剛体構造物の磁気浮上搬送系の動特性解析*

井上 剛志^{*1}, 石田 幸男^{*1}, 井上 雄介^{*2}Dynamic Analysis of Magnetically Levitated Conveyance System
of a Rigid BodyTsuyoshi INOUE^{*3}, Yukio ISHIDA and Yusuke INOUE^{*3} Department of Mechanical Science and Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Magnetically levitated conveyance system is useful when we convey products without qualitative degradation due to contact. In this paper, a magnetically levitated conveyance with no horizontal direction control to decrease complexity and cost of a control system is considered. A magnetic force model of the system controlled in the vertical direction but uncontrolled in the horizontal direction is proposed. The dynamical characteristics of this system are studied by numerical simulations and experiments.

Key Words: Magnetic Levitation, Non-contact Conveyance, Permeance

1. は じ め に

近年, 自動車や電気製品等の部品の品質がますます高級化される傾向にある。それにともない, 組立工程でこれらの部品を搬送する時に傷が発生するのを防ぐために, 搬送工程の非接触化や搬送中の振動を抑える制振機構の導入が望まれている。

このような方法の 1 つに磁気浮上搬送がある。岡田ら⁽¹⁾は電磁石の構成法とそれぞれの場合の電磁力について調べ, バイアスコイルを用いた場合の有用性を示し, 磁気浮上と振動制御について調べている。しかし, 水平方向の吸引力や動特性解析は論じていない。林屋ら⁽²⁾は, 磁気浮上鋼板の水平方向の制御方式を比較し, LIM による方式, 鋼板端部のリラクタンス力を利用する方式, 鋼板を傾けて重力を利用した方式の水平方向力を有限要素解析を用いて解析し, その特徴を定性的に比較した。そして, 始動時停止時の LIM の有用性, 一定速度時の重力利用方式が向いている点を指摘した。しかし, 理論と実験との詳細な比較・検討は行っていない。佐々木ら⁽³⁾は, 外乱オブザーバを用いた柔軟物体の磁気浮上搬送を報告しているが, 水平方向のダイナミクスは考慮されていない。押野谷らは, 鉛直方向の制御による鋼板の低速範囲での搬送実験⁽⁴⁾や, 水平方向に電磁石とセンサを用いた搬送時の位置

決め制御について, 1 自由度水平運動装置とモデルを用いた基礎的検討⁽⁵⁾を報告し, 浮上させる鉛直方向と搬送する水平方向を制御した磁気浮上搬送⁽⁶⁾を報告している。しかし, 多数の部品を磁気浮上搬送する場合, 制御に必要なセンサ・アクチュエータの数が膨大になり, コストが高くなる可能性がある。

本研究では, 装置の簡単化・コスト低減のために, 鉛直方向のみ制御して剛性棒を磁気浮上搬送する場合を対象とし, 鉛直方向と水平方向の運動が複雑に絡み合う場合の電磁力と運動を連成させて解析する。そして, 水平方向の変位も考慮した吸引力モデルを求め, 実験との比較からその妥当性を検討する。つぎに, 理論と実験により得られた動的モデルを用いて磁気浮上搬送時の水平方向の動的挙動について数値シミュレーションと実験を行うことによりその特徴を明らかにし, 非接触で搬送する時の鉛直方向と水平方向の変位や制御電流を調べ, 平衡時のギャップや搬送速度が搬送の安定性に及ぼす影響を検討する。このような磁気浮上搬送時の鉛直・水平方向の電磁力と運動の連成系の解析は, これまでほとんど報告されていないが, 精度良いモデルを構築することにより, 今後の搬送効率の向上を目指して研究を進める足がかりとすることができる。さらに, 得られた水平方向のダイナミクスも含む運動方程式を用いた数値シミュレーションにより, 水平方向の変位を検出して鉛直方向の制御電流を変化させることによって搬送時の安定性を向上させることに

* 原稿受付 2004 年 10 月 14 日。

^{*1} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋市中区千種区不老町)。^{*2} 本田技研(〒107-8556 東京都港区南青山 2-1-1)。

