「眠りゴマ」の原理による無制御回転型磁気軸受*

村 上 力^{*1}

All-Passive-Type Magnetic Bearing System Based on a Sleeping Top

Chikara MURAKAMI

It is well known that magnetic levitation using permanent magnets without control is impossible. However, just as in the case of a sleeping top, if the body to be levitated has some amount of rotational velocity, the situation will be changed. In this paper, a new type of system which utilizes both the repulsion force of permanent magnets for vertical levitation and a null-flux coil system for horizontal restoring force is proposed. A method of decreasing the required radial restoring stiffness is given. Asymptotic stability of the top is discussed using eigenvalue analysis. Two different types of eddy current dampers for asymptotic stability are proposed. Some preliminary experimental results are also shown.

Key Words: Magnetic bearing, Dynamics of Machinery, Damper, Vibration of Rotating Body

1. 緒 言

永久磁石をどのように配置しても Earnshaw の定理によって静力学的に無制御では浮上が不可能である⁽¹⁾ことはよく知られている。しかし、もしも何らかの方法で回転体の重心だけの保持、つまり併進運動が受動的に安定化できれば、たとえ回転軸の傾きの自由度が不安定であっても、地上のコマと同様に、回転によって動力学的に回転軸の傾きの安定化の可能性は残されている⁽²⁾。つまり、ある回転速度以上で無接触の回転が可能となる無制御磁気軸受が可能となる。無制御の磁気軸受が実現すると、制御回路の故障対策や停電対策が不要になるなどの長所を生み出すことができる。

本論文では永久磁石による上下方向の安定化とヌルフラックス方式⁽³⁾の電磁誘導型の水平方向の安定化、および2種類の渦電流ダンパを配置することによって、回転時の2種類の振れ回りモードを漸近安定化し、傾き剛性が安定の場合も含めて、眠りゴマの状態が実現可能であることを一部の予備実験結果も含めて理論解析によって示す。

2. 併進運動の安定化(重心の保持)

回転体の浮上には、まず自重を支持する必要があるが、これに後述するヌルフラックス方式を採用するのは不利である。なぜなら、ヌルフラックス・コイルに自重を支持するだけの電流が常時流れる必要があり、発熱が問題となるからである。したがって本論文では永久磁石の反発力の剛性を利用する方式を採用する。

上下方向の反発力剛性は安定ばね定数となるが、同時に水平方向の横ズレ力の不安定剛性を伴うので⁽⁴⁾、これをヌルフラックス方式の電磁誘導型で打ち消し、安定な水平方向剛性を得る。超伝導磁石でない永久磁石による電磁誘導型は一般的に剛性が弱いことはよく知られている。したがってこの問題解決のためには、横ズレ剛性を小さくする方策を案出することと、ヌルフラックス方式の高効率化、の両面から攻める必要がある。

横ズレ剛性の低減化の方法の一つは、強力な磁石で浮上高を大にして反発剛性を弱くすることであり、それを助長するのが上方からの磁石の吸引力も併用することである⁽⁴⁾。その原理は Yonnet の磁気力に関する剛性定理に基づいている⁽⁵⁾。すなわち、座標系として鉛直上方を Z 軸、原点 O を通る水平 2 軸を X, Y 軸

* 原稿受付 平成4年5月21日。

^{*1} 正員、都立科学技術大学 (〒191 日野市旭が丘6-6)。

とし Z 軸を軸対称回転軸方向に選ぶ。回転体も対称回転軸を z 軸、その重心 o を通る直交 2 軸を x, y 軸とする。 o は O の位置にあり、また z 軸は Z 軸の近傍にあるものとする。すなわち、 z 軸の Z 軸に対する傾き角 θ を微小とする。また、 x, y 軸はロータに固定されず、回転せずに常にそれぞれ X, Y 軸の近傍にあるものとする。すなわち $o-xyz$ 系は非スピン座標系で、 Z 軸の姿勢表現に便利な座標系である。

さて、固定部と回転部（以下、それぞれステータ、ロータと略称）の両者の裸の磁石間の 3 軸方向剛性 K_X, K_Y, K_Z には

$$K_X + K_Y + K_Z = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

軸対称なので $K_X = K_Y = K_R$ （ラジアル剛性）とすると

$$K_R = -\frac{1}{2}K_Z \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる⁽⁵⁾。明らかに両者は異符号で K_Z が安定なので、 K_R は不安定剛性である。 $|K_Z|$ を小さくすれば、 $|K_R|$ も小さくなる。 Z 方向の外力が大きいと $|K_Z|$ を大きくする必要があり、この場合、大きな $|K_R|$ を得るために、ヌルフラックス方式への負担が大きくなる。

