高温超電導磁気浮上における動的電磁力解析*

上坂 充^{*1}, 吉田 義勝^{*1}, 宮 健三^{*1}Dynamic Magnetic Force Analysis
in High-Tc Superconducting Levitation

Mitsuru UESAKA, Yoshikatsu YOSHIDA and Kenzo MIYA

Development of a large bulk superconductor of MPMG-YBaCuO having large critical current density makes high-Tc superconducting levitation very promising. Its attractive features are intrinsic position stability and strong damping. The mechanism of the damping in MPMG-YBaCuO was theoretically analyzed and it was found that its source was energy dissipation due to flux flow. Numerical analysis with the J - E constitutive relation based on the flux flow and creep model could simulate dynamic magnetic force properties such as damping in coupled vibration, time variation and hysteresis. The theory and numerical results were verified by the experiment.

Key Words: Electromagnetic-Structural Coupling, Electromagnetic-Induced Vibration, Magnetic Bearing, Damping, High-Tc Superconducting Levitation, MPMG-YBaCuO, Flux Flow, Flux, Creep, Hysteresis, Finite-Element Method

1. 緒 言

MPMG法⁽¹⁾やQMG法⁽²⁾などの溶融法の開発により, 高温超電導体 ($J_c = 5 \times 10^8$ A/m² at 0 T) をもつ YBaCuO 高温超電導体の大形バルク材が得られるようになった。例えば, $\phi 45$ mm $\times$ 15 mm 程度の試料で 10 kg にも及ぶ浮上力が達成されている。これらの溶融形 YBaCuO バルク材の出現により, それらを用いた高温超電導磁気浮上システムが現実的なものになってきた。溶融形 YBaCuO を用いたベアリング^{(3)~(6)}, フライホイール, 搬送システム⁽⁷⁾ の提案と装置の試作が活発に実施されている。高温超電導磁気浮上の利点は, 外乱に対する位置安定性と強いダンピングである。位置安定性に関しては, 第 I 種超電導磁気浮上(マイスナー浮上)⁽⁸⁾ は反発形であるため水平方向の安定性に欠け, 常電導磁気浮上はアンショウ (Earnshaw) の定理⁽⁹⁾ より制御機構なしでは安定な浮上を得られない。ところが, 第 II 種超電導の特異な非線形磁気現象のため, あたかも完全導体のファラデーの法則のように力学的平衡状態を保とうとする。この現象は臨界状

態モデル⁽¹⁰⁾ によって説明がついている。一方強いダンピングに関して, 以前は臨界状態モデルで説明できるヒステリシス損が, それをもたらしエネルギー散逸過程であると考えられていた。それに対し著者らは, 高速変動磁場下すなわち高誘導電場下で, 高温超電導体中の磁束量子がフローあるいはクリープするために生じるジュール損であると考えた。そして磁束フロー・クリープモデルによる J - E 構成方程式⁽¹¹⁾ を採用し, 高温超電導体中でのマックスウェル方程式を解き, 電磁力を計算することにより, ダンピングを含めたエネルギー散逸に起因する力学的現象を解明した。数値解析結果は実験によって検証された。

2. 第 II 種超電導マクロ理論

2.1 磁束量子のピン止めと臨界状態モデル 第 II 種超電導を用いた磁気浮上のことをピン止め浮上と呼び, 第 I 種超電導を用いた磁気浮上であるマイスナー浮上と区別される。第 II 種超電導では下部臨界磁界以上で常電導と超電導の混合状態となる。そこでは超電導部中に微小な常電導部が規則正しく配置される。常電導部には量子化された磁束, すなわち磁束量子 ($\Phi_0 = 2.0 \times 10^{-15}$ Wb) が存在する。第 II 種超電導体中の磁場の侵入と遮へい電流を, この磁束量子の挙動と

* 原稿受付 平成 5 年 6 月 21 日。

^{*1} 正員, 東京大学工学部附属原子力工学研究施設 (〒 319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-22)。

