バルク超電導体を用いた磁気勾配浮上システムの電磁力特性

学生員 深 澤 裕 (東 京 大)

非会員 金 谷 一 慶 (三 菱 重 工)

正 員 大 崎 博 之 (東 京 大)

正 員 正 田 英 介 (東京理科大)

Electromagnetic Force Characteristics of
Magnetic Gradient Levitation Systems using Bulk SuperconductorsFukasawa Yutaka, Student Member (The University of Tokyo), Kanaya Kazunori, Non-member
(Mitsubishi Heavy Industries), Ohsaki Hiroyuki, Member (The University of Tokyo), Masada Eisuke,
Member (Science University of Tokyo)

A superconducting magnetic gradient levitation system, which only needs an iron, bulk superconductors and permanent magnets or coils, can realize an interesting levitated transportation system over a relatively long distance because of its simple structure and stable levitation without active control. The system uses superconductors as a field shaping material to form magnetic gradient that can generate stable levitation force acting on the iron. In this paper, three-dimensional numerical analysis of electromagnetic force characteristics in the bulk superconducting magnetic levitation systems is carried out and the results of this analysis are compared with the experiment. From these results we have confirmed that the three-dimensional structure of the magnetic field and the electromagnetic performance of the superconductors strongly influence the characteristics of the electromagnetic force acting on the iron.

キーワード：磁気浮上，バルク超電導体，臨界電流密度，磁気勾配浮上，3次元電磁界解析

1. はじめに

近年，強い磁束ピン止め力をもつ高温バルク超電導体が作製可能になったことにより，その磁気浮上システムへの適用可能性が各地で研究されている。代表的なものとしては，永久磁石とバルク超電導体との磁束ピン止め力を利用した方式⁽¹⁾，バルク超電導体を磁束源として利用したバルク超電導磁石による電磁誘導方式（EDS方式）⁽²⁾，バルク超電導体と制御コイルによる吸引制御方式（EMS方式）⁽³⁾，超電導磁気勾配浮上方式^{(4)~(6)}などがある。これらの中で超電導磁気勾配浮上方式は，鉄，（バルク）超電導体，コイルまたは永久磁石によって構成され，空間に磁気勾配を形成し，軟磁性体である鉄と間の電磁的な相互作用により，安定浮上を実現するシステムである。その利点として，構造が簡単であるだけでなく，静止時から制御なしで安定浮上が可能であるといったことが挙げられる。また，磁気浮上鉄道車両や比較の長い搬送システムへの適用においては，地上側に鉄レールのみを敷設すればよいため，経済性の高いシステムが実現できると考えられる。

これまでの研究において，2次元数値解析により浮上特性の検証がなされており，2次元モデルにおいては，安定浮上が可能であることが確認されている^{(6)~(8)}。しかし，本来，本システムは3次元的な磁界分布をもち，その磁気勾配を考慮した浮上特性の検証が必要である。また，バルク超電導体の臨界電流密度が浮上特性に大きく影響することが数値解析でわかっている⁽⁹⁾。しかし，実際のバルク超電導体を用いてその電磁力特性を測定した例はない。

そこで本論文では，バルク超電導磁気勾配浮上システムの3次元電磁界解析を行なうことで，3次元的な磁界構造が電磁力特性に与える影響を明らかにするとともに，小型実験装置により電磁力特性の測定を行ない，バルク超電導体の臨界電流密度の影響を考察する。

2. バルク超電導磁気勾配浮上方式

〈2・1〉 2次元的磁界構造における復元力発生原理 バルク超電導磁気勾配浮上方式には，Mixed- μ 方式（超電導コイル＋（バルク）超電導体磁気遮蔽材＋鉄）⁽⁴⁾，永久磁石型バルク超電導磁気勾配浮上方式（永久磁石型 Mixed-

