

有限要素法によるHTSバルクに働く電磁力解析

吉田, 欣二郎

九州大学大学院システム情報科学研究所電気電子システム工学部門

松本, 洋和

九州大学大学院システム情報科学府電気電子システム工学専攻 : 博士後期課程

<https://doi.org/10.15017/1515805>

出版情報 : 九州大学大学院システム情報科学紀要. 6 (2), pp.221-226, 2001-09-26. 九州大学大学院システム情報科学研究所

バージョン :

権利関係 :



有限要素法によるHTSバルクに働く電磁力解析

吉田 欣二郎*・松本 洋和**

Electromagnetic Force Analysis in HTS Bulk Using FEM

Kinjiro YOSHIDA* and Hirokazu MATSUMOTO**

(Received June 15, 2001)

Abstract: It is well known that high temperature superconducting (HTS) bulk can levitate stably on a permanent magnet. We have proposed a new linear synchronous motor (LSM) theory which is based on an idea of considering the pinning force as synchronizing force in using current-carrying-armature-winding instead of permanent magnets. It has been verified experimentally that HTS bulk could be moved successfully along the armature guideway. However, HTS bulk could not produce lift force enough to levitate the HTS bulk ship, which is suspended by the water buoyancy. To generate much stronger lift force, we carry out basic experiments on two-dimensional electromagnetic forces produced in HTS bulk within DC-magnetic-field. As a result, we found a large lift force to be obtained stably at the edges of the electromagnet.

This paper presents two-dimensional electromagnetic-force analysis based on finite element method (FEM) simulations of HTS bulk and electromagnet. It is found that the simulated results well agree with the measured forces.

Keywords: HTS bulk, Pinning force, Finite element method, Simulation, Lift force

1. ま え が き

高温超電導体 (HTS) は磁束のピン止めと呼ばれる効果をもっていることが知られている¹⁾。この効果により、超電導体内に外部から磁束が進入することが妨げられ、また、一度進入した磁束は外部に容易に逃れることはできない。その結果、永久磁石と高温超電体の間に安定な浮上力を得ることができる。

著者の一人は HTS バルクのこのような位置保持特性に着目し、静止した永久磁石の代わりにリニアモータの電機子による移動磁界を用いて、HTS バルクを移動磁界と同期して案内走行させることを提案した²⁾。この新しい LSM の原理に基づき、著者らは ME02 の鉄心電機子巻線軌道²⁾および ME03 のエアコア三相電機子巻線軌道³⁾上で、着磁した HTS バルクを搭載した車両を安定に案内走行させることに成功してきた。しかしこれまでの走行実験では浮上に必要な電磁力を得ることができず、新たな浮上方式について研究する必要がある。そこで提案されたのが地面に平行に磁界を発生させる電機子軌道 (水平磁界軌道) である。この軌道を用いた LSM を想定した実験装置で、筆者らは HTS バルクに働く電磁力を測定した結果⁴⁾⁵⁾、HTS バルクを浮上させることが

できるほど十分な電磁力を得ることができることを確認し、条件によって HTS バルクを浮上方向及び案内方向で安定させることができることも確認した。

本論文は、新しいリニアモータ磁気浮上システムの設計のために、これまでの実験により明らかとなった電磁石による直流磁界中の HTS バルクに働く三次元電磁力を、有限要素法の解析値と比較し、有限要素法による数値解析の有効性を明らかにするものである。

2. 電磁力測定

Figure 1 は測定装置の概略図を示す。装置は左右2つの電磁石からなり、同方向に同強度の磁界を発生する。左右のコイルの鉄心部分はヨークでつながっている。測

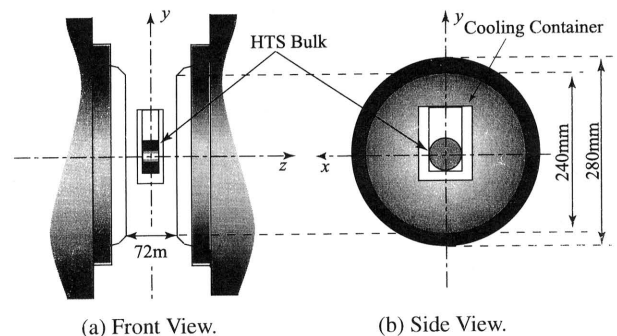


Fig.1 Two-dimensional force measurement in DC magnetic field.