して図1を用いて説明する。この磁束量子は転位、不純物の析出、結晶粒界といった材料不完全性 (imperfection) であるピン止め中心にトラップされる。このことは力学的には磁束量子が図1に示したようなポテンシャルの井戸(深さ U_0 , 半径 d , 体積 V) にトラップされたこととなる。このときピン止め力は次式で定義できる。

$$F_p = \left| -\frac{\partial U}{\partial x} \right| \approx \frac{U_0}{d} \quad (1)$$

磁束量子の周辺には準マクロ超電導遮へいループ電流が現われる。超電導体中に磁場があるよう配をもって侵入している状態は、磁束量子の密度こう配と解釈できる。このとき図のようにそれによるマクロな遮へい電流(直線の矢印)が定義できる。本論文でいう遮へい電流とは、このマクロ電流のことである。この遮へい電流と磁場との相互作用であるローレンツ力 ($F_L = |J \times B|$) が磁束量子に作用し、さらに磁場を内部に侵入させようとする。このローレンツ力とピン止め力が釣合って ($F_p = F_L$) 平衡状態が保たれる。このことは磁束量子にとってはローレンツ力の値が傾きとなるポテンシャルが付加されたことと同等であると解釈できる。このとき、右側のポテンシャルの壁は低くなるものの ($U = U_0 - JBvd$)、まだ磁束量子とトラップすることができる。したがって磁束量子がピン止めされるという平衡状態では下記の限界まで遮へい電流が流れられると考えられる。

図1 第II種超電導体混合状態における磁束量子のピン止め、クリープおよびフロー

$$J_c = \frac{U_0}{BVd} \quad (2)$$

このマクロ理論を臨界状態モデル⁽¹⁰⁾ と呼び、 J_c を臨界電流密度と呼ぶ。このモデルに基づく J - E 構成方程式は次式で与えられる⁽¹²⁾。

$$\left. \begin{array}{l} E \neq 0 \text{ のとき } J = J_c \frac{E}{|E|} \\ E = 0 \text{ のとき } \frac{\partial J}{\partial t} = 0 \end{array} \right\} \quad (3)$$

すなわち外部磁場が変動して誘導電場が生じたとき J_c が流れ、それがないとき電流分布は保持される。 J_c の B 依存性に関して、ビーン (Bean)⁽¹⁰⁾、キム (Kim)⁽¹³⁾ らはそれぞれ下記のような関数形を提案している。

$$J_c = \text{const (Bean model)} \quad (4)$$

$$J_c = J_{co} \frac{B}{B+B_0} \text{ (Kim model)} \quad (5)$$

著者らの経験ではキムモデルが実験データにかなり精度よく合せられることがわかっており、本論文の数値解析では式(5)を採用している。 J_{co} , B_0 は実験データより決定する。ビーンモデルを用いると、変化する一様磁場下の二次元的無限スラブ形状の第II種超電導体中の磁場 (B) の侵入、磁化 (m)、遮へい電流密度 (J) の様子は、図2に示したようになる。ここで単位体積当りの磁化を M とし、それを外部磁界 H_a に対してプロットすると、図3(a)のようなヒステリシスをもった M - H 曲線が得られる。ここで、上下プラトー値の差が臨界電流密度 (J_c) とスラブの厚さ (d) を用いて次式で与えられることが容易な計算で示される⁽¹⁰⁾。

$$\Delta M = \frac{1}{2} J_c d \quad (6)$$

外部磁場の変動幅が飽和到達値 (H^*) 以下であれば、

図2 臨界状態 (Bean) モデルに基づく二次元無限スラブ中の磁場、磁化および遮へい電流分布

M - H 曲線は線形関係に近い、細いヒステリシス曲線となる。しかし、実際の MPMG-YBaCuO においては、 J_c が外部磁場が増加するにつれて減少するため、 M - H 曲線は図 3(b) のようなひし形になる。有限の大きさの、標準的には円筒形である MPMG-YBaCuO 試料の磁化の様子は、反磁界が存在するため、図 2 のように単純には描けない。しかし、それは全く同じメカニズムで起り、図 3 と同様の M - H 曲線が得られる。超電導体に作用する電磁力は電流モデルを採用する場合は、次のようなローレンツ力の形で与えられる。

