

# 振興技術開発に関する調査研究（4）

## －超電導エレベータ搬送に関する研究－

（核燃料サイクル開発機構 委託研究成果報告書）

1999年2月

株式会社テクノバ

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1194 茨城県那珂郡東海村村松 4 番地49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to :

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Naka-gun, Ibaraki 319-1194.

Japan

核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

1999

## 振興技術開発に関する調査研究（４） －超電導エレベータ搬送に関する研究－

小奈勝也\*

### 要 旨

放射性廃棄物の処分技術として、核燃料サイクル機構ではこれまでレーザーによる岩盤掘削技術、超電導エレベータ技術による搬送技術、さらには廃棄物潜在熱の有効利用が可能なゼーベック素子発電、スターリングエンジン発電技術等の研究を行ってきた。これらの研究を実施するに当たっては、地層処分に関する研究施設の立地優位性を考えた場合、地域産業の活性化、あるいは地域における科学技術への関心を高めることが大きな目標の一つとなり、そのためには地域の人々に科学・技術を具体的な形で提示し、関心と理解を得るすることが効果的である。この考え方にもとづき、従来例えばスターリングエンジン、ゼーベック発電、フライホイール等についての小型模型を試作し、原理の実証を行って提示してきた。

今年度は、平成９年度に行った超電導エレベータに関する小型模型の設計検討の経過を受けて、これの開発研究をさらに一歩進めたものである。もともとエレベータ開発の目的は、深地層間の搬送に対処するために新たにケーブルレスシステムを開発するところにある。エレベータに超電導マグネットを搭載したシステムや、永久磁石を搭載したシステムの実証は既になされており、一定レベルまでは垂直運動については既に搬送技術が確立しているといえる。しかしながら、ケーブルレスエレベータの利点である同一シャフトに複数エレベータ運行を可能とするためには、水平から垂直への連続運動、垂直運動の分岐システムを開発する必要がある。このためＹＢＣＯバルク超電導体のもつ強力なピン止め効果に着目し、これを活用して無制御で完全非接触の安定浮上を可能とする方法について検討してきた。今年度はこれらの成果をベースとした小型模型を製作し、実証ならびにデータの取得を行ったものである。

あわせて、制動時の電気回生を効率良く利用するためにフライホイールによる電力一時貯蔵技術について、同じく超電導によるピン止め効果を利用した装置模型により必要なデータ取得を行い、それらの成果をまとめたものである。

---

本報告は、株式会社テクノバが核燃料サイクル開発機構の委託により実施した研究の成果である。

契約番号：１００ＤＯ２１７

事業団担当者：衣笠 学（核燃料サイクル技術開発部 担当役）

\*：株式会社テクノバ 常務取締役

－ 目 次 －

1. まえがき.....	1
2 小型超電導エレベータの開発検討	
2-1 超電導バルク体と特性.....	2
2-1-1 永久磁石.....	2
2-1-2 超電導体の磁化.....	3
2-1-3 超電導（バルク）永久磁石.....	7
2-1-4 高温超電導体（YBCO）によるバルク永久磁石.....	9
2-1-5 バルク超電導体応用の展望.....	13
2-1-6 計算モデル.....	14
2-2 電機子磁界計算と推進力.....	17
2-2-1 超電導バルク体の円環ループ近似と推進力計算方法.....	17
2-2-2 鉛直移動部の検討.....	19
2-2-2-1 電機子コイル形状の検討.....	19
2-2-2-2 捕捉磁場に関する検討.....	26
2-2-2-3 磁束合成法の検討.....	27
2-2-3 水平移動部の検討.....	32
2-2-4 まとめ.....	42
2-3 小型模型の製作.....	43
2-4 実験	
2-4-1 垂直移動模型.....	47
2-4-2 垂直水平運動模型.....	49
2-5 まとめ.....	51

3. フライホイールによる電力回生特性の検討	
3-1 供試フライホイールの仕様.....	5 2
3-2 実験結果.....	5 3
3-3 評価検討.....	5 4
4. あとがき.....	5 5

[参考資料]

(01) YBCOバルク超電導体の浮上制御.....	5 7
(02) Superconducting Bulk Levitation Using an Electromagnet.....	6 3
(03) 超電導可動子円筒形リニア同期モータの磁束合成法.....	6 9
(04) ピン止め現象.....	7 1
(05) 超電導バルク材の拓く世界.....	7 2
(06) 供試バルク体のトラップ図.....	7 4

## 1 まえがき

放射性廃棄物の地下深部への搬送目的に対して、従来のロープ式エレベータに対応した場合には色々な制約がともない困難であることから、新たにケーブルレスシステムを開発する必要性があり、これまで各方面で取り組みが行われてきた。具体的には超電導マグネットを搭載したシステムや、永久磁石を搭載した非接触方式のシステム開発が行われ、既にこれまで実証試験を通じて報告がなされ、垂直運動については一定のレベルまでの搬送技術が確立しているといえる。しかしながら、ケーブルレスエレベータの利点である同一シャフトに複数エレベータ運行を可能とするためには、水平から垂直への連続運動、垂直運動の分岐システムを開発する必要がある。このため、YBCOバルク超電導体のもつ強力なピン止め効果に着目し、これを活用して無制御で完全非接触の安定浮上を可能とする方法について検討した。

今年度は、平成9年度の「超電導エレベータ新小型模型の設計検討」において行った小型模型を対象とした理論的検討と設計検討の経過をうけて、これの製作および実証を行うものである。

具体的にはYBCO超電導バルク体を用いた小型搬送模型を試作し、これを用いて垂直運動とこれの制御、ならびに水平と分岐の運動、制御（垂直と水平方向の運動）に関する基礎データを取得する。

あわせて、制動時の電気回生を効率良く利用するためにフライホイールによる電力一時貯蔵技術についても前年度製作したフライホイールの小型模型を使って、改良検討およびデータの取得を行う。

## 2 小型超電導エレベータの開発検討

### 2-1 超電導バルク体と特性

#### 2-1-1 永久磁石

永久磁石の定義は“十分に磁区の方のそろった強磁性体で、それ自身だけで外部に磁場をつくり出す事ができ、他のものによってつくられた磁場の中に置かれても、ほとんど磁化の大きさが変化せずに残るもの（物理学辞典：培風館）”となっている。

その性能は、図1に示す様な磁気履歴曲線（ヒステリシスカープ）上の残留磁束密度、保磁力で評価される。ここで、残留磁束密度はグラフ縦軸の切片であるが、飽和磁束密度の状態から磁化力（印加磁場）を取り去ったときの磁束密度であり、グラフ横軸の切片である保磁力はさらに反対方向に磁場を印加していったとき磁束密度がゼロになる磁場である。図2には、図1上の各点に対応して、磁石の中で起きる磁区の変化を模式的に表してある。

また、磁気履歴曲線の第2象限のみを描いたものが図3の減磁曲線であるが、これに示される  $BH_{max}$  も永久磁石の特性を表す重要な物理量である。これは、 $B$ と $H$ の積の最大値で、最大エネルギー積とも呼ばれ、単位体積の磁石が外部につくる静磁エネルギーの最大値を意味する。

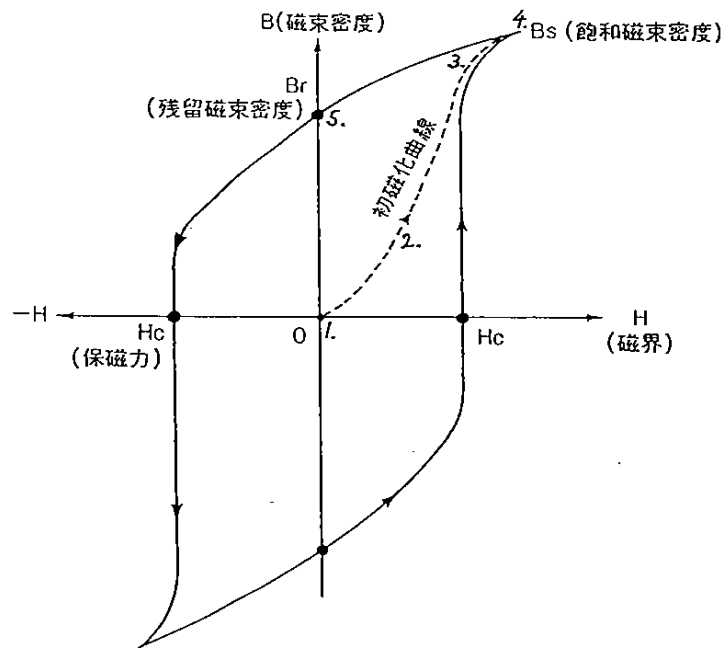


図 1. 永久磁石の磁気履歴曲線

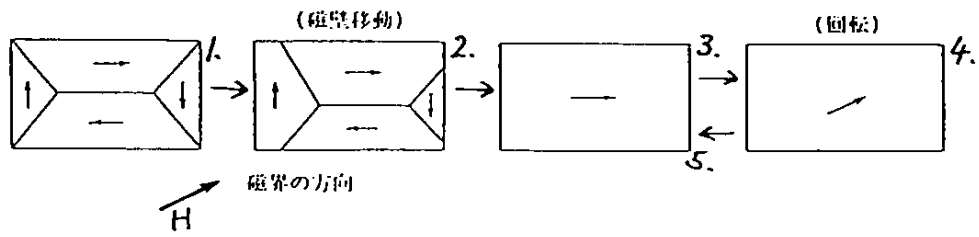


図 2. 磁化にともなう磁区の変化(模式図)

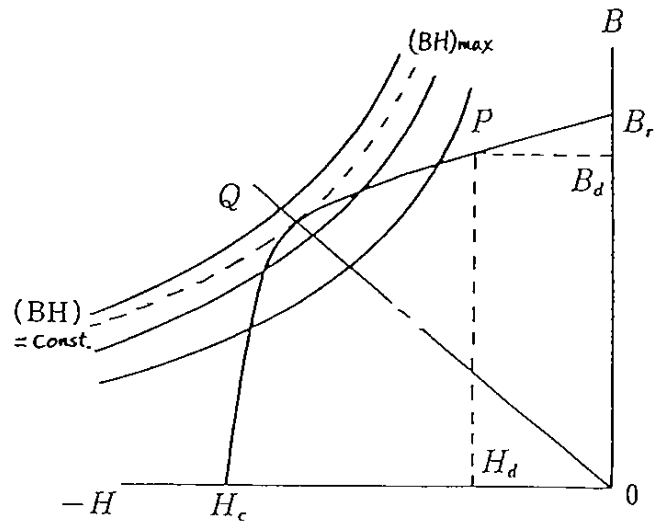


図 3. 減磁曲線 (図11.の第2象限)

### 2-1-2 超電導体の磁化

上で述べた永久磁石とは磁化のしくみそのものが異なるが、超電導体もやはり磁化する。図4に各種超電導体の磁氣的振る舞い ( $M-H$  曲線) を示す。



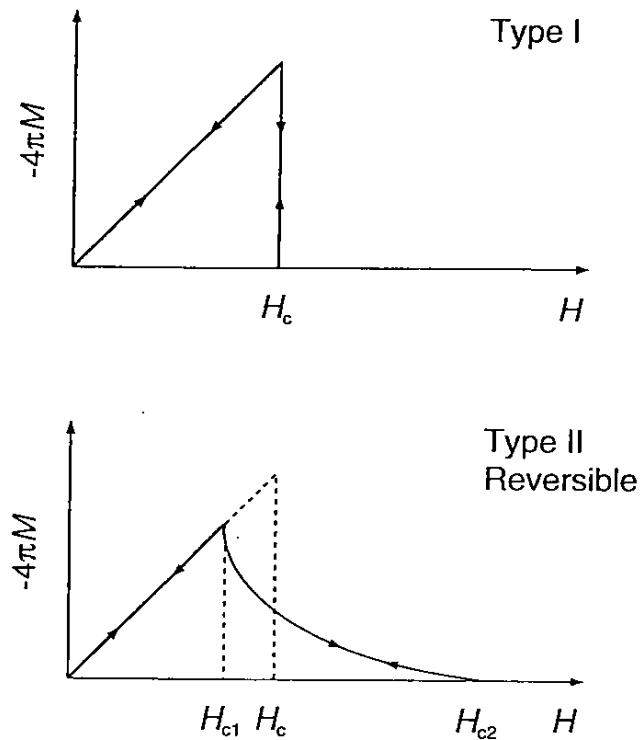


図 4. 各種超電導体の $M$ - $H$ 曲線  
 【上：第1種超電導体、下：第2種超電導体】

### (1) マイスナー効果

超電導体には、顕著な特性としてマイスナー効果、即ち“完全反磁性”という性質がある。この特性を用いて、超電導体を大きく2種類に分類することができる。第1種超電導体 (Type 1) と第2種超電導体 (Type 2) である。

第1種超電導体は臨界磁場  $H_c$  までマイスナー状態（超電導体内部に磁束密度が無い状態）を保ち、不連続に磁化ゼロの常電導状態にうつる。一方、第2種超電導体は  $H_c$  以下の磁場  $H_{c1}$ （下部臨界磁場）から磁束が侵入し始め、 $H_{c1}$  より高い磁場  $H_{c2}$ （上部臨界磁場）で磁化が連続的にゼロになる。下部および上部臨界磁場の間 ( $H_{c1} < H < H_{c2}$ ) では磁束が超電導体内に侵入しており、混合状態と呼ばれる。超電導の強磁場応用にはこの混合状態で超電導材料を使用するのが便利である。なぜなら、例えばYBCOなどの場合、77Kでの  $H_{c1}$  は比較的低い ( $\sim 1000e$ ) が  $H_{c2}$  は100T以上と非常に高いためである。

## (2) ピン止め効果

上では、超電導体から磁場を排除する場合に関して議論してきた。即ち符号がマイナスの磁化であり、超電導体は反磁性を示した。しかし、永久磁石の様なプラスの磁化を得るためには、磁束のピン止めが必要となってくる。図5に磁束のピン止め機構を模式的に示す。純粋な第2種超電導体の内部では磁束が動いてもエネルギーの変化は無いので、磁束は自由に動ける。一方、内部に常電導のピン止め点 (Pinning center) があると、磁束がピン止め点と重複している場合とそうでない場合とで、(ピン止め点の体積) × (超電導・常電導の自由エネルギーの差) に相当するだけのエネルギー変化が生じる。従って、磁束がピン止め点からはずれる時、図5中の $U$ だけ余分なエネルギーが必要となり、そのために磁束はピン止め点から動きにくくなるわけである。

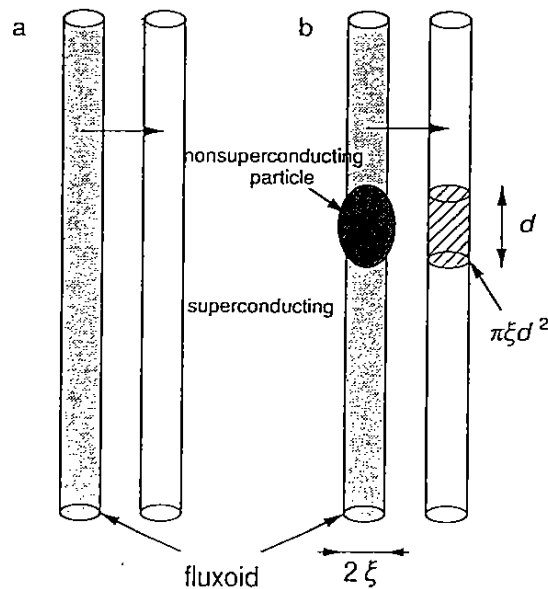


図 5. 磁束のピン止め機構 (模式図)

図6にこのピン止め点を含む、不可逆第2種超電導体 (Type 2, Irreversible) の磁氣的振る舞い ( $M$ - $H$ 曲線) を示す。また、図7に超電導体内部の磁束線の分布状態を模式的に示す。この場合、ゼロから印加磁場を増加して行くと超電導体を通り抜ける常電導の核が、試料にある常電導ピン止め点によりピン止めされ、中に進むことを妨げられる (図7 (a))。これにより、 $H_{c1}$ で磁束密度の急激な変化が起こらない。 $H_{c2}$ から印加磁場を減少してゆくと、履歴を生じ、常電導の核が材料内部に取り残される (図7 (b))。つまり、超電導体がピン止め効果によってプラスに磁化したわけである。

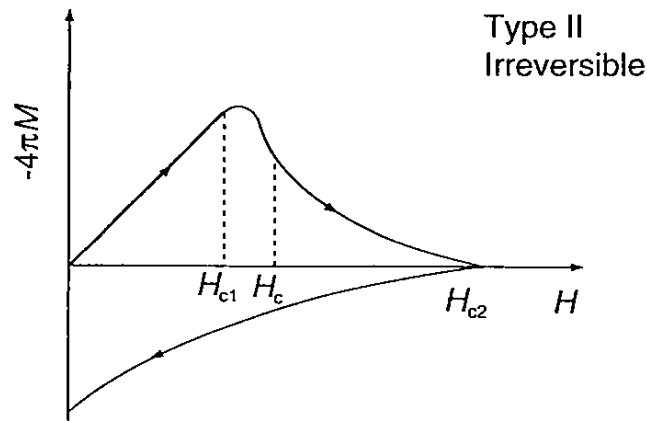


図 6. 非可逆第 2 種超電導体の  $M-H$  曲線

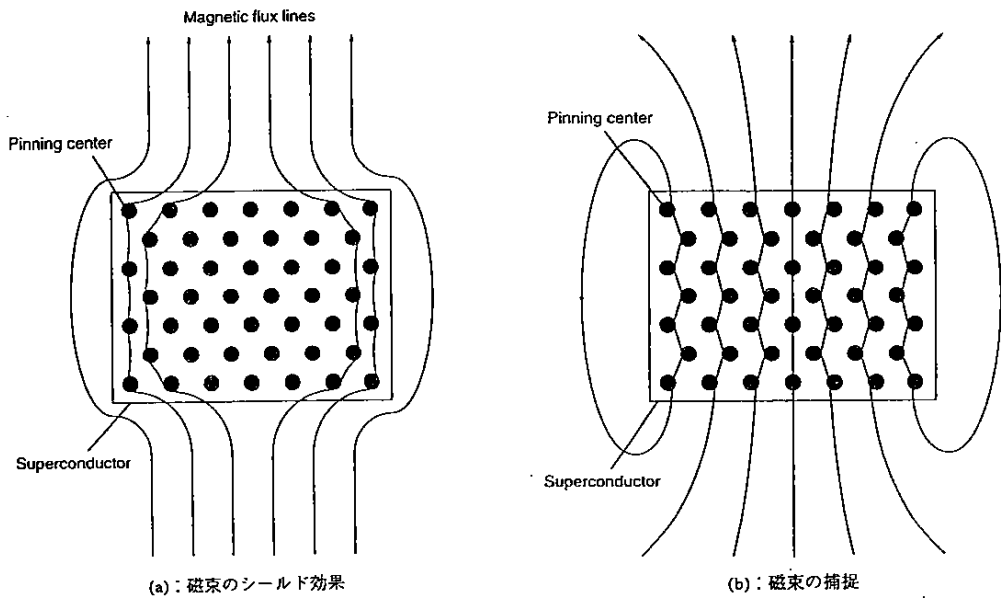


図 7. 超電導体内部の磁束の分布状態

【(a)：磁束のシールド効果、(b)：磁束の捕捉】

現実の超電導体では図 6 の様に  $M-H$  曲線が  $H_{c2}$  まで不可逆ということは無く、不可逆磁場 ( $H_{ir}$ )  $\ll H_{c2}$  で閉じてしまう。そして、応用に使用される磁場領域は  $H_{c1} < H < H_{ir}$  の範囲となる。見方を変えると、 $M-H$  ループの幅  $\Delta M$  は材料に抵抗無しに流せる臨界電流密度に比例する、ということも出来る。そして、 $H_{ir}$  は臨界電流密度がゼロになる磁場の強さである。この磁場以上の領域 ( $H_{ir} < H < H_{c2}$ ) でも超電導状態は成立するが実用上の意味は無くなってしまう。

### 2-1-3 超電導 (バルク) 永久磁石

非可逆第2種超電導体のピン止め大きい場合、超電導体はプラスにもマイナスにも大きな磁化を示すことが出来る。超電導体のマイナスの磁化 (反磁性) を用いた応用としては、永久磁石と組み合わせて反発力を発生させる磁気浮上への応用が考えられる。具体例としては超電導フライホイール等がある。一方、プラスの磁化を用いた応用としては超電導 (バルク) 永久磁石が考えられる。超電導永久磁石の  $B$ - $H$  曲線を図8に示す。図8上の各点に対応して、バルク体 (断面) の磁場分布を図9に模式的に表してある。永久磁石の場合、 $B$ - $H$  曲線上の  $B$  (あるいは  $M$ - $H$  曲線上の  $M$ ) は、マクロに見れば材料の内部ではほぼ均一の値を示していた。そのため、残留磁束密度、保持力、最大エネルギー積等は物質定数であった。しかし、超電導永久磁石の場合は図9に示す様に、バルク体断面内の場所によって  $M$  あるいは  $B$  の値は著しく異なる。 $B$ - $H$  曲線にプロットした値はバルク体全体積の単なる平均値でしかない。超電導永久磁石の大きな特徴は、その寸法、臨界電流密度、印加磁場によって発生する磁場が変化できること、すなわち通常の永久磁石と違って、エネルギー積が可変である、と言うことも出来る。超電導永久磁石の捕捉磁場と臨界電流密度、寸法との関係を模式的に表すと図10の様になる。捕捉磁場は、臨界電流密度、バルクの寸法と比例して大きくなるが、最大印加磁場あるいは材料の不可逆磁場に達すると飽和してしまう。また、磁荷が表面にないため、厚さの薄いものでも反磁場の影響で磁場が内部に閉じ込められる現象も起こらない。このように超電導永久磁石は非常におもしろい特性をもっている。

ただし、この様な超電導永久磁石には安定性の問題があり、低臨界温度材料では実用に至らなかった経緯がある [Wipf, et al. 1989]。すなわち、バルク材での磁束ジャンプのため、超電導永久磁石が極めて不安定となることによる。ところが、酸化物超電導材の液体窒素温度での動作では、材料の比熱が大きいため [ $c$  (酸化物, 77K)  $\approx$  100c (NbTi, 4K)], 磁束ジャンプは起こりにくく、超電導永久磁石は安定となる。

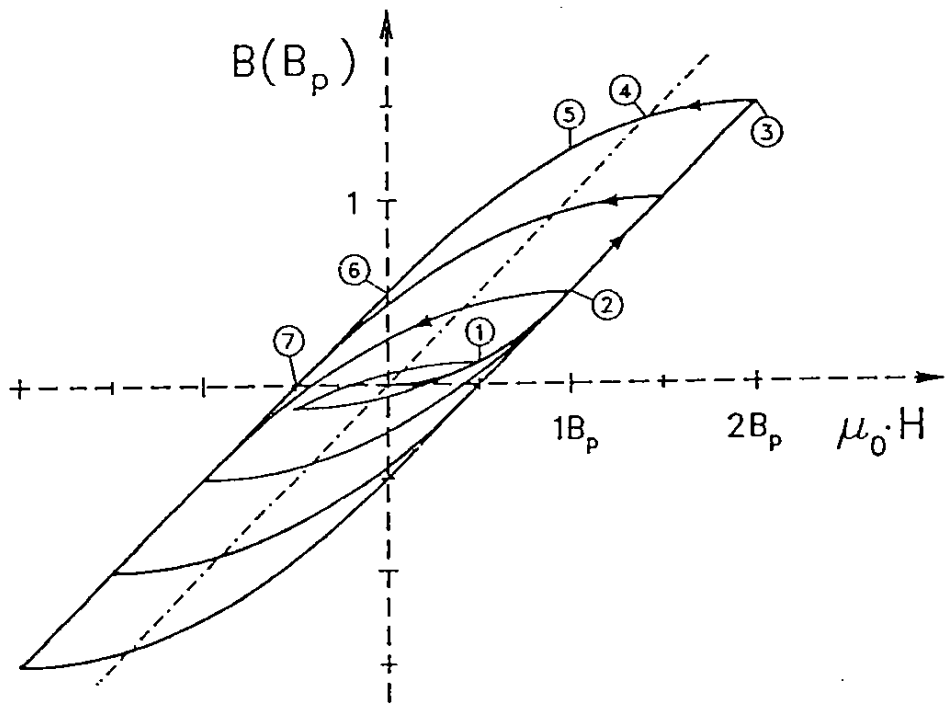


図 8. 超電導永久磁石の  $B-H$  曲線と  $M-H$  曲線

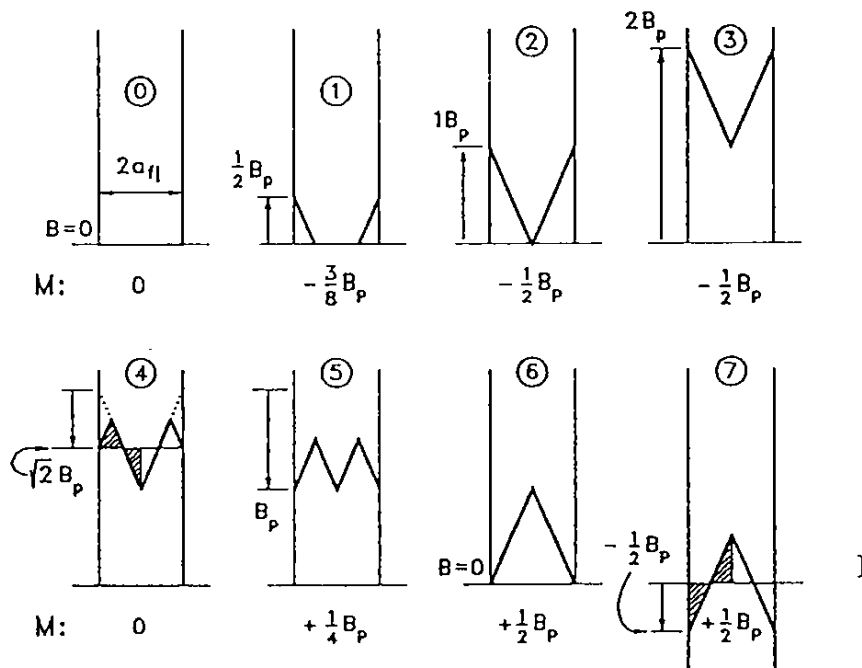


図 9. バルク体 (断面) の磁場分布 (模式図)

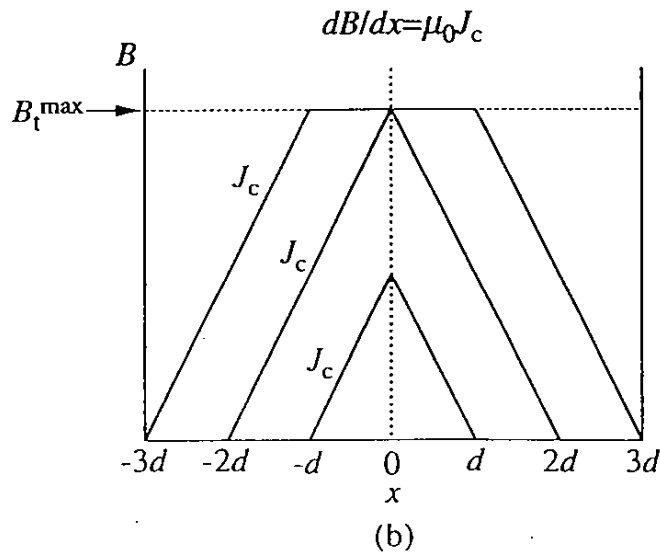
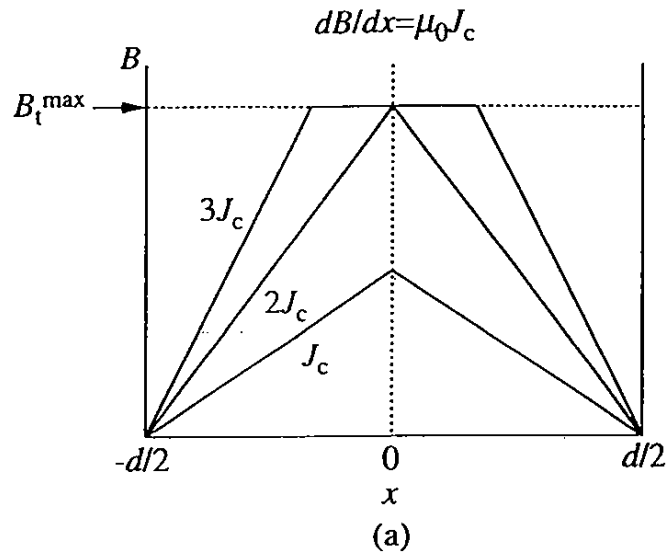


図10 超電導永久磁石の捕捉磁場

【(a)：臨界電流密度の影響、(b)：超電導体寸法の影響】

#### 2-1-4 高温超電導体 (YBCO) によるバルク永久磁石

##### (1) 臨界電流密度の向上

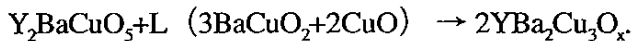
これまでの議論は超電導一般に関する議論であったが、これは高温超電導体に関してもすべて成り立つ。YBCO超電導体の開発もピン止めセンターを如何に有効に導入し、臨界電流密度を向上させるかに絞って行われてきた。YBCOの場合は超電導相  $YBa_2Cu_3O_x$  (Y-123) 相中に常電導相  $Y_2BaCuO_5$  (Y-211) 相を