K_Z を小さくするために、ステータとロータの磁石間には比較的に大きなギャップが生じるが、このギャップには銅などの電気的良導体を配置して、有効な渦電流ダンパとして活用できる。

以上に述べたように、永久磁石の反発力による K_Z および渦電流ダンパと、後述するヌルフラックス方式による K_R によって、併進運動は動的に安定化できる。

3. 剛体回転体のコニカル運動の概要

軸対称剛体回転体（ロータ）の角運動量ベクトルを H 、外部トルクを Q とすると、姿勢運動の基本となる一般的な運動方程式は、

$$dH/dt = Q \quad \dots\dots\dots (3)$$

であるから、 H は Q によって容易に制御可能である。しかし H は目に見えず、直接に見えるのは回転軸 (S とする) である。本論文の磁気軸受においては、併進運動は 2 章で述べた方法で安定化されているが、 S の傾き角 θ に関しては不明である。すなわち、磁石の反発力機構を重心付近に、ヌルフラックス方式の機構を回転軸の両端付近に配置すれば θ に対する復元トルクが得られるので安定であるが、逆にヌルフラックス機構を重心付近にし、磁石の反発力機構を重心から離すと不安定になり得る。

ここでは地上のコマを基本に考えて、 θ に比例した発散トルク（比例係数 K ）が与えられているとする。

重力に対する地上の抗力による重心回りのトルクは、 S の回転の正方向から見て、反時計回りの接線方向のトルクである。そのため H は反時計回りの円すい運動をすることになる。 S は各瞬間における H を中心に、その瞬間の S と H との角度 ν を半頂角とし、 ν の大きさに無関係の、慣性空間から見た一定の章動角速度 $h = \sigma\omega$ (σ はロータの縦横の慣性モーメント比 $= I_s/I_a$, ω は S の軸回転速度で $\omega > 0$ とする) で反時計回りの円すい運動をする⁽⁶⁾。

外力 Q の存在によって H は移動するので、 S は移動する H を追いかけてながら円すい運動をする（図 1 参照）。後述するように、ロータのふれまわり運動には、主として K による H の移動に関する歳差（プリセッション）モード（P モード）と、 H 回りの S の速い反時計回りの円すい運動である章動（ニューテーション）モード（N モード）とがある。

P モードを抑制するには H を基準軸 (Z 軸) に持つて行くように、トルクを H から原点方向に、つまり求心方向に選ぶが、一方、N モードの抑制には、 H を S へ近付けるようにトルクを加える⁽⁶⁾。

4. 眠りゴマの原理の概要

詳細な解析は 5 章で述べるが、ここでは眠りゴマが前章の両モード抑制の機構を自然に持っていることを言葉で述べることにする。

巻かれたヒモを急速に引っ張ることによって空中に放り投げられたコマは、一般的に人工衛星のようにほとんど N モードだけを伴って地上に落下するが、落下直後からスピン軸が地面を引っかくことによって発生する摩擦力は（図 2 参照）、 H を S に近付けるトルクとなって N モードを急速に減衰させ、ゆっくりした P モードの円すい運動だけが残る。その際、 H は S

図 1 コマの運動の表現（記号、座標系）

の極めて近傍にあり、 S の円すいの内側に同心の円すいを描く。

P モードは回転軸の先端(接地部分)が丸みを帯びていれば、軸が地面と接する位置が回転軸芯から離れることになるので空滑りして摩擦力を発生する。この摩擦力は S に近くなった H を鉛直に立てる方向の微弱なトルクとなり、円すいはスパイラル状に Z 軸に漸近して眠りゴマとなる。

したがって以上の2種類の摩擦力トルクに相当する渦電流トルクが発生できれば、永久磁石やヌルフラックス機構などによって重心位置だけ安定に保持されたとして、軸の傾きに対して不安定なロータであっても、高速回転になると眠りゴマと同様に安定な回転が可能となる。また、軸の傾きが安定 ($K < 0$) な場合には前者のトルクだけでも安定化可能なことも以下の解析で示すことにする。

