バルク超電導体を用いた磁気浮上装置のための 基礎特性評価と3次元電磁界解析

正員 植田 浩史* 学生員 岩本 真実**
学生員 久藤 勇哉** 正員 石山 敦士*

Fundamental Characteristics and 3D Electromagnetic Analysis for Magnetic Levitation Transporter using YBCO Bulk Superconductors

Hiroshi Ueda*, Member, Mami Iwamoto**, Student Member, Yuhya Kudo**, Student Member,
Atsushi Ishiyama*, Member

We have been developing a magnetic levitating device with two-dimensional movement, namely a 'levitating X-Y transporter'. For a real design of the levitating X-Y transporter, it is necessary to clarify the levitation characteristics, such as lift, levitation height and stability against mechanical disturbances. In this paper, we examine the lift and the restoring force experimentally and newly developed a simulation code based on the three-dimensional hybrid finite and boundary element method to analyze the dynamic electromagnetic behaviors of YBCO bulk. We investigated the suitable permanent-magnet arrangement to enhance the levitation characteristics through experiments and numerical simulation. And we also performed the design of a levitating transporter which can levitate a load of 200 kg with a gap of 16 mm.

キーワード：バルク超電導体，浮上搬送装置，有限要素・境界要素併用法

Keywords: high-temperature bulk superconductor, levitation transporter, hybrid finite and boundary element method

1. はじめに

MPMG 法や QMG 法などの材料作製プロセスによって，強いピン止め力を持った Y 系バルク超電導体（以下，バルク体）の作製が可能になり，最近では OCMG 法による RE 系バルク体の開発が進んでいる。そして，材料特性としては既に実用化の段階に至っているものもあり，バルク体のピン止め効果を利用した磁気浮上応用機器開発では，徐々に実験段階から実用段階へ移行する時期を迎えている。

筆者らは先に図 1 のような浮上搬送装置を提案した^{(1)~(3)}。この装置では制御可動部にバルク超電導体を設置し，それと対向するように永久磁石を設けた浮上部を配置する。この状態でバルク体を着磁し，制御可動部を遠隔操作することによって浮上部は無制御での安定浮上及び走行が可能と

なる。従来，提案・試作されてきた磁気浮上搬送装置はレールを用いた 1 次元走行のものが主であり，適応分野が限られていた。これに対し，図 1 の搬送装置の特徴は 2 次元水平方向に自由に方向転換が可能なことで，クリーンルームなどへの応用が期待できる。このように積極的に着磁されたバルク体の復元力（以下，鉛直方向の復元力を浮上力，水平方向の復元力を案内力と呼ぶ）を利用するような機器応用のための評価実験はこれまでほとんどなされていない。そこで，浮上搬送装置の実運転環境を想定したバルク超電導体の振舞を明らかにするための基礎的な評価実験，特に

図 1 磁気浮上搬送装置の概念図

Fig. 1. Concept of magnetic levitation transporter.

* 早稲田大学 理工学部 電気・情報生命工学科
〒169-8555 東京都新宿区大久保 3-4-1
Department of Electrical Engineering and Bioscience, Waseda University

3-4-1, Ohkubo, Shinjuku-ku, Tokyo 169-8555

** 早稲田大学大学院 理工学研究科 電気・情報生命専攻
〒169-8555 東京都新宿区大久保 3-4-1

Major in Electrical Engineering and Bioscience, Waseda University
3-4-1, Ohkubo, Shinjuku-ku, Tokyo 169-8555

応用上最も基本的な特性である浮上力・案内力・磁気剛性の評価実験を行った。

また、バルク超電導体内の現象の把握やバルク超電導体を応用した機器の設計には数値解析が不可欠である。浮上搬送装置は、実運転時にローリング、ピッチング、ヨーイングなどの各運転モードについての特性を評価しなければならない。また、超電導応用機器を設計する際、バルク超電導体の特性のばらつき（クラック、劣化等）、異方性がバルク超電導体内の電磁現象や機器の動作にどのような影響があるか考慮しなければならない。このような着磁特性や実機運転環境下でのバルク超電導体の振舞を把握するには、3次元の電磁界解析が必要となる。既に筆者らは超電導体特有の電圧-電流特性や熱現象を考慮した有限要素法に基づくプログラムを開発し、超電導限流器⁽⁶⁾⁽⁷⁾、アクティブ磁気浮上装置⁽⁸⁾⁻⁽¹¹⁾などの特性評価を行ってその妥当性を確認しているが、ここでは開発した解析プログラムを3次元に拡張することで上述の問題に対処できるようにし、浮上特性評価実験では磁界の空間分布や超電導体内の電磁現象がどのように関連しているかを明らかにした。さらに、開発したプログラムを用いて、浮上高さ16 mm、積載可能重量200 kg、案内力20 kgの浮上搬送装置の設計を試みた。本論文はそれらの成果をまとめたものである。