E-mail: inoue@nuem.nagoya-u.ac.jp

Fig. 1 Theoretical model

も取り組む。

2. 剛体構造物の磁気浮上

2.1 運動方程式の導出 図1に示すような磁気浮上モデルを考える。\$X\$ は浮上物体の重心位置における電磁石から浮上物体までのギャップ、\$\theta\$ は浮上物体の回転角、\$m\$ は浮上物体の質量、\$I\$ は浮上物体の慣性モーメント、\$l_p\$ は剛体棒の長さ、\$l_m\$ は電磁石の外側間の距離、\$F_{x1}\$ と \$F_{x2}\$ は電磁石1と電磁石2の吸引力、\$I_1\$ と \$I_2\$ は電磁石1と電磁石2のコイルに流す電流、\$g\$ は重力加速度である。平衡状態 \$X = X_0\$、\$\theta = 0\$ から微小に変位した状態を \$X = X_0 + x\$、\$\theta\$ と表すと、鉛直方向に関する運動方程式は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{x} &= mg - F_{x1} - F_{x2}, \\ I\ddot{\theta} &= (-F_{x1} + F_{x2})l_p/2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

剛体棒両端における平衡点 \$X_0\$ からの微小な変位を \$x_1\$ と \$x_2\$ とし、式(1)中の平衡点からの微小変位 \$x\$ と \$\theta\$ を \$x_1\$ と \$x_2\$ で置き換えると、式(1)は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} m\frac{\ddot{x}_1 + \ddot{x}_2}{2} &= mg - F_{x1} - F_{x2} \\ I\frac{\ddot{x}_1 - \ddot{x}_2}{l_p} &= (-F_{x1} + F_{x2})l_p/2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

吸引力 \$F_{x1}\$ と \$F_{x2}\$ は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} F_{x1} &= k_1 \frac{I_1^2}{(X_1 + \delta_1)^2}, \\ F_{x2} &= k_2 \frac{I_2^2}{(X_2 + \delta_2)^2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここで、\$k_1\$ と \$\delta_1\$、\$k_2\$ と \$\delta_2\$ はそれぞれ、電磁石1と電磁石2の電磁石の特性を表す係数である。また、式(2)、(3)で平衡状態 \$X_1 = X_2 = X_0\$ における平衡バイアス電流 \$I_{01}\$ と \$I_{02}\$ を求め、位置および電流を \$X_1 = X_0 + x_1\$ と \$X_2 = X_0 + x_2\$、\$I_1 = I_{01} + i_1\$ と \$I_2 = I_{02} + i_2\$ と表す。

水平方向の運動方程式は、図1(b)のように搬送方向を図中右方向とし、剛体棒の右端が電磁石2の右端部にあるときを水平変位 \$y\$ の基準点 \$y = 0\$ とし、電磁石1と電磁石2による水平方向の吸引力をそれぞれ \$F_{y1}\$ と \$F_{y2}\$、減衰係数を \$c_y\$ とすると次式になる。

$$m\ddot{y} + c_y\dot{y} = F_{y2} - F_{y1} \quad (4)$$

2.2 最適レギュレータによるPD制御 制御電流 \$i_1\$ と \$i_2\$ は次式のように表す。

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= K_{P11}x_1 + K_{D11}\dot{x}_1 + K_{P12}x_2 + K_{D12}\dot{x}_2 \\ i_2 &= K_{P21}x_1 + K_{D21}\dot{x}_1 + K_{P22}x_2 + K_{D22}\dot{x}_2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

このフィードバックゲイン \$K_{Pij}\$ と \$K_{Dij}\$ (\$i, j = 1, 2\$) は最適レギュレータ理論を用いて設計する。

3. 磁気浮上物体に作用する吸引力のモデリング

鉛直方向のみ制御した磁気浮上搬送系のシミュレーションを行うため、浮上物体に作用する鉛直および水平方向の作用力を状態量 \$x_1\$、\$x_2\$ および \$y\$ に関してモデル化する。なお、以降では、進行方向の作用力 \$F_{x2}\$ と \$F_{y2}\$ を考えてモデル化を行うこととし、添え字を省略して \$F_x\$ と \$F_y\$ と表す。作用力 \$F_{x2}\$ と \$F_{y2}\$ については、\$y\$ の符号を逆にして扱えば、まったく同じ表現を得られる。