5. 微小角近似複素変数運動方程式

以下、簡単のため、併進運動との連成を無視する。

5.1 摩擦なしのコマの場合 微小傾き角 θ は、 x, y 成分に分解され、 θ_x および θ_y として表現し、 θ (Q も同様) を複素表示して下線を付けて用いる。すなわち

$$\theta = \theta_x + i\theta_y \quad (i = \sqrt{-1}) \quad (4)$$

地上のコマの場合 ($K > 0$) を主に述べることにし、 θ の1次および2次の時間微係数を $\dot{\theta}$ および $\ddot{\theta}$ で表現し、式(4)を用いると式(3)は

$$\ddot{\theta} - ih\dot{\theta} - k\theta = \underline{q} \quad (5)$$

となる。ただし $k = K/I_d$ (I_d はロータの回転軸と直交する軸回りの慣性モーメント)、また、 $\underline{q} = (Q_x + iQ_y)/I_d$ で、発散トルクは含めない。

式(5)で $\underline{q} = 0$ のとき、 $h (= \sigma\omega)$ を $0 \rightarrow +\infty$ に変化させた場合の二つの特性根の軌跡を図3(a)に示す。

θ に比例した安定な復元トルク ($K < 0$) の場合とスピンの外乱トルクのない $K = 0$ の場合の根軌跡もそれぞれ図3(b), (c)に示す。図3(c)は(a), (b)の K が縮退したもので、1根は原点にあり、他の1根は高速の正の虚根なので、一般的に、一定不変の H の回りの反時計回りの一定の円すい運動である章動となることはよく知られている。逆に(a), (b)では原点の根が原点から離れたので H が動くようになるが、 K の正負によってそれぞれ反時計と時計回りに分かれるが、本質は同じで、ここでは歳差モードと称し、高速の根はいずれも同方向の虚根で、章動モードと称したのである。

図3(a)における二重根 ($i\sqrt{k}$) 角速度以上が眠りゴマの必要条件ではあるが、漸近安定の条件はこのままでは満足されない。しかし、地面との摩擦またはダンピングがある場合には後述するように、漸近安定条件をも満たすようになる。 h が十分大きくなってからの近似特性根は

$$h^2 \gg 4k \text{ として}$$

$$+ih: (\text{Nモード})$$

$$+ik/h: (\text{Pモード})$$

の二つの根に限りなく接近する。

ここで姿勢を視覚的に表現するために、平面 $Z=1$ 上に複素平面を想定し、 X 軸を実軸、 Y 軸を虚軸とし、ベクトル S や H がこの平面と交わる点をそれぞれ $\underline{S}$, $\underline{H}$ と表現する。この複素平面は θ のそれより位相が $\pi/2$ 遅れているので

$$\underline{S} = \theta_y - i\theta_x = -i\dot{\theta} \quad (6)$$

であることに注意されたい。本論文では ω が一定の場合のみを論ずるので、 H のスピン軸成分 $I_s\omega \equiv |H|$ は不変である。したがってそれと直交する成分は $I_d|\dot{\theta}| = I_d\sqrt{\dot{\theta}_x^2 + \dot{\theta}_y^2}$ であるから、 S に対する H の角度(章動の半頂角 ν) は

$$\nu = I_d|\dot{\theta}|/|H| = |\dot{\theta}|/h \quad (7)$$

図2 コマの軸芯の摩擦によるトルク

図3 回転速度を変えたときの根軌跡

となるが、 $\underline{\theta}$ を使うとそのまま $\underline{S}$ に対する $\underline{H}$ の位置となるので

$$\underline{H} - \underline{S} = \underline{\dot{\theta}}/h = (\dot{\theta}_x + i\dot{\theta}_y)/h \quad \dots\dots\dots (8)$$

と表現される。したがって $\underline{H}$ は式(6)および(8)から

$$\underline{H} = -i\underline{\dot{\theta}} + \underline{\dot{\theta}}/h \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。

5・2 摩擦のあるコマの場合 前章でも述べたように、地面との摩擦力は $\underline{H}$ を原点(鉛直軸)と $\underline{S}$ との両者に近付けるトルクを発生する。これを概念的に示した図2に戻って説明すると、Pモード減衰では摩擦力方向が紙面の手前側になり、Nモード減衰では摩擦力方向が逆に紙面の向こう側になるからである。厳密には、この場合のPモード減衰トルク方向は、 $-\underline{H}$ 方向ではなく $-\underline{S}$ ではあるが、漸近安定条件を満たすことを以下に示そう。ここでは簡単のために地面との摩擦力を粘性力だけとする。