μ 方式)⁽⁵⁾⁽¹⁰⁾, バルク超電導磁石型磁気勾配浮上方式がある。永久磁石型バルク超電導磁気勾配浮上方式は, 永久磁石 (PM) を磁束源とし, ゼロ磁界中冷却されたバルク超電導体 (SC) を磁界整形材 (磁気遮蔽材) として用いることにより, 理想的な超電導体の場合 (臨界電流密度 J_c が無限大の場合) には, 図 1 (a) のような 2 次元磁束分布を生成する。バルク超電導磁石型磁気勾配浮上方式は, バルク超電導体 (SC) を一様磁界中で冷却し一様磁界を捕捉させることにより, バルク超電導体を磁束源として用いると同時に, 磁界整形材としても用いている。理想的な超電導体を仮定した時の, 2 次元モデルにおける磁束分布を図 1 (b) に示す。

図 1 バルク超電導体を用いた磁気勾配浮上方式の基本構成と磁束分布

(SC: バルク超電導体, IR: 鉄, PM: 永久磁石)

Fig. 1. Fundamental structure and flux distributions of magnetic gradient levitation systems using bulk superconductors (SC: bulk superconductor, IR: iron, PM: permanent magnet)

両方式とも, バルク超電導体の強力な磁束ピン止め現象に基づく磁界整形の効果により, 鉄の近傍に磁気勾配を生成し, 相対変位に対して復元力を発生させる⁽⁷⁾⁽⁸⁾。図 1 において, 両方式とも, バルク超電導体に挟まれた領域の空間の中心を原点とし, 水平方向を x 方向, 垂直方向を y 方向, 紙面垂直方向を z 方向とする。 y 方向の復元力発生原理は, 図 1 の磁束分布より, バルク超電導体に挟まれた空間の中心に向かって磁束密度が高くなるような磁気勾配が形成されていることから, 復元力が発生することがわかる。しかし, これはバルク超電導体の磁界整形の効果によるものではなく, むしろバルク超電導体がない場合の方がより大きな磁気勾配が形成される。つまり, 磁界整形の効果は y 方向の安定性を劣化させる⁽⁹⁾。一方, x 方向の復元力発生原理は, バルク超電導体の磁界整形の効果が本質である。図 1 (a) のバルク超電導体に挟まれた領域が 18mm (x 方向) $\times$ 20mm (y 方向), 鉄レール断面が 10mm $\times$ 10mm で, 鉄レールが x 方向に 2mm 変位した状態の $y=4$ mm における磁束密度の x 方向分布を図 2 に示す。バルク超電導体がある時にはない時に比べて, 鉄の右側の空間 ($x=8$ mm 付近) の磁束密度が小さくなっていることがわかる。これはバルク超電導体の磁気遮蔽効果のためである。これにより,

図 2 鉄の x 方向変位が 2mm の時の $y=4$ mm における磁束密度分布への超電導体の有無の影響 (永久磁石型バルク超電導磁気勾配浮上方式)

Fig. 2. Influence of the superconductors on the x -profile of flux density at $y=4$ mm. x displacement of iron: 2mm. (PM type bulk superconducting magnetic gradient levitation system)

鉄の左側面の磁束密度が右側面より高くなり, 復元力が発生する⁽⁷⁾⁽⁸⁾。

〈2・2〉 臨界電流密度と浮上安定性 実際のバルク超電導体は臨界電流密度 J_c が有限であることにより, 理想的な磁界整形がなされず, 磁界構造の変化が電磁力特性に影響を及ぼす。バルク超電導磁石型システムのバルク超電導体の J_c を考慮した電磁力特性の 2 次元解析から, 電磁力特性が初期印加磁界 (冷却時の印加磁界) B_a に大きく依存することが確認されている⁽⁹⁾。図 3 にバルク超電導磁石型において整形の効果が不十分な場合の磁束分布を示す。