$$\mathbf{F} = \int \mathbf{J}_c \times \mathbf{B}_a dV \quad (7)$$

ここで、 B_a は外部磁場である。一方、磁化モデルを採用した場合には、

$$\mathbf{F} = \int (\mathbf{m} \cdot \nabla) \mathbf{B}_a dV \quad (8)$$

となる。電磁力特性にもヒステリシスが存在することは明らかである。

2.2 磁束クリープ・フロー 臨界状態モデルでは平衡状態では磁束量子はピン止め中心にトラップされて動かないと仮定している。ところが実際の超電導体では、ある割合でピン止め中心からジャンプできる。この現象を磁束クリープと呼び、アンダーソン

(a) 臨界状態 (ビーン) モデル

(b) MPMG-YBaCuO

図 3 磁化曲線

(Anderson)⁽¹⁴⁾ はこの割合を次式のようなアレニウス (Arrhenius) の式で表現した。

$$\omega = \Omega \exp(-U/xT) \text{ (1/sec)} \quad (9)$$

ただし、 U はポテンシャル壁の高さ、 x はボルツマン定数、 T は温度、 Ω は定数である。1回のジャンプで磁束量子はたかだか d だけ移動すると仮定するとその速度は

$$v = \Omega d \exp[U_0(J/J_c - 1)/xT] \quad (10)$$

となる。ここで、図 1 のようなローレンツ力が付加されたポテンシャル場ではポテンシャル壁の低い側へのジャンプが支配的であると仮定し、その方向へのクリープのみを考慮している。磁束量子が動くとその中の常電導電子もともに動くことになる。このことは、磁場中を自由電子が走ることと等価であり、次のような速度起電力が生じる。

$$E = vB = E_c \exp[U_0(J/J_c - 1)/xT]; E_c \equiv B\Omega d \quad (11)$$

式(11)が磁束クリープ状態での J - E 構成方程式である。さらに磁場のこう配が急になると、すなわち遮へい電流が大きくなると、ポテンシャルの壁がなくなり、磁束量子が一斉に流れ出す。この状態を磁束フロー状態と呼び J - E 構成方程式は経験に次式で与えられる。

$$E = E_c + \rho_f J_c (J/J_c - 1) \quad (12)$$

ただし、 ρ_f は磁束フロー低抗と呼ばれる。式(11)、(12)に示された J - E 構成方程式⁽¹¹⁾を使用してマクスウェル方程式を数値解析的に解けば、5章で述べるように磁束クリープ・フローに起因するさまざまな電磁気学現象(電磁力の時間変化、ヒステリシス、ダンピング)が模擬できる。

2.3 J - E 構成方程式とエネルギー散逸 臨界状態モデルに基づく J - E 構成方程式(3)の第1式を図式化すると、図 4(a) のようになる。このグラフは平衡状態の推移に伴う磁場変化による誘導電場 E から電流分布を決めるときにのみ使用される。電流密度は E の値によらず J_c であるため、電流分布は推移の速度に依存しない。このグラフから $J \cdot E$ の積、すなわち

(a) 臨界状態モデル

(b) 磁束フロー・クリープモデル

図 4 J - E 構成関係

エネルギーの散逸を評価することは正しくない。なぜなら、臨界状態モデルは磁場が超電導体に侵入・脱出する過渡状態を全く説明していない。図2に示されたような各平衡状態の電流分布の決まり方のみを記述しており、到達した平衡状態では全領域で $E=0$ であり、 $J \cdot E=0$ であるからである。それでは、図2, 3のようなヒステリシス特性の源であるエネルギーの散逸はどう考慮されているのであろうか。臨界状態モデルはエネルギー散逸過程について説明しないものの、それを暗に含んでヒステリシスを起させるモデルである。その結果として得られるヒステリシス損をもってエネルギー散逸を評価している。それはヒステリシスをもった磁化曲線があらかじめ与えられて、その磁性体の磁場計算を行って、その結果としてヒステリシス損を計算することと同様なプロセスとなっている。