2. バルク超電導体を用いた磁気浮上装置のための基礎特性評価

一般にバルク体の磁気反発力、吸引力の特性は、バルク体の特性と寸法、永久磁石の寸法と配列、磁石配列に伴う磁界分布により大きく影響される。バルク体の寸法、すなわち形状を一定とした場合は、外部磁界によってその反発力、吸引力が影響を受ける。これらを明らかにすることは、磁気浮上応用機器を設計・製作する上で非常に重要なことである。また、磁界分布の変化に対するバルク体の電磁現象について考察することは磁気浮上機器の過渡応答などの特性を明らかにするために重要である。この章では外部磁界の大きさとその空間分布によって浮上力、案内力がどのような挙動を示すかを、以下の実験により調べた。この実験結果に基づいて、次章では開発した数値シミュレーションの妥当性を確認するとともに、バルク体内の電磁現象と浮上特性の関係について考察する。

2.1 バルク超電導体と永久磁石 実験のために用意したバルク体は、直径46 mm、厚さ15 mm、質量153 gのQMG法で作製されたYBCO単結晶ディスク状バルク体である。磁気浮上において1)案内力は水平方向の磁界の勾配が重要であり、2)浮上力は磁界の径方向成分が重要になる。1)より単極の永久磁石では浮上力は得られるが案内力が小さいと考えられる。従って、多極構造の磁石を必要があるが、その場合、案内力と浮上力の両者が満足される極数、磁石寸法を見つける必要がある。そこで、ここでは図2に示すNd-Fe-B系の多極構造をした2種類の永久磁石を用意した。両者ともバックアイアンとして鉄板が

図2 用意した多極構造の永久磁石

Fig. 2. Two types of permanent magnets arrangement.

図3 多極構造の永久磁石表面の磁界分布

Fig. 3. Distributions of z -component of magnetic field at 0.5, 2.0 and 5.0 mm above the surface of the permanent magnets.

についている。永久磁石の残留磁束密度は1.4 Tで、質量は鉄板も含めて約1 kgである。図3に多極構造の永久磁石の表面から0.5, 2, 5 mm離れた面での磁界の z 方向成分の分布を示す。

2.2 実験装置および手順 浮上力および案内力を測定する実験装置を図4に示す。浮上力、案内力の測定にはロードセルを用いた。永久磁石はロードセルに固定され、バルク体は液体窒素を満たす容器に固定されている。容器はX-Y-Zステージによって鉛直方向、水平方向に自由に動かすことができる。

バルク体と永久磁石との間に適当なギャップ（以下、初期ギャップと呼ぶことにする）を置いて、容器に液体窒素を充填し、バルク体をField-Cooling（磁界中冷却）で着磁する。その後、X-Y-Zステージにより位置を変化させ、浮上力、案内力を測定した。

2.3 浮上力特性 図5に初期ギャップを22 mmと

図 4 浮上力・案内力測定装置の概略図

Fig. 4. Experimental setup of levitation characteristics.

図 5 浮上力特性の実験結果および数値解析結果

Fig. 5. Lift force characteristics of experiment and numerical simulation.

したときの浮上力特性試験の結果をプロットで示す。実線は後述する数値解析の結果である。2 極構造の磁石の方が 3 極構造の場合に比べ、ギャップ 3 mm で 1.5 倍程度大きな浮上力が発生している。また、いずれの場合にも、磁石とバルク体が近づくときと離れるときの浮上力の軌跡が異なり、ヒステリシスが存在する。すなわち、一度磁石を近づけてから離すと、近づけたときより浮上力は小さくなり元の位置に戻るまでには負の浮上力（吸引力）がはたらくようになる。

2・4 案内力特性 バルク体と永久磁石との間のギャップは 11 mm として Field-Cooling した場合の案内力特性試験の結果を図 6 にプロットで示す。実線は後述する数値解析の結果である。案内力は、復元性に着目している関係で、中心に戻る力の向きを正としている。

磁石が水平方向に変位すると、それを抑制する力、すなわち案内力がはたらくことがわかる。このように、バルク体と磁石の間には案内力が存在するため安定に浮上することが可能になる。いずれの場合も案内力は水平方向変位に対してピークを持つが、2 極構造の磁石の方が 3 極構造に比べ、案内力は 4 倍あることがわかる。案内力は磁石の径方向の磁気勾配が大きく影響する。浮上力特性の場合と同様に、ギャップ 11 mm では 3 極構造はバルク体まで十分に磁界が届いていないため、案内力が小さくなったと考えら

図 6 案内力特性の実験結果および数値解析結果

Fig. 6. Lateral force characteristics of experiment and numerical simulation.

