setup similar to the one by Hirori et al. [3], a 1800 grooves/mm diffraction grating and two cylindrical lenses allowed for a high diffraction efficiency and a minimization of pulse distortions. The THz beam was focused

tightly onto the $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films which were cooled below their critical temperature.

To vary the electric field strength at the sample position while keeping the polarization constant, a set of rotatable wire grids was used. This was possible because of the excellent signal-to-noise ratio of our system. It permitted both low- and high-field measurements at temperatures far below T_c , even though the high surface impedance of the thin film leads to a small transmission in the superconducting state.

III. RESULTS

We find that the superconducting properties of the YBa₂Cu₃O_{7- δ} thin films clearly depend on the THz electric field strength. This is already evident from the bare time-domain data as measured with electro-optic detection. For temperatures below T_c the pulse shape changes strongly with varying field strength (Fig. 1). In the case of strong applied THz fields, the kinetic inductance of the superconducting film is altered and the transmission increases drastically (red curve). Above T_c , no evident field-dependence is observable in the time-domain transients.



FIGURE 1: THz pulses transmitted through a 45 nm YBa2Cu3O7 thin film on LSAT. The time-domain transients, measured by electro-optic sampling, are shown for temperatures well below (upper half) and above (lower half) T_c =88 K. All curves were normalized to measurements of the bare LSAT substrate in the same configurations.



FIGURE 2: Field-dependent complex relative permittivity. E_0 corresponds to a field strength of roughly 30 kV cm⁻¹ and the lines are fits according to the two-fluid model of superconductivity.

The field-dependent behavior is clearly reflected in a change of the electrodynamic properties of the sample. The imaginary part of the conductivity shifts to lower values in the frequency range between 0.2 and 0.8 THz when the applied field is stronger. Similarly, the real part of the relative permittivity increases for high electric field strengths (see Fig. 2), until the sample becomes almost non-superconducting.

A two-fluid model fit of the data for weak electric fields yields scattering rates and spectral weights of the superconducting contributions that agree with previous determinations [4, 5].

IV. DISCUSSION

Remarkably, the field-dependent, nonlinear behavior of the superconductivity in YBCO cannot be explained by conventional effects. Photon-induced pair breaking is not possible because the photon energy in the used frequency range is far below the energy gap of YBCO. Similarly, in spite of the high electric fields that were applied, the THz pulse energy was merely in the microjoule range. This rules out heating of the sample as an explanation for the Cooper pair breakup and the evident dampening of the superconductivity in the YBCO thin film samples.

Our results therefore clearly suggest a field-induced destruction of the superconducting pairs. We find that the high THz field strengths of several tens of kV cm⁻¹ are leading to a deformation of the band structure of YBCO, similar the dynamic Franz-Keldysh-effect to in semiconductors. This band structure change in turn facilitates the breakup of Cooper pairs, which explains the drastic fielddependence of the electrodynamic properties at superconducting temperatures.

Those remarkable results would not have been possible without the availability of high-field single-cycle THz pulses. The ultrashort, intense pulses allow for a clear separation of this Franz-Keldysh-like behavior from other effects such as a photon-induced pair-breaking or heating of the sample.

ACKNOWLEDGMENT

We are grateful to M. Nagai (Osaka U.), S. Tani (Kyoto U.), K. Tanaka (Kyoto U.) and I. Katayama (Yokohama National U.) for insight and inspiring discussions.

REFERENCES

[1] R.D. Averitt, G. Rodriguez, J.L.W. Siders, S.A. Trugman and A.J. Taylor, "Conductivity artifacts in optical-pump THzprobe measurements of YBa₂Cu₃O₇," *J. Opt. Soc. Am. B.*, 17 (2000), p. 327.

[2] A. Pashkin, M. Porer, M. Beyer, K. W. Kim, A. Dubroka,
C. Bernhard, X. Yao, Y. Dagan, R. Hackl, A. Erb, J. Demsar,
R. Huber, and A. Leitenstorfer, "Femtosecond Response of Quasiparticles and Phonons in Superconducting YBa2Cu3O7-δ Studied by Wideband Terahertz
Spectroscopy," *Phys. Rev. Lett.* 105, 067001 (2010).