ここでは、磁気浮上物体の各状態に対して、仮定磁路法によりパーミアンスを求めることにより、力 \$F_x\$ と \$F_y\$ を求める。電磁石鉄心の形状を図2に示す。\$a\$ は電磁石下端部の厚さ、\$b\$ は下端の直径、\$c\$ は鉄心の長さ、\$d\$ は鉄心の直径、\$l_f\$ は下端部間の空隙の大きさである。浮上物体である中空円筒の断面形状は図3(a)のようになり、長さ \$l_p\$、外径 \$d_{p2}\$、内径 \$d_{p1}\$ である。

ここで、パーミアンス計算過程では、計算の簡単化のため、電磁石鉄心の鉄心および下端吸引面の断面形状をそれぞれ4角形に近似する。浮上物体形状も、図3(a)の中空円筒から、図3(b)の外側の1辺の長さ

Fig. 2 Shape of electro-magnet

Fig. 3 Shape of levitated body

d_{p2} , 内側の1辺の長さ d_{p1} とする中空の四角柱とする。そして同時に、この電磁石および浮上物体の形状を簡単にしたことを補正するため、シミュレーションでは、電磁石と浮上物体間のギャップ X_1 と X_2 の代わりに $X_{c1} = X_1 + \delta_{c1}$ と $X_{c2} = X_2 + \delta_{c2}$ を用いる。 δ_{c1} と δ_{c2} の値は、吸引力 F_{x1} と F_{x2} がそれぞれ平衡点 $X_1 = X_2 = X_0$ で浮上物体の半分の重力 $mg/2$ とつり合う条件から得る。

3.1 有効磁束のパーミアン 吸引力として用いられる有効磁束とその流れやすさである空隙パーミアン P_E について考える。有効磁束の形状は水平方向の変位 y によって変化するため連続的に磁路を変化させるのが望ましいが、ここでは、搬送物が磁石側端面よりも内側で安定浮上できる範囲 ($-b \leq y \leq 0$)、外側で水平復元力が作用する限界点と仮定する範囲 ($0 \leq y \leq 2b$)、そしてそれ以外の範囲 ($2b \leq y$) の3つの範囲に分けて考える。

3.1.1 水平変位 $-b \leq y \leq 0$ のとき 図4の有効磁束の磁路を14箇所に分けた簡易モデルを仮定し、それぞれのパーミアンを $P_{E1}, \dots, P_{E14}$ とする。

- ・磁極面と搬送物の間隙磁路 P_{E1}, P_{E8}
- ・磁極面から搬送物への進行方向後方への磁路

$$P_{E4}, P_{E5}$$

- ・磁極面から搬送物への進行方向前方への磁路

$$P_{E13}, P_{E14}$$

- ・後方極の側磁極面の側方および後方への磁路

$$P_{E2}, P_{E3}, P_{E6}, P_{E7}$$

- ・前方極の側磁極面の側方および後方への磁路

$$P_{E9}, P_{E10}, P_{E11}, P_{E12}$$

Fig. 4 Effective magnetic flux ($-b \leq y \leq 0$) Fig. 5 P_{E13}, P_{E14} ($-b \leq y \leq 0$)

極面の断面積を $S = b^2$, 浮上ギャップの長さを X_c , 真空の透磁率を μ_0 として、パーミアン $P_{E1}, \dots, P_{E14}$ を文献⁽⁷⁾⁽⁸⁾にしたがって算出した。その具体的な式表現は付録に示す。