有限の J_c の時には, ある印加磁界以上では, バルク超電導体の角の部分の磁界整形が不十分となり, もはや x 方向の復元力は得られなくなる。逆に y 方向の電磁力特性はより安定する方向に向かう。永久磁石型の時も永久磁石からの発生磁束密度が大きいとバルク超電導体の角の部分で磁束を十分に遮蔽することが出来ず, 磁束がバルク超電導体の角の部分に侵入し, バルク超電導磁石型と同様に x 方向の安定性は劣化する。

図 3 有限の臨界電流密度をもつ

実際のバルク超電導体による磁界整形の限界

Fig. 3. Penetration of flux at the corner of the bulk superconductors

3. 電磁力特性測定と3次元電磁界解析の方法

〈3・1〉 システム構成 図4(a)に永久磁石型の実験および解析に用いたシステムの構成単位を示す。また、その諸元を表1に示す。システムの永久磁石・超電導体側の z 方向の長さを変化させた時の電磁力特性を測定するために、図4(a)のバルク超電導体(SC)と永久磁石(PM)の構成を図4(b)のように z 方向に1～4組まで連続的に配置した場合をそれぞれ1単位システム～4単位システムとした。すなわち、構成単位数が増えるに従い、2次元モデルに近づく。また、鉄レールは断面が10mm×10mmであり、長さを158.5mm、208.5mm、258.5mmと変化した。4単位システムの長さは160mmであり、158.5mmの鉄レールの場合には鉄レールがシステムの永久磁石・超電導体側よりもわずかに短くなる。ただし、図4(b)は鉄レールの長さを258.5mmで描いている。

図4 永久磁石型バルク超電導磁気勾配浮上システムの構成

Fig.4. System configurations of the PM type bulk superconducting magnetic gradient levitation system

表1 永久磁石型バルク超電導磁気勾配浮上システム構成要素の諸元

Table 1. Specifications of the components of the PM type bulk superconducting magnetic gradient levitation system

構成要素	材料	$x \times y \times z$ (単位 mm)
永久磁石	SmCo	30×18×30
バルク超電導体	YBCO	7×20×40
鉄レール	鉄	10×10×258.5 10×10×208.5 10×10×158.5

実験に使用したバルク超電導体の c 軸方向は x 方向であり、新日本製鐵によりMPMG法で作製されたY系のバルクを用いた。同様に作製された円柱形のサンプルによる捕捉磁界特性から推定される J_c は、 $1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ であった。永久磁石はSmCo系であり、中心表面磁束密度は0.34Tであった。電磁力測定では、ゼロ磁界冷却されたバルク超電導体に永久磁石を近づけ、図4(b)のように配置した。その後、鉄レールを挿入し、鉄レールに働く電磁力をロードセルにより測定した。その際、測定方向以外の運動を拘束するため、リニアベアリングを用いた。

図5に電磁力特性測定に用いたバルク超電導磁石型のシステム構成を示す。またその諸元を表2に示す。バルク超電導体の c 軸方向は y 方向であり、新日本製鐵によりMPMG法で作製されたY系のバルクを用いた。材料の大きさおよび形状は半径23mm、厚さ15mmの半円柱状のものを用いた。捕捉磁界分布から推定された J_c は $6 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ であった。鉄レールは長さが35mmと118mmのものを用いた。バルク超電導体は超電導マグネットにより磁界中冷却され、一様磁界を捕捉させる。その後、永久磁石型と同様の方法で電磁力測定を行なった。

図5 バルク超電導磁石型磁気勾配浮上システムの構成

Fig.5. System configuration of the bulk magnet type superconducting magnetic gradient levitation system

表2 バルク超電導磁石型磁気勾配浮上システムの構成諸元

Table 2. Specifications of the components of the bulk magnet type superconducting magnetic gradient levitation system

構成要素	材料	サイズ (単位 mm)
バルク超電導体	YBCO	半径 23, 高さ 15 の半円柱状
鉄レール	鉄	7.5×7.5×35 7.5×7.5×118