れる。

3. バルク超電導体の 3 次元電磁界解析手法

磁気浮上搬送装置の実用化には、電磁力の向上が不可欠であるが、電磁力は超電導体と永久磁石の電磁相互作用によって発生するため、磁気浮上の相互関係を把握し、最適化する必要がある。また、バルク超電導体を用いた浮上搬送装置では、浮上しているバルク超電導体に、移動時の加速度や方向転換時の遠心力に伴った水平方向の力が加わり、バルク超電導体が安定な位置からずれることも考えられる。こうした場合にも安定浮上を継続させるには、案内力が加速度や遠心力に伴った水平方向の力に打ち勝つ必要がある。このように、浮上搬送装置において水平方向の安定性を考慮したシステムの最適設計を行うには、空間磁界分布を考慮した浮上力や案内力の理論的考察が不可欠となる。また、超電導応用機器を設計する際、バルク超電導体の特性のばらつき（クラック、劣化等）、異方性がバルク超電導体内の電磁現象や機器の動作にどのような影響があるか考慮しなければならない。そこで、以下に示すようなバルク超電導体を含む 3 次元電磁界解析のための計算機プログラムを開発した。

3・1 3 次元辺要素有限要素・境界要素併用法 3 次元の電磁界解析において有限要素法を用いる場合、辺要素を用いるのが一般的である。また有限要素法による電磁場解析において、運動を取り扱う場合、固定部と運動部の位置関係が時間的に変化し、有限要素メッシュの再構成が時間毎に必要となる。そこで、ここでは空気領域に境界要素法を併用することで有限要素の再分割を避けることにした。以下に有限要素法、境界要素法の定式化および両者の結合方法について述べる。

3・1・1 有限要素法の定式化 有限要素法では磁気ベクトルポテンシャル A と電気スカラーポテンシャル ϕ を変数とする $A - \phi$ 法を用いた。支配方程式は、

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times A \right) = J_0 - \sigma \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \phi \right) + \nabla \times M \quad \dots\dots\dots (1a)$$

$$\nabla \cdot \sigma \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \phi \right) = 0 \dots\dots\dots (1b)$$

である。 μ は透磁率, J_0 はコイル電流, σ は導電率, M は磁石の磁化を表す。スカラー補間関数を N , ベクトル補間関数を W として, Galerkin 法を用いると,

$$\begin{aligned} & \int_V \frac{1}{\mu} \nabla \times A \cdot \nabla \times W dV + \int_V \sigma W \cdot \frac{\partial A}{\partial t} dV \\ & + \int_V \sigma W \cdot \nabla \phi dV - \int_S (H \times n) \cdot W dS \\ & = \int_V W \cdot J_0 dV + \int_V (\nabla \times W) \cdot M dV \dots\dots\dots (2a) \end{aligned}$$

$$\int_V \nabla N \cdot \sigma \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \phi \right) dV = 0 \dots\dots\dots (2b)$$

が得られる。

3・1・2 境界要素法の定式化 境界要素法では磁界の強さ H を変数として, 次の積分方程式を用いる。

$$\begin{aligned} C_P H_P &= \int_S (H_Q \times n) \times \nabla_Q \frac{1}{r} dS \\ &- \int_S (H_Q \cdot n) \nabla_Q \frac{1}{r} dS \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

ここで, P, Q はそれぞれフィールド点, ソース点で, H_P , H_Q はそれぞれ点 P, Q における磁界の強さを表す。また, r は点 P, Q 間の距離, C_P は点 P から考察領域を見込む立体角である。

磁界の法線成分 ($H_Q \cdot n$) を A で表現すると,

$$\begin{aligned} C_P H_P &= \int_S (H_Q \times n) \times \nabla_Q \frac{1}{r} dS \\ &- \int_S \frac{1}{\mu_0} \{ \nabla \cdot (A_Q \times n) \} \nabla_Q \frac{1}{r} dS \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