ピン止めセンターとして導入することに成功した。このピン止めセンター (Y-211) の材料全体に占める体積率を変えて作製した場合、臨界電流密度がどの様になるかを示したものが、図11である。常電導相の体積率を大きくするにつれて、臨界電流密度が増大していることがよくわかる。一方、図12に臨界電流密度 ( $J_c$ ) と  $V_f/d$  の関係を示す。ここで  $V_f$  は材料全体積のうちに常電導相が占める体積率を示し、 $d$  はピン止めセンターのサイズ (径) を示している。グラフ (図12) より、常電導相の体積率が一定なら、ピン止めセンターが微細に分散の方が臨界電流密度は向上する、ということがわかる。結論として、大きな臨界電流密度を得るためには、ピン止めセンターを適量、微細に分散させる必要があることがわかった。

そこで、ISTEC超電導工学研究所ではMelt-Powder-Melt-Growth (MPMG) 法を開発し、ピン止めセンターの微細分散に成功した。図13に本プロセスを模式的に示す。まず、 $Y_2O_3$  と液相 (L) の共存領域まで加熱したあと急冷すると、 $Y_2O_3$  とアモルファス、 $BaCu_2O_2$  相などの混合組織となる (a)。これを粉砕 (Powder)、混合すると  $Y_2O_3$  が微細分散する (b)。この状態から Y-211 相と液相の共存領域まで加熱すると、下記の反応によって Y-211 相が生成する (c)。



Y-123 相の融点から試料を徐冷すると、



の包晶反応によって超電導相 (Y-123) が生成する (d)。

このプロセスによって YBCO 材料を作製すると、平均粒径が  $1\mu m$  以下の Y-211 相を分散させることが可能となる。これにより、臨界電流密度 ( $J_c$ ) が大きく向上することが報告されている。

また、最近、超電導工研では軽希土類系 (Nd, Sm, Eu, Gd) BaCuO 系あるいはそれらの混合系において強力なピン止めセンターが発見され、液体窒素温度でもかなり高い不可逆磁場が達成出来ることがわかった。

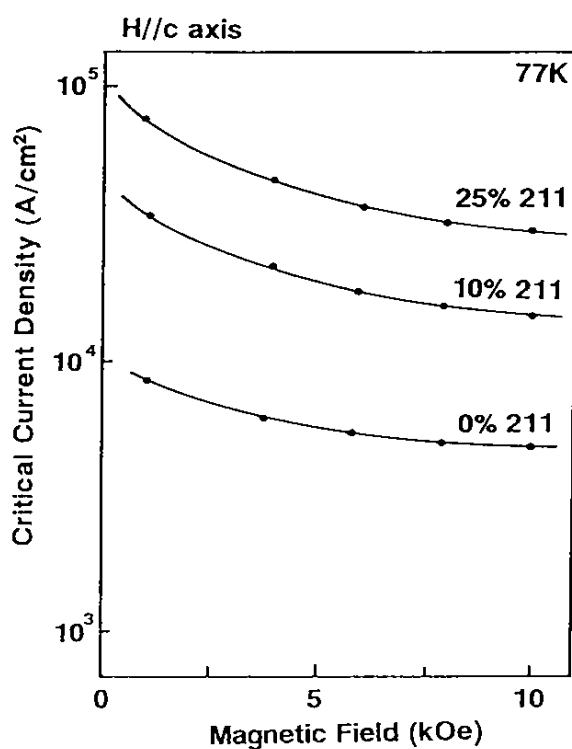


図11 3種類の異なるY-211体積率の試料における  
臨界電流密度 ( $J_c$ ) @77Kの磁場依存性

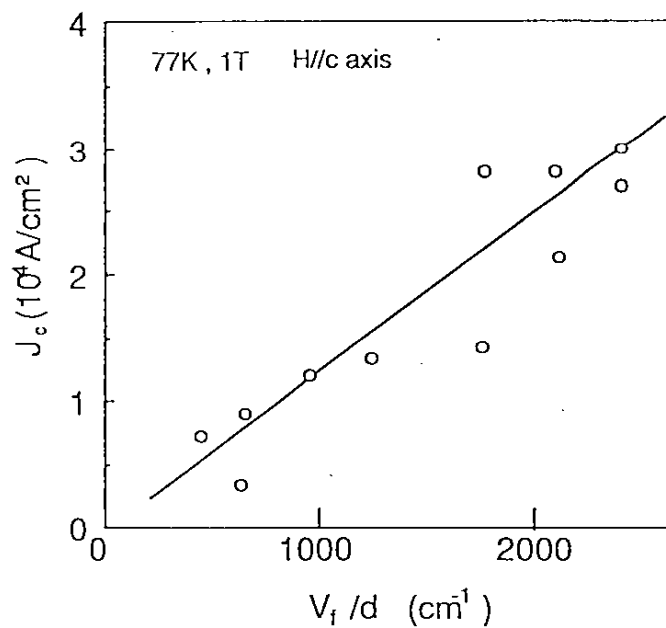
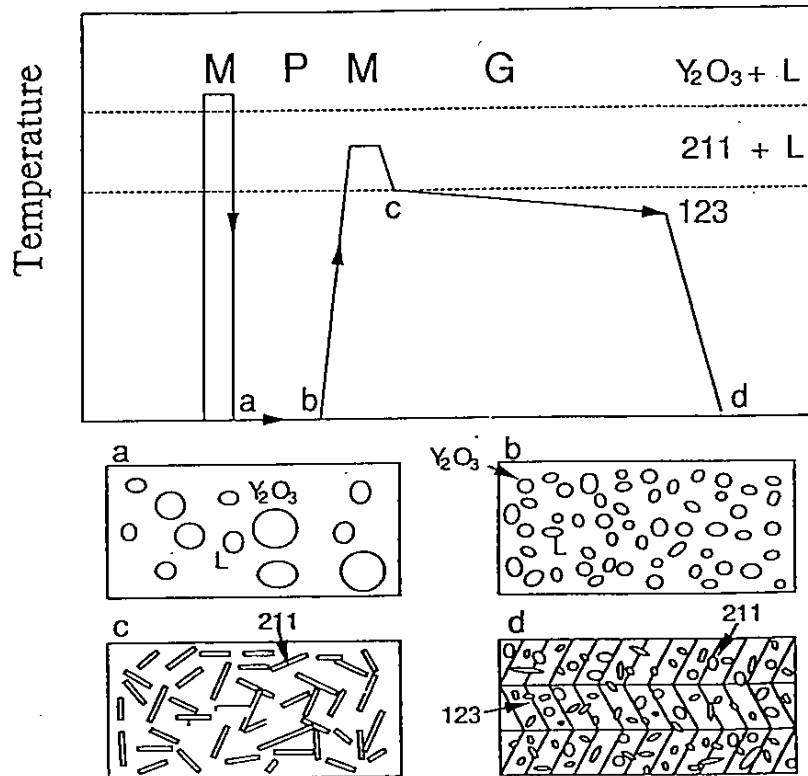


図12 臨界電流密度 ( $J_c$ ) と  $V_t/d$  の関係



# MPMG: Melt Powder Melt Growth



Schematic illustration of the MPMG process

- 1 complete decomposition of  $\text{BaCO}_3$
- 2 products in any size and shape
- 3 fine dispersion of 211 inclusions
- 4 large grain size ( $>4\text{cm}$ )

図13 MPMG法の模式図

## (2) 結晶粒の大型化

2-1-3で述べた様に、強力な超電導永久磁石を実現するためには、臨界電流密度特性の向上だけでなく、寸法の大型化も重要となる。この際、 $J_c$ を保ったまま、即ち、ピン止めセンターが均一に分散した組織を維持しながら、大型化をする必要がある。大型化の過程で、例えば異相が混入し、超電導特性が劣化すれば磁場を大きくすることは不可能となる。例えばYBCO系では結晶粒界で超電導電流が大きく低下することが知られており、強磁場を発生する超電導

永久磁石は結晶粒界の無い、単一ドメインの試料を作製する必要がある。

単一ドメイン超電導体は、半熔融状態から種結晶を用いて、温度勾配下でゆっくり凝固させることで製造されている。こうして出来た超電導バルク体の捕捉磁場分布（例）を図14に示す。超電導体の寸法（直径）が大きくなるにつれて捕捉磁場の最大値も大きくなっていることがわかる[Teshima, et al. 1997]。最近では直径 10cm 程度の単一ドメインのバルク体の製造も可能となってきている。

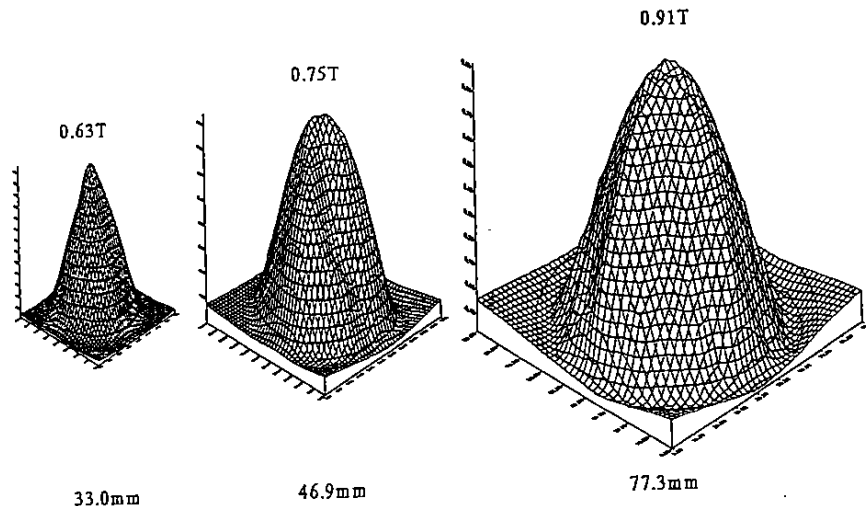


図14 単一ドメイン超電導体（YBCO）の捕捉磁場分布

#### 2-1-5 バルク超電導体応用の展望

高温超電導体の製造プロセスの進展によって、臨界電流密度の向上、結晶粒の大型化が可能となり、液体窒素温度で従来の永久磁石の発生磁場を越える強力な超電導永久磁石が得られるようになってきた。今後の進展によっては液体窒素温度で10Tという超電導永久磁石が実現する可能性も高い。そうなれば、非常に大きな電磁力を発揮出来るので、モータ等をはじめとして、多くの装置で従来にない高性能を引き出すことが可能となる。

また、超電導バルク磁石は、本質的に、捕捉した磁束密度を（臨界電流密度が許す範囲で、出来るだけ、）維持しようとする傾向がある。従って、外部磁場<捕捉磁場の場合は強力な磁石として機能するが、外部磁場>捕捉磁場の場合は、捕捉磁場以上の磁場の侵入を防ごうとするため、結果として反発力を発生することも出来る。この特性は磁束のピン止めに由来するもので、従来の永久磁石には無かったものである。このユニークな性質を利用すれば、無制御で完全非接触の安定浮上を実現出来、今回の研究テーマである超電導エレベータへの応用も十分可能である。

2-1-6 計算モデル [長嶋 1998b] [電気学会研究会資料] [ISS 1998b]

バルク超電導体は前述したように、磁束を内部にピン止めすることにより、永久磁石に似た機能を持たせる事が出来る。ところが、永久磁石は電流値一定の磁化電流とみなせるのに対し、バルク体は、いったん磁束を捕捉すると、外部磁場の変動を打ち消すように超電導電流が誘起される点が異なる。即ち、バルク超電導体の場合は磁化電流（超電導電流）が周囲磁場の変化によって常に変わってくることになる。遮蔽電流が変化すれば、当然そこでは下記のように、電流値に応じて電磁エネルギーも変化することになる。

$$\Delta \frac{1}{2} BH = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j L_{i,j} I_i I_j \quad (1)$$

ここで、 $L_{ij}$ は遮蔽電流ループのインダクタンス、 $I_i, I_j$ は各電流ループに流れる電流値をあらわす。

今回は、扁平なペレット形状のバルク体を用いているので、以下に挙げる様ないくつかの仮定を行って計算を単純化することにした。

① 材料の臨界電流密度が磁場変動に比べて十分大きいため、遮蔽電流が試料内部に侵入せず、表面部に局在化している。具体的には、図15に示すように、遮蔽電流はペレットの外縁部（薄肉円筒状の部分）に集中する1ターンの電流ループと考えられる。この時、この薄肉円筒の自己インダクタンス（ $L$ ）は公式を用いて求め、

$$L = 5.67 \times 10^{-8} \text{ (H)} \quad (2)$$

とおいた。

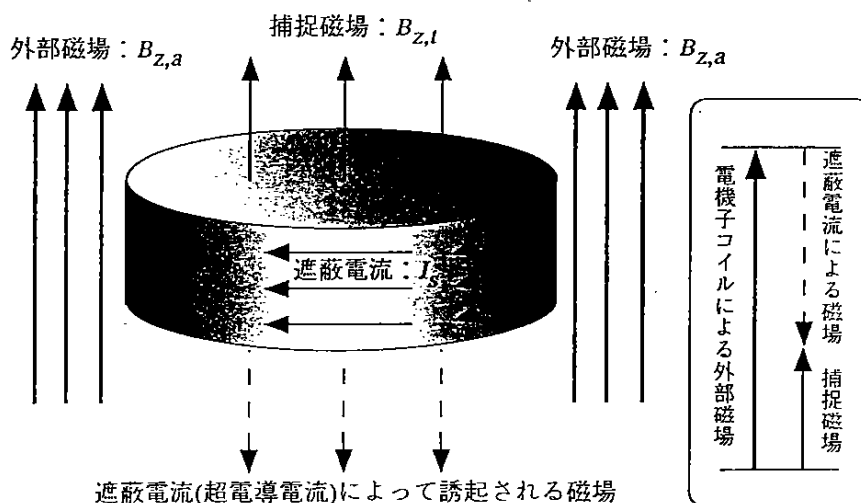


図15 計算モデル (バルク超電導体)

②、遮蔽電流ループの電流値 ( $I_s$ ) は、磁場中冷却時の印加磁場、即ち捕捉磁場 ( $B_{z,t}$ ) を一定に維持するように誘起される。従って外部磁場 ( $B_{z,a}$ ) が印可された場合、超電導体の表面には、

$$I_s = \frac{\Delta\phi}{L} \quad (3-a)$$

$$\Delta\phi = \pi R_d^2 (B_{z,a} - B_{z,t}) \quad (3-b)$$

によって求められる電流値 ( $I_s$ ) の遮蔽電流が誘起される。ここで  $R_d$  はバルク超電導体の半径 (23mm) を示している。そしてこの電流ループの持つ電磁エネルギー ( $U_{mag}$ ) は次式で与えられる。

$$U_{mag} = \frac{1}{2} L I_s^2 = \frac{1}{2} \frac{\Delta\phi^2}{L} = \frac{\pi^2 R_d^4 (B_{z,a} - B_{z,t})^2}{2L} \quad (4)$$

③、浮上しているバルク体は孤立した系である。電機子コイルによって発生される外部磁場が時間によって変化しない準静的な場合を考えると、バルク体の持つ全 (静的) エネルギーは遮蔽電流による電磁エネルギー ( $U_{mag}$ ) と重力による位置エネルギー ( $U_{pot}$ ) の加算となり、次式

$$U_{total} = U_{mag} + U_{pot} = \frac{\pi^2 R_d^4 (B_{z,a} - B_{z,t})^2}{2L} + mgz \quad (5)$$

(全エネルギー = 電磁エネルギー + 位置エネルギー)

が成り立つ。ここで  $m$ 、 $g$  はそれぞれエレベータ搬送体重量 (この場合は 0.3 kg)、重力加速度 ( $9.80665 \text{ m/s}^2$ ) を示している。

バルク体が自由に運動できる (拘束されていない) とすると、このエネルギー ( $U_{total}$ ) が最小あるいは極小となる位置が安定点となり、バルク体は常にその位置に向かって運動する、と考えれば良い。

また一般に、

$$F = -\frac{\partial U}{\partial z} \quad (6)$$

即ち、“ポテンシャルの傾きは力” という様に表現することもできる。従って、エネルギーを微分することから力を求めることも出来るわけである。

【参考文献】

- [谷腰 1987] 谷腰欣司：磁石とその使い方, 日刊工業新聞社 (1987)
- [Rose-Innes, et al. 1978] Rose-Innes A. C. and Rhoderick E. H.  
: Introduction to Superconductivity (Second Edition) , Pergamon Press Ltd. (1978)
- [Murakami, et al. 1992] Ed. Murakami M. : Melt Processed High-Temperature Superconductors, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (1992)
- [Wipf, et al. 1989] Wipf S. L. and Laquer H. L. : "Superconducting Permanent Magnets" , IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-25, p.1877 (1989)
- [Teshima, et al. 1997] Teshima H., Morita M., Kaneko T. : "Levitation Force Properties of Bulk Superconductors For Magnetic Bearings" ,Proc. 4 th International Symposium on Magnetic Suspension Technology (1997)
- [島本 1991] 島本幸次郎、早川数良、上城和洋：超電導垂直リニアモータ, 平成3年電気学会全国大会、S.12-3、(1991)
- [長嶋 1998a] 長嶋賢、村上雅人、仁田且三、衣笠学、小奈勝也：YBCOバルク超電導体を用いたエレベータ模型の検討, 第58回1998年度春季低温工学・超電導学会講演概要集、(1998)
- [長嶋 1998b] 長嶋賢、宮本毅、村上雅人、岩佐幸和、沢孝一郎、劉相任、藤本浩之：BIコイルによるYBCOバルク超電導体の浮上実験, 第58回1998年度春季低温工学・超電導学会講演概要集、(1998)

## 2-2 電機子磁界計算と推進力

### 2-2-1 超電導バルク体の円環ループ近似と推進力計算方法

超電導バルク体は、磁束を内部にピン止めすることにより、永久磁石に似た機能を持たせることができる。しかしながら、永久磁石は電流値一定の電流ループと見なせるが、超電導バルク体はいったん磁束を捕捉すると、外部磁場の変動をうち消すように超電導電流が誘起されるので、電流値が一定にはならない。

超電導バルク体の推力計算式は、バルク体を1ターンの電流ループとみなし、バルク体の半径  $Rd$ 、バルク体の自己インダクタシス  $L$ 、電機子コイルがバルク体位置  $(r, z)$  に発生する磁束密度の  $r$  成分、 $z$  成分をそれぞれ  $Br(r, z)$ 、 $Bz(r, z)$ 、バルク体の捕捉磁場  $Bt$ 、超電導電流  $I$  とすると、以下のように定式化される。磁束密度、超電導電流の向きは、図1のように定義する。

超電導電流  $I$  は捕捉磁場  $Bt$  を一定にするように誘起されるから、

$$I = \pi R d^2 \times (Bt - Bz(0, z)) / L$$

ここでは、電機子コイルが中心軸付近につくる  $z$  方向の磁束密度は等しいと仮定した。

バルク体に発生する電磁力地  $Fmag$  は、フレミングの法則により

$$Fmag = 2\pi R d I \times (-Br(r, z))$$

バルク体の重量を  $m$  とすると、推進力  $F$  は、

$$F = Fmag - mg$$

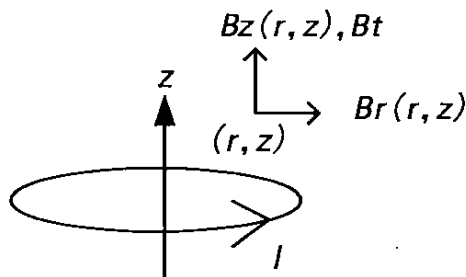


図1 推進力計算モデル

今年度の研究として、3つのコイルと1つのバルク体から構成されるリニアモータ試験機を製作した（詳細は後述）。1つのコイルに10A 通電した場合の磁束密度の $z$ 位置特性を、理論値、実験値について示す、図2に中心軸における $z$ 磁束密度、図3にバルク体周上（ $r=23\text{mm}$ ）における $r$ 磁束密度を示す。実験において $z$ 位置決めの精度が悪いので、 $z$ 位置に関して誤差を含むが、概ね理論値と実験値は一致する。本検討で用いた電磁界計算法の妥当性が示された。

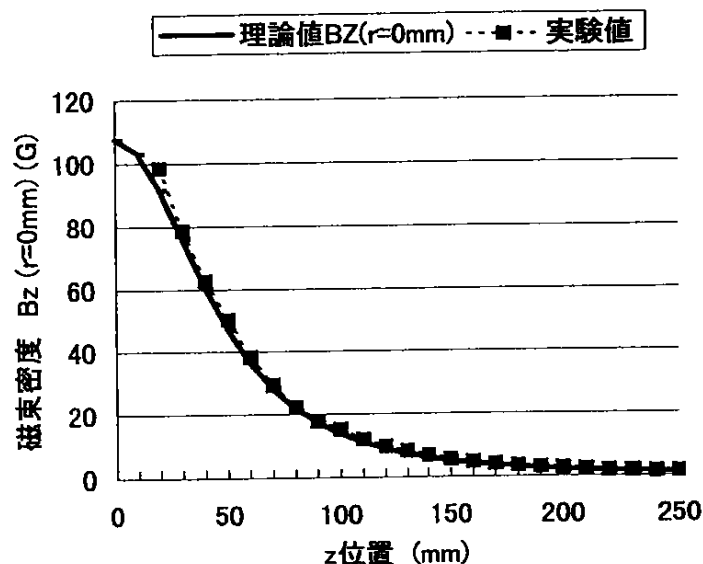


図 2 中心軸における $z$ 磁束密度の理論値、実験値

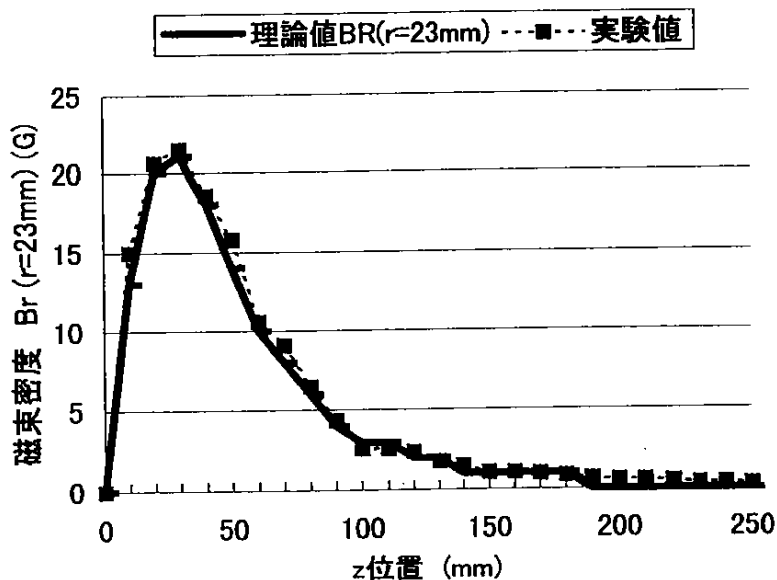


図 3 バルク体周上( $r=23\text{mm}$ )における $r$ 磁束密度の理論値、実験値

## 2-2-2 鉛直移動部の検討

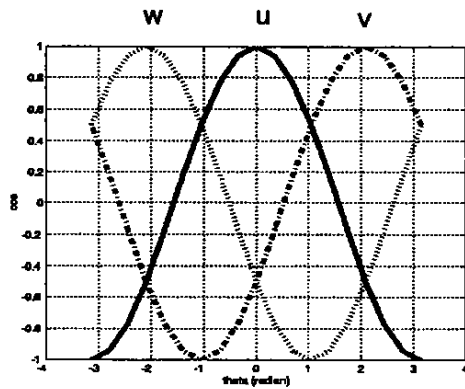
### 2-2-2-1 電機子コイル形状の検討

3つの電機子コイルと1つの超電導バルク体から構成される、リニア同期モータの電機子コイル形状について検討した。昨年度の報告書を参考にして、電機子コイルに最大2000ATの3相交流を通電するとした。巻線の許容電流を考慮して、電機子コイルの巻数を100巻とした、電機子コイルの形状を、z方向に厚くした場合（r5巻×z20巻）、均等にした場合（r10巻×z20巻）、z方向に薄くした場合（r10巻×z10巻）の3通りについて検討した。検討条件を表1に示す。均等にした場合（r10巻×z10巻）のモデル図を図5に、概観図を図6に示す。（電機子発生磁場<補足磁場）であり、推進力はr磁場により決定される。r方向復元力は検討していない。

表1 検討条件

	項目	仕様
電機子コイル	巻線材質	硬銅線
	巻線径	φ3mm(占積率0.5として絶縁物まで含めてφ4.2mm)
	コイル寸法	内径35mm×外径77.5mm×高さ42.5mm
	コイルピッチ	100mm
	巻数	厚い場合：z20巻×r5巻=100巻 均等な場合：z10巻×r10巻=100巻 薄い場合：z5巻×r20巻=100巻
	最大電流密度	2.83A/mm <sup>2</sup> ∵2000AT÷100巻=20A 20A÷(1.5 <sup>2</sup> ×π mm <sup>2</sup> )=2.83A/mm <sup>2</sup>
	電気抵抗	0.04178Ω(20℃)、0.04506Ω(40℃)
	必要電源容量	16.71W(20℃の抵抗値から導出)
超電導バルク体	バルク体直径	φ46mm (プラスチック、Al容器を考慮してもφ70mm以内)
	総重量	300g以内(プラスチック、Al容器も考慮)
	自己インダクタンス	5.91×10 <sup>-8</sup> H
	捕捉磁場	0.2T (初期電流5624AT)





コイル1:W相  
 $I_w=20\cos(\theta+2\pi/3)$   
 コイル2:U相  
 $I_u=20\cos\theta$   
 コイル3:V相  
 $I_v=20\cos(\theta-2\pi/3)$

図4 3相交流

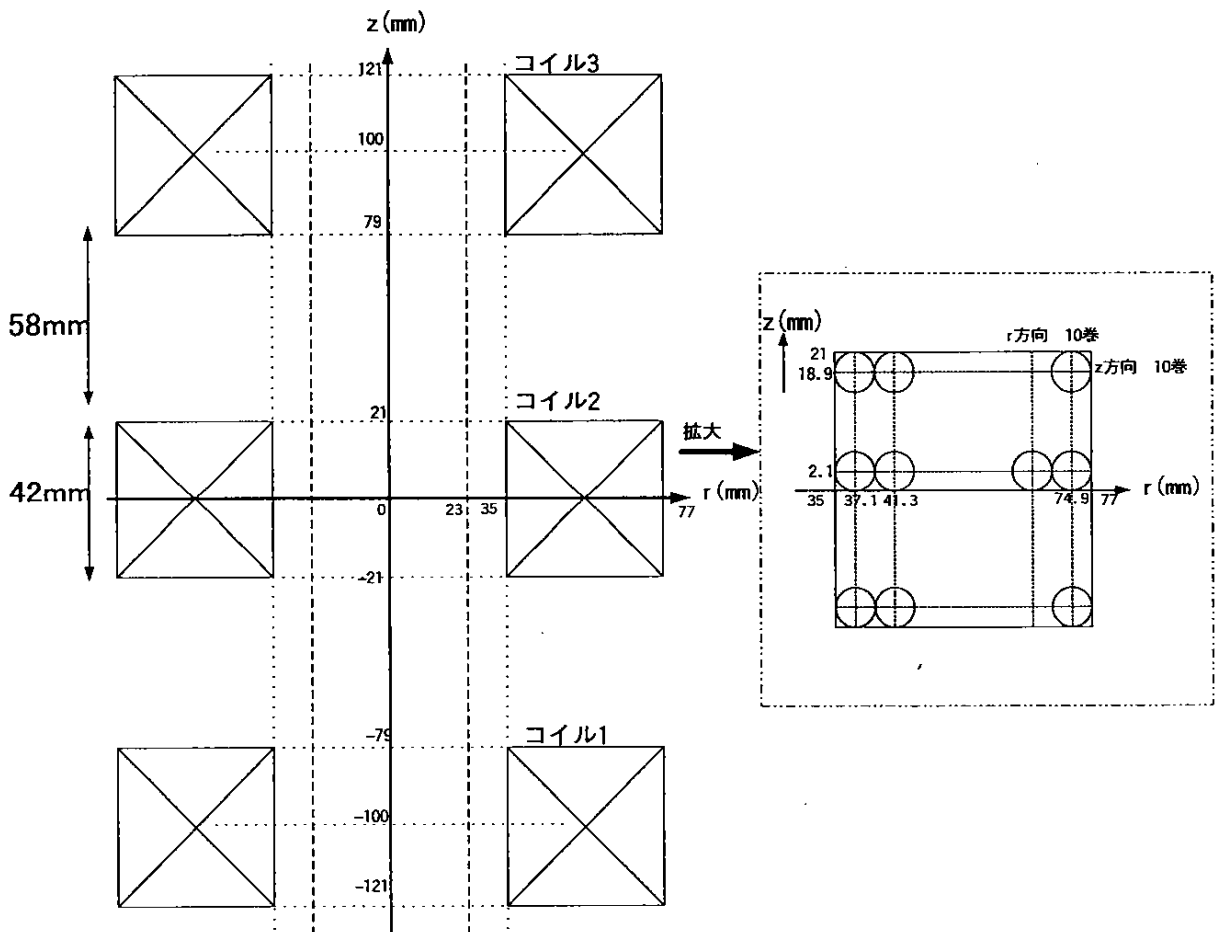


図5 電機子コイル形状を均等にした場合(r10巻×z10巻)のモデル図

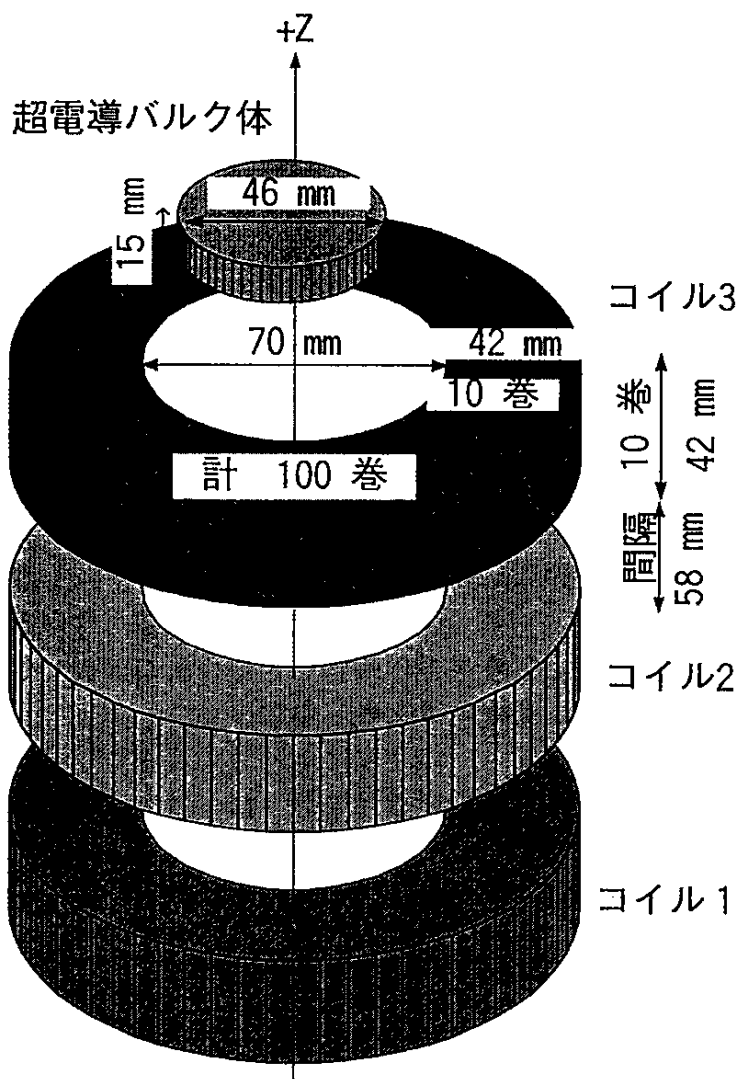


図 6 電機子コイル形状を均等にした場合( $r10$  巻 $\times z10$  巻)の概観図

電機子コイルが $z$ 方向に厚い場合、均等な場合、薄い場合について、推進力を計算した結果を図7～12に示す。図7、9、11は、超電導バルク体に発生する電磁力から自重を引いた推進力の $z$ 方向、 $\theta$ 方向分布である。推進力が負になる場合は、すなわち浮上できない場合は、0としてプロットしている。図8、10、12は、その等高線を表す。内側の閉曲線程、推進力大きい。等高線の外周部において、力がつりあい可動子は静止する。しかしながら、静止点には安定点と不安定点がある。外周部のある1点に可動子が静止している場合、可動子が $-z$ 方向に微小距離動いた時に正の推力が働けば、安定静止点であると判定できる。図8の $+z$ 方向上部(矢印で示す部分)が安定静止点である。計算結果を表2にまとめる。