パーミアン P_{E13}, P_{E14} については、さらに別の図5を用いて考え、磁界描画法を用いて求める⁽⁹⁾。図5に、電磁石と浮上物体を側面から見た時のパーミアン P_{E13} と P_{E14} を示す。 P_{E13} と P_{E14} の磁束が流れ込む幅として、浮上物体の上部からの鉛直下向きの距離 α ($0 < \alpha < h$) を定義する。

Fig. 6 Effective magnetic flux ($0 \leq y \leq 2b$) Fig. 7 P_{E13} , P_{E14} ($0 \leq y \leq 2b$)

$y' = -y$ を考え、後述の式 (6) で定める p を用いて y' を $p : (1-p)$ の比で分ける。そして、横幅 py' の面から浮上物体の上側の厚み α の部分に図のように流れる磁束のパーミアンスを P_{E13} 、横幅 $(1-p)y'$ である面から浮上物体の上側の厚み α の位置に流れる磁束のパーミアンスを P_{E14} とする。ここで、 p と α は、 $y = -b$ のときに P_{E13} の磁束が浮上物体の側面の厚み h 全てに流れる ($\alpha = h$) と考え、 P_{E13} の領域を長軸 $X_c + \alpha$ 、短軸 $\sqrt{\alpha^2 + 2X_c\alpha}$ であるような 4 半楕円となるようにすると、そのパーミアンス

P_{E13} を公式を用いて求められることから⁽¹¹⁾、次のように定める。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= -X_c + \sqrt{X_c^2 + (py')^2} \\ p &= \sqrt{h^2 + 2hX_c}/b \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

結果として、 P_{E13} 、 P_{E14} は浮上ギャップ X_c と水平変位 y の関数として、次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} P_{E13} &= \frac{2\mu_0 b}{\pi} \log_e \left(\frac{\sqrt{(X_c)^2 + (py')^2} + py'}{X_c} \right), \\ P_{E14} &= \frac{2}{\pi} \mu_0 b \frac{y'(X_c + \alpha)(1-p)}{(X_c + \alpha)^2 + \left(\frac{1+p}{2}y'\right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

3.1.2 水平変位 $0 \leq y \leq 2b$ のとき 仮定した磁路を図 6 に示す。パーミアンス $P_{E1} \sim P_{E7}$ は $-b \leq y \leq 0$ であるときの $P_{E1} \sim P_{E7}$ と同じものとなる。また、パーミアンス P_{E8} は P_{E1} に、 P_{E9} は P_{E2} に、 P_{E10} は P_{E3} に、 P_{E11} は P_{E6} に、 P_{E12} は P_{E7} にそれぞれ等しくなり、浮上ギャップ X_c のみの関数である。

パーミアンス P_{E13} 、 P_{E14} について、図 7 を用いて説明する。 P_{E13} と P_{E14} の磁束が流れ込む幅として、電磁石鉄心下面からの鉛直方向上向きの距離 β ($0 < \beta < a$) を定義する。

前節と同様な考え方に基づき、 y を $s : (1-s)$ の比で分ける。そして、横幅 sy である面から電磁石下面の厚み β の部分に図のように流れる磁束のパーミアンスを P_{E13} 、横幅 $(1-s)y$ である面から電磁石下面の厚み β の部分に流れる磁束のパーミアンスを P_{E14} とする。ここで、 s と β は前節の p と α と同様、 $y = 2b$ のときに浮上物体の幅 sy の面からの磁束が、電磁石の側面すなわち厚み a の部分にすべて流れると考える ($\beta = a$) と考え、 P_{E13} の領域を長軸 $X_c + \beta$ 、短軸 $\sqrt{\beta^2 + 2X_c\beta}$ であるような 4 半楕円となるようにしてそのパーミアンスを公式を用いて求めることから⁽¹¹⁾、次のように定まる。

$$\left. \begin{aligned} \beta &= -X_c + \sqrt{X_c^2 + (sy)^2} \\ s &= \sqrt{a^2 + 2aX_c}/(2b) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