のようになる。

3・1・3 有限要素法と境界要素法の結合 有限要素法と境界要素法とを結合する際, 磁界の境界条件を満たす必要がある。すなわち,

$$(B_2 - B_1) \cdot n = 0 \dots\dots\dots (5a)$$

$$(H_2 - H_1) \cdot t = J_s \cdot (n \times t) \dots\dots\dots (5b)$$

ここで, n, t はそれぞれ境界面の法線方向単位ベクトル, 接線方向単位ベクトルで, J_s は境界面に存在する表面電流である。(5a) 式は B の法線成分の連続性, (5b) 式は H の接線成分の連続性を表す。解析では, FEM, BEM とともに辺要素を用いることから, H の接線成分の連続性は変数 H を FEM, BEM で共有することで自動的に満足される。一方, B の法線成分の連続性はベクトルポテンシャル A の連続性と等価であり, FEM, BEM で変数 A を共有することで満足される。以上のように辺要素を用いると, 磁界の境界条件が自然に満足するように FEM, BEM の離散化が可能になる。

このようにして最終的にできる係数 Matrix は非対称になるため, 連立方程式の解法には ILUCGS 法を採用した。

3・2 高温超電導体の異方性の取扱い 高温超電導体は, 銅と酸素が形成する面 (ab 面) を超電導電子対が移動するような結晶構造になっている。このため, この平面に対して平行な方向と垂直な方向 (c 軸) とでは臨界電流密度が顕著に異なる。この c 軸方向の臨界電流密度をゼロとして, つまり電流が流れないとして仮定して解析を行うこと (例えば薄板近似法⁽⁵⁾) もあるが, この方向に流れる電流は本来無視できるほど小さくはない。一般に c 軸方向の臨界電流密度は ab 面のその 1/3 とされる。

今回の実験では磁石はゆっくりと移動させたときの特性を評価したので, ここでは臨界状態モデル (Kim モデル) を用いた。バルク体内部に流れる電流は異方性がない場合, 次式を満たす⁽¹²⁾。

$$\left(\frac{J_x}{J_c} \right)^2 + \left(\frac{J_y}{J_c} \right)^2 + \left(\frac{J_z}{J_c} \right)^2 = 1 \dots\dots\dots (6)$$

この式を異方性がある場合に拡張すると以下ようになる。

$$\left(\frac{J_x}{J_{c//}} \right)^2 + \left(\frac{J_y}{J_{c//}} \right)^2 + \left(\frac{J_z}{J_{c\perp}} \right)^2 = 1 \dots\dots\dots (7)$$

ここで, $J_{c//}, J_{c\perp}$ は, それぞれ ab 面, c 軸の J_c である。

超電導体内の電磁現象を渦電流問題として扱う場合, 臨界電流密度の異方性は導電率の異方性として表現されることになる。すなわち, 導電率は次のようなテンソルになり, 超電導体内部の電流は (8b) 式のように計算する。

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{ab} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{ab} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_c \end{bmatrix} \dots\dots\dots (8a)$$

$$J = J_{-\Delta t} + \sigma E \dots\dots\dots (8b)$$

ここで, $J_{-\Delta t}$ は前の時間ステップの電流である。超電導体内の電磁現象を渦電流問題として扱う場合, 超電導体の磁化などヒステリシス特性はバルク体内の遮へい電流の履歴に帰着される。よって, 電流 $J_{-\Delta t}$ を残すことで超電導体のヒステリシスを再現することが可能になる。

さらに, $|J| > \tilde{J}$ の場合は導電率を以下のように修正する。

$$\sigma = \frac{J_{c//}}{\tilde{J}} \sigma_{old} \dots\dots\dots (9a)$$

$$\tilde{J} = \sqrt{J_x^2 + J_y^2 + \left(\frac{J_{c//}}{J_{c\perp}} \right)^2 J_z^2} \dots\dots\dots (9b)$$

上記の操作によって超電導体の臨界状態が表現されることになる。

また, 時間微分は後退差分で近似した。時間ステップ 1 回あたり, 導電率 σ の反復計算は 10 回程度, 計算時間は約 20 分である。

4. 数値シミュレーションによる浮上特性の検討

3 章の定式化に基づき開発した 3 次元電磁界解析用計算機プログラムによる数値シミュレーションを行った。

図7 バルク体内の電流，磁界および浮上力分布
Fig. 7. The cross-sectional distributions of supercurrent, the magnetic field and lift force within the HTS bulk.

