自己制御型八極磁気軸受方式の理論解析*

—誘導用浮動型慣性センサに用いる磁気軸受方式の研究(第1報)—

滝 沢 実** 大 月 正 男** 鈴 木 孝 雄**

Theoretical Analysis of a Passive Magnetic Suspension System
with an Eight-pole Stator—Study on a Magnetic Suspension System for
Floated Inertial Sensors (1st Report)—

Minoru TAKIZAWA, Masao ÔTSUKI, Takao SUZUKI

High precision inertial sensors such as gyros and accelerometers are necessary to launch a space vehicle successfully. The gimbals of these inertial sensors which had been developed were floated in damping oil whose density was equal to their average density and the output axes of the sensors were supported by means of high precision jewel-pivot bearings. This type of bearings cannot help having a small clearance between jewel and pivot, therefore the bearings may sometimes occur frictional torque which is uncertain torque about the axes. In order to develop preciser sensors, the axes of the sensors are necessary to be provided with suspension systems which are free from uncertain torque about the axes. A magnetic suspension system is one of the systems which have the above mentioned capability.

Formerly, R. H. Frazier had derived an expression of a magnetic suspension force neglecting the leakage of the magnetic flux which may occur in the gaps between rotor and stator of the magnetic suspension system and neglecting the components of the magnetically nonrestorative force which acts on the gaps' surface. Because the expression had been reasonable only within a small displacement of the output axis, unstability of the magnetic suspension force could not be discussed which exists with the output axis largely displaced in the gaps.

From this point of view, a passive magnetic suspension system with an eight-pole stator is theoretically analyzed, which can be applied to supporting the output axes of the sensors. In this theoretical analysis, the above mentioned analytical imperfections is taken into consideration, and the equation of the magnetic suspension force is directly derived from an equation of the magnetic energy which exists in the gaps, and then static characteristics of the magnetic suspension systems obtained by means of digital computation are discussed. Consequently it is proved that authors' equation can discuss the unstable region of the magnetic suspension force. And then it is shown that authors' analytical results with relation to the magnetic suspension force are in close accordance with Frazier's results within a small displacement of the output axis.

1. 緒 言

ロケット等の航法系の精度を高めるためには慣性センサ(積分ジャイロ, 誘導用加速度計)の高精度化が必要である。これまでに, 浮動式1自由度広角度積分ジャイロ¹⁾および浮動振子型加速度計^{2), 3)}の高精度化の研究において, センサのデジタル零位制御方式^{4), 5)}等の研究が行われた。これらの慣性センサは, 高分解能, 高精度を得るためにジンバルをその平均密度に等しい油中に浮

かし, かつ出力軸受に工作精度の高い宝石・尖軸受を用いている。

しかしながら, 宝石・尖軸受はいかに高精度なものとはいえ, 宝石と尖軸との間には必然的なガタを生ずる。

このガタは出力のランダム誤差の発生や分解能の向上を妨げる要因となると思われる。したがって, これらの慣性センサをさらに高精度化するためには, このガタを除去し, 出力軸まわりの不必要なトルクが最小限に留まるような軸受方式を出力軸受に適用する必要がある。このような機能を有する軸受方式の一つとして, 磁気軸受方式が考えられる。

従来, 自己制御型磁気軸受方式の解析に関して,

* 原稿受付 昭和48年3月6日。昭和47年度精機学会春季大会学術講演会(昭和47年4月7日)にて発表。

** 正 会 員 航空宇宙技術研究所(調布市深大寺町 1880 番地)

Frazier らの解析^{6),7)}がある。かれらの解析では、軸変位と磁気支持力の関係式を導く場合に、軸受すきま部における磁束の漏れ効果が省略され、また各軸受すきま面に作用する磁気吸引力の復元力成分のみによる磁気支持力の合成がなされている。そのため、彼らの導出した磁気支持力の式は、筆者らの予備実験¹¹⁾で実際に生ずることが確認された磁気支持力の非復元力領域の存在が説明できない。この種の軸受の設計においては、その非復元力領域を明らかにする必要がある。