平成13年6月15日受付

* 電気電子システム工学部門

** 電気電子システム工学専攻博士後期課程

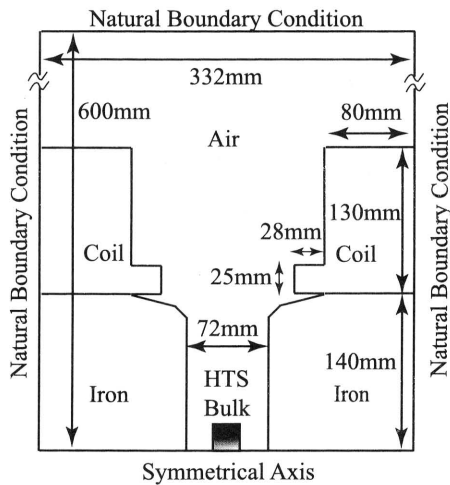
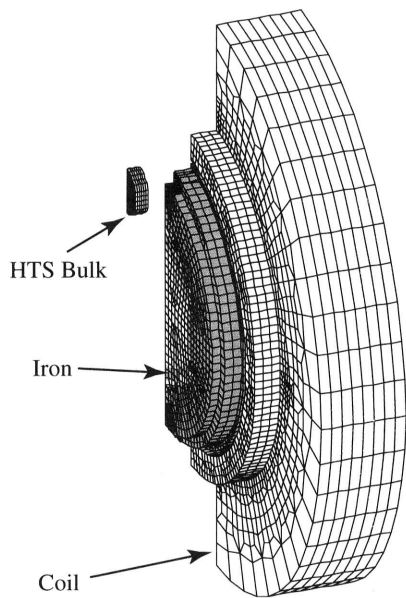
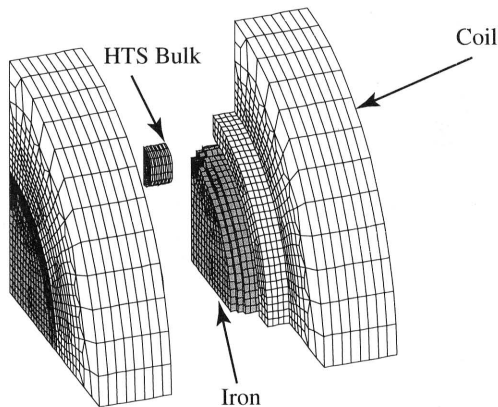


Fig.2 Axisymmetry FEM 2D-model.



(a) y -directed electromagnetic force model.



(b) z -directed electromagnetic force model in $y=120\text{mm}$.

Fig.3 3D FEM model.

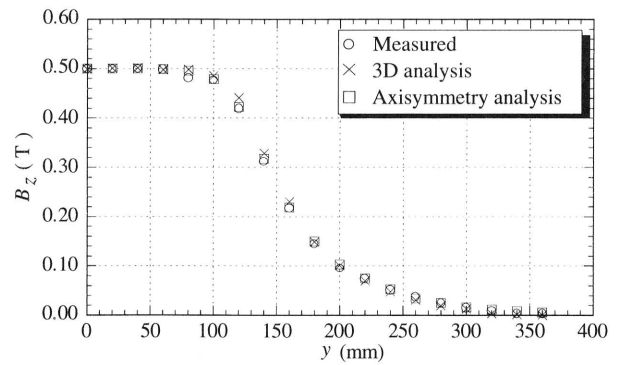


Fig.4 Measured and simulation result of z -directed magnetic flux density on y -axis at $B_{ex} = 0.5\text{T}$.