〈3・2〉 電磁界解析の手法 3次元電磁界解析には汎用の有限要素法ソフトウェアを用いた。その際、磁界中冷却されたバルク超電導体は低透磁率(比透磁率 μ_r 0.01)の永久磁石としてモデル化し、その残留磁束密度を印加磁束密度とした。同様にゼロ磁界冷却されたバルク超電導体は残留磁束密度を0Tとした。また永久磁石はSmCo(残留磁束密度 B_r 0.948 [T])とし、鉄レールは、比透磁率 μ_r を1000の線形材料とし、3次元線形問題として解いた。各要素は実験と同じサイズ及び形状でモデル化した。

4. 永久磁石型システムの x 方向電磁力 F_x 特性

図6に永久磁石型バルク超電導磁気勾配浮上システムにおいて鉄レールが x 方向に変位した場合の x 方向電磁力特性を示す。(a)は永久磁石・超電導側側の z 方向の長さ(システム長)依存性に関する実験結果である。鉄レール長 L は258mmの長い鉄レールであり、電磁力は単位システム当たりの電磁力 f_x で示している。ここで、単位システム当たりの電磁力 f_x とは、 x 方向の全電磁力 F_x をシステムの構成単位数で割ったものである。鉄レールの変位に対して復元力が発生しているのがわかる。また、 z 方向にシステムが長くなっても、 f_x はあまり変化しない。(b)に(a)に対応する条件の解析結果を示す。実験結果と異なり、 z 方向のシステム長が長くなるに従い、 f_x は増加していくのがわかる。これは z 方向にシステムが長くなるに従い、電磁力発生に寄与しない磁束(洩れ磁束)が少なくなる、すなわち有効磁束が増大し、その結果、2次元モデルに近付くことを意味している。図3で説明したように、実際のバルク超電導体は有限の J_c を持つため、バルク超電導体の角の部分の磁束密度が高くなると磁気遮蔽が不十分となり、その結果、磁界構造が変化し不安定化に向かう。そのため、解析値より実験値が小さくなる。(c)に鉄レールの x 変位2mmの場合のシステム長に対する、 f_x および鉄レール上面中心の磁束密度 B_c の変化を示す。 B_c はバルク超電導体の角の部分の磁束密度にほぼ比例すると考えられる。システム長が z 方向に長くなるに従い、解析値の f_x の大きさ及び B_c は増加し、無限長連続配置モデルに漸近する。永久磁石・超電導側側の z 方向の長さが1単位システムの時は、 f_x の実験値と解析値は良く一致している。つまりこの時の B_c では、磁気遮蔽が十分であることがわかる。永久磁石・超電導側側の長さが長くなるに従い実験値の f_x の大きさは解析値よりも小さくなる。これは、 B_c の増加につれて磁界整形の効果が十分でなくなったためと考えられる。4単位システムの時の実験値の f_x の減少は B_c の増加に伴う電磁力の増加よりも、磁界整形が不十分になったことによる電磁力の減少の影響の方が大きくなったためである。

以上から、 f_x については、システムの磁束密度の増加による電磁力の増加と磁界整形の効果はトレードオフの関係にあり、バルク超電導体の J_c に応じて、磁束源からの発生磁束とシステムの構成を考える必要があるといえる。

次に F_x の鉄レール長依存性について考察する。図6(b)から、4単位システムにおいて鉄レールの長さを永久磁石・超電導側側の長さより短く(鉄レール長 $L=158.5\text{mm}$)した場合、電磁力は若干大きくなるがその差はわずかであり、 f_x の鉄レール長依存性は小さいことがわかる。一般に H を磁界の強さとする、磁化率 χ の線形の磁性材料に働く磁気勾配による x 方向の電磁力 f_x は

$$f_x = \chi \mu_0 \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial x} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \cdots (1)$$