まず、能動制御の場合のフィードバック構造に簡単に触れておこう。Pモード減衰では $\underline{H}$ を原点に持って行くのであるから、式(9)にゲイン K_P を乗じ、Nモード減衰では $\underline{H}$ を $\underline{S}$ へ持って行くのであるから、式(8)にゲイン K_N を乗じ、両者を加えて逆符号にしたものを制御トルクとしてフィードバックすればよい。両フィードバックゲインを I_d で割ったものをそれぞれ p, n (ともに正) とすれば制御トルク $\underline{u}$ は

$$\begin{aligned} \underline{u} &= -p(-i\underline{\dot{\theta}} + \underline{\dot{\theta}}/h) - n\underline{\dot{\theta}}/h \\ &= ip\underline{\dot{\theta}} - (p+n)\underline{\dot{\theta}} \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

式(5)を $Z=1$ 複素平面上に変換すると、式(5)の第3項：コマの発散トルクは $ik\underline{S} = k\underline{\theta}$ であり(結果的に不変)、 $\underline{q}$ が $\underline{u}$ に代わるから

$$\underline{\ddot{\theta}} - ih\underline{\dot{\theta}} - k\underline{\theta} = ip\underline{\dot{\theta}} - (p+n)\underline{\dot{\theta}}$$

が得られ、これを整理すると

$$\underline{\ddot{\theta}} + (n+p-ih)\underline{\dot{\theta}} - (k+ip)\underline{\theta} = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。式(11)は p, n をそれぞれ独立に扱えば、両モードを独立に制御できる⁽⁷⁾。また、 ip はクロス・フィードバックを意味する。

さて、コマの場合に立ち戻ると、Pモード減衰トルクが $\underline{H}$ でなく $\underline{S}$ を原点に持って行く構造になっているので、 $\underline{\dot{\theta}}$ の項はなくなる。したがって

$$\underline{\ddot{\theta}} + (n-ih)\underline{\dot{\theta}} - (k+ip)\underline{\theta} = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

となるが、 n が存在するのでフィードバックの構造は変わらない。このフィードバック構造は最適レギュレータ理論から求めた文献(8)の結果と一致することに注目されたい。換言すれば、「接地部が丸みを帯びたコマは最適レギュレータのフィードバック構造を自然に有している」と言え、興味のあることである。

高速回転時 ($h^2 \gg n^2, k, p$) における式(12)の二つの

特性根を λ_n, λ_p とすれば

$$\lambda_n \approx -n + (p/h) + i(h-k/h) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\lambda_p \approx -(p/h) + (nk/h^2) + i(k/h) \quad \dots\dots\dots (14)$$

式(13)、(14)から眠りゴマとなる条件は n および p が不可欠で、かつ

$$n > p/h \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$p > nk/h \quad \dots\dots\dots (16)$$

であることが要求される。つまり p はPモードの減衰には不可欠だが、Nモードには発散作用となる。逆に、 n はNモードには不可欠だが、Pモードには発散作用となる。 K が復元ばね系、つまり $K < 0$ なら、 n だけでPモードも安定化されるので強力な復元ばね系は有利である。しかし3章でも述べたように復元ばね系の強力なものは望めない。したがって、 p は n 同様に不可欠と考えたほうがよい。 n, p の両者を設けても、回転速度を上げると、眠りゴマの条件は必ず満足される。ただし、 p が h に比例する場合には、不等式(15)は構造的に決まってしまう。

6. 渦電流による両ダンパの実現

まずダンパの位置としては、重心からなるべく離し、回転のドラッグにならないように回転軸に近いことが望ましい。

式(13)、(14)から、発散ばね系の場合にはPモードとNモードの両ダンパ(以下、それぞれPダンパ、Nダンパと略称)が不可欠であることを前述した。文献(9)では回転軸 z に垂直な銅円盤を軸方向の強磁界に置く際に、円盤をロータ側に、強磁界を発生する磁石をステータ側にすればPダンパに、逆にすればNダンパになることを示している。同文献(9)ではPダンパはNモードを誘発することの注意を述べているが、これは式(13)からも明らかである。

ここで円盤と異なる形状のPダンパを紹介しよう。それはコマのPダンパの原理から生まれたもので、銅をロータ側につけることには変わらないが、形状は円筒状にして、ステータ側の円盤またはリング状の磁石の外部を覆う形、すなわちステータ磁石に対してアウターロータ型の銅の配置にすることである。回転軸が傾くと、銅と磁石間のギャップにむらが生じ、ギャップの狭い部分では磁束密度が相対的に上がるので、その部分では回転に対する抗力が大となって、図2のコマの場合と全く同様のトルクを生ずるからである。