本研究は以上のような観点から上記解析上の不備を補って浮動型慣性センサの出力軸受に用いる自己制御型八極磁気軸受方式の磁気支持力の式を求めた。筆者らの式は磁気支持力の物理的な現象を矛盾なく表現でき、その非復元力領域を検討し得るものである。さらに、数値計算により励磁コイルの巻数、励磁周波数等をパラメータにとって軸受静特性を考察し、磁気軸受剛性を高めるために必要な各パラメータの与え方を明らかにした。なお、筆者らの解析結果は、軸の微小変位内における磁気支持力に関して、Frazier らの解析結果と良い一致を見た。

〔記号〕

C : 共振容量

E : 励磁電圧

F_K : 各軸受すきま面に作用する磁気吸引力 ($K=1, 2, \dots, 8$)

F_x, F_y : x, y 軸方向の磁気支持力

F_d : x, y 面内の任意の軸変位 d に対する磁気支持力の大きさ

f : 励磁周波数

g : 軸受すきま距離

h : 励磁コイル端からの磁極鉄心露出部長さ (図4参照)

I : 励磁電流

L : 励磁コイルの自己インダクタンス

m : 磁極断面外接円の半径 (図4参照)

N : 励磁コイルの巻数

R_m : 磁気回路すきま部の磁気抵抗

r : 励磁コイルの直流抵抗

S : 磁極断面積

μ : 磁気回路すきま部の透磁率

ω : 角周波数 ($2\pi f$)

添字

0 : ロータ中心とステータ穴中心とが合致した位置 (零位置)

res: 励磁回路の共振点

18, 23, 45, 67: 18は極1と8を1組として扱う。他の

図1 自己制御型八極磁気軸受方式の構成

図2 等価回路

23, 45, 67 についても同様。

2. 動作原理

自己制御型八極磁気軸受方式^{9),7)}の構成概略を図1に示す。この軸受方式は、8極を備えたステータとロータおよびすきまより磁気回路を構成し、図1に示すような磁束回路を得るために、四つのRLC直列共振回路が交流定電圧源Eに並列に結線される。図2は励磁回路の等価回路を示す。

コイルに流れる電流 I によって発生する磁束は相互に独立した磁気回路をつくる。磁気抵抗 R_m は各磁極に対応するすきま距離 g の関数として与えられる。各コイルの L は対応する R_m の関数であるため g の変化に依存する。この L の特性を利用して、図2で示した励磁回路を構成すれば、各コイルに流れる I は g の関数となる。すきま面に作用する磁気吸引力 F_K は I に依存するので、 I を g の関数として適当に設定すれば F_K を制御することができる。

図3はロータが x 軸方向に変位したとき、 x 軸方向に設けた左右二つの共振回路に流れるおのおのの電流 I_{45} , I_{18} の変化の様子を示したものである。そこで、ロータがステータ穴中心位置 ($g_{18}=g_{45}=g_0 \equiv$ 零位置) での電流値 I_0 が $I_{res}/\sqrt{2}$ (I_{res} は共振点における電流値) になるように設定する。図1において、いまロータの中心が x 軸方向の正の向きに微小変位したとすれば、図3で示

図3 RLC回路の共振特性

ように I_{45} が増加し, I_{18} が減少する. すなわちロータと極とのすきまが小となった側での磁気吸引力が減少し, 逆にすきまが大となった側の磁気吸引力が増大するので, ロータは元の位置に引きもどされようとする力を受ける. この力がロータを支える磁気支持力となる^{8), 9)}.

この軸受系の安定化はジンバル浮動油に適当な粘性を有するものを用いればできる.