定には、直径 44mm、幅 24mm の円柱形の HTS バルク (YBaCuO) を用いた。そして、この HTS バルクの中心が Fig.1 の座標原点と重なるように、 z 軸とバルクの中心軸を一致させ HTS バルクを固定し、電磁石磁界中で冷却を行い着磁を行った。外部印加磁界を設定値に変更した後、HTS バルクを移動させながらフォースメータを用いて HTS バルクに働く電磁力の測定を行った。また、外部印加磁界と着磁磁界が同方向であるときを順着磁、逆方向であるときを逆着磁と呼ぶことにする。電磁石によって発生した原点における磁束密度の値を外部印加磁界 B_{ex} 、また着磁を行った時の B_{ex} の値を着磁磁界 B_{in} とする。

3. 電磁力解析

3.1 解析モデル

有限要素法による電磁力解析は、軸対称有限要素法と三次元有限要素法を用いて行った。HTS バルクの位置を $y = 0\text{mm}$ に固定した z 方向電磁力解析は軸対称有限要素法を用いて、二次元で解析を行うことができる。その他の電磁力解析では三次元有限要素を用いる必要がある。Figure 2 は軸対称有限要素法の解析モデルを示す。また、Figure 3 には三次元有限要素法による、(a) y 方向電磁力解析モデル、(b) HTS バルクの位置が $y = 120\text{mm}$ の時の z 方向電磁力解析モデルを示す。解析モデルは電磁石の寸法を可能な限り忠実に再現しているが、エレメント数の増加を抑えるために電磁石の幅を半分にしヨーク部分を省略してある。また境界条件は、軸対称有限要素法では対称軸を除く全ての辺を自然境界とし、また三次元有限要素法では電磁石の断面を含む面をベクトルポテンシャルが零の固定境界、その他の面では自然境界としている。鉄心の比透磁率は 1,000 としている。Fig.4 に HTS バルクを配置していない時の y 軸上の z 方向磁束密度分布を示す。軸対称有限要素法および三次元有限要素法による解析値と実測値はよく一致している

ことがわかる。

3.2 HTS バルクの有限要素法での扱い

有限要素法における HTS バルクの取り扱い、局所的に異なる磁化を持つ永久磁石とした。磁化 M_z は HTS バルク内部の磁束密度 B_z を使って次のように表される。

$$M_z = \frac{1}{\mu_0} \{B_z - B_o(r, \theta)\} \quad (1)$$

ここで B_o は外部磁界を示している。この式より磁化を求めるためには高温超電導体内の磁束密度分布を知る必要がある。そこで、高温超電導体に流れる電流の密度を一定 J_c (臨界電流密度) とするピンモデル⁶⁾を用いて高温超電導体内の磁束密度の分布を推測する。ここで Fig.5 で破線で囲まれた面の磁束密度の分布について考えてみる。

z 方向に磁界をかけると表面付近より磁界が高温超電導体内に侵入してくる。このとき高温超電導体内に進入した磁束密度 B_z の値は次のようになる

$$B_z = B_o(22, \theta) - \mu_0 J_c(22-r) \quad (2)$$

新たに進入した磁界の距離は次のようになる。

$$22-r_i = \frac{B_o(22, \theta) - B_{in}}{\mu_0 J_c} \quad (3)$$

また外部磁界を B_{max} とした後に外部磁界を減少させていくと表面付近で磁束線が高温超電導体から脱出し、次のような新しい磁束密度分布が生じる。

$$B_z = B_o(22, \theta) + \mu_0 J_c(22-r) \quad (4)$$

一方、内部では以前の磁束密度分布が残り

$$B_z = B_{max} - \mu_0 J_c(22-r) \quad (5)$$

となる。この2種類の分布の境界は表面から

$$22-r_p = \frac{B_{max} - B_o(22, \theta)}{2\mu_0 J_c} \quad (6)$$

の距離となる。Fig.5 においてバルクを B_{in} で着磁を行い、外部磁界 B_o を B_{max} まで増磁させた後、減少させたとき、上述を応用すると $\theta =$ 一定の面での HTS バルク表面付近の磁束密度分布は Fig.6 となる。この図において仮に B_o が r の変位に対して一定だとすると、網掛け域の高さは $M_z \mu_0$ に相当する。そして、(1) 式より磁束密度が B_o より上 (暗い網掛け域) では正の磁化が、 B_o より下 (明るい網掛け域) では負の磁化が生じることになる。解析に用いた臨界電流密度 J_c の値は

$$J_c = 5.0 \times 10^7 \text{ (A/m}^2\text{)} \quad (7)$$

とした。解析は Fig.6 に示す磁化分布をそれぞれ磁界条件に適用していき、HTS バルクの磁化を求めている。

4. 順着磁における電磁力

4.1 y 方向電磁力

Fig.7, Fig.8 に順着磁時の y 方向電磁力の実測値と計算値を示している。Figure 7 は $B_{ex} > B_{in}$, Figure 8 は $B_{ex} < B_{in}$ の条件の時である。測定点は丸いマークで示しているが、その他の部分では電磁力が原点に対して対象であることを利用してプロットしている。