電機子コイルが $z$ 方向に厚い場合の結果を図7、8に示す。電機子コイルが存在する領域では、磁束密度の $r$ 成分が小さくなるので、推進力が小さくなり浮上ができない。電機子コイルが厚いので、可動子が安定に移動できる領域が小さくなる。電機子コイルが存在しない領域では、電機子コイルの等価的な起磁力が大きくなるので、推進力が大きくなる。

電機子コイルが $z$ 方向に薄い場合の結果の結果を図11、12に示す。電機子コイルを薄くすると、可動子に近い電機子コイルが少なくなり推進力が小さくなるので、安定に移動できる領域も小さくなる。

電機子コイルを薄くした場合は、等価的な起磁力が小さくなり、安定に移動できる領域が小さくなる。電機子コイルを厚くした場合は、 $z$ 方向で電機子コイルが占める割合が大きくなるので、安定に移動できる領域が小さくなる。電機子コイルを $r$ 、 $z$ 方向に均等に巻いた場合は、起磁力、 $z$ 方向で電機子コイルが占める割合が両者の中間となり、安定移動領域が大きくなる。

また、今回はコイルピッチを100mmに固定して検討したが、コイルピッチを小さくすると、可動子に対する3コイルの距離が小さくなるので、推進力が大きくなり安定移動領域が増加すると考えられる。電機子コイルが $z$ 方向に厚い場合は、コイルピッチを小さくすることができない。

表2 結果のまとめ

電機子コイル形状	移動領域	考察
$z$ 方向に厚い場合	x	中心磁束大、コイル中の移動難 コイルピッチ小さくできない
$r, z$ 方向に均等な場合	$\Delta$	
$z$ 方向に薄い場合	x	中心磁束小 コイルピッチ小さくできる

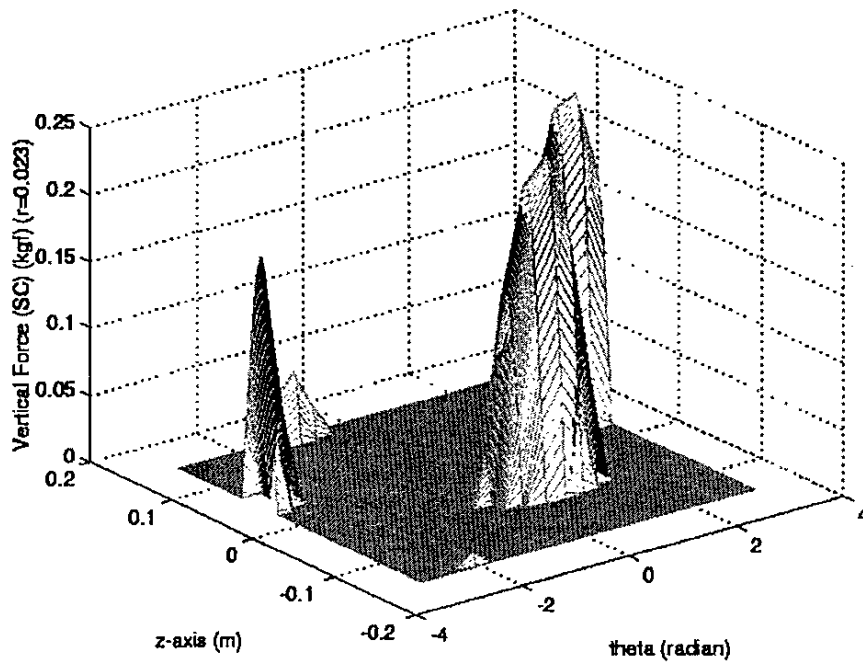


図 7 電機子コイルが z 方向に厚い場合

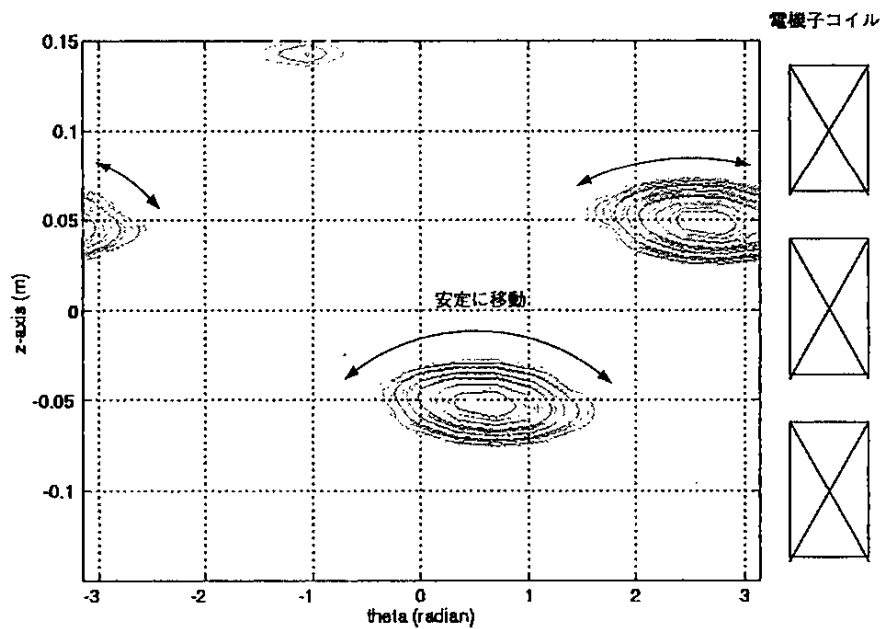


図 8 電機子コイルが z 方向に厚い場合

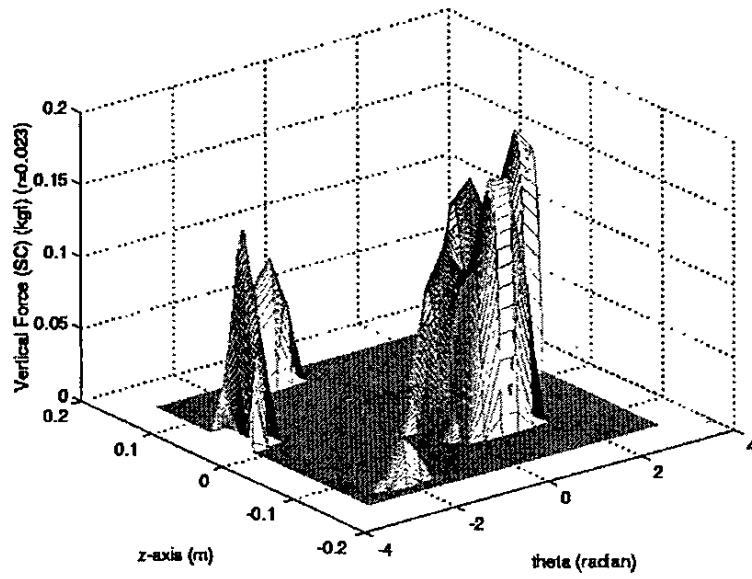


図 9 電機子コイルが  $r, z$  方向に均等な場合

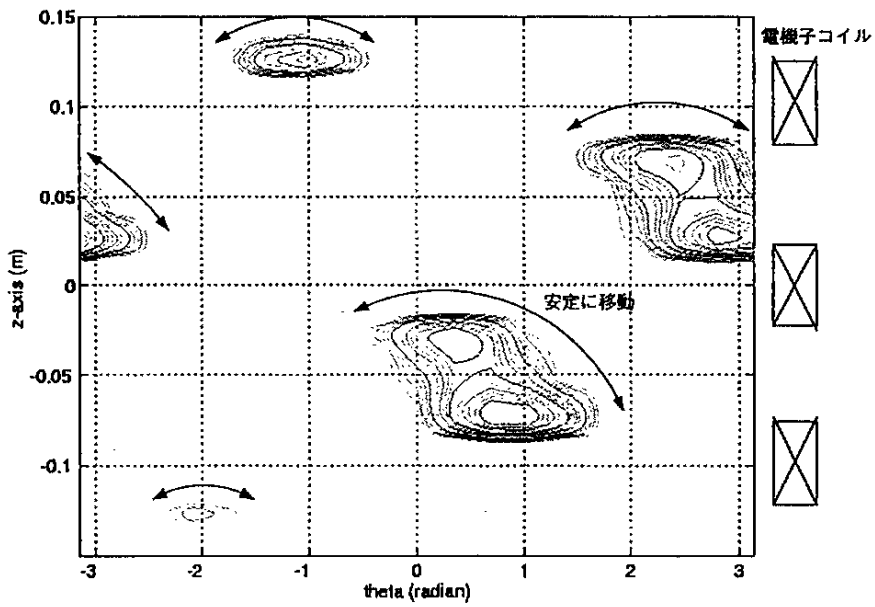


図 10 電機子コイルが  $r, z$  方向に均等な場合

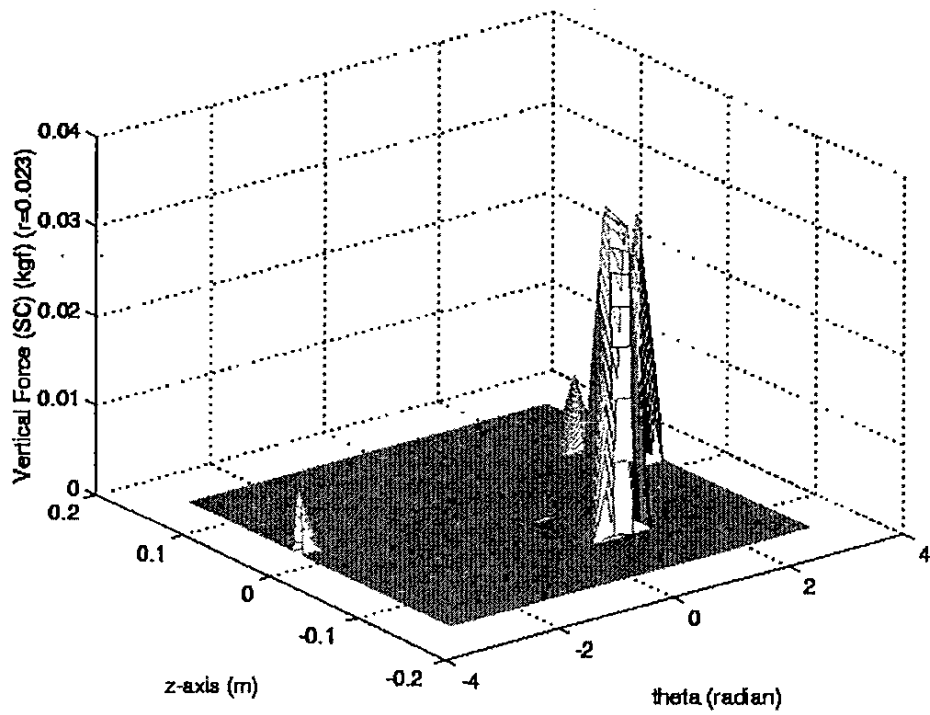


図 11 電機子コイルが  $z$  方向に薄い場合

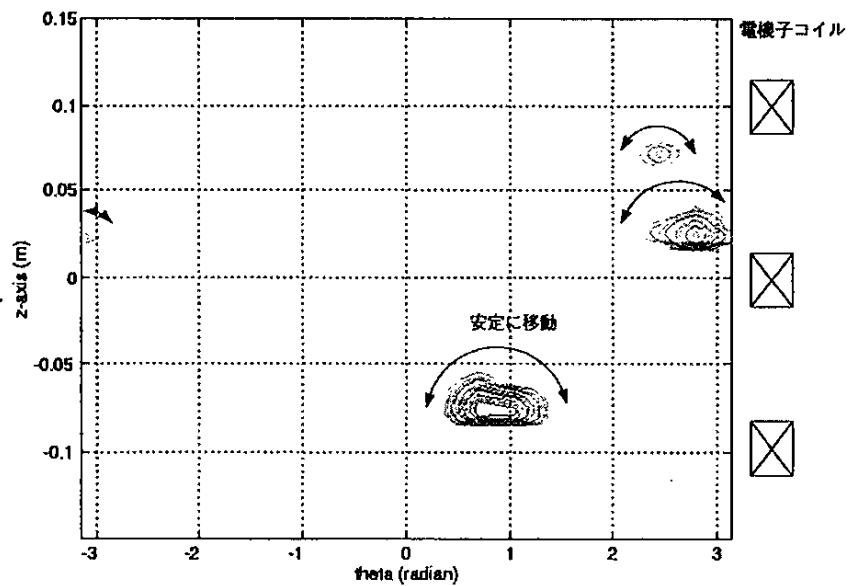


図 12 電機子コイルが  $z$  方向に薄い場合

### 2-2-2-2 捕捉磁場に関する検討

超電導バルク体の捕捉磁場 0.5T とした場合を検討した。電機子コイル形状は  $r, z$  方向に10巻ずつ均等に巻いた形状であり、諸計算条件は前節と同じである。図10に示す捕捉磁場 0.2T の場合の計算結果と比較すると、捕捉磁場 0.5T とした場合の方が、推進力が大きくなり安定移動領域が増加している。

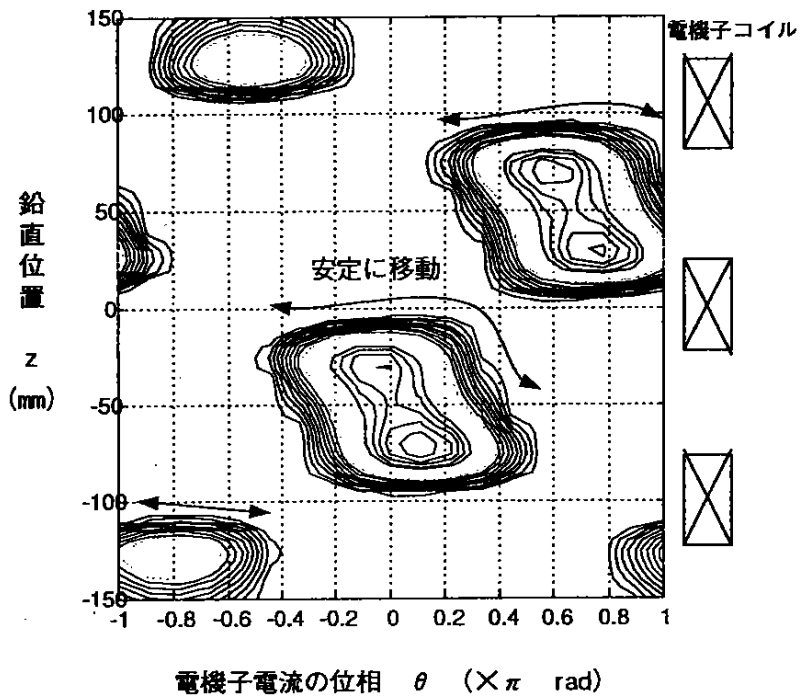


図 13 捕捉磁場 0.5T とした場合 ( $r, z$  方向に 10 巻ずつ均等に巻いた場合)

### 2-2-2-3 磁束合成法の検討

前節までは、電機子コイルに3相交流を印加した場合について検討した。しかしながら、3相交流を印加した場合は、電機子電流の位相を大きくした時に可動子が+z方向に安定移動できないので、磁束合成法を検討する。本検討では、電機子電流が中心軸に発生するz磁場と比較して、超電導バルク体の捕捉磁場の方が十分大きいので（電機子コイル発生磁場<捕捉磁場）、バルク体の初期電流と等価な永久磁石で議論する。

$\theta$ を大きくした時に可動子が+z方向に安定に移動するためには、電機子電流が可動子位置 $Rd$ において、図14に示すようなr成分進行磁界（ $-Br^{ref}(z, \theta)$ ）を発生すれば良い。 $Br^{ref}_0$ は可動子の浮上に必要な磁束密度である。 $\theta$ が大きくなるにつれて、浮上位置 $z$ も大きくなるのが第1の安定移動の必要条件である。また、浮上点が安定である必要があるため、すべての $\theta$ において浮上点における（ $-Br^{ref}(z, \theta)$ ）の傾きが負であることが、第2の必要条件となる。

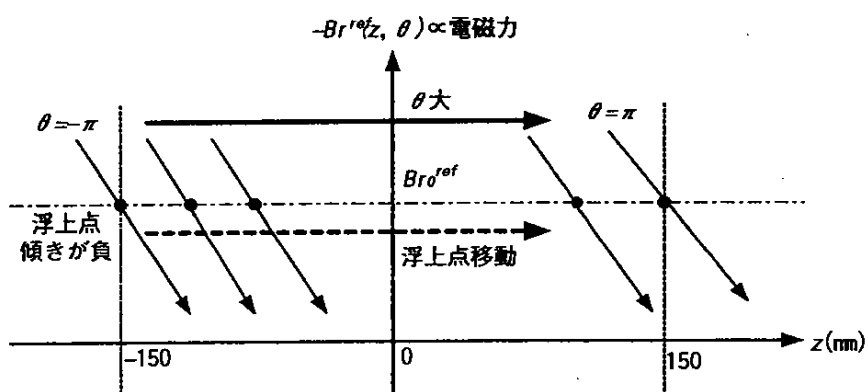


図 14 可動子安定移動の必要条件を満たす進行磁界

以下に定式化を示す。 $i=1\dots n$ を添字としてサンプリング点 $z(i)$ 、 $j=1\dots n$ を添字として電機子電流の位相 $\theta(j)$ とする。電機子コイルの添字を $k=1,2,3$ として、添字を用いて表現すると、電機子電流は $Ia(k,j)$ 、電機子電流が可動子位置に発生するr方向の磁束密度は $Br(i,j)$ 、目標進行磁界は $Br^{ref}(i,j)$ 、電機子コイル $k$ に1A流した場合に位置 $z(i)$ に発生する磁束密度は $K(i,k)$ 、電機子電流の位相 $\theta(j)$ の場合の $z(i)$ に対する重みは $A(i,j)$ と定義される。ここで、目標進行磁界 $Br^{ref}(i,j)$ とは、上記の可動子の安定移動の必要条件を満たす進行磁界のことである。

電機子電流の位相 $\theta(j)$ 毎に、電機子電流が発生する磁束密度 $Br(i,j)$ と目標進行磁界 $Br^{ref}(i,j)$ のサンプリング点における差の重みつき2乗和 $L(j)$ を最小にする、電機子電流を求める逆問題として定式化される。



$$\min L(j) = \sum_{i=1}^n A(i, j) \times (Br^{ref}(i, j) - Br(i, j))^2$$

$$\text{subject to } Br(i, j) = \sum_{k=1}^3 K(i, k) \times Ia(k, j)$$

$$\therefore \frac{\partial L(j)}{\partial Ia(1, j)} = \frac{\partial L(j)}{\partial Ia(2, j)} = \frac{\partial L(j)}{\partial Ia(3, j)} = 0$$

検討条件を以下に示す。

本検討では、目標進行磁界 ( $-Br^{ref}(i, j)$ ) を以下のように設定した。

$$-Br^{ref}(i, j) = 2Br_0^{ref} \sin\left(\theta - \frac{\pi z}{150} + \frac{\pi}{6}\right)$$

重みは、すべての  $\theta$  について、浮上点に100、1 サンプル点離れた点に100、その他の点に1とした。

電機子コイルの形状は、 $r$ 、 $z$ 方向に10巻ずつ均等に巻く形状とするが、コイルの大きさが前節までの検討と若干異なる。コイルピッチは、100mm、60mmの2通り計算した。可動子の等価電流14060AT（捕捉磁場 0.5T に相当）である。モデル図を図15に示す。

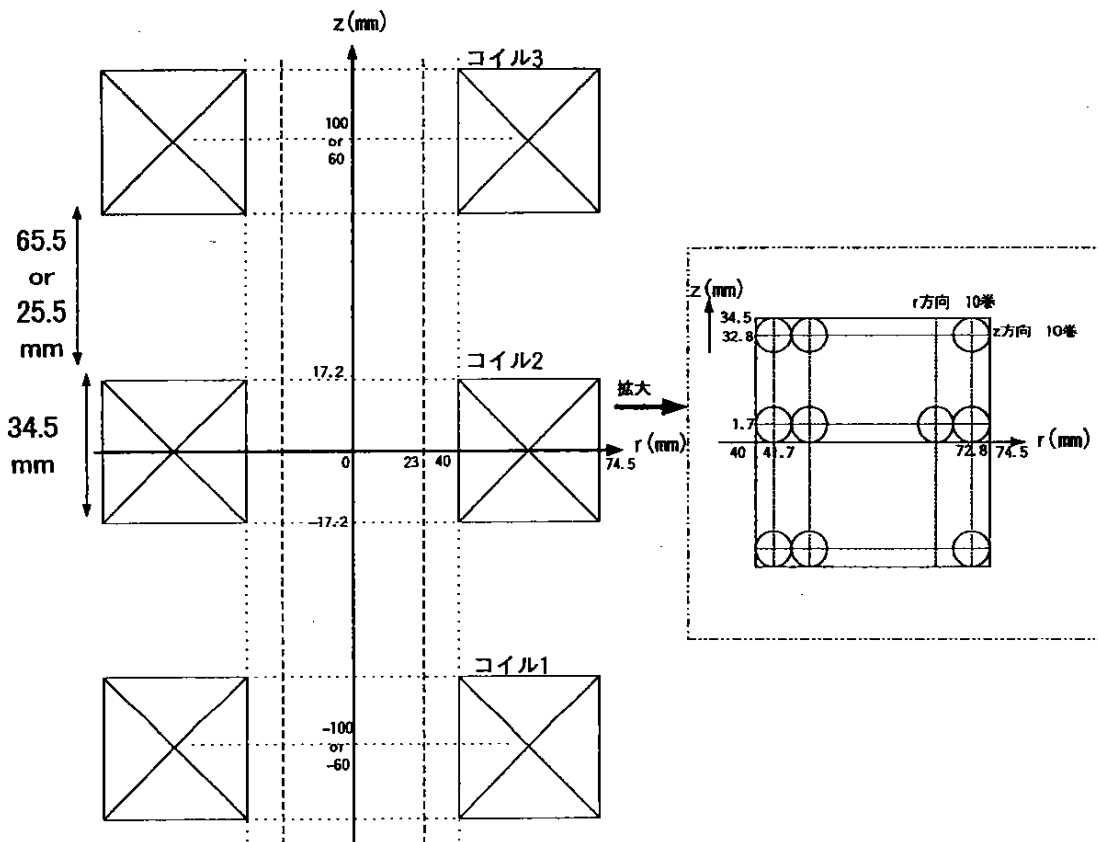


図 15 モデル図

コイルピッチ100mmの場合の最適電機子電流、推進力の等高線を図16、17に、コイルピッチ60mmの場合を図18、19に示す。

コイルピッチ100mmの場合は、コイル位置以外の領域において、可動子は目標進行磁界に沿って安定移動できる。可動子がコイル1、2あるいは2、3の間にある場合は、互いのコイルに逆方向の電流が流れ、下方コイルからの反発力と上方コイルからの吸引力を利用して安定移動する。コイル位置に可動子がある場合は、そのコイルに電流0、他のコイルに大電流が流れ可動子の安定移動を実現しようとするが、浮上できない。

コイルピッチを60mmにすると、可動子の安定移動領域が大きく、電機子コイル2の位置にある場合でも浮上できる。他コイルとの距離が小さくなり、浮上力が大きくとれるからである。

今後の課題を示す。実際のコイルには許容電流制約があるので大電流は流すことができない。最大電機子電流制約を考慮した検討が必要である。重みの設定方法、安定移動領域とコイルピッチ、捕捉磁場の関係をより詳細に検討する必要がある。また、 $r$ 方向復元力についても検討する必要がある。