で表される。ここで、 x 方向のみに鉄レールが変位している

(a) 実験結果

(b) 数値解析結果

(c) f_x ($x=2\text{mm}$) と B_c (鉄レール上面中央)

図6 永久磁石型バルク超電導磁気勾配浮上システムの1ユニット当たり x 方向電磁力 f_x 特性のシステム長依存性

Fig. 6. System length dependence of x directional electromagnetic force per unit f_x of the PM type bulk superconducting magnetic gradient levitation system

時には、システムは $y=0$ の平面对称な構造であるため、磁束線は $y=0$ の平面对して垂直になる。つまり、 H_x 、 H_z は $y=0$ の近傍ではほぼ0となり、 H_y が支配的である。そのため、3次元的な磁界構造においては式(1)の $H_z \cdot \partial H_z / \partial x$ の項の影響を本来考慮する必要があるが、これは他の項に比べ小さくなり、その影響は小さい。また、鉄レールが永久磁石・超電導体側より長くはみ出した部分はバルク超電導体が無い場合の磁界分布に近付き、図2に破線で磁束密度分布を示したように不安定な電磁力が働くが、永久磁石・超電導体側の端部 ($z=80\text{mm}$) の B_c は 0.072T 、 $z=100\text{mm}$ では 0.028T と小さいために、 x 方向の電磁力はそれほど影響を受けなかったと考えられる。

5. 永久磁石型システムの y 方向電磁力 F_y 特性

永久磁石型における y 方向の電磁力特性を図7に示す。永久磁石・超電導体側は4単位システムである。鉄レールの長さが永久磁石・超電導体側システムより短い時 ($L=158.5\text{mm}$) のときは解析値、実験値ともに鉄レールに復元力が働いている。しかし、鉄レールが永久磁石・超電導体側の長さよりも長い場合 ($L=208.5\text{mm}$, 258.5mm)、解析値および実験値とも不安定に向かう。磁気勾配による y 方向の電磁力 F_y は

$$F_y = \chi\mu_0(H_x \frac{\partial H_x}{\partial y} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial y}) \cdots (2)$$

で表される。 F_x 特性と同様に式(2)の $H_z \cdot \partial H_z / \partial y$ の項に着目する。永久磁石・超電導体側の端部付近の $x=0\text{mm}$ の平面上での磁力線は鉄レールが無い場合は図8のようになっていると考えられる。 $y=0$ 以外の位置では H_x は零ではなく、 $H_y \cdot \partial H_y / \partial y$ が負となると、 $H_z \cdot \partial H_z / \partial y$ は正になることがわかる。すなわち、 $H_z \cdot \partial H_z / \partial y$ は不安定な方向の磁気勾配力となる。つまり、 z 方向に長い鉄レールがあり y 方向に変位しているときには、鉄レールがない時に比べ

図7 永久磁石型バルク超電導磁気勾配浮上システムの y 方向電磁力 F_y 特性

Fig. 7. y directional electromagnetic force characteristics of the PM type bulk superconducting magnetic gradient levitation system

図8 z - y 平面 ($x=0\text{mm}$) における磁力線図

Fig. 8. flux lines on z - y crosssection ($x=0\text{mm}$)

磁束は z 方向に一層広がりやすくなり、 B_z の磁気勾配の影響がより大きくなると考えられる。バルク超電導体がない場合には y 方向には安定な電磁力特性をとることから、2次元モデルで説明した超電導体の磁気遮蔽効果による y 方向の安定性の劣化と、この B_z の磁気勾配の影響により、システムの y 方向電磁力が不安定になると言える。この B_z の磁気勾配をなくすためには z 方向に広がる磁束を積極的に遮蔽する必要があると考えられる。

6. バルク超電導磁石型システムの電磁力特性

図9にバルク超電導磁石型磁気勾配浮上システムの x 方向電磁力 F_x 特性の初期印加磁束密度 B_a 依存性を示す。 B_a が 0.1T 及び 0.2T の時には復元力が発生しているのがわかる。しかし 0.25T 以上の時には、もはや安定な電磁力は得られない。これは図3で説明したように、 B_a が大きくなるとバルク超電導体の磁界整形が十分になされないためであ

図9 バルク超電導磁石型磁気勾配浮上システムの x 方向電磁力 F_x 特性の初期印加磁束密度 B_a 依存性

Fig. 9. x directional electromagnetic force characteristics of the bulk superconducting magnet type magnetic gradient levitation system. Their dependence on the flux density B_a of the initially applied field.