反発力と復元力のピークを各グラフごとに見ていくと、 $B_{ex} > B_{in}$ のときに計算値は実測値の反発力ピークで最大 1.4 倍、また $B_{ex} < B_{in}$ の時の吸引力ピークにおいては最大 0.7 倍もの誤差が生じている。測定の際、フォースメータの値が大きく変動し、その中で値を読み取る必要があり、そのため大きな誤差を含んだとも考えられる。しかし、これら 6 つのグラフは、電磁力特性がよく一致している。つまり y 方向電磁力解析に関して、電磁力特性を調べる際に有効であることが判る。

4.2 z 方向の電磁力

Figure 9, Figure 10 は順着磁時の z 方向電磁力の実測値と計算値の比較を示している。Figure 9 は HTS

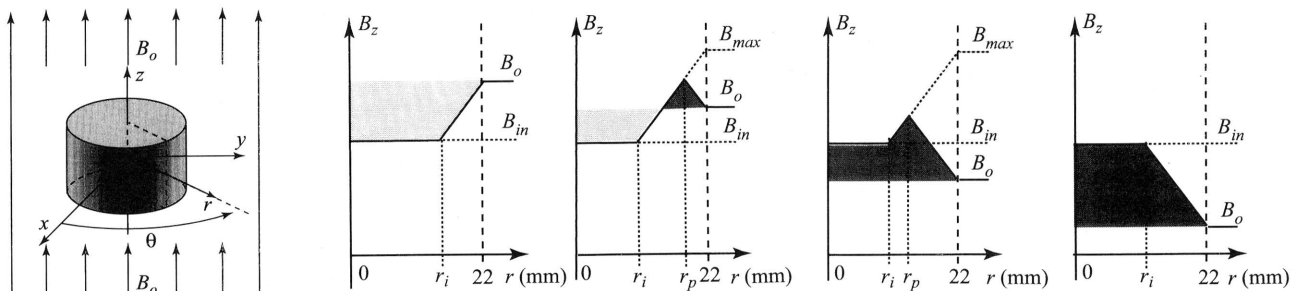


Fig.5 HTS bulk cylindrical coordinates.

(a) Increasing-field process.

(i) $B_{in} < B_o < B_{max}$.

(ii) $2B_{in} - B_{max} < B_o < B_{in}$.

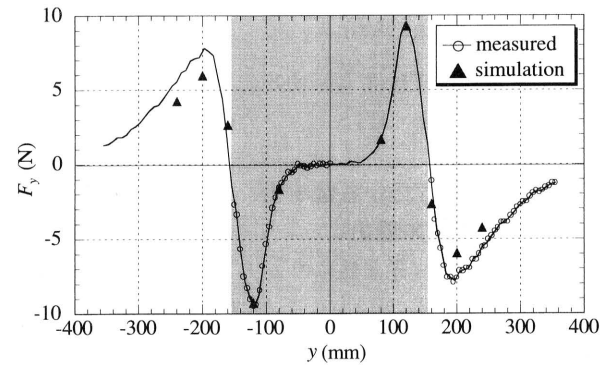
(iii) $B_o < 2B_{in} - B_{max}$.

(b) Decreasing-field processes.

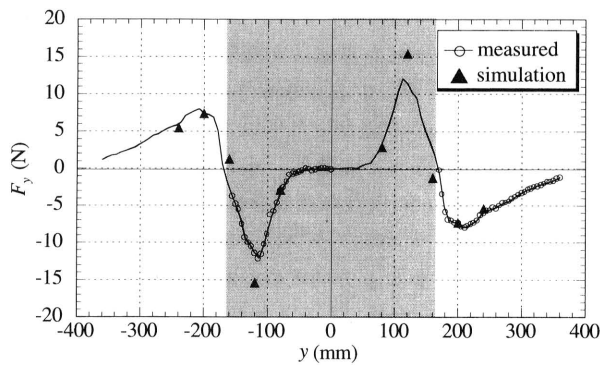
Fig.6 Flux distribution in HTS bulk.