4・1 浮上力特性 図5に浮上力特性のシミュレーション結果を実線で示す。プロットは実験結果である。 ab 面の臨界電流密度 $J_c = 1.0 \times 10^8 A/m^2$ とした場合，ヒステリシス特性も含め，定量的にも実験結果をよく再現した。また，図7にバルク体内の電流分布，磁界の r 方向成分の分布および浮上力分布を示す。(i)～(iv)はそれぞれ図5中の(i)～(iv)に対応している。磁石を離していく過程((iii)→(iv))では近づけるときの(i)→(ii))とは逆向きに遮へい電流が誘起され，これが吸引力を引き起こす。しかしながら，離していく過程で流れる遮へい電流の領域(黒い領域)は近づけるときの遮へい電流の領域(白い領域)よりも狭くなる。これは，バルク体の磁束ピンニング効果によって，磁石をバルク体にギャップ3 mmまで近づけたときに流れた遮へい電流が，その後磁石を離していく過程でも残るため，ヒステリシスが生じることになる。図7を見てもわかるように，(a)の2極構造の方がバルク体内に磁界が深く侵入して，遮へい電流の流れる領域も広くなる。その結果，(b)の3極構造より浮上力が大きくなっていると考えられることができる。

4・2 案内力特性 案内力は水平方向に変位することで発生するが，この場合，バルク体および永久磁石の位

図8 2極構造の磁石を水平方向に変位させた場合のバルク体内の磁界，電流分布

Fig. 8. Distributions of supercurrent within the HTS bulk for two poles magnet when displaced by a distance in the lateral direction.

置関係は回転対称性が保たれなくなり，3次元解析が必要となる。実験と同様に，バルク体と永久磁石の間のギャップ11 mmを維持しつつ，永久磁石を水平方向に移動させたときの案内力を解析によって求めた。なお，バルク体内の電磁現象は浮上力特性解析の場合と同様に臨界状態モデル($J_c = 1.0 \times 10^8 A/m^2$)に従うとした。

図6に案内力特性のシミュレーション結果を実線で示す。実験結果(プロット)と比較すると，2極構造の場合はピークの位置が2 mm程度ずれているが，案内力の大きさや曲線の形はよく再現されている。ピークがずれる原因として，バルク体の特性などが均一でないこと，バルク体と永久磁石の相対位置の測定誤差が考えられる。

以下に案内力特性について数値シミュレーション結果を利用して考察する。図8に2極構造の磁石が水平移動中のバルク体内の磁界，電流分布を示す。考察対象が y 方向に对称であるため，半分だけ示した。バルク体には磁石のつくる磁界がトラップされているため，磁石の移動の際の磁界変化によってバルク体には遮へい電流が流れる。磁石が2極構造をしているため，遮へい電流は2つの渦を巻くように分布する。そして，図のように磁石の移動に伴い，電流分布の渦も移動する。

図 9 2 極構造の磁石を水平方向に変位させた場合のバルク体断面 ($y = 0$) の電流, 磁界, 電磁力分布

Fig. 9. Cross-sectional distributions of supercurrent, magnetic field, electromagnetic force within the HTS bulk for two poles magnet when displaced by a distance in the lateral direction.

図 9 は 2 極構造の磁石を水平方向に移動させたときのバルク体の中心 ($y = 0$ 面) の断面の電流分布, 磁界分布, 電磁力分布である。水平方向 (x 方向) に変位することにより, バルク体の縁および中心から磁界が侵入する。このとき磁界分布は非対称であるため, 電流分布および案内力分布も非対称になる。図 9 でわかるように, x 方向に変位することによって, 磁界の z 成分が変化し, 領域 (i) (ii) に遮へい電流が誘起される。この領域 (i) (ii) は磁石が x 方向に変位するにつれて, x 方向にシフトしていく。そのため領域 (ii) は徐々に狭くなり, 領域 (iii) が $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ を満たすために z 方向に広がっていく。一方, 水平方向の変位に対して, 磁界は最初は z 方向成分が大きい, 次第に x 方向成分が増す。これらの結果を総合すると, 10 mm までの変位の磁界変化によって生じる遮へい電流は磁界の z 方向成分が大きいこと正の案内力の増加に寄与するが, 変位が 10 mm を超えると磁界の x 方向成分が支配的になり, 遮へい電流は案内力に寄与せず, 浮上力に寄与ようになる。特に電流領域 (i) の拡大は負の案内力を発生するようにはたらし, その結果, 磁気剛性が弱まり, 不安定になる。

5. 浮上搬送装置の試設計

前章までに示したようにバルク超電導体と対向する永久

図 10 7 個のバルク超電導体および永久磁石の配置

Fig. 10. Example of arrangement of bulk superconductors and permanent magnets.