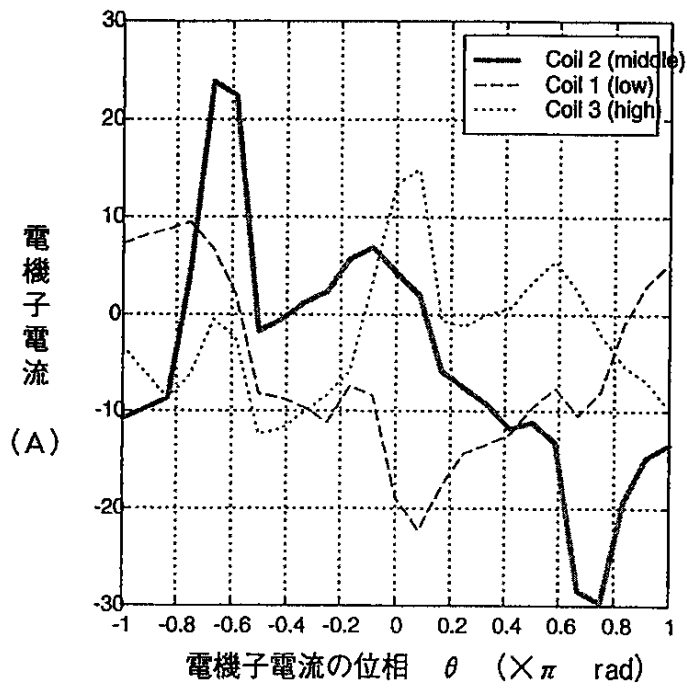


図 16 コイルピッチ 100mm の場合の最適電機子電流

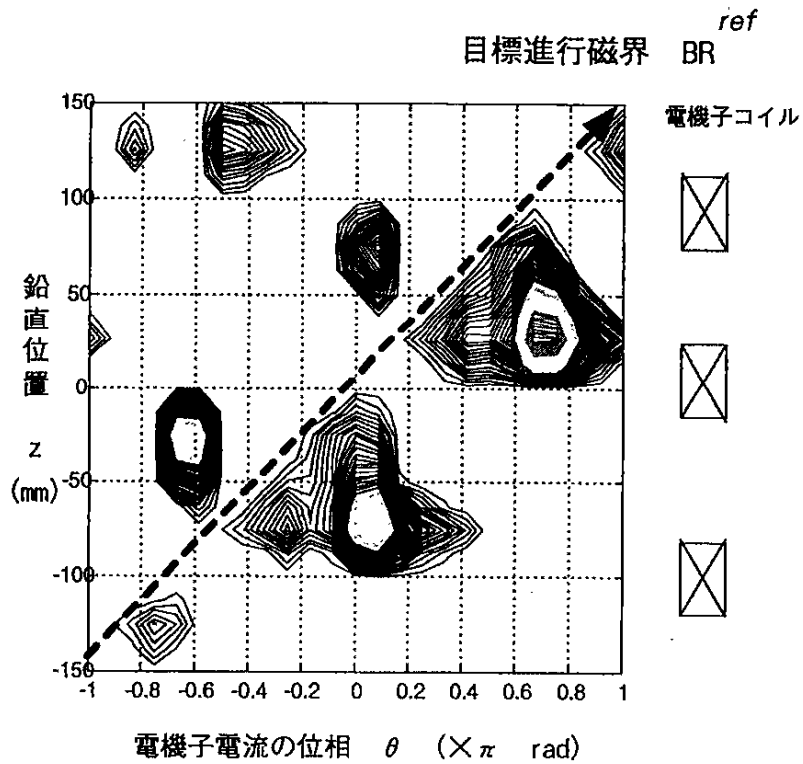


図 17 コイルピッチ 100mm の場合の推進力の等高線

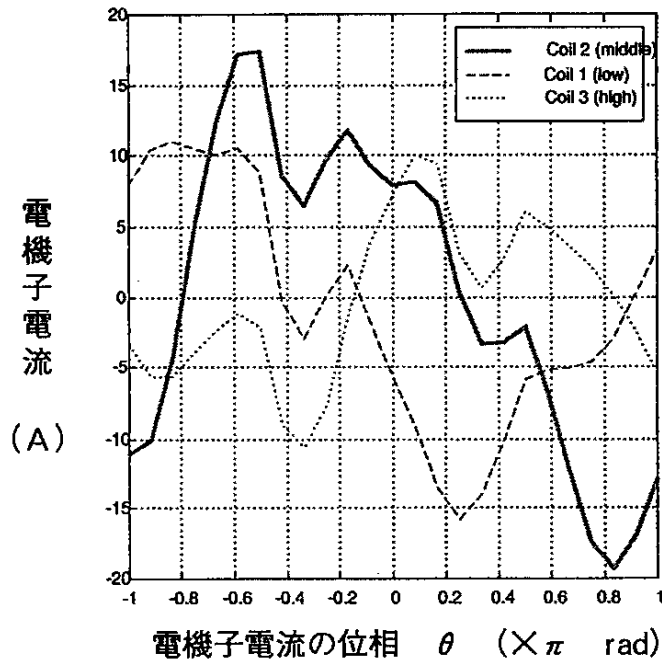


図 18 コイルピッチ 60mm の場合の最適電機子電流

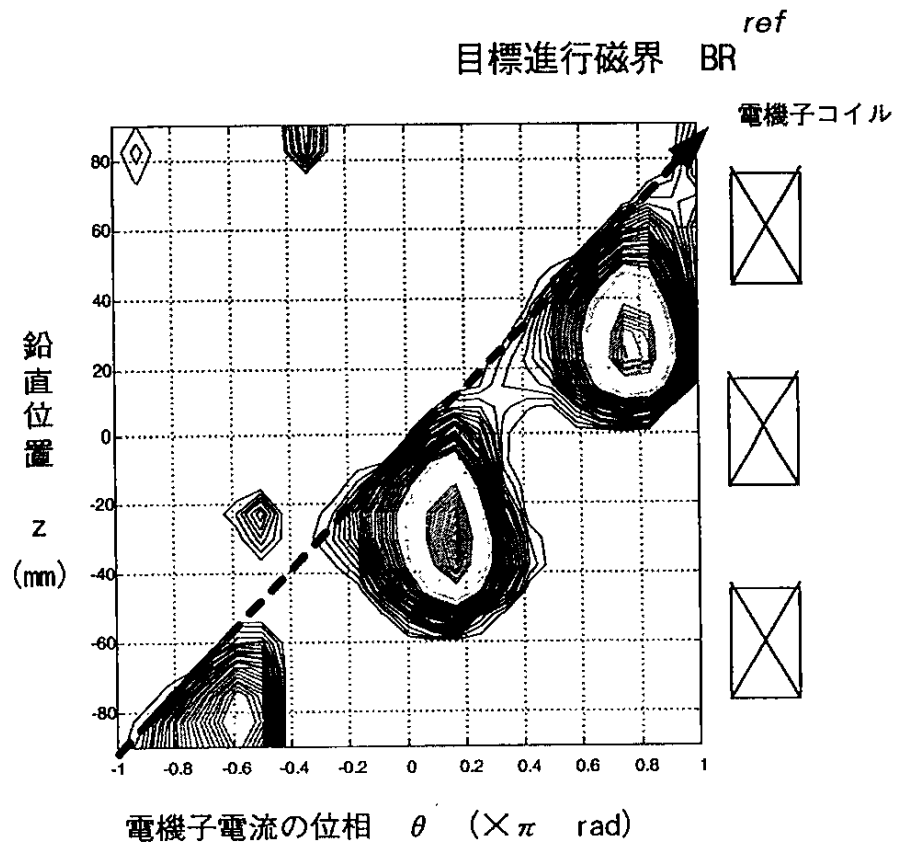


図 19 コイルピッチ 60mm の場合の推進力の等高線

### 2-2-3 水平移動部の検討

図20のモデルを用いて計算を行った。3相コイルの中心をx軸方向に並べて、 $z=-0.02\text{m}$ にw相を、 $z=0\text{m}$ にv相を、 $z=0.02\text{m}$ にu相を配置した。計算は、 $z=-0.02$ 、 $0$ 、 $0.02\text{m}$ のみにコイルを配置した場合と、 $z=0.08$ 、 $1.0$ 、 $1.02\text{m}$ にもコイルを配置し電流の向きを $z=-0.02$ 、 $0$ 、 $0.02\text{m}$ と同じにした場合と逆にした場合の、計3通りについて行った。

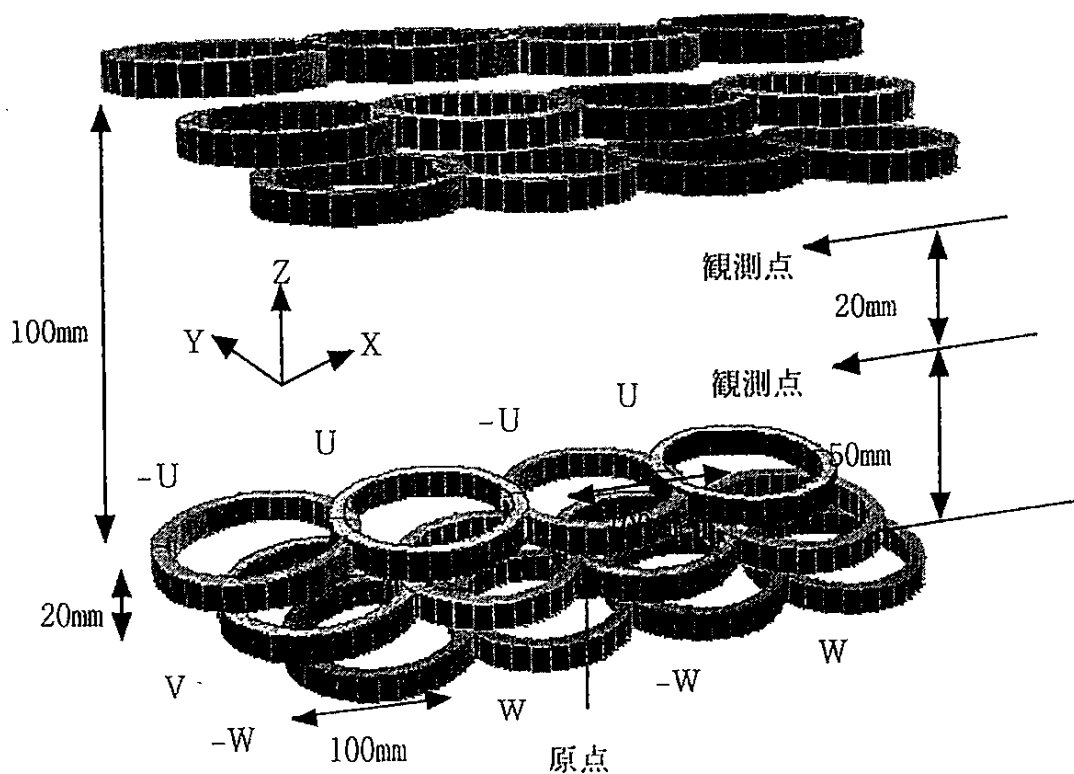


図 20 コイル配置図

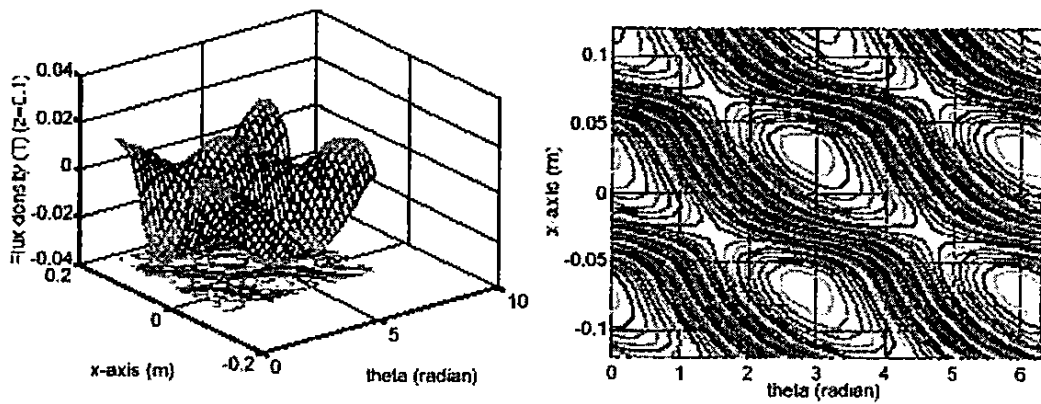


図 21 片側だけにコイルを配置した場合の  $y=0, z=0.05\text{m}$  における進行磁界

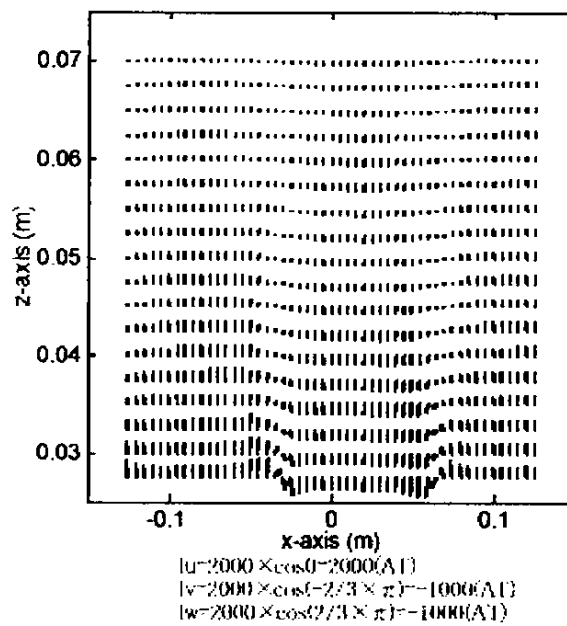


図 22 片側だけにコイルを配置した場合の  $\theta = 0\text{rad}, y=0\text{m}$  における磁束分布

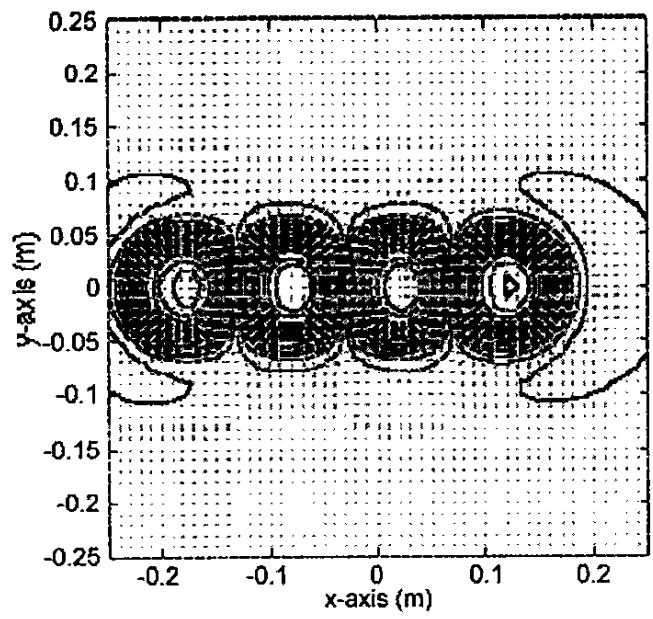


図 23 片側のみ coils を配置した場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.05\text{m}$  における磁束分布

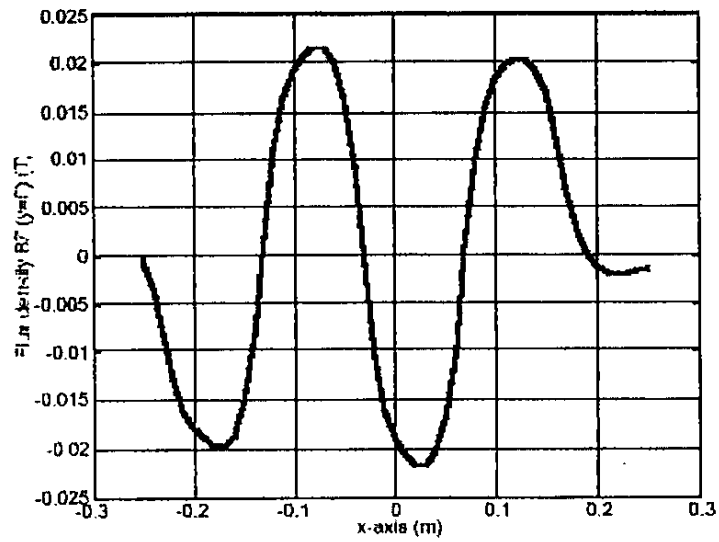


図 24 片側のみ coils を配置した場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.05\text{m}$  での  $z$  磁束分布

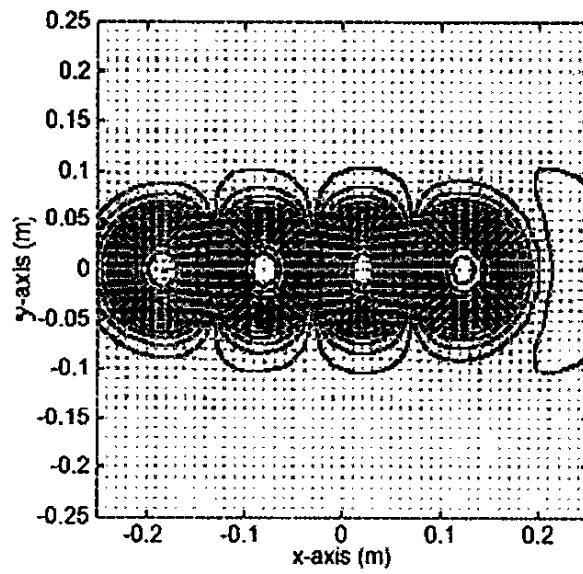


図 25 片側だけにコイルを配置した場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.07\text{m}$  における磁束分布

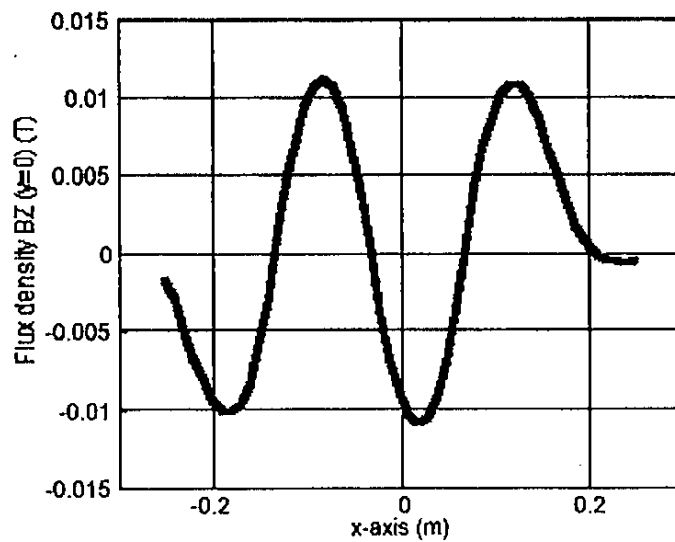


図 26 片側だけにコイルを配置した場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.07\text{m}$  での  $z$  磁束分布



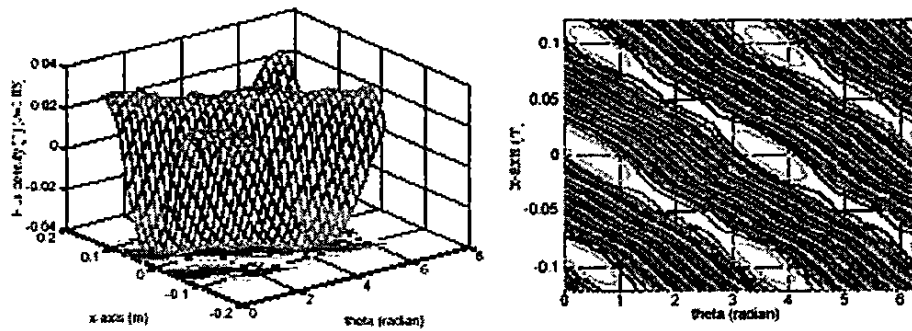


図 27 両側にコイルを配置し同方向電流を流した場合の  $y=0, z=0.05\text{m}$  における進行磁界

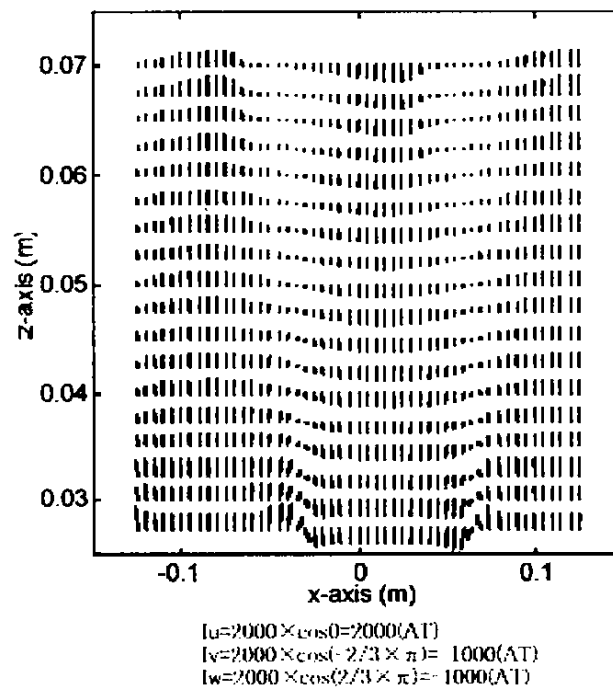


図 28 両側にコイルを配置し同方向電流を流した場合の  $\theta = 0\text{rad}, y=0\text{m}$  における磁束分布

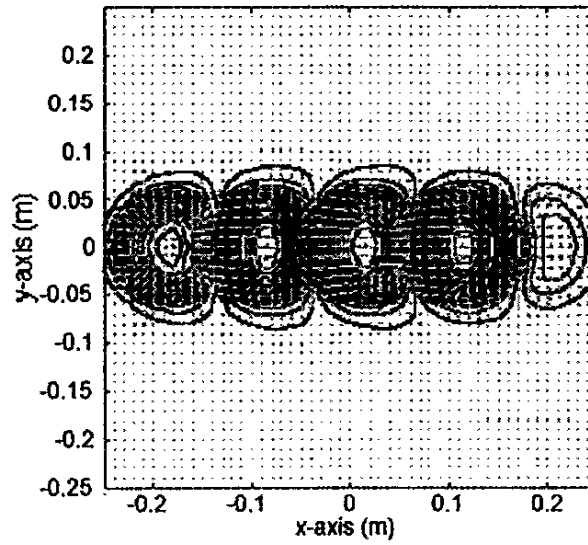


図 29 両側にコイルを配置し同方向電流を流す場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.05\text{m}$  における磁束分布

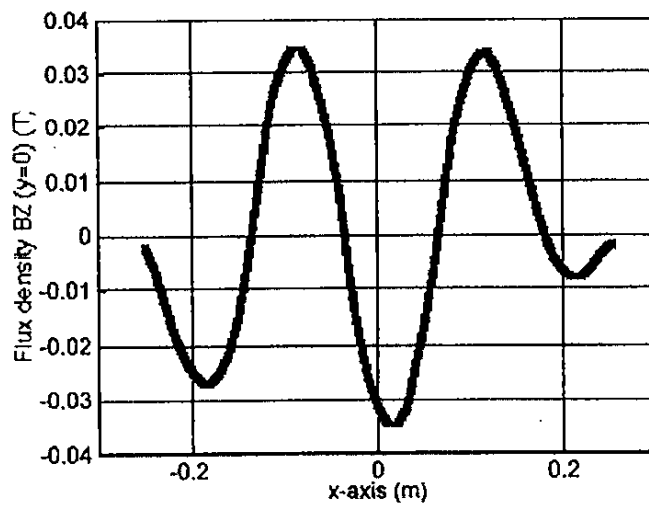


図 30 両側にコイルを配置し同方向電流を流した場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.05\text{m}$  での  $z$  磁束分布

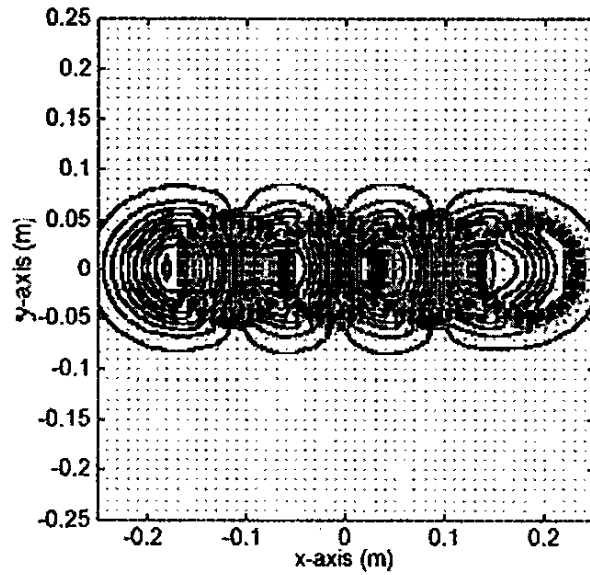


図 31 両側にコイルを配置し同方向電流を流す場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.07\text{m}$  における磁束分布

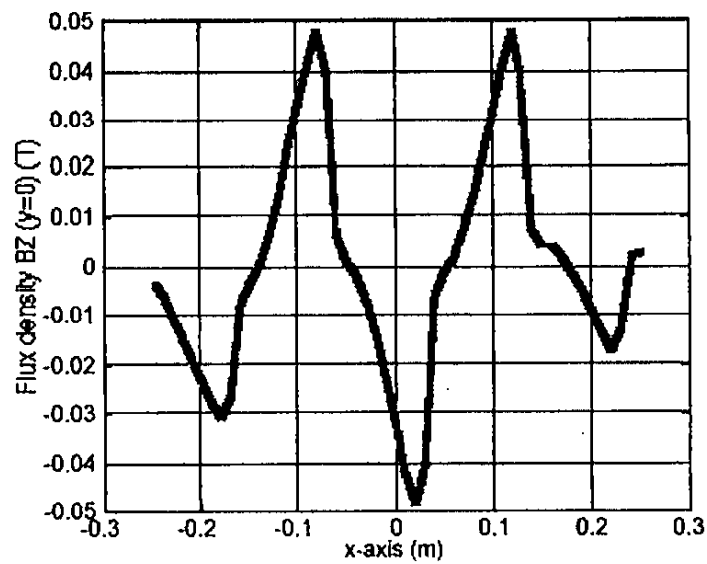


図 32 両側にコイルを配置し同方向電流を流した場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.07\text{m}$  での  $z$  磁束分布

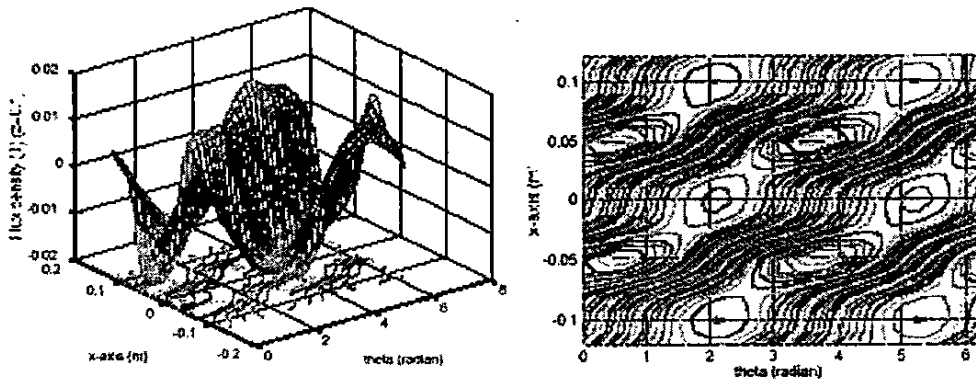


図 33 両側にコイルを配置し逆方向電流を流した場合の  $y=0, z=0.05\text{m}$  における進行磁界

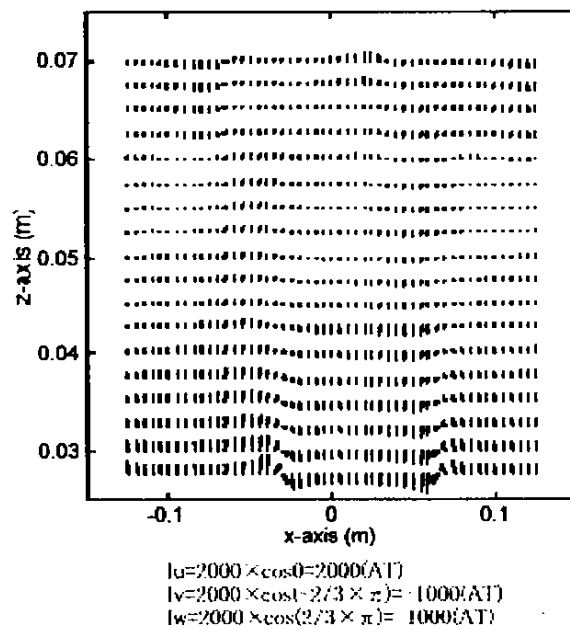


図 34 両側にコイルを配置し逆方向電流を流した場合の  $\theta = 0\text{rad}, y=0\text{m}$  における磁束分布

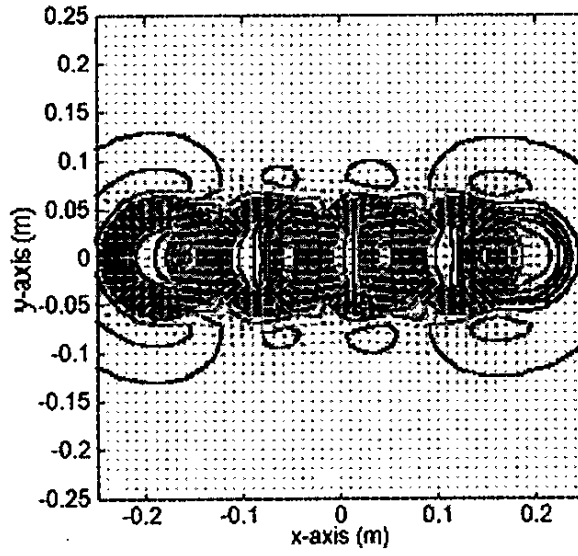


図 35 両側にコイルを配置し逆方向電流を流す場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.05\text{m}$  における磁束分布

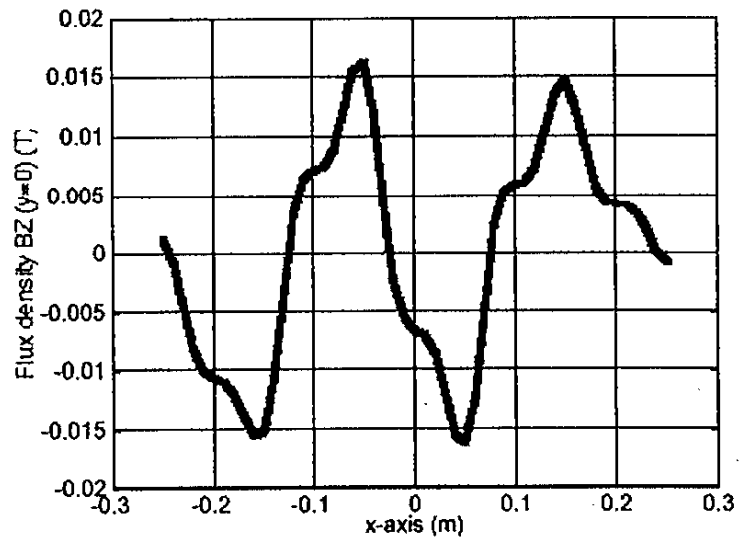


図 36 両側にコイルを配置し逆方向電流を流した場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.05\text{m}$  での  $z$  磁束分布

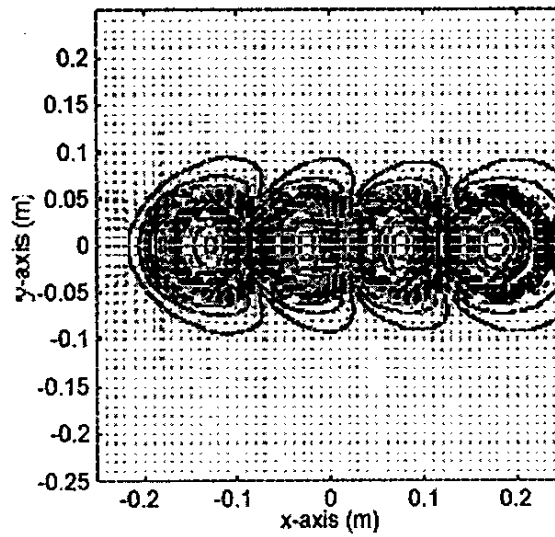


図 37 両側にコイルを配置し逆方向電流を流す場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.07\text{m}$  における磁束分布