3. 理論解析

3.1 軸受すきま面に作用する磁気吸引力の式の導出

各軸受すきま面に作用する磁気吸引力の式を導出するため, 各磁束回路は互いに独立とし, 鉄心磁路の磁気抵抗および鉄損等を見捨れば, すきま g_1, g_8 に生ずる磁気エネルギー U_{m18} は次式で表せる¹²⁾.

$$U_{m18} = \frac{1}{2} (I_{18})^2 L_{18} = \frac{1}{2} I_{18} \phi_{18} \quad (1)$$

ただし, ϕ_{18} は図1に示すように極1・8に関する磁束を表し, 次式で与えられる.

$$\phi_{18} = I_{18} \cdot L_{18} \quad (2)$$

一方, 電流から磁場に, dt 時間に供給されるエネルギー

$$\frac{d\phi_{18}}{dt} \cdot I_{18} dt = I_{18} \cdot d\phi_{18} \quad (3)$$

は磁場が外部になした機械的仕事 ($F_{18} \cdot dg_{18}$) と磁場エネルギーの変化 (dU_{m18}) の和に等しく次式で与えられる¹²⁾.

図4 すきま磁気抵抗の解析モデル

$$I_{18} \cdot d\phi_{18} = F_{18} \cdot dg_{18} + dU_{m18} \quad (4)$$

式(1)より dU_{m18} を, 式(2)と式(2)を g_{18} で偏微分した式から $d\phi_{18}/dg_{18}$ を求めて, これらを式(4)に代入すれば, すきま g_1, g_8 面に作用する磁気吸引力 F_{18} は次式で表せる.

$$F_{18} = \frac{1}{2} (I_{18})^2 \frac{dL_{18}}{dg_{18}} \quad (5)$$

ただし,

$$L_{18} = \frac{E}{r_{18} + j\left(\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C_{18}}\right)} \quad (6)$$

$$g_{18} \equiv \frac{1}{2} (g_1 + g_8) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dL_{18}}{dg_{18}} &= \frac{\partial}{\partial g_{18}} \left(\frac{N^2}{R_{m18}} \right) \\ &= \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{18} + h)^2} - \frac{S\pi^2}{(g_{18})^2} \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

ここに, R_{m18} はすきまにおける漏えい磁束成分を考慮して, 図4に示すような解析モデル*を定義し, 導出した.

図4の(a)は解析モデルの概観を, (b), (c)はすきまにおける磁束モデルを示す. 図4から, R_{m18} は図5に示すような等価回路で表せ, 次式で与えられる.

$$R_{m18} = \frac{2R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (9)$$

ここに,

R_1 : 漏えい磁束以外に関する磁気抵抗

R_2 : 漏えい磁束に関する磁気抵抗

したがって,

$$R_1 = \frac{g_{18}}{\mu S} \quad (10)$$

$$R_2 = \frac{l_2}{\mu S_2} = \frac{l_2^2}{\mu V_2} \quad (11)$$

* 磁気回路は漏えいのある電気回路と同様に取扱える. この解析モデルは磁束の方向と等磁位面が直交することを考慮し, 文献10)を参考にして考案した.

図5 R_{m18} の等価回路

図6 磁気支持力の合成

ここに,

S_2 : 漏えい磁束回路の有効断面積 $\equiv V_2/l_2$

l_2 : 漏えい磁束回路の有効長さ

V_2 : 漏えい磁束回路の容積

そこで, l_2 を近似的に次式で置く.

$$l_2 \approx \frac{\pi}{4} (g_{18} + h) = \frac{\pi}{4} R \quad (12)$$

ただし, $R = g_{18} + h$

V_2 は図4(b)より, 次式で求められる.

$$\begin{aligned} V_2 &= \int_0^R \pi (\sqrt{R^2 - r^2} + m)^2 dr - SR \\ &= R \left[\pi \left\{ \frac{2}{3} R^3 + m^2 + \frac{\pi}{2} m R \right\} - S \right] \end{aligned} \quad (13)$$

式(12), (13)を式(11)に代入すれば, R_2 は次式となる.

$$R_2 = \frac{\pi^2}{16\mu} \cdot \frac{R}{\left[\pi \left\{ \frac{2}{3} R^3 + m^2 + \frac{\pi}{2} m R \right\} - S \right]} \quad (14)$$