バルクの位置を $y = 0\text{mm}$, Figure 10 は $y = 120\text{mm}$ に固定している. なお, Figure 9 では (b) に軸対称有限要素法を用いた解析結果を (c) に三次元有限要素法を用いた解析結果を示す.

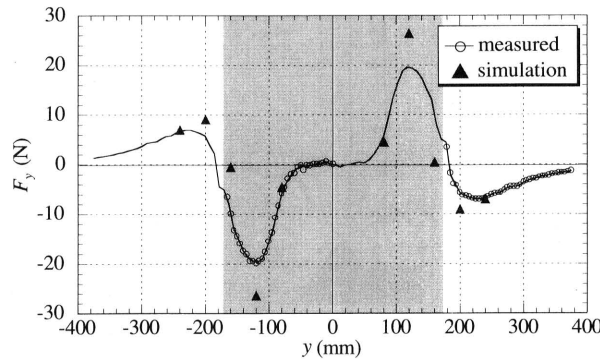
Fig.9 より, (b) と (c) の数値解析結果はよく一致している. また, これら2つの数値解析値と実測値が比較的良く一致していることが判る. しかし, Figure 10 は数値解析値と実測値の間に大きな誤差が生じていることが判る. これは, 2mm ごとに測定を行ったために位置あわせがシビアであり, 位置誤差が大きく測定結果に影響したと考えられる. しかしながら, これらのグラフの電



(a) $B_{in}=0.2\text{T}, B_{ex}=0.4\text{T}$.



(b) $B_{in}=0.2\text{T}, B_{ex}=0.5\text{T}$.



(c) $B_{in}=0.2\text{T}, B_{ex}=0.6\text{T}$.

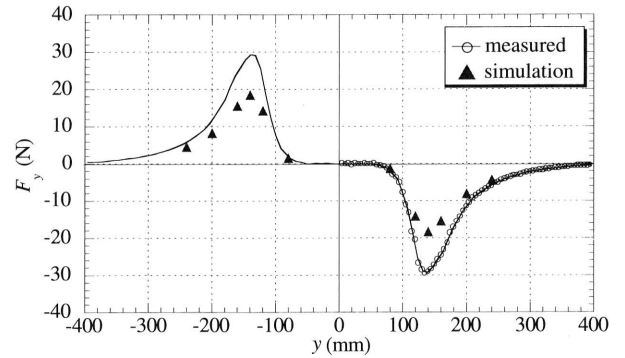
Fig.7 Simulation results on the y -directed electromagnetic forces, in which gray and white areas are calculated according to Fig.6 (b)-(i) and (ii).

磁力特性において, Figure 8 は実測値, 計算値ともに放物線状になっており, また Figure 9 では共に直線となっている. 以上から順方向の z 方向電磁力解析に関しても電磁力特性を調べる際に有効である事がわかる.

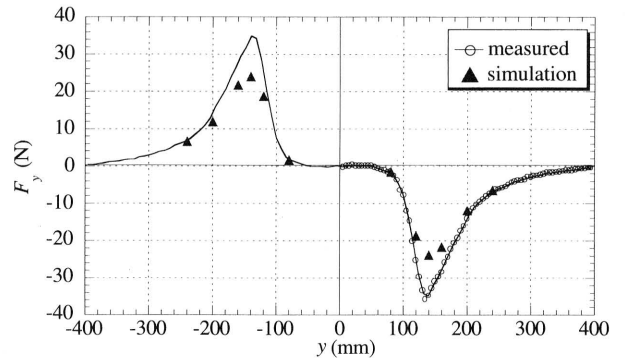
5. 逆着磁における電磁力

5.1 y 方向の電磁力

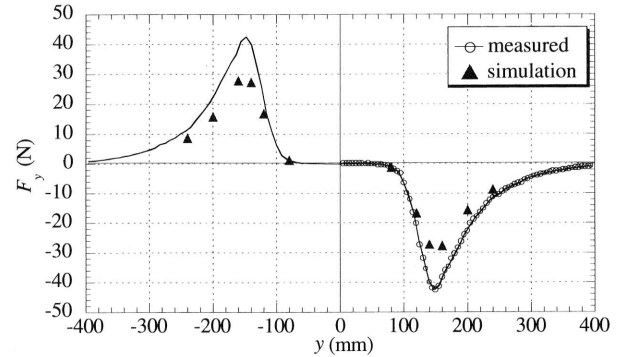
Fig.11 に逆着磁の時の y 方向電磁力の実測値と計算値の比較を示す. Fig.11(c) の反発力ピークが生じる位置で若干の誤差が生じているが, その他は実測値と計算値はよく一致していることがわかる.