る。永久磁石型と同様に、有限の J_c をもつ実際のバルク超電導体では、 B_a が大きくなれば鉄レールに働く電磁力も大きくなるが、磁界整形の効果の劣化が磁界構造の変化をもたらし、電磁力は不安定化に向かう。よって、バルク超電導体の J_c とシステム構造に依存した最適な初期印加磁束密度があり、この実験装置においては約 0.2T が最適である。

F_y に関しては、磁界整形の劣化は安定化に寄与する。また磁束密度の z 成分の磁束の y 方向勾配は永久磁石型と同様に不安定化に寄与する。図 10 に、バルク超電導磁石型において初期印加磁界依存性の実験結果を示す。(a) の鉄レールが短い場合 (35mm) では、 B_z の磁気勾配による不安定性が小さい上に、初期印加磁束密度 (B_a) の増大に伴う磁界整形の効果の劣化により安定化され、いずれの場合も復元力が発生している。(b) の鉄レールが長い場合 (118mm) には、3次元 FEM 解析 ($B_a=0.1$ T) における理想的な超

電導体の場合は、 B_z の磁気勾配による不安定性が大きいため不安定な系となっていることがわかる。しかし実験では、 B_a が大きくなるにつれ、磁界整形の効果の劣化から安定化している。また、 F_x と同様に 0.2T 付近で電磁力特性は大きく変化しており、磁界構造 (磁気勾配) の大きな変化が起こっていることがわかる。

7. ま と め

本論文では、バルク超電導体と鉄などの軟磁性体から構成されるバルク超電導磁気勾配浮上方式に関して、3次元電磁界解析および小型の実験装置により電磁力特性を調べた。 x 方向の電磁力特性は鉄レール長にあまり依存しないが、 y 方向の電磁力特性は3次元的な磁界分布のもとでは、鉄レールが長い場合には不安定になることが明らかになった。また、 x 方向および y 方向の電磁力特性は発生磁界の大きさによって大きく左右され、バルク超電導体の臨界電流密度に応じて、磁束源からの発生磁界およびシステム構成を設計しなければならないことがわかった。リニア型の浮上搬送システムなどへの適用においては、走行する方向の磁束による不安定性があるため、磁気シールドなどによりその磁束成分を抑制する必要がある。

一方、磁束源としてコイルを用いれば、バルク超電導磁石や永久磁石などの磁束源に比べて磁束分布形成の際の自由度が高く、走行方向の磁束成分の勾配を抑制することができる。また軸受などの回転対称なシステムにおいては y 方向の電磁力の不安定性はないため、適用可能性は高い。

本研究の一部は、文部省科学研究費補助金 (基盤研究 (B)) および運輸分野における基礎的研究推進制度 (運輸施設整備事業団) の助成により行われた。

(平成 10 年 11 月 30 日受付, 同 11 年 2 月 5 日再受付)