式(10), (14)を式(9)に代入すれば, R_{m18} は次式で表せる.

$$R_{m18} = \frac{2\pi^2}{\mu} \cdot \frac{1}{\left[\frac{32}{3} \pi (g_{18} + h) + \frac{16(\pi m^2 - S)}{(g_{18} + h)} + \frac{S\pi^2}{g_{18}} + 8\pi^2 m \right]} \quad (15)$$

ここで, すきま $g_1 \sim g_8$ は図1で定義した x, y 直交座標系において, 軸の x, y 小変位内では近似的に次式で表せる.

$$g_k \approx g_0 - x \cos \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} - y \sin \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} \quad (16)$$

ただし, $k=1, 2, \dots, 8$

また, 共振容量 C_{18} は式(6)および本磁気軸受の動作原理 ($I_0 = I_{res}/\sqrt{2}$) より次式で表せる.

$$C_{18} = \frac{1}{\omega (\omega L_0 - r_{18})} \quad (17)$$

ただし, $\omega L_0 - r_{18} > 0$

以上, 励磁コイル 1・8 に流れる電流 I_{18} によってすきま g_1, g_8 面に生ずる磁気吸引力 F_{18} を導いたが, 他の F_{28}, F_{48}, F_{67} についても F_{18} の場合と同様に求められる.

3.2 磁気支持力の式の導出

図1における x, y 方向の磁気支持力 F_x, F_y は, 以上で求めた磁気吸引力の x, y 方向の合力として図6に示され, かつ次式で表せる.

$$\begin{aligned} F_x &= \{ ||F_1 + F_8|| - ||F_4 + F_5|| \} \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \{ ||F_2 + F_7|| - ||F_3 + F_6|| \} \cos \frac{3\pi}{8} \\ &= [||F_{18}|| - ||F_{45}||] \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \left(\frac{||F_{23}||}{(g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8})} + \frac{||F_{67}||}{(g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8})} \right) x \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} F_y &= \{ ||F_2 + F_3|| - ||F_6 + F_7|| \} \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \{ ||F_1 + F_4|| - ||F_5 + F_8|| \} \cos \frac{3\pi}{8} \\ &= [||F_{23}|| - ||F_{67}||] \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \left(\frac{||F_{18}||}{(g_0 - x \sin \frac{3\pi}{8})} + \frac{||F_{45}||}{(g_0 + x \sin \frac{3\pi}{8})} \right) y \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

ただし, 式(18), (19)中の「 $|| \dots ||$ 」は磁気吸引力の位相項および吸引力としてもつ負の符号を無視した絶対値を示す. また, F_1, F_8 は F_{18} を $(g_1 + g_8)$ に対する各すきまの逆比例で与えるとすれば, 軸の小変位内において, 近似的に次式で表せる.

$$F_1 \approx F_{18} \frac{g_8}{g_1 + g_8}, \quad F_8 \approx F_{18} \frac{g_1}{g_1 + g_8} \quad (20)$$

他の $F_2 \sim F_7$ についても式(20)と同様に表せる.

式(18), (19)において, F_x, F_y が磁気支持力(復元力)であるためには次の条件を満足しなければならない.

$$F_{x+} < 0, F_{y+} < 0 : F_{x-} > 0, F_{y-} > 0 \quad (21)$$

ここに, $+$ の符号は軸の変位方向の向きを示す.