磁石の間にはたらく浮上力, 案内力を評価する 3 次元電磁界解析プログラムを開発し, 実験結果との比較により, その妥当性が確認された。そこで, 図 1 のような浮上搬送装置を想定し, 浮上ギャップ 16 mm で荷重 200 kg, 案内力 20 kg に耐えられる装置の設計としてバルク体, 磁石の配置, 磁石の形状, バルク体と磁石の初期ギャップを数値解析に基づいて検討する。ここで試設計する浮上装置ではバルク体は冷凍機を用いて冷やすことを考える。そのため, バルク体表面から永久磁石表面の間にクライオスタットの真空断熱層が入ることになるが, 現状, バルク体とクライオスタット外側表面までは最小で 6 mm にとることができる。そこでここでは, 永久磁石とクライオスタット表面までの実効的なギャップを 10 mm とし, その結果, 本設計ではバルク体と永久磁石間の浮上ギャップは 16 mm とした。バルク体, 磁石は図 1 のように浮上装置の 4 隅に対向して配置することを想定すると, 1 組のバルク体と永久磁石にかかる荷重は 50 kg, 必要な案内力は 5 kg となる。

5.1 バルク超電導体と永久磁石の配置 浮上力は永久磁石の磁界と接するバルク体の面積が大きくなれば大きくなることから, 大型のバルク体を用意すれば浮上力は大きくすることができる。しかし, バルク体の大型化は, 結晶構造の不均一性などから限界がある, ここでは製作コストを考慮して, 径 60 mm, 厚さ 15 mm のバルク体を並べる。

案内力を得るには磁石は多極構造にすることが望ましい。そして, 前章までの結果からここでは 2 極構造を採用することにする。バルク体と同様に大型の磁石を多極構造で製作するのはコストがかかるため, 小型の磁石を並べることで 2 極構造の磁石を模擬する。

以上のバルク体と永久磁石の配置を模式的に描くと図 10 のようになる。この図からわかるように中心は単極の磁石がバルク体と対向し, その周辺に 2 極の磁石が配置されている。この配置の場合, 中央の単極の磁石は浮上力を, 2 極の磁石は案内力を発生することが期待される。以下, バルク体と単極磁石, バルク体と 2 極磁石の浮上力・案内力について検討する。なお, ここではバルク体の臨界電流密度

J_c は $1.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ とし、永久磁石の残留磁束密度は 1.4 T とした。

5・2 単極の磁石 開発した数値解析プログラムを用いて、単極円柱状磁石について径と厚さをパラメータにして浮上力を評価した。評価するのは永久磁石を初期ギャップ 40, 30, 20 mm からギャップ 16 mm まで近づけたときの積載可能重量（永久磁石の自重を除いた浮上部の重量）である。図 11 に結果を示す。この図から以下のことがわかる。

(a) Initial gap: 40 mm

(b) Initial gap: 30 mm

(c) Initial gap: 20 mm

図 11 永久磁石の径、厚さと積載可能重量の関係

Fig. 11. Relationships between the load and the diameter and thickness of permanent magnet.

- 初期ギャップは大きいほど、積載可能重量は増加する。この結果から、単極磁石の場合浮上力を最大にするためには初期ギャップは少なくとも 40 mm が必要になる。
- 磁石の径が 70 mm 以上になってもバルク体（径 60 mm）にかかる磁界はほとんど変わらなくなるため、浮上力の向上は見られない。その結果、磁石の自重の増加に見合うだけの浮上力が得られず、積載可能重量は増加せず、径 70 mm で最大約 9.5 kg となる。
- 磁石の厚さの増加に対して浮上力は飽和する傾向が見られ、約 10 kg で推移する。

5・3 2 極の磁石 前述したように 2 極の磁石は案内力を発生するために配置されている。実際の浮上装置では、ある初期ギャップから荷重がかかることで、所望の浮上ギャップ（今回の設計では 16 mm）まで達することになる。そこで、ここでは、初期ギャップを 40, 30, 20 mm から磁石を 16 mm まで近づけたときの浮上力と、その状態から磁石を水平方向に 10 mm 移動させたときの案内力を評価した。構成される磁石の径は 40 mm, 2 極間の中心距離は 45 mm とし、厚さをパラメータにした。その結果を図 12 に示す。この図の横軸がギャップ 16 mm における積載可能重量、縦軸が水平方向に 10 mm 変位させた場合の案内力である。プロットが図の右上に行くほど浮上力、案内力が大きく特性が良いことを意味する。図 12 から以下のことがわかる。

- 初期ギャップは大きいほど、積載可能重量は増加するが、案内力は減少する。初期ギャップ 30 mm と 20 mm の間で浮上力、案内力とも大きく変化するが、ギャップ 30 mm と 40 mm では浮上力も案内力もそれほど改善されない。
- 磁石の厚さの増加に対して浮上力、案内力とも大きくなるが飽和する傾向が見られる。いずれの初期ギャッ

図 12 2 極の磁石の浮上力-案内力特性

Fig. 12. Relationships between the load and the lateral force for 2 poles magnet.