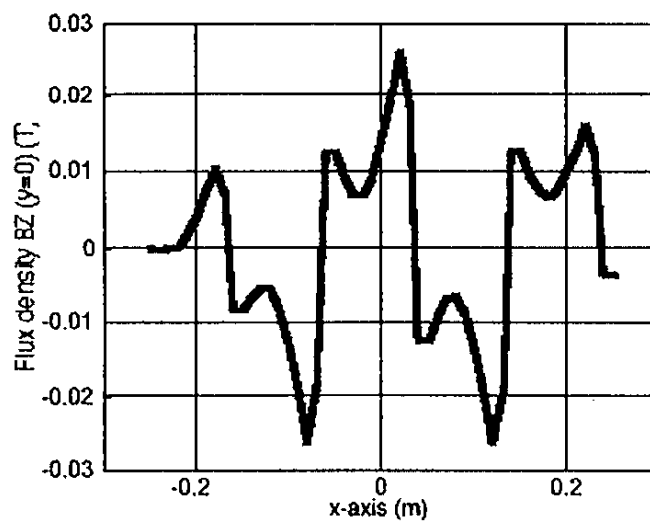


図 38 両側にコイルを配置し逆方向電流を流した場合の  $\theta = 0\text{rad}$ ,  $z = 0.07\text{m}$  での  $z$  磁束分布

#### 2-2-4 まとめ

超電導バルク体を円環ループ近似した電磁界計集法を示した。電機子コイルの発生磁束密度の測定、及び試験機における可動子の移動領域の簡単な測定により、本計算法の妥当性を確認した。鉛直移動に関しては、最小2乗法による可動子の安定移動に必要な磁束合成法を示し、コイルピッチを小さくすることにより、可動子の安定移動が可能となるという知見を得た。また、互いに干渉しないように複数個の超電導バルク体を配置して可動子を構成した場合は、推進力をより大きくとることができると予想される。水平移動に関しては、磁束分布を計算できるモデルを作成した。

## 2-3 小型模型の製作

つぎの2種類の小型模型を製作した。

### ①電磁コイルを用いた垂直移動模型

移動体としての超電導バルク体と駆動電磁コイルとからなる。これに制御、電源装置等が付帯する。電磁コイルは前章での計算検討結果にもとづき下記(2)の仕様で製作。

### ②永久磁石との組み合わせによる水平・垂直移動模型

永久磁石と超電導バルク体との組み合わせで構成。超電導バルク体を移動体とし、駆動装置部分として永久磁石、駆動モータ、制御電源等が機能(注)

(注) 検討過程において、2-2で触れた通り「水平方向に電機子コイルをならべて3相交流を流した場合に発生する磁束密度」等の検討を行ったが、今回はバルクのピン止め力を利用した物体の水平移動をアピールすることが目的の一つであり、全体状況から永久磁石との組み合わせ方式を採用することとした。

これらの仕様は次のとおりである。

### (1) 超電導バルク体仕様

高温超電導バルクを新日鉄社より調達した。主要な諸元については次のとおり。  
(用途、特徴などは別紙「参考資料」に掲載のパンフレットのコピー参照)

#### ◇供試バルク体

品種；QMG (商品名)

超電導相の $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ と非超電導相 $Y_2BaCuO_5$ とからなるBa化合物

外形寸法；直径46mm、厚さ15mm

重量；150gr

磁束トラップ図；3個(98266Cu, 98276 Cu 98278Cu)  
それぞれについて別紙「参考資料」に掲載

### (2) 電磁コイル仕様

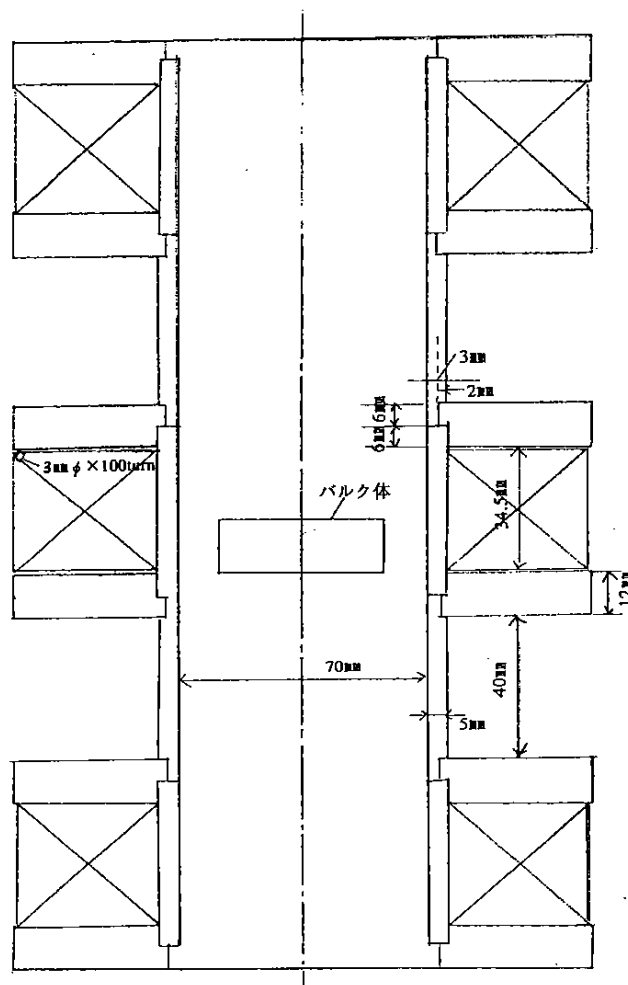
#### ①コイルの内径； 80mm

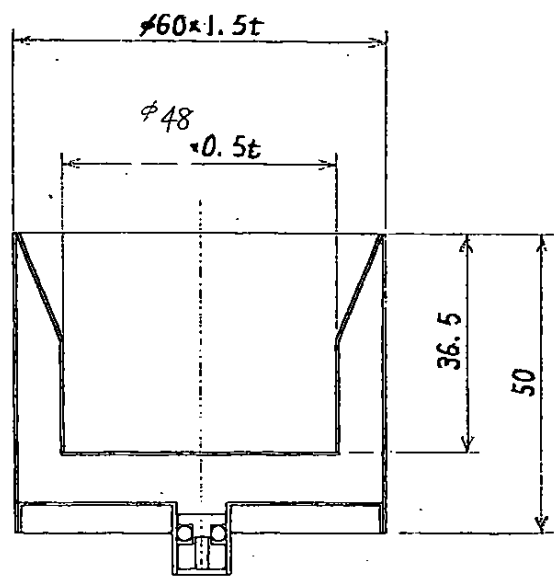
超電導バルク体の外径が46mmであり、バルクの収納容器の外径、ボビンの厚さ及びクリアランスを考慮

#### ②線材径； 2.9mm (規格品) を採用



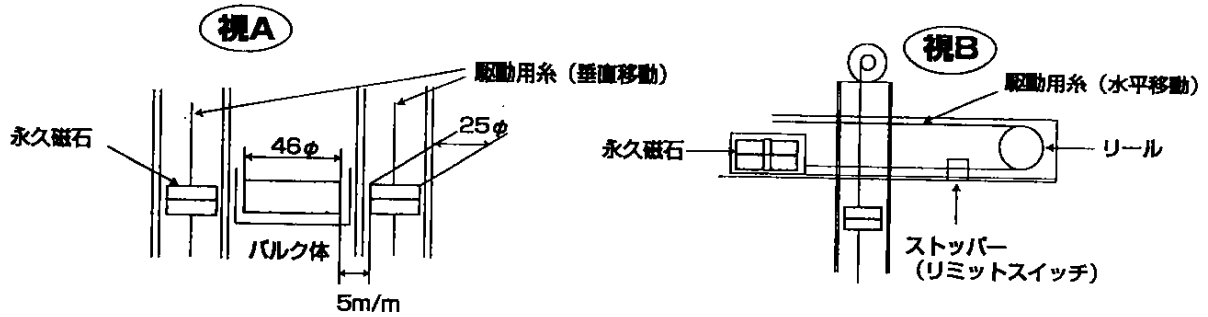
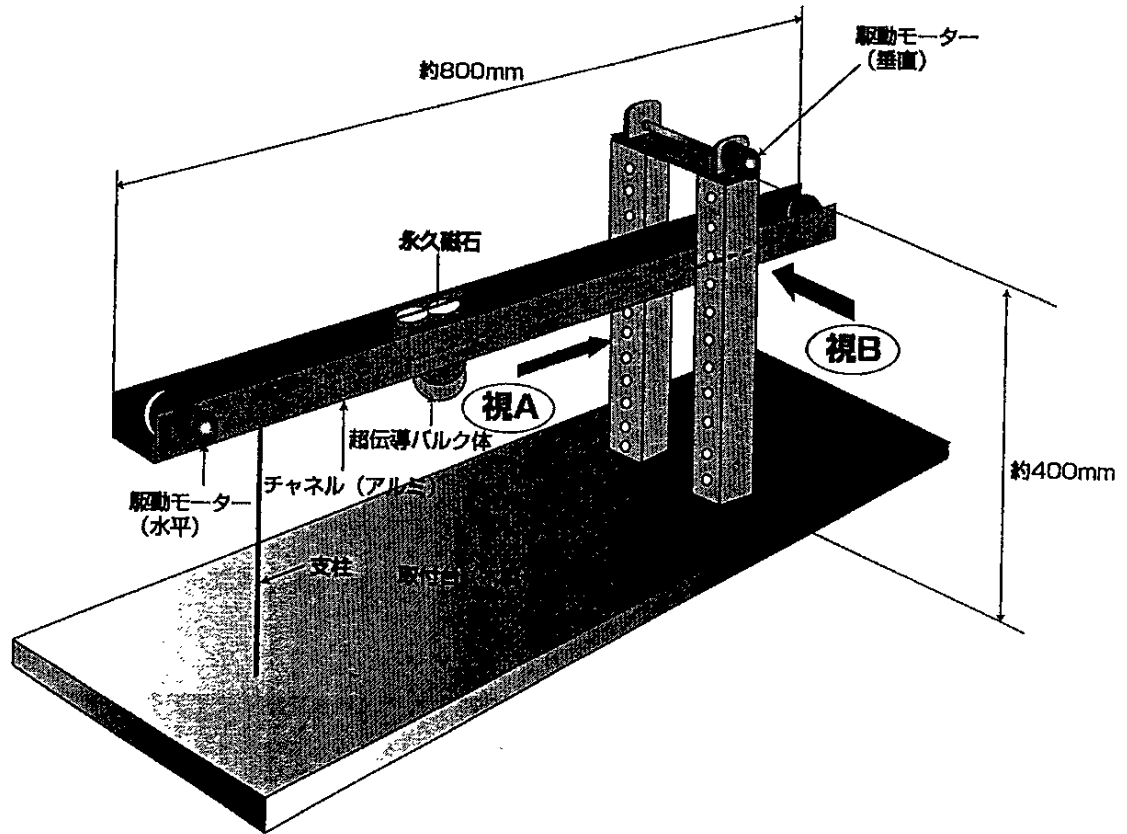
- ③コイル個数； 3個
- ④コイルの構成固定の仕方、止め方、巻き方について
  - ・コイル3個は別図の通りの構成、寸法関係とする。
  - ・ボビンのカラー外径は大きめにとっておき、支柱が取り付けられるようにする。
  - ・バルク体容器の上下運動が見られるようにコイルとコイルの間は透明なアクリルのスペーサーを置く。
- ⑤バルク体容器；SUSで外径65mm
  - ・へら絞りでの2重筒構造（中間に遮蔽材をサンドイッチ）





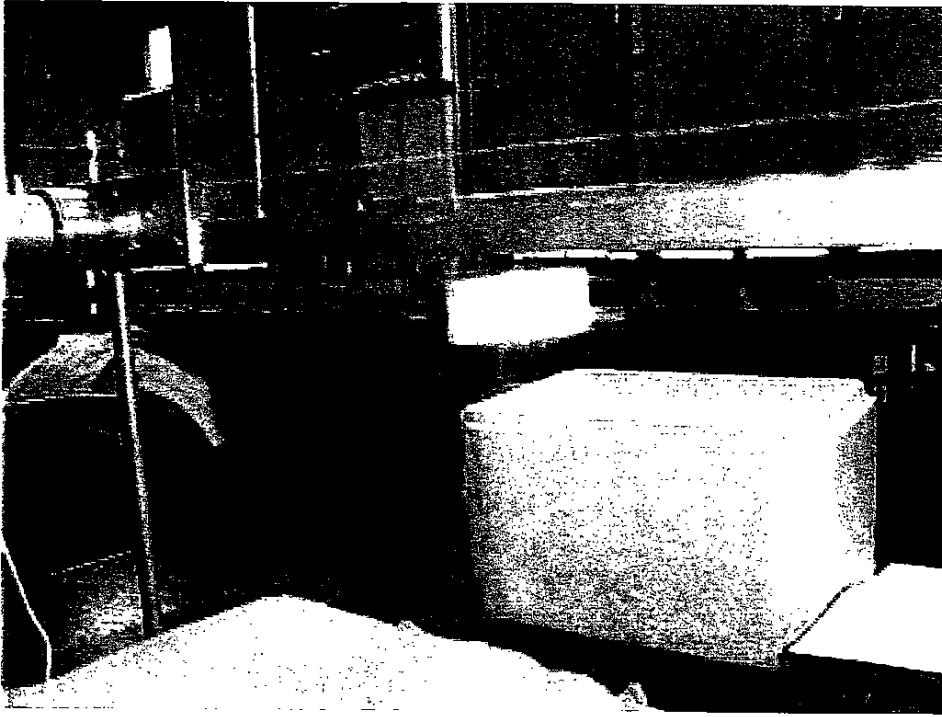
バルク体収容器（真空容器）

(3) 水平・垂直移動模型の構成、仕様  
 次図に示すとおり。

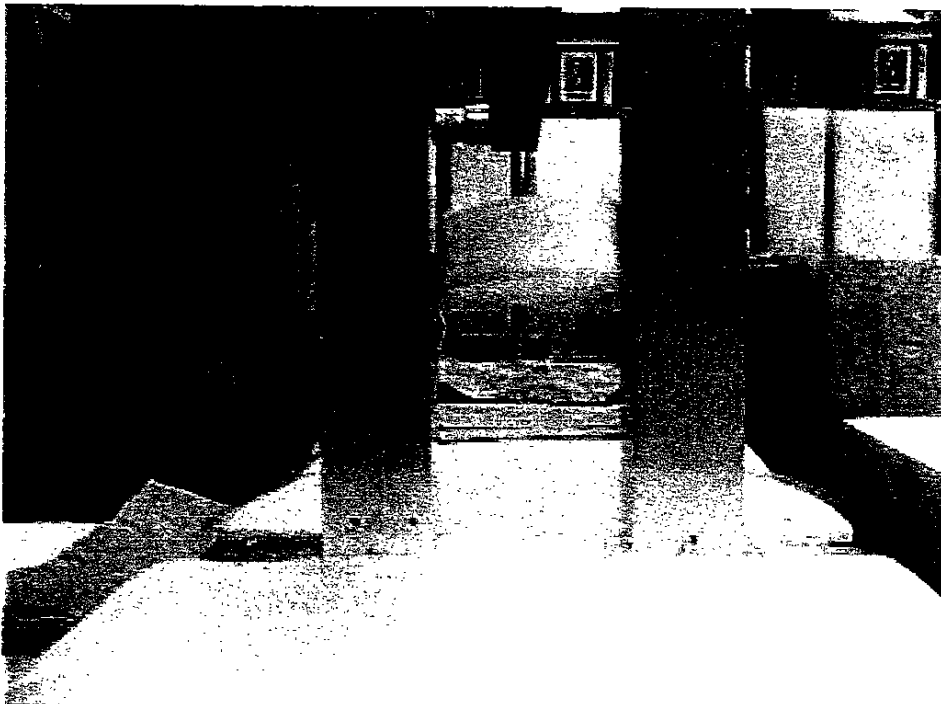


2-4 実験

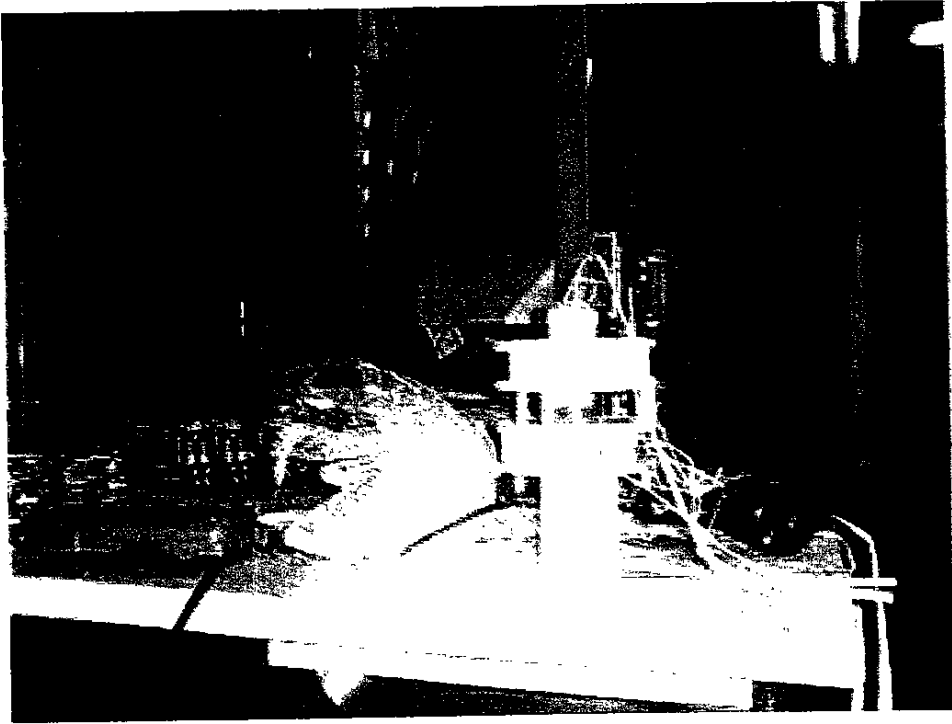
2-4-1 垂直移動模型



①ピン止め効果で非接触の状態でバルク体が水平運動を行っている状態



②ピン止め効果で非接触の状態でバルク体が垂直運動を行っている状態

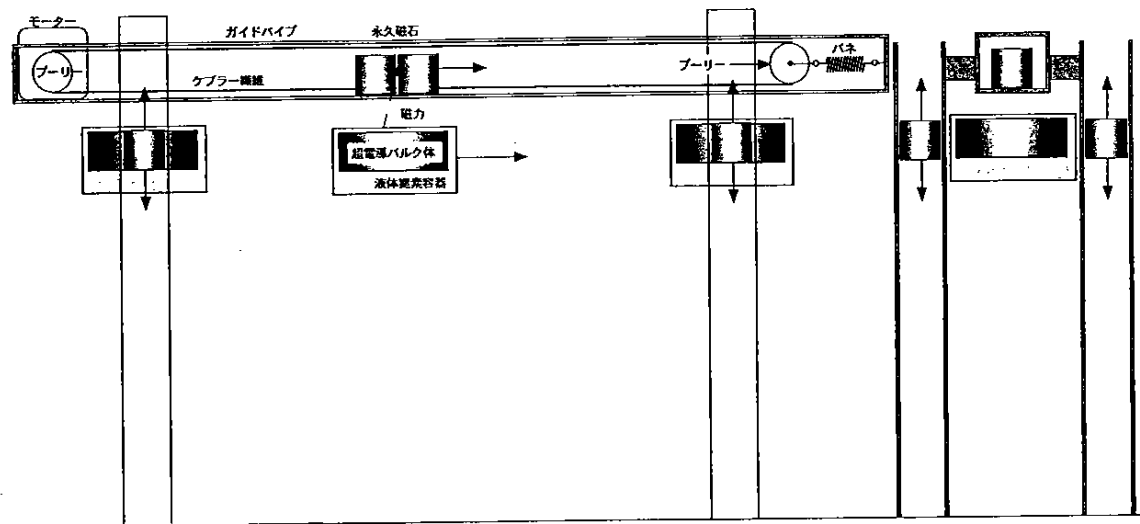


③通電によりバルク体が浮上上昇したときの様子

## 2-4-2 垂直水平運動模型

### 模型の概要

本委員会の目的は、バルク超電導体の磁束ピン止め効果を用いて非接触でかつ安定なエレベータ搬送システム模型を製作する事である。最終的な姿としてイメージされるのは、垂直型模型の様に、軌道上に配置した電機子巻線によって移動磁界を形成し、これによってバルク体を移送するものである。しかし、電機子巻線の電流密度、配置スペース、構成等の制限から、バルク体の自重を支持しつつ、非接触に水平運動させるのは現時点では困難であると考えられる。したがって、今年度は図に示すように軌道内部に永久磁石を配置し、これを動かすことでバルク体の2次元（水平垂直）非接触搬送をデモンストレーションすることにした。



超電導エレベータ模型

### 着磁過程

永久磁石の磁場をバルク体内部にピン止めするため、臨界温度（90 K程度）以上の状態でバルク体の周囲に永久磁石を配置する。具体的にはバルク体の上に1対の水平運動用永久磁石（前後異極配置）を、バルク体の左右に2つの垂直運動用永久磁石（左右異極配置）をそれぞれ近接して配置し、その状態で液体窒素（77 K）を注いでバルク体を超電導状態に転移させる。これにより、永久磁石がつくる複雑な磁束分布をバルク体内部に“記憶＝ピン止め”する。このとき、永久磁石とバルク体に働く電磁力を強化するためには、着磁過程で①実際の位置関係よりもバルク体に近接して永久磁石を配置する。②円板磁石の枚数を増加して（永久磁石の発生磁場を強化して）着磁する。等の方策が有効であることが分かった。

## 垂直運動

着磁したバルク体は図に示す直立した2本の支柱の間に配置する。支柱の中の永久磁石を引き上げるとバルク体は磁石に釣られて上昇するが、着磁時の磁石との位置関係が不正確な場合はバルク体はピッチング方向に傾き、支柱の間から外へ飛び出してしまふ。

## 垂直運動から水平運動への移行(※)

着磁したバルク体が上昇し、上死点に近づくとバルク体は水平軌道中の永久磁石対（バルク体直上で待機）に引きつけられる。垂直運動用永久磁石がさらに上昇を続けていくと、バルク体は水平運動用永久磁石にますます近接し、逆に反発力を受けるようになる。一方、バルク体が水平運動用永久磁石にとらえられている間に垂直運動用永久磁石のみは上昇を続けるので、相対距離は増加し、バルク体との間に働く電磁力は低下する。これによってバルク体の垂直運動用永久磁石から水平運動用永久磁石への移行が終了したことになる。

※ 今回報告書執筆の時点では垂直運動と水平運動のみを実験的に確認した。垂直運動から水平運動への移行は設計時の見込みを示しただけであり、今後、若干条件出しのための予備実験が必要と考えられる。

## 水平運動

移行後、水平運動用永久磁石は軌道中を左から右へ移送する。この構成では永久磁石とバルク体の磁気的な結合が非常に良いため、つり下げ（フィッシング）力には十分余裕があり。着磁時の永久磁石との空隙（エアギャップ）を保持しつつ、バルク体は永久磁石に追従する。

## 2-5 まとめ

本年度はバルク超電導体を用いた垂直・水平搬送の原理実証試験機を作成し、駆動に関する原理検証を行うことを主目的とした。その結果、垂直搬送に関しては

- (1) 磁界解析によるモデル設計を行った、
  - (2) 試験機による原理の検証を行った、
  - (3) 解析と実験は、駆動実験の挙動を観察する範囲で概ね一致した、
- という成果が得られた。

また、垂直搬送に関しては、電機子コイルの設計・製作に至らなかったが、永久磁石を用いて、等価的な移動磁界を構成することにより、原理検証を行うことが出来た。

今後の課題は、試験機による様々な検証と、解析を主体とした搬送装置の最適設計に大きく分けられる。試験機を用いた検証としては

- (1) バルク超電導体の特性と試験機の特性の詳細測定
- (2) 連続的かつ円滑な駆動を可能とする電機子配置と可動子のレイアウトの検討
- (3) 試験機の制御方式の検討と実装を通じての効果の評価などが挙げられる。

また、搬送装置の設計に関しては

- (1) 垂直・水平搬送の基本的考察  
(水平搬送用の電機子コイル・水平垂直搬送部の遷移)
- (2) 電機子コイルおよび可動子の設計
- (3) 搬送制御

である。その他、永久磁石など従来の磁気材料との相違の解析をさらに深め、超電導バルク体特有の性質を発揮させるような駆動の方法を考案する意義も大きいと考えられる。

今後もより具体化した搬送装置の実現に向け、上記の課題を中心とした研究継続が必要である。



### 3 フライホイールによる電力回生特性の検討

超電導バルク体のピン止め効果を利用して、これと永久磁石との組み合わせを考えると、軸ぶれが無く常に浮上して回転する摩耗損傷の無い回転系を構成することができる。これを応用した電力貯蔵用フライホイール用模型を用いて、フライホイール重量と回転数との関係によりどの程度まで電力貯蔵が可能かを目的として以下の通り実験検証を行った。

#### 3-1 供試フライホイールの仕様

本体構成； 別図

フライホイール部分；

直径 120 mm

高さ 50 mm

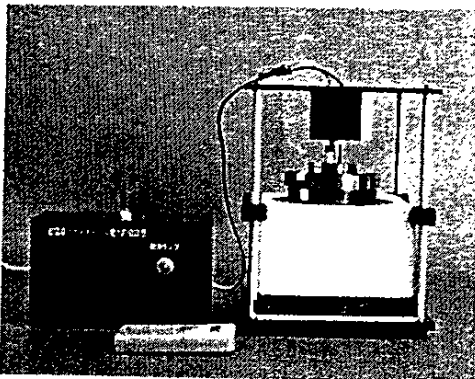
重さ 2 kg

浮上用超電導バルク体；

直径45 mm 厚さ15 mm 5個使用

モーター・ジェネレーター；模型用直流モーター（入力DC6V、20A）

電源；DC12Vバッテリー



装置全体 電源ボックス（左）、フライホイール電力貯蔵装置（右）、非接触式回転計（手前）

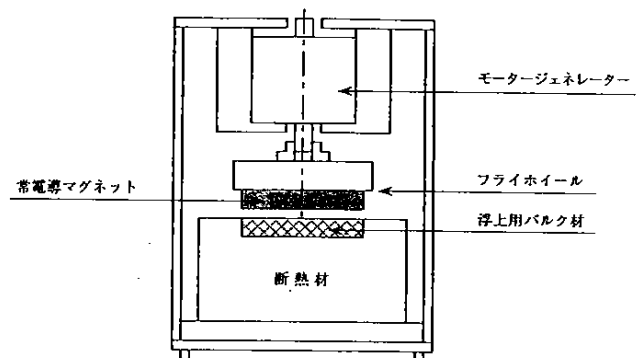
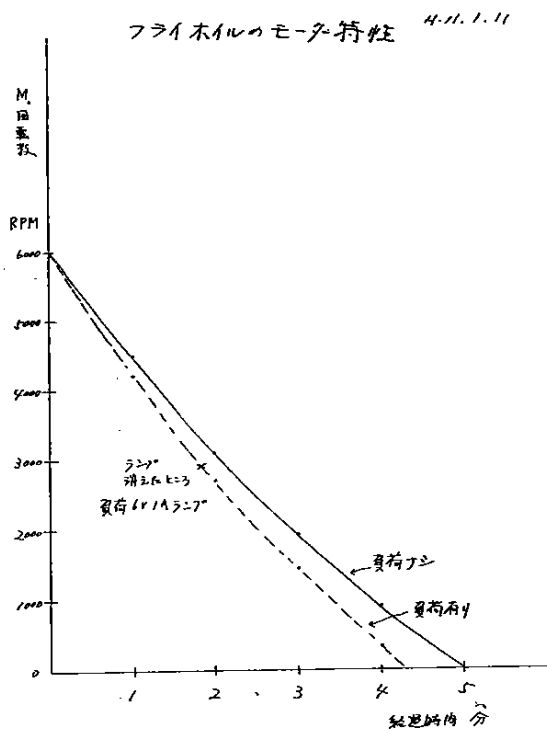


図6 超電導フライホイール電力貯蔵装置

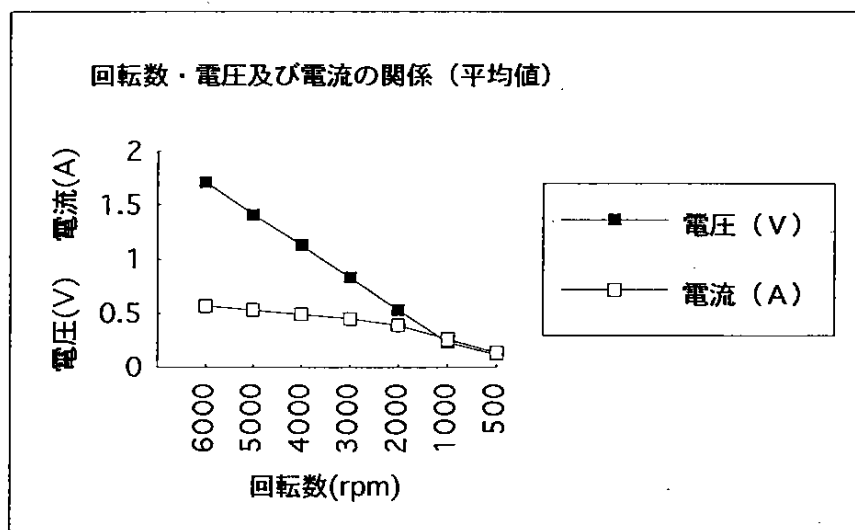
### 3-2 実験結果

#### ①回転数と時間経過



#### ②回転数と出力電圧、電流

rpm	6000	5000	4000	3000	2000	1000	500
電圧 (V)	1.71	1.41	1.13	0.83	0.53	0.23	0.12
電流 (A)	0.57	0.53	0.49	0.45	0.39	0.26	0.14



### 3-3 評価検討

一般的にフライホイールのエネルギー貯蔵量は理論的に次の式で求められる。

$$E=1.3 \times 10^7 \times \rho \times D^4 \times h \times R^2 \text{ (kWh)}$$

ここに

E : エネルギー貯蔵量 (kWh)

$\rho$  : フライホイール比重 (g/cm<sup>3</sup>) =7.8

D : フライホイール円柱直径 (m) =0.12m

h : フライホイール円柱高さ (m) =0.05m

R : フライホイール回転数 (rpm) =6,000

因み実験に用いた模型フライホイールの諸元で算出すると、

$$\begin{aligned} E &= 1.3 \times 10^7 \times 7.8 \times (0.12)^4 \times 0.05 \times (6,000)^2 \\ &= 1.3 \times 10^7 \times 7.8 \times 2.07 \times 0.05 \times 10^{-4} \times 0.05 \times 3.6 \times 10^7 \\ &= 3.78 \times 10^4 \\ &= 37.8 \times 10^3 \text{ kWh (37.8Wh)} \end{aligned}$$

すなわち、回転数6,000rpmにおいて理論的には37.8Whの電気エネルギーが貯蔵されていることが言える。

一方、今回の実験で得られたエネルギーは実験値よりの概略として平均電圧で1.7V、電流0.6Aが4分間出力されたとして0.1whに満たない。(妥当性についてさらに究明が必要である)

#### 4 あとがき

以上のとおり、本年度は超電導バルク体のピン止め効果を用いた搬送方式についての開発検討、ならびに同じくピン止め効果を軸受として応用した電力貯蔵用フライホイールについて模型の製作、実験等を通して検討を行った。

特に前者のテーマについてはこれまでに研究報告など見られない分野であり、学問的にも興味のあるテーマである。このため前年度の成果を受けて、理論的には考えられても実際面でどのような結果になるのか検討委員会メンバー一同としても大きな関心事であった。その結果はすでに述べたとおり、超電導バルク体と電磁コイルとの組み合わせ実験（垂直搬送）において、挙動で見ると限り検討結果通りとなったことは今後への展望上貴重な成果だったといえる。今後とも本テーマについてはさらに継続し、深めてゆきたい。

一方、後者のフライホイールについてのテーマに関しては、当初は貯蔵エネルギーを少しでも長い時間にわたって出力出来るようなシステムに出来ないかとの課題に取り組んだ。そのためには模型のモーター・ジェネレータの回転抵抗がネックになっているのではとの見通しで、発電用時は駆動用の直流モーターとは別体の、もっと回転抵抗の少ないモーター（たとえばブラシレスモータ）に切り替わるような方式を着想し取り組んだ。しかし目論み通りのモーターの入手が困難であったことから、結果的に当初計画通りとは行かなかった。しかしながら、調整等の結果出力状態を表す表示灯の点灯時間が従来の1分間から約4分間程度まで継続点灯できることが確認され、フライホールの電力貯蔵効果およびピン止め効果による非接触軸受けを視覚で示すことが出来たことは成果だったと考える。

参 考 资 料

## YBCO バルク超電導体の浮上制御

長嶋 賢\* 宮本 毅、村上 雅人 岩佐 幸和  
 (超電導工研、鉄道総研) (超電導工研) (マサチューセッツ工科大)  
 沢 孝一郎、劉 相任、藤本浩之  
 (慶応大) (ソウル大) (鉄道総研)

## Magnetic Levitation Control of the YBCO Superconducting Bulks

Ken Nagashima (ISTEC-SRL, now at Railway Technical Research Institute)  
 Takeshi Miyamoto and Masato Murakami (ISTEC-SRL)  
 Yukikazu Iwasa (Massachusetts Institute of Technology), Koichiro Sawa (Keio University)  
 Sang-Im Yoo (Seoul National University), Hiroyuki Fujimoto (Railway Technical Research Institute)

## Abstract

We have succeeded in controlling the magnetic levitation behavior of the YBCO superconducting bulks above an electromagnet composed of BSCCO superconducting coil. Levitation stability of the YBCO bulks depended on the activation procedures and a trapped field value. Stable levitation with no tilting could be obtained beyond a threshold trapped field, which depended on sample dimension. In comparison with the usual force balance method, we could successfully interpret general levitation behavior in a much simpler way using a total energy method where the total energy consists of magnetic energy and gravitational potential of a YBCO bulk.