それゆえ, 軸が x, y 面において任意方向 d に変位した場合, それに対応する磁気支持力の大きさ F_d は次式で与えられる.

$$F_d = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} \quad (22)$$

図7 パラメータ f の場合の x - F_x 特性 図9 パラメータ N の場合の x - F_x 特性 図8 パラメータ g_0 の場合の x - F_x 特性 図10 パラメータ r の場合の x - F_x 特性

4. 数値計算とその結果の考察

4.1 数値計算

本磁気軸受方式の静特性を考察するために、前章で求めた磁気支持力の式に適当な数値を代入し、数値計算を行った。

数値計算に要する定数およびパラメータを次のように定義する。

定数

$$\mu=4\pi\times 10^{-7} \text{ (h/m)}, \quad m=5.0\times 10^{-3} \text{ (m)}$$

$$S=48\times 10^{-6} \text{ (m}^2\text{)}, \quad E=5.0 \text{ (V}_{\text{rms}}\text{)}$$

$$h=1.0\times 10^{-3} \text{ (m)}$$

パラメータについては軸受設計に必要な資料を得ることを目的にして次のように設定した。

$$f=200, 400, 600 \text{ (Hz)}, \quad g_0=200, 400, 600 \text{ (}\mu\text{m)}$$

$$N=1200, 1400, 1600 \text{ (回)}, \quad r=30, 50, 70 \text{ (}\Omega\text{)}$$

数値計算はこれらの定数とパラメータを各種組合わせて軸変位と磁気支持力の関係を求めた。また各種組合せに対応する共振容量を算出した。さらに、Frazier らの解析と筆者らの解析を比較検討するために、Frazier らの式に上記の数値の一例を代入し、軸変位と磁気支持力の関係および共振容量を算出した。これらの代表的な計算結果を次のように分類し、グラフで表示する。

(1) f をパラメータにとり、 N , r , g_0 を定数とした場

図 11 Frazier らの解析値と筆者らの解析値の比較

合の軸変位と磁気支持力の関係を図 7 に示す。図中の C_{200} , C_{400} , C_{600} は各 f に対応する共振容量である。

- (2) g_0 をパラメータにとり, N , r , f を定数とした場合の軸変位と磁気支持力の関係を図 8 に示す。図中の C_{200} , C_{400} , C_{600} は各 g_0 に対応する共振容量である。
- (3) N をパラメータにとり, r , f , g_0 を定数とした場合の軸変位と磁気支持力の関係を図 9 に示す。図中の C_{1200} , C_{1400} , C_{1600} は各 N に対応する共振容量を示す。
- (4) r をパラメータにとり, N , g_0 , f を定数とした場合の軸変位と磁気支持力の関係を図 10 に示す。図中の C_{30} , C_{50} , C_{70} は各 r に対応する共振容量である。
- (5) 図 11 は軸変位と磁気支持力に関する Frazier らの解析値と筆者らの解析値の比較を示す。Frazier らの式 (1-2)* は文献 6) より直接引用した。また Frazier らの式 (1-3)* は筆者らが彼らの解析方法に従って導出した式である。式 (1-2) は式 (1-3) の一次近似式である。

4.2 数値計算結果の考察

以上の計算結果に基づいて, 本磁気軸受方式の静特性および設計に関する問題, また筆者らの解析と Frazier らの解析との比較検討について述べる。

(1) 本軸受方式は出力軸を無接触かつ定位置に拘束しようとするもので, 軸変位に対する磁気支持力の強さ, すなわち磁気軸受剛性が高いことが望ましい。そのため, 図 7~10 に示されるように, f と N は大に, r と

g_0 は小にする必要がある。しかしながら, f をより高くすると鉄心磁路に生ずるヒステリシス損や渦電流損等の鉄損が無視できなくなると考えられる。また N と r の関係はコイルに同じ規格の導線を用いる場合には相反する関係にあるため, 必要な磁気軸受剛性を得るためにはある最適な組合せを見いだす必要がある。さらに, 必要な磁気軸受剛性を得るためには, コイルに流れる電流によって生ずる熱の浮動油への消散効果を考慮し, 励磁電力を適当に選ぶべきである。