結果として、 P_{E13} と P_{E14} は浮上ギャップ X_c と水平変位 y の関数として、次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} P_{E13} &= \frac{2\mu_0 b}{\pi} \log_e \left(\frac{\sqrt{(X_c)^2 + (sy)^2} + sy}{X_c} \right), \\ P_{E14} &= \frac{2}{\pi} \mu_0 b \frac{y(X_c + \beta)(1-s)}{(X_c + \beta)^2 + \left(\frac{1+s}{2}y\right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Fig. 8 Leakage magnetic flux

3.1.3 水平変位 $2b \leq y$ のとき パーミアンス $P_{E1}, \dots, P_{E12}$ は, $0 \leq y \leq 2b$ であるときの $P_{E1}, \dots, P_{E12}$ と同じものとなる. また, P_{E13}, P_{E14} も水平変位 $y = 2b$ から変化しない. したがって, $P_{E1}, \dots, P_{E14}$ は, $y > 2b$ では y に依存せず, 浮上ギャップ X_c のみの関数である.

3.2 漏れ磁束 磁気浮上物体とは関係ない磁路を通る磁束についても考慮する必要がある. この磁束は吸引力に直接関与するものではないが, この漏れ磁束を計算することにより, 精度の良い吸引力を求めることができる. 図8に仮定した漏れ磁束の磁路を示す. この漏れ磁束の流れやすさである漏れパーミアンス P_L を求めるが, その詳細な計算式は付録に示し, ここではその特性を示す. 漏れパーミアンスのうち $P_{L1}, \dots, P_{L9}$ は, 浮上物体の位置によらず常に存在する. 一方, 漏れパーミアンス P_{L10} と P_{L11} は, 電磁石と浮上物体間の距離 X_c によって有無が決まる. すなわち, 電磁石と浮上物体間の距離 X_c が P_{L10} の最大磁路長 $\pi l_f/2$ より短い場合 ($0 \leq X_c < \pi l_f/2$) には, 磁束は浮上対象物に流れるため P_{L10} と P_{L11} は存在しないとし, $\pi l_f/2 \leq X_c$ のときは, 磁束は鉄心下面にある空隙間を流れるため P_{L10}, P_{L11} は存在するとする.

3.3 吸引力の決定 電磁石に生ずる全磁束と, 吸引力に係する有効磁束との比である漏れ係数 ν は, 吸引に用いられる有効磁束の流れやすさである有効空

隙パーミアンス P_E と, 各磁路部から発生する漏れ磁束の漏れパーミアンス P_L を用いて, 次式と表せる⁽⁷⁾

$$\nu = \frac{P_E + P_L}{P_E} = \frac{P}{P_E} \quad (10)$$

ここで, $P = P_E + P_L$ である.

直流電磁石の吸引力を, 垂直方向の吸引力 F_x と水平方向の吸引力 F_y に分けて考える. 垂直方向の変位を x , 水平方向の変位を y とし, 有効空隙パーミアンスを P_E , 電磁石巻数を N , 電流を I として, 吸引力 F_x と F_y は一般的に次式となる⁽¹⁰⁾.

$$F_x = \frac{(NI)^2 P_E}{2P} \frac{dP_E}{dx}, \quad F_y = \frac{(NI)^2 P_E}{2P} \frac{dP_E}{dy} \quad (11)$$

4. 実験装置

実験装置の概略図を図9に示す. 2組の電磁石の位置に, それぞれ鉛直(浮上)方向の変位を計測するためのセンサが取り付けられている. このセンサは搬送物体の電磁石極面からの距離 $X_1 = X_0 + x_1, X_2 = X_0 + x_2$ を計測するため, 平衡ギャップ X_0 を差し引いた変位状態量 x_1, x_2 およびその速度状態量に関して最適制御を行い, 鉛直方向の浮上支持を実現している.

電磁石を取り付けてある台車は上部板のレール上を移動でき, ステッピングモータによりベルト駆動される. 鉛直方向変位を2個のセンサで計測し, 水平方向変位を1個のセンサで変位計測する.

5. シミュレーションと実験

実験装置の緒言を表1に示す. 数値シミュレーションも, 実験装置と同じ表1の値を用いて行う.