図 13 設計されたバルク超電導体-永久磁石の配置（点線はバルク体の配置）

Fig. 13. Arrangement of bulk superconductors and permanent magnets.

でも磁石の厚さ 20 mm と 30 mm の間で浮上力-案内力特性は改善されるが、厚さ 30 mm と 40 mm ではそれほど大きな差は見られない。

5・4 最適な磁石の組み合わせおよび配置 図 11, 図 12 の結果から、設計目標を満足する磁石の組み合わせを考えた。その結果を図 13 に示す。図 13 では、直径 60 mm ϕ , 厚さ 15 mm のバルク超電導体を 19 個、単極磁石（径 70 mm, 厚さ 30 mm）6 個、2 極磁石（径 40 mm, 厚さ 30 mm を 5 mm 間隔で配置）12 個を配置する。この配置では中心にある 7 個のバルク体と対向する単極磁石が浮上力を高める役割を担い、周囲の 12 個のバルク体と 2 極磁石の組が水平方向変位に対する案内力を発生する。このようにすると初期ギャップ 30 mm としてギャップ 16 mm で荷重 56.8 kg に耐え、案内力 6 kg を生じることが可能になり、想定した条件を満足する。今回の計算では近傍の永久磁石あるいはバルク超電導体の相互作用の影響を考慮していない。実際には相互作用が発生することが考えられ、今後検討する必要がある。

6. ま と め

本論文では超電導体の磁束ピンニング効果を利用した 2 次元（水平）方向に自由に動くことが可能な浮上搬送装置について、基礎的な特性評価実験の結果およびバルク超電導体を含む 3 次元電磁界解析について述べた。以下に得られた成果をまとめる。

（１）バルク超電導体と永久磁石を対向させたときの、永久磁石の発生磁界の大きさや配置をパラメータとして、応用上最も基本的な特性である浮上力・案内力を評価し、その特性を明らかにした。

（２）バルク超電導体内の現象の把握やバルク超電導体を応用した機器の設計には数値シミュレーションが不可欠

であることから、着磁特性や実機運転環境下におけるバルク超電導体の振舞を明らかにするための必要要素有限・境界要素併用法に基づく 3 次元電磁界解析計算機プログラムを開発し、実験結果との比較によりその妥当性を確認した。そして、磁界の空間分布や超電導体内の電磁現象が浮上力・案内力にどのように関連しているかを明らかにした。

（３）開発した計算機プログラムを用いて、複数のバルク体を並べた、荷重 200 kg, 案内力 20 kg, 浮上ギャップ 16 mm の浮上装置の設計を試みた。

最後に本研究の一部は文部科学省科研費「基盤研究 (B)」(13450116) および早稲田大学特定課題研究助成費 (2003A-881) によったことを付記する。

(平成 16 年 1 月 28 日受付, 平成 16 年 5 月 6 日再受付)