キーワード：磁気浮上制御、磁気エネルギー、YBCO バルク超電導体、BSCCO コイル  
 (Magnetic Levitation Control, magnetic energy, YBCO Superconducting Bulk, BSCCO coil)

## 1 はじめに

高温超電導バルク体と永久磁石を用いると、超電導体の磁束ピン止め特性によって安定な磁気浮上が実現できる事は広く知られている。そして、この原理を用いた超電導ベアリングや超電導フライホイールの研究開発が現在盛んに行われている[1,2]。

しかし、永久磁石を使う限り、磁場は変化させる事ができず、また発生可能な電磁力にも限界がある。

そこでMITの岩佐らは永久磁石を電磁石に置き換え、電磁力及び浮上高さを任意に制御出来るシステム"ELECTROMAGLEV"を提案した[3]。超電導工研、MIT、慶応大学及び鉄道総研ではこれまで共同で本システムの研究を進めてきた[4-6]が、今回、大口径の電磁石を用いて、バルク体の浮上高さ最大約10cmまでの浮上制御実験に成功した。

## 2 実験装置

図1に実験装置の構成図を示す。浮上用電磁石は同心軸をもつ2つのコイルで構成されている。内側は銅線で巻かれたコイルである。外側は高温超電導Bi-2223テープのダブルバンケーキ型巻線であり、ク

ライオスタット中で冷凍機により30 K以下の温度に保たれている。表1にはこれらコイルの諸元を示す。本電磁石は住友電工(株)によって製作された。

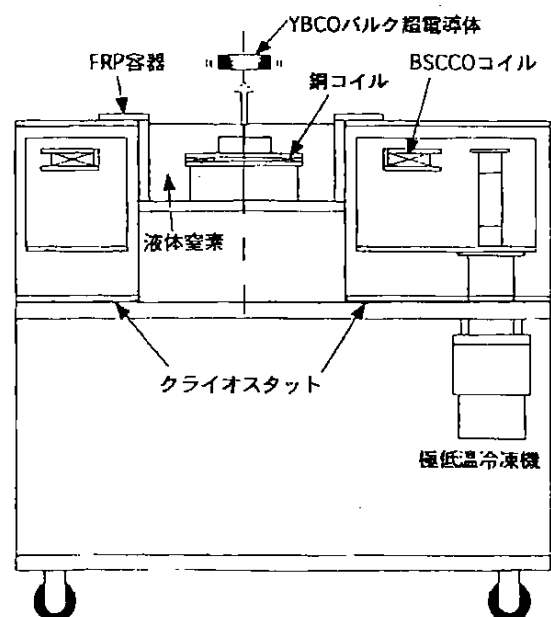


図1 実験装置構成図

表1 実験装置(電磁石)の諸元

	外側コイル (BSCCO)	内側コイル (銅)
巻線内径[mm]	400	90
巻線外径[mm]	512	133
巻線高さ[mm]	20	20
巻数[回]	224	20
最大運転電流[A]	300	50

2つのコイルに表1の最大運転電流を通電すると、図2に示すような磁場分布が得られる。グラフの縦軸は電磁石による発生磁場(B)の絶対値、zは内側コイル上面からの高さ、rはコイル中心軸からの半径方向の距離を示している。z<10cmではコイル中央部の磁場の値が周囲より小さくなっているが、本システムではこの磁場分布によってバルク体浮上時の水平方向の安定性を実現している。この様な磁場分布はダブルパンケーキ型の様な扁平なコイルに特有のものである。また図中、z=0cmの曲線の中央部の凸部は内側コイルによる磁場を示している。

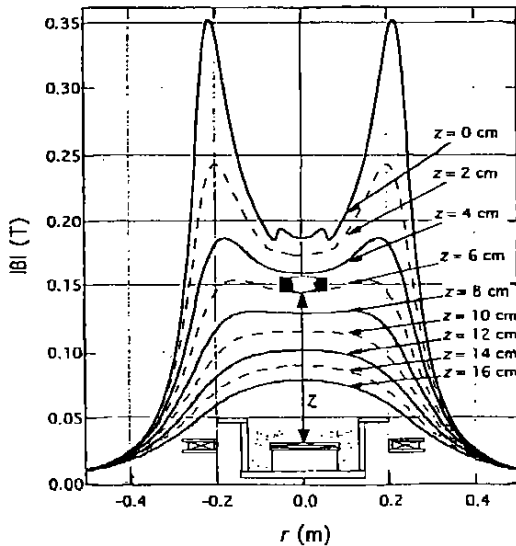


図2 電磁石上の磁場分布(計算値)

### 3 実験方法

バルク体を安定な姿勢で浮上させるには、磁場中冷却によってバルク体内部に磁束を捕捉させることが必要である。今回の実験では磁場中冷却時の条件をパラメータとして様々に変化させた。具体的には以下の手順に従って実験を行った。

- (i) 2つの浮上用コイルに一定の電流( $I_{o(F.C.)}$ :外側コイル,  $I_{i(F.C.)}$ :内側コイル)を通電する。
- (ii) 室温の超電導バルク体をコイル中央の内側コイル上に配置した後、液体窒素で超電導状態まで冷却する(磁場中冷却:バルク体内部に磁場を捕捉する)。
- (iii) 外側コイル電流( $I_o$ )を変化させ、バルク体の浮上高さを制御する。

バルク体浮上時の振る舞いはビデオテープに録画し、各条件における浮上高さ(z)、浮上時の傾き角度( $\theta$ )等を調べた。

### 4 実験結果

バルク体浮上実験結果の概略は以下の様であった。

まず、バルク体の捕捉磁場をゼロとした場合には、外側コイル電流を大きくしていくと、バルク体が垂直( $\theta=90$  deg)に立ち上がり、立ったままの姿勢で浮上した。浮上高さが約10cmを超えると、バルク体は電磁石の外側へ飛び出してしまった。

捕捉磁場が小さい場合は、一定の角度で傾きながら浮上した。この角度は磁場中冷却時の通電電流(即ち捕捉磁場)が増えるにつれて小さくなった。一方、浮上高さは、傾き角度が小さくなるにつれて大きくなる傾向が見られた。また、浮上高さが約10cmを超えると電磁石の外側へ飛び出すのは捕捉磁場ゼロの場合と同様であった。

捕捉磁場が一定値を越えた場合は傾きゼロの状態非常に安定性良く浮上した。写真1に  $I_{o(F.C.)}=150$  A,  $I_{i(F.C.)}=50$  A の磁場中冷却条件で、電磁石を定格( $I_o=300$  A,  $I_i=50$  A)まで励磁した際に浮上したバルク体の様子を示す。バルク体の温度が一定に保たれている場合、高さ10cm以下の領域では、コイル通電電流値の増減にバルク体の浮上高さが完全に追従し、再現性良く浮上制御が出来た。

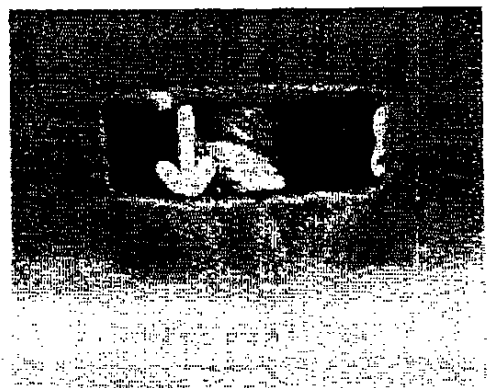


写真1 液体窒素中から浮上したバルク体

表2には内側コイルに通電した場合としなかった場合にわけて実験結果を記載した。内側コイル設置の本来の目的は、バルク体の浮上安定性を向上させることにあった。即ち、外側のメインコイルが作る磁場の分布を調整する目的である。

実験の結果、内側コイル通電時の方が、浮上開始電流値が小さい、傾き角度が小さい、その反面、最大浮上高さが若干小さくなる、等の違いが見受けられた。しかし、捕捉磁場とバルク体浮上時の振る舞いの関係は、どちらの場合も概ね上で述べた様な傾向を示した。

表2 浮上実験結果

(使用バルク体:直径46mm,厚さ15mm,重さ150g)

内側コイル電流  $I_i=0$  A(磁場中冷却時及び、浮上制御時)

磁場中冷却 外側コイル電流 $I_{o(F.C.)}$ [A]	浮上開始 外側コイル電流 $I_o$ [A]	浮上高さ 最大値 $z_{max}$ [cm]	浮上時 傾き角度 $\theta$ [deg.]
0	未確認	>10(不安定)	90
50	200	6.5 (傾斜)	60
75	210	7 (傾斜)	45
100	230	>10(不安定)	15
150	270	7.2 (安定)	0(水平)
200	-	0 (浮上せず)	-

内側コイル電流  $I_i=50$  A(磁場中冷却時及び、浮上制御時)

磁場中冷却 外側コイル電流 $I_{o(F.C.)}$ [A]	浮上開始 外側コイル電流 $I_o$ [A]	浮上高さ 最大値 $z_{max}$ [cm]	浮上時 傾き角度 $\theta$ [deg.]
50	150	5 (傾斜)	30
75	180	5.5 (傾斜)	30
100	200	>9 (不安定)	0(水平)
150	250	6.8 (安定)	0(水平)
200	280	3.5 (安定)	0(水平)

## 5 エネルギー解析

実験結果を統一的に説明するために、今回、新しい手法として以下に述べるようなエネルギー解析を行った。

一般に超電導バルク体の外部磁場を変化させると、バルク体内部の磁束量を一定に保つように、バルク

体の表面に超電導のループ電流が誘起される。このループ電流は以下の式で表されるような磁気エネルギー ( $U_{mag}$ ) を持つ。

$$U_{mag} = \frac{1}{2} \sum_m \sum_n L_{m,n} I_{Sm} I_{Sn} \quad (1)$$

ここで  $L_{m,n}$  は各電流ループのインダクタンスであり、 $I_{Sm}$  及び  $I_{Sn}$  は各電流ループを流れる超電導電流値である。超電導バルク体を持つエネルギーとしては、この他に、重力による位置エネルギー ( $U_{pot} = mgz$ :  $m$  は重量、 $g$  は重力加速度) があり、これらの和がバルク体を持つ全エネルギー ( $U_{total}$ ) である。そして、バルク体にとってはこの全エネルギーが最小になる状態がもっとも安定な状態といえる。

### 5.1 解析モデルと計算方法

今回のエネルギー解析で想定したモデルを図3に示す。はじめは、バルク体の傾きに関しては考慮しないこととする。そうすると、垂直方向の磁場変化を遮蔽するため、超電導電流はバルク体側表面の円筒形ループに集中すると考えられる。この場合、バルク体を持つ全エネルギーは、

$$U_{total} = \frac{1}{2} L_{cyl} I_S^2 + mgz \quad (2)$$

という簡単な式であらわされる。

また、YBCOバルク体は77K(液体窒素温度)、0.1~0.5 Tの磁場中では30,000~50,000 A/cm<sup>2</sup>の臨界電流密度 ( $J_c$ ) を持っており、磁場の侵入深さ(超電導電流の流れる幅)は0.1 mm程度と見積られる。従って、バルク体側面を流れる電流ループの自己インダクタンスは、薄肉円筒コイルの公式

$$L_{cyl} = \lambda \mu_0 \pi R_d^2 \frac{N^2}{t} \quad (3)$$

より求められる。ここで  $\lambda$  は長岡係数である。バルク体半径 ( $R_d$ ) を0.023 m、厚み ( $t$ ) を0.015 m、巻数 ( $N$ ) を1として計算すると、 $L_{cyl}$  は  $5.67 \times 10^{-8}$  H となる。

超電導電流値は次式で与えられる。

$$I_S = \frac{\Delta \phi_{cyl}}{L_{cyl}} = \frac{\pi R_d^2 (B_o - B_i)}{L_{cyl}} \quad (4)$$

$\Delta \phi_{cyl}$  は捕捉磁場 ( $B_o$ ) と外部印加磁場 ( $B_i$ ) との差分にバルク体の断面積を乗じたものである。

結果として、磁気エネルギーの項は次式のように求められる。



$$U_{mag.} = \frac{1}{2} L_{cyl.} I_S^2 = \frac{\pi^2 R_d^4 (B_a - B_i)^2}{2 L_{cyl.}} \quad (5)$$

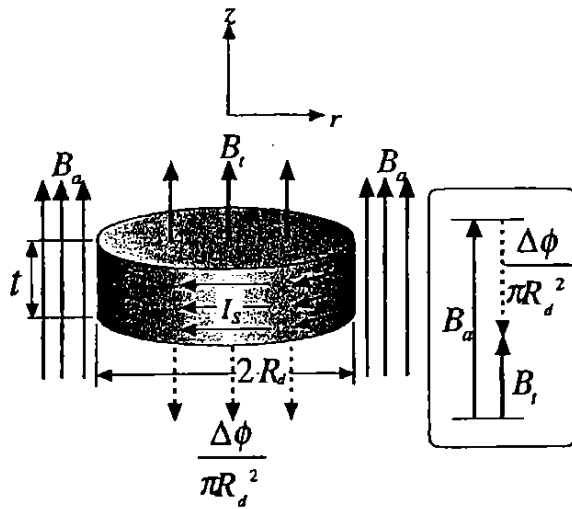


図3 バルク超電導体の解析モデル

### 5.2 バルク超電導体の浮上

上で述べた方法によってバルク体浮上の計算を行う。  $I_{a(F.C.)} = 150A$ ,  $I_{i(F.C.)} = 50A$  で磁場中冷却し、定格 ( $I_o = 300A$ ,  $I_i = 50A$ ) まで励磁した時の電磁石中心軸上 ( $r=0$ ) での磁気エネルギー ( $U_{mag}$ )、位置エネルギー ( $U_{pot}$ )、全エネルギー ( $U_{total}$ ) を求めると、図4の様になる。

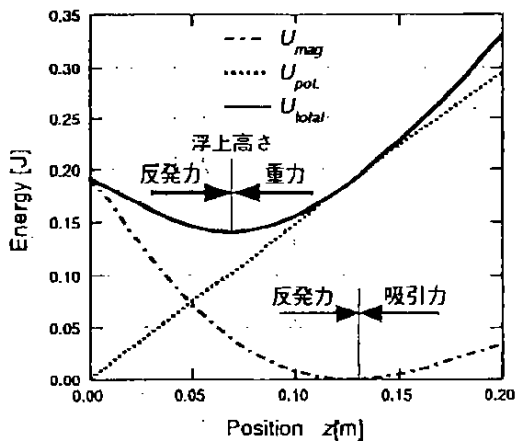


図4 z(浮上高さ) 対 バルク体のエネルギー

捕捉磁場( $B_i$ )と外部磁場( $B_a$ )が一致した場所( $z = 0.13$  m)では超電導電流( $I_S$ )が誘起されなくなるため、磁気エネルギーもゼロとなる。磁気エネルギーの勾配は電磁力そのものであり、 $z < 0.13$  mの領域では

反発力、 $z > 0.13$  mの領域では吸引力が働いている。実際にはバルク体に働く重力と電磁反発力が釣り合う場所 ( $z = 0.068$  m) が垂直方向の安定点となり、実験結果の浮上高さとも一致する。

### 5.3 水平方向の安定性(エネルギー分布図)

磁気エネルギーの計算は(5)式より外部磁場分布と捕捉磁場がわかれば出来るので、エネルギー計算をz軸上だけで無く、 $r$ - $z$ 平面で行う事も容易である。合計エネルギーを電磁石上の場所の関数として求め、等高線図として示した物が、図5である。色の濃い部分がエネルギーの低い場所であるが、これによると  $z = 0.068$  m,  $r = 0$  mの場所でエネルギーが極小値を持っているのがわかる。 $z = 0.068$  mでの断面図(等高線図の真上)のグラフからも、バルク体が水平方向にも安定している様子がわかる。

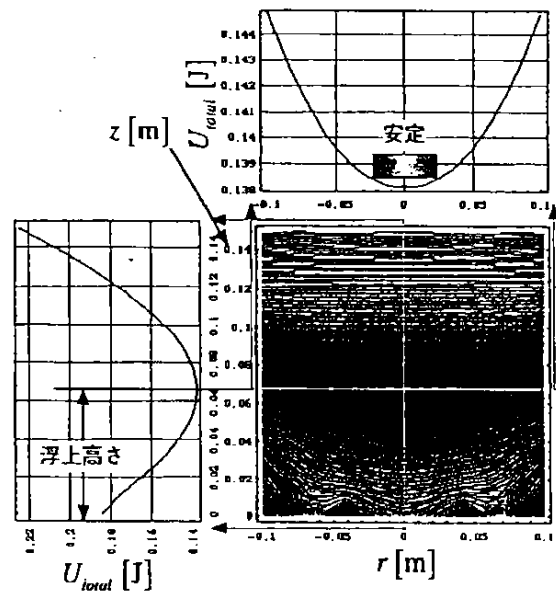


図5 バルク体の浮上が水平方向に安定な場合のエネルギー分布(等高線図)

このような等高線図を使えば、一目で浮上安定性が評価できる。例えば図6は  $I_{a(F.C.)} = 100A$ ,  $I_{i(F.C.)} = 50A$  で磁場中冷却し、定格 ( $I_o = 300A$ ,  $I_i = 50A$ ) まで励磁した場合の計算例である。この場合、実験では表2に示した通り、浮上高さが9 cmを超えて不安定な浮上になってしまった。計算結果でも、浮上高さが10 cm (=0.1 m)を超え、その場所の断面ではエネルギーの低い領域がコイル中央部には無く、バルク体が電

磁石の外側へ飛び出してしまう様子が理解できる。

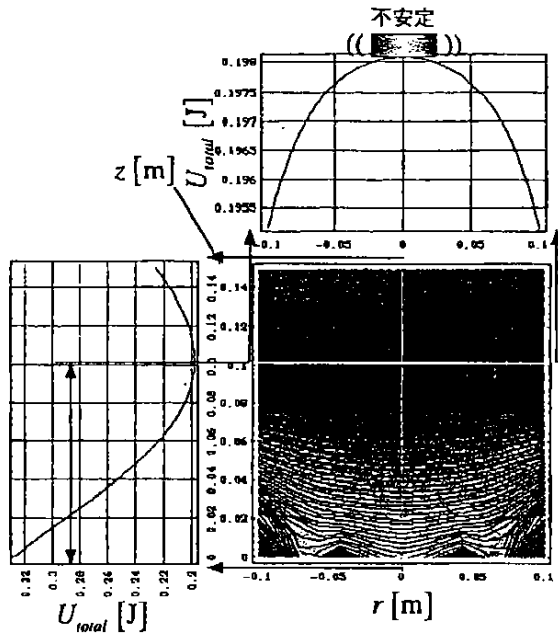


図6 バルク体の浮上が水平方向に不安定な場合のエネルギー分布(等高線図)

これは、別の見方をすると、以下のようにも考えられる。磁気エネルギーを  $r$  で微分すると、次式のように水平方向の電磁力が求められる。

$$F_{r,mag.} = -\frac{\partial U_{mag}}{\partial r} = -\frac{\pi^2 R_d^4}{L_{cyl.}} \frac{\partial B_a}{\partial r} (B_a - B_l) \quad (6)$$

この場合、バルク体は電磁反発力で支持されるので、捕捉磁場と外部磁場の関係は常に  $B_a - B_l > 0$  である。従って、電磁力が復元力として働くためには、(6)式より、 $\frac{\partial B_a}{\partial r} > 0$  という条件が要求される。図2で見た通り、この条件は  $z < 10$  cm の領域でのみ満たされている。

#### 5.4 ピッチング方向の安定性

これまでは、バルク体の傾き(ピッチング)については考慮していなかったが、これについてもエネルギー解析で説明が出来る。バルク体の傾き角度を  $\theta$  とすると、図7の左に示した円筒形電流ループの磁気エネルギーは次式で求められ、

$$U_{mag.cyl.}(\theta) = \frac{\pi^2 R_d^4}{2L_{cyl.}} (B_a \cos \theta - B_l)^2 \quad (7)$$

計算結果は図8中のシンボル付きの実線の様になる。

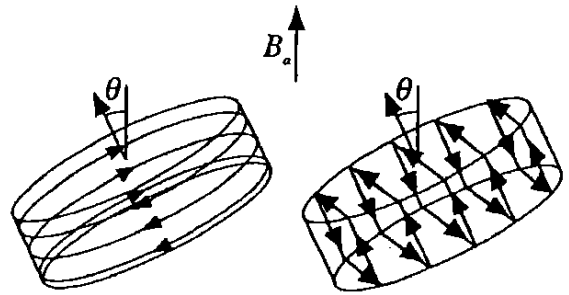


図7 バルク体表面電流ループの解析モデル(左:円筒形電流 右:矩形電流)

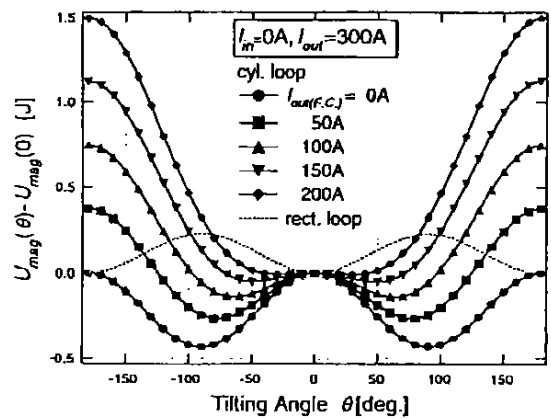


図8 円筒形電流ループ(cyl. loop)及び、矩形ループ(rect. loop)の磁気エネルギーの傾き角依存性

計算結果によると、捕捉磁場がゼロ ( $i_{out(F.C.)}$  がゼロ) の場合は安定な角度(エネルギーが最小になる角度)は  $90 \text{ deg.}$ 、捕捉磁場が大きくなるにつれて傾き角度及びポテンシャルの深さも小さくなる。

しかし実際には、バルク体が傾くと図7右に示す様な矩形ループにも磁束が鎖交するので、この経路にも超電導電流が流れるはずである。ここでは簡単のため、一つの矩形ループに代表させて計算してみる。このループの鎖交面積として各矩形ループの平均面積  $\bar{A}$  をとり、自己インダクタンスを  $L_{rect.}$  とすると、矩形ループの磁気エネルギーは次式で求められる。

$$U_{mag.rect.}(\theta) = \frac{1}{2} \frac{\Delta \phi_{rect.}^2}{L_{rect.}} = \frac{(\bar{A} B_a \sin \theta)^2}{2L_{rect.}} \quad (8)$$

この式に  $L_{rect.}$  として矩形単層コイルの公式より求めた定数を代入し、エネルギーの角度依存性を求めると、図8中の破線の様になる。この矩形ループ

は円筒形ループとは直交しているので、相互インダクタンスはゼロとなる。従って、全磁気エネルギーはそれぞれのループが持つ磁気エネルギーの単純な和となる。また、矩形ループの磁気エネルギーは捕捉磁場に依存しないので、図8の実線それぞれに破線の分を加算すれば、全磁気エネルギーが求められる。こうして求めた全磁気エネルギーの角度依存性を図9に示す。

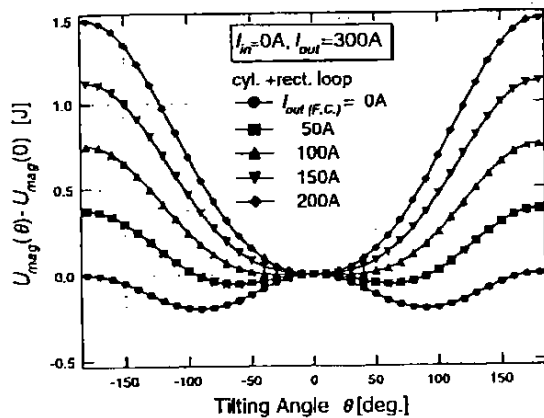


図9 全磁気エネルギー  
(=円筒形電流ループ+矩形ループ)の傾き角依存性

円筒形電流ループと矩形電流ループを組み合わせると、円筒形電流ループのみの場合と比較して、ポテンシャルの深さが浅くなる、安定な傾き角度が小さくなる等の違いが見られる。ここで、磁場中冷却時の外側コイル電流値と安定な傾き角度（エネルギーが最小になる角度）の関係をグラフに表わすと、図10のようになる。

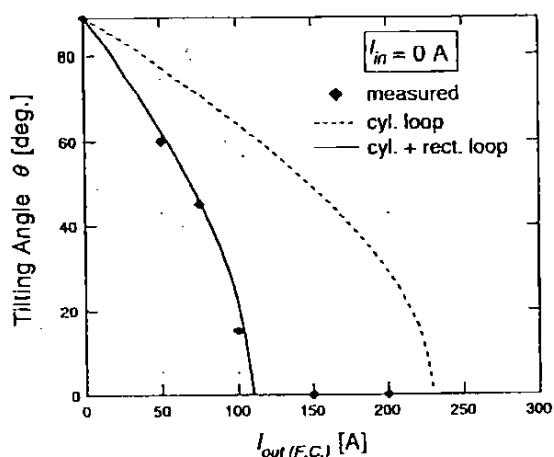


図10 磁場中冷却時の外側電流 対 傾き角度  
(計算結果と実験結果)

図より明らかな様に、矩形電流ループの磁気エネルギーを考慮に入れたことで、実験で得られたプロット(◆)に計算結果(実線)をフィッティングさせる事が出来た。このことから、ピッチング安定性には、バルク体の形状も大きく関わっている事がわかった。

また、捕捉磁場が十分な場合、即ちバルク体の傾きがゼロになる場合には矩形電流ループには電流が流れない事になる。従ってその場合には、円筒形電流ループのみを考慮すれば良く、本節(5.4)とその前で行った計算との間に矛盾は生じない。バルク体が傾かない場合の実験結果については5.2、5.3節で紹介した以外にも円筒形電流ループで定量的に解釈出来た。この様に、単純な電流ループモデルを想定してエネルギー解析を行うことによって、実験結果の殆ど全てを統一的に説明することができた。

## 6 結論

高温超電導 Bi-2223 マグネットの上で YBCO 超電導バルク体を最大 10cm 浮上させ、コイル電流を変えることで、浮上高さを制御することに成功した。新しい手法であるエネルギー解析を行い、バルク体浮上時の水平方向安定性、ピッチング方向の安定性等を統一的に説明することに成功した。

## 7 謝辞

本研究の一部は、NEDO から委託を受けて実施したものである。

## 8 参考文献

- [1] M. Murakami ed., *Melt Processed High-Temperature Superconductors*, (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 1992)
- [2] F. C. Moon, *Superconducting Levitation: Applications to Bearings and Magnetic Transportation*, (A Wiley-Interscience Publication, New York, 1994)
- [3] Y. Iwasa and H. Lee, *Cryogenics* Vol. 37 (1997).
- [4] Y. Iwasa, H. Lee, K. Sawa and M. Murakami, *Advances in Superconductivity IX*(1997), 1379.
- [5] Y. Iwasa, M. Tsuda, H. Lee, K. Sawa, H. Horichi, K. Nishi, M. Murakami, K. Nagashima, T. Miyamoto and H. Fujimoto, *Advances in Superconductivity X*(1998).
- [6] K. Sawa, H. Horichi, K. Nishi, Y. Iwasa, M. Tsuda, H. Lee, K. Nagashima, T. Miyamoto M. Murakami, and H. Fujimoto presented at 4th International Symposium on Magnetic Suspension Technology (1997).