5.1 静特性 まず, 磁気浮上時の静特性についてシミュレーションを行う. 浮上物体を平衡ギャップ $X_0 = 4 \text{ mm}$ で磁気浮上し, 図10のように水平方向変位 y を負の方向に静的に変化させたときの水平方向の磁気力 F_{y2} の変化をシミュレーションにより調べた結果を図11に実線で示す.

実験では, 浮上物体を平衡ギャップ $X_0 = 4 \text{ mm}$ で磁気浮上させ, その浮上物体の片端に図10に示すようにおもりによる水平方向の力を作用させた. そして, おもりの重量 m_1 を徐々に増やしたときの, x_1, x_2, y の変化を記録した. その水平方向変位 y と水平方向の力の関係を図11中に記号○で重ねて示す. なお, この実験では, F_{y2} のシミュレーション結果と比較するために, 浮上物体の長さ $l_p = 850 \text{ mm}$ に対して電磁石の距離を $l_m = 770 \text{ mm}$ と小さくし, できるだけ F_{y1} の影響を排除して F_{y2} の力のみを計測しようと試

Fig. 9 Experimental setup

Table 1 Parameter values of experimental setup

k_1	155.9 N mm ² /A ²	δ_1	1.01 mm
k_2	134.9 N mm ² /A ²	δ_2	0.46 mm
m	1.96 kg	l_p	850 mm
d_{p1}	26 mm	d_{p2}	34 mm
I	26 mm	l_m	844 mm
a	8 mm	b	35 mm
c	55 mm	d	20 mm
l_f	6 mm	h	4 mm
I_{01}	1.2438 A	I_{02}	1.1909 A
X_0	4 mm	y_c	3.756 mm
δ_{c1}	0.163 mm	δ_{c2}	0.571 mm

みた。このとき、漏れ磁束を考慮したシミュレーション結果と実験結果はほぼ一致している。

5.2 動特性 初速度 $v_0=0.066\text{m/s}$ で搬送したのち停止する場合を考える。図12に示すように電磁石を取り付けてある台車を、 y 軸正方向に停止・加速・定速搬送・減速・停止と動かしたときの磁気浮上搬送系の応答を調べる。図13に、この搬送中の変位 y のシミュレーション結果を実線で、また、実験結果を破線で示す。シミュレーションと実験結果が良好に一致しており、構築したモデルが妥当であることが確認できる。

このシミュレーションで得られた電流 I_1 と I_2 、平衡点からの鉛直方向変位 x_1 と x_2 、鉛直方向の吸引力 F_{x1} と F_{x2} を図14に示す。 y 方向の変位が正(負)になる時に、それに伴う x_1 (x_2) の変化が生じ、それに起因して電流 I_1 (I_2) が大きくなる。そしてこれらの変位に伴う電流の増加が、式(11)より搬送方向 y の運動に対する水平方向の復元力を強める方向で働くことが確認できる。

Fig. 10 Static characteristics of magnetically levitated body

Fig. 11 Relation between the horizontal displacement and the horizontal force due to electro-magnet

Fig. 12 Model of magnetically levitated conveyance

Fig. 13 Time history of horizontal displacement of magnetically levitated conveyance

Fig. 14 Dynamic characteristics

6. 搬送時の安定性について

平衡ギャップ X_0 と搬送速度 v_0 に対する磁気浮上搬送の安定限界を調べた結果を図 15 に示す。数値シミュレーションにおいては、それぞれの設定浮上ギャップ X_0 において、速度 v_0 を少しずつ増加させて、図 13 と同様に速度 v_0 で 5 秒間搬送して停止する操作を繰り返して行い、搬送できなくなる限界速度を求めた。記号 ○ は、最適レギュレータの重みを $Q : R = 1 : 10$ で設計してフィードバック制御を行った場合の搬送限界速度を示しており、図中でこの記号 ○ を結ぶ線よりも下側に対応する浮上ギャップと搬送速度の設定の場合に、浮上物体を安定して搬送できたことを示している。