文 献

- (1) Y. Sanagawa, M. Yanagisawa, M. Tsuda, A. Ishiyama, S. Kohayashi, and S. Haseyama: "Characteristics of lift and restoring force in HTS bulk—Application to Magnetic Levitation Device—", *The Paper of Technical Meeting on Application of Superconductivity, IEE Japan, ASC-00-33*, pp.67–72 (2000) (in Japanese)
真川康弘・柳澤道夫・津田 理・石山敦士・小早志秀・長谷山秀悦:「バルク超電導体の浮上・案内力特性の評価—浮上搬送装置への応用—」, 電気学会超電導応用力機器/リニアドライブ合同研資, ASC-00-33, pp.67–72 (2000)
- (2) A. Ishiyama, Y. Teranishi, H. Shimizu, Y. Sanagawa, and M. Tsuda: "Levitating X-Y Transporter using HTS Bulks (Part I): Model System", *Proc. of 62nd Meeting on Cryogenics and Superconductivity, B2-2*, p.131 (2000) (in Japanese)
石山敦士・寺西康幸・清水英仁・真川康弘・津田 理:「バルク超電導体を用いた自由に方向転換可能な浮上搬送装置 (その 1)」, 第 62 回 2000 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集, B2-2, p.131 (2000)
- (3) Y. Sanagawa, H. Ueda, M. Tsuda, and A. Ishiyama: "Characteristics of Lift and Restoring Force in HTS Bulk—Application to Two-Dimensional Maglev Transporter—", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol.11, pp.1797–1800 (2001)
- (4) Y. Teranishi, H. Ueda, A. Ishiyama, and M. Tsuda: "Oscillation Characteristics in Levitating X-Y Transporter using HTS Bulks", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol.12, pp.911–914 (2002)
- (5) T. Akamatsu, H. Ueda, and A. Ishiyama: "Characteristics of Levitating X-Y Transporter using HTS Bulks", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol.13, pp.2161–2164 (2003)
- (6) H. Ueda, A. Ishiyama, H. Kado, and M. Ichikawa: "Thermal and magnetic characteristics of bulk superconductor and performance analysis of magnetic shielding type of superconducting fault current limiter", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol.11, No.1, pp.2402–2405 (2001)
- (7) H. Kado, M. Ichikawa, H. Ueda, and A. Ishiyama: "Trial Design of 6.6 kV Magnetic Shielding Type of Superconducting Fault Current Limiter and Performance Analysis Based on Finite Element Method", *T. IEE Japan*, Vol.122-B, No.8, pp.944–950 (2002-8) (in Japanese)
門 裕之・市川路晴・植田浩史・石山敦士:「6.6 kV 級磁気遮へい型超電導限流器の試設計と有限要素法による動作特性評価」, 電学論 B, 122, 8, pp.944–950 (2002-8)
- (8) H. Ueda, H. Hayashi, A. Ishiyama, and M. Tsuda: "Characteristics of Active-maglev system using YBCO bulk and Multiple Electromagnets", *Physica C*, Vol.372, Part 3, pp.1466–1469 (2002)
- (9) H. Ueda, H. Hayashi, A. Ishiyama, and M. Tsuda: "Performance Evaluation of Continuous Levitation in an Active-maglev System Using YBCO Bulk and Multiple Electromagnets", *T. IEE Japan*, Vol.122-B, no.10, pp.1331–1338 (2001-10) (in Japanese)
植田浩史・林 浩幹・石山敦士・津田 理:「バルク超電導体と複数の電磁石による鉛直方向連続アクティブ磁気浮上の特性評価」, 電学論 B, 121, 10, pp.1331–1338 (2001-10)
- (10) H. Ueda, H. Hayashi, A. Ishiyama, and M. Tsuda: "A New Type of Active-maglev System Using YBCO Bulk and Multiple Electromagnets", *Physica C*, Vol.357, Part 1, pp.856–859 (2001)
- (11) M. Tsuda, Y. Sanagawa, H. Hayashi, H. Ueda, and A. Ishiyama: "A New

Type of Active-maglev System Using YBCO Bulk and Multiple Electromagnets”, *Cryogenic Engineering*, Vol.36, No.2, pp.68–78 (2001) (in Japanese)

津田 理・真川康弘・林 浩幹・植田浩史・石山敦士：「複数の電磁石を用いたバルク超電導体の連続アクティブ磁気浮上」, 低温工学, 36, 2, pp.68–78 (2001)

(12) 宮 健三・吉田義勝：超電導の数値と応用, 養賢堂 (1997)

植 田 浩 史 (正員) 1977 年 2 月 3 日生。2004 年 3 月早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻博士課程修了。2003 年 4 月同大学理工学部助手, 現在に至る。博士(工学)。主としてバルク超電導体の応用機器および電磁界数値解析に関する研究に従事。低温工学協会会員。

岩 本 真 実 (学生員) 1980 年 1 月 28 日生。2002 年 3 月早稲田大学理工学部電気電子情報工学科卒業。2004 年 3 月早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻修士課程修了。バルク超電導体を用いた磁気浮上装置に関する研究に従事。

久 藤 勇 哉 (学生員) 1981 年 1 月 13 日生。2003 年 3 月早稲田大学理工学部電気電子情報工学科卒業。2003 年 4 月同大学大学院理工学研究科電気・情報生命専攻修士課程入学, 現在に至る。バルク超電導体を用いた磁気浮上装置に関する研究に従事。低温工学協会会員。

石 山 敦 士 (正員) 1954 年 7 月 14 日生。1982 年 3 月早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻博士課程修了。1979 年 4 月同大学理工学部助手, 1991 年 4 月同教授, 現在に至る。工学博士。主として超電導応用機器, 電磁界数値解析法および生体磁気に関する研究に従事。低温工学協会, IEEE 会員。