[3] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, and K. Tanaka, "Singlecycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃," *Appl. Phys. Lett.* 98(9), 091106 (2011).

[4] A. Pimenov, A. Loidl, G. Jakob, and H. Adrian, "Optical conductivity in YBa2Cu3O7–d thin films," *Phys. Rev. B* 59, 4390–4393 (1999).

[5] A. Frenkel, F. Gao, Y. Liu, J. F. Whitaker, C. Uher, S. Y. Hou, and J. M. Phillips, "Conductivity peak, relaxation dynamics, and superconducting gap of YBa2Cu3O7 studied by terahertz and femtosecond optical spectroscopies," *Phys. Rev. B* 54, 1355–1365 (1996).

分子線エピタキシー法によるエピタキシャル成長薄膜を用いた 超伝導トンネル接合の作製 埼大院¹, 理研², 東北大院³ ○濱尾 俊幸¹, 有吉 誠一郎², 田井野 徹¹, 古賀 健祐^{2,3},

古川 昇², 明連 広昭¹, 大谷 知行^{2,3}

<u>1. はじめに</u>

現在、フォトン検出器として広く用いられてい る半導体検出器のエネルギー分解能はほぼ理論限 界に達している。そのため、半導体検出器より1~2 桁高いエネルギー分解能を持つ、超伝導トンネル 接合(Superconducting Tunnel Junction:STJ)素子の 研究が進められている。そこで我々は、高いエネ ルギー分解能を持つSTJを作製するために、その 電極材料としてエピタキシャル成長のAI薄膜に 着目した。STJの超伝導電極の結晶性はエネルギ ー分解能に影響を及ぼすことが知られており[1]、 エピタキシャル成長薄膜のAI電極は分解能向上 に有効であると考えられる。また、AIはNbと比 較してエネルギーギャップが小さく、高いエネル ギー分解能が期待できる。

本研究では、分子線エピタキシー(Molecular Beam Epitaxy: MBE)法を用いたエピタキシャル成 長薄膜のAl 電極を有する STJ の作製を目的とした。

<u>2. STJ 検出器</u>

STJ は厚さ数 nm の絶縁体で超伝導体(トンネル バリア)を挟んだ 3 層構造をしており、このよう な STJ の構造上、超伝導体と絶縁体には高い平坦 性が求められる。STJ 検出器の原理は以下の通り である。まず、超伝導体に入射したフォトンがク ーパー対をかい離させ、準粒子を生成する。次に 生成した準粒子がトンネルバリアを通過しサブギ ャップ領域での電流が増加する。その電流の変化 を読み取ることで入射したフォトンのエネルギー を知ることができる。

3. MBE の原理

MBE は熱蒸着法の1種である。超高真空中 (10⁻⁸Pa)で材料の蒸発量を高精度に制御すること により高品質の薄膜を結晶成長させることができ る。一般に固体材料の場合、るつぼの中で抵抗加 熱もしくは電子ビームで加熱し分子線を発生させ る。分子線はほぼ方向の揃った分子の流れであり 基板の結晶構造を受け継いで薄膜を成長させるこ とができる。MBE 法を用いて Al 成膜を行う際、 基板温度や分子線強度などが膜質に大きく影響す るため、まず単層膜の成膜条件の最適化を行った。

<u>4. 単層膜の成膜</u>

Al 単層成膜に際しては基板には Si(111)と Al₂O₃(0001)を用い、基板温度は室温から 300℃の 間で成膜を行った。Al 成膜はKセルを用いて1時 間行い、いずれの基板温度でも膜厚はおよそ 100nmであった。なお、成膜前にSi 基板は表面の 酸化膜を除去するために700℃で10分間の熱洗浄 を行った。また、比較のために熱洗浄を行わない 基板の上にエピタキシャル成長薄膜でない多結晶 の Al を成膜した。