構築した理論モデルの有効性を調べるために、前述の実験装置を用い、記号 ○ で示したシミュレーション結果と同じ条件で、平衡ギャップ X_0 の設定を変えて搬送速度 v_0 を増加させながら実際に搬送実験を繰り返して行い、各平衡ギャップにおける限界搬送速度を調

Fig. 15 Stability of the levitated system for various gaps and initial velocities v_0

べた実験結果を*で示す。実験結果とシミュレーション結果とが定量的にほぼ一致しており、本解析の有効性が確認できる。

理論モデルの有効性を確認できたので、つぎに、数値シミュレーションにより、搬送限界速度を向上させることを試みる。まず、制御ゲインの効果を調べる。記号 □ は変位に関する重みを記号 ○ の場合より大きくして $Q : R = 1 : 1$ にした場合である。記号 ○ の場合に比べ、各平衡ギャップに対する限界搬送速度が大きくなることが確認できる。

つぎに、水平方向にセンサのみを追加して設置した場合を仮定し、その水平方向変位情報も利用して安定性を向上させることを考える。図 14 から、水平方向変位 y が現れると同時に鉛直方向変位 x_1 や x_2 が増加することがわかる。このことは、平衡電流 I_0 を流していても水平方向変位 y により鉛直方向の吸引力が低下することを意味する。そこで平衡電流 I_0 を、どの水平方向変位 y の位置においても浮上物体が平衡ギャップ X_0 で浮上できるように補正することを考える。このように平衡電流 I_0 を水平方向変位 y に関して補正しながら搬送したときのシミュレーション結果を△で示す。なお、このときの最適レギュレータ設計時の重みは、記号 ○ と同じ $Q : R = 1 : 10$ とする。平衡電流 I_0 を補正しない記号 ○ の場合に比べて、各平衡ギャップに対する限界搬送速度がさらに大きくなることが確認できる。

7. 結 論

本研究では、磁気浮上搬送時の動特性解析について、以下の結論を得た。

1. 仮定磁路法を用いて、磁気浮上搬送系の磁気力

をモデル化し、実験と数値シミュレーションによる静的および動的解析により、その妥当性を確認した。

2. 加速や減速を伴う磁気浮上搬送をシミュレーションと実験により調べ、鉛直(支持)方向と、水平(搬送)方向の動的挙動、およびその時の制御電流と磁気力の特性を明らかにした。
3. 非接触搬送時に、水平方向の変位に伴い鉛直方向変位が大きくなり、これに起因して制御電流が大きくなり、その結果、水平方向の運動に対する復元力が強められることを明らかにした。
4. 水平方向変位に対する磁気浮上制御力の検討を行い、鉛直方向の吸引力を変化させることで、搬送速度に対する安定性を向上させる見通しを得た。

文 献

- (1) 松本, 岡田, 第9回電磁力関連のダイナミクスシンポジウム, 391-394 (1997)
- (2) 林屋, 大崎, 正田, 第9回電磁力関連のダイナミクスシンポジウム, 409-412 (1997)
- (3) 佐々木, 小林, 堀, 日本 AEM 学会誌, Vol.10-4, 413-420 (2002)
- (4) 押野谷, 日本 AEM 学会誌, Vol.6-4, 364-371 (1998)
- (5) 押野谷, 日本 AEM 学会誌, Vol.6-4, 358-363 (1998)
- (6) 押野谷, 日本 AEM 学会誌, Vol.9-1, 39-45 (2001)
- (7) 大川, 永久磁石磁気回路入門, 総合電子出版社 (1994)
- (8) 石黒・坪島・宮川 (共著), 交直マグネットの応用と設計, オーム社 (1969)
- (9) 川西・近角・櫻井 (共著), 磁気工学ハンドブック, 朝倉書店 (1998)
- (10) 電気学会編, 磁気浮上と磁気軸受, コロナ社 (1993)
- (11) 磁気工学ハンドブック, 朝倉書店 (1998), 693-694