文 献

- (1) S. Nagaya, et al., "Fundamental Study on High Tc Superconducting Magnetic Bearings for Flywheel", IEEE Trans. on Appl. Superconductivity, Vol. 5, No. 2, pp.643-649 (1995).
- (2) H. Kamijo, et al., "A Case Study of a Bulk Magnet using High-Tc Superconductors", Advances in Superconductivity IX (Springer-Verlag Tokyo 1997) pp.1473-1476.
- (3) 大崎, 北原, 正田: 「高温超電導体バルクと制御コイルから成るハイブリッドマグネットによる吸引制御浮上実験」, 平成 7 年度電気学会産業応用部門全国大会, pp.229-232 (1995).
- (4) H. Weh, H. May and H. Hupe, "Magnetic concepts with one- and two-dimensional stable suspension characteristics", Proc. 11th Int. Conf. on Magnetically Levitated System and Linear Drives (Maglev '89), IEE Japan, pp.251-256 (1989).
- (5) J. R. Hull, J. L. Passmore, T. M. Mulcahy and T. D. Rossing, "Stable levitation of steel rotor using permanent magnets and high-temperature superconductors", J. Appl. Phys., Vol. 76, No. 1, pp.577-580 (1994).
- (6) H. Ohsaki, "Study on Superconductive Magnetic Gradient Levitation for In-facility Transportation", Proc. Int. Symp. on Linear Drives for Industry Applications (LDIA '95), IEE Japan, pp.211-214 (1995).
- (7) 高畠, 大崎, 正田: 「ピン止め磁束に基づく超電導バルク材と鉄との間の吸引力解析」, 電気学会リニアドライブ研究会, LD-96-10, 1996.

(a) 鉄レールが短い場合 ($L=35$ mm)

(b) 鉄レールが長い場合 ($L=118$ mm)

図 10 バルク超電導磁石型磁気勾配浮上システムの y 方向電磁力 F_y 特性の初期印加磁束密度 B_a 依存性と鉄レール長 L 依存性

Fig. 10. y directional electromagnetic force characteristics of the bulk superconducting magnet type magnetic gradient levitation system. Their dependence on B_a and L

- (8) 高島, 大崎, 正田: 「高温バルク超電導体と鉄の間の吸引力解析」, 電気学会リニアドライブ研究会, LD-96-128, 1996.
- (9) H. Ohsaki, M. Takabatake and E. Masada, "Magnetic Gradient Levitation using High- T_c Bulk Superconductors", IEEE Trans. on Appl. Superconductivity, Vol. 7, No. 2 pp.908-911 (1997).
- (10) 金, 鳥居, 海老原: 「PM 型 Mixed- μ 磁気浮上方式の浮上・案内特性の改善」, 日本 AEM 学会誌, Vol. 5, No. 1, pp.13-18 (1997).

深 澤 裕 (学生員) 1974 年 9 月 21 日生。1997 年 3 月 東京大学工学部電気工学科卒業。1997 年 4 月 東京大学工学系研究科電気工学専攻修士課程進学, 現在にいたる。バルク超電導体を用いた磁気浮上に関する研究に従事。

金 谷 一 慶 (非会員) 1975 年 1 月 8 日生。1998 年 3 月 東京大学工学部電気工学科卒業。同年 4 月 三菱重工(株)に入社。長崎造船所勤務。護衛艦の設計に従事。

大 崎 博 之 (正員) 1961 年 3 月 12 日生。1983 年 東京大学工学部電気工学科卒業。1988 年 同大学大学院工学系研究科電気工学専攻博士課程修了。同年同大学工学部電気工学科助手, 1993 年同助教授, 1995 年より同大学大学院工学系研究科電気工学専攻助教授, 現在に至る。主として, リニアドライブシステム及び高温超電導応用の研究に従事。1988 年 3 月工学博士。IEEE, 低温工学会等の会員。

正 田 英 介 (正員) 1937 年 12 月 9 日生。1965 年 東京大学大学院数物系研究科電気工学専攻博士課程修了。同年同大学工学部電気工学科講師, 同助教授を経て, 1982 年同教授, 1998 年同名誉教授。現在, 東京理科大学教授。主として, 電気機器および制御システムの研究に従事。1965 年 3 月工学博士, 1997 年度 電気学会会長。IEEE, VDE, TRB, 日本工学アカデミー会員。