一方、磁束フロー・クリープモデルより得られる式(11), (12)の $J \cdot E$ 構成関係を模式的に図示すると図4(b)のようなグラフになる。形の比較より、臨界状態モデルが磁束フロー・クリープモデルの近似となっていることが明らかである。さらにこの $J \cdot E$ 構成関係は1価的であり、オームの法則と同様に物理的に正しい。したがって $J \cdot E$ の積は常電導のジュール損と等価なエネルギーの散逸を表す。実際には磁束量子とともに移動する常電導電子と分子との衝突によって生じる熱エネルギーを表す。このモデルを使用すれば、臨界状態モデルでは再現できない過渡状態でのエネルギー散逸も計算できる。したがって、ヒステリシス特性およびヒステリシス損も計算できる。このことは図4のグラフの類似性からも理解できる。

一般に常電導かつ強磁性体(例えば鉄)の交流磁場下でのエネルギー散逸は、ヒステリシス損とジュール損に分類される。前者は原子・分子レベルのループ電流(磁気モーメント)が向きを変えるとき粘性によるエネルギー散逸過程であり、それを内在した磁化曲線を用いて評価できる。後者は自由電子と金属原子との衝突によるエネルギー散逸過程であり、オームの法則を用いて評価できる。このように、両者は全く異なる物理現象であるため、区別して取扱うのは適当である。ところが第II種超電導体では前述したようにエネルギー散逸過程は磁場の侵入・脱出時の磁束量子とともに動く常電導電子への熱エネルギー変換過程であり、磁束フロー・クリープモデルで記述される。したがって、常電導、強磁性体のようなヒステリシス損、ジュール損と、区別することは適当ではない。一方、外部磁場変化がゆっくりしている場合は、あたかもヒステリシス損が生じているように見え、また急速な場合はあたかも

ジュール損のようにみえたと解釈すべきである。

3. 高温超電導磁気浮上の力学的特性

3.1 位置安定性とヒステリシス特性 位置安定性は常電導あるいは第I種超電導(マイスナー)磁気浮上にはない、第II種超電導浮上の最大の利点である。この特性は図2に示すような第II種超電導体の磁場遮へい効果で説明できる。たとえば、超電導体上に永久磁石が浮上する平衡状態から、永久磁石に変位が生じた場合を考える。それによる磁場変化に対する遮へい電流が流れ、ローレンツが復元力となり、もとの平衡状態にもどろうとする。変位が大きくなり、すなわち磁場変動幅が大きくなると、復元力もヒステリシスを示す。この現象はもちろん臨界状態モデルで模擬できる⁽¹⁵⁾。さらに4.2節で述べたように磁束クリープ・フローモデルによって模擬できる。

3.2 ダンピングと回転損失 第II種超電導の第2の利点は、外乱に対する強いダンピングである。以前はこのダンピングの源は3.1節で述べたヒステリシス損であると考えられていた。著者らも臨界状態モデルを用いてこのダンピングを数値解析した⁽¹⁶⁾。一方、岡野らは高温超電導ベアリングの回転損失が回転数の1乗より強く依存して増大することを発見した⁽⁹⁾。ヒステリシス損であれば、1乗に依存するはずであり、この結果は別のエネルギー散逸過程の存在を示唆している。本論文では、著者らはそれはすべて磁束量子のフローによるジュール損であると考えている。この理論は5章で実験的に検証される。この理論によれば、高温超電導ベアリングにおいて、強いダンピングと大きな回転損失は磁束フローによるエネルギー散逸によって生ずる。したがって強いダンピングと小さい回転損失は高温超電導体にとっては、相反する要請となる。

3.3 浮上力の経時的劣化 高温超電導磁気浮上の欠点のひとつであり、時定数は数時間のオーダーである。この現象は2.2節で述べた磁束クリープによって起るものである。磁束クリープを抑制するためには図1をみてわかるように、超電導体のピン止め中心のポテンシャル井戸の深さ U_0 を大きくすればよい。高 J_c を生む MPMG-YBaCuO のピン止め中心である $Y_2Ba_1Cu_3O$ 折出相は U_0 も大きく、磁束クリープも小さくなっていることが報告されている⁽¹⁷⁾。