原稿受付日 平成 10 年 7 月 13 日

## SUPERCONDUCTING BULK LEVITATION USING AN ELECTROMAGNET

K. Nagashima<sup>1,2</sup>, T. Miyamoto<sup>2</sup>, S.I. Yoo<sup>1,2,3</sup>, M. Murakami<sup>2</sup>, Y. Iwasa<sup>4</sup>, K. Sawa<sup>5</sup>, H. Fujimoto<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Railway Technical Research Institute, 2-8-38 Hikari-cho, Kokubunji-shi, Tokyo 185-8540, Japan

<sup>2</sup>Superconductivity Research Laboratory, 1-16-25 Shibaura, Minato-ku, Tokyo 105-0023, Japan

<sup>3</sup>Seoul National University, San 56-1, Shillim-dong, Kwanak-ku, Seoul 151-742, Korea

<sup>4</sup>Francis Bitter Magnet Laboratory, M.I.T. Cambridge, MA 02193, USA

<sup>5</sup>Keio University, 3-14-1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama 223-8522, Japan

**Abstract.** We have studied the levitation of Y-Ba-Cu-O superconducting bulks above a Bi-Sr-Ca-Cu-O superconducting electromagnet. It is found that stable levitation without tilting could be obtained only when the sample trapped a certain amount of fields, the minimum of which depended on the sample dimensions. We also employed the novel analysis method for levitation based on the total energy balance, which is much simpler than the force method and could successfully be applied to understanding general levitation behavior.

**Key words.** : magnetic levitation, Y-Ba-Cu-O bulk, Bi-Sr-Ca-Cu-O electromagnet, magnetic energy.

### INTRODUCTION

It is well known that the stable magnetic levitation is achievable with a combination of permanent magnets and melt-textured Y-Ba-Cu-O bulk superconductors. Here it is important to notice that stable levitation can be realized by the vortex pinning so that the gap between a superconducting bulk and a magnet is fixed once the vortices are pinned by the superconductor. It is also true that the maximum levitation force is limited by the field strength of permanent magnets. Therefore, the levitation is not controllable, which may limit the applications. In order to overcome such limitation, the use of an electromagnet has been proposed to actively control the levitation [1]. However, as long as normal conducting electromagnets are used, the force is again limited by the heat generation, which can be minimized by using superconducting coils. Hence, we employed a superconducting magnet as the magnetic source and studied the levitation characteristics of bulk Y-Ba-Cu-O superconductors with an emphasis placed on the method to control stable levitation.

### EXPERIMENTAL

We used bulk melt-textured Y-Ba-Cu-O samples grown by a top seeded melt growth process [2]. The samples are single grains, which allows us to assume that supercurrents are flowing uniformly within the sample. Figure 1 shows schematic illustration of the levitation system used in the present study. The inner and the outer coils are composed of copper and Bi2223 superconducting tape, respectively. The levitation was controlled by changing the currents in both coils. Figure 2 represents the field distribution above an electromagnet for  $I_i=50\text{A}$  (inner coil) and  $I_o=300\text{A}$  (outer coil). For levitation experiments, on the basis of the former experimental results [3], which showed that the presence of trapped field is important for stable levitation of bulk Y-Ba-Cu-O, we employed the following procedure: (i) pass the currents of  $I_{dF.C.}$  and  $I_{dF.C.}$  in order to generate a certain amount of fields; (ii) place the superconducting bulk at the center of the levitation coil, and cool it with liquid nitrogen (field-cooling activation); (iii) change  $I_o$  up to 300A in order to levitate the bulk. Here the conditions for the stable levitation were explored by controlling  $I_o$  and  $I_i$ . We also performed zero-field-cooling (ZFC) activation for comparative studies. The tilt angle and the levitation height were mostly monitored by a direct visual observation of the levitated samples, and for more precise measurements the levitation was recorded in a video tape and analyzed.

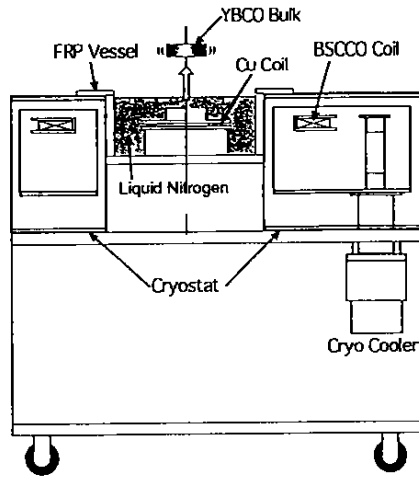


Fig.1 Levitation apparatus

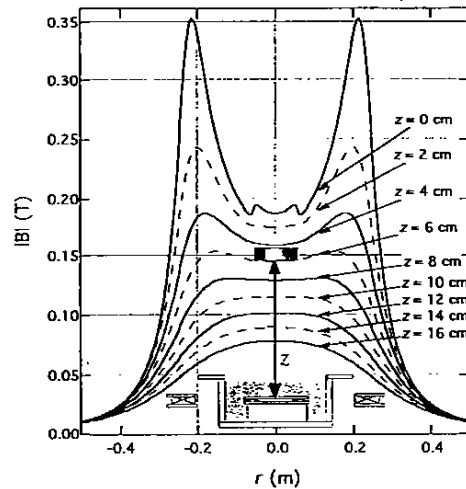


Fig.2 Magnetic field distribution above an electromagnet

Table 1 : Parameters of outer and inner coils

Parameters	Outer coil(BSCCO)	Inner coil(Copper)
Winding i. d.	400 mm	90 mm
Winding o. d.	512 mm	133 mm
Winding height	20 mm	20 mm
Number of turns	224	20
Maximum current	300 A	50 A
Temperature	< 30 K	77 K

## RESULTS AND DISCUSSION

The results of the levitation experiments are summarized in Table 2. The levitation can be classified in three typical modes as schematically shown in Fig. 3. Without any trapped fields, the disk is levitated with its axis tilted by ninety degrees (see Fig. 3 (a)). The tilt angle gradually decreases with increasing the trapped field as shown in Fig. 3 (b), and finally the disk can be levitated with no tilting (see Fig. 3 (c)). Here, it should be noted that although the levitation was stabilized with increasing the trapped field, the maximum levitation height was reduced.

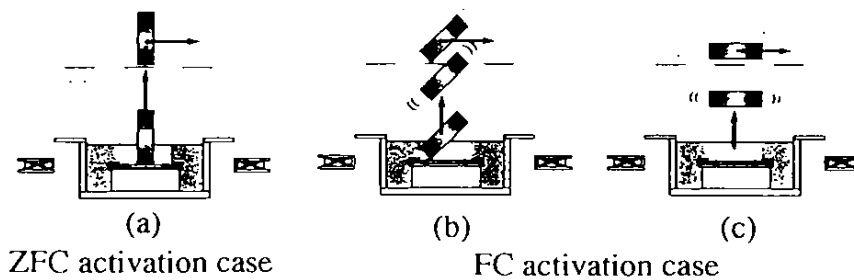


Fig.3 Levitation behaviors of a YBCO bulk

Table 2: Experimental results  
(YBCO bulk: dia. = 46 mm, thickness = 15 mm, weight = 150 g)

Field cooling conditions			Levitation starting conditions				Levitation behaviors $I_o=300[A]$		
Coil currents		Trapped field	Coil currents		Applied field	Tilting angle	Applied field	Levitation height	Lateral stability
$I_{i(F.C.)}$ [A]	$I_{o(F.C.)}$ [A]	$B_t$ [T]	$I_i$ [A]	$I_o$ [A]	$B_a$ [T]	$\theta$ [deg.]	$B_a$ [T]	$z_{max}$ [cm]	
0	0	0	0	260	0.089	90	-	> 10	Unstable
0	50	0.030	0	200	0.118	60	0.139	6.5	Stable
0	75	0.044	0	210	0.124	45	0.135	7	Stable
0	100	0.059	0	230	0.136	15	-	> 10	Unstable
0	150	0.089	0	270	0.160	0	0.134	7.2	Stable
0	200	0.118	0	-	-	-	-	0	-
0	50	0.030	50	150	0.098	45	0.152	5	Stable
50	50	0.039	50	150	0.098	30	0.152	5	Stable
50	75	0.054	50	180	0.116	30	0.148	5.5	Stable
0	100	0.059	50	190	0.122	< 10	-	> 9	Unstable
50	100	0.069	50	200	0.128	0	-	> 9	Unstable
0	150	0.089	50	240	0.151	0	0.136	7.2	Stable
50	150	0.098	50	250	0.157	0	0.139	6.8	Stable
0	200	0.118	50	280	0.175	0	0.148	5.5	Stable
50	200	0.128	50	280	0.175	0	0.163	3.5	Stable

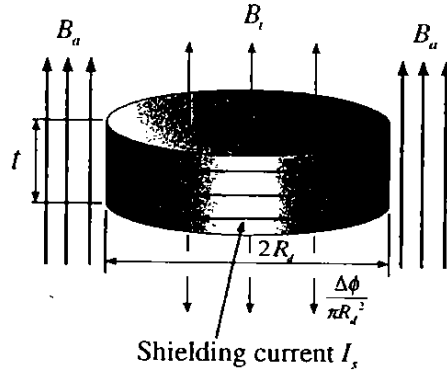


Fig.4 Calculation model (YBCO bulk)

#### The energy model

The levitation can be analyzed in terms of the shielding currents which are induced in bulk superconductors. The magnetic energy with induced currents is given by

$$U_{mag.} = \frac{1}{2} \sum_m \sum_n L_{m,n} I_{s,m} I_{s,n} \quad (1)$$

where  $L_{m,n}$  is the inductance of the shielding current loops,  $I_{s,m}$  and  $I_{s,n}$  are the current components flowing at the surface of bulk superconductors. Since Y-Ba-Cu-O bulk samples possess high  $J_c$  of order 50000 A/cm<sup>2</sup> below 1T at 77 K, the shielding currents are considered to flow mainly at the surface thin layer. Thus, the self inductance of the cylindrical loop current (see Fig. 4) is given by

$$L_{s,i} = \lambda \mu_0 \pi R_d^2 \frac{N^2}{t} \quad (2)$$

where  $N$  is the number of turns and is one for the present case.  $R_d$  the loop radius which corresponds to the bulk radius, and  $t$  is the thickness.  $\lambda$  is the Nagaoka coefficient determined by the ratio of  $R_d$

and  $z$ .

The shielding current  $I_s$  and magnetic energy  $U_{mag}$  can be calculated by the following equations:

$$I_s = \frac{\Delta\phi}{L_{cyl.}} = \frac{\pi R_d^2 (B_a - B_i)}{L_{cyl.}} \quad (3)$$

$$U_{mag.} = \frac{1}{2} L_{cyl.} I_s^2 = \frac{\pi^2 R_d^4}{2 L_{cyl.}} (B_a - B_i)^2 \quad (4)$$

The total energy of the levitated bulk is then given by

$$U_{total} = U_{mag.} + U_{pot.} = \frac{\pi^2 R_d^4}{2 L_{cyl.}} (B_a - B_i)^2 + mgz \quad (5)$$

where the first term is the magnetic energy and the second term is the gravitational potential energy. Figure 5 shows the calculated total energy along  $z$ -axis (vertical axis) at the center of the coil system for  $B_i = 0.098$  T and  $I_o = 300$  A,  $I_i = 50$  A. A stable position with zero net force is achieved at  $B_i = B_a$  if the gravitational potential is not taken into account. Since the derivative of the energy gives the force, one can see that the force is repulsive for  $z < 0.13$  m, while the force is attractive for  $z > 0.13$  m, and therefore  $z = 0.13$  m is the magnetically stable point. If one takes account of the gravitational force, which is represented by the potential energy, the equilibrium position for the levitation moves downward, as shown in Fig. 5.

Figure 6 represents the relationship between the trapped field and the levitation height in the maximum applied field ( $I_o = 300$  A,  $I_i = 50$  A). Experimental data are also plotted in the figure, and are in good agreement with the calculation.

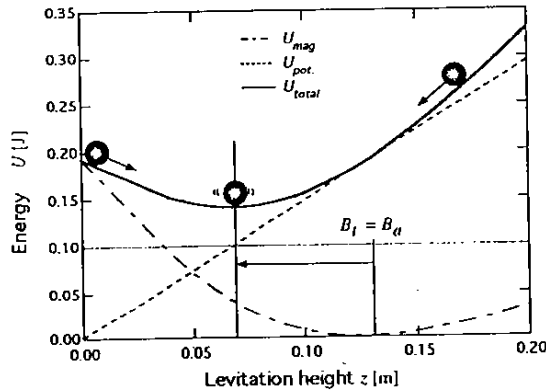


Fig. 5 Energy distribution of a bulk along  $z$ -axis

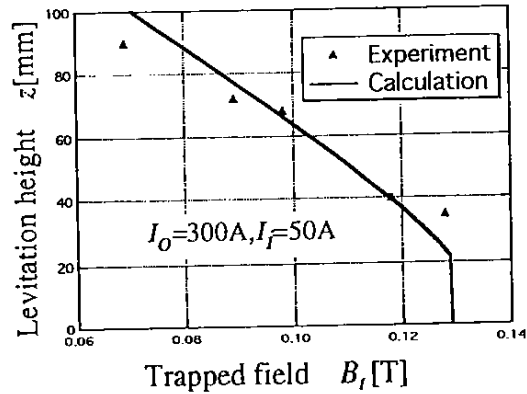


Fig. 6 Relationship between the trapped field and maximum levitation height ( $I_o = 300$  A)

#### Lateral stability

The conditions for the bulk superconductor to stably levitate is known as the lateral stability. The magnetic force is given by differentiating the magnetic energy as follows:

$$F_r = -\frac{\partial U_{mag}}{\partial r} = -\frac{\pi^2 R_d^4}{L_{cyl.}} \frac{\partial B_a}{\partial r} (B_a - B_i) \quad (6)$$

The required force to realize lateral stability is  $F_{r,ss} < 0$ , and therefore we have

$$\text{in the case of repulsive force } (B_a - B_i > 0), \quad \frac{\partial B_a}{\partial r} > 0 \quad (7-a)$$

$$\text{in the case of attractive force } (B_a - B_i < 0), \quad \frac{\partial B_a}{\partial r} < 0 \quad (7-b)$$

For the present experiments, the condition for lateral stability is given by eq.(7-a). And this condition is satisfied up to a certain levitation height in the present study (see Fig. 2).

Figs. 7 and 8 represents the total energy distribution maps for two samples with the trapped field

values of 0.098 T and 0.069 T, respectively. The energy distributions along the vertical and the horizontal lines are also shown in the figure. Here it is important to note that although the total energy has the minimum along the vertical direction, the sample with smaller trapped field does not have the energy minimum in the horizontal direction, showing that the levitation is unstable. Like this, using the total energy distribution map, we can easily find the condition for the levitation.

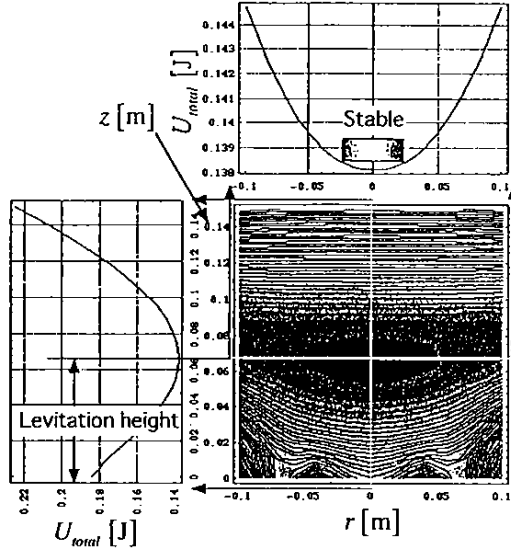


Fig. 7 Energy distribution on  $r$ - $z$  plane (Stable Case;  $B_t=0.098\text{T}$ ,  $I_o=300\text{A}$ ,  $I_i=50\text{A}$ )

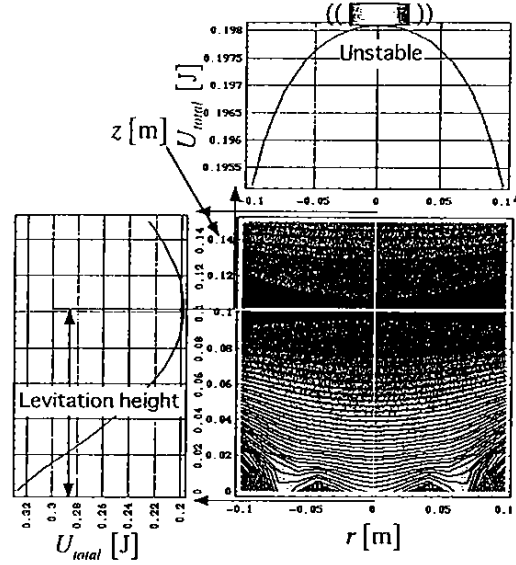


Fig. 8 Energy distribution on  $r$ - $z$  plane (Unstable Case;  $B_t=0.069\text{T}$ ,  $I_o=300\text{A}$ ,  $I_i=50\text{A}$ )

#### Pitch stability

We also tried to explain the relationship between the trapped magnetic field and the tilt angle by the magnetic energy analysis. In this case, the magnetic energy of the cylindrical loop current is represented as a function of tilt angle  $\theta$  as follows.

$$U_{mag.cyl.}(\theta) = \frac{\pi^2 R_d^4}{2L_{cyl.}} (B_a \cos\theta - B_t)^2 \quad (8)$$

Thus obtained magnetic energy is shown in Fig. 9 as a function of the tilt angle. Here the ordinate is the difference in the magnetic energy between the tilted sample and the one without tilting. One can see that with increasing the trapped field (represented by  $I_{out(F.C.)}$  in the figure), the tilt angle, which corresponds to the energy minimum, decreases and finally reaches zero. However, according to the results, the sample should be tilted even when the sample is field-cooled with the outside coil current  $I_{o(F.C.)}$  of 150A, in that the tilt angle was 0 deg. in the levitation experiments. This is due to the fact that superconducting currents are also flowing in the vertical direction as schematically shown in Fig. 10. The contribution of this rectangular current loop to the magnetic energy is represented by a dotted line in Fig. 9, which cannot be neglected. When the current loops in the vertical direction are taken into account, the total magnetic energy is modified as follows:

$$U_{mag}(\theta) = U_{mag.cyl.}(\theta) + U_{mag.rect.}(\theta) = \frac{\pi^2 R_d^4}{2L_{cyl.}} (B_a \cos\theta - B_t)^2 + \frac{A_{rect.}^2}{2L_{rect.}} (B_a \sin\theta)^2 \quad (9)$$

where,  $A_{rect.}$  is the area of the rectangular loop currents. With such modification, the magnetic energy respective to the one without tilting can be drawn as shown in Fig. 11, which is in very good agreement with our experimental data. Figure 12 summarizes the relationship between the tilt angle and the trapped field, showing that with increasing the trapped field, the tilt angle gradually decreases and finally reaches zero, that is the stable levitation.



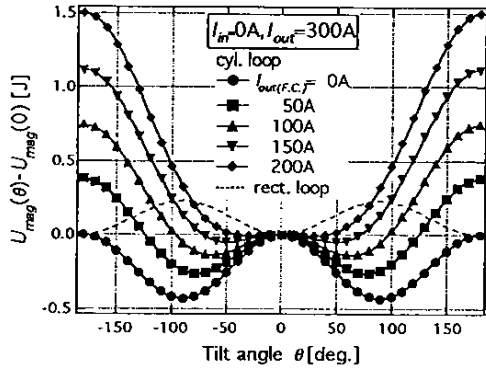


Fig.9 Magnetic energy as the function of tilt angle for cylindrical and rectangular loop

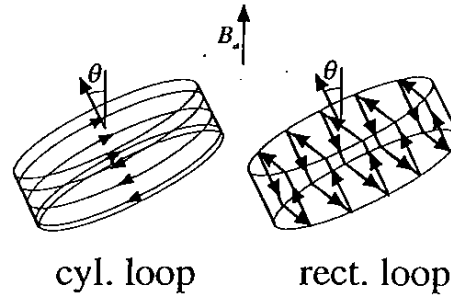


Fig.10 Calculation model of superconducting loop current(cylindrical and rectangular)

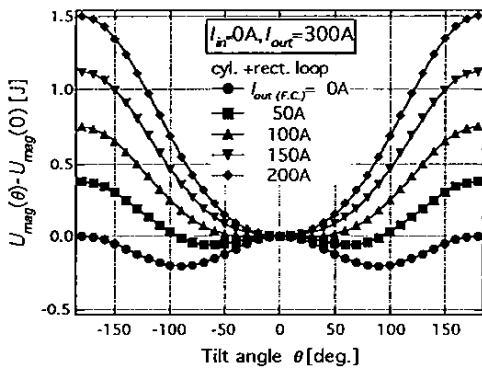


Fig. 11 Magnetic energy as the function of tilt angle for cylindrical and rectangular loop

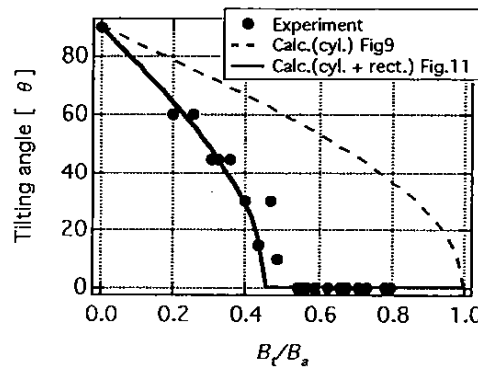


Fig. 12 Tilt angle as the function of  $B_t/B_a$ (Applied field / Trapped field)

## CONCLUSION

In the present study, we investigated the levitation behavior of the melt-textured Y-Ba-Cu-O superconducting bulks above the two electromagnet levitation coils composed of copper and Bi2223 superconducting tapes. Stable levitation without tilting could be obtained only when the samples trapped a certain amount of fields, which depends on the sample dimensions. The levitation behavior including the tilt angle could successfully be analyzed using the total energy balance method.

## ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO).

## REFERENCES

- [1] Iwasa Y and Lee H (1997) *Cryogenics* 37:807
- [2] Murakami M ed.(1992) *Melt Processed High-Temperature Superconductors*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- [3] Tsuda M, Iwasa Y and Lee H (1998) *Cryogenics* 38

## 超電導可動子円筒形リニア同期モータの磁束合成法

研井 暁 ・ 古関 隆章 ・ 曾根 悟 (東京大)

A Method of Synthesizing Flux of a Superconducting Magnet Type Tubular Linear Synchronous Motor  
Akira Tbgii, Takafumi Koseki, and Satoru Sone (The University of Tokyo)

### 1. 背景、目的

土地問題解決のための超高層空間の利用や、物流のための大深度地下空間の利用など、鉛直輸送の必要性が認識されているが、実現のためには、搬送体をケーブルレスで長距離搬送できる搬送システムが必要である。このような搬送システムとして、永久磁石や超電導体を可動子とした円筒形リニア同期モータ駆動による搬送システムがあるが、単に3相交流を印加しただけでは、正しく進行磁界を形成できない。そこで本稿では、重みつき最小2乗法を用いた磁束合成法を提案する。

### 2. 超電導可動子円筒形リニア同期モータモデル

2.1 モデル概要 電機子コイルはコイル間隔 100mm で3個あるが、半径 56mm の集中電流ループ 3 本で近似する。超電導可動子は半径 23mm、高さ 15mm の円筒体であるが、半径 23mm の 1 本の集中電流ループで近似する。捕捉磁場 0.2T(初期電流 5624AT)、自己インダクタンス  $5.91 \times 10^{-9}H$  である。超電導バルク体の重量は 150g、断熱容器の重量は液体窒素を含めて 150g とし、搬送体の総重量は 300g である。配置を図 1 に示す。

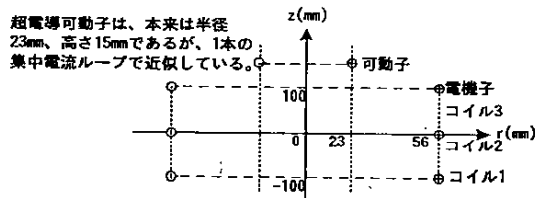


図 1. モデルの配置図

Fig. 1. The configuration of the stator and mover

2.2 推力の定式化 電機子電流の位相を  $\theta$  とし、電機子電流が可動子位置  $(Rd, z)$  に発生する磁束密度の  $r$  成分を  $Br(z, \theta)$ 、中心軸上に発生する磁束密度の  $z$  成分を  $Bz(z, \theta)$  とし、超電導バルク体の半径  $Rd$ 、自己インダクタンス  $L$ 、捕捉磁場  $Bt$ 、超電導電流  $Is(z, \theta)$  とすると、発生推力  $F(z, \theta)$  は以下のように定式化される。但し、超電導バルク体の等価電流のモデル化は文献(1)に従う。ここでは簡単のため、可動子を 1 本の集中電流ループとして扱う。

超電導電流  $Is(z, \theta)$  は捕捉磁場  $Bt$  を一定にするように誘起されるから、

$$Is(z, \theta) = \pi R d^2 (Bt - Bz(z, \theta)) / L \quad (1)$$

但し、電機子電流が超電導体の等価電流ループ内に発生する  $z$  方向の磁束密度は等しいと仮定する。超電導体に発生する電磁力  $Fmag(z, \theta)$  は、フレミングの法則

より

$$Fmag(z, \theta) = 2\pi R d Is(z, \theta) \times (-Br(z, \theta)) \quad (2)$$

バルク体の重量を  $m$  とすると、推力  $F(z, \theta)$  は、

$$F(z, \theta) = Fmag(z, \theta) - mg \quad (3)$$

2.3 電機子コイルに3相交流を流した場合の推力計算結果 電機子電流を3相交流として、コイル1にW相、コイル2にU相、コイル3にV相の電流を流した場合の、推力の計算結果を図2に示す。ここで、3相交流の波高値は2000ATである。図2は電機子電流が発生する鉛直方向電磁力から重力を引いた推力の等高線を  $(z, \theta)$  平面にプロットした図である。 $\theta$  は電機子電流の位相である。推力が負になる場合、すなわち浮上できない場合は、等高線をプロットしていない。等高線の外周部がつかあいの位置であり浮上点となる。内側の等高線ほど推力が大きくなる。力の平衡点には安定点と不安定点がある。外周部のある1点で可動子が浮上している場合、可動子が  $-z$  方向に微小距離動いた時に正の推力が働けば、安定点である。図2の矢印の領域を可動子は安定に移動できるが、推力にひずみがあるので移動領域は限られている。

図 2. 電機子電流を3相交流とした場合の推力の等高線

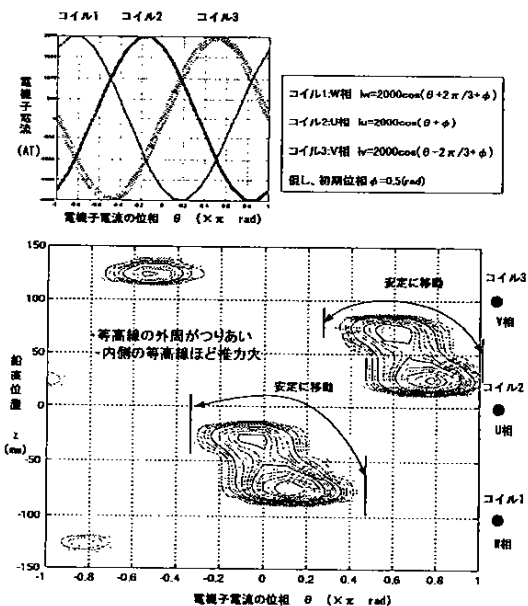


Fig. 2. Contours of thrust by 3-phase AC

### 3. 可動子の安定移動に必要な電機子電流の検討

3.1 安定移動の必要条件 本検討において電機子電流が中心軸上に発生する磁束密度  $B_z(z, \theta)$  は最大でも 0.02T である。捕捉磁場は 0.2T だから式 (1) より超電導電流はほぼ一定とみなすことができるので、超電導体を磁化電流 5624 AT の永久磁石で近似して議論する。

$\theta$  を大きくした時に可動子が +z 方向に安定に移動するためには、電機子電流が可動子位置  $z$  において、図 3 に示すような  $r$  成分進行磁界 ( $-Br^{ref}(z, \theta)$ ) を発生すれば良い。 $Br^{ref}_0$  は可動子の浮上に必要な磁束密度であり、 $Br^{ref}_0 = 0.0036T$  である。 $\theta$  が大きくなるにつれて、浮上位置  $z$  も大きくなるのが第 1 の安定移動の必要条件である。また、浮上点が安定である必要があるため、すべての  $\theta$  において浮上点における ( $-Br^{ref}(z, \theta)$ ) の傾きが負であることが、第 2 の必要条件となる。