付録 A : 磁気浮上搬送系のパーミアンスの具体的な計算

水平変位 $-b \leq y \leq 0$ のときの、図 4 に示すパーミアンスの具体的な計算式を示す⁽⁷⁾⁽⁸⁾。平行な平坦極面間のパーミアンス P_{E1} , 半円筒の直径両端間のパーミアンス P_{E2} , 半中空円筒間のパーミアンス P_{E3} , 四半円筒間のパーミアンス P_{E4} , 四半中空円筒間のパーミアンス P_{E5} , 四半球の直径両端間のパーミアンス

P_{E6} と P_{E11} , そして四半球殻のパーミアンス P_{E7} と P_{E12} , 平坦極面磁路のパーミアンス P_{E8} , 半円筒磁路のパーミアンス P_{E9} , そして半中空円筒磁路のパーミアンス P_{E10} をつぎに示す。

$$\left. \begin{aligned} P_{E1} &= \mu_0 \frac{b^2}{X_c}, P_{E2} = 2 \times 0.264 \mu_0 b, \\ P_{E3} &= 2 \times \frac{2.3 \mu_0 b}{\pi} \log_{10} \left(1 + \frac{2a}{X_c} \right), \\ P_{E4} &= 0.528 \mu_0 b, P_{E5} = \frac{4.6 \mu_0 b}{\pi} \log_{10} \left(1 + \frac{a}{X_c} \right), \\ P_{E6} &= 2 \times 0.077 \mu_0 X_c, P_{E7} = 2 \times \frac{\mu_0 a}{4}, \\ P_{E8} &= \mu_0 \frac{b(b+y)}{X_c}, P_{E9} = 0.528 \mu_0 (b+y), \\ P_{E10} &= \frac{4.6 \mu_0}{\pi} (b+y) \log_{10} \left(1 + \frac{2a}{X_c} \right), \\ P_{E11} &= 0.154 \mu_0 X_c, P_{E12} = 0.5 \mu_0 a, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

つぎに、図 8 に仮定した漏れ磁束の各磁路のパーミアンスを求める。平行な平坦極面間のパーミアンス P_{L1} , 半円筒の直径両端間のパーミアンス P_{L2} , 半中空円筒間のパーミアンス P_{L3} , 平行な平坦極面間のパーミアンス P_{L4} , 鉄心間における半円筒の直径両端間のパーミアンス P_{L5} , 鉄心間における半中空円筒間のパーミアンス P_{L6} , 鉄心間下部側面における半円筒の直径両端間のパーミアンス P_{L7} , 鉄心間下部端点における四半球の直径両端間のパーミアンス P_{L8} , 鉄心間下部端点における四半球殻のパーミアンス P_{L9} , 鉄心間下面における半円筒の直径両端間のパーミアンスである P_{L10} , 鉄心間下面端点における四半球の直径両端間のパーミアンスである P_{L11} の計算式を次に示す。

$$\left. \begin{aligned} P_{L1} &= \mu_0 \frac{ab}{l_f}, P_{L2} = 0.264 \mu_0 b, \\ P_{L3} &= \frac{2.3 \mu_0 b}{\pi} \log_{10} \left(1 + \frac{b-d}{l_f} \right), \\ P_{L4} &= \mu_0 \frac{b \left(c - \frac{l_f + b - d}{2} \right)^2}{2c(l_f + b - d)}, \\ P_{L5} &= 0.264 \mu_0 \frac{c}{\left(c - \frac{l_f + b - d}{2} \right)^2}, \\ P_{L6} &= \frac{2.3 \mu_0}{c\pi} \left(c - \frac{l_f + b - d}{2} \right)^2 \\ &\quad * \log_{10} \left(1 + \frac{d}{l_f + b - d} \right), \\ P_{L7} &= 0.528 \mu_0 a, P_{L8} = 0.154 \mu_0 l_f, \\ P_{L9} &= 0.25 \mu_0 (b-d), P_{L10} = 0.264 \mu_0 b, \\ P_{L11} &= 0.154 \mu_0 l_f \end{aligned} \right\} \quad (13)$$