4. 数値解析

常電導体の渦電流解析においては、しばしば磁化(M)と磁化電流($J_M = \nabla \times M$)のアナロジーで、下記の電流ベクトルポテンシャル(T)が導入される。

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{T} \quad \dots\dots\dots (13)$$

さらに薄板構造の場合はポテンシャルはスカラーと近似できる。

$$\mathbf{J} = \nabla T \times \mathbf{n} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで T は薄板に垂直な成分で $\mathbf{n}$ は単位法線ベクトルである。一方、マクスウェル方程式よりファラデーの法則とアンペールの法則およびオームの法則は、それぞれ下記のようにかける。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad \dots\dots\dots (17)$$

式(14), (16), (17)を用いて, 式(15)を変形すると, 次のような T に関する支配方程式が得られる。

$$\frac{1}{\sigma} \nabla^2 T - \mu_0 \dot{T} - \frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{n} \cdot \int \dot{T} \nabla' \frac{1}{R} ds' = \dot{B}_0 \quad \dots\dots (18)$$

上式を有限要素法を用いて数値解析的に解く。電流ベクトルポテンシャルは渦電流が流れる導体中にのみ存在するため, 要素分割は導体上のみでよく, 変数の数が少なくて済む。通常のベクトルポテンシャル ($\mathbf{A}$) を使用して全空間を要素分割する手法に比べて, 計算時間と計算機メモリが節約できる。一方, 式(17)の導電率 σ は人工的なパラメータである。臨界状態モデル (キムモデル) を採用する場合には式(3), (5), 磁束フロー・クリープモデルを採用する場合には式(11), (12)が満足されるように, 各タイムステップで σ を要素ごとに収束計算によって決めていく。この操作により第II種超電導の遮へい電流を非線形なオームの法則に従う常電導体の渦電流とみなして計算することができる⁽¹⁸⁾。さらに MPMG-YBaCuO の J_c 異方性により, J_c はほとんど結晶学的 ab 面に沿って流れるため, そのバルク材を ab 面に平行な薄板の積層と近似することができ, 式(18)がそのまま適用できる。すなわち薄板近似モデルが三次元解析に適用可能となるわけである。数値解析では超電導体は単結晶であると仮定している。ところが実際は粒径は大きい (~ 10 mm) ものの多結晶であり, クラックもあり, その影響で遮へい電流が局所化する。結果として電磁力が低下する。結晶粒構造を数値解析で完全に考慮することは不可能であるため, 著者らは静的電磁力解析において測定より得られた J_c データにファクターを掛け, 実効的に低下させる方法で対処している。このファクターは, 静的電磁力について実験数値解析結果を比較することにより決定される⁽¹⁵⁾。

5. 実験・数値解析結果と考察

5.1 動的電磁力の外部磁場変化速度依存性

この特性を調べるため図5に示したように, 零磁界中で冷却した超電導体 ($\phi 18$ mm $\times$ 2.5 mm) に永久磁石をギャップ 25 mm から 0.5 mm へ 2 秒で近づけ (速度 12.25 mm/sec) 静止したときの電磁力の時間変化を測定した (黒丸)。超電導体は固定され, 液体窒素温度に冷却されている。永久磁石はアルミニウム製カンチレバーを介して, 縦形に配置された XY 自動ステージに固定され, 垂直あるいは水平方向に駆動される。電磁力は, カンチレバーの固定端近辺の側面に貼付き