(a) $B_{in}=0.5\text{T}, B_{ex}=0.2\text{T}$.

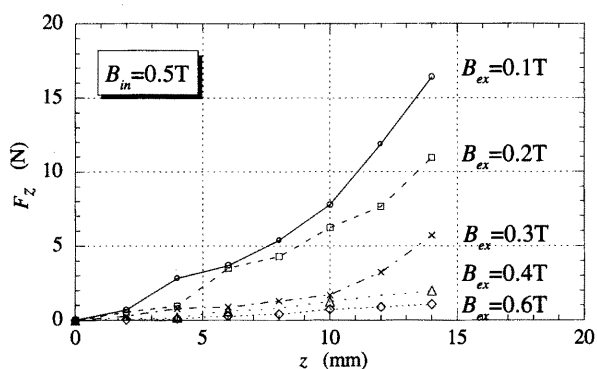


(b) $B_{in}=0.5\text{T}, B_{ex}=0.3\text{T}$.

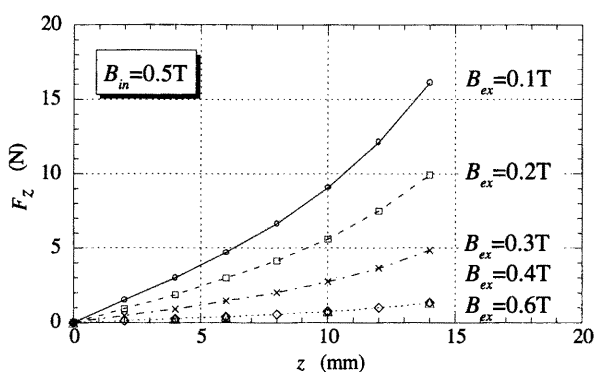


(c) $B_{in}=0.5\text{T}, B_{ex}=0.4\text{T}$.

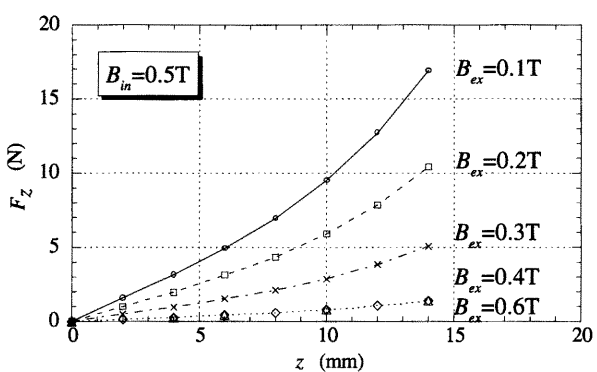
Fig.8 Simulation results on the y -directed electromagnetic forces, which are calculated according to Fig.6 (b)-(iii).



(a) Experiment results.

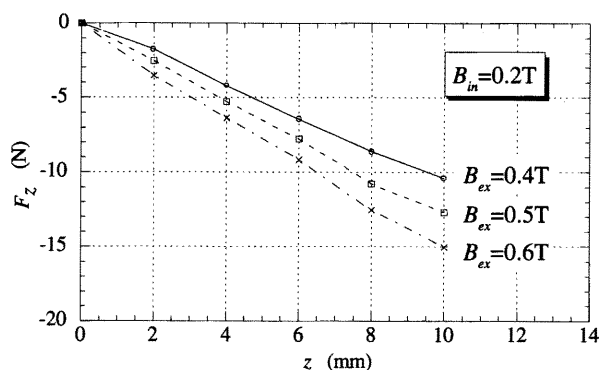


(b) Axisymmetry FEM simulation results.