本方式の長所は、2章で述べた一対の反発磁石の軸方向ギャップにNダンパ用ステータ銅円盤を挟み、ステータ磁石の外部をPダンパ用に使えるので、空間的に有利な点である。銅の円筒を逆のインナーロータ

型にすると P モードを発散させるので注意を要する。

以上の検討結果に基づいたダンパ系の構成の一案を系全体の一部として後章の図 7 に示してある。

7. ヌルフラックス式電磁誘導型 ラジアル剛性機構

ヌルフラックス式電磁誘導型の磁気浮上は列車において試みられている⁽⁹⁾。この場合は併進運動であり、超伝導磁石を使用している。これを回転型にし、永久磁石にした場合に実現可能かを検討し、予備実験を行った⁽¹⁰⁾結果を与えることにする。

電磁誘導方式から得られる剛性は他方式に比べて弱い、ある程度強くても回転ドラッグも大きくなるという欠点を伴う。ヌルフラックス方式は回転ドラッグが極めて小さいが、剛性もあまり大きくない。したがって、永久磁石を用いるヌルフラックス方式でラジアル剛性を高めるには、強力な永久磁石を有効に配置して高磁束密度の空間（ギャップ）を広く作り、部分的な渦電流を生じない程度の太めのヌルフラックスコイルをギャップ内に可能な限り多数収容することに尽きる。

予備実験に使用した装置を略述する。ロータ側は 2 枚の非磁性円盤に 10 mm×10 mm×13 mm の角柱磁石を各 40 個ずつを円周上に 2 列（1 列に 20 個）に配置して両円盤が吸引するように対向させた。角柱の長手方向が着磁方向で、周方向にも半径方向にも異極性になるようにし、ギャップは変更可能にしたが、ここで述べる実験では 13 mm に固定した。円盤の背中にはバックアイアンを設けた。2 列の磁石の磁石中央位置半径はそれぞれ 146, 192 mm である。磁石は Nd 系で (BH)_{max}=35 MG·Oe で、ギャップ中央の最大磁束密度は約 0.25 T である。

文献(3)では 1 列の超伝導磁石に直線的な 8 字形コイルであるが、本予備実験に使用したコイルはギャップ内の体積占有率を高めるために、図 4 に示すような六角形と、8 字形をもう 1 回ねじったもので、それぞ

図 4 2 種類のヌルフラックス・コイル

れ S6, D8 と略称する。どちらも絶縁して周方向に密着させれば、径方向の平行部分に少しのすきまができるだけである。D8 を 14 個、S6 を 17 個固めて y 方向のラジアル剛性 K_r と x 方向ドラッグ F_d を測定した。

F_d は理論どおりラジアル変位の二乗に比例したので、実用上極めて望ましい結果となった。つまり、コイルを並べる精度にあまり効いてこないことと、多少変位してもドラッグになりにくいということである。

K_r はコイル抵抗を R 、インダクタンスを L 、回転数を ω とすれば、単純化したモデルでは $\omega^2 L / (\omega^2 L^2 + R^2)$ に比例する。図 5 にコイル 1 個当たりの剛性の実測値を示す。この図から、S6 コイルを 2 層にして 400 個を円形に並べると、3500 rpm で約 4 N/mm のラジアル剛性が得られる。なお、これらのコイルはラジアル方向の運動に対してダンピング効果のあることが、解析で得られている⁽¹¹⁾。

ここで、2 章の永久磁石による反発力剛性の予備実験結果を示してヌルフラックス系の剛性との比較を試みることにする。

その予備実験では、断面 6 mm×5 mm、60 mm ϕ 、(BH)_{max}=24.7 MG·Oe のリング状希土類磁石 2 個を反発させ、ロータ質量を 2 kg とすれば、約 10 mm のギャップで釣り合い、そのときの K_z は約 6 N/mm で、横ズレ剛性 $-K_r$ は半分の約 3 N/mm となって 2 章の Yonnet の剛性理論どおりとなった。この K_r 値は前述のヌルフラックス系の剛性以下なので、3000 rpm 以下で安定なラジアル剛性が得られることになる。

2 章で述べた吸引も利用する方式では必要剛性がさらに小さくなり、ギャップ数も増え、かつギャップ幅も広がって渦電流ダンパに利用可能なスペースはさらに増える⁽¹¹⁾。