図5 超電導体と永久磁石との間に働く動的電磁力の時間変化

図6 磁束クリープとピン止めポテンシャル

れたひずみゲージの出力信号と負荷-出力信号校正直線より決定した。カンチレバーの変形によるギャップの誤差は補正済みである。また、臨界状態モデルを採用したときの数値解析結果を破線で示す。要素分割は超電導体を薄板1層とみなし、45°セクタを三角形要素で36分割した。計算時間は0.5MFLOPSのEWSで1タイムステップあたり1分程度であった。両者を比較すると、実験結果より得られる電磁力の速い増大、減衰および遅い減衰が臨界状態では計算されていないことがわかる。一方、磁束フロー・クリープモデルを採用した場合の数値解析結果を実線で示す。このモデルを採用する場合、式(11)、(12)をみてわかるように、 E_c 、 U_0 、 U_c および ρ_f の物理パラメータを設定する必要がある。 E_c について4端子法測定 of 標準値100 $\mu\text{V/m}$ を採用した。 U_0 については同様の体系で、ギャップ0.5 mmの永久磁石を静止させた状態での磁束クリープによる電磁力の遅い減衰の測定から、図6のように96 meVと求めた。電磁力と単位体積当りの磁化は比例することより、次式⁽¹⁷⁾

$$\frac{dF}{F_{\max}} = \frac{dM}{M_{\max}} = -\frac{xT}{U_0} d\ln t \dots\dots\dots (19)$$

を用いて U_0 を決定した。 J_c 、 ρ_f についてはパラメータサーベイを実施し、実験曲線と適当に合うようにそれぞれ $1.3 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ 、 $6.58 \times 10^{-11} \Omega \cdot \text{m}$ と設定した。前者から結晶粒界の影響を示すファクタは0.16となる。また、NbTiの4.2 Kでの ρ_f が $1 \times 10^{-10} \Omega \cdot \text{m}$ であることを考慮すると、 ρ_f の値も現実的範囲に入っているとみなせる。磁束フロー・クリープモデルによる電磁力に関する数値解析結果と実験結果は図5が示すように良好に一致した。一方、超電導体内部の電場の時間変化を図7に示す。図5と図7を比較すると電磁力の速い増大と減衰が起きている時間と内部電場が E_c 以上である時間がほぼ一致していることがわかる。すなわち、この時間における電磁力の速い増大と減衰が磁束フローによるものであり、その後の遅い減衰が磁束クリープによるものであることが明らかとなった。これらの比較検討より、磁束フロー・クリープモデルが動的電磁力特性を記述できていることが示された。図5において数値解析結果が実験結果と完全に一致しない最大の原因は、 U_0 、 J_c 、 ρ_f が実際は磁場依存性をもっているのに対して、本解析では定数と近似していることであろう。一方、永久磁石の速度を24.5、12.25、8.17 mm/secと変化させたときの同様の結果を図8に示す。磁場変化速度が遅くなると誘導電場が小さくなるために、磁束フローによる電磁力の速い増

図7 超電導体中の誘起電場の時間変化に関する計算結果

図8 動的電磁力の外部磁場変化速度依存性

図9 準静的電磁力のヒステリシス特性

図 10 超電導連成振動(縦軸は規格化した変位)

大と減衰が弱くなる様子が、実験と数値解析の両方から示されている。

5.2 準静的電磁力のヒステリシス特性 零磁界中で冷却した超電導体に永久磁石をギャップ 25 mm と 0.5 mm の範囲で 1 mm 刻みで 1 mm/sec の速度で近づけ遠ざけたときの垂直方向電磁力に関する実験結果と二つのモデルでの数値解析結果を図 9 に示す。二つの数値解析結果は互いに良好に一致し、また実験結果ともまあまあの一致をみている。ここで特記すべきことは、磁束フロー・クリープモデルを用いてもヒステリシスが模擬できていることである。このことは、2.3 節で述べた第 II 種超電導体の混合状態におけるエネルギー散逸の理論が正しいことを示している。

5.3 超電導連成振動と磁気ダンピング 永久磁石をギャップ 3 mm に固定した状態で超電導体を磁界中で冷却し、振動実験を実施した。手動で振動させた場合の永久磁石の規格化された変位の振動波形を図 10 に示す(黒丸)。磁束フロー・クリープモデルに基づく数値解析結果を白丸で示す。また、超電導体を冷却しない場合の自由振動も実線で示した。超電導連成振動における磁気ダンピングが観測されている。この場合、内部電場はほとんどの時間に E_c 以上であるため、この磁気ダンピングの源は磁束フローであると言える。数値解析で、振動波形を実験結果に近づけるために、 $J_c = 6.5 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ 、 $\rho_f = 2.63 \times 10^{-9} \Omega \cdot \text{m}$ と設定した。ところが両者の一致は不十分であり、例えば、線形振動とみなし減衰係数を計算してみると、24.1(実