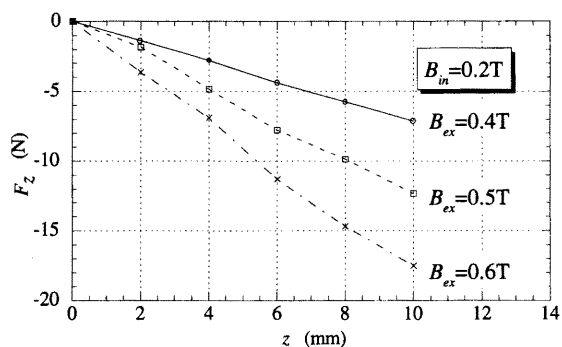


(c) 3D FEM simulation results.

Fig.9 The z -directed electromagnetic forces at $y = 0\text{mm}$, which are calculated according to Fig.6 (b)-(iii) and Fig.6 (a) for $B_{ex} = 0.1\text{--}0.4\text{T}$ and $B_{ex} = 0.6\text{T}$, respectively.

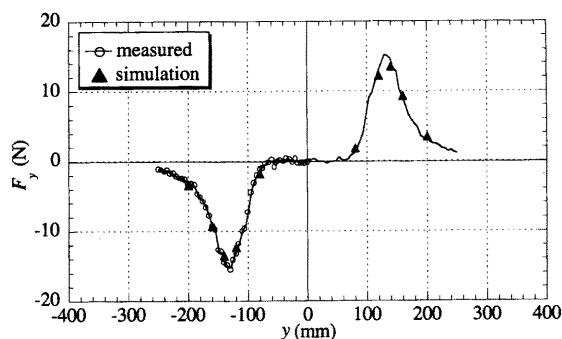


(a) Experiment results.

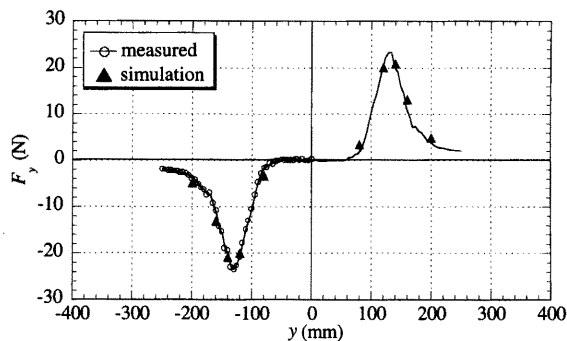


(b) Simulation results.

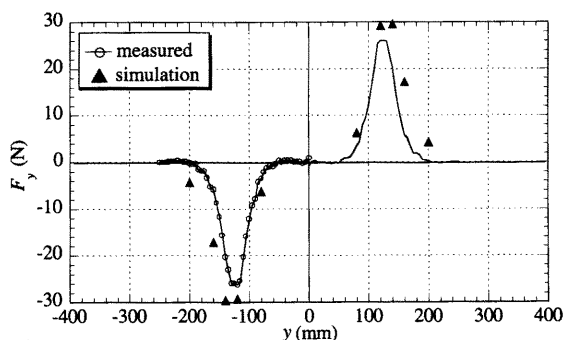
Fig.10 The z -directed electromagnetic forces at $y = 120\text{mm}$, which are calculated according to Fig.6 (b)-(i).



(a) $B_{in} = -0.2\text{T}$, $B_{ex} = 0.2\text{T}$.

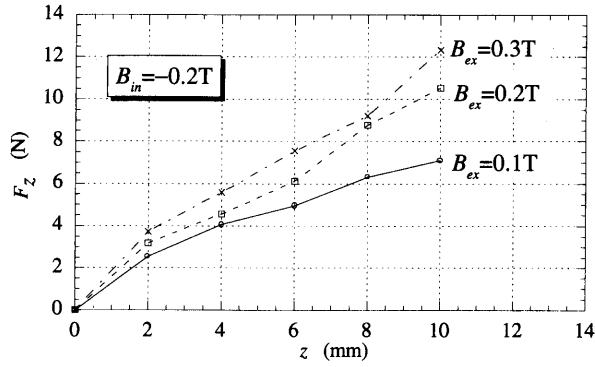


(b) $B_{in} = -0.2\text{T}$, $B_{ex} = 0.3\text{T}$.