その後 Al 薄膜の平坦性と結晶性を評価した。まず、原子間力顕微鏡を用いて自乗平均面粗さ (Root Mean Square : *RMS*)を測定した。結果を図1に示す。



同図より成膜時の基板温度が低いほど平坦性の高 い膜が得られることが分かった。また、同じ基板 温度でも熱洗浄をした基板にエピタキシャル成長

させた方が平坦性は高いことが分かった。さらに、 Al₂O₃(0001)基板上では高い基板温度でも平坦性の 優れた膜を実現できることが分かった。

次に超伝導体の評価方法として一般的な、室温 と液体ヘリウム温度(4.2K)での抵抗の比である残 留抵抗比 (Residual Resistance Ratio: RRR) を測定 した結果を図2に示す。



RRR の結果より基板温度が高いほど結晶性の高い 膜が得られることが分かり、STJ に用いる Al 薄膜 を成膜するには Al₂O₃(0001)基板上に 100℃で成膜 を行うのが適していると言える。

5.3層膜の成膜

その後、Al₂O₃(0001)基板上に Al/MgO/Al (=50/1.5/25nm)の3層膜を成膜した。その際の RHEED 像を図3に示す。



i)上部 Al







iii)下部 Al iv)Al₂O₃(0001)基板 図3 3 層膜の RHEED 像

以上により、3層全てエピタキシャル成長薄膜の3 層膜の作製に成功した。

6. I-V 特性評価

3 層膜を加工した STJ を無冷媒 0.3K 冷凍機シス テムを用いて 0.3K で I-V 特性を評価した。図 4 に その一例 (4×50mm-2 直列 STJ) の *I-V* 特性を示 す。左側は全体像、右側は原点付近拡大像である。



X:0.2mV/div. Y:100µA/div. X:0.2mV/div. Y:5µA/div. 図4 4×50µm-2 直列 STJ の 0.3K での I-V 特性

臨界電流密度は 74.8A/cm² で、STJ 素子の品質の指 標の一つである、R_n/R_{sg}は36.0であり、優れた特 性を有する全エピタキシャル成長 STJ の作製に成 功した。しかし、現在はまだ接合により臨界電流 密度が 15.5-117A/cm² とばらつきがあることも分 かった。このばらつきの改善は、将来的な検出器 のアレイ化や大面積化に必須であるが、トンネル バリア(MgO)の更なる最適化によって均一性の向 上が図られると期待される。

7. まとめ

MBE 法を用いて STJ に適した AI 薄膜を Al₂O₃(0001)基板上に基板温度 100℃で成膜した。 トンネルバリアにMgOを用い3層膜の全エピタキ シャル成長を実現した。その3層膜を用いて STJ を作製し、0.3K で I-V 特性を評価した結果、4× 50µm-2 直列 STJ の臨界電流密度は 74.8A/cm²、 $R_{\rm n}/R_{\rm sg}$ は 36.0 であり、優れた特性を有する全エピ タキシャル成長 STJ の作製に成功した。

参考文献

[1]T. Noguchi et al., "Effect of Lifetime Broadening of Superconducting Energy Gap on Quasiparticle Tunneling Current" 20th International Symposium on Space Terahertz Technology, Charlottesville, 20-22 April 2009

(社)低温工学・超電導学会関西支部の活動は、以下の事業会員の皆様からご支援を頂いています。 (五十音順)

アイシン精機(株)、アルバック・クライオ(株)、岩谷瓦斯(株)、岩谷産業(株)、エア・ウォーター(株)、(株)エリオニクス、 大塚電子(株)、川崎重工業(株)、関西電力(株)、共栄バルブ工業(株)、(株)クライオバック、(株)神戸製鋼所、 ジャパンスーパーコンダクタテクノロジー(株)、(株)鈴木商館、住友電気工業(株)、大宝産業(株)、大陽日酸(株)、 (株)東陽テクニカ、ナガセテクノエンジニアリング(株)、仁木工芸(株)、日本化学機械製造(株)、(株)パスカル、 三菱電機(株)