験)、11.1(計算)というように 2 倍以上の相違が生じている。この最大の原因は前述したように、数値解析では磁束フロー・クリープモデルにおける物理パラメータを簡単のために定数と仮定していることであろう。それらの物理パラメータは磁場や温度に対して非線形な依存性をもつことが測定より明らかになっている。例えば、 J_c 、 U_0 の磁場、温度依存性、 ρ_f の磁場依存性に関してはそれぞれの文献(19)、(20)に述べられている。今後はこれらの現象の物理的メカニズムを十分把握し、これらの依存性を導入するべきであろう。

6. 結 論

高温超電導磁気浮上における磁気ダンピングをはじめとする動的電磁力特性に関する数値解析と実験を実施した。両者の結果を比較検討することにより、動的電磁力特性が磁束フローにエネルギー散逸に支配されていることを実証した。さらに、準静的電磁力のヒステリシス特性も磁束フロー・クリープモデルで模擬できることも確認した。したがって高温超電導磁気浮上の動特性は、非線形な常電導磁気ダンパーの特性とみなせることとなる。今後の課題としては、実験と計算との不一致の原因である物理パラメータの非線形性を検討することである。

謝 辞

(財)国際超電導センター超電導工学研究所 村上雅人氏の超電導物性の議論と試料支給に関する研究協力に感謝する。

文 献

- (1) Murakami, M., ほか 7 名, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**-7 (1990), L1991-L1994.
- (2) Murakami, M., ほか 2 名, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29**-11 (1990), L1125-L1127.
- (3) 岡野・大西・三次・大高, 第 47 回低温工学・超電導学会講演概要集, (1992), 124.
- (4) Takahata, R., Ueyama, H. and Yotsuya, T., *Proc. Fourth Int. Symp. on Superconductivity*, (1991), 1089-1092, Tokyo.
- (5) 芝山・多田・小山・石川・樋笠, 四国電力研究報, **58**(1991), 32-43.
- (6) 福山・関・村上・高市, 日本機械学会第 70 期全国大会講演論文集, **E**(1992), 267-269.
- (7) Ogiwara, H., Azukizawa, T., Morishita, M., *Applied Superconductivity*, **1**, Nos. 7-9(1993), 1185-1192.
- (8) 金・桂井・藤田, 低温工学, **26**-1(1991), 37.
- (9) Moon, F. C., *Magneto-Solid Mechanics*, John Wiley & Sons, (1984), 137.
- (10) Bean, C. P., *Rev. Mod. Phys.*, (1964), 31-39.
- (11) Yamafuji, K. and Mawatari, W., *Cryogenics*, **32**-6 (1992), 569-577.
- (12) Sugiura, T., Hashizume, H. and Miya, K., *Int. J. Appl.*

- Elec. Magn. in Mater.*, 2-2(1991), 183-196.
- (13) Kim, Y. B., Hampstead, C. F. and Strnad, A. R., *Rev. Mod. Phys.* **43**(1964), 528-535.
- (14) Anderson, P. W., *Phys. Rev. Lett.* **9**(1962), 309-311.
- (15) Uesaka, M., Yoshida, Y., Takeda, N. and Miya, K., *Int. J. Appl. Elec. Magu. in Mater.*, 4-1 (1993) 13-25.
- (16) 武田・上坂・宮, 電気学会研究会資料 SA-92-14(RM-92-49), (1992) 111-117.
- (17) Murakami, M., ほか 5 名, *Supercon. Sci Technol.* **4** (1991), S43-S50.
- (18) Hashizume, H., ほか 7 名, *Chyogenics*, **31**(1991), 601-606.
- (19) Kung, P. j., ほか 6 名, *Phys. Rev.*, **46-10**(1992), 6427-6434.
- (20) Kim, Y. B., Hampstead, C. F. and Strned, A. R., *ibid*, 139-4A(1965), A1163-A1172.
-