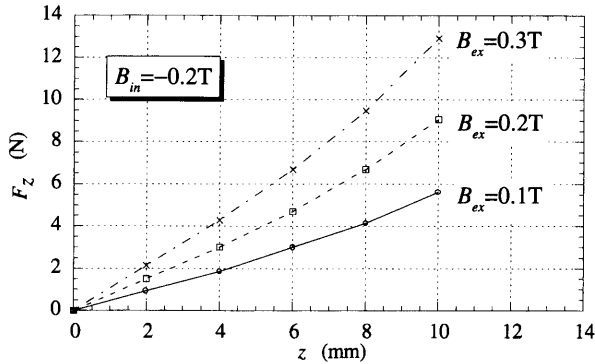


(c) $B_{in} = -0.2\text{T}$, $B_{ex} = 0.4\text{T}$.

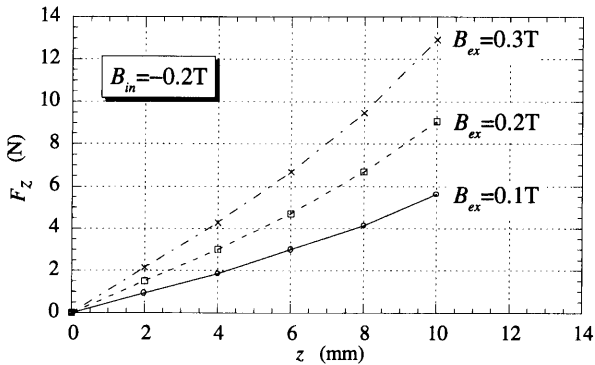
Fig.11 Simulation results on the y -directed electromagnetic forces in case of inverse pinning, which are calculated according to Fig.6 (a).



(a) Experiment results.



(b) Axisymmetry FEM simulation results.



(c) 3D FEM simulation results.

Fig.12 The z -directed electromagnetic forces at $y = 0mm$ and in case of inverse pinning, which are calculated according to Fig.6(a).

5.2 z 方向の電磁力

Figure 12 は逆着磁の時の HTS バルクの位置を y

$= 0mm$ とした時の z 方向電磁力の実測値と計算値の比較を示しており, (b) に軸対称有限要素法を用いた解析結果を (c) に三次元有限要素法を用いた解析結果を示す.

(b) と (c) のグラフを比較すると 2 つの数値解析結果はよく一致しているが, これら 2 つの解析値と実測値の間には比較的大きな誤差が生じていることがわかる. また電磁力特性についても計算値では下に凸の放物線を描いているのに対して実測値では $0mm$ から $4mm$ にかけて上に凸となっている. z が小さい時は, 測定される電磁力の値が非常に小さく, そのため比較的大きな摩擦などの誤差の影響が入ったためだと考えられる. そのため, 実際は実測値についても計算値のように放物線を描くと考えられる.

6. まとめ

今回, HTS バルクを等価磁化を持つ永久磁石として有限要素法で扱い, 電磁力の解析を行った. また, 測定結果との比較検討を行った. その結果, 有限要素法を用いた電磁力シミュレーションに関してその電磁力特性を調べる際には, 有効であることが判った.

今後の方針として, 有限要素法を利用して HTS バルクを用いたリニアモータの概念設計を行っていきたい.

参考文献

- 1) 村上雅人: 「超電導体の電磁力を利用した応用」第 5 回電磁力関連のダイナミックシンポジウム講演論文集, 基調講演, pp.9-14 (1993).
- 2) K. Yoshida, H. Takami, M. Kanehiro, S. Arima: "A New HTSC-BULK MOTOR", Advances in Superconductivity IX, Vol. 2, pp.1369-1372 (1996).
- 3) K. Yoshida, H. Takami, M. Kanehiro: "A Basic Study on HTSC-Bulk Air-Cored LSM", ICEM'98 Vol. 3, pp. 1089-1094 (1998).
- 4) 吉田欣二郎・松田茂雄・松本洋和: 「直流磁界中における高温超電導バルクの二次元力基礎実験」九州大学システム情報科学研究科報告, 第 5 巻, 第 1 号, pp.119-123 (2000).
- 5) 松本洋和: 「高温超電導バルクの直流磁界中における電磁力解析に関する研究」平成 12 年度九州大学システム情報科学研究科 修士論文.
- 6) C. P. Bean: "MAGNETIZATION OF HARD SUPERCONDUCTORS", Phys. Rev. Lett 8, pp.250-251 (1962).