(2) Frazier らの解析と筆者らの解析との比較検討の結果, 磁気支持力に関する双方の解析値は, 図 11 に示されるように, 軸の小変位内で良い一致を示している。一方, Frazier らの解析では磁気支持力が常に復元力 ($Q_0 > 2$) となり, 筆者らの予備実験で確認された磁気支持力の非復元力領域が説明できないが, 筆者らの解析では, 図 8, 図 10 に示されるように, 軸の小変位内においても磁気支持力が非復元力となる場合が生じることが明らかとなった。これは彼らが復元力に寄与する磁気吸引力成分のみを考慮して磁気支持力の式を求めたのに対して, 筆者らは, 例えば各磁気吸引力の x 軸方向に関する $\cos 3\pi/8$ 成分 (図 6 における F_2 , F_3 , F_6 , F_7) が非復元力成分となることを考慮に入れ, すべての磁気吸引力成分を合成して磁気支持力の式を求めた相違によるものと考えられる。それゆえ, 筆者らが導出した式は磁気支持力の非復元力領域を検討し得るものであり, その物理現象に合致するものと思われる。

さらに, Frazier らはすきま磁路における磁束の漏えい効果を無視して解析したが, 筆者らは磁気回路をより厳密に表現するために, これを考慮に入れて解析した。この点に関する相違は, 図 11 に示されるように, 双方の式で求めた共振容量の差異に現れている。

(3) 本軸受方式は前記のごとく磁気支持力の非復元力領域の存在が理論的に明らかとなった。この非復元力領域は軸受特性として不必要なものである。そこで, 本軸受方式を慣性センサに応用する場合には, 必要な磁気軸受剛性を備え, 動作領域を磁気支持力が最大値となるまでの軸変位領域内とし, かつ磁気支持力の復元力領域内に機械的なストッパーを備えれば, この欠点を補うことができる。本解析で得た磁気支持力の式はこのような設計的問題を解決し得るものと思われる。

5. 結 言

本研究で得た結論を以下に要約して記述する。

(1) 本解析により, 自己制御型八極磁気軸受方式における磁気支持力の物理現象を矛盾なく表現でき, そ

* 付録参照。

の非復元力領域および必要な磁気軸受剛性を得るための設計的諸定数を検討し得る磁気支持力の式を導出した。

- (2) 数値計算によって求めた軸受静特性を考察し、高い磁気軸受剛性を得るために必要な各パラメータの与え方を明らかにした。
- (3) 本軸受方式は磁気支持力の非復元力領域の存在が理論的に明らかとなったが、その領域は設計的に補い得るものである。

今後は本研究成果に基づいて、本軸受方式に関する実験的研究をさらに進め、慣性センサに応用するための設計資料を確立するものである。

最後に、本研究を進めるにあたり、Frazier らの解析に関して有益な助言をいただいた日本航空電子工業(株)ジャイロ部の山田興、鈴木裕の各氏に、また種々有益な助言をいただいた本所計測部・樋口一雄部長に深謝の意を表する次第である。

【付 録】 Frazier らの解析

軸受方式の原理、構成は筆者らが着目したものと同じである。例えば、極 1・8 に関する磁気吸引力の基本式は次のように示される。

$$F_1 = \frac{1}{2}(N^*I_{18})^2 \frac{\partial P_1}{\partial g_1}, \quad F_8 = \frac{1}{2}(N^*I_{18})^2 \frac{\partial P_8}{\partial g_8} \quad (1-1)$$

ただし、式 (1-1) の関係式は次式で示される。

$$I_{18} = \frac{I_{es}}{1+j(Q_{18}-Q_c)}, \quad Q_{18} = \frac{2\omega L_{18}^*}{2r_{18}^*}, \quad Q_c = \frac{1}{2r_{18}^*\omega C_{18}},$$

$$Q_0 - Q_c = 1, \quad P_1 = \frac{\mu S}{g_1}, \quad \frac{\mu S}{g_0 - x \cos \frac{\pi}{8}}, \quad P_8 = \frac{\mu S}{g_8}$$

$$= \frac{\mu S}{g_0 - x \cos \frac{\pi}{8}}, \quad N^* = \frac{1}{2}N, \quad r_{18}^* = \frac{1}{2}r_{18},$$

$$L_{18}^* = \frac{1}{2}L_{18}$$

ここに、 Q_{18} 、 Q_0 ：極 1・8 に関するコイルの共振鋭度、 Q_c ：極 1・8 に関する共振回路の共振容量に関する共振鋭度、 P_1 、 P_8 ：すきま g_1 、 g_8 に関する磁気回路のパーミヤンスであり、他の記号は本文で用いた記号と同じである。