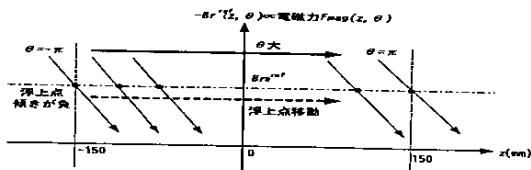


図3.可動子安定移動の必要条件を満たす進行磁界  
Fig.3.Necessary travelling magnetic field for stable movement of the mover

3.2 可動子の安定移動を実現する電機子電流の定式化  $i=1 \dots n$  を添字としてサンプリング点  $z(i)$ 、 $j=1 \dots n$  を添字として電機子電流の位相  $\theta(j)$  とする。電機子コイルの添字を  $k=1, 2, 3$  として、添字を用いて表現すると、電機子電流は  $Ia(k, j)$ 、電機子電流が可動子位置に発生する  $r$  方向の磁束密度は  $Br(i, j)$ 、目標進行磁界は  $Br^{ref}(i, j)$ 、電機子コイル  $k$  に 1A 流した場合に位置  $z(i)$  に発生する磁束密度は  $K(i, k)$ 、電機子電流の位相  $\theta(j)$  の場合の  $z(i)$  に対する重みは  $A(i, j)$  と定義される。ここで、目標進行磁界  $Br^{ref}(i, j)$  とは、上記の可動子の安定移動の必要条件を満たす進行磁界のことである。

電機子電流の位相  $\theta(j)$  毎に、電機子電流が発生する磁束密度  $Br(i, j)$  と目標進行磁界  $Br^{ref}(i, j)$  のサンプリング点における差の重みつき 2 乗和  $L(j)$  を最小にする、電機子電流を求める逆問題として定式化される。

$$\min L(j) = \sum_{i=1}^n A(i, j) \times (Br^{ref}(i, j) - Br(i, j))^2 \quad (4)$$

$$\text{subject to } Br(i, j) = \sum_{k=1}^3 K(i, k) \times Ia(k, j) \quad (5)$$

$$\therefore \frac{\partial L(j)}{\partial Ia(1, j)} = \frac{\partial L(j)}{\partial Ia(2, j)} = \frac{\partial L(j)}{\partial Ia(3, j)} = 0 \quad (6)$$

3.3 計算条件 本検討では、目標進行磁界 ( $-Br^{ref}(i, j)$ ) を以下のように設定した。

$$-Br^{ref}(i, j) = 2Br_0^{ref} \sin(\theta - \frac{\pi z}{150} + \frac{\pi}{6}) \quad (7)$$

重みは、すべての  $\theta$  について、浮上点に 100、1 サンプル点離れた点に 80、2 サンプル点離れた点に 20、その他の点に 1 とした。

3.4 計算結果 電機子電流を図 4 に、推力の等高線の ( $z, \theta$ ) 平面プロットを図 5 に示す。図 5 は、電機子電流が可動子位置に発生する  $r$  方向の磁束密度 ( $-Br$ ) の等高線と読み替えてもよい。コイル位置以外の領域において、可動子は目標進

行磁界に沿って安定移動でき、図 2 と比較して可動子の移動領域が増えている。可動子がコイル 1、2 あるいは 2、3 の間にある場合は、互いのコイルに逆方向の電流が流れ、下方コイルからの反発力と上方コイルからの吸引力を利用して安定移動する。コイル位置に可動子がある場合は、そのコイルに電流 0、他のコイルに大電流が流れ可動子の安定移動を実現しようとするが、本検討ではコイル間隔が大きいため、可動子は浮上できない。また、実際のコイルには許容電流制約があるので大電流は流すことができない。最大電機子電流制約を考慮した検討が必要であり、今後の課題とする。

図4.最適電機子電流

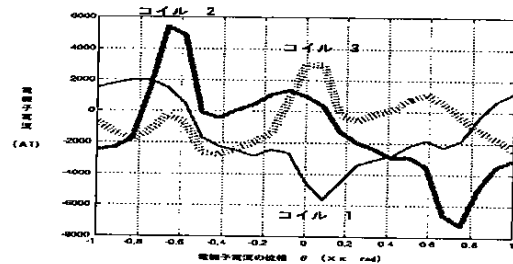


Fig.4.Optimal armature current

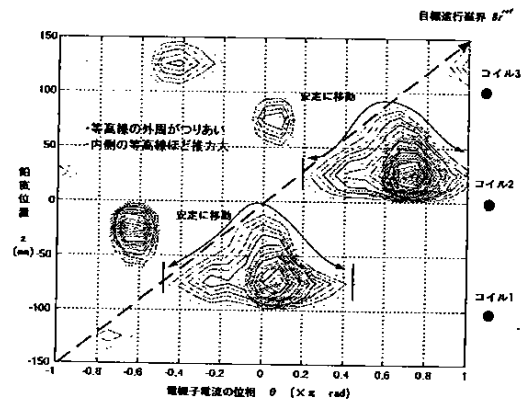


図5.最適電機子電流の場合の推力の等高線  
Fig.5.Contours of thrust by optimal current

#### 4.まとめ

本稿で提案した磁束合成法により、可動子の安定移動領域を大きくできることが示された。重みづけの方法、有限な分布をもつ可動子に対する理想進行磁界の定義についての検討が今後の課題である。

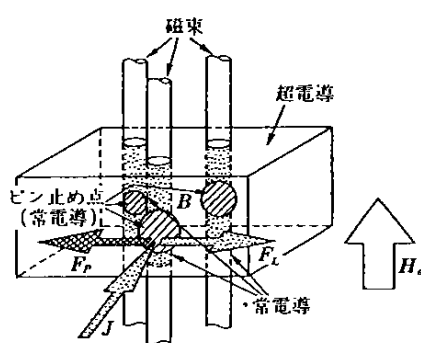
本研究を行うにあたり、(株)テクノバにおける超電導エレベータ新小型模型の設計研究検討会(仁田亘三委員長)の皆様には有益な御意見と御協力を頂いているので、ここに謝意を表す。

#### 文献

- (1)長嶋、村上、仁田、衣笠、小奈他:「YBCOバルク超電導体を用いたエレベータ模型の検討」、第58回1998年度春季低温工学・超電導学会講演概要集(1998)

## ピン止め現象

ピン止め現象とは、第Ⅱ種高温超電導体注\*であるYBaCuOバルク材特有の磁氣的挙動である。これは、定性的には、超電導体はある温度（臨界温度  $T_c$ ）以下では、超電導状態に相轉移する。このとき、図に示すように超電導体に格子欠陥などの非超電導部（ピン止め点）があると、超電導体を貫く磁束はピン止め点周囲の超電導部を貫く経路よりも、ピン止め点を貫く経路のほうがエネルギー的に安定になる。磁束がピン止め点を貫いている超電導体では、磁束をピン止め点からはずすためにはエネルギーを加えて、ピン止め点周囲の超電導状態を壊さなければならない。このように、磁束が超電導体中のピン止め点に固定されて、自由に動けなくなる現象を磁束のピン止め現象という。

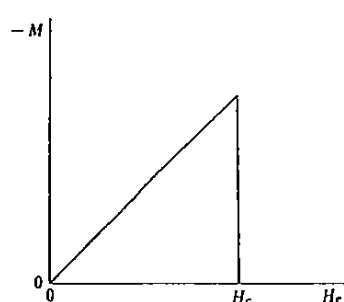


### \* 第Ⅱ種超電導体

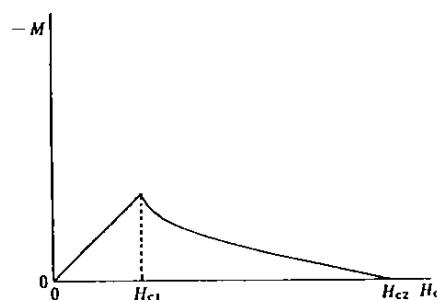
超電導体には第Ⅰ種と第Ⅱ種の2種類があり、その磁氣的な性質により區別されている。第Ⅰ種超電導体では磁化は下左図のようになり、外部磁場  $H_e$  が臨界磁場  $H_c$  までは

$$M = -H_e$$

のように完全反磁性 ( $B=0$ ) を示しマイスナー状態にある。そして  $H_e = H_c$  で超電導状態から常電導状態へ轉移し、不連続的に  $M=0$  に変わる。一方、第Ⅱ種超電導体では上式の完全反磁性を示すのは下部臨界磁場  $H_{c1}$  までで、それ以上の磁場では磁束の侵入を許し、磁化は下右図のように連続的に変化し、上部臨界磁場  $H_{c2}$  で反磁性は消失し、常電導状態となる。この  $H_{c1}$  から  $H_{c2}$  までの部分的な反磁性の状態を混合状態という。また、この状態では超電導体内部の磁束が量子化されて渦糸状となっていることから、渦糸状態 (vortex state) ともいう。



第Ⅰ種超電導体



第Ⅱ種超電導体

# 超電導バルク材の拓く世界

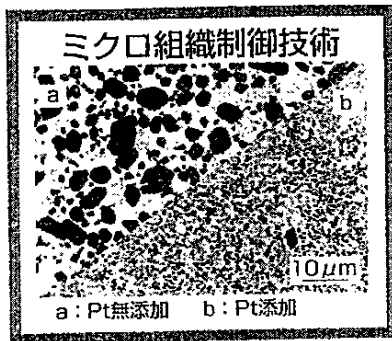
## A New World Opened up by Bulk Superconductors

### 独自開発したQMG材

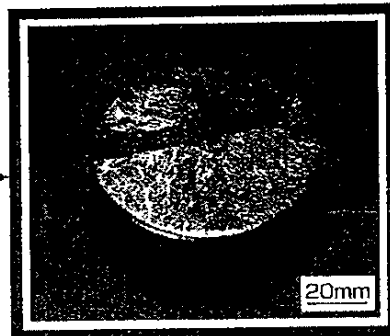
QMG materials Developed by Nippon Steel

(超電導相 $YBa_2Cu_3O_x$ 中に非超電導相 $Y_2BaCuO_5$ が微細分散)

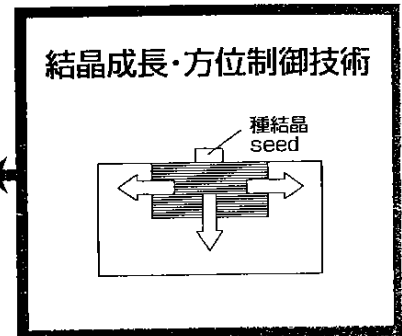
Non-superconductive-phase  $Y_2BaCuO_5$  is finely dispersed in superconductive-phase  $YBa_2Cu_3O_x$



Control of microstructure



直径100mmまで供給可能  
Up to 100mm-diameter disks are available



結晶成長・方位制御技術

Control of crystal growth and crystal orientation

## 高性能大型超電導バルク材

- ・強い浮上力 Strong levitation force
- ・大きい遮蔽電流 Large shielding current
- ・高い捕捉磁束密度 High trapped flux density

磁気シールド  
Magnetic shielding

限流器  
Fault current limiter

バルク磁石  
Bulk magnet

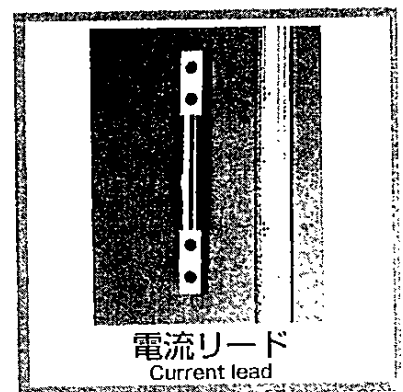
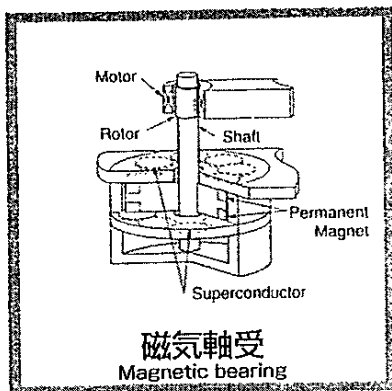
磁気軸受  
Magnetic bearing

モータ  
Motor

フライホイール  
Flywheel

非接触搬送  
Non-contact transport

電流リード  
Current lead



QMGとは、新日鐵が開発した高性能なY系高温超電導バルク材の名称です。QMGの最大の特徴は超電導相(123相)中にピンニング点である211相が微細分散しているミクロ組織構造にあり、その基本特許\*は新日鐵が日米欧で取得しています。

「QMG」はQuench&Melt Growth法という作製方法に由来しますが、現在はプロセス改善によりクエンチ過程は省略され簡素化されています。さらに、この改良QMG法では種結晶を用いて結晶成長を制御していますので、大型の超電導バルク材の製造も可能となります。

QMGは高性能な大型の超電導バルク材ですので、磁気軸受、フライホイール、磁気シールド、電流リード、バルク磁石等の様々な新しい応用分野を開拓するものとして期待されています。

製品の標準サイズは46mmφ×15mmですが、最大100mmφまで対応可能であり、形状についても円柱状の他にリング形状、扇形などさまざまな形状に対応致します。価格も性能仕様等に応じてご相談させていただきます。

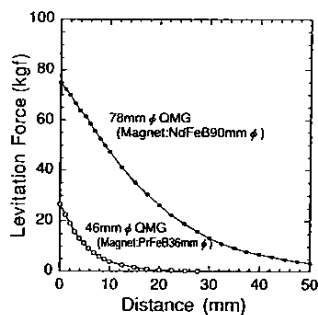
QMG is a YBCO bulk superconductor with high T<sub>c</sub>, developed by Nippon Steel Corporation (NSC). A main feature of QMG is the fine dispersion of 211 particles, which work as effective pinning centers, in the superconducting 123 matrix. Patents\* are registered in Japan, the U.S.A., and Europe by NSC.

"QMG" stands for Quench & Melt Growth method, but now no quench step is required as a result of improvement of the original process (, thus Q means Quality, not Quench). The modified QMG process opens the door to large bulk superconductors because the crystal growth can be controlled by a seed crystal.

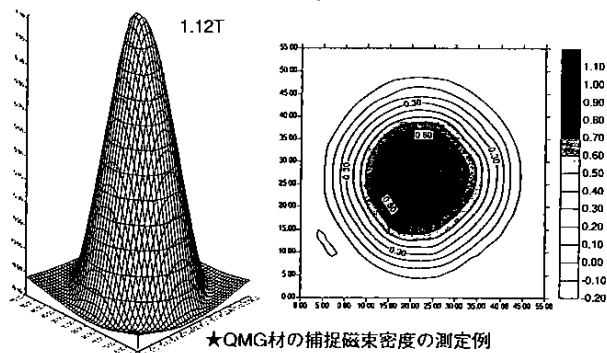
QMG is expected to realize new applications such as magnetic bearings, flywheels, magnetic shieldings, current leads, and bulk magnets because of its high performance in pinning force and size.

The standard product is 46mm in diameter and 15mm in thickness but up to 100mm max. diameter products are available. Shapes available include cylinders, rings, fan-shapes and many more. The price will be settled depending on specifications such as size and properties.

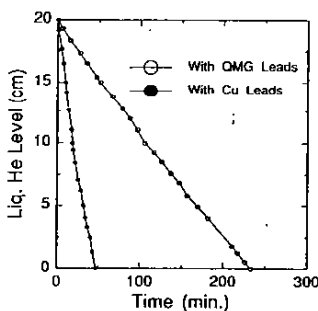
\*登録番号 (Patent No.) : 日 (Japan) 01869884、米 (U.S.A.) US5, 508, 253、欧 (Europe) EP0374263A1



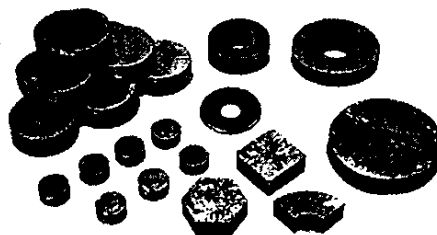
★QMG材の浮上力の測定例  
Example of levitation force of QMG materials.



★QMG材の捕捉磁束密度の測定例  
Example of trapped flux density of QMG materials. (Size 48mmφ×15mm)



★QMG材と銅製の電流リードでの液体Heの消費量の比較例  
Example of consumption rate of liquid He of QMG and Cu leads.



★さまざまな形状のQMG材  
QMG materials in various shapes

上記製品に関するお問い合わせ先

For more information on this product, please contact :

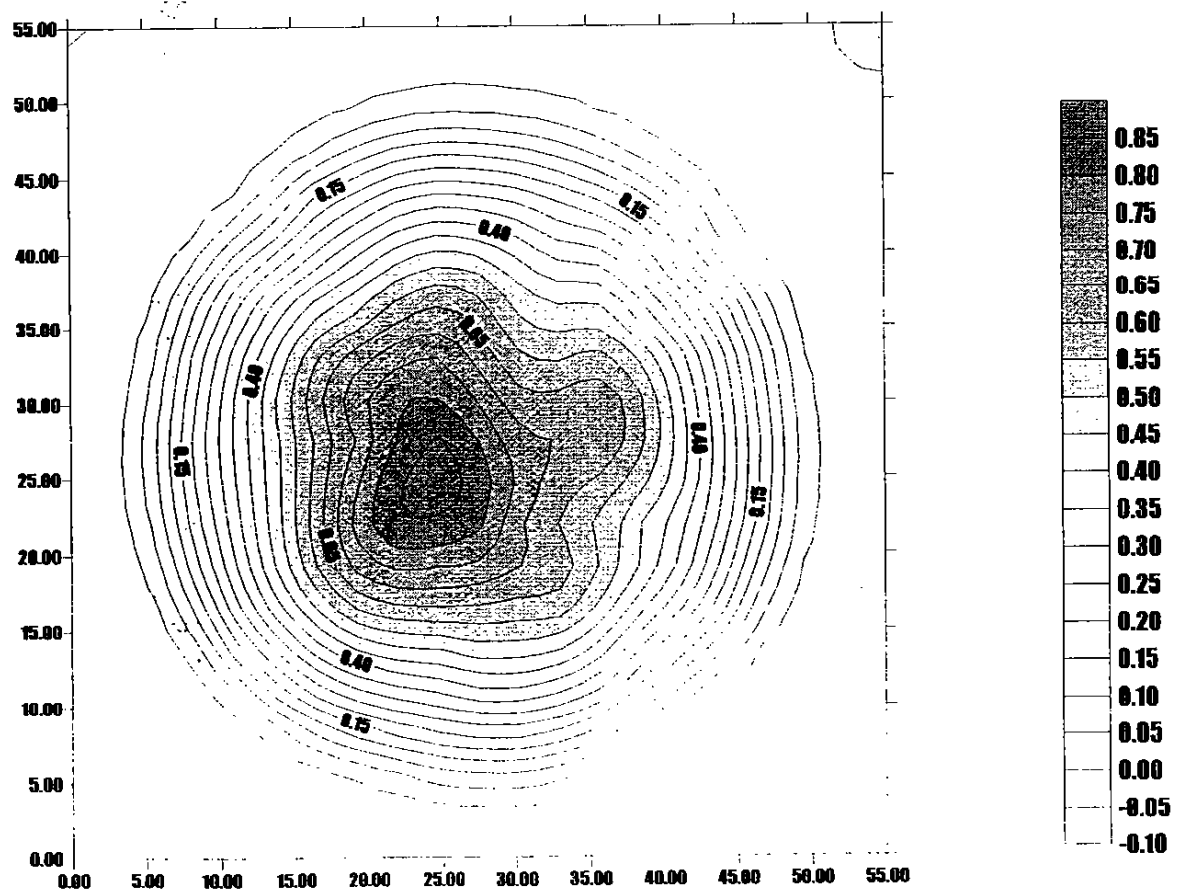
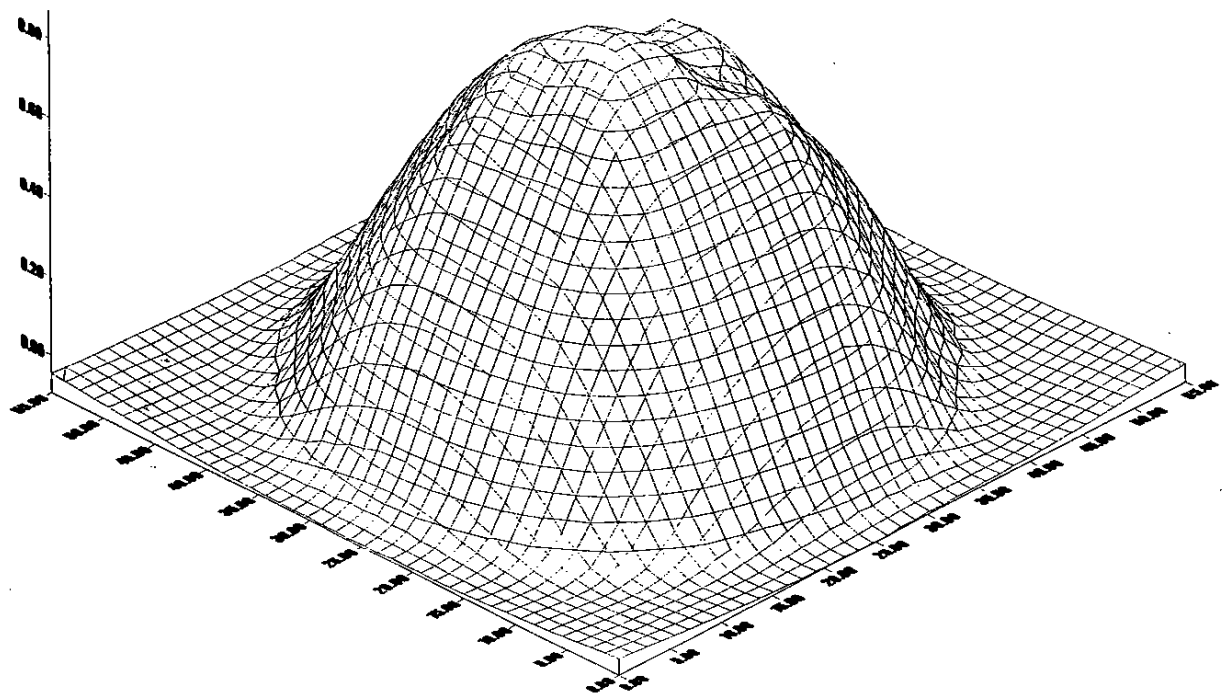
 **新日本製鐵株式會社**

〒211 川崎市中原区井田 3 丁目 35 番 1 号  
先端技術研究所 新材料研究部  
超電導グループ  
電話 : 044-777-4111 (大代表)  
F A X : 044-752-5759  
E-mail : kaneko@lab1.nsc.co.jp

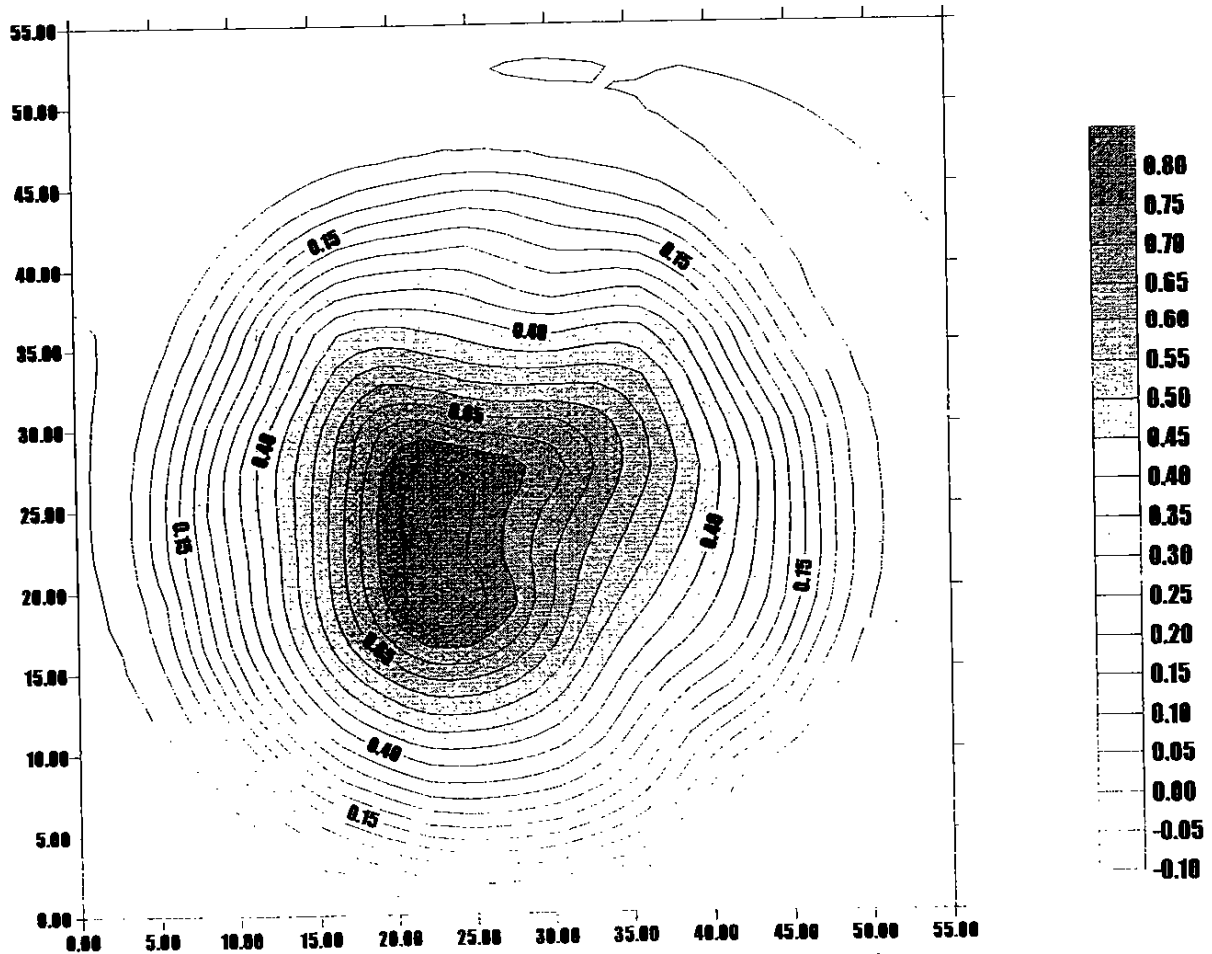
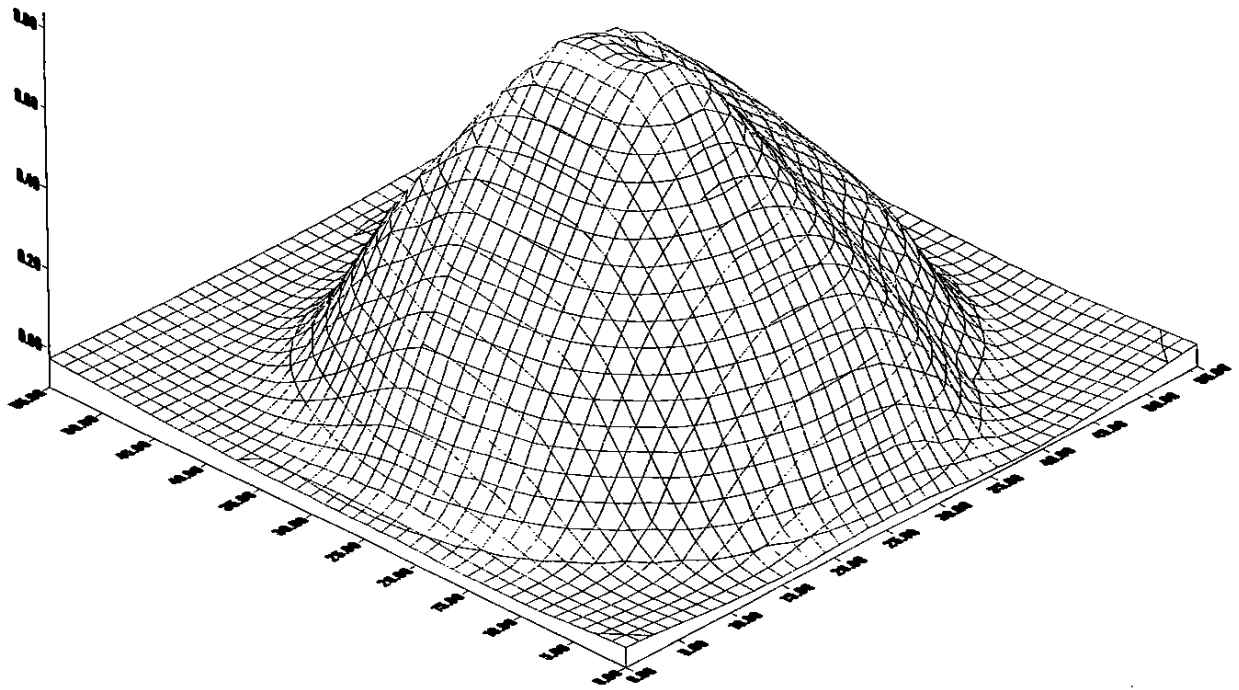
Superconductivity Group  
Ceramics & Metals Division  
Advanced Technology Research Laboratories  
Nippon Steel Corporation  
3-35-1 Ida, Nakahara-ku, Kawasaki 211, Japan  
TEL : +81-44-777-4111  
FAX : +81-44-752-5759  
E-mail : kaneko@lab1.nsc.co.jp

[参考06]

# 98266 Cu



# 98276 Cu





# 98278 Cu