図 5 コイル 1 個のラジアル剛性 K_r 実測値

図 6 上部 TDB における H と S の挙動

8. タッチダウンベアリング (TDB) について

ロータは静止時はもちろん、低速時においても必ず TDB によって支持され、ある回転速度で離れるのであるが、なるべく早く離れるほうが望ましい。そのためには TDB はインナーロータ型が有利であることを以下に略述する。

ロータがある程度高速回転になると、ロータの角運動量ベクトル H は軸芯に近くなる。この時ロータは N と P の両モード混在の状態 で回転するが、P モード発生 のトルクは TDB からの接触圧からのもので、ロータがインナー型かアウター型かに無関係に復元トルクとなり、 H を反時計回りに回転させる。ロータ軸芯 S も H 回りに反時計回りに回転するが、TDB の摩擦がない場合の準定常状態における H と S の位置関係は、 H が上向きに正で重心より上側の TDB 面を上から見ると図 6 のようになる。この図の状態では、P ダンパは H を左へ、N ダンパは右へ動かす作用をする。 H と S との距離 (章動角 ψ) は TDB のギャップよりも大きいので、浮上できない。N ダンパの効力が P ダンパのそれより有効となる〔不等式(15)を満足する〕と、 H は S に近付くが、まだ図の原点より左側にあるとする。ここで TDB の摩擦の影響を検討する。TDB の摩擦によるトルクがインナーロータの場合には H を S に近付ける N ダンパの作用をするので、ついには H は原点の右側に入り、 S との距離は TDB のギャップよりも小さくなって浮上可能な状態となる。アウターロータ型の場合には H を S から遠ざけるので、浮上は困難になることが予想される。したがってアウターロータ型は避けるべきであろう。

以上の検討事項全部を踏まえ、併進運動との連成のない構造として試作予定機を示したのが図 7 (上部の、下部と同じ磁石/ダンパ系は省略) である。

図 7 無制御磁気軸受全系の構成の概要

9. 結 言

無制御の磁気軸受は、交流方式ではすでに浮上に成功しているが⁽¹²⁾、電流による発熱問題と、停電対策から恐らく実用化は無理だと思われる。永久磁石による無制御型はまだ成功例を知らないが、本論文による解析と予備実験結果から、その実現は目前に迫ったものと思われる。本論文からの結論をまとめると以下のようになる。

1. 眠りゴマは姿勢運動に関して最適レギュレータのフィードバック構造と全く同じ構造をもっており、接地部分の丸みがクロス・フィードバック構造になっている。
2. コマのような不安定ばね系の回転剛体の安定のためには 2 種類のダンパが必要で、両者は相反する面もあるが、高速では必ず安定化し、これらは渦電流ダンパで実現可能である。
3. 安定ばね系の回転剛体ではニューテーションダンパだけでも安定化は可能である。
4. ロータの重心保持には、永久磁石の反発力で上下方向を安定化し、それから生じた水平またはラジアル不安定剛性はヌルフラックス方式の電磁誘導系で十分カバーできる。さらに渦電流ダンパを設けることによって、眠りゴマと同様に姿勢も安定化できる。

文 献

- (1) Earnshaw, S., *Trans Cambridge Phil Soc*, 7, (1842), 97.

- (2) Basore, P., *Passive Stabilization of Flywheel Magnetic Bearings*, (1978), 26-29, MIT Master Thesis.
  - (3) 藤原, 電学論 D, 108-5, (1988), 439-446.
  - (4) 村上, 電気学会リニアドライブ研究会資料 LD-91-116, (1991), 41-46.
  - (5) Yonnet, J. P., *3rd Intn'l W/S on Rare Earth-Cobalt Magnets and Their Applies.*, (1978), 241-251.
  - (6) *Magnetic Bearings (Proceedings of 1st int. symposium on magnetic bearings)* (1989), 311-318, Springer Verlag.
  - (7) 村上, 電学論 D, 111-12, (1991), 1097-1102.
  - (8) Mizuno, T. and Higuchi, T., *Int. Symp. on Design and Systems*, July 11-13, (1984), 534-539, (Tokyo).
  - (9) 大輪, 機論, 770-12 ('77-10 創立 80 周年記念).
  - (10) 村上・有働・洗井, 電気学会リニアドライブ研究会資料 LD-91-117, (1991), 47-54.
  - (11) 村上・洗井, 第 4 回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム-705, (1992), 47-54.
  - (12) Nikolajsen, J. L. NASA-CP-3062, (1989), 389-391.
-