他の $F_2 \sim F_7$ についても F_1 、 F_8 の場合と同様に与えられる。

以上の式を用いて、彼らが導出した磁気支持力の式

は、軸の微小変位内で、次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} F_x &= -2 \left(\frac{N^*I_0}{g_0} \right)^2 P_0 \cos^2 \frac{\pi}{8} (Q_0 - 2)x \\ F_y &= -2 \left(\frac{N^*I_0}{g_0} \right)^2 P_0 \cos^2 \frac{\pi}{8} (Q_0 - 2)y \end{aligned} \right\} \quad (1-2)$$

ただし、 F_x 、 F_y は $Q_0 > 2$ を満足すること。

一方、筆者らが彼らの解析方法で導いた磁気支持力の式は次式で表せる。

$$F_x = \frac{2(N^*I_0)^2}{g_0} P_0 \left\{ \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{g_0} \cos \frac{\pi}{8}\right)^2 + \left(1 + \frac{x}{g_0} Q_c \cos \frac{\pi}{8}\right)^2} - \frac{1}{\left(1 + \frac{x}{g_0} \cos \frac{\pi}{8}\right)^2 + \left(1 - \frac{x}{g_0} Q_c \cos \frac{\pi}{8}\right)^2} \right\} \quad (1-3)$$

ただし、 F_x は磁気支持力のため、 $F_{x+} < 0$ 、 $F_{y+} > 0$ を満足すること。 F_y についても式 (1-3) と同様に表せる。

参 考 文 献

- 1) 田畑浄治、大月正男、鈴木孝雄、秋田千秋、堀内禧次、小島雅夫：浮動式 1 自由度広角度積分ジャイロの研究、第 12 回宇宙科学技術講演会前刷 (1969-1) 122。
- 2) 大月正男、鈴木孝雄、円居繁治：浮動振子型加速度計の試作、航技研資料、TM-147, Nov. (1968)。
- 3) 大月正男、鈴木孝雄、円居繁治：アナログトルク平衡方式による浮動振子型加速度計の研究、航技研報告、TR-230, Jan. (1971)。
- 4) 大月正男、新宮博公、円居繁治、山脇功次：デジタル・リバランス方式による積分ジャイロの研究、航技研昭和 46 年度研究発表会前刷 (1971) 25。
- 5) 大月正男、鈴木孝雄、円居繁治、秋田千秋、田島三千男：デジタルトルクリバランス加速度計による速度計測 (1)、第 14 回宇宙科学技術講演会前刷 (1971-2) 13。
- 6) S. Lees: Air Space and Instruments, McGraw-Hill, New York (1963) 312~350。
- 7) P. J. Gilinson, W. G. Denhard & R. H. Frazier: A Magnetic Support for Floated Inertial Instruments, S. M. F. Fund Paper, FF-27, Inst. Aeronautical Sci., New York (1960)。
- 8) I. Cochlin: Analysis and Design of the Gyroscope for Inertial Guidance, John Wiley and Sons, New York (1963) 56~66。
- 9) P. H. Savet: Gyroscope; Theory and Design, McGraw-Hill, New York (1961) 347~351。
- 10) 茂木 晃：磁気回路、共立出版 (1963) 181~184。
- 11) 大月正男、鈴木孝雄、滝沢 実：誘導用慣性機器に用いる磁気支持軸受の研究 (1)、磁気支持軸受の理論解析と予備実験、昭和 47 年度精機学会春季大会学術講演会前刷 (1972) 215。
- 12) 熊谷寛夫、荒川泰二：電磁気学、朝倉書店 (1965) 162~164。